

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина

На правах рукописи

СТАНОЕВА

Ралица Желязкова

**Исследование релятивистской фрагментации ядер
 ^8B методом ядерной фотографической эмульсии**

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
П. И. Зарубин

Дубна 2007

Оглавление

Введение.....	3
В.1 Периферическая фрагментация релятивистских ядер в ядерной эмульсии	4
В.2 Электромагнитный механизм взаимодействия релятивистских ядер ..	9
В.3 Постановка проблемы исследования.....	17

Глава I

Зарядовая топология периферической диссоциации ядер ${}^8\text{B}$.....	19
1.1. Облучение эмульсий в пучке ${}^8\text{B}$	19
1.2. Первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега, зарядовый состав пучка	21
1.3. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ${}^8\text{B}$	27
1.4. Зарядовая топология «белых» звезд.....	28
1.5. Диссоциация с образованием фрагментов ядер мишени	31
1.6. Топология фрагментации сопровождающих ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$	34

Глава II

Угловые характеристики фрагментов ядра ${}^8\text{B}$ и особенности канала ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$	36
2.1. Условия угловых измерений.....	36
2.2. Угловые распределения релятивистских фрагментов.....	38
2.3. Изотопический состав релятивистских фрагментов	40
2.4. Углы испускания и поперечные импульсы фрагментов в диссоциации ${}^7\text{Be} + p$	43
2.5. Спектры по поперечному импульсу $P_T({}^8\text{B}^*)$ в событиях ${}^7\text{Be} + p$	45

2.6. Рассеяние ядер ${}^8\text{B}$ на тяжелых ядрах эмульсии	48
2.7. Азимутальные корреляции в системе ${}^7\text{Be}+p$	49
2.8. Спектр парных углов и инвариантных системы ${}^7\text{Be} + p$	50

Глава III

Угловые корреляции в 3-хтельной фрагментации ядра ${}^8\text{B}$ и оценка сечения электромагнитной диссоциации	54
3.1. Угловые распределения в канале ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + p$	54
3.2. Определение числа событий электромагнитного типа	59
3.3. Оценки сечений электромагнитной диссоциации	62
3.4. Парные углы и инвариантные массы систем фрагментов	63
${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$	63
3.5 Перспективы исследования легких радиоактивных ядер	65
Заключение	67
Благодарности	69
Литература	70
Приложение I	74
Приложение II.....	80

Введение

Настоящее исследование посвящено изучению периферической фрагментации релятивистских ядер 8B в ядерной фотографической эмульсии. Работа опирается на возможности нуклотрона ОИЯИ по формированию пучков легких релятивистских ядер, включая радиоактивные, а также на традиции использования методики ядерных эмульсий в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ имени В. И. Векслера и А. М. Балдина.

Представленные результаты являются реализацией одной из задач исследовательской программы эмульсионного сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ [1] по изучению кластерных степеней свободы в легких ядрах. Ранее получены сведения о кластерной структуре периферической диссоциации в ядерной эмульсии для нескольких стабильных ядер – ${}^{12}C$, ${}^{16}O$, ${}^{22}Ne$, ${}^{24}Mg$, ${}^{32}S$, а сравнительно недавно для ядер ${}^{6,7}Li$, ${}^{10,11}B$, 9Be , ${}^{14}N$ (обзор данных в [2] и ссылки в нем). Использование ядерной эмульсии для изучения релятивистской фрагментации радиоактивных ядер с протонным избытком имеет особые преимущества благодаря большей полноте наблюдения конечных состояний. Одно из них - ядро 8B - составляет объект настоящего исследования.

Во Введении суммированы достоинства широко известного метода ядерной эмульсии для исследования периферических взаимодействий релятивистских ядер и даны представления об электромагнитном взаимодействии ядер, как играющем существенную роль в нашем исследовании. По результатам теоретических работ приведены оценки сечений диссоциации ядра 8B в электромагнитных, ядерных дифракционных взаимодействиях и реакциях срыва нуклонов. Сформулирована проблема эксклюзивного подхода к исследованию диссоциации 8B в ядерной эмульсии.

В.1 Периферическая фрагментация релятивистских ядер в ядерной эмульсии

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 [3]). Среди всего разнообразия ядерных взаимодействий события периферической диссоциации несут уникальную по полноте информацию о возбужденных состояниях ядер над порогами распадов на нуклоны. Наблюдаемым результатом периферического столкновения является образование узкой струи, состоящей из ядерных фрагментов с суммарным зарядом равным заряду начального ядра, которое получает возбуждение в энергетическом диапазоне, перекрывающем пороги диссоциации в различные конфигурации фрагментов. Несмотря на релятивистскую скорость фрагментов в струе, их относительное движение скорости является нерелятивистским. В этом случае релятивистский масштаб энергии соударения не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий вплоть до масштабов энергии характерных для ядерной астрофизики, но, напротив, дает особые методические преимущества. Главным из них является принципиальная возможность наблюдения и исследования многочастичных ансамблей, состоящих из фрагментов релятивистского ядра. Систематические представления о генерации таких ансамблей могут быть востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики (см. недавнее развитие теории [4-8]), а также в сценариях нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния. Особый интерес вызывают периферические взаимодействия легких ядер с энергией порядка $1A$ ГэВ как оптимальные для измерения и интерпретации конечных состояний [3]. Возможно, что понимание динамики возбуждения и развала легких ядер может расширить основу картины множественной фрагментации в периферических столкновениях и для более тяжелых ядер. Для реализации

этой возможности эксперимент должен обеспечить полноту наблюдения фрагментов.

