НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи

КУЛИКОВСКАЯ Анна Алексеевна

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

Специальность: 1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: Мартемьянов Максим Александрович кандидат физико-математических наук

Москва – 2023

Оглавление

| Введение | 3 |
|---|----|
| Глава 1. Описание ускорителя и экспериментальной установки | 17 |
| 1.1 Ускорительный комплекс ТВН | 17 |
| 1.2 Экспериментальная установка ФРАГМ | 21 |
| Глава 2. Реакции, идущие с перезарядкой нуклонов | 30 |
| Глава 3. Описание теоретических моделей ион-ионных взаимодействий | 38 |
| 3.1 Модель бинарного каскада | 41 |
| 3.2 Квантовая молекулярно – динамическая модель (QMD) | 44 |
| 3.3 Модель внутриядерного каскада (INCL) | 47 |
| 3.4 Сравнение моделей при описании обменных реакций | 52 |
| Глава 4. Моделирование прохождения пучка ионов в магнито-оптическом канале | 56 |
| Глава 5. Методика выделения фрагментов | 64 |
| 5.1 Идентификация ионов на магнитном спектрометре ФРАГМ | 64 |
| 5.2 Поиск фрагментов 11 Ве и 12 В, полученных в результате однократной перезарядки нуклонов | 69 |
| 5.3 Поиск ¹² N | 75 |
| 5.4 Поиск фрагментов, полученных в результате двукратной перезарядки нуклонов | |
| Глава 6. Статистические модели процессов фрагментации | 84 |
| Заключение | 90 |
| Приложение | 93 |
| Список литературы | 98 |

Введение

В настоящее время изучение фундаментальных основ механизмов ядроядерных взаимодействий является одним из наиболее актуальных направлений исследований на новейших экспериментальных установках. 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]. В таких реакциях тесно переплетаются взаимодействия элементарных частиц и резонансов, внутренние эффекты структуры ядра и коллективное движение ядерной материи при температурах и плотностях, значительно превышающих таковые в стабильных ядрах. Остается большой объем до сих пор нерешенных задач, как в области точного модельного описания процессов, так и при описании динамических эффектов данных взаимодействий.

Процессы фрагментации, идущие с перезарядкой нуклонов во фрагментирующем ядре, довольно слабо изучены экспериментально, несмотря на то, что первые работы появились в 80-е годы прошлого века [2], что стало результатом успешного развития ускорительной техники. С точки зрения эксперимента, это связано с трудностями идентификации этих процессов в области тяжелых ядер и малостью сечения в области легких ядер.

В результате таких реакций в новом фрагменте происходит увеличение числа протонов или нейтронов, по сравнению с налетающим ядром. Обычно, теоретическое описание зарядово-обменных процессов основано на мезонном обмене между нуклонами ядра-снаряда и мишени. Неупругое взаимодействие нуклонов сопровождается рождением резонансных состояний и заряженных мезонов. Кроме того, зарядово-обменные реакции служат инструментом для изучения довольно широкого спектра физических задач. Соответствующие экспериментальные данные важны для оценки роли мезонных обменов, нуклоннуклонных 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 синтезирования ядер, далеких от стабильности, и гиперядер [4].

Создание крупных тяжелоионных ускорительных комплексов, таких как RIKEN (Япония) и GSI (Германия) позволило провести новые измерения зарядообменных процессов, которые затронули область средних и тяжелых ядер [5, 6]. Например, на установке FRS в GSI при фрагментации ¹¹²Sn и ²⁰⁸Pb в результате изобарического зарядового обмена были зарегистрированы изотопы ¹¹²Ir и ²⁰⁸Bi соответственно при энергии 1 ГэВ/нуклон [7]. Сечение выхода этих фрагментов оказалось довольно большим и сравнимым с сечениями реакций фрагментации, идущими без зарядового обмена. Анализ спектров по переданной энергии позволил выделить два пика, которые были соотнесены с квазиупругим и неупругой вкладом в процесс перезарядки, причем второй пик соответствовал рождению Δ -изобары в ядерной среде. Проведенный теоретический анализ данных позволил впервые получить хорошее согласие с экспериментом. Что касается двойной перезарядки нуклонов, то этот процесс до сих пор не наблюдался во фрагментации тяжелых ионов, однако имеется большое число работ по теоретическим аспектам как однократной, так и двойной перезарядки нуклонов в процессах фрагментации ядер [3, 8-10].

Детектирование реакций, протекающих с перезарядкой нуклонов, возможно только в обратной кинематике, где родившиеся 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. Такое разрешение и было использовано в рамках эксперимента ФРАГМ на тяжелоионном ускорителе-накопителе ТВН (Тера Ваттного Накопителя) [11]. При фрагментации ионов углерода ¹²С, в результате однократной перезарядки нуклонов, могут образовываться три долгоживущих изотопа: ¹¹Ве (7 нейтронов), ¹²В (7 нейтронов) и ¹²N (7 протонов). Имеется всего несколько аналогичных экспериментов, выполненных в диапазоне энергий

1–2 ГэВ/нуклон и только для изобарических переходов. Подобные измерения при энергии 300 МэВ/нуклон были выполнены впервые.

Особенностью эксперимента ФРАГМ является TO, ЧТО измеряются импульсные спектры всех долгоживущих фрагментов бериллия и бора, 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 неизобарической происходит при перезарядке нуклонов является чувствительным к модификации мезонных взаимодействий в ядерной материи. Также представляет интерес сравнение выходов при фрагментации ионов углерода в изотопы ¹²В и ¹²N, являющихся зеркальными относительно замены протона на нейтрон в ядре углерода. Выходы этих фрагментов близки, что справедливо при углах рождения фрагментов, близких к нулевому. Установка ФРАГМ регистрирует ионы под углом, отличным от нулевого, при этом вклад в выходы фрагментов давать также возбужденные состояния, распады которых сильно различаются в ядрах ¹²В и ¹²N. Все вышеупомянутые эффекты сравнивались с теоретическими предсказаниями моделей ядро-ядерных взаимодействий, что позволило выявить достоинства и недостатки этих моделей и указать пути их совершенствования.

Экспериментальная установка FRS также могла бы решать задачи, аналогичные измерениям на спектрометре ФРАГМ. Однако в последние годы детектирующая часть установки была ориентирована на регистрацию ионов с большим зарядом, и работы по фрагментации ионов углерода на ней крайне затруднены. Кроме того, в настоящее время в GSI ведется масштабная модернизация в рамках проекта FAIR, и научные исследования по физике тяжелых ионов пока приостановлены. В России тяжелоионный ускоритель ОИЯИ «Нуклотрон» после продолжительной модернизации может начать работу в ближайшие несколько лет [12]. Исследования по фрагментации углерода ведутся на ускорителе ИФВЭ, но исключительно в области высоких энергий и с другими физическими целями [13].

Актуальность избранной темы

Исследование ядро-ядерных взаимодействий в настоящее время является развивающейся областью актуальной активно экспериментальной теоретической ядерной физики низких и промежуточных энергий. Адронная и ионная терапии в последние годы, все чаще используются в медицинских целях, для лечения серьезных заболеваний, поэтому необходимо непрерывно тестировать улучшать существующие теоретические знания ядро-ядерных И взаимодействиях. При углеродной терапии взаимодействие входящего пучка с тканями человека может привести к образованию большого количества ядерных фрагментов и вторичных легких частиц. Таким образом, для расчета наиболее точной оценки биологической дозы на новообразования и окружающие ее здоровые ткани требуются сложные инструменты моделирования, основанные на моделях ядерных реакций. Использование ионов углерода онкологии мотивировано значительными преимуществами. Однако на физическое дозовыделение влияют неупругие процессы ионов на пути проникновения в ткани человека [14, 15]. Например, количество падающих ионов, достигающих опухоли на глубине пика Брэгга, снижается до 70% для энергии 400 МэВ/нуклон для изотопа ¹²С в тканеэквивалентном материале [16]. Фрагментация углеродного пучка приводит к образованию вторичных, более легких осколков, с большей дальностью пролета и большим угловым разбросом. Такие фрагменты также обладают разной биологической эффективностью, которая сильно коррелирует с линейной передачей энергии. Эти эффекты, обусловленные фрагментацией углерода, приводят к сложному пространственному распределению дозы, особенно на здоровые ткани. Таким образом, наибольшее влияние образования вторичных частиц оказывается за пределами пика Брэгга, при котором только вторичные частицы вносят вклад в дозу.

Для того чтобы сохранить преимущества ионов углерода в адронной терапии, требуется очень высокая точность распределения дозы. При планировании лечения новообразований необходимо правильно оценить ядерные реакции, чтобы рассчитать биологическую дозу на всем пути ядра. Методы Монте-Карло,

вероятно, являются наиболее мощным инструментом для учета таких эффектов. Несмотря на то, что они, как правило, не могут быть непосредственно использованы в клинических условиях из-за слишком длительного времени обработки данных, их можно использовать для ограничения и оптимизации аналитической системы планирования лечения или для создания полных и точных баз данных [17, 18].

Помимо практической ценности новых данных по ядро-ядерным взаимодействиям и пополнении ими экспериментальных баз данных, исследования реакций, идущих с перезарядкой нуклонов, имеет важное фундаментальное значение с точки зрения изучения структуры ядра и исследования механизмов нуклон-нуклонных взаимодействий. Следует отметить, что реакции, идущие с перезарядкой, имеют малые сечения по сравнению с выходами других фрагментов. Поэтому для выделения этих требуется высокое импульсное разрешение, что было достигнуто в рамках эксперимента ФРАГМ.

В случае реакций, идущих с перезарядкой нуклонов, и низких энергиях изучается квазиупругое взаимодействие нуклонов, обусловленное виртуальным обменом заряженными мезонами между ядром-снарядом и мишенью. Обычно объектом поиска являются различные ядерные возбуждения (Гамов-Теллеровское, спин-дипольное, квадрупольное и др.), а также их зависимость от атомного номера. При более высоких энергиях образуются барионные резонансы с их последующим распадом и испусканием ядерной материей заряженных мезонов. Теоретическое описание процесса возникновения резонансных состояний в возбужденной ядерной среде до сих пор вызывает напряженные дискуссии и остается важной фундаментальной проблемой в физике адронов. Данные о свойствах резонансных состояний и их распадах как в случае протонной, так и ядерной мишенях имеют важное значение для проверки теоретических предсказаний, описывающих структуру ядерной материи. Периферийная область взаимодействия ядра-снаряда и мишени, которая также характеризуется выходом пионов, может быть использована для исследования относительного содержания протонов и нейтронов на периферии ядра.

Основной работы обработка целью данной является результатов экспериментальных исследований процессов фрагментации ионов углерода идущих с перезарядкой нуклонов при энергии 300 МэВ/нуклон, полученных на детекторе ФРАГМ. Исследовалась реакция 9 Ве (12 С, f) X, где f - искомые фрагменты: 11 Ве и 12 В, 12 Ве и 12 N. Производился расчет дифференциальных сечений выходов исследуемых фрагментов в зависимости от их импульса, а также сравнение полученных данных различными моделями cядро-ядерных взаимодействий, другими экспериментальными результатами и статистическими моделями на предмет их согласования.

Задачи исследования

Для достижения поставленных целей были сформулированы следующие задачи:

- Построение алгоритма для поиска фрагментов изотопов бериллия и бора по корреляционным распределениям времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости. Реакции, идущие без перезарядки нуклонов, необходимы для тестирования методики выделения фрагментов
- Разработка метода анализа информации, поступившей с годоскопической системы, необходимого для отбора реакций, идущих с перезарядкой, и построения импульсных распределений
- Вычисление эффективности регистрации ионов бериллия и бора на основе ранее разработанной программы моделирования, базирующейся на программном пакете Geant4
- Вычисление дифференциальных сечений зарядово-обменных реакций в зависимости от импульса фрагмента с учетом нормировки на показания монитора и моделированной эффективности регистрации
- Расчет в рамках различных моделей ядро-ядреных взаимодействий дифференциальных сечений реакций, протекающих с перезарядкой нуклонов

- Оценка согласованности модельных данных как друг с другом, так и с экспериментом, с точки зрения исследуемых реакций, определение недостатков и преимуществ моделей
- Оценка ширины спектра инвариантного сечения по пику квазиупругого рассеяния с учетом предсказаний статистических моделей, а также других экспериментальных данных по фрагментации углерода. Следует отметить, что теоретические предсказания по ширинам обычно вычисляются в системе покоя налетающего ядра и под нулевым углом рассеяния по отношению к налетающему ядру. Таким образом, для экспериментальных данных необходимо введение поправок, связанных с импульсным разрешением установки и с приведением измеренной ширины к нулевому углу.

Научная новизна

- Был разработан и успешно использован метод идентификации фрагментов на основе анализа корреляционных распределений времени пролета и ионизационных потерь в сцинтилляционных детекторах при различных настройках магнито-оптического канала установки ФРАГМ, включающий в себя процедуру улучшения точности измеряемого импульса фрагмента с помощью координатной информации, поступившей с годоскопа детектора ФРАГМ.
- Впервые были обнаружены изотопы ¹¹Be, ¹²B, ¹²Be в реакциях перезарядки нуклонов при фрагментации ядер углерода при энергии 300 МэВ/нуклон и измерены их дифференциальные сечения рождения.
- Было произведено сравнение форм измеренных импульсных спектров бериллия и бора с предсказаниями статистических моделей.
- Было рассчитано верхнее ограничение на сечение образования ¹²N в основном состоянии по отношению к выходу изотопа ¹²B.

Научная и практическая значимость работы

Практическая значимость данного исследования состоит в получении новых данных о фрагментации ядер углерода, происходящей с перезарядкой нуклонов. Этот процесс выходит за рамки традиционно используемых термодинамических и статистических подходов к фрагментации и связан с проявлением мезонных степеней свободы в ядерных силах, включая модификацию барионных резонансов в ядерной материи. Полученные экспериментальные данные будут использованы для тестирования моделей ядро-ядерных взаимодействий, что позволит расширить круг описываемых ими процессов и будет содействовать их совершенствованию. Стоит отметить, что точное описание процессов фрагментации ядер важно не только для фундаментальных исследований, но и для прикладных направлений, таких как тяжелоионная терапия, где фрагментация ядер приводит к нежелательному облучению тканей, создание пучков радиоактивных ядер и радиационной защиты от тяжелоионной компоненты космических лучей.

Положения, выносимые на защиту

- 1. Результаты анализа данных по поиску реакций, идущих с перезарядкой нуклонов, полученные на экспериментальной установке ФРАГМ и ускорительном комплексе ТВН при фрагментации ядер углерода на бериллиевой мишени при энергии 300 МэВ/нуклон.
- 2. Разработка метода анализа экспериментальных данных по корреляционным распределениям времени пролета и амплитуды (заряда), а также с использованием информации, поступившей с годоскопической системы экспериментальной установки. Последнее является необходимым условием для измерения квазиупругих импульсных пиков фрагментов, родившихся в реакциях с перезарядкой.
- 3. Расчет эффективности регистрации широкого набора ионов бериллия и бора в зависимости от настройки на определенную жесткость магнито-оптического канала установки ФРАГМ в рамках программного пакета Geant4.
- 4. Дифференциальные сечения рождения ¹¹Ве и ¹²В (однократная перезарядка) и

- ¹²Ве (двукратная перезарядка) в зависимости от импульса фрагмента. Представленные экспериментальные данные получены впервые.
- 5. Приводится сравнение экспериментальных данных с предсказаниями трех моделей ядро-ядерных взаимодействий. Модельные данные по-разному описывают зарядово-обменные процессы, представлены преимущества и недостатки каждой из них.
- 6. Приведено сравнение ширин импульсных спектров, вычисленных в системе покоя налетающего ядра, с предсказаниями статистических моделей (Гольдхабера и периферической), а также с экспериментальными данными, полученными в эксперименте по фрагментации ядра углерода.

Степень достоверности и апробация результатов

Обоснованность экспериментальных результатов и малая погрешность измерения импульса в 0.4% была обеспечена использованием двухкаскадного магнито-оптического канала, расположенного под малым углом к внутреннему ионному пучку, с применением годоскопической системы. Это позволило напрямую измерять и учитывать выход всех основных каналов ядерных реакций за счет регистрации продуктов реакций. Проведенный анализ погрешностей экспериментов, а также сравнение с другими экспериментальными данными, гарантирует достоверность результатов.

Анализ экспериментальных данных проводился \mathbf{c} использованием общепризнанной, широко апробированной программы ROOT и программного пакета Geant4. Достигнутые научные результаты находятся в хорошем согласии с работами других авторов в этой области. Основные результаты диссертации опубликованы реферируемых международных научных журналах представлены материалах ведущих международных конференций ПО экзотическим ядрам.

Результаты диссертационной работы были представлены на следующих конференциях:

- 1. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике (МКТЭФ–2021), 15 18 ноября 2021, Москва, Россия. Исследование процессов фрагментации ионов углерода с однократной перезарядкой нуклонов при энергии 300 МэВ/нуклон. Сборник аннотаций докладов, ФГБУ «ИТЭФ им. А. И. Алиханова НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 52 (2021).
- 2. LXXII International conference Nucleus–2022: Fundamental problems and applications, 11 16 July 2022, Moscow, Russia. Charge exchange processes in carbon ions fragmentation at 300 MeV/nucleon: a comparison with models of ion-ion interactions. Book of Abstracts, Edited by K. A. Stopani and N. S. Zelenskaya, Amirit, Saratov, 148 (2022); https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875/nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf.
- 3. 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA–2022), 29 November 2 December 2022, Moscow, Russia. Single and double charge exchange reactions in ¹²C fragmentation at 300 MeV/nucleon.
- 4. XVII Курчатовская молодежная школа, 20 23 марта 2023 г., Москва, Россия. Рождение 12 В, 12 N и 12 Ве в зарядово-обменных реакциях. Сборник Аннотаций, НИЦ «Курчатовский институт», 304 (2023).

Публикации по результатам исследования

Основные результаты диссертации были опубликованы в трех журналах, включенных в список ВАК и базы данных научного цитирования РИНЦ и Scopus:

1. А. А. Куликовская u ∂p ., Поиск процессов перезарядки нуклонов в фрагментации ионов углерода при энергии 300 МэВ/нуклон, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 85, №5, 339 (2022). [A. A. Kulikovskaya et al., Search for Nucleon Charge–Exchange Processes in the Fragmentation of Carbon Ions at an Energy of 300 MeV per Nucleon, Phys. At. Nucl. 85, № 5, 486 (2022)]. DOI: 10.1134/S1063778822050076.

- 2. A. A. Kulikovskaya *et al.*, Ion Identification Using a FRAGM Magnetic Spectrometer, *Phys. At. Nucl.* 85, № 9, 1541 (2022). DOI: 10.1134/S1063778822090010.
- 3. А. А. Куликовская и др., Процессы перезарядки при фрагментации ионов углерода при энергии 300 МэВ/нуклон: сравнение с моделями ион-ионных взаимодействий, *Изв. РАН. Сер. физ.*, Т. 87, № 8, 1130 (2023). [A. A. Kulikovskaya et al., 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.* 87, № 8, 1147 (2023)] DOI: 10.31857/ S0367676523702034

Личный вклад автора

Автор внес определяющий вклад в процесс анализа экспериментальных данных, методику обработки и получении конечных физических результатов по сечениям выходов изотопов бериллия и бора, родившихся в реакциях с перезарядкой нуклонов.

Следует отметить, что импульсные спектры таких ионов обладают узкими ширинами, поэтому процедура обработки информации, собранной с помощью годоскопа детектора ФРАГМ, являлась одной из главных задач при анализе данных. Для решения этой задачи была разработана методика анализа экспериментальных данных, что позволило увеличить количество измеренных точек до 10 при каждой настройке магнито-оптического канала и соответственно улучшить точность определения импульса.

Другой важной задачей, осуществленной автором, стала оценка эффективности регистрации изотопов бериллия и бора в зависимости от их импульса, регистрируемых экспериментальной установкой ФРАГМ, с использованием программных пакетов Geant4 и ROOT.

Было произведено сравнение экспериментальных и модельных данных в нескольких моделях ядро-ядреных взаимодействий. В работе тестировалось согласованность модельных и экспериментальных данных, как в случае обычных

фрагментационных процессов, так и для реакций, протекающих с перезарядкой нуклонов.

Наконец, были получены дифференциальные сечения рождения изотопов бериллия и бора для реакций, идущих с перезарядкой нуклонов, произведена оценка формы экспериментальных спектров, приведено сравнение с теоретическими предсказаниями, полученными на основании статистических моделей фрагментации, и аналогичными экспериментальными данными по фрагментации углерода.

Автор активно участвовал в обсуждении полученных результатов и их презентации на конференциях, в том числе двух международных, подготовке и написании статей в реферируемых журналах.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка литературы и одного приложения. Работа содержит 109 страниц текста 35 рисунков, 5 таблиц, количество используемых источников составляет 139.

Во введении раскрывается актуальность выбранной темы, обсуждается проблема, которой посвящена настоящая работа, сформулированы её цели и новизна полученных результатов, обоснована их научная и практическая ценность, приведены основные положения, выносимые на защиту, личный вклад автора, публикации, апробация работы и краткое содержание диссертации.

Первая глава посвящена описанию ускорительного комплекса ТВН (Тера Ваттного Накопителя) и экспериментальной установки ФРАГМ. Приводятся конструкционные особенности и основные технические характеристики ускорительного комплекса и экспериментальной установки, а также схема управления и сбора информации ФРАГМ.

Во второй главе содержится краткий обзор зарядово-обменных реакций. В работе приводится описание прошедших и настоящих экспериментов, направленных на исследования данного типа реакций при промежуточных и

высоких энергиях. Определены механизмы формирования реакций, как в области квазиупругих процессов, так и для неупругих каналов, сопровождающегося образованием резонансных состояний и рождением пионов.

В третьей главе содержится описание общих принципов построения алгоритмов ядро-ядерных взаимодействий, а также четыре широко известных моделей (бинарного и внутриядерного каскадов, кварк-глюонная струнная и молекулярно-динамическая модели). Отмечены их характерные особенности и согласованность с мировыми данными. Рассматривается применимость моделей для описания зарядово-обменных реакций.

В четвертой главе описывается процесс моделирования прохождения ионов бериллия и бора в магнито-оптическом канале экспериментальной установки ФРАГМ, выполненный с использованием набора инструментов программного пакета Geant4. Описан основной результат моделирования — зависимость эффективности регистрации от импульса для различных фрагментов, что является важным при коррекции импульсных распределений регистрируемых ионов.

В пятой главе представлена методика поиска фрагментов 11 Be, 12 B, 12 Be и 12 N для экспериментальных данных, основанная как на анализе корреляционных распределений по времени пролета и амплитуды сигнала, так и информации, Приводятся полученной с помощью годоскопа. результаты дифференциальных сечений выходов ¹¹Be, ¹²B, ¹²Be в зависимости от лабораторного импульса, а также соответствующие модельные результаты. В случае ¹²N был определен верхний предел рождения ядра, зарегистрированный экспериментальной установкой.

В шестой главе проведен сравнительный анализ формы (ширины) импульсных распределений в системе налетающего ядра для изотопов бериллия и бора. Приводится сравнение экспериментальных данных с предсказаниями двух статистических моделей, Гольдхабера и периферической модели, а также с данными аналогичного эксперимента по фрагментации углерода.

