

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ РАДИОАКТИВНЫХ
ЯДЕР МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ**

Проект ВЕСQUEREL-C

ТЕМА 0983

Сотрудничество БЕККЕРЕЛЬ

Д. А. Артеменков, В. Браднова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Д. О. Кривенков, А. И. Малахов, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Т. В. Щедрина
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия (ОИЯИ)

В. Р. Саркисян, А. А. Моисеенко
Ереванский физический институт, Ереван, Армения

М. Хайдук, А. Неагу, Е. Штефан
Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния

С. Г. Герасимов, Л. А. Гончарова, В. А. Дронов, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадыко, Н. Г. Полухина, М. М. Чернявский³, В. Н. Фетисов, С. П. Харламов
Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН)

С. Вокал, А. Кравчакова
Университет имени П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия

Р. Станоева, И. Цаков
Институт ядерных исследований БАН, София, Болгария.

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА Зарубин Павел Игоревич

ЗАМЕСТИТЕЛЬ РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА

Содержание

Введение	4
В.1 Актуальные задачи проекта	5
В. 2 Периферические взаимодействия релятивистских ядер	6
В.3 Достоинства метода ядерной эмульсии	9
В.4 Сравнение с другими подходами	11
Глава I	13
НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СОТРУДНИЧЕСТВА.....	13
В 2005-7 гг.	13
I.1 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ^{14}N [46,47,48]	13
I.2 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ 9Be [47,48,49]	13
I.3 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ 7Be [48,50]	15
I.4 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ 8B [48,51]	15
Глава II	17
Физическая программа проекта BECQUEREL-C	17
II.1 Кластерные степени свободы в легких ядрах	17
II.2 Анализ облучения ядрами 9C	18
II.3 Поиск кластерной диссоциации $^8B \rightarrow 2^3He + ^2H$	19
II.4 Анализ фрагментация $^9Be + p \rightarrow 2\alpha$ на новом уровне статистики	21
II.5 Анализ облучения ядрами ^{12}N	21
II.6 Облучение эмульсии ядрами ^{11}C	22
II.7 Облучение эмульсии ядрами ^{10}C	24
II.8 Поиск процесса двойной перезарядки $^9Be \rightarrow ^9C$	26
Глава III	28
Особенности формирования вторичных пучков (по работе [52])	28
III.1 Конфигурация магнитного канала	28
III.2 Ускорение ядер ^{10}B и облучение ядрами 9Be	32
III.3 Облучение ядрами 8B	33
III.4 Облучение эмульсии ядрами 9C	34
III.4 Формирование вторичных пучков с использованием реакций перезарядки	35

Глава IV	37
Методическое обоснование проекта	37
IV.1 ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ^{14}N.....	37
IV.1.1 ЗАРЯДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ.....	37
IV.1.2 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОТОПОВ He и H.....	40
IV.2 ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ^9Be.....	42
IV.2.1 ОЦЕНКА УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ	42
IV.3 ИЗМЕРЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕР ^8B.....	44
IV.3.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ВТОРИЧНОГО ПУЧКА И ФРАГМЕНТОВ.....	44
IV.3.2 НАКОПЛЕНИЕ СТАТИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.....	46
IV.3.3 ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ He и H.....	48
IV.3.4. АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ.....	50
IV.4. ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ ТЕХНИКИ ИЗМЕРЕНИЙ НА МИКРОСКОПАХ.....	51
Глава V.....	54
Накопление статистики взаимодействий ядер ^9C	54
V.1 Статус первичного поиска событий на февраль 2008 г.....	54
V.2 Калибровка измерений многократного рассеяния.....	57
V.3 Накопленная статистика «белых» звезд	58
Глава VI.....	60
Перспективы исследований периферической фрагментации тяжелых ядер (вместо заключения)	60
Список литературы.....	63
Приложение.....	67

Введение

Создание пучков стабильных и радиоактивных ядер на ускорителях высоких энергий открывает качественно новые возможности для изучения структурных особенностей атомных ядер и их возбужденных состояний. Недавний обзор перспектив представлен в [1]. Среди разнообразия ядерных взаимодействий события периферической диссоциации несут уникальную по полноте информацию о возбужденных состояниях ядер над порогами распадов на нуклоны.

С 2002 г. Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [2] осуществляется облучение ядерных эмульсий на вновь формируемых пучках нуклотрона ОИЯИ, включая вторичные пучки радиоактивных ядер. Экспериментальная программа Сотрудничества ориентирована на создание систематических представлений о картине фрагментации стабильных и радиоактивных ядер в периферических взаимодействиях, обеспечивающих наиболее полное наблюдение ядерных фрагментов. Рекордное пространственное разрешение ядерных эмульсий открывает доступ к уникальной информации о кластерных возбуждениях легких ядер вблизи порогов диссоциации [3]. В Сотрудничестве объединены группы, обладающие просмотровыми и измерительными микроскопами, а также оборудованием для обработки ядерной эмульсии.

Физическая мотивация исследований состоит в построении картины фазового перехода ядерной материи из состояния квантовой жидкости в состояние квантового газа, состоящего из большого числа нуклонов и легчайших ядер вблизи энергетических порогов таких реакций. Термин «легчайшие ядра» включает дейтроны, тритоны, ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, т. е. стабильные системы, не имеющие возбужденных состояний ниже порога распада на нуклоны.

Современный интерес к исследованию таких фазовых переходов мотивирован предсказанием свойств таких состояний, как слабосвязанных кластерных систем. Эти системы могут иметь пространственную протяженность, превышающую размер фрагментов - состояния Ефимова [4] вблизи порога распада систем из 3 тел, легкие ядра со структурой молекулярного типа (обзор в [5]), Бозе конденсат разреженного газа a частиц в Na ядрах [6]. Процесс мультифрагментации может интерпретироваться как исчезновение кулоновского барьера вследствие одновременного увеличения расстояния между заряженными кластерами.

Изучение таких состояний в энергетических масштабах характерных для

нуклонной и кластерной структуры ядра представляет интерес для ядерной астрофизики. Благодаря существенному уменьшению кулоновского отталкивания в таких протяженных системах, они могут играть роль промежуточных состояний в процессах ядерного синтеза в звездах. Установленные топологии фрагментных ансамблей могут оказаться полезными для прояснения вариантов синтеза ядер, как процессов обратных процессам их фрагментации.

Топологические характеристики событий в диссоциации легких ядер в периферических взаимодействиях были исследованы в эмульсии для ядер ^{12}C [7-12], ^{22}Ne [13-18], ^{24}Mg [19], ^{28}Si [20-22], ^{16}O [23,24], ^6Li [25-28] и ^{10}B [29-31] при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. При энергии 200 А ГэВ были исследованы процессы диссоциации ядер ^{16}O и ^{32}S [29,32,33]. Все эти результаты имеют уникальную полноту и достоверность и могут оказаться полезными при планировании исследований по мультифрагментации ядер с высокой статистической обеспеченностью.

Особенностью зарядовой топологии при диссоциации легких ядер Ne , Mg , Si и S является практически в полное подавление бинарных расщеплений ядер на фрагменты с зарядом больше 2. Возрастание степени фрагментации ядра проявляется в росте множественности фрагментов с зарядом 1 и 2 при уменьшении заряда основной невозбужденной части фрагментирующего ядра.

Понимание динамики возбуждения и развала легких ядер может расширить основу картины множественной фрагментации в периферических столкновениях и для более тяжелых ядер. В процессах диссоциации стабильных изотопов Li , Be , B , C , N и O на заряженные фрагменты изучены особенности образования более простых кластерных систем из легчайших ядер α , d и t . Проявление нуклонной кластеризации с участием ^3He может быть обнаружено в «белых звездах» при диссоциации нейтронодефицитных изотопов Be , B , C и N

В.1 Актуальные задачи проекта

Предлагаемое на 2009-11 гг. продолжение проекта БЕККЕРЕЛЬ должно стать новым этапом изучения легких ядер на границе протонной стабильности. Наиболее приоритетные задачи состоят в исследовании множественной фрагментации радиоактивных ядер ^9C и ^{12}N в ядерной эмульсии. Подлежащие анализу слои эмульсии уже облучены этими ядрами.

Будут продолжены исследования кластерных степеней свободы в ядрах ${}^7,9\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{32}\text{S}$ на новом уровне статистики и детальности описания. Предполагается осуществить поиск редких каналов диссоциации, идентификация которых может иметь значение для развития физики ядра, а также обоснования новых сценариев нуклеосинтеза в ядерной астрофизике.

Новые облучения ядерной эмульсии будут выполнены во вторичных пучках содержащих изотопы ${}^{10,11}\text{C}$, формируемых с помощью реакций перезарядки. В рамках экспериментов по облучению предполагается осуществить поиск процесса двойной перезарядки ядер ${}^9\text{Be}$ в ${}^9\text{C}$, связанного с глубокой перегруппировкой нуклонов.

В связи с возрастающими запросами по идентификации легчайших фрагментов, особую актуальность приобретает проблема модернизации измерительных микроскопов с целью интенсификации процедур измерения событий.

В. 2 Периферические взаимодействия релятивистских ядер

Периферические взаимодействия легких ядер с энергией $\approx 1 \text{ A ГэВ}$ вызывают особый интерес как оптимальные для измерения и интерпретации конечных состояний. Для реализации этой возможности эксперимент должен обеспечить полноту наблюдения фрагментов.

Наблюдаемый результат периферического столкновения состоит в образовании узкой струи, состоящей из ядерных фрагментов с суммарным зарядом равным заряду начального ядра. При таком столкновении ядро получает возбуждение в энергетическом диапазоне, вблизи порогов диссоциации в различные конфигурации фрагментов. Относительное движение фрагментов в струе является нерелятивистским, несмотря на их релятивистскую скорость в лабораторной системе. Релятивистский масштаб соударения не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий вплоть до энергетических масштабов характерных для ядерной астрофизики, но, напротив, дает особые методические преимущества. Принципиальной является достижимость наблюдения и исследования многочастичных ансамблей из фрагментов релятивистского ядра. Систематические представления о генерации таких ансамблей легких ядер востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики (см. недавнее развитие

теории [34-38]), а также в сценариях быстрого нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния.

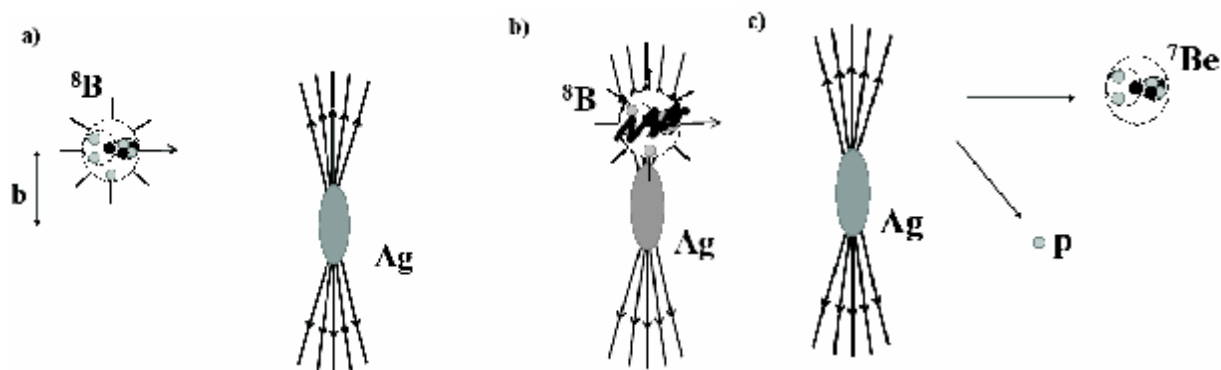


Рис. В.1. Схема периферической диссоциации релятивистского ядра ${}^8\text{B}$ в электромагнитном поле ядра Ag : сближение ядер с прицельным параметром b (а), поглощение ядром ${}^8\text{B}$ квазиреального фотона (б), диссоциация на два фрагмента p и ${}^7\text{Be}$.

В целом, периферические реакции весьма сложны из-за комбинированного действия различных физических механизмов. Эти механизмы включают в себя электромагнитные и ядерные дифракционные взаимодействия, их интерференцию, а также, с нарастанием перекрытия ядер, реакции срыва нуклонов (стриппинга). В наиболее периферических соударениях ядра взаимодействуют между собой через зависящее от времени электромагнитное поле, создаваемое движущимися ядрами. С ростом энергии пучка кулоновским взаимодействием могут возбуждаться все более высоколежащие по энергии состояния, что ведет к новым каналам диссоциации ядер в добавление к возбуждениям с сохранением связи нуклонов.

Такие исследования становятся практически единственными возможными во вторичных пучках радиоактивных ядер. Они позволяют изучить взаимодействия нестабильных ядер с квазиреальными фотонами ядер мишени или даже их когерентными группами (многофотонные процессы). Например, ядро ${}^8\text{B}$ является наиболее чувствительным пробником для электромагнитных взаимодействий с тяжелыми ядрами благодаря рекордно малой энергии связи протона (всего 138 кэВ). В этом случае процесс кулоновской диссоциации является особенно простым и в то же время ценным механизмом, так как возмущение, вносимое полем ядра-мишени, известно достаточно точно (рис. В.1). В очень сильных полях тяжелых ядер могут происходить развалы ускоренного ядра ${}^8\text{B}$ на пару ${}^7\text{Be} + p$ (рис. В.2) или легчайшие ядра He и H (рис. В.3).

При практической реализации релятивистского подхода в изучении нерелятивистских аспектов физики ядра принципиальная трудность состоит в

следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра с зарядом Z_{pr} приводит к радикальному снижению сигнала ионизации в любом типе детектора релятивистских фрагментов пропорционально квадрату их зарядов Z_{fr}^2 . Это обстоятельство затрудняет детектирование, требуемое вплоть до изотопов He и H .

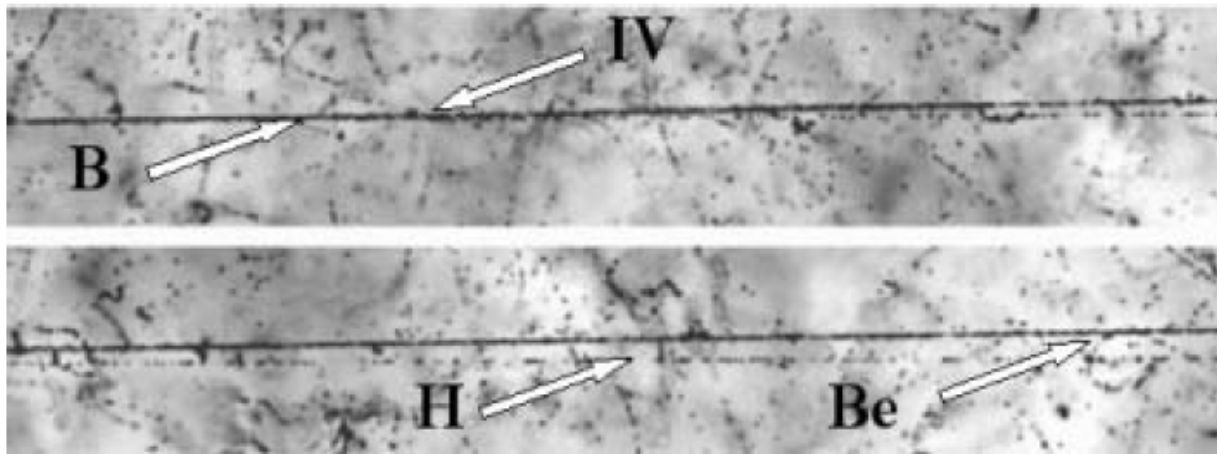


Рис В.2. Фрагментация ядра ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 1 фрагмент Be и 1 фрагмент H .

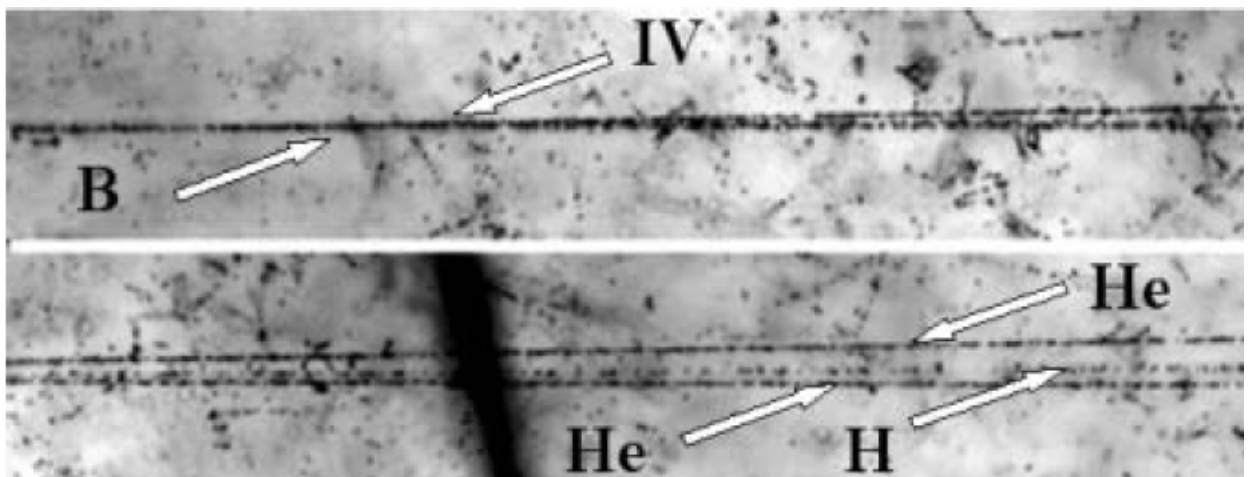


Рис. В.3. Фрагментация ядра ${}^8B \rightarrow 2He + H$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и 1 фрагмент H (трек в середине).

Следующая проблема – это идентификация возбужденного состояния по суммарной инвариантной массе струи фрагментов. Кроме идентификации масс

фрагментов требуется наилучшая точность измерения углов вылета фрагментов. Точность измерения импульсов при релятивистском подходе не столь критична – зачастую достаточно предположить сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон. Для отбора предельно периферических столкновений требуется принципиальная возможность наблюдения фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов в полном телесном угле при минимальном пороге наблюдения.

В.3 Достоинства метода ядерной эмульсии

Обеспечивая рекордное пространственное разрешение, метод ядерной эмульсии решает эти проблемы и позволяет весьма эффективно вести обзорные исследования на вновь формируемых пучках. В случае фрагментации ядер с дефицитом нейтронов практически полностью восстанавливается кинематика взаимодействия.

Вершина образования релятивистских фрагментов может наблюдаться полностью в одном эмульсионном слое толщиной всего ≈ 500 мкм в 3-х пространственных измерениях с разрешением ≈ 0.5 мкм (рис. В.4). Точность реконструкции вершины позволяет избавиться от вторичных взаимодействий, так как толщина вещества до начала наблюдения отдельных треков в таком детекторе не превышает нескольких $мг/см^2$.

Ограничение на анализируемую статистику компенсируется недоступностью для полного наблюдения состава фрагментных струй в других методах. Содержание в ядерной эмульсии в близких концентрациях тяжелых ядер *Ag* и *Br*, группы легких ядер *C*, *N* и *O* и водорода оказывается полезным при сравнении периферических взаимодействий различных типов. В одинаковых условиях можно наблюдать как развал ядра электромагнитным полем тяжелого ядра мишени, т. е. без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, так и в столкновениях с протонами мишени. Детальный состав вещества ядерной эмульсии приведен в п. 5 Приложения II.

Фрагментация ядер эмульсии характеризуется множественностью сильноионизирующих фрагментов, включая α -частицы, протоны с энергией ниже 26 МэВ и легкие ядра отдачи, - n_b (b -частицы), а также нерелятивистские протоны с энергией свыше 26 МэВ - n_g (g -частицы). Кроме того, реакции характеризуются множественностью заряженных мезонов n_s (s -частицы).

Особый интерес представляют события, в которых отсутствуют следы

фрагментов мишени и не наблюдаются мезоны ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$). Они получили наименование «белых» звезд и составляют начальную основу для поиска событий электромагнитной диссоциации.

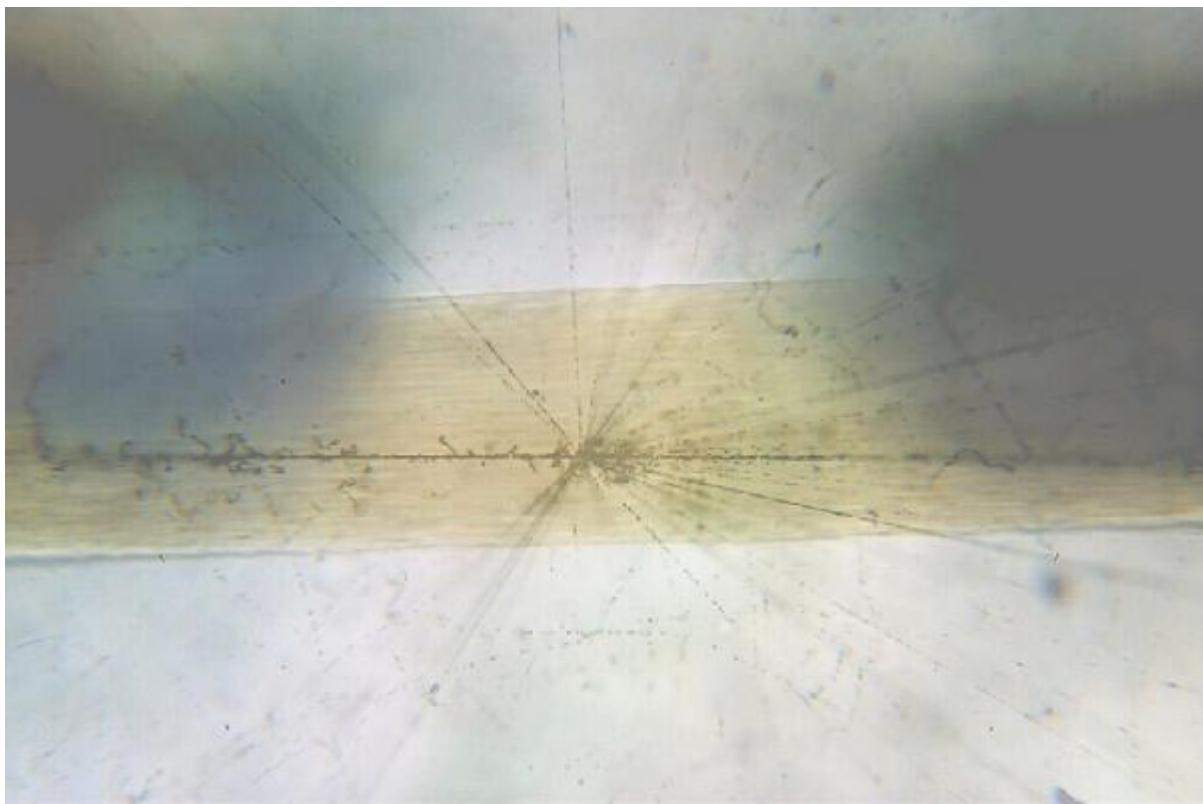


Рис. В.4. Совмещенные микрофотографии взаимодействия релятивистского ядра ^{32}S и волоса полученные с помощью микроскопа МБИ-9 при 60-кратном увеличении и цифровой фотокамеры NIKON.

Диссоциация на протоне должна приводить к появлению его следа, т. е. $n_b=0$, $n_g=1$. Присутствие в вершине следов сильноионизирующих частиц ($n_b>0$) или следов релятивистских частиц вне конуса фрагментации ($n_s>0$) указывает на то, что взаимодействие произошло с перекрытием сталкивающихся ядер или же с ядрами CNO в случаях предельно коротких следов ядер отдачи. Из-за малости кулоновского поля легких ядер такие события могут служить основой для оценки вклада ядерных дифракционных взаимодействий в полное сечение. В принципе, в периферическом взаимодействии возможно взаимное возбуждение и одновременная фрагментация обоих сталкивающихся ядер.

В.4 Сравнение с другими подходами

Для извлечения информации о структуре ядер и механизмах релятивистской диссоциации проводятся электронные эксперименты инклюзивного и полуэксклюзивного типа. В качестве примеров можно привести работы по кулоновской диссоциации ^{18}O [39], стриппингу $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be}$ [40,41], а также цикл экспериментов на сепараторе FRS и (ГСИ, Дармштадт), посвященный фрагментации легких нейтроноизбыточных ядер [1].

Несмотря на многолетний исследовательский интерес к периферической фрагментации релятивистских ядер как способу расширения знаний о кластерных степенях свободы в ядрах, эксклюзивные постановки электронных экспериментов в этой области прогрессируют достаточно медленно. В качестве раннего примера этих утверждений можно привести эксперимент HISS [42], в котором исследовался канал фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1 A ГэВ , являющийся своего рода критическим тестом. Используя методику дрейфовых камер, авторы не смогли наблюдать узких пар α -частиц от распадов из основного состояния ^8Be и как, следствие, большую часть 3α -частичного спектра возбуждений им пришлось реконструировать моделированием.

Число работ, в которых регистрировалось не только ядро ^7Be , но и протон весьма ограничено. За счет снижения энергии пучка до 250 A МэВ и соответствующего угла разлета между фрагментами удалось изучить фоторасщепление ядра ^8B по каналу $^7\text{Be} + p$ [43] на ядре Pb , что позволило извлечь поведение астрофизического S -фактора подбарьерного слияния. Другие каналы в этих экспериментах остались недоступными для наблюдения из-за экспериментальных ограничений.

В настоящее время в ГСИ (Дармштадт) развивается эксперимент SPALLADIN, нацеленный на полный анализ во время-проекционной камере релятивистской фрагментации ядер Fe на водородной мишени, с перспективой измерений на ядрах вплоть до Au на будущем ускорителе ГСИ после 2013 г. Вопрос об изучении кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах мишени не ставится. Обсуждаются и постановки с более легкими ядрами: сотрудничество обещает реконструировать релятивистскую фрагментацию вплоть до $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (“down to”), что весьма успешно сделано эмульсионным методом еще в 70-х годах. Полная стоимость проекта SPALLADIN оценивается в 2 млн. евро. Публикация [44] свидетельствует, что в этом эксперименте еще предстоит разрешение упомянутых

трудностей.

Поэтому, эмульсионное сотрудничество, обладая облучениями, выполненными в ядерных пучках, может продолжить актуальные исследования в этой области при незначительных затратах, которые могут сориентировать технически сложные эксперименты будущего. Обсуждаемые далее предложения о наблюдении многочастичных распадов несвязанных ядер 7B и 8C вряд ли могут стать осуществимыми иным способом, чем эмульсионный метод.