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 для радиоактивных ядер во вторичных пучках. Они позволяют изучить взаимодействия нестабильных ядер с квазиреальными фотонами ядер мишени или даже их когерентными группами (многофотонные процессы, [10]). В случае фрагментации ядер с дефицитом нейтронов практически полностью восстанавливается кинематика взаимодействия.

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. В очень сильных полях тяжелых ядер могут происходить такие яркие и интересные эффекты как, например, развалы ускоренного ядра ${}^8\text{B}$ на легчайшие ядра He и H .

При практической реализации релятивистского подхода в изучении нерелятивистских аспектов физики ядра принципиальная трудность состоит в следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра приводит к радикальному снижению сигнала ионизации в любом типе

детектора фрагментов пропорционально квадрату их зарядов. Это обстоятельство затрудняет детектирование релятивистских фрагментов вплоть до изотопов *He* и *H*.

Следующая проблема – это идентификация возбужденного состояния по вычислению суммарной инвариантной массы релятивистской струи фрагментов. Для ее решения 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 в пределах нескольких процентов. Кроме того, для отбора предельно периферических столкновений требуется принципиальная возможность наблюдения фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов в полном телесном угле при минимальном пороге.

Обеспечивая рекордное пространственное разрешение, метод ядерной эмульсии решает эти проблемы и позволяет весьма эффективно вести обзорные исследования на вновь формируемых пучках. Струя из релятивистских фрагментов может наблюдаться полностью в одном эмульсионном слое толщиной всего около 500 мкм в 3-х пространственных измерениях с разрешением лучшим 0.5 мкм. Точность реконструкции вершины позволяет избавиться от вторичных взаимодействий, так как толщина вещества до начала наблюдения отдельных треков в таком детекторе не превышает нескольких мг/см². 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. Детальный состав вещества ядерной эмульсии приведен в п. 5 Приложения II. 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. Картина фрагментации ядер эмульсии включает множественность сильноионизирующих фрагментов мишени, 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 рожденных мезонов n_s (s -частицы).

Особый интерес представляют события, в которых отсутствуют следы фрагментов ядер мишени и не наблюдаются заряженные мезоны ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$). Они получили наименование «белых» звезд и составляют начальную основу для изучения электромагнитной диссоциации. 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. Эти события также обсуждаются в данном исследовании.

Несмотря на полвека, прошедшие со времени идентификации Л. Альварецем образования и распада ядра ${}^8\text{B}$ [11] и последующие исследования, мотивированные, прежде всего ролью реакции ${}^7\text{Be}+p$ в проблеме солнечных нейтрино [12], в последние годы вновь возрос интерес к более глубокому пониманию структурных особенностей этого ядра [13-15]. Например, в инклюзивных экспериментах на спектрометре FRS (ГСИ, Дармштадт) по фрагментации ядер ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}$ при энергии 1200 А МэВ проявились весьма узкие распределения по продольному импульсу и большое сечение срыва протона [16-17]. Предполагается, что основное состояние ядра ${}^8\text{B}$ остается

единственным кандидатом в гало с одним протоном. Оно играет роль «лаборатории» для изучения протонного гало окружающего кор в виде ядра ${}^7\text{Be}$. Однако образование развитого протонного распределения в ${}^8\text{B}$ подавляется кулоновским барьером и центробежным барьером для углового момента $l=1$ валентного протона (данные по ключевому эксперименту в [18]). Поэтому интерпретация в терминах протонного гало в ${}^8\text{B}$ все еще противоречива и дальнейшие исследования с большей определенностью в протекании реакции сохраняют интерес. В ряде экспериментов изучалось образование ядра ${}^7\text{Be}$ при взаимодействии ядра ${}^8\text{B}$ с ядрами мишени в широком интервале масс.

Число работ, в которых регистрировалось не только ядро ${}^7\text{Be}$, но и протон весьма ограничено. За счет снижения энергии пучка до 250 A MeV и соответствующего угла разлета между фрагментами удалось изучить фоторасщепление ядра ${}^8\text{B}$ по каналу ${}^7\text{Be} + p$ [12] 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.

Вызывает интерес изучение свойств основного и более высоковозбужденных состояний ${}^8\text{B}$ (свыше 1.7 MeV) как 3-центровых систем из малонуклонных кластеров ${}^{1,2}\text{H}$, ${}^{3,4}\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Возможно, что изучение 3-кластерных особенностей структуры этого ядра позволит дополнить сценарий его синтеза 3-тельным слиянием ${}^3\text{He} + {}^2\text{H} + {}^3\text{He}$. Указанные кластерные конфигурации должны проявляться при эксклюзивном наблюдении каналов диссоциации при минимальных возбуждениях вблизи соответствующих порогов, характерных для электромагнитных взаимодействий. Использование ядерной эмульсии обеспечивает наиболее благоприятные условия для таких исследований благодаря рекордному пространственному разрешению, регистрации вершин ядро-ядерных взаимодействий и широкому диапазону регистрации заряженных частиц.

В.2 Электромагнитный механизм взаимодействия релятивистских ядер

Можно считать, что начало использования кулоновского рассеяния ядер как пробника субатомной структуры материи было положено уже в пионерских работах Резерфорда и его сотрудников Гейгера и Марсдена, исследовавшими рассеяние α -частиц малой энергии от радиевого источника в золотой фольге, что и привело к открытию атомного ядра (обзор [19]). Уже в тех экспериментах обнаружилось отличие от кулоновской зависимости сечения при рассеянии на ядрах водорода, на расстояниях, которые авторы оценили равным приблизительно $3 \cdot 10^{-13}$ см (или порядка 3 Ферми). Таким очевидным образом проявилось радикальное снижение относительной роли кулоновского поля ядра и проявление сильных взаимодействий нуклонов.