В заключении подводятся итоги и формулируются основные результаты диссертационный работы.

В приложении содержится дополнительная информация по анализу корреляционных распределений времени пролета и амплитуды сигнала (заряда).

Глава 1. Описание ускорителя и экспериментальной установки

В Главе 1 описывается ускорительно-накопительный комплекс ТВН и реализованный на нем эксперимент ФРАГМ, который был оптимизирован для регистрации ядерных фрагментов.

1.1 Ускорительный комплекс ТВН

Работы по созданию тяжелоионного ускорителя-накопителя ТВН были начаты в 1997 году. Комплекс был создан на основе протонного синхротрона У-10, позволяющего наряду с протонами ускорять ионы до релятивистских энергий, а также накапливать ионы. В процессе работ по созданию нового ускорительного комплекса был решен целый ряд непростых инженерно-физических технологических задач [19, 20]. Впервые была разработана новая технология генерации и формирования сильноточных пучков высокозарядных ионов с использованием мощного излучения импульсно-периодического СО₂-лазера [21]. Кроме того, была освоена технология многократной перезарядной инжекции тяжёлых ионов и накопления пучков ядер тяжёлых элементов, позволяющая увеличивать плотность частиц и тем самым достигать высокой концентрации ядер в циркулирующем пучке. В процессе создания комплекса был использован новый линейный инжектор ионов И-3 на энергию 4 МэВ, связанный с бустерным синхротроном УК, 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 [22]. По этой причине, накопленный пучок проходит через перезарядную мишень всего один раз в каждом цикле инжекции, и возмущающее воздействие мишени на пучок оказывается минимальным. Схема ускорительного комплекса ТВН приведена на рис. 1 [23].



Рис. 1. Схема ускорительного комплекса ТВН [23].

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 онкологических пациентов. Некоторые каналов использовались для транспортировки пучков протонов или ионов при медленном выводе из кольца У-10 на испытательные стенды в экспериментальный зал. На ускорительном комплексе ТВН было осуществлено ускорение ионов от углерода до серебра, причем удалось достигнуть релятивистских энергий при интенсивности порядка $10^7 \div 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Уровень вакуума в кольце УК ограничил ускорение более тяжелых ионов. Статистика по времени работы комплекса за пять лет с 2007 г. до 2011 г. приведена на рис. 2.

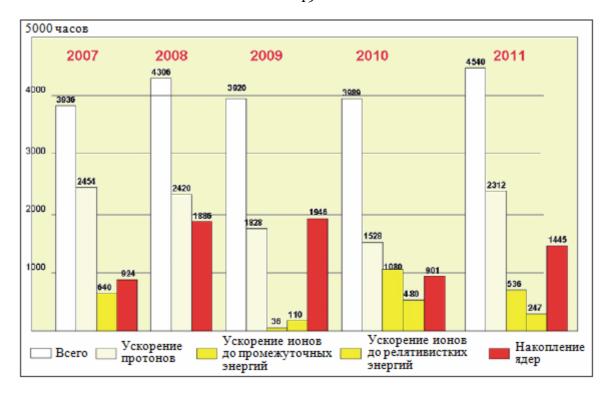


Рис. 2. Статистические данные по эксплуатации комплекса ТВН [6].

Основные параметры ускорительного комплекса ТВН приведены в табл. 1. Полное время эксплуатации комплекса составило около 4000 часов в год. Время функционирования ускорителя было разделено между тремя основными режимами в соотношении: ускорение протонов $\sim 50\%$, ускорение ионов до промежуточных и релятивистских энергий $\sim 30\%$, накопление ионов $\sim 20\%$.

Табл. 1. Основные параметры комплекса ТВН [24].

| Режим работы комплекса | Ускори тели | Энергия пучка, МэВ/нуклон | Режим вывода пучка |
|---|---------------------|---|---|
| Ускорение протонов | И-2 И-2/ У-10 | 25 до 230 до 3000 до 9300 до 3000 | импульс, 10 мкс медицинский вывод, 200 нс быстрый вывод, 800 нс внутренняя мишень, 1 с медленный вывод, 0.5 с |
| Ускорение ионов (С, Al, Si, Fe, Cu, Ag) | И-3 | 1.5 – 400 | Быстрый вывод, 800 нс, С(400 МэВ/нукл., 20×10 ⁹), Al (265 МэВ/нукл., 20×10 ⁸), Si (360 МэВ/нукл., |

| | И-3/ У-10 | до 4000 | 10 ⁸), Fe (230 МэВ/нукл., 2.5×10 ⁸), Ag (100 МэВ/нукл., 20×10 ⁷) Внутр. мишень, быстрый (800 нс, 3 ГэВ/с) и медленный вывод (0.5 с, 3 ГэВ/с), С(4 ГэВ/нукл., 5×10 ⁸), Al (4 ГэВ/нукл., 3×10 ⁷), Fe (3.6 ГэВ/нукл., 2×10 ⁷) |
|--|--------------|-----------|--|
| Накопление ионов (C, Al, Fr, Si) | И-3/ У-10 | 200 – 300 | С(300 МэВ/нукл., 4×10 ¹⁰), Al (265 МэВ/нукл., 3×10 ⁹), Si (240 МэВ/нукл., 10 ⁹), Fe (230 МэВ/нукл., 10 ⁹) Быстрый вывод с компрессией пучка до 150 нс, непрерывный вывод накопленного пучка |

Статистика использования комплекса по различным областям исследований за исследуемый промежуток времени показала тенденцию увеличения пучкового времени не только для исследований в области фундаментальной физики, но и в решении прикладных задач протонной и ионной терапии, протонной радиографии и в испытании радиационной стойкости электронных элементов. Создание ускорительного комплекса ТВН позволило осуществить несколько экспериментов, в частности, в области фундаментальных исследований. Далее перечисляются соответствующие установки и приводятся их задачи:

- экспериментальная установка ПРИМА [25] для проведения исследований по физике высокой плотности энергии в веществе, протонной радиографии и ионной радиобиологии, которая функционировала на быстром выводе пучка ускорительного комплекса;
- магнитный спектрометр ФРАГМ [26], спроектированный для исследований механизмов ион-ионных взаимодействий и внутренней структуры фрагментирующего ядра при промежуточных энергиях. Поскольку на этой установке были получены экспериментальные данные для диссертации, она будет описана более подробно;

- установка ФЛИНТ [27], предназначенный для проведения исследований по поиску и изучению свойств сверхплотной холодной материи при взаимодействии пучка ионов с внутренней мишенью ускорителя;
- ряд экспериментов [28] на протонном пучке ускорительного комплекса для получения данных по выходам нейтронов в электроядерных системах
- экспериментальная установка ЭПЕКУР [29], созданная для измерения пионпротонного упругого рассеяния и исследований по спектроскопии легких барионов, в том числе для поиска экзотического пятикваркового состояния.

За работы по созданию ТВН группе работников ускорительнонакопительного комплекса была присуждена премия Правительства Российской Федерации в области науки и техники 2010 года.

1.2 Экспериментальная установка ФРАГМ

Экспериментальная установка ФРАГМ [26, 30] предназначалась для регистрации ядерных фрагментов, рожденных на внутренней мишени ускорительного комплекса ТВН. ФРАГМ представляет собой двухступенчатый магнито-оптический канал, расположенный под углом 3.5° к внутреннему пучку. Схематическое изображение установки показано на рис. 3. В качестве мишени, расположенной в вакуумной камере ускорителя, использовалась вертикальная бериллиевая фольга с продольным размером $0.2 \times 3.0 \text{ см}^2$ и 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.

Два фокуса магнито-оптического канала находились на расстоянии 28 и 42 м от мишени. Первая ступень канала состояла из дублета квадрупольных линз Q1 и Q2, поворотного магнита ВМ1, 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 ВМ2, который предназначался для фокусировки пучка в

область расположения второго набора сцинтилляционных счетчиков. Магнитное поле в магнитах ВМ1 и ВМ2 было измерено с помощью датчиков Холла. Измеренные экспериментальные значения хорошо описываются формулой:

$$B_0 = \frac{2\sin(\lambda/2)}{0.3L} p \tag{1.1}$$

$$B_x = 0, B_y = \frac{B_0}{1 + exp[(z - L/2)/\delta]}, B_z = y \frac{dB_y}{dz},$$
 (1.2)

где B_0 , B_x , B_y , B_z — значение магнитного поля в центре и три его компоненты, p — импульс частицы, L — эффективная длина магнита (313.6 см для ВМ1 и 310.6 см для ВМ2), параметр δ = 5.7 см для ВМ1 и δ = 7.3 см для ВМ2. Угол λ определяет конфигурацию магнито-оптического канала и соответствует углу поворота частицы в магните, причем он равен 0.259 рад для ВМ1 и 0.276 рад для ВМ2, что обеспечивает полное использование импульсного разрешения канала.

Вакуумопровод установки обладает переменным радиусом, который составляет 3.3 см в начале канала и 10 см в его конце. В области расположения первого фокуса он имеет разрыв, в котором был размещен первый набор сцинтилляционных счетчиков СF1 и CF2. Второй набор счетчиков С2 и С3 располагался в области второго фокуса. Продольный размер CF1, CF2 и C2 составляет 20×8 см², C3 – 5×5 см². Сцинтилляционные счетчики предназначались для измерения амплитуды сигнала и времени пролета. Каждый счетчик просматривался двумя ФЭУ с противоположных сторон для компенсации их геометрических размеров при времяпролетных измерениях [31]. Совпадение сигналов двух счетчиков в разных фокусах использовалось в качестве тригтера для считывания и записи информации на диск.

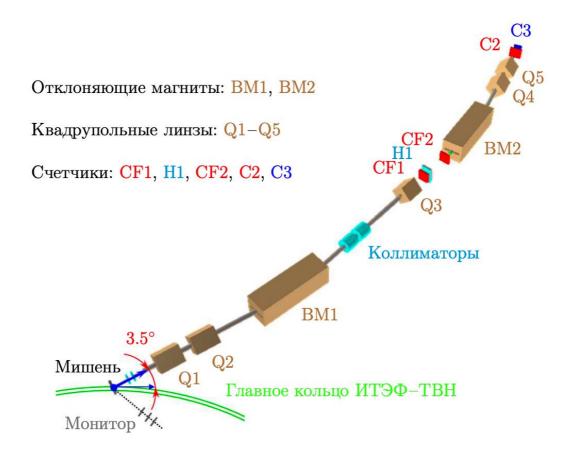


Рис. 3. Схема установки эксперимента ФРАГМ [26].

В первом фокусе также был расположен годоскоп H1, который состоял из двадцати вертикальных и восьми горизонтальных элементов размером $20 \times 1 \times 1$ см и предназначался для измерения профиля пучка и для уточнения импульса фрагмента с учетом фокусирующих свойств магнито-оптического канала.

Мониторинг исходного пучка осуществлялся с помощью трех сцинтилляционных счетчиков, направленных на мишень под углом 2°. Расположение основных элементов магнито-оптического канала установки ФРАГМ приведено в табл. 2.

Табл. 2. Координаты расположения элементов магнито-оптического канала.

| Элемент канала | Расстояние от мишени, м |
|----------------|-------------------------|
| Мишень | 0.0 |
| Линза Q1 | 7.2 |
| Линза Q2 | 8.65 |

| Магнит ВМ1 | 13.4 |
|---------------|-------|
| Коллиматор №1 | 18.35 |
| Коллиматор №2 | 19.01 |
| Линза Q3 | 26.67 |
| Счетчик CF1 | 27.42 |
| Годоскоп Н1 | 27.52 |
| Счетчик CF2 | 29.55 |
| Магнит ВМ2 | 32.8 |
| Линза Q4 | 35.8 |
| Линза Q5 | 37.6 |
| Счетчик С2 | 42.0 |
| Счетчик С3 | 42.1 |

Схема управления экспериментом ФРАГМ приведена на рис. 4. Система сбора данных состояла из трех крейтов КАМАК, в которых располагались модули время-цифровых и зарядово-цифровых преобразователей, счетчиков импульсов, приемных регистров от годоскопических счетчиков, выходных регистров и т.п. Все три крейт-контроллера (СС1-3) 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-ти битовыми словами. Время считывания составляло менее 50 мкс, что позволяло набирать до 10000 событий за сброс ускорителя длительностью около одной секунды. Буферный компьютер во время сброса пучка на мишень работал исключительно на прием данных и их буферизацию в памяти компьютера.

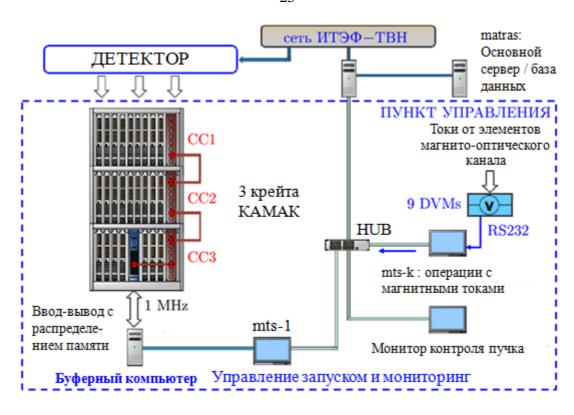


Рис. 4. Схема управления экспериментом ФРАГМ.

В промежутках между циклами, которые составляли 2 секунды, по быстрой линии связи данные передавались в головной компьютер mts-1. 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 магнито-оптического канала.

Программное обеспечение, предназначенное как для управления экспериментом, так и для предварительного анализа данных, было создано на основе программного пакета ROOT [32]. По окончании сеанса набора данных вся информация по локальной сети института переписывалась на основной сервер хранения данных эксперимента ФРАГМ.

Важной задачей, решаемой компьютерной системой установки, была организация управления токами магнито-оптического канала, содержащего 7 магнитных элементов: два отклоняющих магнита и 5 квадрупольных линз. Питание

этих элементов осуществлялось от 1000-амперных источников тока. Для управления источниками тока использовался отдельный компьютер mts-k следующим образом: 7 цифровых вольтметров измеряли токи с шунтов магнитных элементов и 2 – напряжение с датчиков Холла, установленных в зонах однородного поля отклоняющих магнитов. Эти вольтметры опрашивались компьютером по интерфейсу передачи информации RS232. Данные по токам сравнивались с эталонными значениями и при обнаружении отклонения по определенному алгоритму передавались команды на изменение тока определенного источника. При обнаружении отклонения, большего 0.3 %, выдавался звуковой сигнал оператору и останавливался набор данных. Вся информация с этой системы передавалась в базу данных на основной сервер установки ФРАГМ. Система контроля токов отслеживала точность их установки, обеспечивала стабилизацию показаний до 0.1 %, и устанавливала режимы магнито-оптического канала. Набор данных эксперимента велся в режиме сканирования по жесткости (p/Z) этого канала. Поэтому изменение токов в магнитных элементах требовалось несколько сотен раз за сеанс. Работая параллельно со всеми источниками тока, система позволяла устанавливать новый режим канала за 30 секунд, тогда как в ручном режиме на установку каждого источника требовалось несколько минут. Таким обеспечить образом, использование этой системы позволило высокую эффективность использования ускорительного времени.

Набор данных для получения экспериментального материала, необходимого для изучения зарядово-обменных реакций, проводился на пучке ионов углерода с энергией 300 МэВ/нуклон. Магнито-оптический канал настраивался на определенную жесткость в интервале от 0.9 до 2.8 ГэВ/c. Измерения проводились с шагом в 50 МэВ. Таким образом были получены и записаны на диск данные по 39-ти значениям жесткости канала. Некоторые значения, особенно в области от 1.7 до 2.4 ГэВ/c, которые являются характерными для реакций, идущих с однократной перезарядкой, измерялись несколько раз с целью получения большего объема экспериментальных данных. На рис. 5 приведена зависимость количества экспозиций набора данных (a) и суммарное показание монитора (b) в зависимости

от жесткости магнито-оптического канала. Интегральное значение монитора по всему периоду набора данных составляет $\sim 5.4 \times 10^8$ отсчетов, что соответствует $\sim 1.5 \times 10^7$ событиям ядро-ядерных взаимодействий, зарегистрированным детектором ФРАГМ.

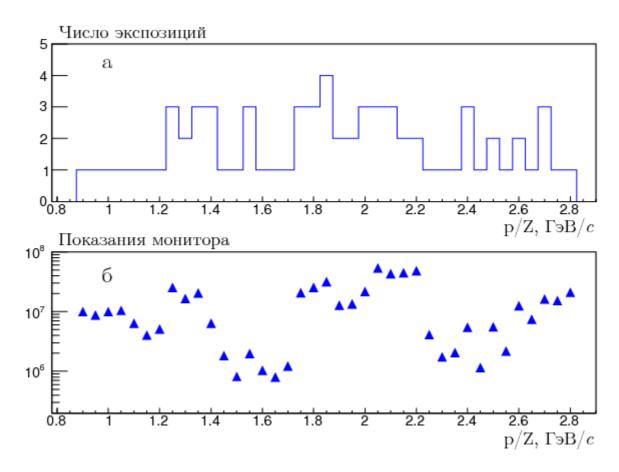


Рис. 5. Число экспозиций (*a*) и показания (*б*) монитора в зависимости от жесткости (p/Z) магнито-оптического канала установки ФРАГМ.

Как в процессе набора экспериментальных данных, так и при их дальнейшей обработке, важнейшим инструментом идентификации ионов является анализ корреляционных распределений времени пролета и амплитуды сигнала в сцинтилляционном счетчике СF1. Время пролета, которое измеряется между счетчиками СF1 и С2, пропорционально массовому числу фрагмента. Амплитуда сигнала пропорциональна ионизационным потерям в сцинтилляторе, и, таким образом, является функцией заряда регистрируемого фрагмента [33].

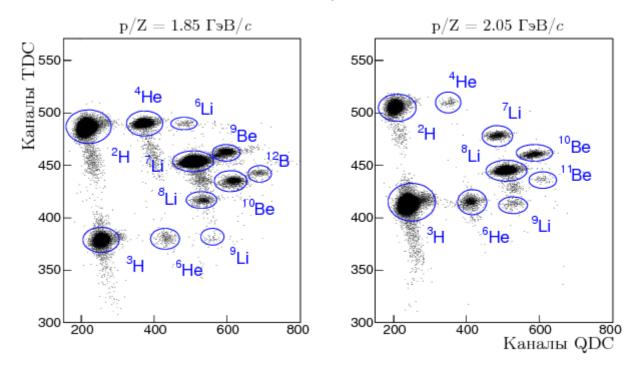


Рис. 6. Корреляционное распределение времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при двух жесткостях магнито-оптического канала эксперимента ФРАГМ.

Типичная картина таких распределений представлена на рис. 6 при двух жесткостях магнито-оптического канала. На графиках приведены зависимости времени пролета от время-цифрового преобразователя (каналы TDC) и амплитуды сигнала счетчика от зарядово-цифрового преобразователя (каналы QDC). Временные измерения определены таким образом, что ионы с большим импульсом имеют меньшую величину в каналах TDC. Для облегчения анализа был выполнен пересчет каналов QDC в заряд. Описание данной процедуры приведено в приложении.

При фиксированной жесткости ионы одинакового заряда смещаются в область больших амплитуд с ростом их атомного номера, что соотносится с уменьшением скорости фрагмента. Кроме того, на корреляционных распределениях присутствуют фоновые события, что связано как с одновременным попаданием двух частиц в сцинтиллятор, так и с взаимодействиями фрагментов с элементами магнито-оптического канала. Видно, что сигналы от разных фрагментов хорошо разделяются. Так при жесткости в 1.85 ГэВ/с возможно

выделение одиннадцати осколков, в том числе и 12 В, который рождается в результате реакции зарядового обмена. При p/Z, равном $2.05 \, \Gamma$ эВ/c, можно идентифицировать лишь девять фрагментов, т.е. с ростом жесткости количество регистрируемых фрагментов уменьшается. Измерения отношения выходов изотопов лития, бериллия и бора к выходу стабильному иону 4 Не служат маркером стабильности при наборе нескольких экспозиций с одинаковой жесткостью.

Глава 2. Реакции, идущие с перезарядкой нуклонов

Обычно под фрагментацией ядер понимают процессы, когда продукты реакции обладают меньшим атомным номером, чем ядро-снаряд. В случае процессов перезарядки нуклонов физическая картина выглядит совершенно иначе. К зарядово-обменным реакциям относят процессы в атомных ядрах, когда изменяется 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 изучение особого процесса, названного бета-распадом, в то время, когда современные понятия о строении атома ещё не были сформированы. Как известно, исследование спектра электронов, испускаемых в такой реакции, привело к гипотезе о существовании массы нейтрино. 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 [34, 35]. Изучались (p, n) реакции, которые должны были дать существенный вклад в изучение возбужденных состояний, изобараналоговых состояний, механизмов реакций и ядерной структуры, в вычисление зарядовых радиусов ядер. Существенной сложностью на этом этапе являлось измерение энергетических спектров при больших энергиях. Поэтому наибольший интерес вызывает квазиупругий процесс (3 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 [36–38]. С точки зрения теории, при описании квазиупругих процессов часто используются оптические представления. В этом случае 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

соответствия расчётных и экспериментальных данных. Анализ упругого и квазиупругого рассеяния на ядрах показывает, что нейтронный и протонный потенциалы различны. Это различие связано с избытком числа нейтронов (N) над числом протонов (Z) в ядрах. Протонный (V_{0p}) и нейтронный (V_{0n}) оптические потенциалы могут быть представлены в виде [39]:

$$V_{0p} = V_0(r) - V_1(r) \frac{1}{4} (N - Z) / A$$

$$V_{0n} = V_0(r) + V_1(r) \frac{1}{4} (N - Z) / A$$
(2.1)

Левая часть формулы называется изобар-спиновой компонентой, которая дает существенные поправки к оптическому потенциалу лишь для тяжелых ядер и не играет существенной роли в случае легких и средних ядер. В другом предположении связь протонного и нейтронного канала определяется по формуле [40]:

$$\Delta V_{pn} = \frac{\sqrt{N-Z}}{2A} V_1(r) \tag{2.2}$$

Таким образом, сечения зарядово-обменных реакций должны определяться изобар-спиновым потенциалом и зависеть от избытка нейтронов как (N-Z)/4A или ΔV_{pn} . В настоящее время, исследования зарядово-обменных реакций при низких энергиях проводится при возбуждении четно-четных ядер мишени, а также с четной массой A в реакциях (3 He, t), в инверсных реакциях (7 Li, 7 Be), а также в реакциях на радиоактивных пучках (t, 3 He), (10 Be, 10 B). Анализ данных направлен на поиск изобар-аналоговых состояний, которые характеризуются величинами изоспина, одинаковыми с состоянием ядер с меньшими значениями Z [41]. С помощью пучка ускоренных ионов 3 He была получена богатая информация о возбужденных состояниях остаточного ядра в реакциях 14 N(3 He, t) 14 O [42], 32 S(3 He, t) 32 C1 [43], 90 Zr(3 He, t) 90 Nb [44] при энергиях пучка 10-50 МэВ. На пучке ионов 3 He циклотрона Института ядерной физики (Чехия) были изучены реакции передачи на ядрах 45 Sc, 194 Pt и 197 Au при энергиях 10-29 МэВ [45–47]. В этих публикациях было

показано, что сечения заселения возбужденных состояний должны зависеть от нейтронного избытка в ядре мишени.