В связи с перспективами метода стоит отметить масштабный подход к применению ядерной эмульсии в эксперименте ОПЕРА [45], а также исследователей гиперядра ${}^6He_{11}$. Стоимость автоматического микроскопа итало-швейцарской разработки для участников эксперимента ОПЕРА составила 25 тыс. евро без учета стоимости разработки микроскопа и программного обеспечения.

Объем просмотра для предлагаемых в нашем исследовании задач позволяет использовать только уже имеющиеся микроскопы и обойтись без таких масштабных затрат.

Глава I.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СОТРУДНИЧЕСТВА

В 2005-7 гг.

I.1 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ^{14}N [46,47,48]

Распределение по зарядовой топологии при диссоциации ядер ^{14}N при 2 А ГэВ при периферических взаимодействиях указывает на лидирующую роль множественного канала с зарядовой конфигурацией $\Sigma Z_{fr} = 2 + 2 + 2 + 1$. Для оценки энергетического масштаба образования 3α систем в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ получено распределение по инвариантной массе $Q_{3\alpha}$ относительно основного состояния ядра ^{12}C . Основная часть событий оказалась сконцентрированной в области $Q_{3\alpha}$ от 10 до 14 МэВ , перекрывающей известные уровни ^{12}C .

Для оценки доли событий с образованием промежуточного ядра ^8Be в реакциях $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + X$ получено распределение по инвариантной энергии возбуждения для пары α частиц относительно основного состояния ядра ^8Be (рис. I.1). Первый пик распределения соответствует значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . Эта часть спектра представлена в увеличенном масштабе на вставке. Наблюдается совпадение центра распределения с энергией распада основного состояния ^8Be . Доля пар α частиц, являющихся продуктами распада ^8Be , составляет $\approx 25\%$.

I.2 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ^9Be [47,48,49]

Ядро ^9Be представляет собой слабосвязанную $n+\alpha+\alpha$ систему. Энергетический порог диссоциации по каналу $^9\text{Be} \rightarrow n + \alpha + \alpha$ составляет 1.57 МэВ . Исследования фрагментации ядра ^9Be представляют интерес для астрофизики, в частности, для проблем ядерного синтеза химических элементов с атомным номером $A > 8$. Изучение фрагментации ядер ^9Be при релятивистских энергиях открывает возможность наблюдения фрагментов реакции, являющихся продуктами распада несвязанных ядер ^8Be и ^5He . Ядро ^9Be является лучшим источником для изучения в

основном и возбужденных состояний нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Выводы о фрагментации ${}^9\text{Be}$ помогут прояснить микроскопическую часть сценария его синтеза в 3-х тельном слиянии $\alpha + n + \alpha$.

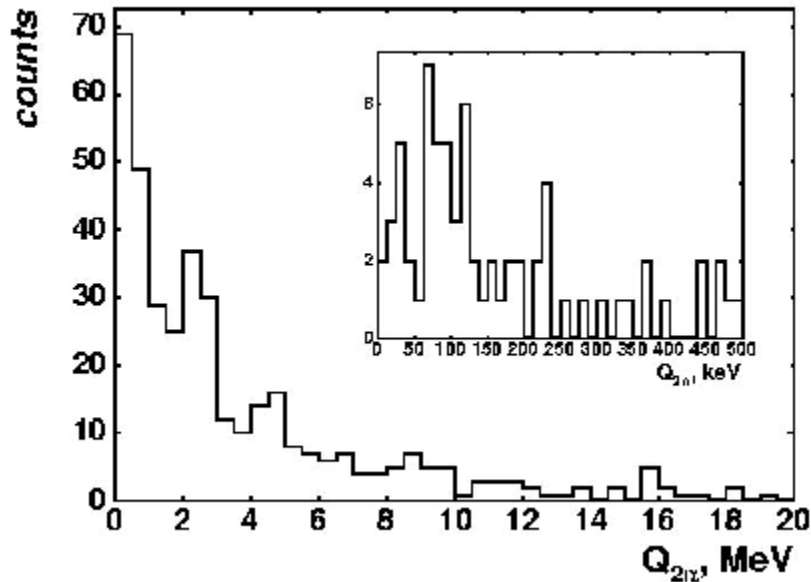


Рис. 1.1 Распределение по инвариантной энергии возбуждения для пар $Q_{2\alpha}$ α -частиц для процесса ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. На вставке: часть распределения в интервале между 0-500 кэВ.

Информация о генерации релятивистских 2α систем в условиях отсутствия комбинаторного фона имеет важное методическое значение при анализе сложных $N\alpha$ систем. Современный интерес мотивирован поисками α конденсата Бозе-Эйнштейна, в котором сильнодеформированное основное 0^+ и первое возбужденное 2^+ состояние ядра ${}^8\text{Be}$ должны играть роль базовых элементов. Несомненно, обнаружение такого квантового состояния материи должно будет сыграть важную роль в развитии представлений о нуклеосинтезе.

В эмульсии облученной релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ было проанализировано 371 событие фрагментации ${}^9\text{Be}$ в узкую пару релятивистских ядер He в предположении их соответствия 2α [2,4]. Наблюдается отчетливое разделение двух пиков в распределении по инвариантной массе над массовым порогом пары α -частиц $Q_{2\alpha}$ (рис. 1.2). Был сделан вывод о проявлении 0^+ и 2^+ состояний ядра ${}^8\text{Be}$ в спектрах по $Q_{2\alpha}$. Возможность разделения зарегистрированных событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ на ЭМ и нуклонные взаимодействия позволяет сравнить для них проявление 0^+ и 2^+ состояний ядра ${}^8\text{Be}$.

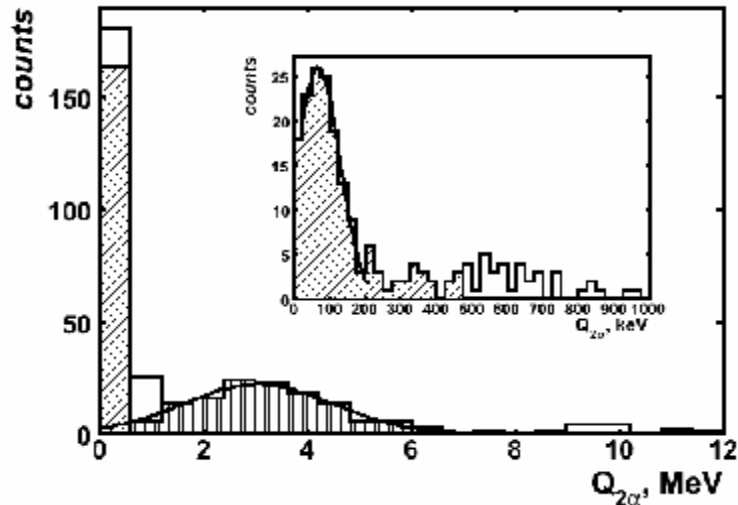


Рис. 1.2. Распределение по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц в реакции фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при энергии 1.2 А ГэВ. На вставке: область $Q_{2\alpha}$ в интервале от 0 до 1 МэВ.

1.3 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ${}^7\text{Be}$ [48,50]

Более 10 % неупругих взаимодействий ядер ${}^7\text{Be}$ составляют периферические взаимодействия, в которых сумма зарядов релятивистских фрагментов равна заряду ядра ${}^7\text{Be}$ и где не образуются заряженные мезоны. В составе двухзарядных фрагментов ядер ${}^7\text{Be}$ наблюдается необычное для стабильных ядер соотношение изотопов гелия – содержание фрагментов ${}^3\text{He}$ вдвое превышает содержание фрагментов ${}^4\text{He}$. В 50 % периферических взаимодействий содержится по два двухзарядных фрагмента. Среди них доминирует канал ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$, по 10 % составляют каналы ${}^4\text{He} + d + p$ и ${}^6\text{Li} + p$. Зарегистрировано два события без испускания нейтронов в 3-частичных каналах ${}^3\text{He} + t + p$ и ${}^3\text{He} + d + d$. Основные особенности фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в таких периферических взаимодействиях объясняются 2-кластерной структурой ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$.

1.4 ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ${}^8\text{B}$ [48,51]

Совокупность данных в этом облучении по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии периферических столкновений, угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, указывает на то, что в использованной эмульсии доминируют пучковые следы

именно ядер 8B . Таким образом, получено подтверждение, что впервые задача облучения эмульсии ядрами 8B на нуклотроне ОИЯИ решена успешно.

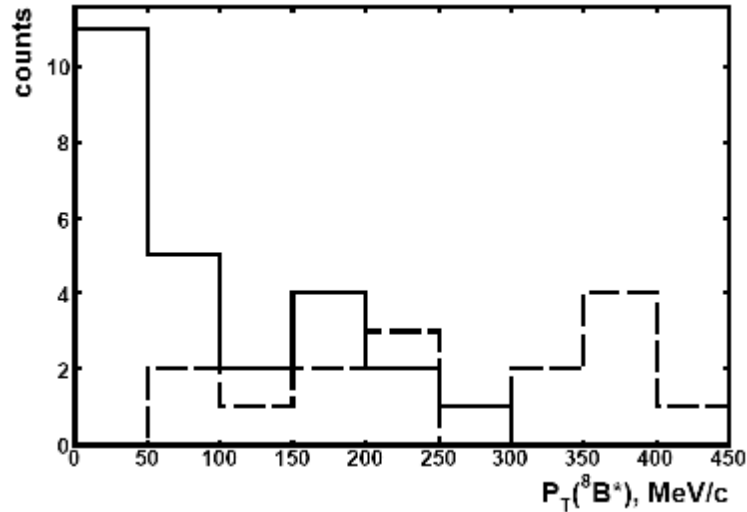


Рис. 1.3. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8B^*)$ пар ${}^7Be + p$, рожденных во взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. Сплошная линия соответствует «белым» звездам (25 событий); штриховая гистограмма – взаимодействиям, которые сопровождаются фрагментами мишени и рожденными частицами (15 событий).

Получена систематическая картина распределения по зарядовым комбинациям фрагментов в периферических взаимодействиях ядер 8B в ядерной эмульсии. Главный вывод состоит в том, что в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов канал диссоциации ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ имеет лидирующий вклад.

Анализ угловых корреляций в событиях с фрагментами мишени и без них позволил обосновать отбор событий электромагнитной диссоциации ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_T({}^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$, энергии возбуждения $Q_{pBe} < 5 \text{ МэВ}$ и азимутальному углу разлета фрагментов 7Be и p $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$ (рис 1.3). Для событий ${}^7Be + p$ без образования фрагментов мишени и рожденных мезонов впервые получена оценка сечения электромагнитной диссоциации на ядрах из состава эмульсии. Экстраполяция этого значения на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.

Глава II

Физическая программа проекта BECQUEREL-C

II.1 Кластерные степени свободы в легких ядрах

Представляется, что в связи с возрастающими перспективами работ на пучках радиоактивных релятивистских ядер кластерные степени стабильных и нейтронодефицитных изотопов *Be*, *B*, *C* и *N* (рис. II.1) должны быть максимально полно исследованы при эксклюзивных измерениях методом ядерных эмульсий. Наше предложение об использовании эмульсии для исследования ядер на границе протонной стабильности носит полностью оригинальный характер.

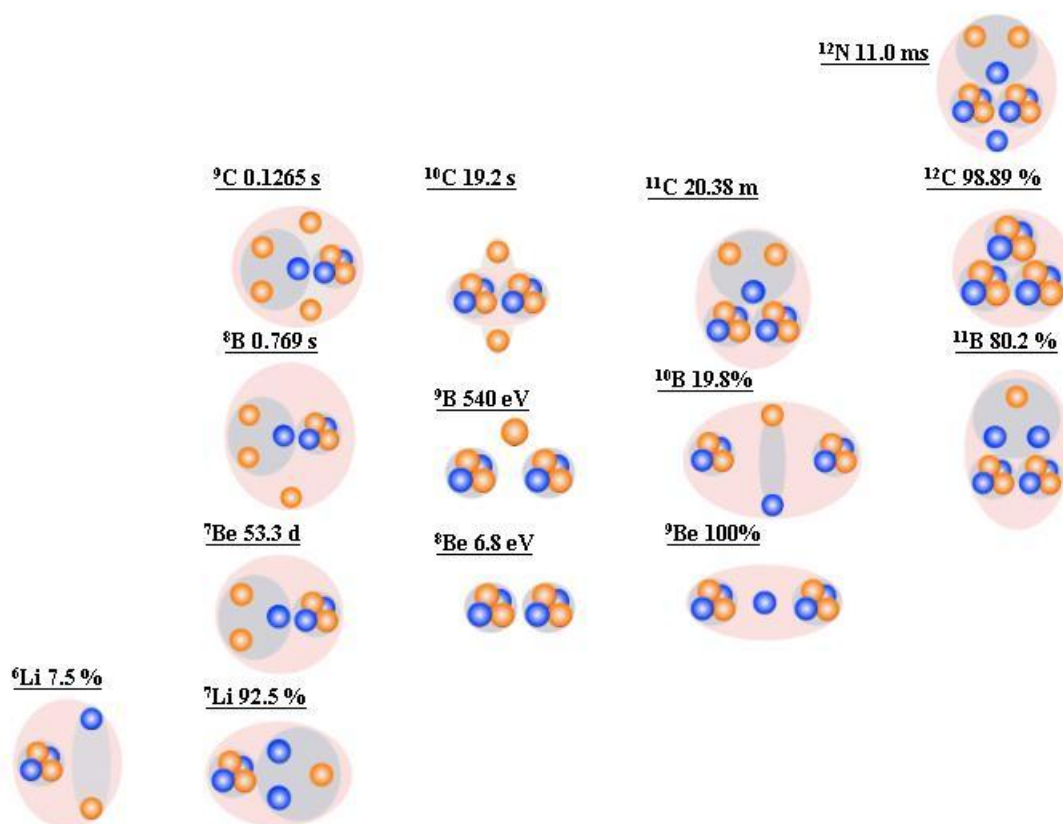


Рис. II.1. Диаграмма кластерных степеней свободы в легких ядрах. Приведены времена жизни и распространенности изотопов.

В процессах мультифрагментации стабильных изотопов *Li*, *Be*, *B*, *C*, *N* и *O* установлены особенности образования систем из легчайших ядер *a*, *d* и *t*. Для этих ядер установлена важная роль многочастичных диссоциаций. В дополнение к *a*

кластеризации установлена кластеризация нуклонов в виде дейтронов в периферической диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, а также тритонов для ${}^7\text{Li}$. Ведется анализ эмульсий облученных релятивистскими изотопами ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{11}\text{B}$ изучения этих типов кластеризации. Проявление ${}^3\text{He}$ кластеризации может быть обнаружено в «белых звездах» от диссоциации нейтронодефицитных изотопов Be , B , C и N . Выполнены облучения эмульсий ядрами ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ и запланированы облучения ядрами ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$. Анализ «белых звезд» от ядер ${}^7\text{Be}$ указывает на проявление кластеризации ${}^3\text{He}$.

Эти соображения ведут нижеследующим физическим задачам проекта BECQUEREL-C.

II.2 Анализ облучения ядрами ${}^9\text{C}$

Ядро ${}^9\text{C}$ имеет наибольшее отношение числа протонов к числу нейтронов. Это ядро имеет один дополнительный протон относительно ядра ${}^8\text{B}$. Энергия связи этого протона значительно больше энергии связи внешнего протона в ядре ${}^8\text{B}$. Это может быть проявлением взаимодействия двух протонов, аналогичного взаимодействию внешних нейтронов в ядре ${}^6\text{He}$. Следует отметить, что преимущества эмульсионной методики для изучения «белых звезд» проявляются тем полнее, чем больше отношение Z/N в исследуемом ядре, благодаря более полной наблюдаемости нуклонов от фрагментирующего ядра.

Наиболее приоритетная задача проекта состоит в выполнении максимально полного анализа событий периферической диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ на ядрах эмульсии. Известными методами микроскопного анализа в уже облученных слоях эмульсии будет выполнен систематический поиск по следам примерно 2000 неупругих взаимодействий. Для событий периферического типа, составляющих $\approx 10\%$ статистики, будут проведены зарядовые и угловые измерения и измерения многократного рассеяния следов H и He с целью их изотопной идентификации.

Такой объем первичных данных позволит идентифицировать зарядовый изотопный состав наблюдаемых мод диссоциации ${}^8\text{B} - p$, ${}^7\text{Be} - p - p$, ${}^4\text{He} - {}^3\text{He} - p - p$ и др. (рис. II.2), сравнить их интенсивность, прояснить кинематические особенности их генерации. Можно предположить, что установленная ранее картина вероятностей каналов диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ при добавлении одного или, соответственно, двух протонов, будет расширена на ядро ${}^9\text{C}$.

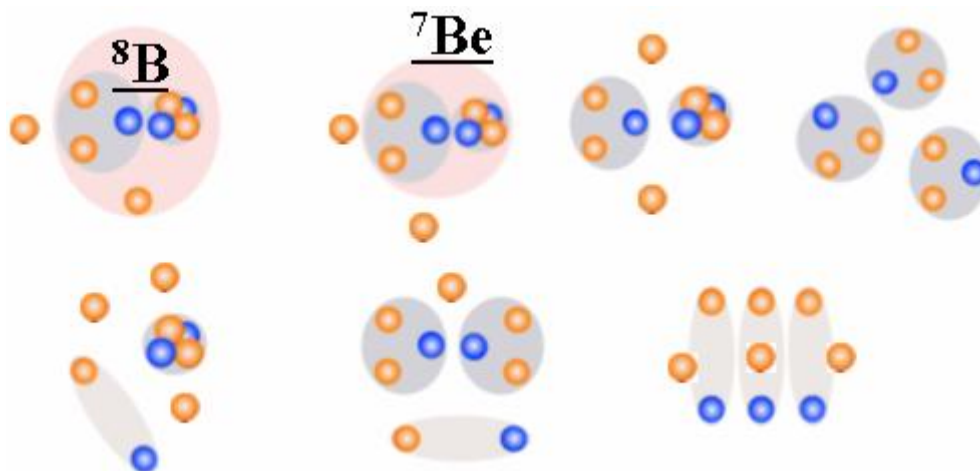


Рис. П.2. Диаграмма кластерных степеней свободы при диссоциации ядра ${}^9\text{C}$.

Сравнительный анализ диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ может привести к выводам о роли кулоновского взаимодействия и эффектов спаривания внешних протонов в устойчивости этих ядер. Возможны также наблюдения случаев полного развала ${}^9\text{C}$ на 6 изотопов H . Главный интерес представляет наблюдение «золотой» моды ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}-{}^3\text{He}$, которая идентифицируется суммарным зарядом следов. Этот 3-кластерный канал связан с перегруппировкой нуклонов в ${}^9\text{C}$ и имеет высокий порог ≈ 16 МэВ. Возможно, что установление особенностей этого возбужденного состояния создаст экспериментальные основания для расширения известного 3α -процесса слияния как 3He процесса.

При отборе фрагментных струй с суммарным зарядом $\Sigma Z_{fr} = 6$ и барионным числом $\Sigma A_{fr} = 8$ (идентифицируются изотопы H и He) будет накапливаться статистика событий со срывом нейтронов которые соответствуют распадам несвязанного ядра ${}^8\text{C}$ как из конфигурации основного состояния ${}^6\text{Be}-p-p$, так и возбужденного - ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}-p-p$. Изучение ${}^8\text{C}$ позволит продвинуться в малоизученную область физики ядра за линией протонной стабильности. Наблюдения о поведении многочастичных ансамблей стабильных легчайших ядер H и He могут быть востребованы в развитии сценариев нуклеосинтеза. Сама фиксация "автографов" диссоциации ядер ${}^9\text{C}$ и ${}^8\text{C}$ имеет важное эстетическое значение для физики ядра.

П.3 Поиск кластерной диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow 2{}^3\text{He} + {}^2\text{H}$

Попутная задача состоит в анализе периферических событий диссоциации

релятивистских ядер 8B на эмульсионном материале, используемом для анализа ядер 9C . В использованном вторичном пучке, обогащенном ядрами 9C , присутствовала $\approx 20\%$ примеси ядер 8B (т. н. «beam cocktail»). Так как поиск событий по пучковым следам будет вестись без предварительного определения заряда пучкового ядра, то примесь 8B позволяет попутно вести анализ взаимодействий 8B на большей статистике.

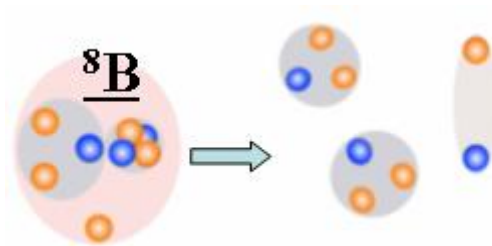


Рис. П.3. Диаграмма кластерных степеней свободы ядра 8B при диссоциации по каналу $2{}^3He - d$.

Благодаря рекордно малой энергии связи протона в системе ${}^7Be + p$, ядро 8B является наиболее чувствительным к электромагнитным взаимодействиям с тяжелыми ядрами. В случае эмульсии они представлены ядрами Ag и Br . Предполагается, что основное состояние ядра 8B может быть кандидатом в гало с одним протоном. Интерпретация в терминах протонного гало в 8B остается противоречивой, и дальнейшие исследования сохраняют интерес. Вызывают интерес свойства 3-центровых систем малонуклонных кластеров ${}^{1,2}H$, ${}^{3,4}He$ и 6Li , которые должны проявляться в соответствующих каналах периферической диссоциации.

Предлагается продолжить поиск событий диссоциации 8B с большей множественностью и дополнить его идентификацией изотопов H и He , отсутствовавшей в предыдущем исследовании. Особый интерес представляет обнаружение и идентификация 3-кластерной моды $2{}^3He - d$ (рис. П.3). Возможно, что изучение 3-кластерных особенностей этого ядра даст основания дополнить сценарий нуклеосинтеза 3-тельным слиянием ${}^3He + {}^2H + {}^3He$.

При фрагментации ядра 8B со срывом нейтрона происходит пересечение границы протонной стабильности. Это ведет к образованию ядерного резонанса 7B , распадающегося на состояния ${}^4He - 3p$ или $2{}^3He - p$. Изучение диссоциации ядерных резонансов 7B и 8C , с ширинами основных состояний 1.4 МэВ и 230 кэВ, может привести к выводам о роли кулоновского взаимодействия и эффектов спаривания несвязанных протонов.

II.4 Анализ фрагментация ${}^9\text{Be} + p \rightarrow 2\alpha$ на новом уровне статистики

Будет продолжен поиск событий периферической диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ в два ядра He ускоренным просмотром по площади эмульсионных слоев до достижения статистики ≈ 2000 событий. Ранее уже было проанализировано 371 событие периферической фрагментации ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ в узкую угловую пару релятивистских ядер He . По распределению по инвариантной массе пар α -частиц был сделан вывод о доминировании в периферической диссоциации 0^+ и 2^+ состояний несвязанного ядра ${}^8\text{Be}$. Примечательная особенность состоит в преобладании событий диссоциации на тяжелых ядрах, не сопровождаемых фрагментами мишени (т. н. «белые» звезды составили $\approx 60\%$). К развалу на релятивистскую пару 2H с образованием протонов отдачи из состава эмульсии отнесены только $\approx 10\%$ событий.

Было сделано следующее наблюдение: отношение числа «белых» звезд из состояний 0^+ и 2^+ равно ≈ 3 , а в быстрых процессах, сопровождаемых протонами мишени, ≈ 1 . По-видимому, при диссоциации образование α -частичной пары через основное состояние ${}^8\text{Be}$ идет явно более интенсивно, чем в процессах нуклонного выбивания. Следуя представлениям о ядре ${}^9\text{Be}$, как о кластерной системе $\alpha - n - \alpha$, можно предположить, что в основном состоянии этого ядра с заметной вероятностью присутствует пара α кластеров с угловым моментом равным $L = 2$ (или D -состоянии). Присутствие нейтрона дает известное значение спина этого ядра $S = 3/2$. После выбивания нейтрона протоном мишени в ${}^9\text{Be}$ может происходить или мгновенный разлет α пары из состояния 2^+ или радиационный переход в основное состояние ${}^8\text{Be } 0^+$. Таким образом, данные на протонах мишени содержат указание на значительность вклада D -волнового состояния альфа пары в основное состояние ${}^9\text{Be}$. Для получения уверенных выводов о связи кластерной и спиновой структуры ${}^9\text{Be}$ предлагается 4-5-кратно увеличить статистику развалов ядра ${}^9\text{Be}$ в 2He при взаимодействиях протонами мишени путем полного анализа уже облученной эмульсии.

II.5 Анализ облучения ядрами ${}^{12}\text{N}$

Ядро ${}^{12}\text{N}$ участвует в одном из gp -процессов нуклеосинтеза $p + {}^{11}\text{C}$ (рис. II.4). Оно играет роль «станции ожидания» в альтернативном сценарии генерации ядра

^{12}C в быстрых процессах в звездах. Особенность ядро ^{12}N состоит в малости энергии отделения протона равной 600 кэВ , что придает ему сходство с ядром ^8B . В отличие от ^8B ядро ^{12}N не имеет даже одного возбужденного состояния над порогом отделения протона. Можно предположить, что внешний протон находится в весьма неустойчивом положении вблизи максимумам кулоновского барьера.

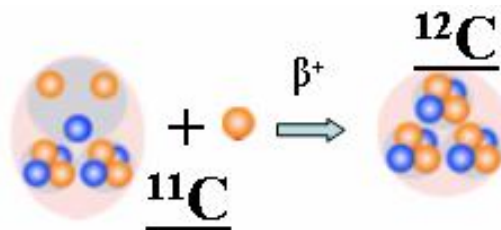


Рис. П.4. Диаграмма слияния $p + ^{11}\text{C}$ с распадом в ядро ^{12}C .

Представляет интерес установить еще одно ядро, чувствительное к электромагнитному механизму диссоциации в эмульсии вслед за ^8B . Можно отметить нарастающую трудность этой задачи для электронных экспериментов по сравнению с ^8B . Интересно наблюдать следующую моду диссоциации $^{12}\text{N} \rightarrow ^8\text{B} + \alpha$ с порогом уже 8 МэВ . За ней по интенсивности последует $^{12}\text{N} \rightarrow ^7\text{Be} + p + \alpha$. Возможно, что из-за большей величины заряда ^{12}N проявит большую чувствительность к многофотонным эффектам, что скажется на более интенсивном появлении весьма ярких событий $3\text{He} +$, чем даже в случае ^{14}N . Таковы наши предположения. Однако совместное действие кулоновского и центробежного барьеров может привести неожиданным эффектам, как в топологии фрагментов, так и в их кинематических характеристиках.