Последующий прогресс в изучении атомных ядер в решающей степени оказался связан с созданием ускорителей легких ядер и ионов, позволяющих преодолевать кулоновские барьеры сталкивающихся ядер и включать в действие ядерные силы. Можно считать известную работу Оппенгеймера и Филипса 1935 г. следующим шагом в развитии настоящей темы. Они пытались объяснить превышение числа реакций (d,p) по сравнению с (d,n) , виртуальным развалом дейтрона в кулоновском поле ядра до ядерного взаимодействия. Вследствие кулоновского отталкивания этот процесс мог бы объяснить доминирование реакции (d,p) . Таким же образом Р. Оппенгеймер трактовал действительный развал дейтрона в кулоновском поле ядра. С тех пор множество ядер-снарядов различных типов (от легких до тяжелых ионов, включая радиоактивные ядра) были изучены при начальных энергиях, начиная со значений ниже кулоновского барьера до промежуточных и релятивистских энергий.

В течение достаточно длительного времени электромагнитные процессы в нерелятивистских ядерных соударениях были предметом значительного теоретического, а также экспериментального интереса (обзор

в [20]). Основное предположение для реакций такого типа состоит в том, что ядра не проникают друг в друга. Для соударений при энергии ниже кулоновского барьера условие отсутствия ядерных взаимодействий очень хорошо выполняется. Так открылся доступ к ценной информации о структуре ядра. Кулоновский механизм возбуждений послужил мощным инструментом для изучения электромагнитных переходов. Важный пример - исследование вращательных и колебательных степеней свободы в тяжелых ядрах методом кулоновского возбуждения [20].

Первые экспериментальные указания на существенную роль электромагнитной диссоциации релятивистских ядер были получены в экспериментах по физике космических лучей. Исследовалось взаимодействие ядер галактического происхождения с энергиями несколько ГэВ на нуклон в вольфрамовом поглотителе. Было обнаружено уменьшение среднего пробега ядер с ростом их энергии. Этот эффект был приписан нарастающему с энергией вкладу виртуальных фотонов ядер вольфрама.

Ускорение в 70-х годах легких ядер до релятивистских энергий в Беркли позволило систематически исследовать взаимодействия ядер ^{12}C и ^{16}O при энергиях 1.05 и 2.1 А ГэВ с фрагментацией в разнообразные изотопы. Особое внимание было уделено систематическому изучению поведения сечений удаления нуклона из первичного ядра в зависимости от атомного веса мишени [21]. При переходе к тяжелым ядрам наблюдался резкий рост сечения по сравнению с зависимостью геометрического типа от весов ядра-снаряда A_b и мишени A_t , которая ожидалась пропорциональной фактору $(A_b^{1/3} + A_t^{1/3} - \text{const})^2$. Обнаруженный эффект нашел объяснение в зависимости от заряда мишени пропорциональной Z^2 и был описан на основе метода эквивалентных фотонов с использованием данных по фотонно-ядерным взаимодействиям.

Другой эксперимент [22], который имел принципиальное значение, был выполнен на пучке редкого изотопа ^{18}O с энергией 1.7 А ГэВ . В работе получены зависимости сечения фрагментации ядра ^{18}O с отделением одного

или двух нуклонов (γ, n) и ($\gamma, 2n$) во взаимодействиях на мишенях от бериллия до урана. Несмотря на высокий порог отделения нуклонов, превышающий 12 $MэВ$, был обнаружен рост сечений, соответствующий кулоновскому типу Z^2 .

В этих исследованиях выявилась невозможность одновременного детектирования отделяющихся нуклонов, а также более вероятных каналов с более низким порогом (например, $^{18}O(\gamma, \alpha)^{14}C$ с порогом около 6 $MэВ$), что ограничивает спектрометрию фотодиссоциации. Решение проблемы детектирования всех фрагментов позволило бы иметь большую определенность в энергии квазиреального фотона. Это обстоятельство не позволило прямым образом учесть вклад стриппинга и ядерной дифракции. Тем не менее, в силу значительности эффекта на ядрах Pb и U его электромагнитная природа выявилась очевидным образом. Авторы отмечают, что одновременное получение информации обо всех каналах фотонных реакций является уникальной особенностью этого метода релятивистской фрагментации, особенно для исследования каналов для нестабильных ядер.

Электромагнитное возбуждение и диссоциация в кулоновском поле тяжелых ядер вновь представляются очень мощным инструментом в случае нестабильных ядер. Ожидается, что они сыграют даже более важную роль на новых пучках новых ускорителей, предлагаемых в настоящее время в мире (FAIR (Германия), RIA (США), RIKEN (Япония)). На период до создания коллайдеров электронов и радиоактивных ядер видны перспективы для экспериментального изучения ядер удаленных от долины стабильности (нейтроно- или протоноизбыточных) методом кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах. В настоящее время представляют особый интерес исследования экзотических ядер на ускорителях с радиоактивными пучками с энергией несколько $MэВ$ или десятков $MэВ$ на нуклон, которые стали доступными в последние десятилетия по всему миру. Быстрое (нестабильное) ядро-снаряд может взаимодействовать с ядром с большим зарядом Z . Это направление исследований уже значительно расширило пейзаж ядерной физики, а также сделало возможными современные исследования в ядерной

астрофизике. Так как электрическое поле ядра с большим зарядом Z много сильнее, чем поле электрона, оно может служить даже более удобным электромагнитным пробником. Кроме того, на нем можно изучать эффекты высоких порядков, которые недостижимы с пучками электронов.