Реакции зарядового обмена также могут служить инструментом для изучения структуры атомного ядра. Величина сечения такой реакции зависит от различий в поверхностном распределении нуклонной плотности. Поэтому интересны реакции однократной и двойной перезарядки ядрами—снарядами, имеющими структуру с нейтронным гало [48, 49].

При промежуточных энергиях исследования зарядово-обменных реакций нацелены на поиск спин—изоспиновых возбуждений ядра мишени. Спектр по энергии возбуждения для 12 В был измерен в реакции 12 С(12 С, 12 N) 12 В в эксперименте SMART (RIKEN) при энергии 135 МэВ/нуклон [50]. Было также измерено сечение основного состояния 12 В($^{1+}$) в интервале углов от 0 до 8°. Недостатком данного эксперимента является тот факт, что 12 N имеет различные состояния, отличные от основного, вклад которых зависит от угла и может коррелировать с рождением возбужденных состояний 12 В. Спектры по энергии возбуждения для 12 N были измерены на циклотроне в Индианском университете (США) в реакции 12 С(p, n) 12 N при энергии 135 МэВ/нуклон [51]. Обсуждение общеизвестных данных, полученных на другом эксперименте, тесно связанных с интерпретацией результатов на установке ФРАГМ, приведено в главе 5.3.

При промежуточных и высоких энергиях, превышающих порог рождения пиона, возможно образование барионных резонансов в результате неупругого взаимодействия между ядром-снарядом и мишенью. Фактически происходит взаимодействие протонов и нейтронов на периферии ядра по двум каналам: квазиупругому и неупругому (см. рис. 7), который сопровождается рождением резонансных состояний. В частности, неупругий канал реакции, идущий с образованием △ – 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.

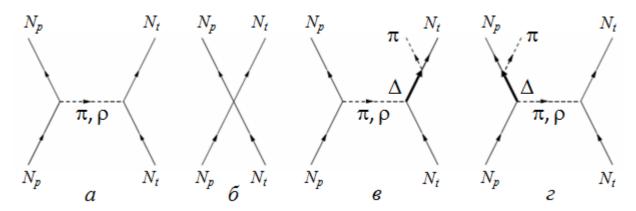


Рис. 7. Графическое представление процессов квазиупругого взаимодействия нуклонов ядра-снаряда (N_p) и мишени (N_t) (a и $\delta)$ и неупругого канала, сопровождающегося образованием Δ –изобары $(\beta$ и $\epsilon)$ [7].

Экспериментальные данные о массах, ширинах и распадах таких резонансов в свободном состоянии и в ядерной материи имеют решающее значение для проверки теоретических моделей, описывающих структуру возбужденных ядерных состояний [52].

∆−резонанс является наиболее характерным проявлением πN взаимодействия. Поскольку обмен пионами играет ключевую роль в нуклоннуклонном взаимодействии при низких и промежуточных энергиях, влияние резонанса на спектр возбуждения ядерной материи оказывается настолько существенным, что Д-изобару можно считать составной частью ядерной материи, наряду с нуклонами [53]. В настоящий момент известно, что Д-изобарное возбуждение ядра носит коллективный характер. Представление о таком коллективном возбуждении возникает естественным образом при рассмотрении механизма образования изобары. Из-за малого времени жизни Д-резонанс распадается в точке образования, причем для нуклона находится незанятый уровень в распределении Ферми для нуклонов, а пион находит себе другого кандидата для рождения новой изобары. Такой процесс может повториться несколько раз, причем движение изобары в этом случае напоминает перемещение броуновской частицы [54]. Ядро в целом оказывается возбужденным и находится в сложном состоянии, представленное суперпозицией состояний с ⊿-изобарой на некоторой орбитали, и соответствующей «дырки», которую занимал перешедший в изобару нуклон.

Представление о таком процессе часто используется для описания спинизоспиновой функции отклика и коллективных пионных состояний возбуждения ядерной материи. Совокупность экспериментальных данных, направленных на изучение Д-изобар в реакциях перезарядки протонов и ядер на различных мишенях, показывает, что квазисвободный механизм рождения изобары не является основным для этих реакций, а основной механизм образования Δ носит коллективный характер. Основные итоги исследований можно сформулировать следующим образом [55]. Во-первых, с ростом энергии вклад квазиупругого канала в сечение $d\sigma/d\Omega$ (0°) реакции, идущей с перезарядкой, падает по сравнению с вкладом от перезарядки с ⊿-возбуждением ядра. Во-вторых, ядерный 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 было 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 для протонной мишени.

Значимые экспериментальные измерения зарядово-обменных реакций были осуществлены на многоцелевом магнитном спектрометре Альфа, расположенном на канале медленного синхрофазотрона ОИЯИ в Дубне. Исследовалась типичная зарядово-обменная реакция (³He, t) в энергетическом диапазоне от 1.45 до 3.6 ГэВ/нуклон на протонной и углеродной мишени [37]. Также зарядово-обменные реакции (³He, t), (¹²C,¹²N), (¹²C,¹²B), (¹⁴N,¹⁴O), (¹⁴N,¹⁴C), (¹⁶O,¹⁶N), (²⁰Ne,²⁰F) и (²⁰Ne,²⁰Na) изучались на ускорительном комплексе SATURNE в Сакле (Франция) в широком энергетическом диапазоне от 400 до 1100 МэВ/нуклон [56, 57]. В случае реакции перезарядки на водороде, неупругий канал дает ярко выраженный максимум шириной примерно 100 МэВ с положением по переданной энергии в области около 300 МэВ. В случае углеродной мишени положение пика

сдвигается в сторону меньших передач энергии примерно на 70 МэВ [58]. Кроме того, ширина пика возрастает примерно в два раза.

В последнее время изучение реакций, протекающих с однократной перезарядкой, проводилось на спектрометре FRS и синхротроне SIS-18 (GSI, ФРГ) [6]. В качестве ядра-снаряда используются стабильные ядра 112 Sn и 124 Sn с энергией 1 ГэВ/нуклон. Экспериментальная установка позволяет измерять сечения этих реакций перезарядки с точностью около 3% и определять спектры по переданной энергии, что позволило разделить квазиупругую и неупругую составляющие спектров [59]. На рис. 8 показаны типичные сечения реакции р(112 Sn, 112 Sb)X и 12 C(112 Sn, 112 Sb)X в зависимости от переданной энергии. Для обоих ядер-снарядов был вычислен с хорошей точностью энергетический сдвиг для пика Δ –изобары относительно тех же измерений на водородной мишени. Величина смещения составила 63 ± 5 МэВ и хорошо согласуется с результатом, полученным на SATURNE.

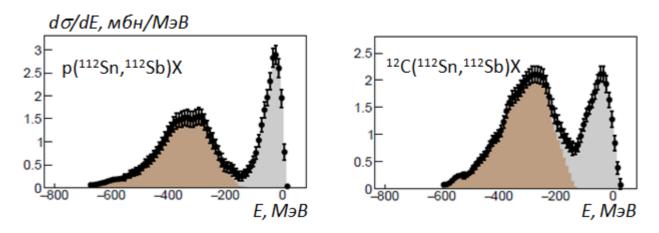


Рис. 8. Распределения дифференциального сечения $d\sigma/dE$ в зависимости от переданной энергии E, измеренные в эксперименте FRS [6]. Вклад от неупругого канала реакции показан коричневым цветом.

Была предпринята попытка описать неупругий пик и объяснить данное смещение с помощью теоретических расчетов [60]. Было показано, что вклад в рождение неупругого пика может вносить Δ –изобара, которая рождается как в ядерной материи ядра-снаряда, так и в мишени. Пики от этих двух механизмов

смещены в противоположные стороны от 300 МэВ, а конечное смещение можно определить исходя из величины вкладов Δ –резонанса, образованного в ядреснаряде и мишени.

Реакции двойной перезарядки характеризуются изменением заряда на две единицы. До сих пор остаются недостаточно изученными происхождение и механизм такого рода реакций. Существуют различные теории о том, участвует ли в реакции только один нуклон мишени и снаряда или необходимо взаимодействие двух таких нуклонов. Теоретические модели по-разному описывают механизм такого взаимодействия. Как уже было замечено, столкновение двух нуклонов сопровождается образованием Δ -резонанса, который, реагируя с нуклоном, дает второй резонанс; распад двух Δ -изобар дает изменение заряда на две единицы [61]. С другой стороны, 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 за счет образования двух пионов [62].

Особый интерес представляют процессы поиска безнейтринного двойного бета-распада $(0v)2\beta$ в реакциях двойной перезарядки. Нейтрино, образовавшиеся при бета-распаде одного из нейтронов ядра, взаимодействует со вторым нейтроном. В этом случае рождаются два электрона и заряд увеличивается на две единицы. Лептонное число при таком типе распада не сохраняется и нейтрино является истинно нейтральной частицей, т.е. тождественно совпадает со своей античастицей. Таким образом, исследования двойного бета-распада позволяют дать ответ на один из фундаментальных вопросов физики нейтрино: является ли нейтрино дираковской частицей, когда оно существует в двух формах (нейтрино и антинейтрино), или майорановской [63]. В настоящее время действуют, большое сооружаются проектируются количество экспериментов, предназначенных наблюдения безнейтринного бета-распада [64]. ДЛЯ Инновационный подход к теоретическому расчету вероятности бета-распада из реакций двойной перезарядки нуклонов ядра был предложен в эксперименте NUMEN (Италия) [65]. Прецизионное измерение спектров по энергии возбуждения

ядра-мишени в реакциях 40 Ca(18 O, 18 Ne) 40 Ar и 130 Te(20 Ne, 20 O) 130 Xe при энергиях около 300 МэВ определяет ядерные матричные элементы, которые используются для описания (0 ν)2 β распада [66, 67].

Эксперимент ФРАГМ проводился, в том числе, и при энергии 300 МэВ/нуклон. При данной энергии возможно образование зарядово-обменных реакций в области рождения квазиупругого пика, соответственно вклад от неупругого канала будет существенно подавлен. Сечения рождения таких реакций будут иметь довольно узкие ширины пиков, что требует хорошей точности при измерении импульсных характеристик фрагментов. Получение новых данных по ядерным реакциям дополняет существующую информацию по сечениям ядерных реакций и структуре легких ядер, что необходимо для понимания природы ядерных взаимодействий в области промежуточных энергий и проведения модельных расчетов.

Глава 3. Описание теоретических моделей ион-ионных взаимодействий

В настоящее время в качестве расчетных инструментов моделирования реакций ядро-ядерных взаимодействий используются компьютерные программы, реализующие как различные полуклассические подходы, так и модели квантовомолекулярной динамики. Границы применимости той или иной модели в конечном счете определяются энергией налетающего ядра. Для описания взаимодействий, происходящих при промежуточных энергиях, в диапазоне от 200 МэВ до 1 ГэВ, которые выше порога образования мезонов, обычно используются статистические модели; причем широкое распространение получила модель внутриядерного каскада [68, 69]. Соответствующие теоретические предсказания дают разумные результаты в области энергий до нескольких ГэВ и для сравнительно легких ядер, где можно пренебречь процессами многочастичного взаимодействия. На рис. 9 представлена упрощенная блок-схема расчетов ядерных реакций, реализуемая в современных программах моделирования ион-ионных взаимодействий [70]. Взаимодействуя с ядром-мишенью, нуклоны в налетающем ядре сталкиваются друг с другом, вызывая процесс внутриядерного каскада. Быстрые нуклоны покидают ядро, медленные застревают в оставшемся осколке ядра, который переходит в возбужденное состояние. Быстрые нуклоны, которые имеют близкие значения координат и импульсов, могут образовывать связанную систему - легкие фрагменты (2 H, 3 He, 4 He и др.) [71]. Механизм образования таких фрагментов обычно предсказывается моделью коалесценции [72]. Поведение оставшегося ядра описывается двояко. Важным моментом, влияющим на результаты моделирования ядерной реакции помимо параметров самой модели, являются критерии перехода к следующей стадии реакции. Если в процессе реакции образуется осколок с массовым числом, меньшим A_1 , его дальнейшее поведение описывается в рамках модели фрагментации.



Рис. 9. Блок-схема расчетов ядерных реакций.

В противном случае, переход осколка в равновесное состояние возможен в результате эмиссии нуклонов из ядра, что часто предсказывается в рамках испарительной модели [73]. Наконец, поведение осколка с массовым числом, большим, чем A_2 , описывается с помощью модели деления.

Механизм фрагментации включает в себя деление ядра, которое находится в равновесном состоянии И характеризуется массой, зарядом возбуждения. В настоящее время широко используются два наиболее известных фрагментации: распад Ферми [74] механизма И модель статистической мультифрагментации (SMM) [75]. Обе модели определяют множественность фрагментов, их кинематические и пространственные распределения. Основные положения моделей сформулированы в разных физических терминах, поэтому они обычно применяются в очень разных областях по массе и энергии возбуждения. Модель распада Ферми описывает распад возбужденного ядра в конечном состоянии на несколько компонентов согласно фазовому объему. Угловое распределение испускаемых фрагментов считается изотропным в системе покоя

распавшегося ядра и кинетические энергии этих компонентов рассчитываются из закона сохранения импульса-энергии. Метод Монте-Карло используется для случайного выбора канала распада по соответствующим вероятностям. Затем для заданного канала определяются кинематические величины для каждого фрагмента в соответствии с распределением п тел в фазовом пространстве. Принято считать, что такой механизм может быть применен для фрагментов с Z < 9 и A < 17 [76]. Данный алгоритм включен в качестве предпочтительного для распада легких фрагментов в широко используемые программные пакеты FLUKA [77] и Geant4 [78]. Модель SMM используется для описания высоковозбужденных фрагментов и для тяжелых ионов. Предполагается, что в данном случае ядро, обладающее большой энергией возбуждения ($E_{возб} > 3 \text{ МэВ/нуклон}$), распадается на большое число кластеров и свободных нуклонов. В этой модели вероятности различных каналов распада пропорциональны их статистическим весам. Полная кинетическая энергия системы представляет собой сумму кулоновской энергии частиц и энергии возбуждения, т.е. энергии теплового движения нуклонов. Распределение энергии по каналам распада осуществляется в соответствии с фазовым объемом. В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал по различным характеристикам мультифрагментации: составу и множественности вылетающих частиц, угловым энергетическим ИХ И распределениям, которые подтверждаются модельными расчетами [79]. В рамках эксперимента ФРАГМ исследовалась фрагментация ионов ⁵⁶Fe с кинетической энергией 230 МэВ/нуклон, где форма импульсных спектров родившихся протонов и легких ионов сравнивалась с результатами моделирования в рамках модели мультифрагментации. Данный метод позволил определить температуру возбужденного состояния фрагментирующего ядра, значение которой совпало с ее теоретическими предсказаниями [80].

В данной работе были исследованы четыре модели ядро-ядерных взаимодействий с точки зрения соответствия предсказаний с нашими экспериментальными данными, полученными для зарядово-обменных реакций при фрагментации ядер углерода. Были изучены следующие модели: бинарного

каскада (ВС) [81], внутриядерного каскада (INCL) [82], квантовая молекулярнодинамическая (QMD) [83] и кварк-глюонная струнная модель (LAQGSM) [84]. Первые три модели включены в программный пакет Geant4. Данные по модели LAQGSM были предоставлены нам разработчиками этого программного пакета, с которыми у нашей группы существуют общие публикации и давние взаимовыгодные связи.

3.1 Модель бинарного каскада

Модель бинарного каскада представляет собой гибрид классического внутриядерного каскада и модели QMD для моделирования неупругого рассеяния пионов, протонов и нейтронов, а также легких ионов при промежуточных энергиях, на ядрах. Ядро формируется из отдельных нуклонов, связанных ядерным потенциалом. Бинарные столкновения налетающего ядра или составных и вторичных частиц ядра с одиночными нуклонами, образование резонансов и их распады моделируются в соответствии с измеренными, параметризованными или рассчитанными сечениями.

В ВС используется трехмерная модель атомного ядра, состоящего из A нуклонов и Z протонов с координатами r_i и импульсами p_i , i=1,2,...,A. Радиусы нуклонов r_i выбираются случайным образом в системе покоя ядра в соответствии с ядерной плотностью $\rho(r_i)$. Для ядер с A>16 используется формула плотности нуклонов Вудса-Саксона [85]:

$$\rho(r_i) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r_i - R)/a]},$$
(3.1)

где ρ_0 определяется как:

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi R^3} \left(1 + \frac{a^2 \pi^2}{R^2}\right)^{-1} \tag{3.2}$$

В этой формуле параметры a=0,545 фм, $R=r_0A^{1/3}$ фм, причем $r_0=1,16$ (1-1,16) $A^{-2/3}$) фм. Для легких ядер используется оболочечная модель для определения ядерной плотности:

$$\rho(r_i) = (\pi R^2)^{-3/2} \exp(-r_i^2/R^2)$$
(3.3)

где $R^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle = 0.8133 \cdot A^{2/3} \, \text{фм}^2$. В соответствии с принципом Паули, минимальное расстояние между нуклонами определяется как 0.8 фм. Все импульсы нуклонов выбираются случайным образом в пределах от нуля до максимального значения импульса Ферми $p_F^{max}(r_i)$. В соответствии с аппроксимацией Томаса-Ферми [86] такой импульс определяется по формуле:

$$\rho_F^{max}(r) = \hbar c (3\pi^2 \rho(r))^{1/3} \tag{3.4}$$

Полная векторная сумма импульсов нуклонов должна быть равна нулю, т. е. ядро должно находиться в состоянии покоя. Для этого импульс одного нуклона выбирается таким образом, чтобы он мог компенсировать векторную сумму оставшихся импульсов нуклонов.

Рассеяние частицы на ядре рассматривается как прохождение падающей волны через среду, свойства которой определяются оптическим потенциалом. Для протонов и нейтронов такой потенциал определяется локальным импульсом Ферми $p_F(r)$ [87]:

$$V(r) = \frac{\rho_F^2(r)}{2m},\tag{3.5}$$

где m — масса нейтрона или масса протона соответственно.

При взаимодействии частицы или ядра-снаряда с мишенью выделяется область взаимодействующих частиц, определяющаяся прицельным параметром. Нуклоны налетающего ядра вне этой области продолжают свое движение примерно с той же энергией с сохранением своего первоначального направления. Взаимодействие налетающей частицы и нуклонов ядра происходит в том случае, если расстояние между ними меньше, чем $\sqrt{\sigma_i/\pi}$, где σ_i — сечение взаимодействия

i — го нуклона в ядре, которое является функцией энергии в системе центра масс нуклонов ядра-снаряда и мишени. Согласно принципу Паули, нуклоны после внутриядерного столкновения должны иметь энергию выше энергии Ферми; в противном случае такое взаимодействие запрещено. Данное ограничение — довольно важное, поскольку оно приводит к увеличению длины пробега свободных частиц внутри ядра. Следует также отметить, что взаимодействия между нуклонами в налетающем ядре не учитываются, что ускоряет каскадный процесс [88].

Угловые распределения упругого рассеяния нуклонов максимально приближены к экспериментальным данным, т.е. к результатам фазового анализа. Они получены из дифференциальных сечений, приведенных в базе данных SAID [89]. В протон-протонных взаимодействиях также учитывается влияние кулоновского поля. Внутриядерный каскад приводит резонансному формированию вторичных частиц. В настоящее время модель учитывает 25 резонансов: 10 Д – резонансов с массами от 1232 МэВ до 1950 МэВ и 15 нуклонных резонансов с массами от 1440 МэВ до 2250 МэВ. Массы и вероятности распадов таких резонансов задаются на основе международной базы данных по физике частиц (PDG) [90]. Наибольшая масса резонансов задает верхнюю энергию применимости каскадной модели. В частности, этот верхний порог оценивается в 1.5 ГэВ для протонов и нейтронов, и в 3 ГэВ/нуклон для легких ионов. Каскад останавливается, как только энергия всех вторичных частиц становится ниже пороговой. Данное ограничение носит А – зависимый характер и колеблется от 9 до 18 МэВ.

Коды программы были включены в состав программного пакета Geant4 и находятся в открытом доступе. Пользователям предлагается использовать свои экспериментальные данные для проверки и верификации моделирования. Разработчиками программы также была проведена работа по сравнению результатов моделирования с данными. Модульная структура программного кода позволяет генерировать одночастичные события с известной энергией. Анализировались кинематика вторичных частиц и распределения по углу вылета

частиц, импульсу, энергии и барионному числу. Финальная проверка проводилась через сравнение расчетов с данными измерений, проводимых на тонких мишенях. Соответствующие экспериментальные данные были опубликованы в базе данных EXFOR [91]. Для сравнения с данными были вычислены дифференциальные сечения $d^2\sigma/(dEd\Omega)$. Было показано, что при рождении нейтронов в реакции неупругого взаимодействия протонов с ядрами свинца-мишени с импульсом 800 МэВ/с, модель ВС довольно хорошо воспроизводит экспериментальные данные при различных углах рождения нейтронов [92]. Модельные данные были согласованы с экспериментом в пределах ошибок. Также проводилось сравнение с данными при неупругом рассеянии ионов ¹²С с импульсом 290 МэВ/нуклон на углеродной мишени [93]. Согласие с моделированием оказалось несколько хуже, однако имело вполне удовлетворительный характер. В работе [94] было отмечено, что необходима верификация модельных данных в широком диапазоне энергий и для значительного набора мишеней, что является важным для дальнейшего уточнения и модификации моделирования.

3.2 Квантовая молекулярно – динамическая модель (QMD)

Модель QMD является квантовым продолжением широко известной классической модели молекулярной динамики и используется для описания ядерных взаимодействий с тяжелыми ионами, сопровождающихся образованием сразу нескольких осколков и сложных фрагментов. Существует три важных отличия от других моделей, которыми характеризуется QMD: определение частицы-участника, собственная волновая функция для каждого нуклона, взаимодействие между участниками. В QMD не существует такого понятия, как спектатор, все нуклоны в ядре-снаряде и мишени рассматриваются как частицы-участники. Поэтому каждый нуклон имеет свою собственную волновую функцию, а полная волновая функция системы считается их прямым произведением. В отличие от каскадных процессов, когда частицы отслеживаются последовательно, в QMD все частицы в системе отслеживаются одновременно. Наряду с временной

эволюцией системы динамически изменяется и ее потенциал. Поскольку в QMD нет разделения между участниками и другими частицами, в эту модель включены рассеяния между всеми участниками.

Каждый нуклон в модели обладает своей гауссовской волновой функцией, которая задается в виде [95]:

$$\varphi_i(r) = \left(\frac{1}{2\pi L}\right)^{3/4} exp\left(-\frac{(r-r_i)^2}{4L} + \frac{i}{\hbar}r \cdot p_i\right),\tag{3.6}$$

где L — параметр, связанный с шириной распределения (~ 1.08 фм²), r_i и p_i — положение и импульс i — частицы. Уравнение движения такой частицы выглядит как [96]:

$$\dot{r}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \qquad \qquad \dot{p}_i = \frac{\partial H}{\partial r_i}, \tag{3.7}$$

т.е. описывается дифференцированием гамильтониана H:

$$H = \sum_{i} E_i + \sum_{ij} V_{ij} \tag{3.8}$$

Таким образом, гамильтониан определяется эффективным потенциалом V_{ij} взаимодействия двух частиц. Развитие каскада в QMD происходит по тем же правилам, как и в модели BC. Взаимодействие происходит между двумя ближайшими частицами с учетом принципа Паули. При неупругом рассеянии нуклонов оно осуществляется через рождение 15-ти нуклонных и 10-ти Δ – резонансов, как и в случае BC.