Облучение эмульсии в пучке, настроенном на процесс перезарядки $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$, уже состоялось. Нужно признать доминирование в пучке нейтронодефицитных изотопов углерода. Примесь ядер ^{12}N составляет несколько процентов. Эффективная ядер ^{12}N идентификация может быть сделана по суммарному заряду релятивистских фрагментов в периферических взаимодействиях. Поиск представляется непростым, но заслуживающим усилий из-за уникальности наблюдения.

П.6 Облучение эмульсии ядрами ^{11}C

В ядерной эмульсии, облученной ядрами ^{11}B , наблюдались события, в которых заряд первичного трека был определен как $Z_{pr} = 5$, а суммарный заряд в конусе

фрагментации оказался равным $SZ_{fr} = 6$. Их появление может интерпретироваться как перезарядка ядра ^{11}B в возбужденные состояния ядра $^{11}\text{C}^*$, расположенные над порогом нуклонной связи. Было обнаружено 10 событий $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^*$ (рис. II.5) с развалом на два фрагмента с зарядами $Z_{fr} = 4$ и $Z_{fr} = 2$. Эти события указывают на перезарядку основы в виде кластера ^7Li в ^7Be .

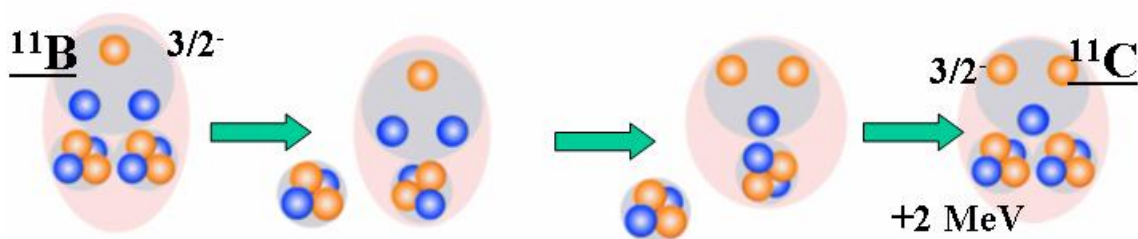


Рис. II.5. Диаграмма перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}$.

Получено указание на предпочтительность канала перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^*$ наиболее периферического типа – это 8 «белых» звезд $^{11}\text{B} \rightarrow \text{Be} + \text{He}$. Они идентифицируются как $^7\text{Be} + ^4\text{He}$. Даже на ограниченной статистике можно отметить очевидное отличие развала ядра ^{11}C от развала ядер ^{10}B и ^{11}B : для ядер ^{10}B и ^{11}B отмечается лидирующее значение 3-тельного канала распада, в то время как для ядра $^{11}\text{C}^*$ доминируют 2-тельные развалы, а 3-тельные на нашей статистике не наблюдались. Наоборот, для предполагаемых состояний $^{11}\text{C}^*$ доминируют 2-тельные развалы, а 3-тельные не наблюдались. В основе различия может лежать несколько более высокое значение кулоновского барьера для ядра ^{11}C . Это обстоятельство может указывать на замечательную чувствительность релятивистского механизма диссоциации к структурным особенностям ядер.

Фундаментальный интерес представляет поиск проявления эффектов нарушения изотопической инвариантности в образовании «белых» звезд релятивистскими ядрами ^{11}B и ^{11}C . Такой анализ может быть осуществлен путем сравнения распределений по заселенности схожих каналов, их кинематическим характеристикам. Ядерные дифракционные процессы должны вести к сходству распределений, а электромагнитные взаимодействия могут вести к их различию в важных деталях.

Представленные наблюдения заслуживают более детального изучения на существенно большей статистике событий диссоциации ядер ^{11}B и ^{11}C . В последнем случае возникает необходимость специального облучения эмульсии во вторичном пучке, наилучшим вариантом формирования которого является отбор продуктов

перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}$.

II.7 Облучение эмульсии ядрами ^{10}C

Ядро ^{10}C образуется из ядра ^9C присоединением одного нейтрона. Однако, добавление нейтрона, по-видимому, не приводит к образованию в ядре ^{10}C кластеров в виде дейтрона или в виде ядра ^3He . Двухкластерные структуры в виде ядер ^7Be и ^3He или в виде ядра ^8B и дейтрона маловероятны из-за большой энергии связи этих ядер в ядре ^{10}C . В случае одного внешнего протона центральной частью ядра служит нестабильное ядро ^9B . В другой возможной структуре с двумя внешними протонами центральная часть ядра представляет другое, тоже нестабильное ядро ^8Be . Такие структуры, по-видимому, по динамике должны быть сходны с борминовскими структурами нейтроноизбыточных ядер. В данном случае один или два внешних протона удерживают от распада ядерные резонансы.

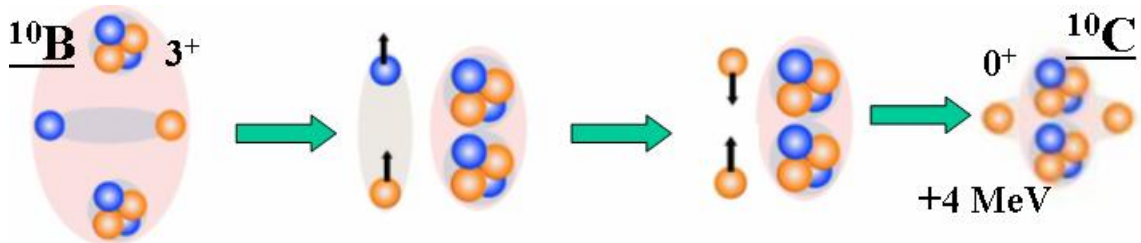


Рис. II.6. Диаграмма перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$.

Диссоциация ядра ^{10}C может происходить путем каскадных распадов с образованием в промежуточном состоянии нестабильных промежуточных ядер ^9B , ^8Be и ^6Be . В таких распадах в конечном состоянии образуются по четыре заряженных фрагмента. Обращаем внимание, что при работе с фотоэмульсиями имеется возможность получения экспериментальных данных о таких многочастичных распадах и изучение распадов нестабильных ядер ^9B , ^8Be и ^6Be . Трудности анализа этих данных в разделении разных каналов связаны с тем, что различия в относительных импульсах между конечными продуктами распада в этих каналах могут быть незначительными.

В облученной ядрами ^8B эмульсии наблюдались события с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\Sigma Z_{fr} = 6$ от примеси в пучке ядер ^{10}C , образовавшихся в производящей мишени при перезарядке $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$. (рис. II.6). На

ограниченной статистике есть указание на предпочтительность развала ^{10}C с сохранением α -частичных кластеров в «белых» звездах. Таким образом, проявляется низкий порог канала $^8\text{Be} + 2p$ равный 3.8 МэВ.

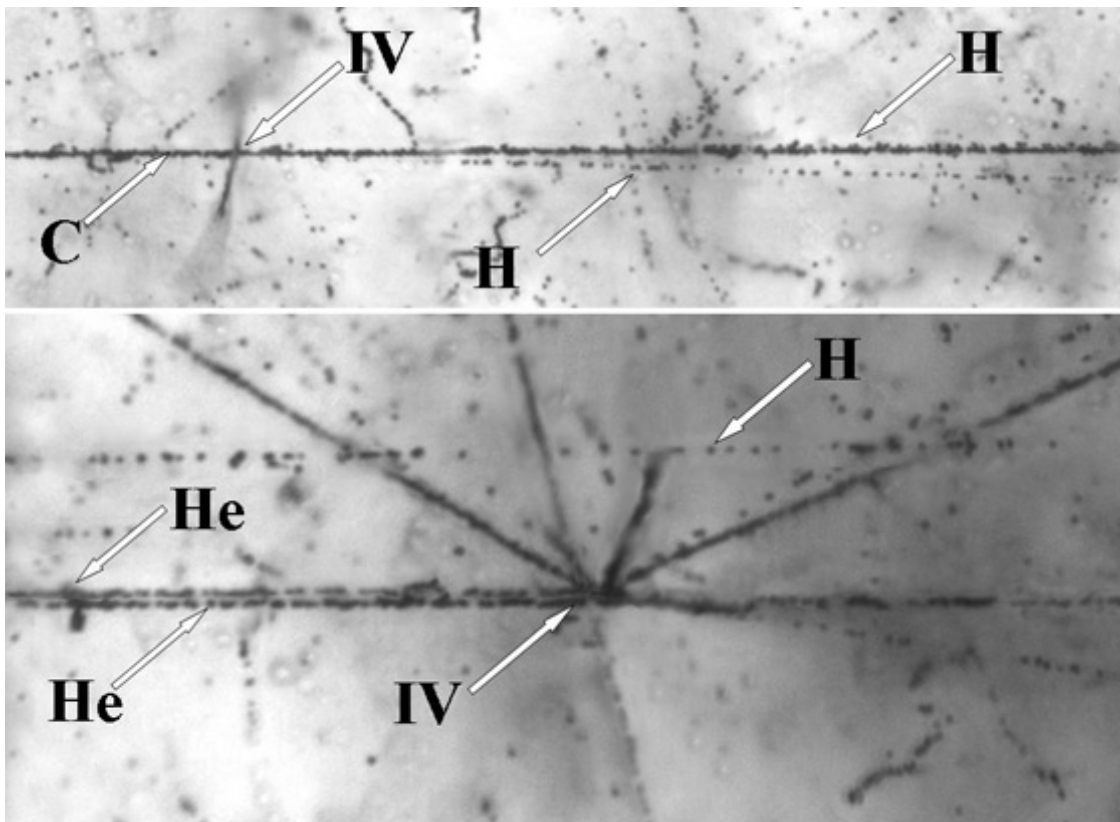


Рис. II.7. Фрагментация ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней микрофотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя микрофотография) можно различить 2 фрагмента He и 2 фрагмента H .

В качестве примера на **рис. II.7** представлено событие фрагментации ядра ^{10}C , сопровождаемое парой b -частиц. Угол между следами He равен $\Theta_{2\text{He}} = 0.36^\circ$, что, в предположении тождественности их ^4He , ведет к разности эффективной массы и суммы $Q_{2\text{He}} = 0.17 \text{ МэВ}$. Эта величина удовлетворяет условию распада несвязанного ядра ^8Be . Вблизи пары He присутствует однозарядный трек, который соответствует протону. Парные углы между первой α -частицей и протоном, а также между второй α -частицей и протоном равны $\Theta_{\text{HeH}} = 0.82^\circ$ и $\Theta_{\text{He}2\text{H}} = 0.52^\circ$, соответственно. Тогда разность эффективной массы He , He и H и суммы масс покоя He , He и H равняется $Q_{2\text{HeH}} = 0.438 \text{ МэВ}$. Таким образом, эта группа треков может соответствовать распаду несвязанного ядра $^9\text{B} \rightarrow p + ^8\text{Be}$, образовавшемуся при выбивании протона с большим углом из ядра ^{10}C с образованием пары фрагментов мишени. Поэтому для

всей системы энергия возбуждения составляет значительную величину $Q_{2He2H} = 12.87$ МэВ и $P_T(^{10}C^*) = 214$ МэВ/с. На рисунке далее одна из релятивистских α -частиц произвела вторичную звезду с большой множественностью.

Предлагается использовать процесс перезарядки $^{10}B \rightarrow ^{10}C$ дальнейшего облучения эмульсии в условиях оптимальной настройки магнитного канала. При достаточном интеграле пучковых ядер можно будет как исследовать основной канал диссоциации $2He + 2H$, так и обнаружить моду диссоциации $2^3He + ^4He$ (порог 17 МэВ). Как и в случае ядра 9C ее обнаружение также может расширить картину обратного $3He$ процесса слияния в ядерной астрофизике.

II.8 Поиск процесса двойной перезарядки $^9Be \rightarrow ^9C$

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, важно обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. При формировании пучка 9C во фрагментации первичных ядер ^{12}C появляется нежелательный шлейф более тяжелых изотопов углерода. Для его устранения предлагается использовать процесс двойной перезарядки $^9Be \rightarrow ^9C$ (рис. II.8).

Формирование пучка 9Be происходит при фрагментации первичного ^{10}B на производящей мишени фокусе $f3$. Это задача уже успешно решена. Для последующего формирования пучка 9C необходима вторая производящая мишень и последующая сепарация этого изотопа. Отсутствие изотопа 9B как несвязанного ядра среди релятивистских фрагментов оказывается полезным при отделении пучка 9C от 9Be по магнитной жесткости (разница около 20%). В этом случае во вторичном пучке могут присутствовать только ядра 7Be , устранимые при анализе облученной эмульсии.

Процесс двойной перезарядки $^9Be \rightarrow ^9C$ пока не изучен. Поэтому важно установить его сечение для последующего планирования облучения. Можно только упомянуть эксперимент на мезонной фабрике LAMPF, в котором наблюдались единичные события двойной перезарядки $\pi^+ + ^9Be \rightarrow \pi^- + ^9C$ с соответствующей кинематической сепарацией π -мезонов.

Стоит отметить эстетическую привлекательность процесса, представленного на рис. II.8. В нем должны происходить виртуальные переходы системы $n - ^4He$ в систему $d - t$. Далее должна происходить перезарядка дейтрона в пару протонов с переворотом спина одного из нуклонов, а также перезарядка тритона в ядро 3He и

формироваться ядро ${}^9\text{C}$. Совместно проявятся важные механизмы, хорошо изученные в физике релятивистских малонуклонных систем. Энергетический барьер такого процесса не слишком велик, так как в итоге образуется единственная связанная система с тем же числом нуклонов. Таким, образом, поиск процесса двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$ представляет самостоятельный интерес.

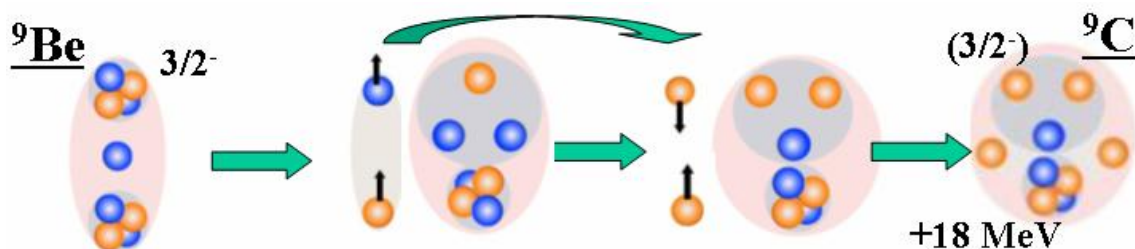


Рис. II.8. Диаграмма двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$.

Глава III

Особенности формирования вторичных пучков (по работе [52])

III.1 Конфигурация магнитного канала

При облучении эмульсии необходимо обеспечить соблюдение условий, обеспечивающих эффективность последующего просмотра и измерения. Прежде всего, с помощью сцинтилляционных счетчиков и профилометров следует обеспечить равномерность и достаточность облучения слоев вдоль широкого входного габарита стопки (≈ 10 см). Это условие особенно актуально из-за ограниченности и высокой стоимости материала эмульсии.

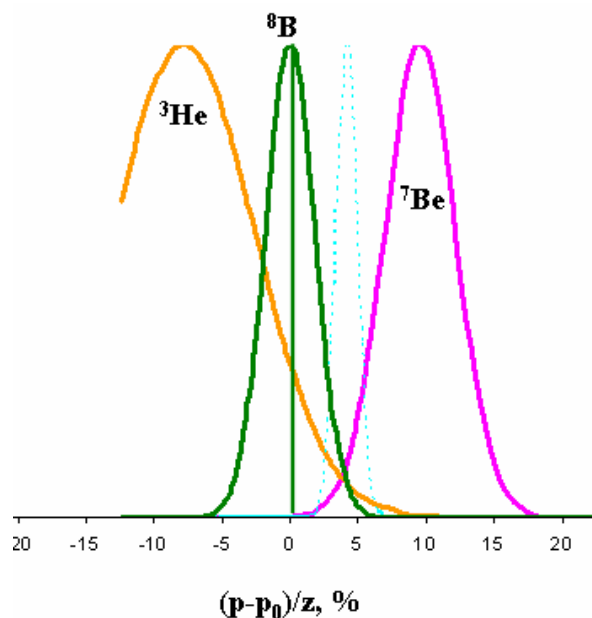


Рис. III.1. Графическая иллюстрация смешивания во вторичном пучке с близкими значениями магнитной жесткости.

Кроме того, для облучения во вторичном пучке следует использовать первичные ядра с наименьшим зарядом и весом. Такой выбор упрощает последующую идентификацию следов вторичных ядер и их фрагментов, снижает нежелательные примеси. Вторичные ядра-фрагменты образуются с импульсным разбросом, относительная величина которого возрастает с уменьшением их веса. При относительном импульсном захвате магнитного канала $\approx 2 - 3$ %, в него неизбежно попадает примесь ядер, имеющих близкие значения магнитной жесткости или Z_{pr}/A_{pr} (так называемый «пучковый коктейль»). Иллюстрация этой проблемы

для фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{B}$ представлена на рис. Ш.1. Сложность его состава и спектра определяется целым рядом факторов – структурой первичного ядра, динамикой образования фрагментов на мишени, особенностями импульсной селекции и др.

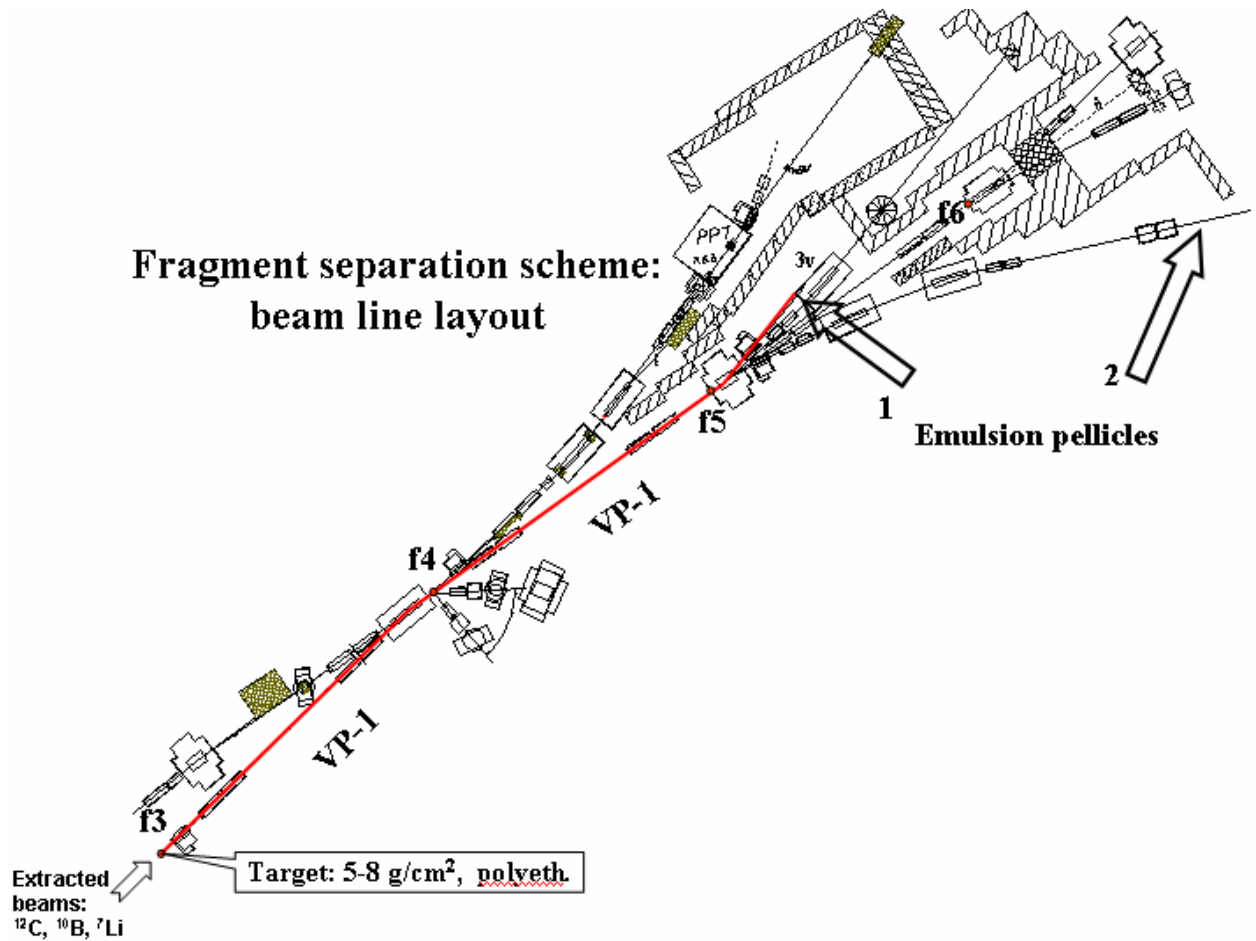


Рис. Ш.2. Магнитные каналы корпуса 205. Стрелками указаны ответвления 1 (канал 3v) и 2 (канал 4v) при облучении эмульсии.

Выбор оптимальных условий облучения представляет собой нетривиальную экспериментальную задачу. На начальном этапе проекта БЕККЕРЕЛЬ был получен опыт облучения в канале 4v corp. 205 и, затем, на канале 3v (рис. Ш.2.). Канал 4v использовался Сотрудничеством при работе на Синхрофазотроне ОИЯИ. На нем формировался вторичный пучок с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 1/3$ для изучения нейтроноизбыточных ядер ^6He в реакции перезарядки $^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He}$. Примесь ядер трития составила $\approx 99\%$, что предельно ограничило суммарный поток ^6He из-за риска чрезмерного облучения эмульсии.

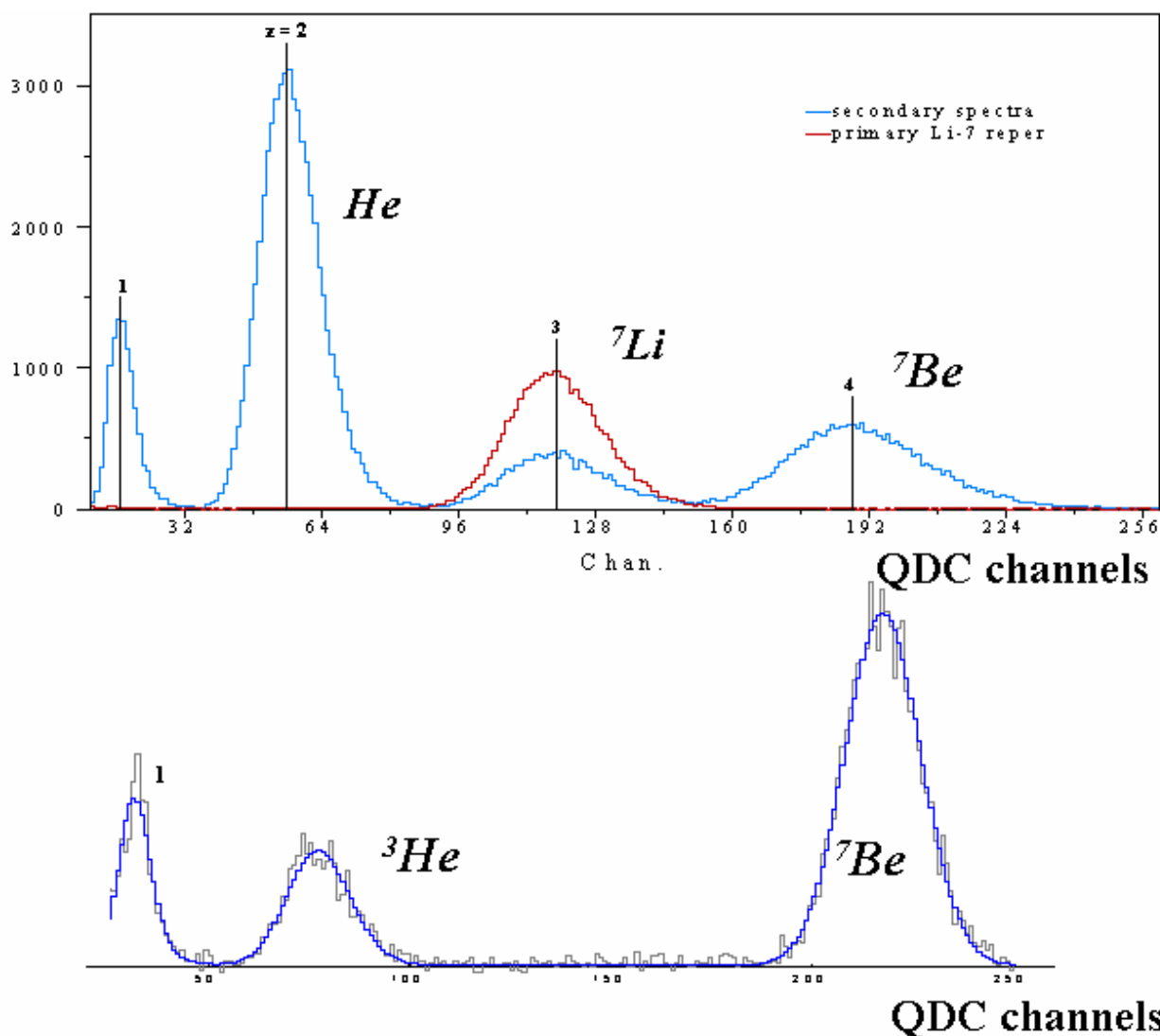


Рис. III.3. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/7$ в реакции перезарядки ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$. Указаны ожидавшиеся центры распределений для отмеченных изотопов. На верхнем рисунке представлен спектр на ответвлении 2 (канал 4v). Для сравнения приведено распределение для первичного пучка (верхняя гистограмма ${}^7\text{Li}$). На нижнем рисунке представлен спектр на ответвлении 1 (канал 3v).

Этот опыт был использован на нуклотроне ОИЯИ при облучении эмульсии вторичном пучке с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/7$ продуктами реакции перезарядки ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$. Оказалось, что полученный пучок содержал $\approx 30\%$ ядер Li (верхняя гистограмма на рис III.3). Такая заметная примесь их следов также ограничивала эффективность отбора событий, вызванных ядрами ${}^7\text{Be}$.