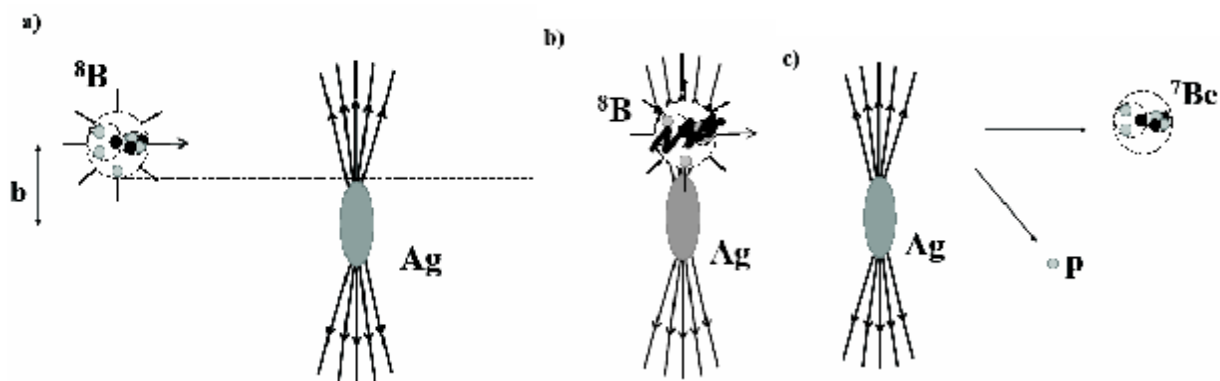


Рис. В. Схема электромагнитного процесса диссоциации релятивистского ядра ${}^8\text{B}$ в поле тяжелого ядра: сближение ядер с прицельным параметром b (а), поглощение ядром ${}^8\text{B}$ квазиреального фотона (б), диссоциация на пару фрагментов $p + {}^7\text{Be}$.

Для случая нерелятивистского кулоновского возбуждения хорошим приближением является классическое рассмотрение относительного движения снаряда и мишени, в котором ядро-мишень зафиксировано, а ядро-снаряд движется по гиперболе. При промежуточных и релятивистских энергиях в качестве приближения можно заменить резерфордскую траекторию на прямую линию (рис. В). При соударениях выше кулоновского барьера между ядрами действуют и сильные взаимодействия ядер, которые при малых углах рассеяния могут стать незначительными. Хотя и тогда на определенном уровне точности могут присутствовать ядерные эффекты: в данном случае это ядерная дифракция из-за волновой природы снаряда. Однако благодаря малости длины волны де Бройля у релятивистского снаряда, такой эффект мал. Особенностью релятивистского соударения является то, что оно может вести к кулоновской диссоциации в дополнение к кулоновскому возбуждению с сохранением связи частиц.

Исследования структурных свойств ядер при высоких энергиях представляет интерес как по чисто экспериментальным причинам, так и из-за увеличения интенсивности спектров эквивалентных фотонов. В этом случае ослабляются различные теоретические проблемы, которые ясны, но, в общем случае, не решены. В частности, при низких энергиях взаимодействие в конечном состоянии через многофотонный обмен в кулоновском поле может вести к значительным искажениям спектра относительных энергий в прямых переходах фрагментов в континуум. Напротив, если процесс развала ядра протекает через долгоживущий резонанс, то эта проблема почти отсутствует.

Прохождение релятивистского ядра мимо заряда тяжелого ядра мишени индуцирует электромагнитный импульс короткой длительности, усиленный благодаря лоренцовскому сжатию. Такой импульс может быть достаточно энергичен, чтобы возбудить гигантские резонансы в ядре, отделить фрагменты или даже создать частицы, как и в реакциях ядер и нуклонов с реальными фотонами. Из-за того, что амплитуда обмена фотоном имеет сингулярность при передаче 4 -импульса $q_\mu q_\mu = 0$, обмен виртуальным фотоном дает больший вклад в амплитуду для наименьших углов рассеяния, в отличие от сильного взаимодействия частиц. Для определенных процессов и условий эксперимента можно отделить электромагнитный вклад по этой особенности. Дальнодействующие электромагнитные взаимодействия ведут к очень большим сечениям, которые могут легко быть проверены экспериментально.

Можно считать, что электромагнитное поле быстро движущегося иона, пролетающего мимо исследуемого ядра, является интенсивным источником квазиреальных фотонов. Теоретическое описание механизма электромагнитных соударений ядер дается в методе эквивалентных фотонов, который был предложен Ферми, а позже развит Вайцеккером и Вильямсом. Представим резюме идей, содержащихся в этом теоретическом методе, важных для постановки нашего экспериментального исследования.

Теоретически снаряд и мишень могут меняться ролями в качестве объекта изучения и пробника, т. е., можно рассматривать случай внутреннего возбуждения снаряда электромагнитным полем мишени и наоборот, а также их одновременное возбуждение. Для теории это просто вопрос соглашения, так как снаряд и мишень могут меняться ролями. Предполагается, что снаряд движется по прямой линии со скоростью v и прицельным параметром b_{min} . При $v \approx c$, где c – скорость света, электромагнитное поле, сгенерированное снарядом выглядит сжатым в направлении перпендикулярном его движению. С ростом энергии налетающего ядра спектр эквивалентных фотонов становится жестче. Ядро мишени рассматривается как фиксированное, т. е. пренебрегается его отдачей. Представим эффекты электромагнитного поля, генерируемого ядром снарядом, на мишени, следуя обзорным работам [23] и [24], которые в своей области считаются классическими.