Временная эволюция системы QMD ограничена определенным временем, которое обычно составляет $\approx 100 \text{ фм/}c$. В конце динамического этапа возникают возбужденные ядра, которые должны распадаться или переходить в стабильное состояние. В качестве такого механизма был выбрана обобщенная испарительная модель [73]. В силу того, что модель рассматривает процесс эволюции ядрамишени по всем нуклонам системы, это приводит к существенному увеличению компьютерного времени расчетов по сравнению с другими моделями. С другой

стороны, в QMD не существует ограничений на атомную массу, как ядра-снаряда, так и мишени.

Разработчики QMD тестировали модель на данных, полученных на ускорителе в Институте физических и химических исследований (Япония), где были измерены импульсные распределения нейтронов в реакции ²⁰Ne + ¹²C при 400 МэВ/нуклон [93]. Модельные данные хорошо воспроизводили форму экспериментальных распределений в широком диапазоне углов. Модель QMD также тестировалась на данных, полученных в реакции ¹²С + ¹²С с энергией 95 МэВ/нуклон на ускорительном комплексе GANIL (Франция) [97]. В эксперименте были измерены дифференциальные сечения $d^2\sigma/(d\Omega \ dE)$, а также $d\sigma/d\Omega$ в широком угловом диапазоне. Было показано, что QMD неплохо воспроизводит форму импульсного распределения, хотя его максимум немного смещен в область больших значений. Область низких энергий также совпадает с экспериментом, в отличие, например, от модели ВС. Это связано с тем, что модель QMD учитывает вклад всех нуклонов. Несколько другая ситуация возникает при анализе угловых распределений. Несмотря на то, что QMD является наиболее успешной моделью с точки зрения интерпретации динамики столкновения, она не может точно описать угловые распределения. Модель завышает образование протонов по сравнению с экспериментом, примерно на 50%, и плохо воспроизводит угловые распределения более тяжелых изотопов Экспериментальные данные, как и предсказания ВС, дают максимум в области нуля и плавное уменьшение сечения, даже в области, где QMD предсказывает нулевые значения.

В эксперименте ФРАГМ были измерены дифференциальные сечения рождения фрагментов от протонов до ¹¹С в реакции ¹²С + ⁹Ве при энергии 600 МэВ/нуклон [98]. Был зарегистрирован широкий спектр фрагментов от протонов до ¹¹С. Было показано, что модель QMD занижает ширины импульсных спектров, кроме того, начиная с изотопов лития, пик распределения смещен в область более высоких энергий, как и в предыдущем случае. По-видимому, такое расхождение связано с некорректным описанием модельных угловых

распределений в области малых углов. Несмотря на существенное количество недостатков, модель QMD все же обладает заметным преимуществом, поскольку дает в целом корректные результаты в широком диапазоне атомных масс ядраснаряда и мишени, даже тогда, когда другие модели не могут быть использованы.

3.3 Модель внутриядерного каскада (INCL)

Главная задача, поставленная перед разработчиками модели внутриядерного каскада (INCL, или в более современной версии – INCL++) состояла в создании компьютерной программы ядро-ядерных взаимодействий, которая могла бы точно описать взаимодействия пучка ядер углерода с энергиями до 400 МэВ/нуклон [99]. Данная задача важна для углеродной терапии онкологических больных, когда взаимодействие входящего ионного пучка с тканями человека может привести к образованию большого количества ядерных фрагментов и вторичных легких частиц. Таким образом, для точной оценки биологической дозы, выделяемой на опухоли и окружающих здоровых тканях, требуются сложные инструменты моделирования, основанные на моделях ядерных реакций. Достоверность таких моделей требует сравнения с большим количеством экспериментальных данных. К ограниченный набор настоящему времени измерен только двойных дифференциальных сечений фрагментации углерода в данном диапазоне энергий [7, 57, 58].

В модели INCL используются такие известные понятия, как «участник» и «спектатор». Область перекрытия двух ядер, определяемая прицельным параметром, задает высоковозбужденный источник с нуклонами, которых называют «участниками». Прицельный параметр в модели разыгрывается случайным образом. Продукты распада от этого источника показывают распределение энергии, сдвинутое в сторону меньших значений по сравнению с энергией пучка. Оставшиеся нуклоны ядра-снаряда и мишени называют «спектаторами». Такие нуклоны в налетающем ядре движутся со скоростью, близкой к скорости пучка. Оставшаяся часть мишени движется почти с нулевой

скоростью. Следовательно, в данной схеме ожидаются три энергетических вклада в импульсный спектр, которые можно проследить на рис. 10 в спектрах трития и гелия при фрагментации ¹²С с энергией 300 МэВ/нуклон на бериллиевой мишени.

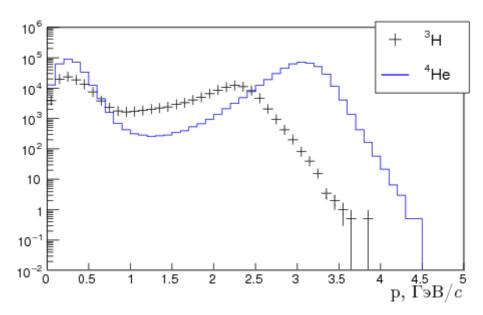


Рис. 10. Распределение по импульсу фрагментов ³H и ⁴He в модели INCL.

Данный рисунок используется для определения терминов, характеризующих происхождение обнаруженных фрагментов, а не для реалистического описания механизмов реакции. В частности, для нуклонов и легких ядер характерно наличие высокоимпульсной части спектра, называемой кумулятивной [100], когда импульс конечного фрагмента значительно превышает скорость нуклонов налетающего ядра.

В модели все нуклоны обладают Ферми-импульсом. Надо также отметить, что после столкновения образуются промежуточные состояния ядра-снаряда и мишени. Финальное состояние ядра задается кинематикой каскадного процесса, в то время как ядро-снаряд состоит из спектаторов и некаскадных нуклонов-Таким образом, взаимодействия участников. описание ядро-ядерного осуществляется асимметрично, что справедливо даже для одинаковых ядер. В этом случае фрагментация мишени описывается более надежно, хотя обычно требуется более точное описание процесса для налетающего ядра. Поэтому потребовалось обратной рассматривать такие реакции кинематике, когда мишень

рассматривается как налетающее ядро-снаряд. Процесс взаимодействия нуклонов образом: описывается следующим каскадные нуклоны движутся прямолинейным траекториям, пока два из них не достигнут некоторого расстояния, ЭТОТ момент рассматривается минимального столкновение между ними с последующей возможной трансформацией в резонансные состояния. Начальные положения нуклонов генерируются случайным образом. Предполагается, что неупругие столкновения, сопровождающиеся рождением пионов, возникают в процессе реакций $NN \to N\Delta$ и $N\Delta \to NN$, $\Delta \to \pi N$ и $\pi N \to \Delta$. Каскадный процесс ограничивается некоторым характеристическим временем, которое определяется по формуле: $t_0 = 29.8 \cdot At^{0.16}$ фм/с, где At – атомная масса мишени [101].

Модель обладает существенными ограничениями. В настоящее время для налетающих нуклонов и пионов установлено ограничение в широком диапазоне энергий от нескольких МэВ до 10 ГэВ, т.е. в том интервале, где модельные расчеты были подтверждены экспериментальными данными [102]. Также модель INCL налагает ограничение на ядро-снаряд, его атомная масса должна удовлетворять условию A < 18, для мишени такого требования не существует. В качестве механизма фрагментации используются две модели: фермиевского распада [74] и обобщённая испарительная модель [73].

Для тестирования модели были использованы экспериментальные данные, полученные в реакции 12 C + 12 C с энергией 95 МэВ/нуклон (GANIL) [97]. Были зарегистрированы фрагменты в широком интервале масс от протонов до углерода. Было показано, что наилучшее согласие с данными отмечается почти для всех фрагментов при использовании модели INCL совместно с Модельные дифференциальные $d\sigma/d\Omega$ фермиевского распада. сечения сравнивались с данными в угловом диапазоне от 4° до 43°. Наблюдалось хорошее согласование с экспериментом для легких фрагментов вплоть до лития, для более тяжелых элементов модель BC лучше воспроизводила данные, чем INCL. Дифференциальные сечения $d^2\sigma/(d\Omega dE)$ были получены при двух углах 4° и 7°, лучшее описание данных получилось при меньшем угле. Также были проведены

измерения на разных мишенях: ¹H, ¹⁶O, ²⁷Al, ⁴⁸Ti. Дифференциальные сечения были вычислены для ⁴He под углом 4°, данные хорошо согласуются с расчетами для ¹H и ¹⁶O и удовлетворительно для ²⁷Al и ⁴⁸Ti [103]. Модель не воспроизводит низкоэнергетический хвост импульсного распределения. Другие модели, такие как ВС и QMD, обладают тем же самым недостатком и расхождение с данными увеличивается с ростом массы мишени [82]. Как уже было отмечено ранее, данный эффект связан с областью перекрытия двух ядер, где возможно образование крупных нуклонных кластеров. Это требует дополнительных исследований.

Результаты, полученные в рамках модели INCL, также тестировались по данным эксперимента ФРАГМ при фрагментации ядер 12С при энергии 600 МэВ/нуклон [98]. Модель INCL дает правильные сечения выхода осколков в максимумах пиков фрагментации до ⁷Ве и точно воспроизводит форму импульсных спектров. Модель верно предсказывает наблюдаемое увеличение ширины пиков фрагментации по мере увеличения угла вылета фрагмента. Также анализировались распределения по кинетической энергии фрагментов в системе Добавление налетающего ядра. высокотемпературной (кумулятивной) составляющей позволяет получить хорошее описание спектров. Влияние этого компонента становится менее выраженным при увеличении атомной массы фрагмента при A < 5; при больших значениях A такой эффект не был обнаружен. Параметры рассмотренных распределений хорошо воспроизводятся моделью INCL.

3.5 Кварк-глюонная струнная модель (LAQGSM)

Лос-Аламосская кварк-глюонная струнная модель (LAQGSM версии 03.03) представляет собой развитие модели кварк-глюонных (QGSM), струн предложенной более 30 лет назад в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ Н.С.Амелиным, К.К. Гудимой и В.Д. Тонеевым [104]. Модель предназначена для описания ядро-ядерных взаимодействий с энергиями до 1 ТэВ/нуклон и описывается трехступенчатым процессом: внутриядерным каскадом,

предравновесной эмиссией частиц из возбужденного остаточного ядра, образованного во внутриядерном каскаде, и процессом испарения или деления составного ядра. Таким образом, модель LAQGSM представляет собой многоступенчатый алгоритм, составные части которого находятся в постоянном процессе модификации разными разработчиками.

Первая стадия процесса – внутриядерный каскад – описывается Дубненской каскадной моделью (DCM) [105], которая, также как и каскадная модель ВС, рассматривает взаимодействие быстрых частиц или нуклонов ядра-мишени (участников) с нуклонами мишени (спектаторами). Поперечное сечение взаимодействия между такими частицами определяется из экспериментальных данных при энергиях ниже 4.5 ГэВ/нуклон и с помощью кварк-глюонной модели при больших энергиях. При этом также учитывается принцип Паули. После завершения каскадного процесса одиночные нуклоны, имеющие близкие координаты и импульсы, образуют легкие ядра в соответствии с моделью коалесценции. В LAQGSM такая модель может формировать фрагменты вплоть до ¹²С. На следующем этапе LAQGSM переходит к описанию медленного этапа трансформации фрагментирующего ядра, которая осуществляется с помощью каскадно-экситонной модели (СЕМ) [106]. Если остаточные ядра имеют массовое число A < 13, то для распада осколка используется модель распада Ферми [74]. В области более тяжелых префрагментов работает последняя стадия алгоритма, называемого модифицированной экситонной моделью [107], которая включает в себя образование свыше 66 разных частиц и легких фрагментов, начиная с A>4 и заканчивая ²⁸Mg.

Таким образом, модель LAQGSM имеет довольно сложную структуру. Различные части модели были протестированы для значительного набора взаимодействующих ядер и частиц в широком энергетическом интервале. Непосредственно код LAQGSM03.03 тестировался по спектрам нейтронов, регистрируемых под разными углами, в реакции ¹⁴N + ¹²C при энергии 400 МэВ/нуклон [108]. Экспериментальные данные были получены на тяжелоионном медицинском ускорителе HIMAC в Национальном институте

радиологической науки (Япония). Модельные и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии и достоверно описывают спектр нейтронов в зависимости от энергии частицы в пределах от 10 до 1000 МэВ. Такие данные представляют значительный интерес для приложений, связанных с лечением раковых новообразований пучками ионов. Выходы фрагментов в зависимости от атомной массы A были протестированы на экспериментальных данных, полученных на ускорительном комплексе BEVALAC (США) в реакции 40 Ar + 197 Au с энергией 137 МэВ/нуклон [109]. Сравнивались данные по выходу фрагментов с А от 1 до 15, причем удовлетворительное согласие с моделированием было получено для A < 13, правда за исключением A = 9. Спектры легких ионов (p, 2 H, 3 He), 20 Ne + 20 Ne реакции при энергии 800 МэВ/нуклон, зарегистрированные при разных углах вылета фрагментов, также находятся в хорошем согласии с моделью [110]. Наконец, для тестирования модели на более тяжелых ядрах были привлечены данные по рождению изотопов лития, полученные в эксперименте PISA на ускорителе COSY (Германия) и образованные при взаимодействии протонов с золотом с энергиями 1.2 и 1.9 ГэВ [111]. Было показано, что незначительные изменения в модели привели к хорошему согласию между ней и экспериментом. В настоящее время, модель LAQGSM служит также основой для более современных программных кодов, которые необходимо оптимизировать и согласовывать с новыми экспериментальными данными по ядроядерным взаимодействиям.

3.4 Сравнение моделей при описании обменных реакций

Сравнение моделей приведено на примере изотопа 12 В, который рождается в типичной зарядово-обменной реакции при фрагментации ядра 12 С с энергией 300 МэВ/нуклон. На рис. 11 представлены распределения зависимости импульса (p) от угла вылета фрагмента 12 В (θ) , предсказанные разными генераторами ядроядерных взаимодействий. Видно, что корреляционные распределения в различных моделях существенным образом отличаются друг от друга. Вертикальные линии на

графиках показывают область углового захвата экспериментальной установки ФРАГМ.

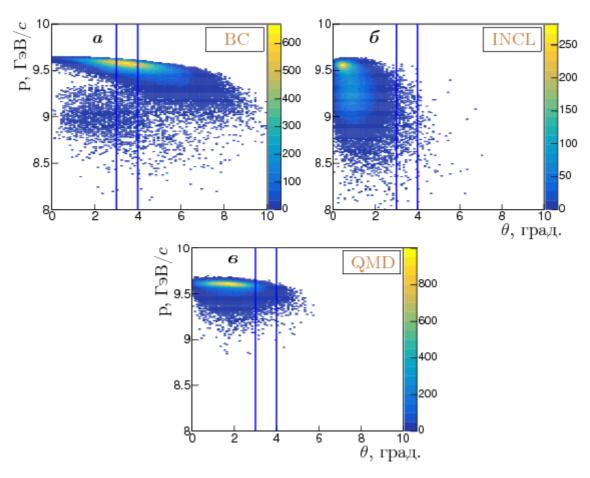


Рис. 11. Зависимость импульса от угла для 12 В, родившегося в зарядово-обменной реакции, для трех моделей ядро-ядерных взаимодействий: ВС (*a*), INCL (*б*) и QMD (*в*) [11].

К сожалению, в LAQGSM механизмы перезарядки нуклонов пока не включены. Модель ВС дает наибольший выход ¹²В в области углового захвата установки, в то время как выход этого изотопа для моделей INCL и QMD в данной области существенным образом подавлен.

Сравнение модельных предсказаний и наших экспериментальных данных показало, что BC наилучшим образом предсказывает сечение рождения 12 B. Следует также отметить, что BC и QMD дают похожие формы импульсных спектров как для 12 B, так и для 12 N; также в рамках отдельной модели почти совпадают выходы указанных фрагментов.

Зарядово-обменные реакции обладают малыми сечениями. Предсказания моделей могут служить сопутствующим целям анализа данных. Для легких ионов, рождающихся при фрагментации ядер углерода, максимум импульсного распределения для ⁴Не служит для относительной нормировки фрагментов, с меньшими выходами. На рис. 12 приведено дифференциальное сечение как функция импульсного распределения для экспериментальных данных ФРАГМ при фрагментации ядер углерода с энергией 300 МэВ/нуклон.

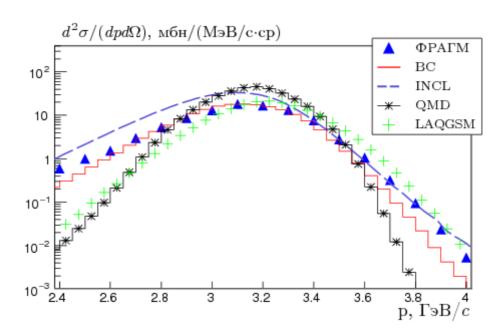


Рис. 12. Дифференциальное сечение рождения ⁴Не в зависимости от импульса фрагмента для экспериментальных данных ФРАГМ при энергии 300 МэВ/нуклон и для четырех моделей ядро-ядерных взаимодействий.

Данные представлены совместно с аналогичными расчетами, полученными по четырем моделям и описанными выше. Модельные данные были отобраны в области углового захвата установки ФРАГМ. Видно, что наилучшее описание экспериментальных данных дает модель ВС, она достоверно описывает форму спектра, дает правильное значение импульса р $\sim 3.2~\Gamma$ эВ/c, когда достигается максимум сечения. Также неплохо описывает наши данные модель INCL, причем результат находится в согласии с ВС. Модель QMD заужает ширину импульсного распределения, а LAQGSM хорошо описывает высокоимпульсную часть спектра, но также сужает низкоимпульсную область распределения. При дальнейшем

анализе экспериментальные спектры ⁴He и предсказания модели BC будут использованы для абсолютной нормировки дифференциальных сечений рождения фрагментов в реакциях, идущих с перезарядкой нуклонов (см. Главу 5.1).

Глава 4. Моделирование прохождения пучка ионов в магнито-оптическом канале

Магнито-оптический ΦΡΑΓΜ обладает канал установки рядом конструкционных особенностей, он содержит заглушки, коллиматоры, счетчики; имеется разрыв вакуумопровода в районе счетчиков и т.д. Поэтому при транспортировке пучка частиц через канал необходимо учитывать такие процессы, как многократное рассеяние, ионизационные потери и неупругое взаимодействие частиц со средой, которые влияют на изменение формы импульсного спектра исследуемых частиц и могут привести к их выбыванию из канала. Кроме того, необходимо определить такие важные параметры установки, используемые при физическом анализе экспериментальных данных, как импульсный и угловой захват. Для решения таких задач была создана программа моделирования *Tracer* на основе программного пакета Geant4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг) версии 4.10.7 [112, 113].

Программный пакет Geant4 является результатом совместной работы физиков и инженеров-программистов на базе международного центра CERN. Он был программной объектносоздан использованием инженерии ориентированной технологии и реализован на языке программирования С++. Этот пакет программ используется в физике элементарных частиц, ядерной физике, для конструкции ускорителей, в космической технике и медицинской физике. Инструментарий Geant4 предоставляет разнообразный, обширный, но связный набор программных компонентов, которые можно использовать в различных условиях. При определении и реализации программных компонентов были моделирования: включены все аспекты процесса геометрия системы, задействованные материалы, генерация первичных частиц событий, отслеживание прохождения частиц через материалы и внешние объекты, магнитные поля, физические процессы, управляющие взаимодействием частиц, отклик чувствительных компонентов детектора, генерация данных о событиях, хранение событий и треков, визуализация траекторий детектора и частиц, а также захват установки для последующего анализа данных моделирования на разных уровнях детализации и уточнения. Набор инструментов включает в себя встроенные процедуры управления и интерпретаторы команд, которые работают на уровнях постановки задачи, запуска, событий, транспортировки частиц, визуализации и анализа, что позволяет всем частям набора инструментов работать согласованно. В основе этой программной системы лежит богатый набор физических моделей для обработки взаимодействий частиц с веществом в широком диапазоне энергий. В рамках этой структуры изучаются функциональные возможности моделей Монте-Карло физических детекторов и физических процессов.

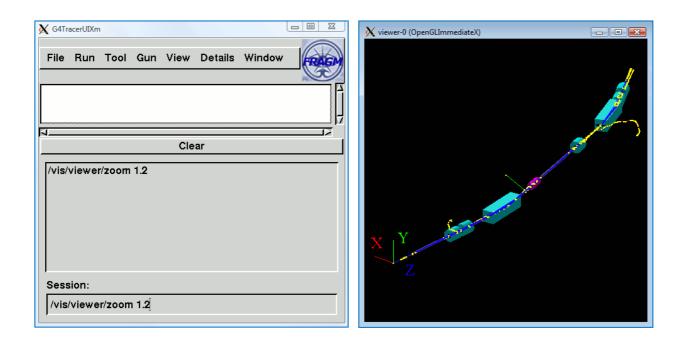


Рис. 13. Пользовательский интерфейс программы моделирования. Представлено меню для вывода/ввода информации (слева) и дисплей событий (справа).

Программа моделирования *Tracer* работает в двух модах: режиме просмотра событий и режиме счета. Первая мода необходима для визуальной проверки геометрии магнито-оптического канала и проверки корректности проведения пучка в канале после его настройки. В режиме просмотра событий программа состоит из пользовательского интерфейса и дисплея событий (рис. 13). Выпадающий список в меню интерфейса строит изображение определенного вида экспериментальной установки, задает и отображает проведение определенного числа заряженных частиц в канале.

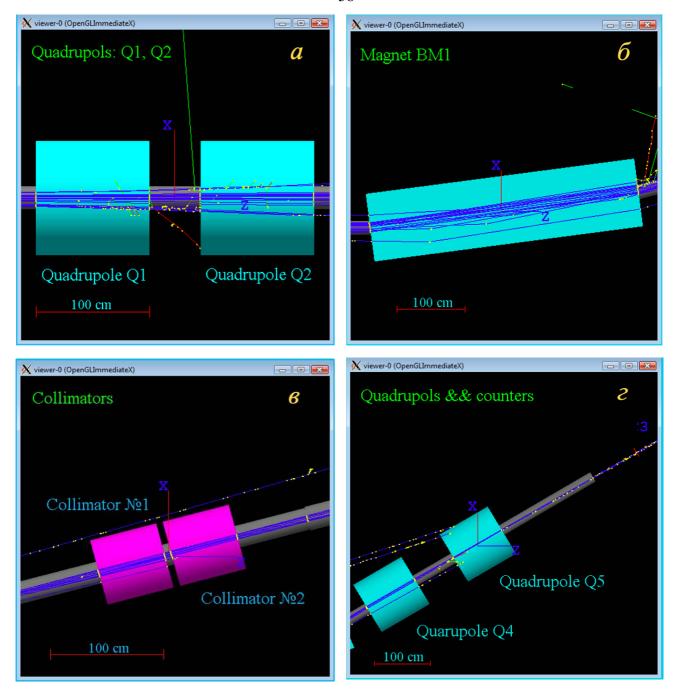


Рис. 14. Графическое представление прохождения заряженного пучка частиц в магнито-оптическом канала. На рисунке представлена область первого (a) и второго фокусов (z), первого поворотного магнита (δ) и коллиматоров (θ).