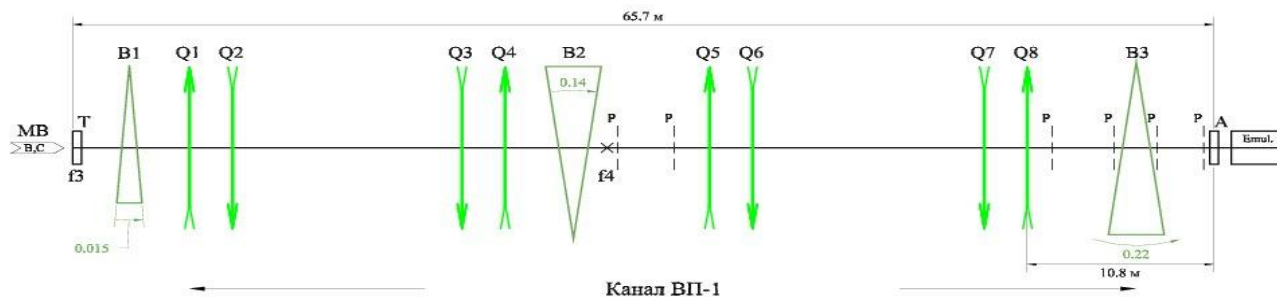


Рис. III.4. Горизонтальная схема магнитной оптики для формирования пучка на ответвление 2 (канал 3v).

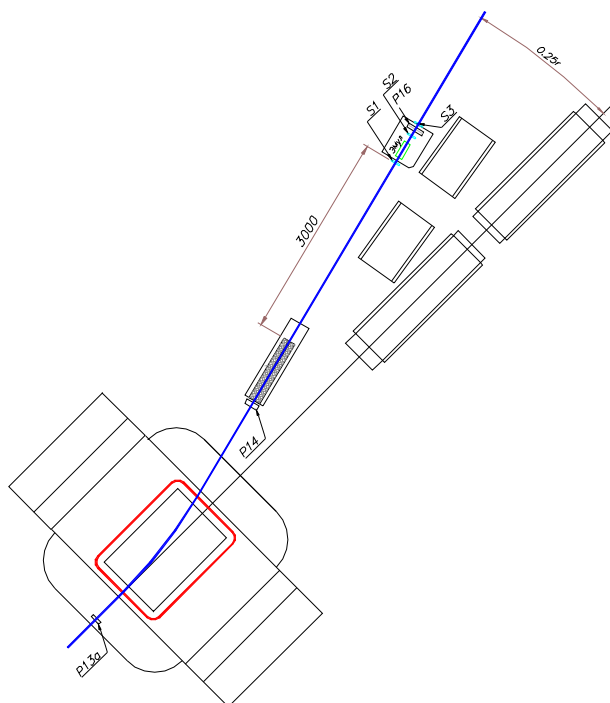


Рис. III.5. Увеличенное изображение ответвления 1 для облучения эмульсии.

Поэтому для последующих облучений было предложено использовать отклонение пучка на канал 3v. В этом варианте примесь ядер Li практически отсутствует (нижняя гистограмма на рис III.3). Оказавшаяся столь удачной схема сепарации пучка будет использоваться и далее. Конфигурация отклоняющих магнитов и линз канала 3v приведена на рис. III.4). Увеличенное изображение завершающего участка канала, на котором устанавливаются стопки, приведено на рис. III.5.

III.2 Ускорение ядер ^{10}B и облучение ядрами ^9Be

Облучение эмульсий релятивистскими ядрами ^9Be с энергией 1.2 A ГэВ , было выполнено на нуклотроне ОИЯИ. Так как химический элемент Be является токсичными, вторичный пучок релятивистских ядер ^9Be был получен в реакции фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}$ при импульсе на нуклон $P_0 = 2 \text{ A ГэВ/ нуклон}$. Фрагментация ядер происходила в фокусе f3 выведенного пучка ВП-1 на мишени из полиэтилена. Далее вторичный пучок с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/9$ транспортировался и отклонялся на канал 3v. Значение начального импульса было выбрано как оптимум между возможностями магнитных элементов и стремлением к более высокой энергии пучка.

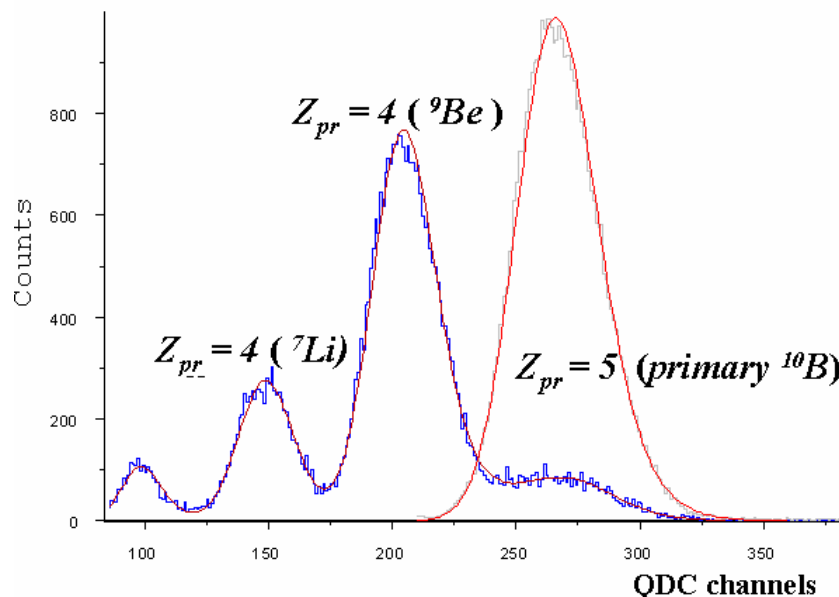


Рис. III.6. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/9$ в реакции фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}$. на канале 3v. Для сравнения приведено распределение для первичного пучка (правая гистограмма ^{10}B).

Ускорение пучка ^{10}B является неординарной ускорительной задачей. Первоначально полностью ионизованные ядра изотопа ^{10}B , имеющего малую распространенность (19.9 %), создаются под воздействием мощного импульса CO_2 - лазера. Вещество лазерной мишени должно обладать высокой термической стойкостью и не содержать ядер ^{12}C и ^{16}O , имеющих те же отношения заряда к весу. Выполнение последнего условия необходимо для устранения из ускорения фоновых ядер с более высокой ионизацией. Поэтому в качестве лазерной мишени был использован гексаборид лантана LaB_6 – тугоплавкое вещество, используемое в катодах электронных микроскопов.

Доля ядер ${}^9\text{Be}$ в пучке составила 67 %, остальные 33 % приходились на изотопы He и Li . (Рис. III.6). Таким образом, сформированный пучок представлял так называемый пучковый «коктейль» (beam “cocktail” согласно признанному определению). Его состав был признан удовлетворительным для последующего анализа, поскольку ускоренный поиск по площади слоев эмульсии был ориентирован только на события ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$.

III.3 Облучение ядрами ${}^8\text{B}$

Для формирования пучка релятивистских ядер ${}^8\text{B}$ был использован процесс фрагментации ядер первичного пучка ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}$ в мишени из полиэтилена. После проводки пучка на магнитооптическом канале и получения профилей пучка ядер ${}^{10}\text{B}$, удовлетворяющих облучению эмульсии, этот канал был перенастроен на селекцию вторичных фрагментов с магнитной жесткостью соответствующей ${}^8\text{B}$ (${}^{5/8}P_0$).

На рис. III.7 приведен ионизационный спектр ядер вторичного пучка, который был получен в сцинтилляционном мониторе. В распределении наблюдаются пики в согласии с зависимостью Z^2 с доминированием изотопа B (≈ 62 %) на фоне небольшой примеси ядер Be (≈ 9 %) и ядер C (≈ 9 %). Во вторичном пучке имеется заметный вклад изотопа He (≈ 20 %). Примесь ядер Li в пучке не наблюдается. Форма распределения позволяет идентифицировать эти изотопы как ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ (возможно, и ${}^9\text{C}$) и ${}^3\text{He}$. Пучком такого состава была облучена эмульсионная стопка суммарным потоком $2.5 \cdot 10^4$ ядер.

Отметим, что отсутствие изотопа ${}^9\text{B}$ среди релятивистских фрагментов оказывается весьма полезным обстоятельством при сепарации вторичного пучка ${}^8\text{B}$ от первичного пучка ядер ${}^{10}\text{B}$ из-за заметной разницы по магнитной жесткости (около 20 %). Использованный для облучения пучковый канал на нуклотроне ОИЯИ имеет подходящий импульсный разброс – около 2–3 %. Это предположение подтвердилось при настройке канала на сепарацию ${}^9\text{B}$ – ядра бора в канале практически исчезали, а при настройке на ${}^{10}\text{B}$ и ${}^8\text{B}$ возникали.

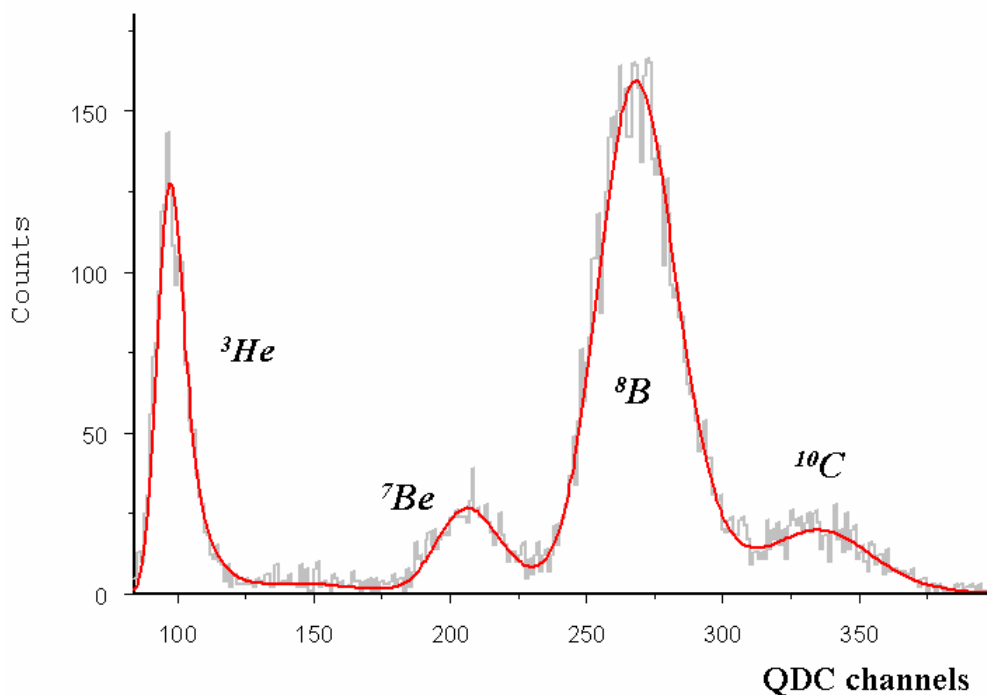


Рис. III.7. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 5/8$ в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}$ на канале 3ν .

III.4 Облучение эмульсии ядрами ${}^9\text{C}$

Для облучения эмульсии во вторичном пучке релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ был использован процесс фрагментации ядер первичного пучка ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{C}$ в мишени из полиэтилена. На рис. III.8 представлен спектр ядер вторичного пучка со сцинтилляционного монитора при настройке магнитного канала 3ν на селекцию с $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Наблюдается значительные пики от ядер углерода и гелия. Так и должно быть в случае изотопов ${}^9\text{C}$ и ${}^3\text{He}$, обладающих одинаковыми значениями Z_{pr}/A_{pr} . Остается открытым вопрос о возможной примеси ядер ${}^{10}\text{C}$. Вклады изотопов бора, бериллия и лития с большей магнитной жесткостью, подавлены. Эти особенности спектра указывают на правильность настройки канала и хорошие перспективы идентификации наиболее периферических взаимодействий ${}^9\text{C}$ в эмульсии по характерным структурным особенностям этого ядра. Возможно, при этом удастся оценить вклад изотопа ${}^{10}\text{C}$, картина периферической диссоциации должна сильно отличаться.

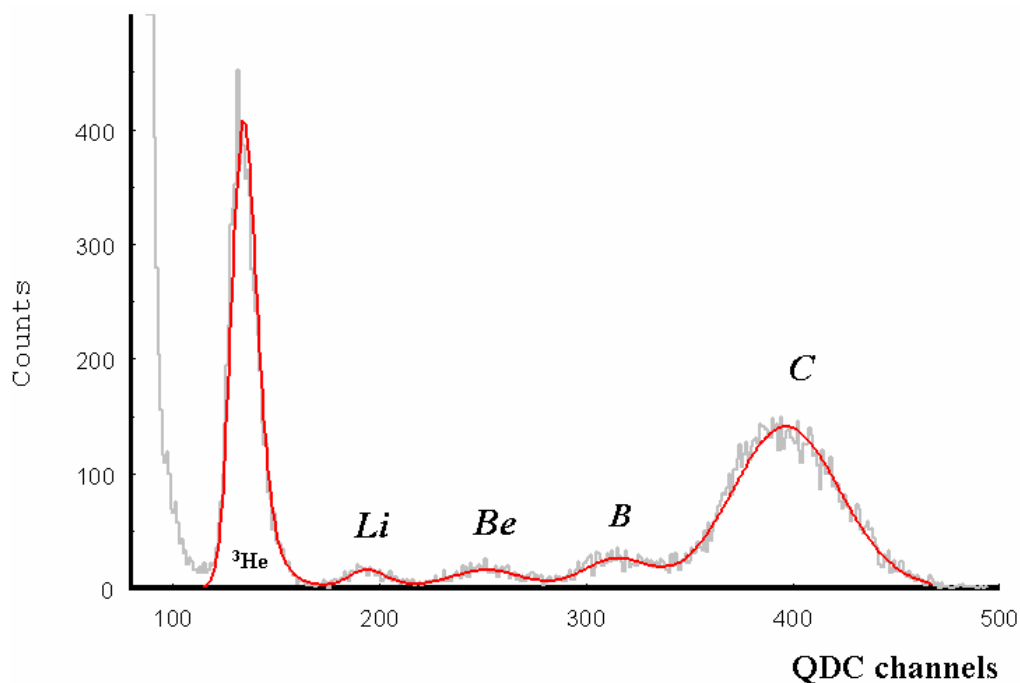


Рис. III.8. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$ в реакции фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$ на канале 3ν .

III.4 Формирование вторичных пучков с использованием реакций перезарядки

Успешный опыт формирования пучка ^7Be позволяет приступить к решению задачи формирования вторичных пучков более тяжелых изотопов $^{10,11}\text{C}$ и ^{12}N с использованием процессов перезарядки ускоряемых ядер $^{10,11}\text{B}$ и ^{12}C . С ростом их зарядов Z_{pr} и весов A_{pr} вследствие появления все новых каналов фрагментации, возрастает проблема сепарации релятивистских изотопов по кратности Z_{pr}/A_{pr} . Тем не менее, в силу уникальности наблюдений в эмульсии такие облучения представляют ценность даже в условиях невысокой доли исследуемых ядер в формируемом пучке.

В той же схеме магнитной сепарации в реакции перезарядки $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ был сформирован вторичный пучок с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 5/12$. На **рис. III.9.** представлен зарядовый спектр с монитора пучка. Основной вклад в него дают ядра ^7Be и ^{10}C . Примесь ядер ^{12}N проявляется в модификации правой части распределения в сторону роста. Совместный эффект флуктуации сигналов и недостаточного разрешения ограничивает оценку вклад ^{12}N уровнем в несколько процентов. Такой пучок можно называть обогащенным изотопом ^{12}N . Поэтому решающее значение приобретает идентификация событий периферической фрагментации ^{12}N в уже облученной эмульсии.

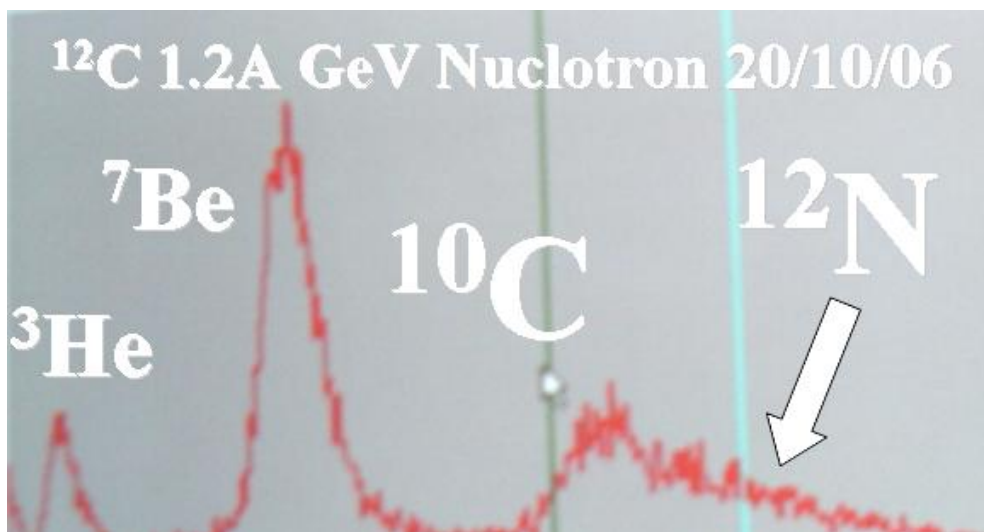


Рис. III.9. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 5/12$ в реакции перезарядки $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ на канале 3v.

Можно ожидать, что экспериментальная ситуация для формирования пучков обогащенных более легкими изотопами $^{10,11}\text{C}$ окажется более благоприятной. Для настройки пучков требуются затраты на улучшение разрешения мониторов состава пучка.

Глава IV

Методическое обоснование проекта

В проекте используются метрология ядерной эмульсии, ставшая уже классической. Далее будут проиллюстрированы ее ключевые возможности на основе экспериментальных данных Сотрудничества по исследованию стабильных ядер ^{14}N и ^9Be , а также одного из радиоактивных. Особенности анализа этих ядер наиболее близки к требованиям для впервые исследуемых ядер $^{9,10,11}\text{C}$ и ^{12}N и в достаточной степени удовлетворяют целям настоящего проекта. Более подробно основы использованных методов приведены в приложениях.

IV.1 ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ^{14}N

IV.1.1 ЗАРЯДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Стопка, состоящая из слоев ядерной фотоэмульсии типа БР-2 с релятивистской чувствительностью, была облучена пучком ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с на нуклотороне ЛВЭ ОИЯИ. Эмульсионные слои толщиной около 600 мкм имели размер $10 \times 20 \text{ см}^2$. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны. Поиск событий осуществлялся просмотром вдоль следа, что обеспечивало набор статистики без выборки. Углы вылета фрагментов измерялись на полуавтоматическом микроскопе МПЭ-11. Микроскоп оснащен датчиками координат по осям X , Y , Z , показания с которых поступают на персональный компьютер, где и происходила их обработка.

Фрагменты ядра-снаряда с $Z_{fr} = 1$ отделялись от фрагментов с $Z_{fr} = 2$ визуально, так как ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от 4-х кратной ионизации частиц с зарядом 2. Фрагменты с $Z_{fr} = 3 - 7$ различались методом счета d -электронов, что иллюстрируют рис. IV.1 - 3.

Была изучена зарядовая топология мультифрагментации (см. таблицу IV.1). В верхней строке указан заряд фрагмента с $Z_{fr} > 2$, во второй – число однозарядных фрагментов, в третьей - число двухзарядных, в четвертой и пятой строках – число найденных событий с данной топологией для «белых» звезд и событий с возбуждением ядра-мишени для каждого канала соответственно. В последних двух

строках приведено суммарное число взаимодействий в абсолютных величинах и в процентном соотношении.

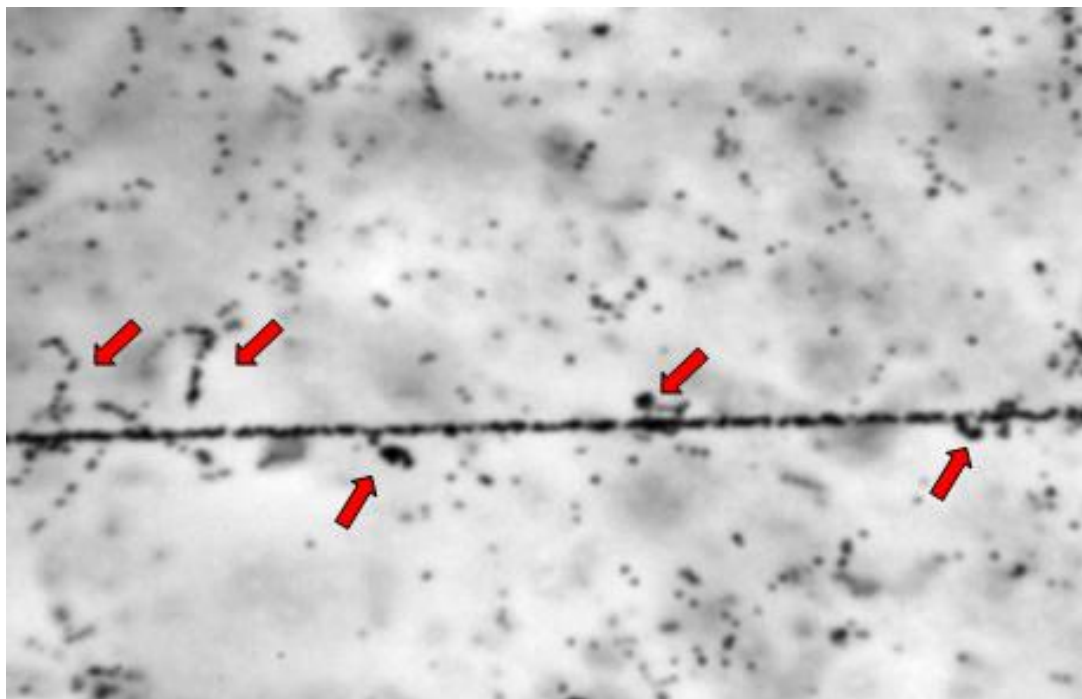


Рис. IV.1. На микрофотографии показан участок следа, оставленного в эмульсии релятивистским ядром ^{14}N . Стрелками указаны следы d -электронов.

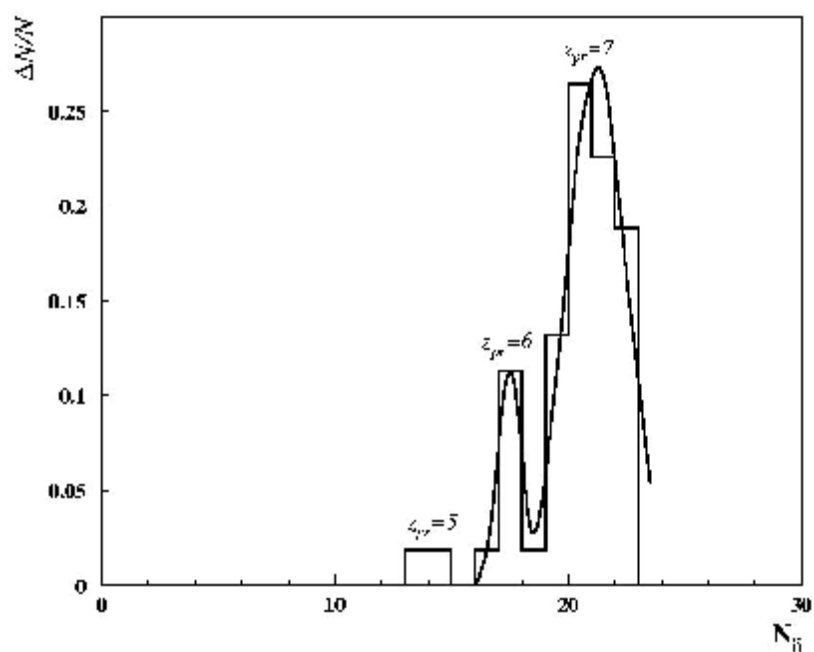


Рис. IV.2. Распределения по числу δ -электронов для следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия (53 следа). Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса.

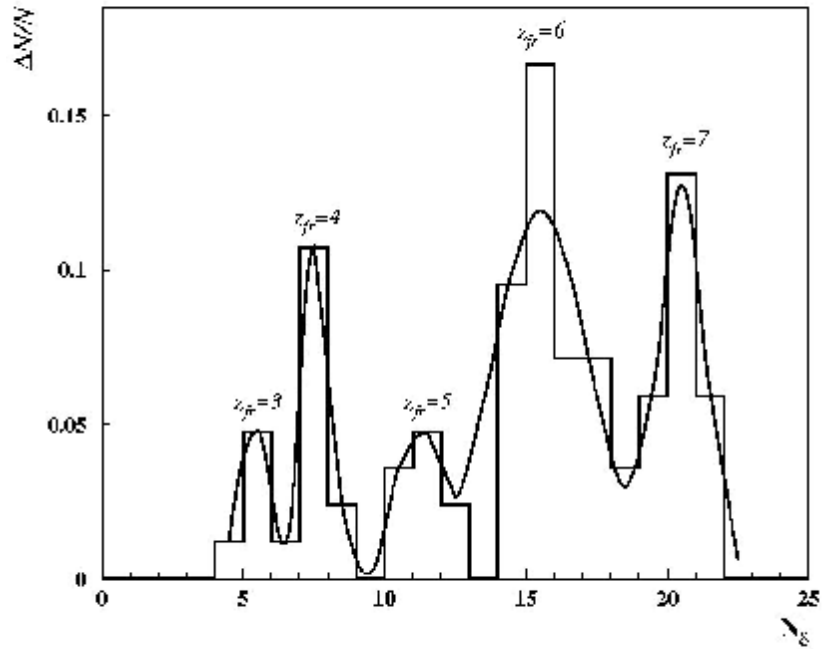


Рис. IV.3. Распределения по числу δ -электронов следов фрагментов-спектаторов с зарядами $Z_{fr} > 2$ (83 следа). Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса.