Поток эквивалентных фотонов определяется из преобразования Фурье электромагнитного поля движущегося заряда. Поле релятивистской частицы испытывает лоренцовское сжатие. Спектр энергии фотонов зависит от времени, проводимого мишенью в сжатом поле. Минимальная длина волны фотона соответствует ширине сжатого поля. При прицельном параметре b_{min} время взаимодействия $\tau_{col} \approx b_{min} / (\gamma v)$, где γ – Лоренц-фактор относительного движения ядер. В лабораторной системе максимальная энергия фотона составляет $\omega_{max} \approx h/\Delta t \approx h\gamma v/b$, что дает $\omega_{max} \approx 40$ МэВ при энергии ядра 1 А ГэВ.

В приближении эквивалентных фотонов сечение электромагнитного процесса записывается как

$$s = \int \frac{dw}{w} n(w) \sigma_g(w) \quad (B.1)$$

где $\sigma_g(w)$ обозначает соответствующее сечение процесса индуцированного фотонами, а $n(w)$ – эквивалентное число фотонов. Для достаточно высоких энергий оно хорошо описывается приближенным выражением

$$n(w) = \frac{2}{p} Z^2 a \ln \frac{gu}{wR} \quad (B.2)$$

где за R может быть принято минимальное значение прицельного параметра b_{min} при электромагнитном взаимодействии, которое равно сумме радиусов сталкивающихся ядер, т. е. $b_{min} = R_1 + R_2$. Изменение сечения характеризуется единым параметром *адиабатичности*, определяемым как отношение между *временем соударения* и *временем возбуждения* $\xi = \tau_{coll} / \tau_{exc}$. Можно оценить время возбуждения $\tau_{ex} = \hbar / \Delta E$, где $\Delta E = \hbar \omega$ является энергией ядерного возбуждения. Отсюда, получаем $\xi = \omega b_{min} / (\gamma v)$. Число эквивалентных фотонов в случае точечной частицы задается в терминах модифицированных функций Бесселя в зависимости от параметра ξ . Важным пределом является *случайное приближение*, при котором время соударения $\tau_{coll} = b_{min} / (\gamma v)$ много меньше времени ядерного возбуждения $\tau_{exc} = 1 / \omega$, т. е. $\xi \ll 1$, что соответствует высокоэнергетическому приближению. Случайное приближение работает даже очень близко к порогу, так как параметр адиабатичности всегда больше $\xi = 0.2$.

Пороговая энергия квазиреального фотона для развала ядер ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ составляет около 40 кэВ , что дает $\xi \approx 10^{-3}$ при энергии 1 А ГэВ . Для каналов, соответствующих энергии связи нуклонных кластеров в 8B выше 2 МэВ , соответствуют пороговая энергия фотона свыше 1 МэВ и $\xi \approx 10^{-2}$. В принципе, из-за логарифмической зависимости плотности фотонов события электромагнитной диссоциации в канале ${}^7Be + p$ и в канале ${}^4He + {}^3He + {}^1H$ могут наблюдаться со сравнимой частотой.

Для сечения удаления протона из ядра 8B систематическое сравнение вкладов различных процессов было представлено в детальном теоретическом анализе [14], в котором ядро 8B рассматривалось в 2-тельной модели – протон, связанный с пассивным кором 7Be . Эта работа наиболее близка к нашему эксперименту, так как содержит предсказания на поведение сечения отделения протона 8B в зависимости от энергии 8B вплоть до $\approx 2 \text{ А ГэВ}$. Представим ее основные выводы по соотношению кулоновской, ядерной диссоциации и реакции стриппинга для случая мишени Pb . Все эти три

механизма имеют максимальную величину сечения при прицельном параметре $b = 10$ Ферми, т. е. при предельном сближении ядер без перекрытия плотностей. Вклад в сечение стриппинга превышает примерно в 5 раз кулоновский вклад и вклад ядерной дифракции, однако резко спадает с ростом b . С той же скоростью с ростом b спадает и ядерная дифракция. При прицельном параметре $b = 12-15$ Ферми кулоновская диссоциация становится доминирующим процессом. Интегральные значения сечений при 1.2 А ГэВ равны 210 мб (кулоновское взаимодействие), 190 мб (стриппинг) и 50 мб (ядерная дифракция).

Используем эти данные для оценки сечений процесса электромагнитной и дифракционной диссоциации на ядрах эмульсии. В эмульсионном эксперименте реакции стриппинга достаточно надежно идентифицируются. Протон из состава ядра ${}^8\text{В}$ должен взаимодействовать с мишенью и сильно отклоняться или порождать вторичные фрагменты и мезоны. Это обстоятельство может быть использовано для идентификации и исключения вклада стриппинга. В случае диссоциации на ядрах Ag кулоновское сечение уменьшится до 70 мб , а Br - до 40 мб . В предположении зависимости $A_i^{1/3}$ ядерная дифракция уменьшится только до 40 и 36 мб , соответственно. Эти механизмы взаимодействия на ядре серебра становятся конкурирующими. Можно даже сказать, что использование ядер серебра в качестве мишени представляет компромисс между стремлением к большому заряду мишени и доступностью для детектирования вершины методом ядерной эмульсии. Поэтому, определение вклада ядерной дифракции становится весьма важным аспектом при использовании эмульсии как мишени. В случае кулоновской диссоциации развал происходит не на массивном ядре, а на почти безмассовом фотоне и струя фрагментов должна получать минимальную отдачу. Поэтому существенным условием для определения взаимодействия как электромагнитной природы является минимальная величина суммарного поперечного импульса, передаваемого фрагментирующей системе.