На рис. 14 представлено смоделированное в программе Tracer изображение прохождения пучка заряженных частиц в области первого (a) и второго фокусов (z), первого поворотного магнита (δ) и коллиматоров (a). Режим счета необходим для обработки значительного объема информации. Необходимая

информация в конце счета сохраняется в формате ROOT в виде гистограмм и специального контейнера данных, называемого деревом (класс TTree), что также позволяет осуществлять анализ данных в рамках объектно-ориентированного программирования на базе языка C++.

Программа моделирования *Tracer* [114] включает в себя точное описание геометрии магнито-оптического канала, карту магнитных полей в поворотных магнитах и квадрупольных линзах. Для описания взаимодействия частиц с веществом в программе был выбран список физических процессов Geant4 QGS_BIC [115]. Неупругое взаимодействие в таком списке осуществляется с помощью модели бинарного каскада (класс G4BinaryLightIonReaction), который охватывает энергетический диапазон от 0 до 6 ГэВ/нуклон. При больших энергиях работает модель FTF [116] ядро-ядерных взаимодействий.

Настройка магнито-оптического канала была осуществлена на основе моделирования при условии, что пучок частиц имеет два фокуса в области расположения первой и второй группы счетчиков. Для этой цели были выбраны протоны с импульсом $p_0 = 7 \ \Gamma \ni B/c$, что позволило минимизировать влияние вторичных процессов на пучок в канале. Магнитные поля B_0 в поворотных магнитах ВМ1 и ВМ2 были получены для данного импульса по формуле (2) и составили 27.47 и 29.55 кГс. В квадрупольных линзах Q1 – Q5 компоненты магнитного поля $B_{\mathbf{X}}$ и $B_{\mathbf{y}}$ задаются формулами: $B_{\mathbf{X}} = -grad \times y, B_{\mathbf{y}} = grad \times x,$ т.е. определяются одним параметром градиента поля (grad). Выбор градиента осуществляется с помощью итерационной процедуры, которая нацелена на поиск минимального продольного размера пучка в области первого и второго фокусов. Так для первого дублета линз (Q1 - Q2) такая процедура представлена на рис. 15. При фиксированном значении градиента в Q2 (Q1) изменяется градиент в Q1 (Q2) и выбирается такая величина, где размер пучка $\sigma_{\mathbf{y}}\left(\sigma_{\mathbf{x}}\right)$ имеет минимальное значение. Так формируется одна из точек, представленных на графике, для линзы Q1 (Q2); набор таких точек задают линии для двух линз.

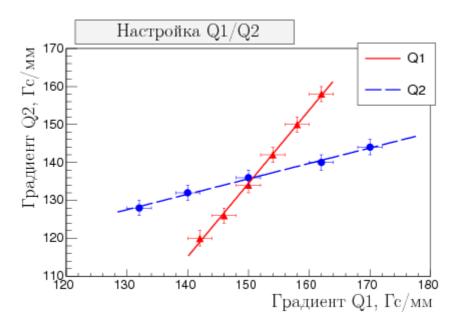


Рис. 15. Выбор величины градиента магнитных полей для дублета квадрупольных линз.

Пересечение указанных линий определяют два градиента первого дублета, которые при данном импульсе составили: 150.1 Гс/мм для Q1 и 136 Гс/мм для Q2. Соответственно для второго дублета были получены значения: 159.6 Гс/мм для Q4 и 192.2 Гс/мм для Q5. Величина градиента в одиночной линзе Q3 выбрана таким образом, чтобы пучок попадал в центр второго фокуса и составила 78 Гс/мм. При настройке пучка по жесткости на другое значение в программе осуществляется линейный пересчет всех значений магнитных полей с импульса p_0 на требуемое значение.

Создание программы моделирования и настройка магнито-оптического канала позволили определить две важные характеристики установки ФРАГМ, которые были необходимы при анализе экспериментальных данных. Угловой захват канала был определен для протонов при прохождении частицы из области мишени до второго фокуса. Розыгрыш начального направления частицы осуществлен равномерно по $\cos\theta$. Максимальный угол захвата составляет $\Delta\theta=\pm0.5^\circ$ при угле в 3.5° , который определяет расположение магнито-оптического канала относительно пучка ускорителя.

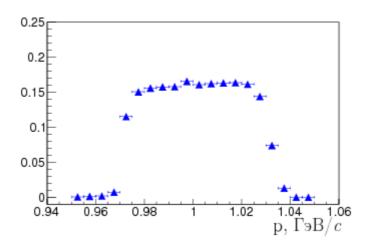


Рис. 16. Импульсный захват экспериментальной установки ФРАГМ, вычисленные на основе моделирования. На графике представлена эффективность регистрации протонов при настройке магнито-оптического канала на импульс 1 Γ эВ/c.

Импульсное распределение, представленное на рис. 16, определено при настройке канала на импульс 1 Γ эВ/c. Видно, что максимальный разброс импульса, который можно назвать импульсным захватом установки, составляет $\Delta p/p \approx 3.5\%$.

Для расчета эффективностей регистрации протонов и широкого набора ионов были выбраны начальные условия, которые соответствовали угловому и импульсному захвату установки [117]. Исследуемая область по жесткости определялась стабильностью источников питания при малых токах в магнитах и предельной рассеиваемой мощностью отклоняющих магнитов и была выбрана в пределах от 0.6 до 6 ГэВ/c. Регистрация заряженной частицы осуществлялась в том случае, если она проходила через счетчики, расположенные как в первом, так и во втором фокусе. Рассчитанная эффективность регистрации протонов и изотопов бора (8 B, 10 B, 11 B и 12 B) в зависимости от жесткости канала представлена на рис. 17. Данные могут быть хорошо описаны функцией:

$$f(x) = p_2 \times \exp\left[-\frac{p_0}{(x - p_1)^2}\right],\tag{4.1}$$

где $x = p/\mathbb{Z}$, p и \mathbb{Z} импульс и заряд фрагмента, p_0 , p_1 , p_2 - свободные параметры. В области больших значений по p/\mathbb{Z} эффективности протонов и ионов выходят на плато, которое определяется параметром p_2 . Результаты фитирования такой функцией и соответствующее значение χ^2 для модельных данных для протонов,

 4 Не, изотопов бериллия и бора приведены в табл. 3. При расчетах импульсных распределений поправка на эффективность играет существенную роль при жесткости до 3 ГэВ/c и может существенным образом изменить спектр ионов. Эффективность регистрации протонов в этой области примерно на 20 % больше, чем для изотопов бериллия и бора.

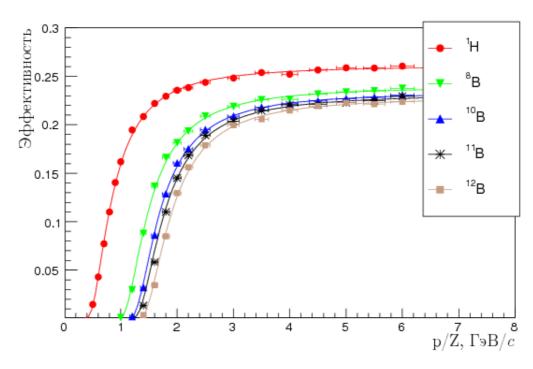


Рис. 17. Рассчитанные эффективности регистрации протонов и ионов бора магнито-оптическим каналом установки ФРАГМ в зависимости от жесткости канала.

Табл. 3. Параметры фитирования формулой (4.1) эффективности регистрации установкой ФРАГМ различных ионов.

| Изотоп | p_{θ} | p_1 | p_2 | χ^2 / ndf |
|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------------|
| ¹ H | 0.34 ± 0.03 | 0.16 ± 0.02 | 0.26 ± 0.01 | 9.4 / 18 |
| ⁷ Be | 0.39 ± 0.04 | 0.71 ± 0.03 | 0.24 ± 0.01 | 5.3 / 12 |
| ⁹ Be | 0.44 ± 0.05 | 0.90 ± 0.04 | 0.23 ± 0.01 | 8.7 / 12 |
| ¹⁰ Be | 0.52 ± 0.05 | 0.95 ± 0.02 | 0.23 ± 0.01 | 3.2 / 11 |
| ¹¹ Be | 0.46 ± 0.05 | 1.10 ± 0.04 | 0.23 ± 0.01 | 4.7 / 11 |
| ¹² Be | 0.54 ± 0.06 | 1.13 ± 0.03 | 0.23 ± 0.01 | 4.6 / 11 |

| ⁴ He | 0.34 ± 0.03 | 0.58 ± 0.02 | 0.24 ± 0.01 | 8.2 / 14 |
|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------|
| $^{8}\mathrm{B}$ | 0.47 ± 0.05 | 0.71 ± 0.04 | 0.24 ± 0.01 | 5.4 / 12 |
| 10 B | 0.50 ± 0.05 | 0.88 ± 0.04 | 0.23 ± 0.01 | 1.5 / 12 |
| ¹¹ B | 0.54 ± 0.05 | 0.93 ± 0.03 | 0.23 ± 0.01 | 6.9 / 11 |
| 12 B | 0.55 ± 0.07 | 1.04 ± 0.05 | 0.23 ± 0.01 | 5.3 / 11 |

Глава 5. Методика выделения фрагментов

При фрагментации ионов 12 С в результате однократной перезарядки нуклонов могут образоваться три изотопа: 11 Ве (7 нейтронов), 12 В (7 нейтронов) и 12 N (7 протонов).

5.1 Идентификация ионов на магнитном спектрометре ФРАГМ

Дифференциальные сечения рождения фрагментов вычисляются по формуле:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \frac{\sigma_{tot} Ns}{2\pi N_{mon} \varepsilon (p/Z) \Delta p},$$
(5.1)

где Ns — наблюдаемое число событий, соответствующих искомому изотопу, N_{mon} — показания монитора, σ_{tot} — полное сечение взаимодействия ионов углерода с бериллием, $\varepsilon(p/Z)$ — эффективность регистрации фрагментов, которая зависит от жесткости канала, Δp — импульсный захват. Для того, чтобы соответствующее абсолютное значение эффективности для искомого иона не влияло на результат, производится дополнительное переопределение эффективности:

$$\varepsilon(p/Z) = \varepsilon_{MC}(p/Z) \times R \,(^{4}\text{He}) \tag{5.2}$$

Величина R вычисляется как отношение сечений рождения ⁴Не в максимуме в распределении по импульсу, вычисленное для эксперимента и моделирования. Импульсное распределение ⁴Не измеряется с высокой точностью, кроме того, формы спектров в моделировании (модель ВС) и в эксперименте имеют хорошее согласие. Максимум в таком распределении достигается при импульсе $3.1~\Gamma$ эВ/c [118]. Импульсный захват Δp может быть определен как $\Delta p = (\Delta p/p) \times p = C_0 \times p$, где C_0 – константа, определяющая относительный импульсный захват установки, которая не зависит от массы фрагмента и должна быть отнесена к вычислению коэффициента R. Таким образом, Δp в формуле (5.1) можно заменить на импульс фрагмента p. Расчет импульсной эффективности $\varepsilon_{MC}(p/Z)$ был осуществлен на основе моделирования для каждого иона отдельно и описан в предыдущей главе.

Значение σ_{tot} можно получить исходя из геометрических соображений, полагая, что полное сечение протон-ядерных реакций будет пропорционально площади πR^2 , где R — радиус фрагментирующего ядра. Поскольку $R \propto A^{1/3}$, ожидаемое сечение может быть представлено в виде $\sigma_{tot} \propto A^{2/3}$, причем при ядроядерном взаимодействии $\sigma_{tot} \propto (A_p^{2/3} + A_t^{2/3})$, где A_p и A_t — атомные массы налетающего иона-снаряда и мишени. Первая эмпирическая формула полного сечения была предложена в работе [119] в виде:

$$\sigma_{tot} = \pi r_0^2 [A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b_0]^2, \tag{5.3}$$

где b_0 — параметр перекрытия взаимодействующих ядер, r_0 — константа пропорциональности в выражении для геометрического радиуса ядра. Оба параметра являются энергетически независимыми. В случае ядро-ядерных взаимодействий параметр b_0 определяется как полиномиальная функция первого порядка по переменной ($A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3}$) [120]. В статье [121] было показано, что при энергиях, превышающих 100 МэВ/нуклон, энергонезависимое приближение полного сечения может быть вычислено по формуле:

$$\sigma_{tot} = \pi r_0^2 [A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b_0 (A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3})]^2,$$

$$b_0 = 1.581 - 0.876 (A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3}),$$
(5.4)

где $r_0 = 1.36$ фм. В нашем случае, когда $A_p = 12$ и $A_t = 9$, вычисленное значение σ_{tot} составляет 776.8 мбн. Следует отметить, что до сих пор не существует соответствующих экспериментальных данных по полному неупругому сечению взаимодействия 12 C + 9 Be при промежуточных энергиях, поэтому для проверки полученного значения следует рассмотреть другие теоретические расчеты. В частности, более детальный расчет полного сечения, которое зависит от энергии налетающего иона, может быть осуществлен в рамках модели LAQGSM [84].

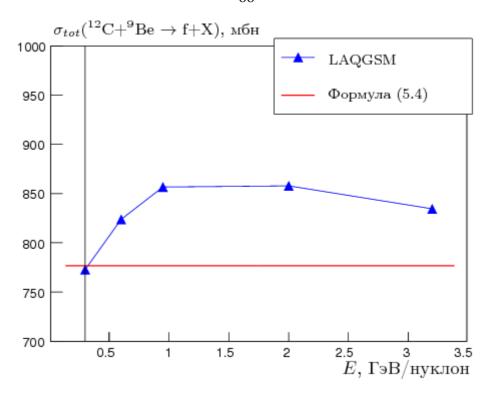


Рис. 18. Полное сечение взаимодействия ионов углерода с бериллиевой мишенью в зависимости от энергии налетающего иона.

На рис. 18 приведена модельная зависимость σ_{tot} от энергии налетающего иона при энергиях от 0.3 до 3.2 ГэВ/нуклон, которые соответствуют энергиям, при которых производился набор данных в эксперименте ФРАГМ [117]. Значение σ_{tot} при энергии 300 МэВ/нуклон, полученное по модели, составляет 772.8 мбн, что в пределах 0.5% совпадает со значением сечения, полученного по формуле (5.3). С другой стороны, разница между этими теоретическими 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.

При вычислении Ns исследуются корреляционные распределения по времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости (рис. 19). Поиск изотопов бериллия и бора был осуществлен в пределах жесткости от 1 до 2.2 ГэВ/c. На первом этапе ионы выделяются по заряду в области, ограниченной двумя параллельными линиями, как

показано на рисунке сверху, которые имеют одинаковый наклон в зависимости от жесткости канала.

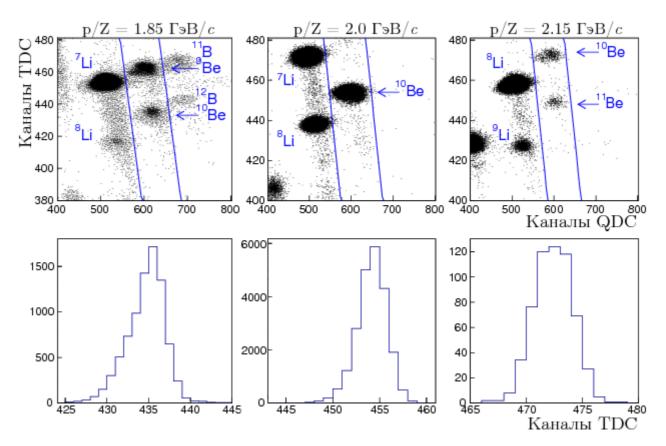


Рис. 19. Верхние графики: корреляционные распределения времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости. Нижние графики: проекция на ось времени распределения в области регистрации изотопа ¹⁰Ве.

Проекция отобранных данных на ось времени позволяет выделить искомый фрагмент. В нижней части рисунка показаны распределения времени пролета в области регистрации изотопа ¹⁰Ве. 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.

На рис. 20 представлены измеренные и модельные дифференциальные сечения в зависимости от лабораторного импульса для изотопов бора и бериллия. Сечения перекрывают до четырех порядков величины, причем распределение

каждого фрагмента имеет форму, подобную гауссовой, где максимум в импульсе на нуклон близок к величине импульса на нуклон налетающего ядра углерода. Моделирование осуществлялось в рамках моделей ВС и INCL, причем наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными в смысле среднего значения и формы распределения. Различие по величине абсолютного сечения ожидаемо, поскольку даже сами предсказания моделей ион-ионных взаимодействий сильно различаются, причем эта разница возрастает с увеличением массы фрагмента при фиксированном угле регистрации. Это связано с различиями в угловых зависимостях выхода фрагментов в моделях.

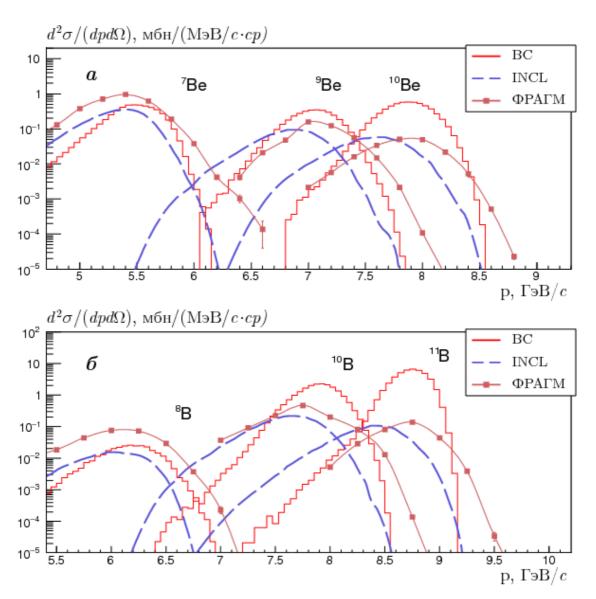


Рис. 20. Дифференциальные сечения выходов ионов бериллия (a) и бора (b) в зависимости от импульса.

Вместе с систематической погрешностью наших измерений, которая в основном связана со стабильностью монитора, общая систематическая ошибка в двойных дифференциальных сечениях оценивается в 15%.

5.2 Поиск фрагментов ¹¹Ве и ¹²В, полученных в результате однократной перезарядки нуклонов

Реакции, идущие с однократной перезарядкой нуклонов, имеют существенно меньшие сечения и характеризуются малыми ширинами пиков в импульсных распределениях осколков по сравнению с другими фрагментационными процессами. Например, в соответствии с моделью ВС, изотоп ¹²В имеет dp/
0.5% при среднем импульсе 9.5 ГэВ/с. Поскольку измерения проводились с шагом в 50 МэВ/с, то это не дает нам 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. Как уже было отмечено в главе 3, при заданной жесткости годоскоп дает возможность осуществить не менее 10 добавочных измерений.

При поиске изотопа 11 Ве сканировалась область по жесткости от 2.0 до $2.25\ \Gamma$ эВ/c. Соответствующие корреляционные распределения времени пролета и заряда при различных настройках магнито-оптического канала приведены на рис. 21. На первом этапе выделяются события в области рождения изотопов бериллия по оси QDC, которая задается двумя наклонными линиями (данная область указана стрелками на графике). Наклон линий является одинаковым при разных жесткостях.

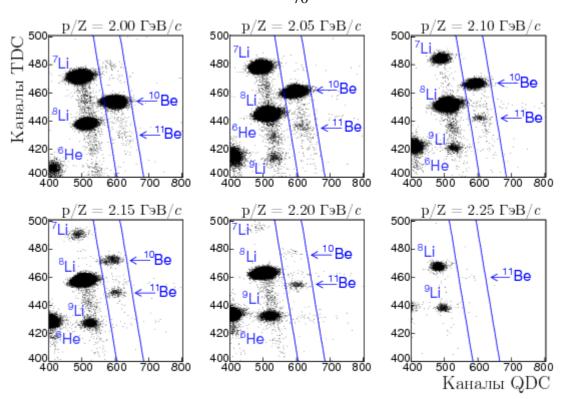


Рис. 21. Методика отбора 11 Ве. Корреляционные распределения времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости (p/Z).

В дальнейшем отобранные события проецируются на ось ТDС в широком временном интервале в области искомого изотопа. Для таких событий рассматривается распределение по ячейкам годоскопического счетчика, которое приведено на рис. 22. Графики хорошо описываются суперпозицией двух распределений Гаусса, причем левый максимум связан с искомым ¹¹Be, а правый - является фоновым и образован изотопом ¹⁰Be. Фон становится существенным при малых жесткостях. Фоновая часть вычитается из гистограммы, которая затем соответствует сигналу от ¹¹Be.

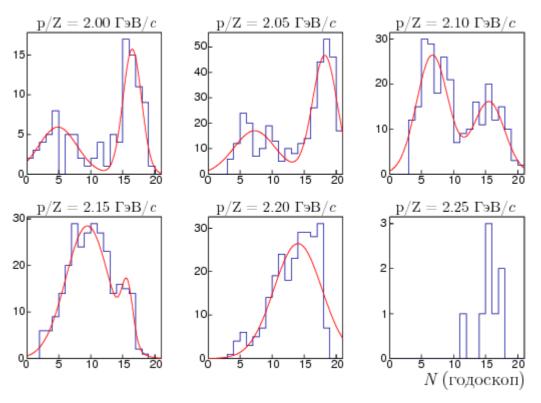


Рис. 22. Распределение событий по ячейкам годоскопа, отобранных по корреляционному распределению в области регистрации изотопа ¹¹Be.

Поиск фрагментов, соответствующих ¹²B, осуществлялся при жесткости в пределах от 1.75 до 1.95 ГэВ/с. Алгоритм выделения изотопа представлен на рис. 23. Корреляционное распределение при жесткости в $1.8~\Gamma$ $_{9}$ В/ $_{c}$ показано на рис. 23 (a), на графике хорошо виден сигнал от 12 B, отбор которого был осуществлен с помощью двух наклонных кривых. Распределение по номеру сработавшей ячейки годоскопического счетчика приведено на рис. 23 (б) при отборе фрагментов по времени пролета с 425 до 445 канала. Фоновые события дают ионы ¹¹В, вклад от которых был подавлен с помощью процедуры фитирования, примененной поиске ¹¹Be. График 23 (в) аналогичной при показывает распределение всех отобранных кандидатов в ¹²В, просуммированные по всем значениям жесткости. Различие в максимумах пиков сигнала и фона составляет один порядок величины.