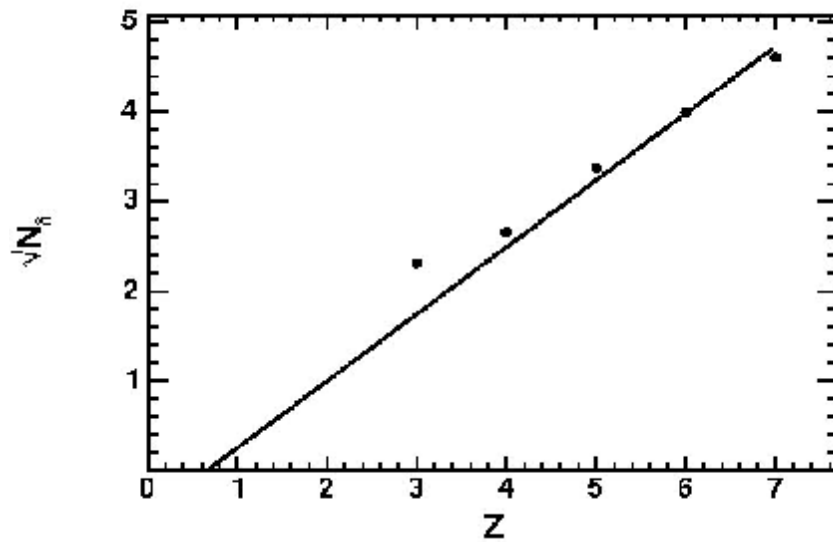


Рис. IV.4. Зависимость квадратного корня среднего числа d -электронов $\langle N_d \rangle$ на 100 мкм длины следа от величины идентифицированного (приписанного, предполагаемого) заряда фрагмента-спектатора Z_{fr} . Прямая линия проведена для удобства.

Таблица IV.1. Распределение периферических взаимодействий ядер ^{14}N с импульсом 2.86 A ГэВ/с (N_{in}) по зарядовым модам с $SZ_{fr}=7$ (161 событие), в том числе 61 «белая» звезда (N_{ws}), и 100 событий с фрагментами мишени (N_{tf}) и без заряженных мезонов ($n_s=0$). N_{z1} , N_{z2} – число одно- и двухзарядных частиц соответственно. В процентах указаны доли от событий данного типа.

Z_{fr}	6	5	5	4	3	3	-	-	
N_{z1}	1	-	2	1	4	2	3	1	5
N_{z2}	-	1	-	1	-	1	2	3	1
N_{ws}	16 26%	5 8%	5 8%	2 3%	1 2%	-	6 10%	21 35%	5 8%
N_{tf}	24 24%	4 4%	3 3%	5 5%	2 2%	3 3%	21 21%	35 35%	3 3%
N_{in}	40 25%	9 5%	8 5%	7 4%	3 2%	3 2%	27 17%	56 35%	8 5%

IV.1.2 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОТОПОВ He и H

Импульсы одно- и двухзарядных фрагментов с углами вылета до 4° определялись по результатам измерения многократного кулоновского рассеяния. На основе этих измерений были идентифицированы изотопы водорода и гелия в составе фрагментов ядра ^{14}N . На рис. IV.5 представлены результаты измерения многократного рассеяния для одно- и двухзарядных фрагментов соответственно. Измеренные значения импульсов для однозарядных фрагментов удовлетворительно аппроксимируются суммой двух гауссианов, максимумы которых расположены при 2.6 ГэВ/с и 5.8 ГэВ/с и соответствуют изотопам ^1H и ^2H .

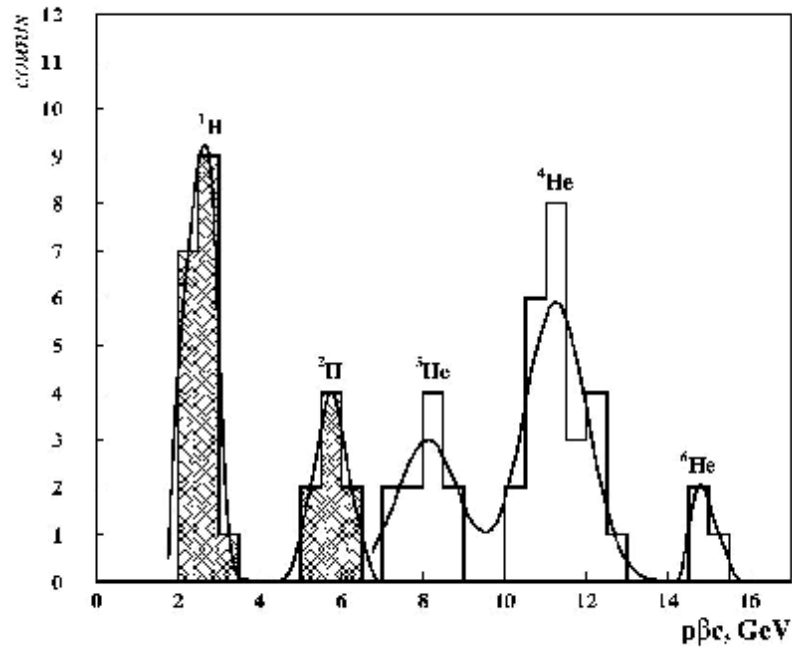


Рис. IV.5. Распределение одно- и двухзарядных фрагментов ядра ^{14}N по измеренным значениям pbc в канале диссоциации $3\text{He}+\text{H}$ (37 следов для двухзарядных фрагментов, 25 следов для однозарядных фрагментов). Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух функций Гаусса для однозарядных фрагментов, и трех функций Гаусса для двухзарядных фрагментов. Максимумы аппроксимирующих распределений расположены при значениях pbc , равных 2.6 ГэВ, 5.8 ГэВ, 8.2 ГэВ, 11.2, 15.0 ГэВ и соответствуют изотопам водорода ^1H , ^2H и гелия ^3He , ^4He , ^6He .

На рис. IV.5 приведено также распределение измеренных pbc для 37 двухзарядных фрагментов. Полученное распределение по pbc удовлетворительно аппроксимируется суммой двух нормальных распределений, которое приведено на рисунке сплошной линией. Максимумы аппроксимирующего распределения расположены при значениях pbc , равных 8.2 и 11.2, что достаточно близко к значениям pbc , соответствующим изотопам ^3He и ^4He .

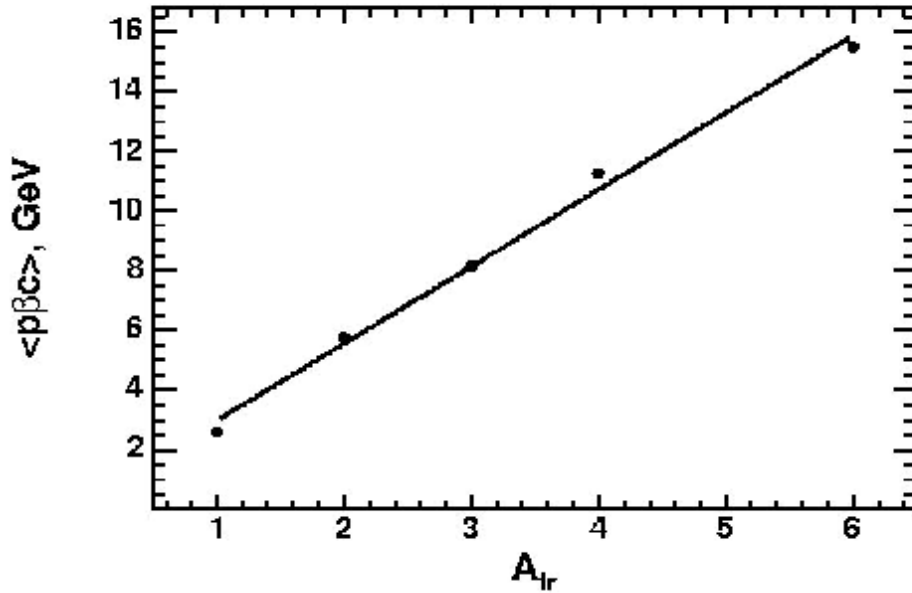


Рис. IV.6. Зависимость средней величины $\langle p\beta c \rangle$ для релятивистских фрагментов с $Z_{fr} = 1$ и $Z_{fr} = 2$ от идентифицированного (приписанного, предполагаемого) массового числа фрагмента A_{fr} для «белых» звезд $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ и $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$; линия – результат линейной аппроксимации.

На рисунке IV.6 представлена зависимость средней величины $\langle p\beta c \rangle$ для релятивистских фрагментов с $Z_{fr} = 1$ и $Z_{fr} = 2$ от предполагаемого массового числа фрагмента A_{fr} . Из данных, представленных на рисунке, видна линейная зависимость $\langle p\beta c \rangle(A_{fr})$.

IV.2 ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ^9Be

IV.2.1 ОЦЕНКА УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ

На рис. IV.7 приведен пример восстановленных направлений вылета (глубинного - α , плоского - f углов) пары α -частиц при фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по измеренным точкам на треках.

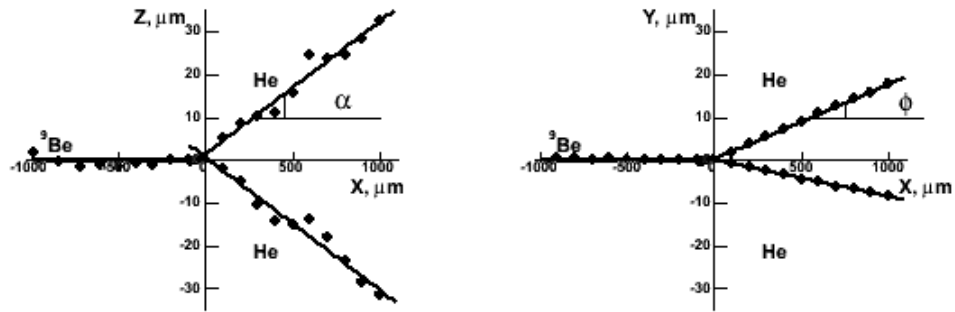


Рис IV.7. Пример восстановленных направлений вылета (углов α , f) α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по измеренным точкам на треках.

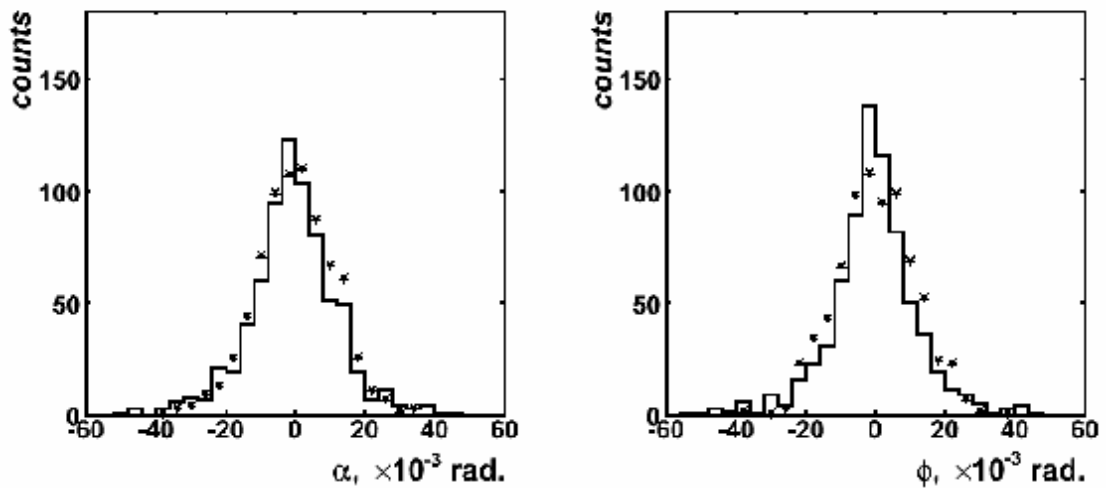


Рис IV.8. Распределения α -частиц по углам α , f в событиях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Гистограммы – эксперимент, маркеры – результаты статистического моделирования исходя из предположения о нормальном законе распределения с параметрами (θ, S_a) , (θ, S_f) для углов α и f соответственно.

Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углам α , f представлены на рис. IV.8. Приблизительно 95% значений измерений глубинных и плоских углов α , f принадлежит интервалу $(-30, 30)$ мрад и характеризуются нормальным законом распределения с параметрами $(-0.4, 10.4)$ мрад, $(-0.3, 10.1)$ мрад, соответственно. Величины углов определялись линейной аппроксимацией экспериментальных точек. Параметры линейной зависимости определялись по методу наименьших квадратов. Распределения величин отклонений D_y , D_z координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами, подчиняется нормальному закону, что является

подтверждением применимости метода наименьших квадратов в данном случае. Точность измерения углов a , f лежит в интервале (1.1, 4.4) мрад. Значение погрешности измерения относительных пространственных углов Θ пары a -частиц установленное в эксперименте не превышает 1.6 мрад.

IV.3 ИЗМЕРЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕР 8B

IV.3.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ВТОРИЧНОГО ПУЧКА И ФРАГМЕНТОВ

Подробности облучения эмульсии во вторичном пучке релятивистских ядер 8B с импульсом $P_0 = 2.0 \text{ А ГэВ/с}$ и анализ зарядовой топологии релятивистских фрагментов при диссоциации ядер 8B обсуждаются в [11,12]. Сложный зарядовый состав пучка не позволяет однозначно идентифицировать заряды первичных ядер Z_{pr} только по сумме зарядов фрагментов ΣZ_{fr} . Поэтому на всех следах пучковых ядер, вызывавших периферические взаимодействия с $\Sigma Z_{fr} > 2$, были выполнены измерения зарядов Z_{pr} методом счета числа δ -электронов N_d . Результаты определения зарядов на следах пучковых частиц, иллюстрирующие точность данного метода приведены на рис. IV.9 (сплошная гистограмма).

В распределении наблюдается достаточно отчетливое разделение ядер по зарядам, что позволяет получить соотношение в пучке ядер Li, Be, B и C равное $0.01 / 0.19 / 0.76 / 0.04$. Эти результаты совпадают с данными со сцинтилляционного монитора пучка. Тем же методом было получено распределение зарядов 75 вторичных фрагментов Z_{fr} (штриховая гистограмма на рис. IV.9). Наблюдается ожидаемое изменение распределения. Среднее значение $\langle N_d \rangle$ имеет линейную зависимость от квадрата заряда ядра Z_{pr}^2 (рис. IV.10).

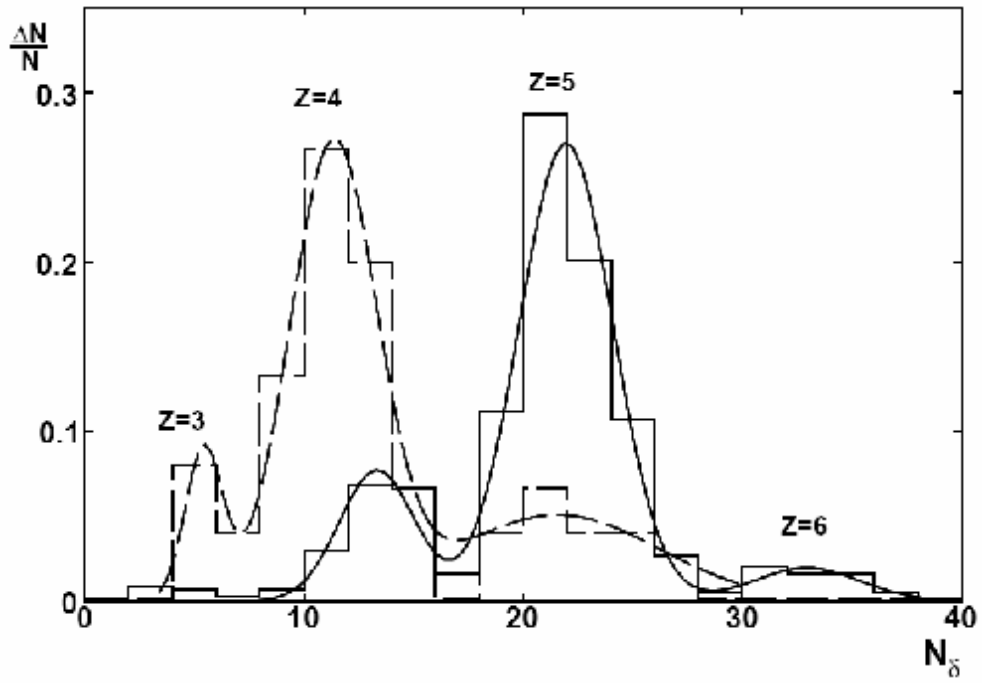


Рис. IV.9. Распределения по числу δ -электронов на 1 мм длины следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия, (440 событий, сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z > 2$ (75 событий, штриховая гистограмма). Кривые соответствуют аппроксимациям суммами функций Гаусса.

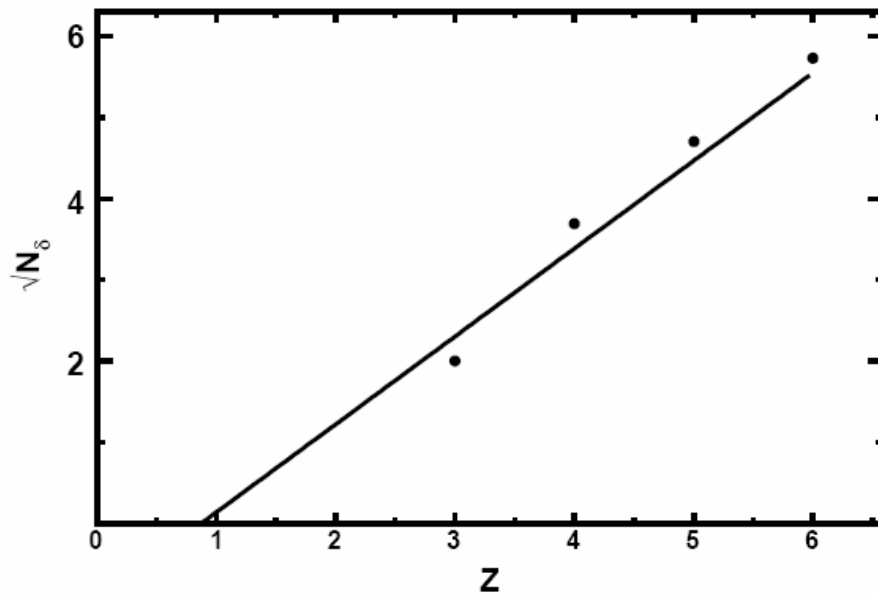


Рис. IV.10. Зависимость квадратного корня среднего числа δ -электронов на 1 мм длины следа $\langle N_\delta \rangle$ от идентифицированного заряда ядра Z_{pr} . Прямая линия проведена для удобства.

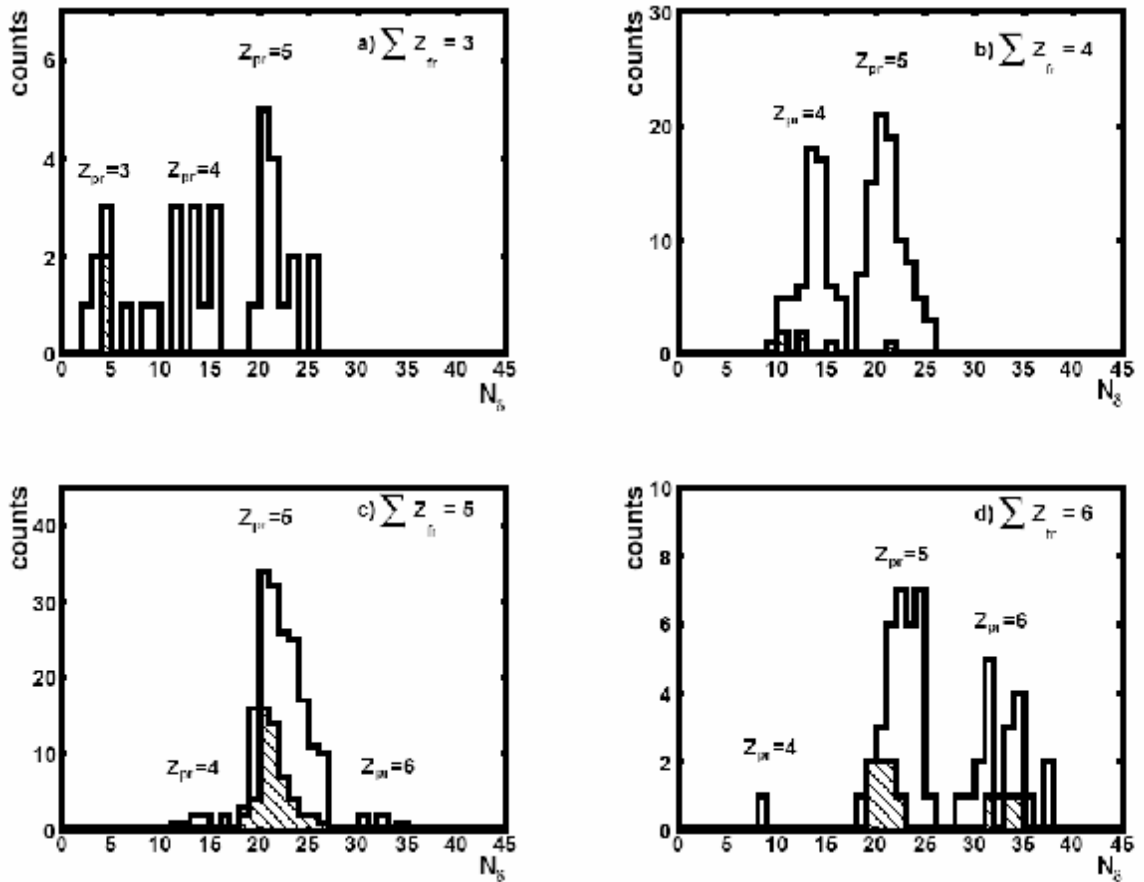


Рис. IV.11. Распределение по числу δ -электронов на 1 мм следов, давших изучаемые взаимодействия: а) взаимодействия с $\Sigma Z_{fr} = 3$; б) взаимодействия с $\Sigma Z_{fr} = 4$; в) взаимодействия с $\Sigma Z_{fr} = 5$; д) взаимодействия с $\Sigma Z_{fr} = 6$. Заштрихованная часть распределения соответствует статистике «белых» звезд.

Измерения зарядов сильноионизирующих релятивистских фрагментов и визуальное определение релятивистских фрагментов H и He позволяет проследить корреляцию между Z_{pr} и ΣZ_{fr} (рис. IV.11). Наблюдается заметная статистика событий удовлетворяющих условию $Z_{pr} = \Sigma Z_{fr} = 5$, т. е. событий с сохранением заряда в конусе фрагментации, как среди общей статистики периферических взаимодействий, так и среди «белых» звезд. Далее будут кратко рассмотрены особенности зарядовой топологии найденных событий.

IV.3.2 НАКОПЛЕНИЕ СТАТИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В эмульсии, облученной пучком описанного состава, было найдено 1070 взаимодействий ядер с зарядами $Z_{pr} \geq 3$ на общей длине следов $L = 143.996$ м. Средний пробег до взаимодействия составил $l = (13.5 \pm 0.4)$ см, что соответствует ожидаемому

на основе данных для ближайших кластерных ядер (рис. IV.12). Были отобраны 434 звезды периферической фрагментации N_{pf} , в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до 8° удовлетворяет условию $\Sigma Z_{fr} > 2$. Статистика N_{pf} была разделена на две группы события, сопровождающихся фрагментами ядра мишени или (и) рожденными мезонами N_{tf} и «белые» звезды N_{ws} . Сравнение этих групп позволяет отчетливее выявить особенности образования «белых» звезд.

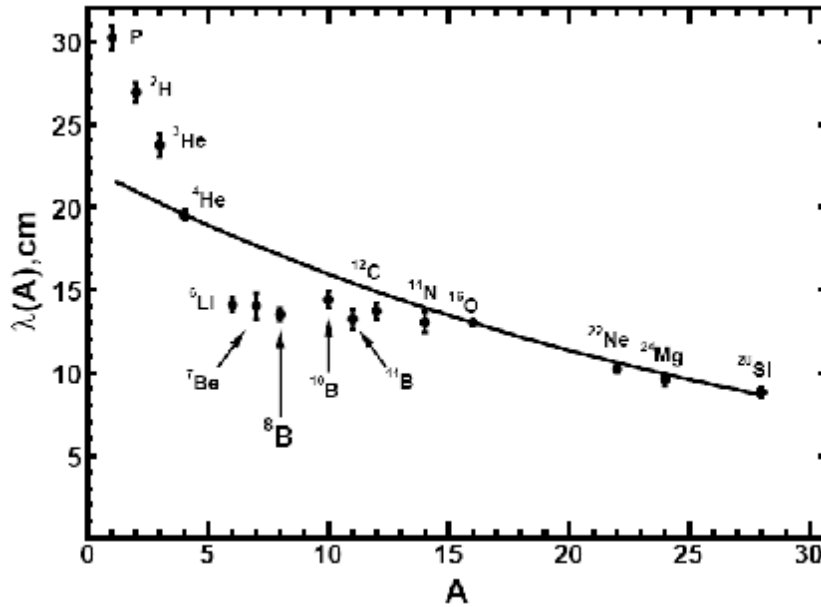


Рис. IV.12. Средняя величина свободного пробега $\lambda(A)$ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра A . Кривая – аппроксимация по геометрической модели.

Среди событий N_{pf} 320 взаимодействий имеют заряд первичного ядра $Z_{pr} = 5$ и суммарный заряд частиц, вылетающих внутри конуса 8° - $\Sigma Z_{fr} > 2$. Основной вклад дают события с $\Sigma Z_{fr} = 5$. Главное отличие в статистике событий N_{tf} и N_{ws} для этой группы проявляется в 2-частичном канале $\Sigma Z_{fr} = 4 + 1$, который интерпретируется как ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (пример на рис. В.2). Его доля резко возрастает при отборе «белых» звезд - с 13 % среди N_{tf} до 48 % для N_{ws} , что может быть связано с диссоциацией ядра 8B по каналу с наиболее низким порогом.

Среди событий с $\Sigma Z_{fr} = 5$, наблюдаются каналы $2He + H$ и $He + 3H$, составляющие $\approx 70\%$ для N_{tf} и $\approx 50\%$ для N_{ws} (пример на рис. В.3). Возможно, что среди прочих факторов это обстоятельство отражает и эффект пересечения границы протонной стабильности при фрагментации ядра ${}^8B \rightarrow {}^7B$ в реакциях срыва нейтрона, с образованием или без образования фрагментов мишени, и распадом 7B на состояния ${}^4He + 3p$ и ${}^2{}^3He + p$. В реакциях срыва нейтрона энергетический порог

не играет существенной роли, и эти состояния могут формироваться с сравнимой интенсивностью. Статистика из 87 событий N_{if} с $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$, позволяет оценить соотношение реакции срыва протона ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ и каналов с большей множественностью. Можно отметить весьма незначительную долю, которую они составляют в статистике $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$.