В.3 Постановка проблемы исследования

Несмотря на многолетний исследовательский интерес к картине периферической фрагментации релятивистских ядер, как способу расширения ядерно-физических исследований, эксперименты в этой области прогрессируют достаточно медленно, а эксклюзивные постановки просто отсутствуют по объективным причинам. Традиционная задача эмульсионного метода - на ограниченной статистике ядерных взаимодействий наметить основные контуры этой картины, которые могут сориентировать будущие эксперименты с высокой сложностью и разнообразием детекторов.

Представляется, что в связи с растущими перспективами работ на пучках радиоактивных релятивистских ядер, одно из них 8B , как играющее роль «пробного камня», должно быть максимально полно исследовано в эксклюзивной постановке методом ядерных эмульсий. При этом возможно извлечение неискаженной и уникальной по полноте информации о периферических взаимодействиях, структурных особенностях 8B и наблюдение новых мод распада из высоколежащих возбужденных состояний. Эти соображения привели к следующему плану исследования:

1. облучение эмульсии во вторичном релятивистском пучке максимально обогащенным изотопом 8B ;
2. последовательный просмотр по следам входящих в эмульсию следов и накопление значительной статистики периферических взаимодействий;
3. идентификация по плотности ионизации следов зарядов пучковых ядер в этих взаимодействиях;
4. отбор событий с зарядом $Z = 5$ и суммарным зарядом в конусе фрагментации $\Sigma Z_{fr} = 5$; изучение основных особенностей топологии фрагментации ядер 8B ;

5. измерения углов эмиссии фрагментов и исследование угловых корреляций и связанных с ними импульсных корреляций.
6. оценка роли событий типа «белая» звезда, т. е. не сопровождаемых фрагментами ядра-мишени и мезонами; оценка сечения электромагнитного канала путем отбора событий с характерной асимметрией и малой передачей поперечного импульса.

Изложение диссертации следует согласно приведенному плану. В Главе I даны подробности облучения эмульсии, поиска событий и определения их зарядовой топологии. В Главе II приводятся процедура и результаты угловых измерений событий. В Главе III анализируются угловые и импульсные корреляции фрагментов в периферических событиях, приводятся спектры возбужденных состояний, даются оценки сечений и делаются выводы о механизмах фрагментации ядра ${}^8\text{B}$, а также формулируются предложения для дальнейших исследований. В Заключение суммированы основные результаты исследования. Диссертацию дополняют два приложения. Приложение I содержит микрофотографии периферических взаимодействий. Его задача продемонстрировать полноту и доказательный характер наблюдений в эмульсии. Приложение II содержит описание принятых методов поиска событий и их измерений, основные характеристики ядерной эмульсии как детектора заряженных частиц.

Выводы работы используются для сравнения с одновременно получаемыми результатами по облучению эмульсии ядрами ${}^7\text{Be}$, а также на основе выполненного недавно облучения большим интегральным потоком пучкового «коктейля» ядер ${}^9\text{C}$ и ${}^8\text{B}$.

Диссертационная работа была выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в 2003-2007 гг. Ее основные результаты и выводы опубликованы в работах [2,25-28].

Глава I

Зарядовая топология периферической диссоциации ядер ${}^8\text{B}$

1.1. Облучение эмульсий в пучке ${}^8\text{B}$

В исследованиях с использованием ядерной эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Поэтому для формирования пучка релятивистских ядер ${}^8\text{B}$ на нуклотроне ОИЯИ был использован процесс фрагментации ядер первичного пучка ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}$ в мишени из полиэтилена. Внимание на события-кандидаты в таком процессе было обращено при исследовании взаимодействий ${}^{10}\text{B}$ в ядерной эмульсии [29]. В качестве примера на фотографии 1 (см. Приложение I) приведена микрофотография события фрагментации первичного ядра ${}^{10}\text{B}$ в ядро с зарядом 5, сопровождающееся следом протона отдачи. Поскольку, с одной стороны, изотоп ${}^9\text{B}$ в связанном состоянии не существует, а, с другой стороны, необходимо компенсировать поперечный импульс протона отдачи, то наиболее вероятная интерпретация данного события предполагает вылет двух нейтронов из ${}^{10}\text{B}$ и образование ядра ${}^8\text{B}$.

Создание чистого пучка ${}^{10}\text{B}$, является неординарной ускорительной задачей. Первоначально полностью ионизованные ядра изотопа ${}^{10}\text{B}$, 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 ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, 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. В результате последующего ускорения ядер ${}^{10}\text{B}$

на нуклотроне ОИЯИ на канале выведенного пучка *ВП-1* был получен пучок ядер ${}^8\text{B}$ с импульсом $p_0 = 2 \text{ А ГэВ/с}$ и интенсивностью 10^8 ядер в цикле. 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 ${}^8\text{B}$ ($\frac{5}{8}p_0$). Значение p_0 было выбрано как оптимум между возможностями сепарации и стремлением к более высокой энергии пучка.