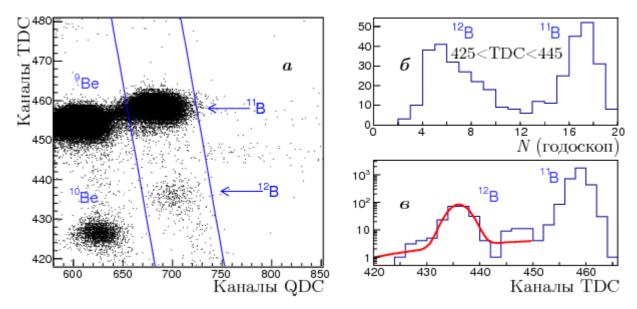


Рис. 23. Алгоритм выделения 12 В при жесткости канала в 1.8 ГэВ/c: корреляционное распределение времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала (QDC) (a); распределения по номеру ячейки годоскопического счетчика (δ) и по каналам TDC (ϵ), полученные по отобранным событиям из выделенной области корреляционного распределения. Наклонные линии на (a) соответствуют границам отбора изотопа 12 В; на распределении по каналам TDC сигнал от 12 В задан подгоночной функцией.

Каждая настройка канала дает добавочное измерение, каждое из которых соответствует определенной ячейке годоскопа и уточняет импульс фрагмента до 0.4%. Полагая, что центральная ячейка соответствует жесткости магнито-оптического канала, можно переопределить номер ячейки в значения жесткости. На рис. 24 представлены такие измерения, отображающие нормированный выход 12 В по p/Z для разных настроек магнито-оптического канала. Измерения при разных настройках и близких значениях p/Z хорошо согласуются между собой, что является свидетельством корректности данного метода. В дальнейшем для определения выходов искомых фрагментов ближайшие по жесткости измерения из разных настроек канала суммируются с шагом $10-20~\text{M} \Rightarrow \text{B}/c$ (см. рис. 24).

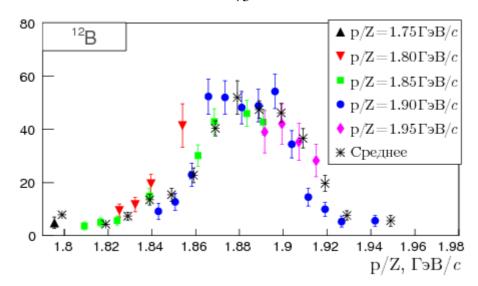


Рис. 24. Нормированные распределения по жесткости, вычисленной по номеру ячейки, которые получены при различных настройках магнито-оптического канала при выделении ¹²В.

На рис. 25 и 26 приведены дифференциальные сечения $d^2\sigma/(d\Omega dp)$ рождения фрагментов ¹¹Be и ¹²B в зависимости от лабораторного импульса. Экспериментальные данные приводятся в сравнении с аналогичными спектрами, полученными в рамках моделей ядро-ядерных взаимодействий BC, INCL и QMD. Полученные сечения более чем на два порядка величины меньше сечений выхода других изотопов, образующихся без зарядового обмена. Экспериментальные формы распределений ¹²B и ¹¹Be имеют гауссову форму с более узкой шириной спектра, $\approx 100-150~{\rm M}{\rm p}$ B/c, по сравнению с формами для ионов бора и бериллия, которые образовались без перезарядки.

Как видно из распределений, модели ВС и QMD более-менее согласуются с результатами эксперимента ФРАГМ по среднему значению импульса и предсказывают спектры с меньшей шириной. Но они расходятся по абсолютным значениям с экспериментальными данными. Модель INCL не описывает характерный пик, соответствующий однократной перезарядке нуклонов, и предсказывает лишь низкоэнергетическую часть импульсного распределения.

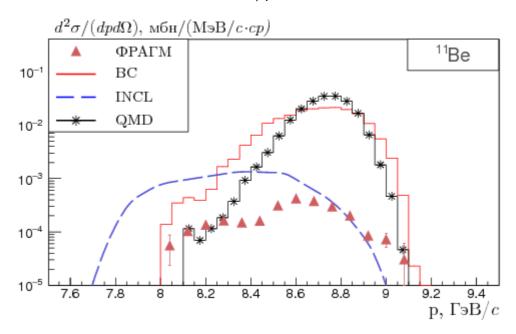


Рис. 25. Дифференциальные сечения рождения ионов ¹¹Ве для экспериментальных данных и моделей ядро-ядерных взаимодействий в зависимости от импульса фрагмента.

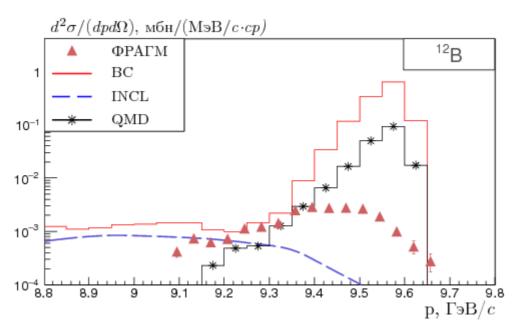


Рис. 26. Дифференциальные сечения рождения ионов ¹²В для экспериментальных данных и моделей ядро-ядерных взаимодействий в зависимости от импульса фрагмента.

5.3 Поиск ¹²N

Образование изотопов ¹²N, также как и ¹²B, при фрагментации ионов ¹²С при промежуточных энергиях происходит за счет доминирующего процесса однопионного обмена. В этом случае сечения рождения этих изотопов на изотопсимметричной мишени должны быть одинаковыми. Однако, используемая в нашем эксперименте бериллиевая мишень не является изотоп-симметричной. Меньшее число протонов чем нейтронов в ⁹Ве, приводит к меньшей вероятности обмена положительным зарядом между мишенью и налетающим ядром углерода, чем отрицательным. Это приводит к относительному подавлению образования ¹²N по сравнению с ¹²В. 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. При регистрации этих изотопов установкой ФРАГМ надо учитывать и детектируются только долгоживущие фрагменты, что пролетающие значительное расстояние. Для основных состояний ¹²В и ¹²N это выполняется с большим запасом, так как времена их полураспада составляют 20.2 и 11.0 мс, соответственно [122].

Даже частица с характерным временем жизни в 1 мс пролетает в среднем 2000 км со скоростью $0.6\ c$, где c - скорость света, соответствующей скорости этих ионов в нашем эксперименте, так что для основных состояний этих изотопов влияние их времени жизни на регистрацию установкой пренебрежимо мало [122]. 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 путем испускания мягких гамма-квантов за время $\sim 10^{-16}\ c$, что позволяет не учитывать роль возбужденных состояний. Для 12 В и 12 N ситуация выглядит сложнее. В случае 12 В возбужденные состояния с энергией, большей 3.37 МэВ, распадаются уже за счет сильного взаимодействия за время порядка 10^{-20} по каналу

¹¹В + п, 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 ¹²В. Для ¹²N пороговая энергия возбуждения для распада на ¹¹С + р составляет всего 0.601 МэВ, что меньше энергии первого возбужденного состояния ¹²N(2⁺), которая равна 0.961 МэВ. Это значит, что все возбужденные состояния ¹²N распадаются с образованием ¹¹С и не регистрируются установкой.

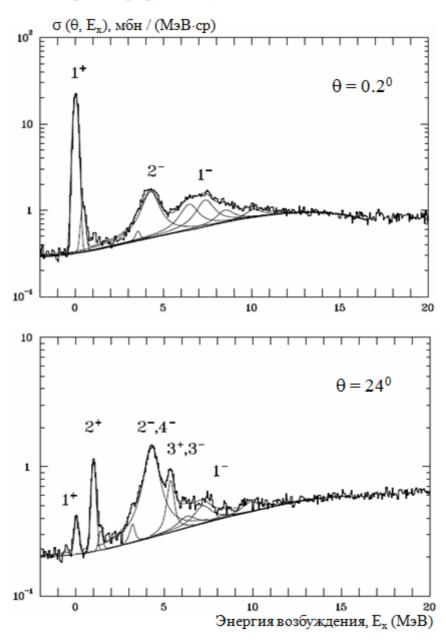


Рис. 27. Энергетические уровни изотопа 12 N в реакции 12 C(p,n) 12 N при энергии протонов 135 МэВ [123].

Спектр возбужденных состояний 12 N был получен в реакции перезарядки нуклонов для реакции 12 C (p, n) 12 N на покоящемся ядре углерода [51]. Измерения были проведены на циклотроне в Индианском университете при энергии протонов 135 МэВ. Нейтроны регистрировались c помощью пластиковых сцинтилляционных детекторов под углами 0° , 24° и 45° относительно направления начального пучка протонов. В эксперименте удалось измерить энергию нейтронов с хорошей точностью [123]. На основании этих данных для каждого угла определялся спектр ядерных уровней ядра ¹²N. На рис. 27 приведены такие спектры для двух углов регистрации нейтрона 0.2° и 24°. Видно, что для угла 0.2° доминирует образование основного состояния, а для 24° вклад основного состояния будет намного меньше вклада возбужденных состояний. Для сравнения с нашими измерениями нужно перевести эту реакцию в обратную кинематику, когда ядром мишени будет протон, а налетающим ядром – углерод. В этой системе отсчета угол вылета ¹²N будет примерно в 12 раз меньше приведенных значений, что эквивалентно 0.016^0 и 2^0 соответственно. В нашем эксперименте за счет большего угла и большей энергии налетающего иона можно ожидать еще меньшего вклада основного состояния ¹²N в общий выход этого изотопа. Количественно оценить этот эффект в настоящее время невозможно. Даже в вышеупомянутой работе [51] не приводятся относительные вероятности уровней 12 N, а заполнения ядерных современные модели ион-ионных взаимодействий пока далеки от возможности рассчитывать заселенности ядерных уровней фрагментов.

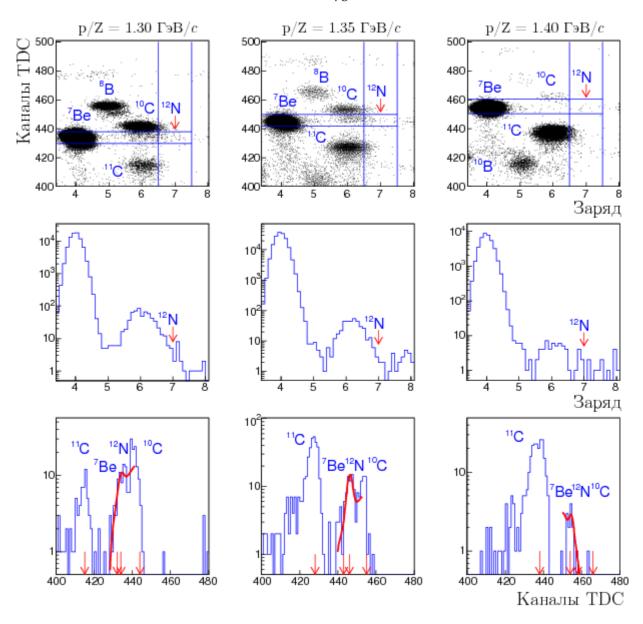


Рис. 28. Корреляционные распределения по каналам TDC и QDC (верхний ряд), распределения по заряду (средний ряд) и по времени пролета (нижний ряд).

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 12 N в основном состоянии ионов в реакции 9 Be (12 C, 12 N) X при энергии иона углерода 300 МэВ/нуклон и угле регистрации 3 5°.

На рис. 28 представлены корреляционные распределения времени пролета (TDC) и заряда при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости (верхний ряд), а также распределения по заряду (средний ряд) и по времени пролета (нижний ряд). Ранее корреляционные распределения по оси абсцисс отображали амплитуду, выраженную в каналах QDC. Процедура преобразования амплитуды в заряд описана в Приложении. Данный алгоритм выглядит предпочтительней, поскольку он позволяет выровнять сигналы от фрагментов с одинаковым зарядом и сделать процедуру отбора ионов более простой. Стрелками указаны кандидаты в сигнал от ¹²N. Были собраны необходимые распределения для измерения выходов ¹²N при сканировании по жесткости магнито-оптического канала в области максимального выхода изотопа от 1.25 до 1.50 ГэВ/c с шагом 50 МэВ/c. В верхнем ряду приведено корреляционное распределение заряда фрагментов в зависимости от времени пролета, выраженное в каналах TDC, для трех значений жесткости; горизонтальными и вертикальными линиями даны ограничения, которые будут использованы в дальнейшем. Вертикальные линии задают отбор Z = 7 в диапазоне ± 0.5 , а горизонтальные отбор по времени пролета в диапазоне ± 5 каналов (1 нс) от вычисленного времени пролета изотопа ¹²N для заданной жесткости. Средний ряд показывает одномерное распределение по заряду, причем видно, что события с Z = 7 не выделяются из-за большого фона от событий с Z = 6. Нижний ряд графиков показывает распределения по времени пролета при соответствующем отборе по заряду.

Максимум в области, соответствующей времени пролета ¹²N, хорошо отделяется от фоновых пиков, связанных с изотопами углерода, но отличить его от фона, вызванного ⁷Be, невозможно. Этот фон связан с прохождением двух частиц через установку за время окна интегрирования зарядово-цифрового преобразователя, которое составляет 150 нс. Первым пролетает ⁷Be, который и определяет время пролета, а вторым изотопом может быть любой из интенсивно образующихся фрагментов. Это редкий процесс, однако, выход ⁷Be на четыре порядка превышает уровень обсуждаемого здесь фона. Поэтому все события, образующие вышеупомянутый максимум, приходится брать как оценку верхнего

предела выхода 12 N. В результате для каждой жесткости находится число событий, условно называемых 12 N, которое нормируется на показания монитора.

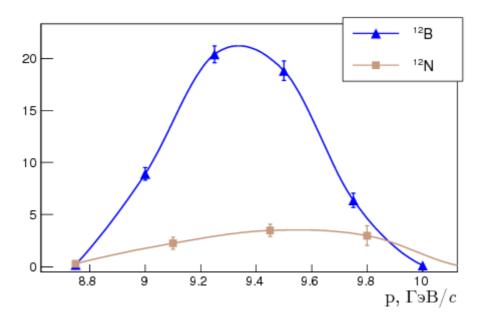


Рис. 29. Сравнительное соотношение выходов изотопа 12 В и возможного выхода основного состояния 12 N для оценки верхнего предела на регистрацию 12 N экспериментальной установкой.

Выходы исследуемых изотопов в зависимости от импульса иона приведены на рис. 29. В представленных распределениях также учитывается эффективность регистрации изотопов ¹²В и ¹²N. Для ионов ¹²N, больший угол многократного рассеяния и большие ионизационные потери в сцинтилляторах первого фокуса приводят к меньшему захвату этих ионов второй ступенью магнито-оптического канала. Коэффициент подавления ¹²N по отношению к ¹²В вычислялся при импульсе, соответствующему максимуму выхода ¹²В, и составил около 7. Таким образом, можно утверждать, что вероятность образования основного состояния ¹²N составляет не более 1/7 от всех состояний этого изотопа. Это качественно согласуется с наблюдаемым значительным подавлением образования основного состояния ¹²N под не нулевым углом в реакции ¹²C (p, n) ¹²N [51]. Количественные данные по соотношению вкладов основного и возбужденных состояний в образование изотопа ¹²N не приводятся в указанной выше статье.

5.4 Поиск фрагментов, полученных в результате двукратной перезарядки нуклонов

При фрагментации углерода возможно образование ¹²Ве, который рождается в зарядово-обменной реакции с уменьшением заряда на две единицы, но при сохранении того же массового числа.

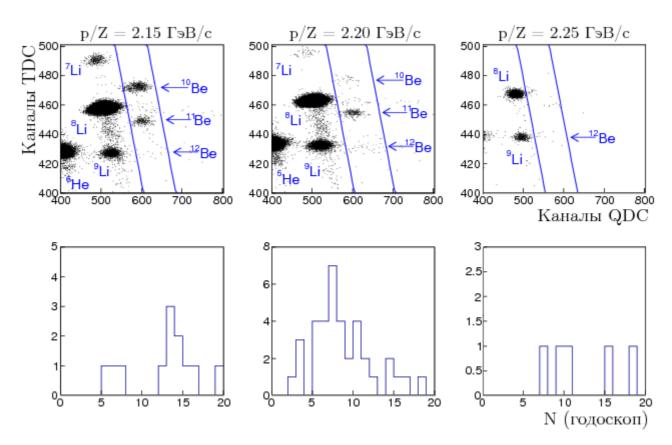


Рис. 30. Верхние графики - корреляционные распределения времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнито-ортического канала по жесткости при поиске изотопа ¹²Ве. Нижний ряд графиков показывает распределение по ячейкам годоскопа.

В теории такие реакции описываются передачей двух виртуальных заряженных пионов между нуклонами налетающего ядра и мишени, соответственно; сечения данных реакций будут существенно подавлены даже по отношению к аналогичным реакциям, идущим с однократной перезарядкой. Поиск изотопа был проведен по корреляционным зависимостям времени пролета и заряда

при жесткости в пределах от 2.15 до 2.45 ГэВ/c. Соответствующие корреляционные зависимости и распределения по номеру ячейки годоскопа отобранных событий приведены на рис. 30.

Было замечено, что сигнал от 12 Ве хорошо просматривается для жесткостей $2.20~\Gamma$ эВ/c и $2.40~\Gamma$ эВ/c, причем в области от 2.25~до $2.35~\Gamma$ эВ/c он отсутствует. Это обстоятельство говорит о разделении одного импульсного пика на два. Дифференциальное сечение рождения 12 Ве вычисляется аналогичным образом, как и в случае реакций, идущих с однократной перезарядкой. Измеренное нами сечение представлено на рис. 31~в сравнении с предсказаниями трех моделей ион-ионных взаимодействий. На рисунке просматриваются два максимума.

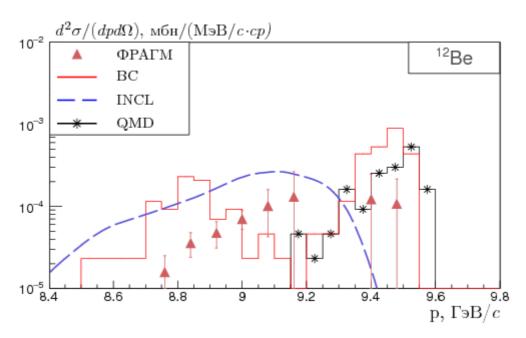


Рис. 31. Дифференциальные сечения рождения ¹²Ве для экспериментальных данных и моделей ион-ионного взаимодействия в зависимости от импульса фрагмента.

Первый пик, расположенный в районе импульса р $\sim 9.5~\Gamma$ эВ/c, соответствует рождению двух виртуальных пионов. Он относится к жесткости 2.40 Γ эВ/c, когда было обнаружено всего несколько таких событий, поэтому его статистическая значимость мала. С другой стороны видно, что эти экспериментальные точки согласуются с предсказаниями, полученными по моделям ВС и QMD. Следующий,

низкоэнергетический, пик имеет большую статистическую значимость. Он соответствует рождению одного виртуального и одного реального пиона, что также подтверждается моделями BC и INCL.

Таким образом, на экспериментальных данных было обнаружено разделение импульсного спектра на два компонента при рождении ¹²Ве. Наиболее точно картину такого разделения описывает модель ВС, причем вклады от обоих пиков приблизительно сравнимы между собой. Соответственно, данная модель наиболее достоверно описывает наши экспериментальные данные. Другие модели предсказывают лишь один из вкладов. Модель QMD достоверно отображает основной пик зарядово-обменных реакций, однако существенно занижает вклад от рождения реальных пионов, модель INCL достоверно описывает только низкоэнергетический пик.

Глава 6. Статистические модели процессов фрагментации

Для оценки формы измеренных импульсных спектров фрагментов бериллия и бора часто используют статистические модели фрагментации, которые разумно предсказывают хорошую оценку ширины импульсных спектров. Статистическая модель Гольдхабера [124] была предложена для их описания при фрагментации налетающего ядра-снаряда, полученных в периферических столкновениях с тяжелыми ядрами мишени, регистрируемых под нулевым углом. Было обнаружено, что импульсные распределения фрагментов в системе покоя налетающего ядра хорошо описываются распределением Гаусса. В статистической модели эта зависимость определяется дисперсией импульсного распределения нуклонов в снаряде $\sigma_{||}$. Импульс фрагмента с массовым числом A_f получается случайным отбором F нуклонов исходного ядра. В системе налетающего ядра дисперсия квадрата импульса фрагмента определяется выражением [125]:

$$\sigma_{||}^2 = \langle \left[\sum_{i=1}^{F} p_i \right]^2 \rangle = A_f \langle p_i^2 \rangle + A_f (A_f - 1) \langle p_i \cdot p_j \rangle$$
 (6.1)

Второе слагаемое в уравнении можно оценить через $< p_i^2 >$, используя тот факт, что суммарный импульс нуклонов в налетающем ядре с массовым числом A_p равен нулю:

$$<\left[\sum_{i}^{A} p_{i}\right]^{2}> = A_{p} < p_{i}^{2}> + A_{p}(A_{p}-1) < p_{i} \cdot p_{j}> = 0,$$
 (6.2)

где і≠j. Эти два уравнения позволяют определить величину квадрата дисперсии импульсного распределения фрагмента:

$$\sigma_{||}^2 = \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1} < p_i^2 > \tag{6.3}$$

Данное выражение получило название формулы Гольдхабера. Величину $< p_i^2 >$ можно оценить, используя волновые функции оболочечной модели или модели

Ферми-газа для нуклонов [126]. Во втором случае: $<\!p_i^2> = 3p_F^2/5$, причем в формуле (6.3) следует заменить $<\!p_i^2>$ на σ_0^2 , где:

$$\sigma_0^2 = \langle p_i^2 \rangle / 3 = p_F^2 / 5 \tag{6.4}$$

Ферми-импульс p_F слабо зависит от массы ядра, причем его значение может быть определено в соответствии со следующей эмпирической формулой [127, 128]:

$$p_F = 281 \cdot (1 - A_f^{-0.568}) \,\text{M} \cdot \text{B}/c$$
 (6.5)

Формула (6.3) 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 [129]. Основные ее положения о том, что движение нуклонов в ядре некоррелировано и что нуклоны в фрагменте выбираются случайно, были пересмотрены в работах [130–132]. В работе [130] 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, поэтому величина < $p_i \cdot p_i >$ дает более существенный вклад, чем это было предсказано Гольдхабером. В частности, было показано, что при фрагментации ⁴⁰Аг, дисперсия импульсных спектров по крайней мере, на 30 % меньше, чем это предсказывает обычная статистическая модель [131]. В статье [132] было показано, что нуклоны в снаряде не могут быть выбраны полностью случайным образом при условии того, что нуклоны в конечном фрагменте определяются моделью Ферми-газа. Это ограничивает доступные конфигурации снаряда и, следовательно, уменьшает предсказанную ширину импульса. В рамках периферической модели, предложенной в работе [133], было предложено рассматривать ядро-снаряд как объект, состоящий из двух нуклонных кластеров: фрагмента F и осколка R. Волновая функция такой системы определяется как:

$$\psi_{F-P}(r) = e^{-\mu r}/r \tag{6.6}$$

где $\mu = \sqrt{m_R E_S}$, m_R – приведенная масса кластеров F и R, E_S – энергия разделения. Таким образом, импульсное распределение напрямую зависит от энергии E_S , а не от энергии Ферми. В целом было показано, что введение параметра E_S улучшает согласованность экспериментальных данных с предсказаниями модели. Дисперсия импульсного распределения в системе покоя налетающего ядра определяется по формуле [134]:

$$\sigma_{||}^2 = \frac{\mu}{2x_0} \left[\frac{1 + \frac{y}{2}}{\sqrt{1 + y}} + \frac{1}{\mu x_0} \right],\tag{6.7}$$

где $\mu = \sqrt{2m_R E_S}$, $y = Z_1 Z_2 \mathrm{e}^2 / x_0 E_S$, $x_0 = r_0 A_f^{-1/3}$. Предсказания данной теории аналогичны простой статистической модели, т. е. указывают на параболическую зависимость ширины от массы. Связь двух моделей заключается в тесной связи энергии разделения (на нуклон) с энергией Ферми. В принципе, любые эффекты ядерной структуры или корреляции, выходящие за рамки сохранения импульса и картины Ферми-газа, а также любые пространственные ограничения на отбор нуклонов уменьшают предсказанное значение дисперсии.