IV.3.3 ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ He и H

Несомненный интерес представляет полная идентификация фрагментов H и He ядра 8B методом измерения многократного рассеяния их импульсов. Импульсы фрагментов $p\beta c$ при использовании эмульсионного метода могут быть получены при измерении их многократного рассеяния, что является весьма трудоемкой процедурой. Разделение релятивистских изотопов водорода и гелия происходит на основе предположения, что фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному, т.е., массовое число фрагмента равно $A_{fr} \approx P_{fr}\beta c / P_0\beta c$. Тогда интерпретация события становится уникальной по детальности.

Для 26 однозарядных фрагментов из событий ${}^8B \rightarrow Be + H$ и $2He + H$ результаты измерений $p\beta c_H$ представлены на рис. IV.13. В этих событиях фрагмент H идентифицируется как протон. Распределение описывается одной функцией Гаусса со средним значением $\langle p\beta c_{1H} \rangle = 1.7 \pm 0.2$ ГэВ при $\sigma = 0.5$ ГэВ, что соответствует ожидавшимся для протонов значениям.

На рис. IV.14 приведено распределение измеренных $p\beta c_{He}$ для 24 случайно выбранных двухзарядных фрагментов (22 следа из событий - $2He + H$ и 2 следа из событий $He + 3H$), удовлетворительно описываемых суммой двух нормальных распределений. Параметры аппроксимирующих функций соответствуют ожидаемым значениям для релятивистских изотопов 3He и 4He и равны $\langle p\beta c_{3He} \rangle = 4.6 \pm 0.2$ ГэВ при $\sigma = 0.6$ ГэВ и $\langle p\beta c_{4He} \rangle = 7.1 \pm 0.3$ ГэВ при $\sigma = 0.9$ ГэВ, соответственно. Распределение указывает на примерно равное соотношение изотопов 3He и 4He , что также ожидалось для ядра 8B . Средние значения $p\beta c$ для 1H , 3He , 4He проявляют приблизительно пропорциональны кратность массовому числу фрагмента A_{fr} , а значения σ позволяют разделить указанные изотопы.

В 4 событиях $2He + H$ удалось измерить $p\beta c$ всех 3-х треков. Из них 3 идентифицированы как ${}^4He + {}^3He + {}^1H$ (это события типа «белая» звезда, события с фрагментами $n_b = 1$ и $n_g = 1$, а также $n_b = 5$), одно – как ${}^3He + {}^3He + {}^1H$ (с фрагментом

$n_g = 1$). Очевидно, что все они соответствуют предположению о диссоциации именно ядра 8B .

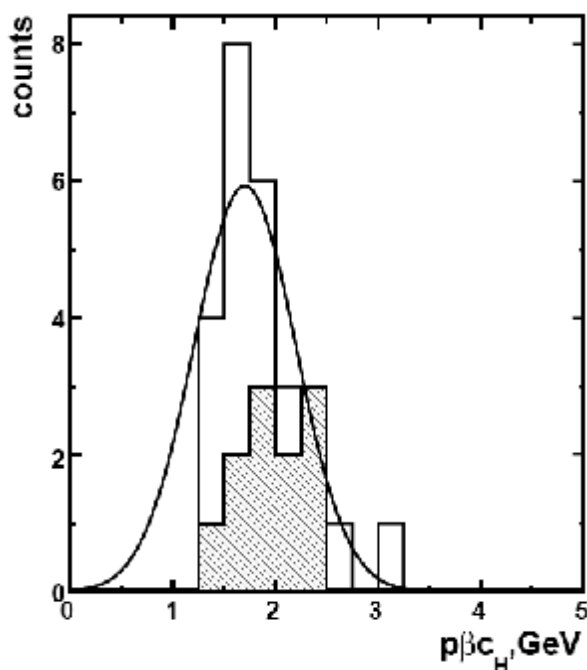


Рис. IV.13. Распределение однозарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$ в каналах диссоциации $Be + H$ (15 следов в «белых» звездах) и $2He + H$ (11 следов, в том числе 5 следов в «белых» звездах). Заштрихованная часть гистограммы относится к каналу $2He + H$; сплошная линия соответствует аппроксимирующей функции Гаусса, максимум которой расположен при 1.7 ГэВ.

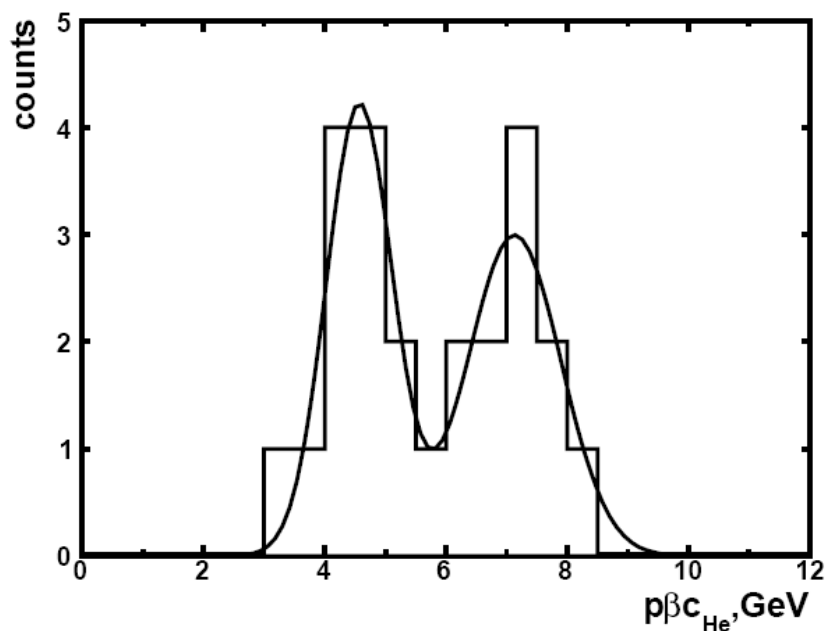


Рис. IV.14. Распределение двухзарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух функций Гаусса.

Таким образом, представленные результаты измерения $p\beta c$ подтверждают идентификацию первичного изотопа как ядра 8B , а также демонстрируют возможности метода для полной идентификации систем фрагментов H и He , зарегистрированных в условиях, приемлемых для измерений.

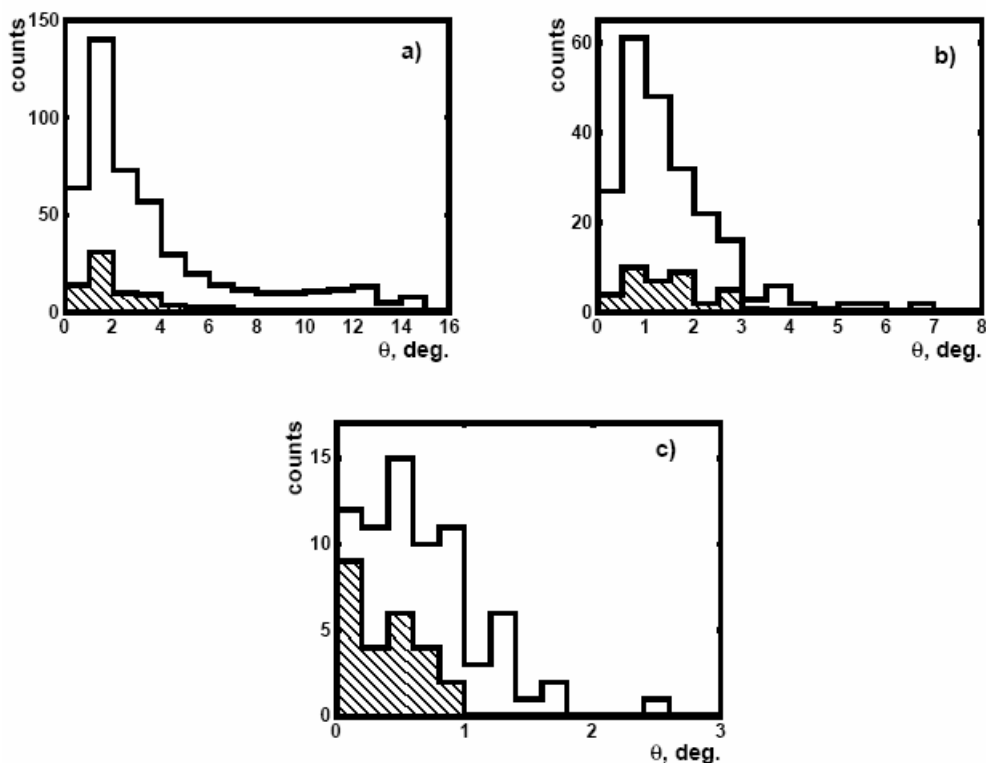


Рис. IV.15. Распределения по полярному углу q (градус) для фрагментов с $Z_{fr} = 1$ (а, 479 следов), $Z_{fr} = 2$ (б, 224 следа) и $Z_{fr} > 2$ (с, 72 следа). Заштрихованная часть гистограммы соответствует вкладу «белых» звезд.

IV.3.4. АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ

На рис. IV.15 для событий N_{pf} приведены распределения измеренных полярных углов вылета θ релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1, 2$ и $Z_{fr} > 2$. Для частиц с $Z_{fr} = 1$ (рис. IV.15 а) углы вылета измерены вплоть до $\theta \leq 15^\circ$. Максимальный угол анализируемых фрагментов $Z_{fr} = 1$ выбран 8° , чтобы исключить вклад протонов-участников. Углы фрагментов $Z_{fr} = 2$ ограничены условием $\theta \leq 6^\circ$ (рис. IV.15 б), а фрагментов с $Z_{fr} > 2$ - $\theta \leq 3^\circ$ (рис. IV.15 в). Благодаря отсутствию ограничений связанных с аксептансом, эти измерения могут быть полезными при планировании последующих экспериментов.

IV.4. ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ ТЕХНИКИ ИЗМЕРЕНИЙ НА МИКРОСКОПАХ

Успех в современном физическом эксперименте, в основе которого лежит методика ядерных фотографических эмульсий, невозможен без обеспечения автоматизации сканирующих и измерительных процедур. На рис. IV.16 схематично представлена структура деятельности лаборанта измерителя, работающего с эмульсиями. Независимо от вида деятельности при работе на микроскопе всегда присутствуют два обязательных этапа связанные с подготовкой микроскопа и эмульсий к измерениям. Существенного выигрыша во времени данные этапы дать не могут. Наибольший интерес представляет собой рассмотрение самой процедуры измерения, анализ которой, с точки зрения выполняемых лаборантом действий, позволяет сделать вывод. Не внося существенных изменений в устройство оптического измерительного микроскопа, существенно можно повысить производительность измерений, автоматизируя запись результатов.

Например, процедура идентификации изотопов Н и Не по измерениям многократного рассеяния заключается в следующем. Через равные участки длины величиной t (называемые ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси ОУ (x_i). Первые разности, $S_i = y_i - y_{i+1}$, дают для заданной ячейки t наклоны хорд. Вторые разности координат $D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}$, которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Средняя величина модуля отклонения $|D|$ обратно пропорциональна импульсу частицы. Задача заключается в обеспечении возможности автоматической записи координат y по команде оператора.

Другой процедурой измерения нуждающейся также в автоматизации является процедура измерения углов. Задача схожая обеспечение автоматического фиксирования (записи) координат x, y, z , по команде оператора измерителя. Фактически требуется создать систему, фиксирующую по команде оператора, координаты перемещения винтов микроскопа, позволяющую проводить установку начала отсчета, обеспечивающую точность измерения 0.1, 0.1, 1 мкм для координат z, y, x соответственно и позволяющую сохранять результаты в текстовом файле для последующего его анализа.

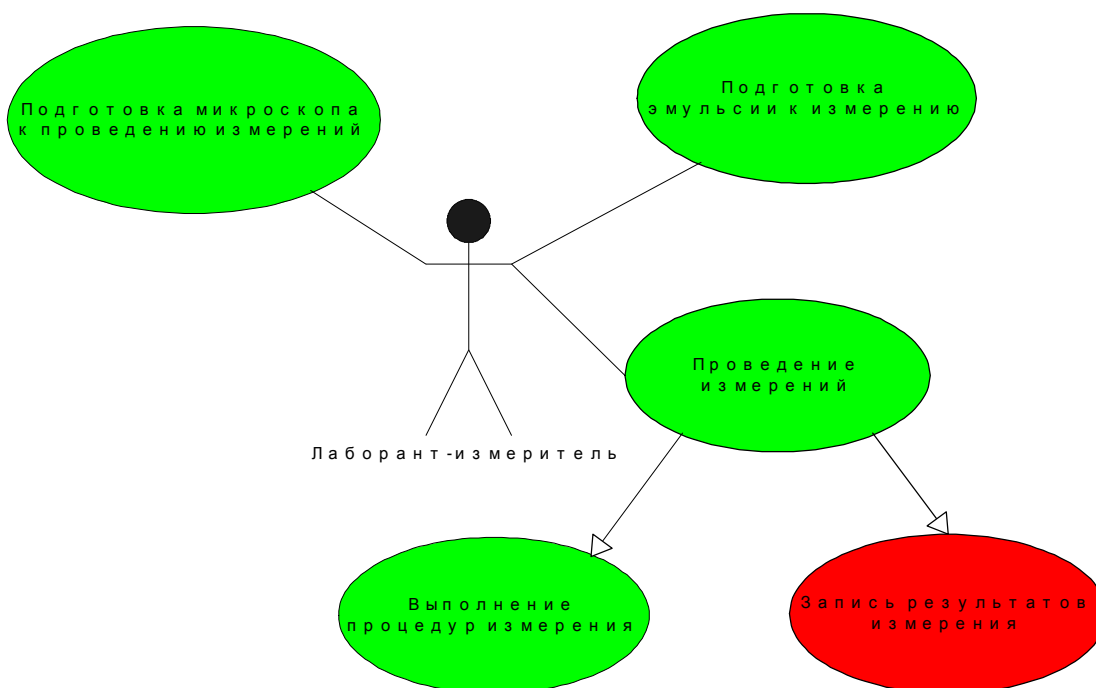


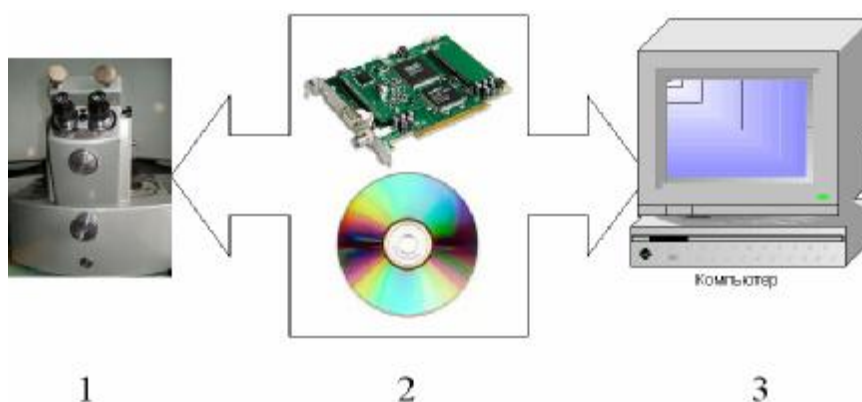
Рис. IV.16. Графическое представление структуры деятельности лаборанта-измерителя при работе на микроскопе.

Чем вызвана необходимость автоматизации? Согласно правилам GOMS расчета работы пользователя ПК см., например ссылку (http://www.promsoft.ru/index.php?action=topics&page_id=1316). Наибольшее время требуют операции «Продолжительность выбора действия – 1.2 сек». Сколько действий выполняет лаборант-измеритель при измерении многократного рассеяния (предполагая те же временные рамки):

1. проверка правильности установки X (осознание проведенного изменения);
2. осознание изменения фокуса на следе (Z);
3. выбор винта для фокусировки;
4. осознание наличия изменения положения по Y;
5. выбор винта для сопоставления трека – шкалка;
6. осознание необходимости фиксации изменения;
7. проверка правильности установки X;
8. переключение на шкалки;
9. выбор соответствующей шкалы;
10. запоминание значения;
11. обращение к листку бумаги;
12. выбор положения (строчки для записи), поиск и фиксация пишущего инструмента;
13. проверка правильности установки X;

14. сравнение с предыдущим значением X;
15. запись;
16. осознание своих дальнейших действий;
17. выполнение следующего действия;

Нетрудно видеть, что автоматизация позволит исключить пункты (5, 8, 9, 10, 11, 12, 15), т.е. в среднем позволит сэкономить 8.4 с на измерении 1 точки, или 1680 с (28 мин.) на измерении 200 точек на следе длиной в 2 мм. Оценка времени, конечно же, является приблизительной. Но исключение 7 операция будет способствовать снижению утомляемости, а, следовательно, позволит повысить производительность измерений многократного рассеяния. Аналогичные рассуждения и оценки можно провести и для угловых измерений.



Разработка заключается в создании связующего элемента (2) **рисунок 2** включающего некоторую физическую реализацию АЦП (интерфейс шины PCI, или др.) и необходимое для работы программное обеспечение (драйверы, консольные утилиты, библиотеки для возможности интеграции измерительного комплекса и вычислительных процедур). В качестве датчиков перемещения винтов предполагается использовать преобразователи угловых перемещений ВЕ 178А5Н, ВЕ178АН.

Приблизительная оценка стоимости проекта. В зависимости от изготовителя и вариации требований стоимость изготовления такой системы может составлять приблизительно 360-400 тыс. руб.

Комментарии: работа 3 человек в течении 1 месяца при условии последовательного выполнения работ (архитектора-разработчика, инженера-схемотехника, программиста) и того 3 месяца, составляет приблизительно 25 % от стоимости затрат по проекту в коммерческих организациях, следовательно $3 \cdot 30000 / 0.25 = 360000$ руб.

Глава V

Накопление статистики взаимодействий ядер ^{9}C

V.1 Статус первичного поиска событий на февраль 2008 г.

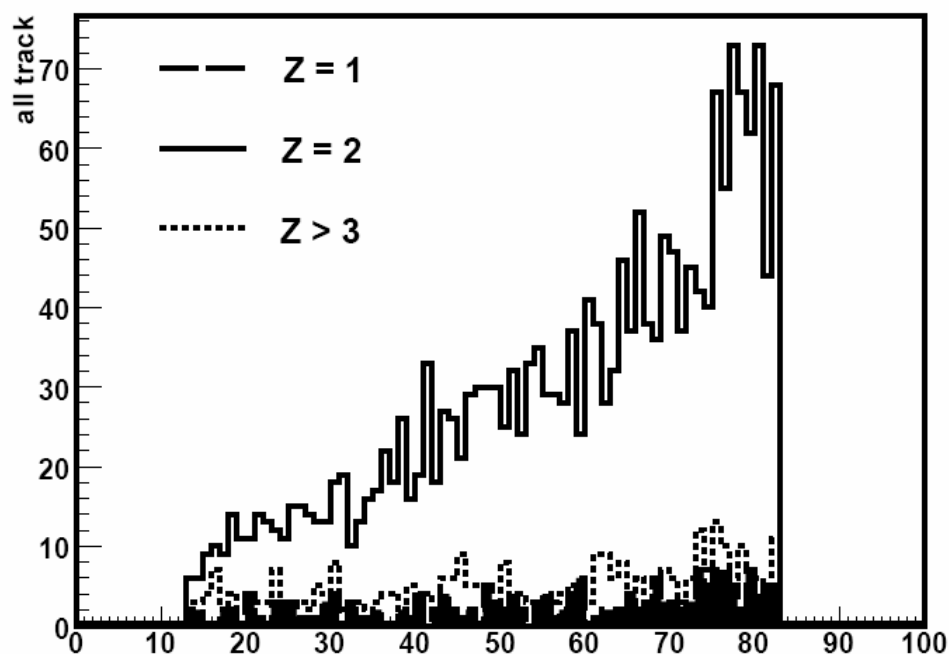


Рис. V.1. Горизонтальный профиль вторичного пучка на входе в эмульсионную стопку при настройке на отношение $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Представлены распределения для частиц с $Z_{pr} = 2$, $Z_{pr} = 1$ и $Z_{pr} > 2$. По оси абсцисс указаны номера ячеек соответствующие шагу разбиения 1 мм.

В фотоэмульсионной группе имеется 19 пластинок, облученных в пучке ядер ^{9}C с небольшой примесью ядер ^{8}B согласно описанию в параграфе III.4. Получено распределение профиля пучка для ядер с различным зарядом (рис. V.1 - 4). Для построения профиля пучка область просмотра была выбрана следующим образом. От левого края пластинки отступили 14 мм (или 14 квадратов); от правого края пластинки не просмотрено 10 мм (или 10 квадратов). Между этими краевыми областями фиксировались все входящие в эмульсионную пластину следы частиц. Наблюдается доминирование следов ядер He . Профиль отражает влияние магнитного поля последнего отклоняющего магнита.

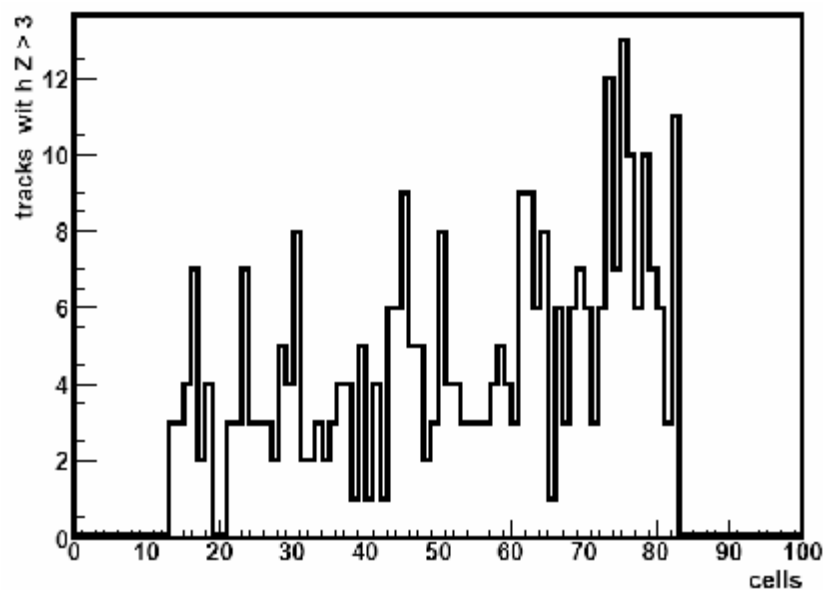


Рис. V.2. Горизонтальный профиль вторичного пучка на входе в эмульсионную стопку при настройке на отношение $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Представлены распределения для частиц с $Z_{pr} > 2$. По оси абсцисс указаны номера ячеек соответствующие шагу разбиения 1 мм.

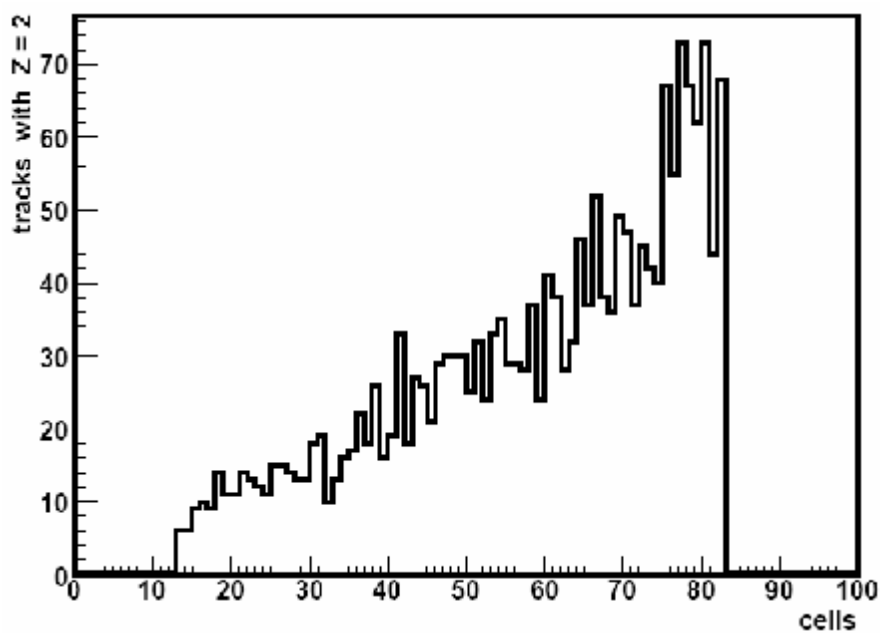


Рис. V.3. Горизонтальный профиль вторичного пучка на входе в эмульсионную стопку при настройке на отношение $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Представлены распределения для частиц с $Z_{pr} = 2$. По оси абсцисс указаны номера ячеек соответствующие шагу разбиения 1 мм.

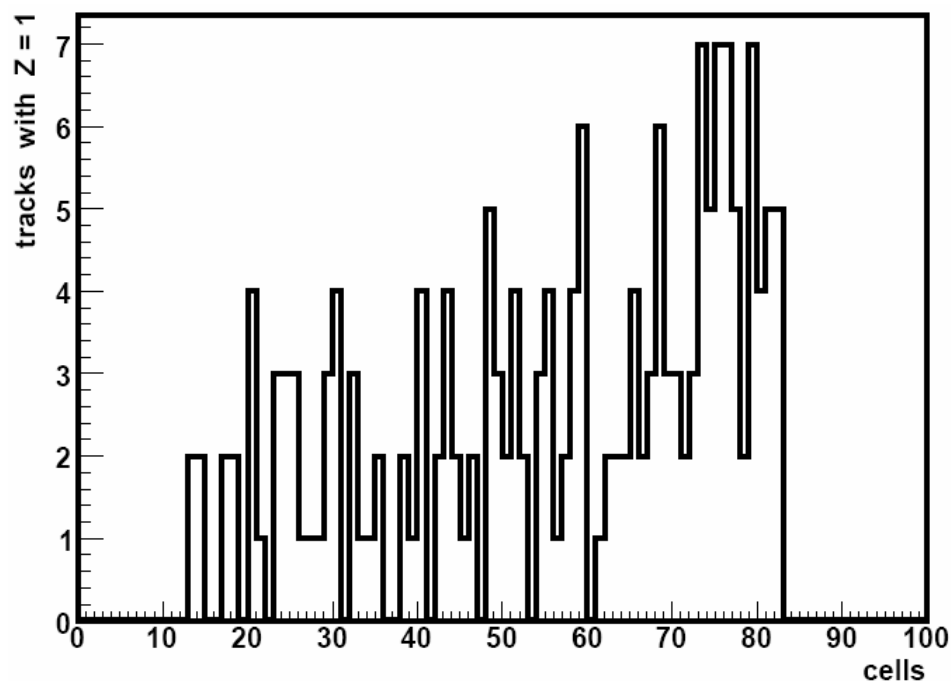


Рис. V.4. Горизонтальный профиль вторичного пучка на входе в эмульсионную стопку при настройке на отношение $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Представлены распределения для частиц с $Z_{pr} = 2$. По оси абсцисс указаны номера ячеек соответствующие шагу разбиения 1 мм.