В работе [30] 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 ($\approx 62 \%$) на фоне небольшой примеси ядер Be ($\approx 9 \%$) и ядер C ($\approx 9 \%$). Во вторичном пучке имеется заметный вклад изотопа He ($\approx 20 \%$). 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 ${}^3\text{He}$. Таким образом, сформированный пучок представлял так называемый пучковый «коктейль» (beam “cocktail” согласно признанному определению). Пучком такого состава была облучена эмульсионная стопка с характеристиками, указанными в п. 1 Приложения II 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 $2\text{--}3 \%$. 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. При анализе облученных эмульсий дополнительным подтверждением этого явилось отсутствие «белых» звезд с топологией релятивистских фрагментов $\text{H} + \text{He}$ и $\text{He} + \text{Li}$ от возможной примеси ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$. Вклад от близких по магнитной жесткости ядер ${}^7\text{Be}$ в пучке ${}^8\text{B}$, отличие которых от магнитной жесткости ядер ${}^8\text{B}$ около 10% , определенный по

сцинтилляционному монитору был в дальнейшем определен по зарядовой топологии диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ в эмульсии. Наиболее интенсивный фон следов пучка, представленный ядрами ${}^3\text{He}$, отбрасывался при визуальном сканировании эмульсии.

Несмотря на предварительные оценки и тесты при первичном анализе облученной эмульсии предстояло убедиться в качестве формирования пучка, выявить основные особенности характерные для изотопов ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ (или ${}^9\text{C}$) и ${}^3\text{He}$. Далее эти вопросы будут отмечаться особым образом как важные и для последующих исследований.

1.2. Первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега, зарядовый состав пучка

Поиск ядерных взаимодействий осуществлялся путем прослеживания пучковых следов в эмульсионных слоях. Описание известного метода поиска вершин взаимодействия дано в п. 3 Приложения II. Использовались микроскопы типа *МБИ-9* при увеличении *900*. Было найдено » *1070* различного типа взаимодействий ядер пучка с зарядами $Z_o \geq 3$ (визуальное определение) на общей длине просмотренных следов $L = 143.996$ м. Полученный средний пробег до взаимодействия составил $I = (13.5 \pm 0.4)$ см, что вполне соответствует оценкам сечения для легких кластерных ядер (см. п. 6 Приложения II). Имея в виду то, что ядра ${}^8\text{B}$ доминируют в пучке, можно считать это значение I приблизительной оценкой именно их пробега. На рис. 1.1 представлено сравнение с имеющимися данными по средним пробегам I для других ядер. Значение I для ядра ${}^8\text{B}$ вписывается в общую картину сечений неупругого взаимодействия легких ядер со слабой связью кластеров [18]. Для них характерны уменьшенные значения I по сравнению с ожидаемыми величинами, которые получены на основе экстраполяции из области более тяжелых ядер. Данные по неупругим сечениям взаимодействия [18] указывают на то, что ядро ${}^8\text{B}$ не имеет увеличенных размеров,

характерных для экзотических ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. Этот эффект связан с малым порогом диссоциации ядер ${}^8\text{B}$ равным 0.138 МэВ , а, значит, и большим вкладом периферических взаимодействий.

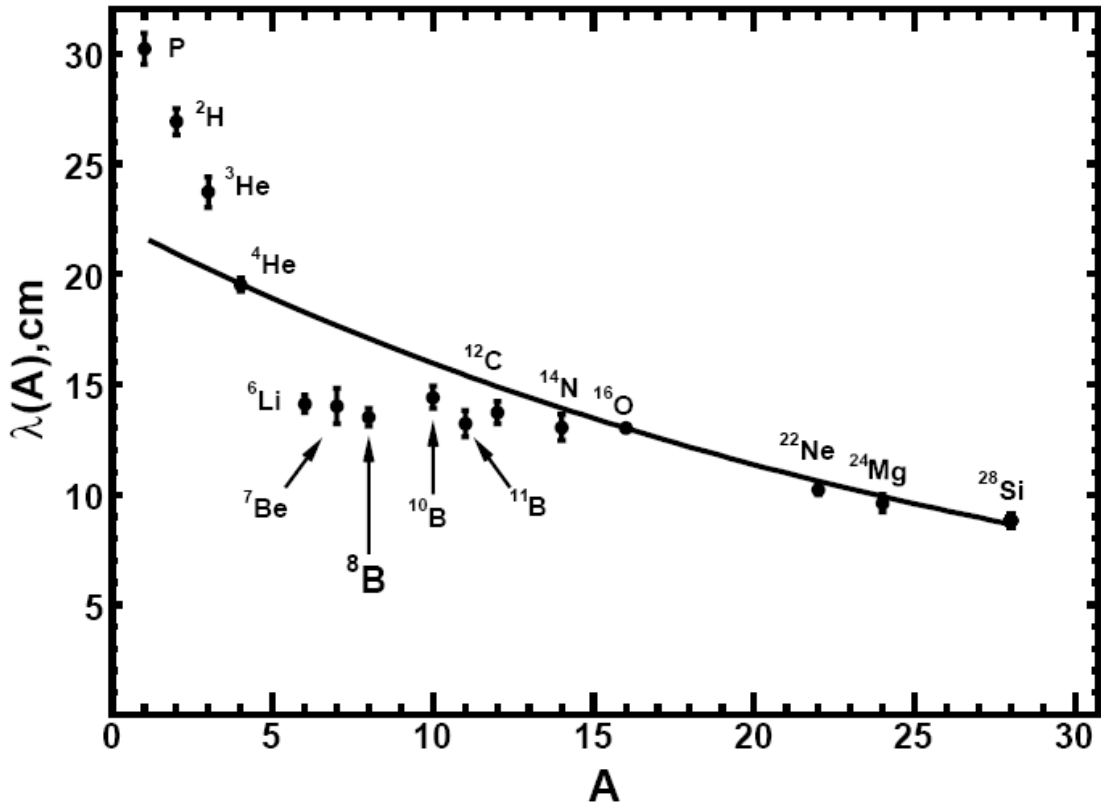


Рис. 1.1. Средняя величина свободного пробега $\lambda(A)$ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра A . Кривая – аппроксимация по геометрической модели.