Экспериментальные распределения выходов фрагментов 7 Be, 11 Be, 11 B и 12 B в зависимости от импульса p_{RF} , вычисленного в системе покоя налетающего ядра углерода, приведены на рис. 32. Система покоя задается скоростью β = 0.65. Выход фрагментов определяется инвариантным сечением по формуле:

$$\sigma_{inv.} = \frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dp'} \tag{6.8}$$

где E и p — полная энергия и импульс фрагмента в лабораторной системе. Измеренные ширины импульсных спектров $\sigma^{\Phi PA\Gamma M}$ определяются фитированием данных распределений функцией Гаусса.

Поскольку ширина выходов в формуле (6.8) рассчитывается при нулевом угле, для сравнения экспериментальных данных с модельными предсказаниями необходимо ввести две важные поправки.

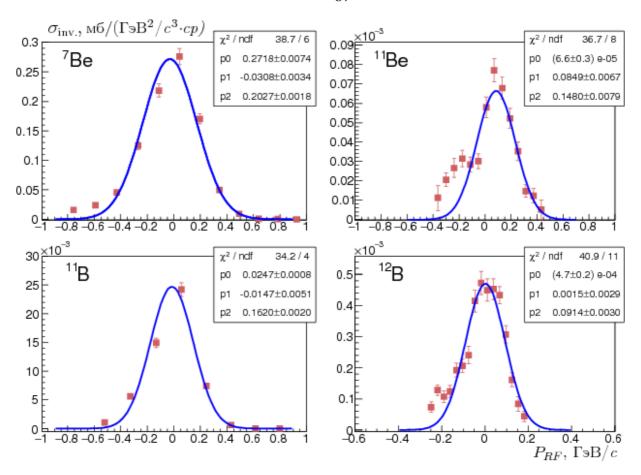


Рис. 32. Распределения инвариантного сечения рождения изотопов бериллия и бора в зависимости от импульса фрагмента в системе покоя налетающего иона.

Первая поправка связана с импульсным разрешением магнито-оптического тракта, которая составляет 1.5% [11] по импульсу в лабораторной системе. Данные расчеты годятся для импульсных распределений, которые имеют значительные ширины, что справедливо в применении к стандартному механизму рождения фрагментов. В том случае, когда необходимо достигнуть большой точности при описании спектров, необходимо использовать информацию, полученную по годоскопу. В этом случае поправка невелика и составляет 0.4 % от импульса фрагмента.

Вторая коррекция связана с приведением экспериментальной ширины к нулевому углу. Вычисление данной поправки можно осуществить на основе модели ВС. На рис. 33 представлена дисперсия инвариантного сечения σ_{BC} в зависимости от угла рождения различных изотопов бериллия и бора в рамках данной модели.

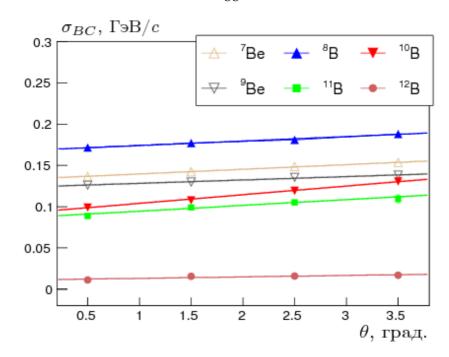


Рис. 33. Дисперсия инвариантного сечения σ в зависимости от угла рождения изотопов бериллия и бора в рамках модели бинарного каскада.

Полученный результат может быть описан простой линейной функцией, где наклон определяет поправочный коэффициент $R_{\rm BC}$, значения которого приведены в табл. 4. Предполагается, что поправка в случае ¹¹Ве идентична ¹¹В, для ¹⁰Ве – ¹⁰В. Введение поправок позволило получить ширины спектров $\sigma_{\parallel}^{\Phi PA\Gamma M}$ для изотопов бериллия и бора.

Табл. 4. Модельное отношение R_{BC} среднеквадратичного отклонения σ_{BC} при угле 3.5° (угол регистрации фрагментов установкой ФРАГМ) к величине отклонения при нулевом угле.

| Изотоп | $R_{ m BC}$ | | |
|-----------------|-----------------|--|--|
| ⁷ Be | 1.15 ± 0.03 | | |
| ⁹ Be | 1.12 ± 0.01 | | |
| ⁸ B | 1.11 ± 0.01 | | |
| ¹⁰ B | 1.40 ± 0.06 | | |
| ¹¹ B | 1.28 ± 0.09 | | |
| ¹² B | 1.55 ± 0.07 | | |

Экспериментальные данные показаны в табл. 5 в сравнении с аналогичными данными ($\sigma_{\parallel}^{\text{эксп.}}$), приведенными в работе, где рассматривалась фрагментация ионов углерода с энергией 2.1 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени [135]. Кроме того, приведены ширины спектров, полученные по формуле Гольдхабера ($\sigma_{\parallel}^{\text{теор 1}}$) и рассчитанные в рамках периферической модели ($\sigma_{\parallel}^{\text{тeop2}}$) по формуле (6.7). Экспериментальные значения $\sigma_{\parallel}^{\Phi PA\Gamma M}$ находятся в согласии с ширинами, полученными в рамках теоретических расчетов. В случае 12В теоретические расчеты не применимы, поскольку требуют наличия фрагмента соответствующего осколка от иона-снаряда. С другой стороны, как $\sigma_{\parallel}^{\Phi PA\Gamma M}$, так и $\sigma_{\parallel}^{\text{эксп.}}$, дают хотя и малые, но согласующиеся в пределах ошибок конечные величины [134].

Табл. 5. Измеренное среднеквадратичное отклонение σ для изотопов бериллия и бора.

| Изотоп | $\sigma^{\Phi 	ext{PA}\Gamma 	ext{M}},$ | $\sigma_{\parallel}^{\Phi 	ext{PA}\Gamma	ext{M}}$, | $\sigma_{\parallel}^{^{ m 9 kc II.}}$, | $\sigma_{\parallel}^{	ext{Teop1}},$ | $\sigma_{\parallel}^{	ext{Teop2}},$ |
|------------------|---|---|---|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | МэВ/с | МэВ/ <i>с</i> | МэВ/с | МэВ/с | МэВ/с |
| ⁷ Be | 202.7 ± 1.8 | 167.9 ± 5.6 | 145 ± 2 | 183 | 143 |
| ⁹ Be | 178.5 ± 1.6 | 136.6 ± 6.6 | 133 ± 3 | 161 | 128 |
| ¹⁰ Be | 207.5 ± 0.6 | 131.3 ± 5.5 | 129 ± 4 | 138 | 124 |
| ¹¹ Be | 148.0 ± 7.9 | 111.4 ± 13.1 | 155 ± 4 | 103 | 123 |
| ⁸ B | 213.4 ± 3.3 | 180.2 ± 5.8 | 151 ± 16 | 175 | 154 |
| 10 B | 206.4 ± 3.6 | 132.9 ± 6.1 | 134 ± 3 | 138 | 120 |
| 11 B | 162.0 ± 2.0 | 100.1 ± 7.4 | 106 ± 4 | 103 | 102 |
| 12 B | 91.38 ± 3.0 | 54.8 ± 4.35 | 63 ± 9 | _ | _ |

Заключение

Основные результаты работы таковы:

- 1. Проделан целенаправленный, статистически обеспеченный анализ данных по поиску зарядово-обменных процессов при фрагментации углерода ¹²С на бериллиевой мишени. Экспериментальные данные были получены в лаборатории адронной физики НИЦ «Курчатовский институт» на магнито-оптическом канале детектора ФРАГМ тяжелоионного ускорительного комплекса ТВН при начальной кинетической энергии налетающего ядра 300 МэВ/нуклон.
- 2. Был проведен первоначальный отбор фрагментов при анализе корреляционных распределений времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнито-оптического канала по жесткости. Была разработана методика улучшения точности измеряемого импульса с помощью информации, полученной с помощью годоскопа детектора ФРАГМ. Данная процедура позволила улучшить точность измерения по импульсу с 1.5% до 0.4%, что необходимо для получения приемлемой формы спектров реакций, идущих с перезарядкой нуклонов.
- 3. Было смоделировано прохождение ионов внутри магнито-оптического канала ФРАГМ на основе программного пакета Geant4 с помощью разработанной ранее в лаборатории адронной физики программы *Tracer*. Данная процедура позволила рассчитать эффективность установки к фрагментам в зависимости от их импульса, что необходимо для получения конечных дифференциальных сечений рождения фрагментов.
- 4. Была протестирована Методика выделения фрагментов и расчета дифференциальных сечений на ионах бериллия и бора (7 Be, 9 Be, 10 Be, 8 B, 10 B,

- ¹¹В). Проведено сравнение вычисленных сечений с результатами расчетов в моделях ядро-ядерных взаимодействий.
- 5. Были найдены фрагменты ¹¹Ве и ¹²В, образующиеся в результате однократной перезарядки нуклонов. Также был обнаружен ¹²Ве, родившийся в процессе двойной перезарядки. Измерены дифференциальные сечения выходов данных изотопов в зависимости от их импульса. Дифференциальные сечения фрагментов более чем на два порядка отличаются в меньшую сторону от сечений выхода других изотопов этих элементов, образующихся без зарядового обмена.
- 6. Поиск 12 N, изотопа зеркального к 12 B, не дал положительного результата, что может быть связано с известным эффектом доминирования образования короткоживущих возбужденных состояний 12 N, распадающихся по каналу р + 11 C, в области углов регистрации установки ФРАГМ. Была произведена оценка верхнего предела выхода 12 N, которая определялась по отношению к выходу изотопа 12 B.
- 7. Разыграно порядка 108 событий в трех моделях ядро-ядерных взаимодействий: бинарного (ВС) и внутриядерного (INCL) каскадов, а также квантовой молекулярно-динамической модели (QMD). Проведенное сравнение полученных данных с предсказаниями моделей показало различие в описании формы импульсных спектров для различных моделей, а также с экспериментом. В частности, модель INCL не воспроизводит квазиупругий пик зарядово-обменных реакций, ВС наилучшим образом воспроизводит экспериментальные данные по форме, однако завышает выходы фрагментов. По-видимому, последний факт может быть интерпретирован как рождение короткоживущих состояний конечных фрагментов, вклад которых возрастает с ростом угла рождения изотопа или с угловым захватом детектора ФРАГМ.

8. Была проведена оценка формы измеренных импульсных спектров бериллия и бора (⁷Be, ⁹Be, ¹⁰Be, ¹¹Be, ⁸B, ¹⁰B, ¹¹B, ¹²B) по ширине распределения 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 ¹²C. В целом, экспериментальные данные хорошо согласуются в пределах ошибок с модельными и другими данными по фрагментации. С другой стороны, в моделях нельзя вычислить ширины квазиупругого пика в зарядово-обменных реакциях.

Приложение

Анализ экспериментальных данных был основан на выделении искомых фрагментов по корреляционным распределениям времени пролета и амплитуды сигнала, полученных с помощью сцинтилляционного счетчика СF1 (рис. 3). Видно, что при настройке канала на определенную жесткость, сигналы от фрагментов с одинаковым зарядом смещены по амплитуде (каналы QDC) друг относительно друга (рис. 6). Это связано с тем, что эта амплитуда пропорциональна ионизационным потерям в сцинтилляторе, которые возрастают с ростом массы иона. Переход от амплитуды к заряду позволяет убрать такое смещение и упрощает анализ корреляционных распределений.

Важным параметром любого сцинтиллятора является его световыход, который определяет амплитуду сигнала. В сцинтилляторах лишь незначительная часть энергии, потерянная заряженной частицей, реализуется в виде света. Световыход сцинтиллятора зависит от материала, из которого он произведен, от соотношения спектров испускания и поглощения, технологии производства, а также от типа частицы, которая вызывает сцинтилляции. Кроме того, часть фотонов теряется через боковые поверхности сцинтиллятора, часть поглощается на имеющихся органических и других примесях. Обычно регистрируется всего несколько процентов выделившейся энергии. Зависимость световыхода сцинтиллятора от природы ионизирующей частицы определяется тем, что сильноионизирующие частицы вдоль своего трека создают локальные электрические поля, которые приводят к тушению сцинтилляций, т.е. к росту нерадиационных переходов в возбужденных молекулах среды, что приводит к уменьшению световыхода [136]. Экспериментальные данные показали, что при энергиях примерно в несколько сотен кэВ отклик на протоны в десять раз меньше по сравнению со световыходом электронов с эквивалентной энергией. Данный эффект часто используется для разделения частиц по форме спектра излучения.

Эмпирический закон Биркса, описывающий световыход на длину пути (dL/dx) в зависимости от энергетических потерь частицы dE/dx в сцинтилляторе, определяется по формуле:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \, dE/dx}{(1 + k_B \, dE/dx)},\tag{\Pi.1}$$

где dE/dx — ионизационные потери частицы, S — эффективность сцинтилляции, k_B — коэффициент Биркса, который зависит только от свойств сцинтиллятора [137, 138]. Формула основана на предположении, что высокая плотность ионизации вдоль трека частицы приводит к гашению и снижению эффективности сцинтилляций.

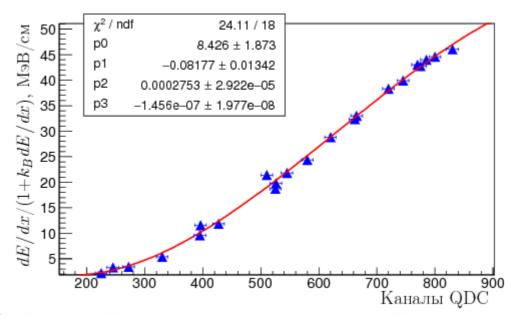


Рис. 34. Ожидаемый световыход в сцинтилляторе C_8H_8 счетчика CF1 в зависимости от амплитуды измеренного сигнала.

По экспериментальным данным для широкого набора фрагментов от протонов до углерода были вычислены ионизационные потери dE/dx по формуле Бете-Блоха [139]. Предполагалось, что полистирольный сцинтиллятор (C_8H_8) имеет плотность $\rho=1.03$ г/см³, средний потенциал ионизации $I_e=66$ эВ, коэффициент Биркса $k_B=0.015$ см/МэВ. Зависимость световыхода dL/dx от амплитуды измеренного сигнала приведена на рис. 34. Данная зависимость имеет нелинейный характер и может быть хорошо описана полиномом 3-ей степени. Вычисленные коэффициенты полинома $p_0 \div p_3$ используются для определения заряда при произвольных значениях амплитуды и времени пролета. Амплитуда задает

световыход сигнала, затем происходит пересчет этой величины в ионизационные потери как $dE/dx_{corr}=dL/dx/(1-k_BdL/dx)$. Заряд фрагмента Z_f вычисляется по формуле:

$$Z_f = \sqrt{\frac{dE/dx_{corr}}{dE/dx(\beta)}}, \qquad (\Pi.2)$$

где значение $dE/dx(\beta)$ определяется по формуле ионизационных потерь для фрагмента, который имеет скорость β . Скорость определяется из измерений времени пролета между счетчиками первого и второго фокусов, причем анализ данных показал наличие линейной зависимости между измеренным временем (каналы TDC) от переменной β^{-l} для значительного набора фрагментов.

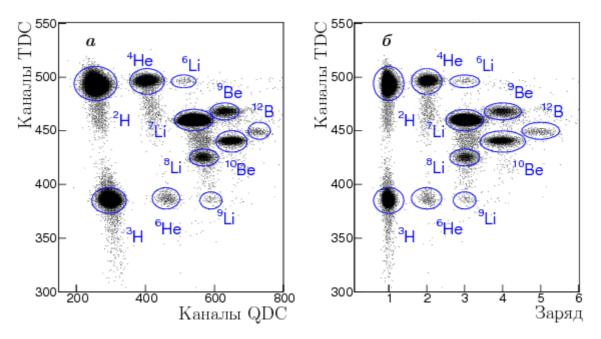


Рис. 35. Корреляционное распределение времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при жесткостях магнито-оптический канала 1.9 ГэВ/c (a) и аналогичное распределение с пересчетом амплитуды в заряд (δ).

Корреляционное распределение времени пролета и амплитуды сигнала и аналогичное распределение с пересчетом амплитуды в заряд при жесткостях магнито-оптического канала $1.9 \, \Gamma_{\rm 9} B/c$ приведены на рис. 35. 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. Можно также разрабатывать алгоритм перевода времени пролета в массовое число атомного ядра. Однако такое преобразование является излишним, поскольку в настоящем корреляционном распределении время пролета пропорционально отношению массы фрагмента к его заряду, что дает нам возможность выровнять соответствующие группы фрагментов и упростить процедуру выделения фрагмента.

Благодарности

Во-первых, я выражаю самую искреннюю признательность научному руководителю М. А. Мартемьянову и научному консультанту за постановку актуальной задачи, постоянное внимание и неоценимую помощь на всех этапах написания данной диссертационной работы.

Во-вторых, я хотела бы поблагодарить начальника лаборатории адронной физики отделения теоретической физики и физики частиц НИЦ «Курчатовский институт» В. В. Куликова за приобретенные знания в области ядерной физики, которые я получила за время нашего сотрудничества, и за советы по подготовке данной работы.

В-третьих, я признательна ведущему сотруднику этой лаборатории А. П. Крутенковой за то, что она нашла время прочитать эту диссертацию и высказать конструктивные замечания по ее содержанию, а также за общую положительную оценку работы.

Возможность сотрудничества в коллективе ученых такого высокого профессионального уровня для меня является большой честью. Также необходимо выразить благодарность персоналу ускорительного комплекса ТВН и техническому персоналу эксперимента ФРАГМ за большой вклад в проведение эксперимента.

Список литературы

- 1. M. De Napoli, C. Agodi, G. Battistoni et al., Carbon fragmentation measurements and validation of the Geant4 nuclear reaction models for hadrontherapy, *Phys. Med. Biol.* 57, 7651 (2012).
- 2. H. Lenske, J. I. Bellone, M. Colonna *et al.*, Theory of single charge exchange heavy ion reactions, *Phys. Rev.* C 98, 004620 (2018).
- 3. D. Frekers, M. Alanssari, Charge-exchange reactions and the quest for resolution, *Eur. Phys. J. A* 54, 177 (2018).
- 4. T. Saito, H. Ekawa, M. Nakagawa, Novel method for producing very-neutron-rich hypernuclei via charge-exchange reactions with heavy ion projectiles, *Eur. Phys. J. A* 57, 159 (2021).
- 5. T. Ichihara, T. Niizeki, H. Okamura *et al.*, Spin-isospin resonances observed in the $(d, {}^{2}\text{He})$ and $({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N})$ reactions at E/A = 135 MeV, *Nucl. Phys. A* 569, 287 (1994).
- 6. H. Geissel, P. Armbruster, K. H. Behr *et al.*, The GSI projectile fragment separator (FRS): A Versatile magnetic system for relativistic heavy ions, *Nucl. Instrum. Meth. B* 70, 286 (1992).
- J. L. Rodriguez-Sanchez, J. Benlliure, I. Vidana *et al.*, Study of Δ excitations in medium-mass nuclei with peripheral heavy ion charge-exchange reactions, *Phys. Lett.* B 807, 135565 (2020).
- 8. H. Lenske, H. H. Wolter, H. G. Bohlen, Reaction mechanism of heavy-ion charge-exchange scattering at intermediate energies, *Phys. Rev. Lett.* 62, 1457 (1989).
- 9. K. Amos, S. Karataglidis, W. A. Richter, Charge exchange (p,n) reaction to isobaric analogue states of select nuclei, *Eur. Phys. J. A* 56, 284 (2020).
- 10. A. Kelic K. H. Schmidt, T. Enqvist *et al.*, Isotopic and velocity distributions of ⁸³Bi produced in charge-pickup reactions of ²⁰⁸₈₂Pb at 1A GeV, *Phys. Rev* . *C* 70, 064608 (2004).

- 11. А. А. Куликовская, Б. М. Абрамов, Ю. А. Бородин $u \partial p$., Поиск процессов перезарядки нуклонов в фрагментации ионов углерода при энергии 300 МэВ/нуклон, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 85, №5, 339 (2022).
- 12. P. Senger, The heavy-ion program at the upgraded baryonic matter@nuclotron experiment at NICA, *Int. J. Mod. Phys. E* 30, 2141001 (2021).
- 13. A.G. Afonin, M.Yu. Bogolyubsky, A.A. Volkov, Forward production of nuclear fragments in CC collisions at beam energy 20.5 GeV/nucleon, *Nucl. Phys. A* 997, 121718 (2020).
- 14. D. Schardt, I. Schall, H. Geissel *et al.*, Nuclear fragmentation of high-energy heavyion beams in water, *Adv. Space Res.* 17, 87 (1996).
- 15. N. Matsufuji, A. Fukumura, M. Komori *et al.*, Influence of fragment reaction of relativistic heavy charged particles on heavy-ion radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* 48, 1605 (2003).
- 16. E. Haettner, H. Iwaseand, D. Schardt, Experimental fragmentation studies with ¹²C therapy beams. *Rad. Prot. Dosim.* 122, 485 (2006).
- 17. M. Kramer, M. Durante, Ion beam transport calculations and treatment plans in particle therapy, *Eur. Phys. J* D 60, 195 (2010).
- 18. I Schall, D. Schardt, H. Geissel *et al.*, Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ($5 \le Z \le 10$) passing through thick absorbers, *Nucl. Instrum. Meth.* B 117, 221 (1996).
- 19. Н. Алексеев, Г. Н. Акимов, П. Н. Алексеев u ∂p., Ускоритель-накопитель ИТЭФ-ТВН, $\Pi ucь ma$ g ЭЧАЯ, Т.1 №3, 78 (2004).
- 20. Н. Н. Алексеев, П. Н. Алексеев, В. Н. Балануца $u \ \partial p$., Физический пуск накопительного кольца ТВН, AЭ, Т. 93, вып. 6, 474 (2002).
- 21. Ю. А. Сатов, Б. Ю. Шарков, Н. Н. Алексеев u ∂p ., Стабилизированный СО2-лазер импульсно-периодического действия для лазерно-плазменного генератора высокоразрядных ионов, ΠT Э, № 3, 107 (2012).
- 22. Н. Н. Алексеев, Г. Н. Акимов, П. Н. Алексеев $u \partial p$., Ускорение ядер углерода до релятивистской энергии в синхротроне У-10, AЭ, Т. 95, вып. 5, 382 (2003).