Приведем в качестве примера данные по отдельным пластинам. В пластине № 7 было зафиксировано 103 следа частиц с зарядом $Z = 1$, 2235 следов частиц с зарядом $Z = 2$, 338 следов частиц с зарядом $Z > 3$; в № 9 - 194 следа частиц с зарядом $Z = 1$, 2210 следов частиц с зарядом $Z = 2$, 340 следов частиц с зарядом $Z > 3$; в № 11 - 173 следа частиц с зарядом $Z = 1$, 1966 следов частиц с зарядом $Z = 2$, 319 следов частиц с зарядом $Z > 3$.

К марту 2008 г. просмотрено 11 пластинок. Всего на длине 142.9 м найдено 1035 звезд (${}^9C + {}^8B$), и просмотр продолжается. Осталось просмотреть ещё 8 пластинок. В среднем на просмотр одной пластинки требуется полтора месяца работы одного лаборанта. Таким образом, на просмотр оставшихся пластинок требуется ≈ 1 год работы одного лаборанта. Дальнейшие измерения, включающие в себя измерения углов, измерение углов многократного рассеяния следов и зарядов на первичных и вторичных треках с учетом работы разных измерителей составляют в среднем 15-20 звезд в месяц. Учитывается то обстоятельство, что измерения зарядов и углов многократного рассеяния производятся не во всех звёздах подряд, а только прошедшие отбор по измерениям углов.

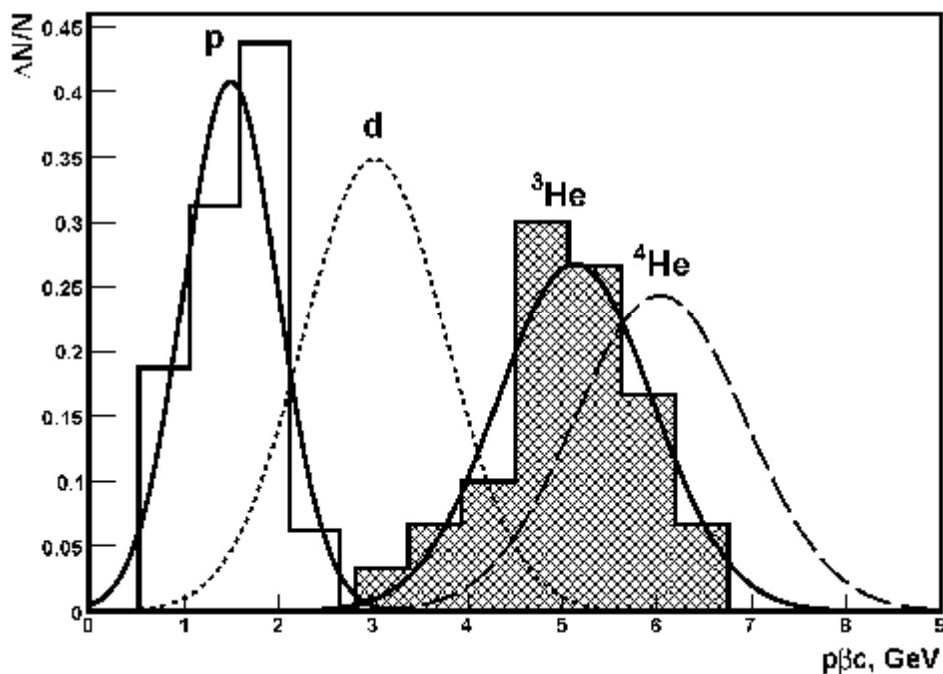


Рис. V.5. Распределение одно- и двухзарядных частиц по измеренным значениям $p\beta c$.

V.2 Калибровка измерений многократного рассеяния

На **рис. V.5** приведены результаты измерения величины $p\beta c$ для небольшого числа следов ядер H и He выполненные в целях калибровки будущих измерений. Заштрихованная часть гистограммы соответствует нормированному на число событий распределению величины $p\beta c$ для двухзарядных частиц первичного пучка. Максимум аппроксимирующей функции Гаусса для этого распределения расположен при (5.1 ± 0.9) ГэВ. Поскольку, начальный импульс равен 1.85 ГэВ/с, то можно сделать вывод о том, что двухзарядные изотопы первичного пучка соответствуют ядра 3He .

Незаштрихованная часть гистограммы соответствует распределению величины $p\beta c$ для протонов вторичного пучка в «белых» звездах фрагментации $C \rightarrow B + H$ и $C \rightarrow Be + 2H$, которые из-за присутствия тяжелого фрагмента должны относиться к изотопу 9C и вести к образованию только протонов. При идентификации однозарядных фрагментов вторичного пучка не обнаружено указания на заметную примесь одного дейтрона, это отражено на гистограмме отсутствием пика в районе 3 ГэВ. На основе данных о распределении величины $p\beta c$ для протонов и 3He **рис. V.5** изображено предполагаемое распределение $p\beta c$ для дейтронов и ядер 4He .

Таблица V.1. Распределение по зарядовой топологии взаимодействий наиболее периферического типа («белые» звезды) N_{ws} для первичных треков с зарядами $Z_{pr} = 4-7$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер 9C .

ΣZ_{fr}	Fragment Charge, Z_{fr}						N_{ws}
	6	5	4	3	2	1	
$Z_{pr} = 7$							
7	-	-	-	-	1	5	1
7	-	-	-	-	2	3	2
$Z_{pr} = 6$							
6	-	1	-	-	-	1	4
6	-	-	1	-	-	2	3
6	-	-	-	-	3	-	2
6	-	-	1	-	1	-	1
6	-	-	-	1	1	1	1
6	-	-	-	-	1	4	4
6	-	-	-	-	2	2	6
6	-	-	-	-	-	6	2
$Z_{pr} = 5$							
5	-	-	1	-	-	2	1
5	-	-	1	-	-	1	2
5	-	-	-	-	1	3	2
5	-	-	-	-	2	1	1
$Z_{pr} = 4$							
4	-	-	-	-	1	2	3

V.3 Накопленная статистика «белых» звезд

«Белые» звезды составляют всего несколько процентов от неупругих взаимодействий. Однако, по ясности интерпретации они могут быть названы и «золотыми». В **таблице V.1** приведена их статистика, накопленная на 5 полностью просмотренных пластинах.

На **рис. V.6** представлен зарядовый состав первичных ядер и фрагментов из событий $\Sigma Z_{fr} = 6$. Можно видеть, что все события образованы пучковыми следами с $Z_{pr} = 6$. Наличие в 8 событиях фрагментов с $Z_{fr} = 4$ и 5 сопровождаемых идентифицированными протонами практически однозначно интерпретируется как каналы ${}^8B - p$ и ${}^7Be - p - p$, соответствующие диссоциации 9C по наиболее низким порогам. Остальные моды требуют достаточно трудоемких измерений. Тем не менее, приблизительная оценка состоит в том, что не менее 30 % от ядер углерода в пучке составляет изотоп 9C . Можно констатировать, что группа ОИЯИ ведущая анализ

этого облучения имеет предпосылки получения результатов по взаимодействиям ядер ^{12}C в эмульсии.

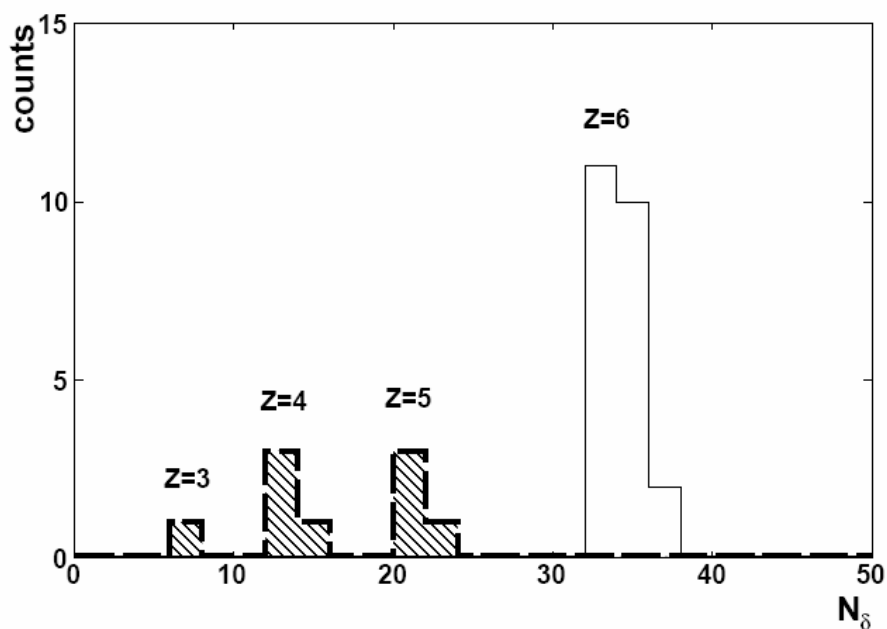


Рис. V.6. Распределения по числу δ -электронов на 1 мм длины следов пучковых частиц (23 следа), давших изучаемые взаимодействия типа «белая» звезда, (сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z > 2$ (9 событий штриховая гистограмма).

Глава VI

Перспективы исследований периферической фрагментации тяжелых ядер (вместо заключения)

Можно надеяться, что решение поставленных в проекте задач по исследованию структуры периферических взаимодействий легких ядер позволит на новом уровне понимания обратиться к этим процессам для тяжелых ядер. Сотрудничество располагает слоями ядерной эмульсии, облученными в пучках релятивистских ядер ^{28}Si , ^{32}S , ^{56}Fe , ^{197}Au и ^{207}Pb . В институтах, сотрудничающих с ОИЯИ, систематически ведется накопление и анализ статистики событий периферического типа. Во всех перечисленных ядрах наблюдаются диссоциация вплоть до изотопов H и He в событиях типа «белая» звезда. Такая степень мультифрагментация может вести к важным последствиям при интерпретации данных по физике космических лучей ультравысоких энергий.

Астрофизическое значение этих наблюдений состоит в следующем. Микроскопические условия при мультифрагментации ядер близки к условиям при коллапсе в сверхновых. Наши наблюдения позволяют косвенным образом подтвердить возможность коллапса водородно-гелиевой плазмы в ядра Fe и более тяжелые ядра.

Отметим фундаментальную и прикладную важность изучения множественной фрагментации ядер Au или Pb в легкие ядра. Легкие ядра, как известно, характеризуются примерно равным соотношением протонов и нейтронов. Поэтому при периферической множественной фрагментации ядер Au могут высвободиться порядка 20 нейтронов, которые не испытывают кулоновского отталкивания и могут даже формировать короткоживущие состояния (полинейтроны). Их одновременное детектирование и анализ как целостных систем достигим только методами физики высоких энергий.

В этом отношении можно рассчитывать, что и далее будет решаться традиционная задача метода ядерных эмульсий: на ограниченной статистике периферических взаимодействий планируется наметить основные контуры картины, которые могут сориентировать будущие эксперименты с высокой сложностью и разнообразием детекторов. При этом возможно извлечение неискаженной и уникальной по полноте информации о периферических взаимодействиях, структурных особенностях исследуемых ядер и наблюдение новых

мод распада из несвязанных возбужденных состояний.

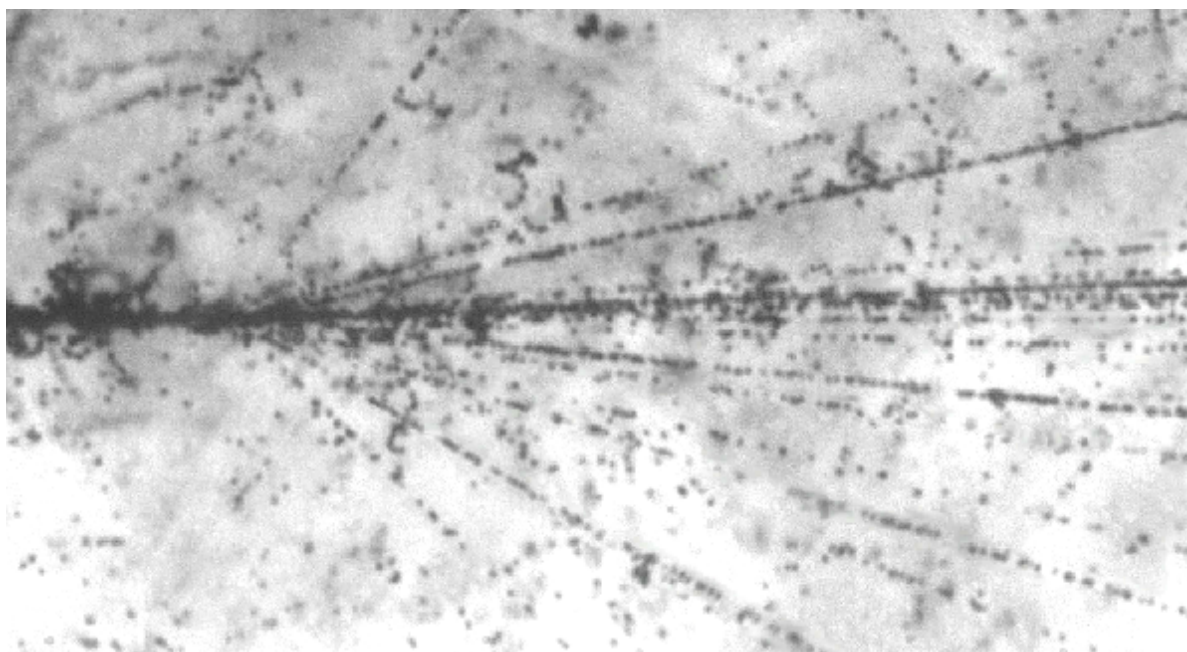


Рис. VI.1. Микрофотография события периферической фрагментации ядра ^{56}Fe с энергией $1A$ ГэВ в эмульсии без образования фрагментов ядра мишени. Облучение эмульсии выполнено на нуклотроне ОИЯИ.

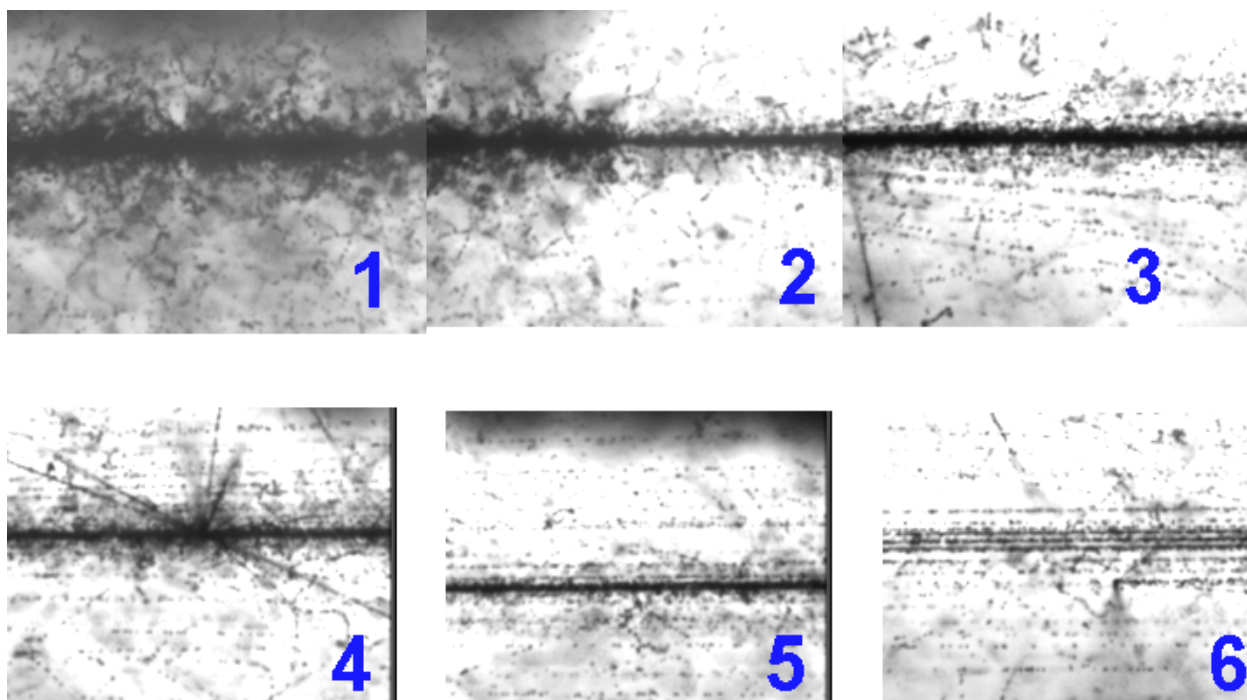


Рис. VI.2. Микрофотография события периферической фрагментации ядра ^{207}Pb с энергией $150A$ ГэВ в эмульсии без образования фрагментов ядра мишени. Облучение эмульсии выполнено на ускорителе SPS (ЦЕРН). На кадрах 1, 2, 3 видны след первичного ядра, вершина взаимодействия (резкое снижение ионизации) и расходящиеся треки. На кадре 4 видна вершина неупругого взаимодействия одного из фрагментов. На кадре 6

примерно в 3 см от вершины видно полное разделение следов.

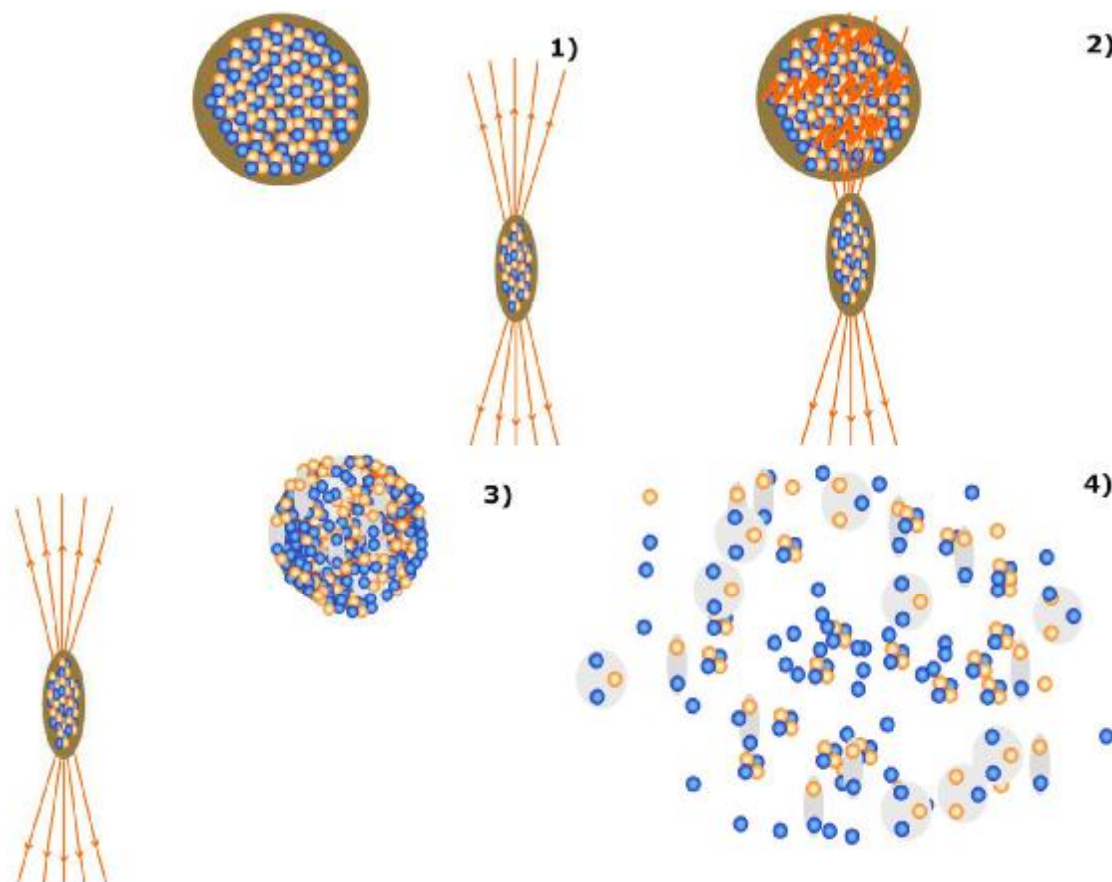


Рис. VI.3. Сценарий последовательных этапов наиболее периферической множественной фрагментации тяжелого ядра (*Au* или *Pb*) в электромагнитном поле ядра мишени в релятивистской области относительных скоростей. Ядра сближаются с прицельным параметром большим их радиусов (1). Пересечение электромагнитного поля ядра мишени ведет к поглощению нескольких виртуальных фотонов и возбуждению тяжелого ядра (2). Тяжелое ядро переходит в фазу из легчайших ядерных фрагментов и нуклонов (3). Наконец происходит распад системы (4).

Наш эксперимент может привести к наблюдениям, которые трудно будет повторить в других центрах и другими методами на обозримую перспективу. Поэтому, важно сохранить методическую культуру анализа ядерных взаимодействий в эмульсии. Необходимо на более простых задачах подготовить специалистов, способных решать столь сложную задачу как анализ множественной фрагментации тяжелых релятивистских ядер в десятки треков. Сам метод ядерной эмульсии заслуживает обновления, без изменения в принципах детектирования, с тем, чтобы увеличить скорость поиска по первичным следам (в контексте настоящего проекта) достаточно редких событий периферической диссоциации.

Список литературы

- [1] T. Aumann, «*Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei*», Eur. J. Phys. A26, 441 (2005).
- [2] Веб-сайты Сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ <http://becquerel.jinr.ru/> и или <http://becquerel.lhe.jinr.ru>.
- [3] Н. П. Андреева, ..., Р. Станоева, ..., «*Топология «белых» звезд в релятивистской фрагментации легких ядер*», ЯФ 68 №3, 484 (2005); перевод на англ. яз. N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl. 68, 455 (2005); arXiv:nucl-ex/0605015v2
- [4] V.Efimov, Phys. Lett., B32, 563(1970).
- [5] F. Nunes, C. R. Physique 4, 489(2003).
- [6]. P. Schuck, H. Horiuchi, G. Ropke, and A. Tohsaki, C. R. Physique 4, 537(2003).
- [7] M. I. Adamovich *et al.*, JINR Communication E1-10838, Dubna, 1977.
- [8] А. Марин и др., Ядерная физика 32, 1387(1980).
- [9] У. А. Абдуразакова, Р. А. Бондаренко, У. Г. Гулямов, Г. М. Чернов, Ядерная физика 39, 272(1984).
- [10] В. В. Белага и др., Ядерная физика 58, 2014(1995); V. V. Belaga *et al.*, Phys. At. Nucl. 58, 1905(1995).
- [11] В. В. Белага и др., Письма в ЖЭТФ 62, 385(1995); V. V. Belaga *et al.*, JETP Lett. 47, 395(1995).
- [12] А. И. Бондаренко и др., Ядерная физика 61, 263(1998); A. I. Bondarenko *et al.*, Phys. At. Nucl. 61, 214(1998).
- [13] Н. П. Андреева и др., Сообщение ОИЯИ P1-85-692, Дубна, 1986; N. P. Andreeva *et al.* JINR Communication P1-85-692, Dubna, 1988 (in Russian).
- [14] M. Karabova *et al.* Acta Phys.Slov. 36, 238(1986).
- [15] Н. П. Андреева и др., Ядерная физика 47, 157(1988); N.P. Andreeva *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys.47, 102(1988).
- [16] Н. П. Андреева и др., Письма в ЖЭТФ 47, 20(1988); N.P. Andreeva *et al.*, JETP

- Lett. 47, 23(1988).
- [17] A. El-Naghy *et al.*, *J. Phys. G* 14, 1125(1988).
- [18] A. El-Naghy *et al.*, *JINR Communication P1-85-547*, Dubna, 1988.
- [19] A.I. Bondarenko, V. V. Rusakova, Dzh. A. Salomov, G. M. Chernov, *Sov. Phys. J* 34, N5, 400(1991).
- [20] С. А. Краснов и др., Сообщение ОИЯИ P1-88-252, Дубна, 1988; S. A. Krasnov *et al.* *JINR Communication P1-85-252 (in Russian)*, Dubna, 1988.
- [21] Б. У. Амеева и др., *Ядерная физика* 51, 524(1990); B. U. Ameeva *et al.* *Sov. J. Nucl. Phys.* 51 334(1990).
- [22] M. I. Adamovich *et al.* *Z. Phys. A*351, 311(1992).
- [23] M. I. Adamovich *et al.* *Z. Phys. C*55, 235(1992).
- [24] Н. П. Андреева и др. *Ядерная физика* 59, 110(1996); N. P. Andreeva *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 59, 102(1995).
- [25] Ф. Г. Лепехин и др. *Ядерная физика* 58, 881(1995); F. G. Lepekhin *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 58, 816(1995).
- [26] F. G. Lepekhin *et al.* *Eur. Phys. J. A*1, 137(1998).
- [27] М. И. Адамович и др., *Ядерная физика* 62, 1461(1999); M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 62, 1378(1999).
- [28] M. I. Adamovich *et al.*, *Part. Nucl. Lett.* 110, 29(2003); e-rint Archive: nucl-ex/0206013.
- [29] V. Bradnova *et al.*, *Few-Body Systems Suppl.* 14, 241 (2003).
- [30] В. Браднова и др., *Ядерная физика* 66, 1694(2003); M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 67, 1646(2003).
- [31] М. И. Адамович и др., *Ядерная физика* 67, 533(2004); M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 67, 514(1995).
- [32] G. Baroni *et al.*, *Nucl. Phys. A* 516, 673(1990).
- [33] G. Baroni *et al.*, *Nucl. Phys. A* 540, 646(1992).
- [34] G. Baur and H. Rebel, «*Coulomb dissociation studies as a tool for nuclear astrophysics*», *J. Phys. G*: 20, 1(1994).
- [35] G. Baur and H. Rebel, «*Coulomb breakup of nuclei-applications to astrophysics*»,

- Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46, 321(1996).
- [36] G. Baur, K. Hencken, and D. Trautmann, «*Electromagnetic dissociation as a tool for nuclear structure and astrophysics*», Prog. Part. Nucl. Phys. 51, 487 (2003); arXiv: nucl-th/0304041.
- [37] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, and H. H. Wolter, «*The Past and future of Coulomb dissociation in hadron and astrophysics*», arXiv: nucl-th/0008033.
- [38] G. Baur and S. Typel, «*Coulomb dissociation, a tool for nuclear astrophysics*», arXiv: 0705.3307.
- [39] D. L. Olson et al., «*Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei*», Phys. Rev. C 24, 1529 (1981).
- [40] D. Cordina-Gil et al., «*Nuclear and Coulomb break up of ^8B* », Nucl. Phys. A 720, 3 (2003).
- [41] M. H. Smedberg et al., «*New results on the halo structure of ^8B* », Phys. Lett. B 452, 1 (1999).
- [42] J. Engelange et al., Phys. Lett. B, 173 34(1986).
- [43] N. Iwasa et al., «*Measurement of the Coulomb dissociation of ^8B at 254 MeV/nucleon and ^8B solar neutrino flux*», Phys. Rev. Lett. 83, 2910 (1999).
- [44] E. Le Gentil et al., NIM A 562, 743 (2006).
- [45] T. Nakamura et al., NIM A 556, 80 (2006).
- [46] Т. В. Щедрина, В. Браднова, А. Вокалова, С. Вокал, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, М. Хайдук, С. П.Харламов, М. М. Чернявский, «*Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоземлюсии*», Ядерная физика, 70 №7, 1271 (2007); перевод на англ. яз. Т. V. Shchedrina et al., Phys. At. Nucl., 70, 1230 (2007); arXiv:nucl-ex/0605022.
- [47] N. P.Andreeva, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M.Chernyavsky, A. Sh. Gaitinov, N. A. Kachalova, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, S. G. Gerasimov, L. A. Goncharova, V. G. Larionova, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, T. V. Shchedrina, E. Stan, R. Stanoeva, I. Tsakov, S. Vokal, A. Vokalova, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, «*Clustering in light nuclei in fragmentation above 1A GeV*», Eur. Phys. J. A27 S1 295(2006), arXiv:nucl-ex/0604003.