- 23. Н. Н. Алексеев, Д. Г. Кошкарев, Б. Ю. Шарков, Нелиувиллиевское накопление ядер углерода в ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ, *Письма в ЖЭТФ*, Т. 77, вып. 3, 149 (2003).
- 24. Н. Н. Алексеев, А. А. Голубев, Б. Ю. Шарков, Развитие ускорительных технологий в ИТЭФ, Научные исследования и разработки НИЦ «Курчатовский институт» ИТЭФ, Сборник статей, Москва (2019).
- 25. А. В. Канцырев, А. В. Бахмутова, А. А. Голубев $u \partial p$. Комплексная система автоматизации экспериментов на быстром выводе ускорительнонакопительного комплекса ТВН-ИТЭФ, ΠT Э, № 5, 47 (2010).
- 26. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин *и др.*, Проявление кварковых кластеров в образовании кумулятивных протонов в эксперименте по фрагментации ионов углерода, *Письма в ЖЭТФ*, Т. 97, № 7–8, 509 (2013).
- 27. A. Stavinskiy, Dence Cold Matter, EPJ Web Conf. 71, 00125 (2014).
- 28. Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, A. Yu. Titarenko *et al.*, Cross-sections for nuclide production in ⁵⁶Fe target irradiated by 300, 500, 750, 1000, 1500, and 2600 MeV protons compared with data on hydrogen target irradiation by 300, 500, 750, 1000, and 1500 MeV/nucleon ⁵⁶Fe ions, *Phys. Rev. C* 78, 034615 (2008).
- 29. И. Г. Алексеев, И. Г. Бордюжин, П. Е. Будковский u ∂p ., Установка ЭПЕКУР для поиска узких барионных резонансов в пион-протонном рассеянии, ΠT Э, № 5, 22 (2014).
- 30. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин $u \partial p$., Протоны от фрагментации ионов углерода при 0.3–2.0 ГэВ/нуклон: сравнение с моделями ион-ионных взаимодействий, ЯФ, Т. 78, № 5, 403 (2015).
- 31. B. M. Abramov, P. N. Alekseev, Yu. A. Borodin *et al.*, Nuclear fragmentation study at ITEP heavy ion facility, *J. Phys. Conf. Ser.* 381, 012037 (2012).
- 32. R. Brun, F. Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, *Nucl. Instrum. Meth. A* 389, 81 (1997); ROOT Manual: https://root.cern/manual/.
- 33. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин $u \partial p$., Температурные параметры в фрагментации ионов углерода при энергии 0.6 ГэВ/нуклон, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 6, № 5-6, 315 (2015).

- 34. M. P. Nakada, J. D. Anderson, C. C. Gardner *et al.*, Neutron spectrum from p + d reaction, *Phys. Rev.* 110, 594 (1958).
- 35. J. D. Anderson, C. Wong, Evidence for charge independence in medium weight nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 7, 250 (1961).
- 36. C. Ellegaard, C. Gaarde, J. S. Larson *et al.*, (³He, *t*) reactoion at intermediate energies, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1745 (1983).
- 37. В. Г. Аблеев, Г. Г. Воробьев, С. М. Елисеев $u \partial p$., Возбуждение Δ -изобар в ядрах углерода в реакции перезарядки (³He, t) при 4.37, 6.78 и 10.78 ГэВ/с, *Письма в* ЖЭ $T\Phi$, Т. 40, вып. 1, 35 (1984).
- 38. D. Contardo, M. Bedjidian, J. Y. Grossiord *et al.*, Study of the Δ isobar excitation in nuclei with the (3He, t) reaction, *Phys. Lett. B* 168, 331 (1986).
- 39. A. M. Lane, New term in the nuclear optical potential: implications for (p, n) mirror state reactions, *Phys. Rev. Lett.* 8, 171 (1962).
- 40. О. М. Князьков, Взаимодействие нуклонов низких энергий с ядрами в полумикроскопическом подходе, ЭЧАЯ, Т. 17, вып. 2, 318 (1986).
- 41. Н. К. Скобев, Ю. Э. Пенионжкевич, В. Бурьян $u \partial p$., Зарядово-обменные реакции на пучках низкоэнергетических частиц, Изв. РАН. Сер. физ., Т. 84, № 4, 548 (2020) .
- 42. G. C. Ball, J. Cerny, ¹⁴N (³He, *t*) ¹⁴O reaction and excited isospin triads in mass 14, *Phys. Rev.* 155, 1170 (1967).
- 43. C. Jeanperrin, L. H. Rosier, B. Ramstein *et al.*, Spectroscopy of 32 Cl nucleus via the 32 S(3 He, t) 32 Cl reaction at 34.5 MeV, *Nucl. Phys. A* 503, 77 (1989).
- 44. C. A. Fields, R. A. Ristinen, L. E. Samuelson *et al.*, A study of the ⁹⁰Zr (³He, *t*) reaction at 43.4 MeV, *Nucl. Phys. A* 385, 449 (1982).
- 45. Н. К. Скобелев, Ю. Э. Пенионжкевич, В. Бурьян *и др.*, Сечения образования изотопов е, *Изв. РАН. Сер. физ.*, Т. 77, № 7, 878 (2013).
- 46. Н. К. Скобелев, Ю. Э. Пенионжкевич, Е. И. Воскобойник *и др*., Сечения реакций слияния и передачи при взаимодействии ядер Pt и Au с ³He при энергиях 10-24.5 МэВ, *Письма в ЭЧАЯ*, Т. 11, № 2, 198 (2014).

- 47. Н. К. Скобелев, Ю. Э. Пенионжкевич, И. Сивачек $u \ \partial p$., Заселение возбужденных состояний в ядрах ⁴⁵Ті в зарядово-обменных реакциях на пучке ³Не с энергией 29 МэВ, ЭЧАЯ, Т. 53, вып. 2, 341 (2022).
- 48. B. M. Loc, N. Auerbach, D. T. Khoa, Single charge-exchange reactions and the neutron density at the surface of the nucleus, *Phys. Rev. C* 96, 014311 (2017).
- 49. А. С. Демьянова, С. А. Гончаров, А. М. Данилов u ∂p ., Использование реакции перезарядки (³He, t) для определения радиусов возбужденных состояний ядра, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 80, № 5, 427 (2017).
- 50. T. Ichihara, M. Ishihara, H. Ohnuma *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* 323, 278 (1994).
- 51. B. D. Anderson, L. Garcia, D. Millener *et al.*, ¹²C(p, n)¹² N reaction at 135 MeV, *Phys. Rev. C* 54, 237 (1996).
- 52. A. B. Migdal, D. N. Voskresensky, E. E. Saperstein *et al.*, Pion degrees of freedom in nuclear matter, *Phys. Rep.* 192, 179 (1990).
- 53. Ф. А. Гареев, Е. А. Строковский, Ю. Л. Ратис, Зарядово-обменные реакции участием нуклонов и легких ионов при низких и промежуточных энергиях, ЭЧАЯ, Т. 25, вып. 4, 855 (1994).
- 54. V. F. Dmitriev, T. Suzuki, Spin-isospin dependent response function of nulcear matter at high excitation energies, *Nucl. Phys. A* 438, 697 (1985).
- 55. Ф. А. Гареев, Е. А. Строковский, Ю. Л. Ратис, Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях, ЭЧАЯ, Т. 24, вып. 3, 603 (1993).
- 56. D. Bachelier, J. L. Boyard, T. Hennino *et al.*, First observation of the Δ resonance in relativistic heavy ion charge exchange reactions, *Phys. Lett. B* 172, 23 (1986).
- 57. T. Hennino, Light ions induced charge exchange reactions at SATURNE, *AIP Conf. Proc.* 176, 663 (1988).
- 58. M. Roy-Stephan, Excitation of the Δ resonance in heavy ion charge exchange reactions, *Nucl. Phys. A* 48, 373 (1988).
- 59. J. L. Rodriguez-Sanchez, J. Benlliure, E. Haettner *et al.*, Excitation of baryonic resonances in isobaric charge-exchange reactions of medium-mass nuclei, *JPS Conf. Proc.* 32, 010052 (2020).

- 60. J. L. Rodriguez-Sanchez, J. Benlliure, I. Vidana *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* 106, 014618 (2022).
- 61. C. A. Mosbacher, F. Osterfeld, The Δ (1232) nucleon interaction in the 2 H(p, n) charge exchange reaction, *Phys. Rev. C* 56, 2014 (1997).
- 62. T. Tsuboyama, F. Sai, N. Katayama *et al.*, Double-pion production induced by deuteron-proton collisions in the incident deuteron momentum range 2.1 3.8 GeV/c, *Phys. Rev. C* 62, 034001 (2000).
- 63. Г. И. Быхало, Безнейтринный двойной бета-распад, *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.*, № 2, 162204 (2016).
- 64. S. M. Bilenky, C. Giunti, Neutrinoless double-beta decay: a probe of physics beyond the standard model, *Int. J. Mod. Phys. A* 30, 1530001 (2015).
- 65. D. Carbone, F. Cappuzzello, C. Agodi *et al.*, Experimental challenges in the measurement of double charge exchange reactions within the NUMEN project, *J. Phys. Conf. Ser.* 1078, 012008 (2018).
- 66. V. Soukeras, F. Cappuzzello, D. Carbone *et al.*, Heavy-ion double charge exchange reactions: A tool toward 0vββ nuclear matrix elements, *Eur. Phys. J. A* 51, 134 (2015).
- 67. V. Soukeras *et al.*, Measurement of the double charge exchange reaction for the ²⁰Ne + ¹³⁰Te system at 306 MeV, *Res. in Phys.* 28, 104691 (2021).
- 68. В. С. Барашенков, В. Д. Танеев, Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, *Атомиздат*, М., 1972.
- 69. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский $u \ \partial p$., Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами, $V\Phi H$ 109, 91 (1973).
- 70. S. G. Mashnik and L. M. Kerby, MCNP6 fragmentation of light nuclei at intermediate energies, *Nucl. Instrum. Meth. A* 764, 59 (2014).
- 71. А. Ю. Конобеев, Ю. А. Коровин, А. А. Наталенко $u \partial p$., Библиотека протонных активационных ядерных данных HEPAD−2008, *Изв. вузов. Яд. Энергетика*, № 3, 97 (2009).
- 72. V.D. Toneev, K.K. Gudima, Particle emission in light and heavy ion reactions, *Nucl. Phys. A* 400, 173 (1983).

- 73. S. Furihata, Statistical analysis of light fragment production from medium-energy proton induced reactions, *Nucl. Instrum. Meth. B* 171, 251 (2000).
- 74. A. S. Botvina, A. S. Iljinov, I. N. Mishustin *et al.*, Statistical simulation of the breakup of highly excited nuclei, *Nucl. Phys. A* 475, 663 (1987).
- 75. А. С. Ботвина, А. С. Ильинов, И. Н. Мишустин, Мультифрагментация ядер под действием протонов высоких энергий, *Письма в ЖЭТФ*, Т. 42, вып. 11, 462 (1985).
- 76. I. Pshenichnov A. Botvina, I. Mishustin et al., Nuclear fragmentation in extended media studied with Geant4 toolkit, *Nucl. Inst. Meth. B* 268, 604 (2010).
- 77. G. Battistoni, F. Cerutti, A. Fasso *et al.*, The FLUKA code: Description and benchmarking. *AIP Conf. Proc.* 896, 31 (2007).
- 78. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis *et al.*, Recent developments in Geant4, *Nucl. Instrum. Meth. A* 835, 186 (2016).
- 79. J. P. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Iljinov *et al.*, Statistical multifragmentation of nuclei, Phys. Rep. 257, 133 (1995).
- 80. B. M. Abramov, M. Baznat, Yu. A. Borodin *et al.*, Splitting of fragmentation peaks of light ions in ⁵⁶Fe + ⁹Be collisions at 0.23 GeV/nucleon, *EPJ Web Conf.* 204, 03008 (2019).
- 81. G. Folger, V. N. Ivanchenko, J. P. Wellisch, The Binary Cascade: Nucleon nuclear reaction, *Eur. Phys. J. A* 21, 407 (2004).
- 82. J. Dudouet, D. Cussol, D. Durand *et al.*, Benchmarking Geant4 nuclear models for hadron therapy with 95 MeV/nucleon carbon ions, *Phys. Rev. C* 89, 054616 (2014).
- 83. J. Aichelin, '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.* 202, 233 (1991).
- 84. S. G. Mashnik, K. K. Gudima, R. E. Prael *et al.*, CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes, *LANL Report LA-UR-08-2931*, Los Alamos (2008).
- 85. M. E. Grypeos, G. A. Lalazissis, S. E. Massen *et al.*, The 'cosh' or symmetrized Woods-Saxon nuclear potential, *J. Phys. G* 17, 1093 (1991).

- 86. C. Y. Wong, On the Thomas-Fermi approximation of the kinetic energy density, *Phys. Lett. B* 63, 395 (1976).
- 87. Th. Aoust, J. Cugnon, Effects of isospin and energy dependences of the nuclear mean field in spallation reactions, *Eur. Phys. J. A* 21, 79 (2004).
- 88. M. Baznat, A. Baldin, E. Baldina *et al.*, Cascade Models in Simulation of Extended Heavy Targets Irradiated by Accelerated Proton and Deuteron Beams, *Phys. Part. Nucl.* 53, 1000 (2022).
- 89. R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, The SAID PWA program, *Int. J. Mod. Phys. A* 18, 449 (2003).
- 90. Particle Data Group Collaboration, R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede *et al.*, Review of Particle Physics, *PTEP* 2022, 083C01 (2022).
- 91. V.V. Zerkin, B. Pritychenko, The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system, *Nucl. Instrum. Meth. A* 888, 31 (2018).
- 92. W. B. Amian, R. C. Byrd, D. A. Clark *et al.*, Differential neutron production cross sections for 800 MeV protons, *Nucl. Sci. Eng.* 112, 78 (1992).
- 93. Y. Iwata, T. Murakami, H. Sato *et al.*, Double differential cross-sections for the neutron production from heavy ion reactions at energies E/A = 290 MeV to 600 MeV, *Phys. Rev. C* 64, 054609 (2001).
- 94. J. Wellisch, G. Folger, The binary cascade, CERN-2005-02 313 (2005).
- 95. K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama *et al.*, Analysis of the (N, xN') reaction by quantum molecular dynamics plus statistical decay model, *Phys. Rev. C* 52, 2620 (1995).
- 96. J. Aichelin, '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.* 202, 233 (1991).
- 97. J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme *et al.*, Double-differential fragmentation cross-section measurements of 95 MeV/nucleon ¹²C beams on thin targets for hadron therapy, *Phys. Rev. C* 88, 024606 (2013).

- 98. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин и др., Выходы ядерных фрагментов во взаимодействиях ядер углерода с бериллиевой мишенью при 0.6 ГэВ/нуклон, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 79, № 5, 475 (2016).
- 99. T. Toshito, K. Kodama, L. Sihver *et al.*, Measurements of total and partial charge-changing cross sections for 200- to 400- MeV/nucleon ¹²C on water and polycarbonate, *Phys. Rev. C*, 054606 (2007).
- 100. B. M. Abramov, P. N. Alekseev, Yu. A. Borodin *et al.*, Cumulative protons in ¹²C fragmentation at intermediate energy, *EPJ Web Conf.* 66, 03001 (2014).
- 101. A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray *et al.*, The INCL model for spallation reactions below 10 GeV, *Adv. Space Research* 40, 1332 (2007).
- 102. A. Boudard *et al.*, Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data, *Phys. Rev.* C **66**, 044615 (2002).
- 103. J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme *et al.*, Comparison of two analysis methods for nuclear reaction measurements of ¹²C + ¹²C interactions at MeV/u for hadron therapy, *Nucl. Instrum. Meth. A* 715, 98 (2013).
- 104. Н. С. Амелин, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, Модель кварк-глюонных струн и ультрарелятивистские столкновения тяжелых ионов, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 51, вып. 2, 512 (1990).
- 105. V. D. Toneev and K. K. Gudima, Particle Emission in light and heavy ion reactions, *Nucl. Phys. A* 400, 173 (1983).
- 106. K. K. Gudima, S. G. Mashnik, V. D. Toneev, Cascade-exciton model of nuclear reactions, *Nucl. Phys. A* 401, 329 (1983).
- 107. К. К. Гудима, Г. А. Осоков, В. Д. Тонеев, Модель предравновесного распада возбужденных ядер, $\mathcal{A}\Phi$, Т. 21, вып. 2, 260 (1975).
- 108. L. Heilbronn, C. J. Zeitlin, Y. Iwata *et al.*, Secondary neutron-production cross sections from heavy-ion interactions between 230 and 600 MeV/nucleon, *Nucl. Sci. Eng.* 157, 142 (2007).
- 109. B. Jacak, G. D. Westfall, G. M. Crawley *et al.*, Fragment production in intermediate energy heavy ion reactions, *Phys. Rev. C* 35, 1751 (1987).

- 110. S. Nagamiya, M. C. Lemaire, E. Moeller *et al.*, Production of pions and light fragments at large angles in high-energy nuclear collisions, *Phys. Rev. C* 24, 971 (1981).
- 111. A. Budzanowski, M. Fidelus, D. Filges *et al.*, Competition of coalescence and fireball processes in non equilibrium emission of light charged particles from p+Au collisions, *Phys. Rev. C* 78, 024603 (2008).
- 112. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako *et al.* Geant4 a simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506, 250 (2003).
- 113. Geant4: A Simulation Toolkit. Physics Reference Manual, *Geant4 Collaboration*, Rev7.0, 2022. Available: https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf.
- 114. В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, Ноу-хау Метод расчёта магнитооптических каналов для установки ФРАГМ. Патент на изобретение № ТР 1-301-16-03-2017.
- 115. Geant4: A Simulation Toolkit. Guide For Physics Lists, *Geant4 Collaboration*, Rev7.0, 2022. Available: https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/fo/PhysicsListGuide.pdf.
- 116. B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund, Interactions between hadrons and nuclei: The Lund Monte Carlo, Fritiof version 1.6, *Comput. Phys. Commun.* 43, 387 (1987).
- 117. A. A. Kulikovskaya, B. M. Abramov, Yu. A. Borodin *et al.*, Ion identification using a FRAGM magnetic spectrometer, *Phys. At. Nucl.* 85, 1541 (2022).
- 118. B. M. Abramov, P. N. Alexeev, Yu. A. Borodin *et al.*, Carbon fragmentation at 300 MeV/nucleon vs transport codes, *EPJ Web Conf.* 138, 03002 (2017).
- 119. H. L. Bradt, B. Peters, The heavy nuclei of the primary cosmic radiation, *Phys. Rev.* 77, 54 (1950).
- 120. S. Barshay, C. B. Dover, J. P. Vary, Nucleus-nucleus cross sections and the validity of the factorization hypothesis at intermediate and high energies, *Phys. Rev. C* 11, 360 (1975).
- 121. L. Sihver, C. H. Tsao, R. S. Silberberg *et al.*, Total reaction and partial cross-section calculations in proton nucleus ($Z_t \le 26$) and nucleus-nucleus reactions (Z_p and $Z_t \le 26$), *Phys. Rev. C* 47, 1225 (1993).

- 122. J.H. Kelley, J.E. Purcell, C.G. Sheu, Energy levels of light nuclei A = 12, *Nucl. Phys.* A 968, 71 (2017).
- 123. R. Madey, J. W. Watson, M. Ahmad *et al.*, Large volume neutron detectors with subnanosceond time dispersions, *Nucl. Instrum. Meth.* 214, 401 (1983).
- 124. A.S. Goldhaber, Statistical models of fragmentation processes, *Phys. Lett.* **B** 53, 306 (1974).
- 125. C. A. Bertulani, M. S. Hussein, G. Münzenberg, Physics of radioactive beams, *Nova Science Publishers*, 2001.
- 126. A. Bacquias, V. Föhra, D. Henzlovaa *et al.*, Dispersion of longitudinal momentum distributions induced in fragmentation reactions, *Phys. Rev. C* 85, 024904 (2012).
- 127. M. Giacomelli, M. L. Sihver, C. J. Skvarc *et al.*, Projectilelike fragment emission angles in fragmentation reactions of light heavy ions in the energy region 6 200 MeV/nucleon: Modeling and simulations, *Phys. Rev. C* 69, 064601 (2004).
- 128. E. J. Moni, I. Sick, R. R. Whitney *et al.*, Nuclear fermi momenta from quasielastic electron scattering, *Phys. Rev. Lett.* 26, 445 (1971).
- 129. R. G. Stokstad, The momentum distribution of projectile fragments, *Comments Nucl. Part. Phys.* 13, 231 (1984).
- 130. G. Bertsch, Pauli suppression of momentum fluctuations, *Phys. Rev. Lett.* 46, 472 (1981).
- 131. Y. P. Viyogi, T.J.M., Symons, P. Doll *et al.*, Fragmentation of ⁴⁰Ar at 213 MeV/nucleon, *Phys. Rev. Lett.* 42, 33 (1979).
- 132. M. J. Murphy, Phase space constraints on the momenta of projectile fragments, *Phys. Lett. B* 135, 25 (1984).
- 133. W. A. Friedman, Heavy ion projectile fragmentation: A reexamination, *Phys. Rev. C* 27, 569 (1983).
- 134. W. A. Friedman and W. G. Lynch, Statistical formalism for particle emission, *Phys. Rev. C* 28, 16 (1983).
- 135. D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, H. H. Heckman *et al.*, Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ¹²C and ¹⁶O projectiles, *Phys. Rev. Lett.* 35, 152 (1975).

- 136. Ю. Н. Харжеев, Сцинтилляционные счетчики в современных экспериментах по физики высоких энергий, *ЭЧАЯ*, Т. 46, 1227 (2015).
- 137. R. L. Craun, D. L. Smith, Analysis of response data for several organic scintillators, *Nucl. Instrum. Methods* 80, 239 (1970).
- 138. T. Pöschl, D. Greenwald, M. J. Losekamm *et al.*, Measurement of ionization quenching in plastic scintillators, *Nucl. Instrum. Methods A* 988, 164865 (2021).
- 139. Ю. Н. Харжеев, Современные тенденции в методах идентификации заряженных частиц при высоких энергиях, *ЭЧАЯ*, Т. 44, вып.1, 226 (2013).

Список сокращений и условных обозначений

— Тера Ваттный Накопитель Института теоретической и ТВН

экспериментальной физики

TDC — время-цифровой преобразователь

QDC — зарядово-цифровой преобразователь

ВС — модель бинарного каскада

QMD — квантовая молекулярно – динамическая модель

INCL — модель внутриядерного каскада

LAQGSM — Лос-Аламосская кварк-глюонная струнная модель

DCM — Дубненская каскадная модель

SMM — модель статистической мультифрагментации

СЕМ — каскадная экситонная модель

 σ_{tot} — полное сечение взаимодействия

 A_{p}, A_{t}, A_{f} — атомные массы ядра-снаряда, мишени и фрагмента

 p_F — фермиевский импульс

 p_{RF} — импульс в системе покоя налетающего ядра

— ширина спектра p_{RF} , измеренная под нулевым углом

*k*_B — коэффициент Биркса

МэВ — мегаэлектронвольт

ГэВ — гигаэлектронвольт

МэВ/нуклон — мегаэлектронвольт на число нуклонов

фм — ферми

град. — угловой градус

мб — миллибарн