- [48] D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, «*Clustering features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B nuclei in relativistic fragmentation*», I AIP Conf. Proc. 912, 78 (2007); arXiv: 0704.0384.
- [49] Д. А. Артеменков, В. Браднова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, М. М. Чернявский, П. А. Рукояткин, Р. Станоева, В. В. Русакова, Е. Стан, М. Хайдук, С. П. Харламов, И. Цаков, Т. В. Щедрина, «*Особенности фрагментации ^9Be в 2He при энергии 1.2 А ГэВ*», Ядерная физика, 70 №7 1222 (2007); перевод на англ. яз. D. A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., 70, 1226 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.
- [50] Н. Г. Пересадько, Ю. А. Александров, В. Браднова, С. Вокал, С. Г. Герасимов, В. А. Дронов, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, В. Г. Ларионова, А. И. Малахов, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, С. П. Харламов, В. Н. Фетисов, «*Каналы фрагментации релятивистских ядер ^7Be в периферических взаимодействиях*», Ядерная физика, 70 №7 1226 (2007); перевод на англ. яз. D. A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., 70, 1266(2007); arXiv:nucl-ex/0605014.
- [51] Р. Станоева, В. Браднова, С. Вокал, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Е. Стан, М. Хайдук, С. П. Харламов, И. Цаков, Т. В. Щедрина, «*Периферическая фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной эмульсии*», Ядерная физика, 70 №7 1255 (2007); перевод на англ. яз. R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl., 70, 1216 (2007); arXiv:nucl-ex/0605013v3.
- [52] P. A. Rukoyatkin, L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, «*Beams of relativistic nuclear fragments at the Nuclotron accelerator facility*»; Czechoslovak Journal of Physics, Supplement C, Vol. 56, C379 (2006).

Приложение

Особенности использования фотоэмульсии для детектирования реакций с релятивистскими ядрами

П.1. Состав эмульсии БР-2

Современные экспериментальные методы ядерной физики, разработанные на основе электроники, обладая преимуществами в накоплении большой статистики актов взаимодействия, успешно применяются для исследований. Однако, они являются малоэффективными и уступают трековым прибором в получении детальной информации о картине ядро-ядерных взаимодействий. При исследовании неупругих взаимодействий при высоких энергиях значительную роль играет метод ядерной эмульсии, который с одинаковым успехом применяется как в области космических лучей, так и в области энергий, достижимых на ускорителях. Методика ядерных эмульсий всегда обеспечивала обзорные наблюдения по физике микромира благодаря высокой достоверности наблюдаемых событий, прекрасному пространственному разрешению и максимально полной наблюдаемости следов заряженных частиц. В ряде важных случаев она позволяет измерять импульсы и идентифицировать частицы. Именно она представляется эффективным способом для изучения процессов релятивистской фрагментации благодаря высокому разрешению эмульсий и возможности наблюдения реакций в полной геометрии. Несмотря на известные недостатки (трудность набора большой статистики, трудности с измерениями импульсов) эмульсионная методика позволяет сравнительно просто и быстро получить широкий набор характеристик изучаемого процесса. Положительной чертой исследования процесса фрагментации ядер с помощью эмульсии является то, что следы частиц в желатине сохраняются, и новый исследователь может изучать их снова и снова, что зачастую невозможно сделать в рамках электронных методов. Использование ядерных фотографических эмульсий при изучении взаимодействия частиц большой энергии с ядрами сыграло значительную роль в развитии существующих представлений о механизме этих взаимодействий.

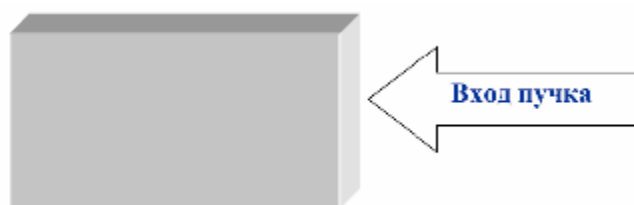


Рис.П. 1. Положение кассеты во время облучения (вид сверху).

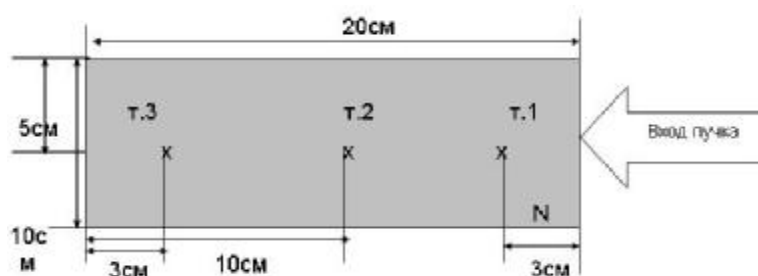


Рис.П.2. Представлено схематическое изображение эмульсионного слоя, где N – номер пластинки, т.1, т.2, т.3 – точки, в которых измеряется толщина эмульсии до и после химической проявки для определения коэффициента усадки.

В нашем эксперименте использовалась ядерная фотоэмульсия типа БР-2 (производство России). Ее основные характеристики приведены в таблице П.1. Эмульсия типа БР-2 обеспечивает чувствительность вплоть до релятивистских однозарядных частиц, имеющих минимум ионизационных потерь. Эмульсионные слои имеют размер $10 \times 20 \text{ см}^2$, толщина каждого составляет порядка 550 мкм . Эти слои собирались в стопки и складывались в специальные кассеты для облучения. В наших облучениях пучок направляется параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны (рис.П.1 и рис.П.2).

П.2. Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии

Следы, оставляемые заряженными частицами в ядерной эмульсии, образуются в результате передачи энергии от движущейся частицы к атомам светочувствительных зерен. Заряженная частица, движущаяся в любой материальной среде, участвует в ряде взаимодействий с полями атомов и ядер, через которые она проходит; эмульсия сохраняет след каждой частицы и таким образом делает видимой «запись» этих взаимодействий. Характеристики следа зависят от сорта частицы и ее скорости. Поскольку эти характеристики можно измерять, появляется возможность идентификации частицы. Кроме ядерных реакций, которые

могут иметь место при прохождении частицы в области действия ядерных сил, движущаяся заряженная частица теряет энергию на возбуждение или ионизацию атомов вдоль своего пути; при этом она, вследствие кулоновского многократного рассеяния, много раз слегка меняет направление своего движения.

Табл. П.1. Состав ядерной фотоэмульсии БР-2 при относительной влажности 58%.

Элемент	A	Z	10^{22} атомов/см ³
Серебро / Ag	108	47	1.028
Бром / Br	80	35	1.028
Йод / I	127	53	0.002
Углерод / C	12	6	1.4
Водород / H	1	1	2.968
Кислород / O	16	8	1.083
Сера / S	32	16	0.004
Азот / N	14	7	0.374

Когда частицы испытывают ядерные взаимодействия на лету со значительной потерей энергии, заряженные частицы останавливаются вследствие потерь энергии на ионизацию, и средний пробег частиц с энергией E_p равен:

$$I = \int_0^{E_p} -\frac{dE}{dE/dx} \text{ см}, \quad (\text{П.1})$$

где соотношение для средней потери энергии на ионизацию для частицы с зарядом z и скоростью $v = \beta c$ имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e z^2 e^4}{m_e u^2} \left[\ln \frac{2m_e u^2}{I_{em}(1-b^2)} - b^2 - \sum_i C_i - d \right] \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \quad (\text{П.2})$$

где $N_e = \sum_i N_i Z_i$ и $N_e \ln I_{em} = \sum_i N_i Z_i \ln I_i$, а N_i – плотность в эмульсии атомов с порядковым номером Z_i и ионизационным потенциалом I_i ; $\sum_i C_i$ – малый член, учитывающий то, что сильно связанные электроны не участвуют в процессе замедления частиц; d – небольшая поправка, учитывающая влияние плотности среды.

Плотность следа также непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию, но на образование зерен вдоль следа идет только часть полных ионизационных потерь. Чтобы участвовать в образовании первичного следа, атомный электрон образует свой собственный ответвленный след, называемый следом δ -электрона. Можно измерять как плотность зерен вдоль следа, так и

плотность δ -электронов.

П.3. Поиск событий по следу

Существует три метода поиска событий, в том числе просмотр по следу, по площади и по полоскам.

В нашем эксперименте для просмотра фотоэмульсии использовался метод просмотра по следу. При использовании этого метода эмульсия сканируется со стороны входа пучка, при этом отобранные пучковые следы просматриваются от входа в пластинку до взаимодействия, распада или выхода из слоя. Этот метод позволяет эффективно находить трудные для поиска при просмотре по площади ядерные взаимодействия. Таким методом получают полный набор взаимодействий без дискриминации. Кроме того, он позволяет определять сечения и относительные вероятности различного рода взаимодействий и распадов.

П.4. Классификация треков по типам вторичных частиц

В данном исследовании треки вторичных заряженных частиц подразделялись согласно принятым в методе ядерных фотоэмульсий критериям на следующие типы [П.9]:

1. релятивистские или s -частицы (ионизация $J < 1.4J_0$, где J_0 -ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц) – это вновь рожденные частицы, в основном π -мезоны;
2. серые или g -частицы ($J \geq 1.4J_0$, остаточный пробег ≥ 3000 мкм) – это легкие фрагменты мишени, главным образом - протоны;
3. черные или b -частицы (остаточный пробег ≤ 3000 мкм.) – это более тяжелые фрагменты мишени;

Частицы с серыми и черными следами объединяются в группу h -частицы (группа всех фрагментов мишени, включающая в себя g - и b -частицы, т.е. $n_h = n_g + n_b$).

Следы релятивистских частиц отделяются от серых по счету зерен на изучаемом следе и на следе первичной частицы (на той же глубине в эмульсии). Черные следы отделяются от серых по длине остаточного пробега частицы ($R_b \leq 3000$ мкм.). Из-за высокого пространственного разрешения фотоэмульсии регистрируются также ядра отдачи и d -электроны.

4. однозарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=1$);
5. двухзарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=2$) – частицы с ионизацией $J \approx 4J_0$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см (эти частицы легко отличить от других фрагментов визуально), вылетают под небольшими углами θ с продолжением направления трека первичного ядра (θ – пространственный угол в лабораторной системе);
6. многозарядные ($Z \geq 3$) фрагменты ядра-снаряда – частицы с ионизацией $J > 7J_0$, эти фрагменты разделялись по заряду с помощью методики подсчета d -электронов, они характеризуется небольшими пространственными углами $\theta \leq 3^\circ$ и вылетают в направлении первичного трека.

II.5. Классификация наблюдаемых событий

Органическая основа и светочувствительная компонента эмульсии имеют сложный химический состав. При этом практически значимыми по концентрации являются атомы *Ag*, *Br*, *H*, *C*, *N*, *O*. Сложный состав эмульсии является серьезным затруднением для идентификации типа ядра мишени при взаимодействии пучковых частиц (смотри таблица II.1). Число частиц $n_h = n_b + n_g$, являющихся фрагментами ядра-мишени, указывает, на какой из групп ядер произошло взаимодействие. В связи с этим, всю совокупность наблюдаемых событий принято подразделять на:

- взаимодействия с ядрами водорода (*H*), ($n_g = 0 \div 1$) с характеристиками $\langle A \rangle_H = 1$ и $\langle Z \rangle_H = 1$;
- взаимодействия с легкими (*C*, *N*, *O*) ядрами и периферические взаимодействия с ядрами *Ag* и *Br*, ($n_h = 1 \div 6$), со средними характеристиками $\langle A \rangle_{C,N,O} = 14$ и $\langle Z \rangle_{C,N,O} = 7$;
- события с $n_h \geq 7$, составляют класс непериферических взаимодействий с ядрами *Ag* и *Br*, со средними характеристиками $\langle A \rangle_{Ag,Br} = 94$ и $\langle Z \rangle_{Ag,Br} = 41$.

II.6. Пробеги релятивистских ядер до неупругого взаимодействия

В таблице II.2 приведены значения средних пробегов неупругих взаимодействий релятивистских ядер в фотоэмульсии, определенные ранее в работах [II.1 - II.7]. Значения среднего свободного пробега для этих ядер в пределах ошибок совпадают. В таблице приводятся также вычисленные по формуле значения

$$I_{Ap} = I / \sum_t N_t S_{ApAt}, \quad (\text{П.3})$$

где A_p и A_t - массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени, S_{ApAt} - сечение их взаимодействия, а N_t - концентрация ядер A_t в эмульсии. Сечения вычислены согласно перекрывающейся геометрической модели Брадта-Петерса [П.8]

$$S_{ApAt} = \pi r^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2, \quad (\text{П.4})$$

где $r = 1.23$ фм и $b = 1.56 - 0.2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ - параметр перекрытия. Такая аппроксимация удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов.

Табл. П.2. Средние пробеги для неупругих взаимодействий ядер в ядерной фотоэмульсии

Ядро	Импульс на нуклон, (ГэВ/с)	$\lambda_{\text{расч}}$, см	$\lambda_{\text{эксп}}$, см	Работа
^4He	4.5	19.6	19.5 ± 0.3	[П.1]
^6Li	4.5	16.5	14.1 ± 0.4	[П.2]
^7Li	3.0	15.9	14.3 ± 0.4	[П.3]
^7Be	2.0	-	14.0 ± 0.8	[П.4]
^{10}B	1.9	-	14.4 ± 0.5	[П.5]
^{11}B	2.75	-	13.2 ± 0.6	[П.6]
^{12}C	4.5	13.5	13.7 ± 0.5	[П.2]
^{14}N	2.9	13.0	13.0 ± 0.4	[П.7]
^{16}O	4.5	12.1	13.0 ± 0.5	[П.2]
^{22}Ne	4.1	10.6	10.2 ± 0.1	[П.2]
^{24}Mg	4.5	10.0	9.6 ± 0.4	[П.2]

Меньшие значения экспериментально полученных значений пробегов по сравнению с величинами, вычисленными по формуле Брадта-Петерса, объясняются тем, что при просмотре эмульсии кроме неупругих взаимодействий регистрируются так же события когерентной диссоциации.

П.7. Определение зарядов релятивистских ядер в эмульсии.

В используемой фотоэмульсии БР-2 визуально легко идентифицируются однозарядные и двухзарядные релятивистские частицы, так как I -кратная ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от 4-кратной ионизации частиц с зарядом 2. Ядра с зарядами $Z = 3, \dots, 6$ различались методом счета d -электронов (N_d) на единице длины исследуемого трека (обоснование см. в [П.9]).

Ввиду возможного различия условий проявления ядерных фотоэмульсий, в

разных пластинках на треках, оставляемых частицами с одной и той же величиной заряда, число N_δ может несколько отличаться. Даже в одной и той же пластинке число N_δ для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может несколько отличаться. Поэтому, приступая к определению зарядов фрагментов, мы производили соответствующую калибровку. Для этого считали N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. В нашем случае – это ядра бора, которыми была облучена стопка фотоэмульсий БР-2, легко визуально идентифицируемые α -частицы ($Z=2$) и однозарядные частицы. Число d -электронов просчитывалось дважды на отрезке изучаемого трека длиной 1 мм (в случае существенного различия считали и третий раз) и в качестве N_δ бралась средняя величина. Зная N_δ для $Z=1$, $Z=2$ и 5, легко подсчитать ожидаемые значения N_δ для других величин зарядов. Полуэмпирическое соотношение: число d -электронов на единицу длины (плотность d -электронов) – заряд может быть написано в виде: $N_d = aZ^2 + b$, где N_d - число d -электронов на следе релятивистской частицы на единицу длины, Z - электрический заряд ядра.

II.8. Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков

Поиск и набор материала в ядерной фотоэмульсии производится на стадии просмотра, предшествующего непосредственным измерениям, иногда с целью выделения определенных типов событий. Анализ угловых распределений играет важную роль в описании физической картины изучаемой реакции. Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков, как первичных частиц, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ радиана. Измерения угловых характеристик треков проводятся в системе координат, связанной с декартовыми координатами микроскопа.

Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной частицы (полярного θ и азимутального ψ) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss. Так как микроскоп предназначен для измерения импульсов частиц высокой энергии по многократному кулоновскому рассеянию, то шумы микроскопа при измерении координат следов можно не учитывать.

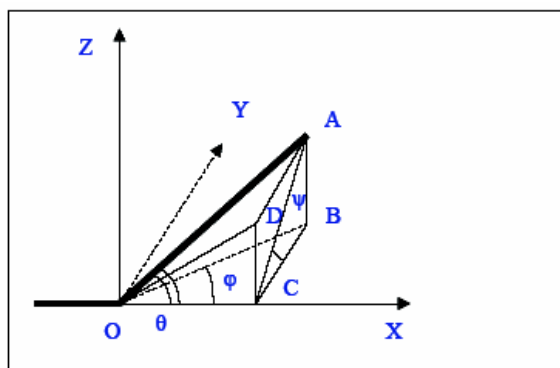


Рис.П.3. Определение углов вторичных частиц: OX — направление движения первичной частицы; OA — направление движения вторичной (измеряемой) частицы; $\angle AOC$ — полярный угол (θ); $\angle ACB$ — азимутальный угол (ψ); $\angle BOC$ — угол в плоскости эмульсии (φ); $\angle DOC$ — глубинный угол (α).

В нашем эксперименте был использован координатный метод угловых измерений (смотри обоснование в [П.9, П.10]). Стоит отметить, что существуют ситуации, когда невозможно провести угловые измерения. Чаще всего это связано с местоположением события в эмульсии. К примеру «звезда» расположена слишком близко к краю пластинки и т.д. Далее предполагаем, что условия для измерения благоприятные. Углы вторичных частиц, измеряемые в эмульсиях, и их обозначения приведены на рис. П.3.

Эмульсионный слой, наклеенный на стекло закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, что бы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью ($0.1 - 0.2$ мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ перпендикулярна плоскости эмульсии и направлено от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY направлена таким образом, чтобы получилась правая система координат. За начало координат принимается «вершина» события. В данной системе координат можно определить координаты точек, как трека первичной частицы, так и треков фрагментов. В зависимости от величины угла трека в плоскости эмульсии j используют один из двух методов измерения: координатный – для измерения малых значений углов и угловой для измерения больших углов. Координатный метод основан на измерении трех координат (x, y, z) точки трека в эмульсии, на основе которых вычисляются углы треков. Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей,

проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла q^0 и азимутального угла y^0 первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по формулам (II.5).

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(q^0) + y' \cdot \sin(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \sin(q^0) \cdot \sin(y^0) \\ y &= -x' \cdot \sin(q^0) + y' \cdot \cos(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \cos(q^0) \cdot \sin(y^0) \\ z &= -y' \cdot \sin(y^0) + z' \cdot \cos(y^0) \end{aligned} \quad (II.5)$$

Координаты со штрихом – в системе связанной с эмульсией, без штриха - в системе координат связанной с первичной частицей. По сути (II.5) – представляет собой поворот системы координат на угол q^0 вокруг оси OZ и на угол y^0 вокруг оси OX . Вычисление углов можно провести исходя из следующих соотношений (II.6).

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(q) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(q) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ \operatorname{tg}(y) &= \frac{z}{y}, & \cos(y) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\ \cos(j) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(j) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \cos(a) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(a) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \end{aligned} \quad (II.6)$$

При угловых расчетах необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. Поэтому при определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии D , представляющий собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине во время проведения измерений. Предварительно перед сборкой стопки измеряется толщина каждого эмульсионного слоя в нескольких точках. Далее по формуле (II.7), рассчитывают коэффициент усадки D .

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \quad (II.7)$$

где h_0 и h толщины слоя в точке измерения до и после проявки соответственно.

При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности же качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и т.д. При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок резкой видимости в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек,

видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются иммерсионные объективы. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать и при работе).

Описанный вариант измерения углов не является единственным. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

П.9. Измерение импульсов методом многократного рассеяния и идентификация изотопов водорода (p и d) и гелия (^3He и ^4He).

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вдоль траектории движения частицы, импульс которой хотим измерить.

Для определения среднего углового отклонения частицы применяется два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии от оси OX столика микроскопа. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами (Голдшмидт-Клермон и др.). Во втором, так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами (Фаулер).

В нашем случае для определения среднего углового отклонения частицы применялся координатный метод. Измерение координат последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t , позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами, путем вычисления вторых разностей между отсчетами [П.9]. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется приблизительно параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. Через равные участки длины величиной t (которые обычно называют ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси Ox (обозначим ее как y_i). Первые разности, обозначенные здесь как:

$$S_i = y_i - y_{i-1}, \quad (\text{П.7})$$

дают для заданной ячейки t наклоны хорд.

Затем вычисляются вторые разности координат (обозначим их как D_i):

$$D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i-1}, \quad (\text{П.8})$$

которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Это отклонение обратно пропорционально импульсу частицы.

Операция “обрезания”. При определении среднего углового отклонения частицы можно устранить отдельные, выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Это достигается путем исключения значений D_i , превышающих $4\langle D \rangle$. В тех случаях, когда применяется “обрезание”, средняя величина $\langle D \rangle$ определяется после исключения больших D . Другой метод, предложенный Голдзаком, состоит в замене всех D , превышающих $4\langle D \rangle$, значениями, равными $4\langle D \rangle$. В нашей работе использовался именно такой метод.

Среднее значение отклонения частицы $\langle D \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной pbc выражением (П.9):

$$\langle D \rangle = (Z_f K t^{3/2}) / (573 pbc), \quad (\text{П.9})$$

откуда:

$$pbc = (Z_f K t^{3/2}) / (573 b \langle D \rangle) \quad (\text{П.10})$$

где Z_f – заряд, p – импульс, bc – скорость частицы, K – константа рассеяния.

Определению константы рассеяния частиц в эмульсии посвящено большое количество работ. В настоящей работе использовалась константа рассеяния, рассчитанная Воиводик и Пикап по теории Вильямса-Мольера [П.11].

П.10. Литература по основам измерений в ядерных эмульсиях к

Приложению

- [П.1] Толстов К. Д. и др., «Неупругие взаимодействия α – частиц с импульсом 17 ГэВ/с с ядрами», Препринт ОИЯИ Р1-8313, Дубна, 1974.
- [П.2] М. И. Адамович и др., «Взаимодействия релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами фотоэмульсии», ЯФ 62, 1461-1471 (1999); перевод на англ. яз. М. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 62, 1378-1387(1999).
- [П.3] М. I. Adamovich et al., «Dissociation of relativistic ${}^7\text{Li}$ in photoemulsion and structure of ${}^7\text{Li}$ nucleus», J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30, 1479-1485 (2004).
- [П.4] Н. Г. Пересадко и др., «Каналы фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях», ЯФ 70, №7, 1266 (2007); перевод на англ. яз. N. G. Peresadko et al., Phys. At. Nucl. 70, 1226 (2007); arXiv: nucl-ex/0605014.
- [П.5] М. И. Адамович и др., «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации», ЯФ 67, №3, 533 (2004); перевод на англ. яз. М. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 67, 514 (2004).
- [П.6] Artemenkov D. et al., «Peripheral fragmentation of relativistic ${}^{11}\text{B}$ nuclei in photoemulsion», (2006); arXiv: nucl-ex/0610023
- [П.7] Т.В.Щедрина и др., «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами фотоэмульсии», ЯФ 70, №7, 1271-1275 (2007); перевод на англ. яз. Shchedrina T. V. et al., Phys. At. Nucl. 70, 1230-1234 2007; arXiv: nucl-ex/0605022
- [П.8] H. L. Bradt and B. Peters, «The heavy nuclei of the primary cosmic radiation», Phys. Rev. 77, 54 (1950).
- [П.9] С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, «Исследование элементарных частиц фотографическим методом», ИЛ. М., 91 (1962).
- [П.10] В.Г. Воинов, И.Я. Часников, «Множественное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях», Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата (1969).
- [П.11] Voyvodic L., Pickup E., «Multiple scattering of fast particles in photographic emulsions», Phys. Rev., 85, 91 (1952).