На основе опыта наблюдений для отбора периферических взаимодействий были выбраны достаточно мягкие условия для того, чтобы не потерять периферические события и не исказить картину фрагментации. Критерии классификации треков по типам вторичных частиц и наблюдаемых событий приведены в п. 4 и 5 Приложения II, соответственно. Всего было отобрано 434 звезды, в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до 8° удовлетворяет условию $\Sigma Z_{fr} > 2$. Такие звезды были отнесены к числу событий периферической фрагментации N_{pf} . Из них 362 события, содержали фрагменты ядра мишени – N_{if} , а остальные 72 события не содержали ни фрагментов ядра мишени, ни

рожденных мезонов (т. н., «белые» звезды) – N_{ws} . Наибольший интерес среди периферических событий представляет статистика «белых» звезд N_{ws} , позволяющая выявить роль кластерных степеней свободы при минимальном возмущении ядерной структуры. В звездах N_{fr} наблюдается преобладающая роль каналов с большей множественностью релятивистских фрагментов $N_Z > 2$ по сравнению с N_{ws} . Сравнение этих групп событий позволяет более ярко выявить особенности образования «белых» звезд.

Сложный зарядовый состав ядер пучка и мягкое условие на отбор по ΣZ_{fr} не позволяют визуально идентифицировать заряд первичного ядра Z_{pr} . Поэтому на всех следах пучковых ядер, вызывавших периферические события $\Sigma Z_{fr} > 2$ были выполнены достаточно трудоемкие измерения зарядов Z_{pr} методом подсчета δ -электронов на 1 мм длины следа. Метод определения зарядов первичных и вторичных следов представлен в п. 7 Приложения II. Результаты определения зарядов на следах пучковых частиц, иллюстрирующие его точность приведены на рис. 1.2. В распределении наблюдается достаточно отчетливая группировка ядер по зарядам и можно извлечь соотношение изотопов Li, Be, B и C — $0.01 / 0.19 / 0.76 / 0.04$. Эти результаты, полученные в эмульсии, дают то же содержание ядер B , как и данные со сцинтилляционного монитора пучка [30]. Средние значения числа δ -электронов $\langle N_d \rangle$ на единицу длины для первичных следов с зарядами Z_{pr} составляют: $\langle N_d(Z_{pr} = 3) \rangle = 4.0$ ($\sigma = 1.0$); $\langle N_d(Z_{pr} = 4) \rangle = 13.6$ ($\sigma = 2.1$); $\langle N_d(Z_{pr} = 5) \rangle = 22.1$ ($\sigma = 2.2$) и $\langle N_d(Z_{pr} = 6) \rangle = 32.8$ ($\sigma = 2.5$). Зависимость квадратного корня $\langle N_d \rangle$ от идентифицированного заряда ядра Z_{pr} является достаточно линейной (рис. 1.3). Она дает значения ноль при $Z=0$ из-за порога наблюдения δ -электронов.

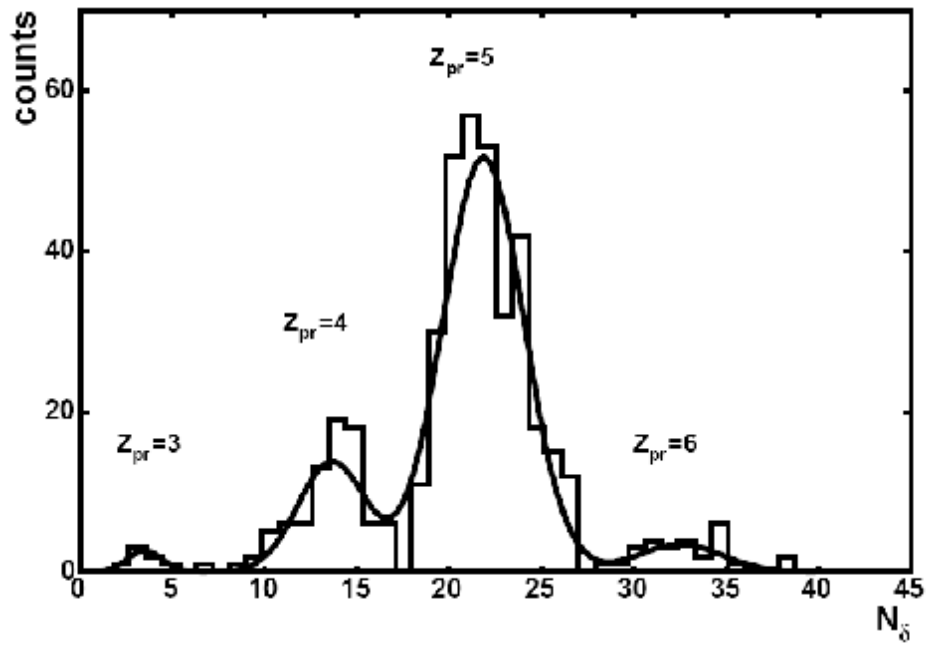


Рис. 1.2. Распределение по числу δ -электронов на 1 мм следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия. Сплошная кривая – сумма четырех функций Гаусса.

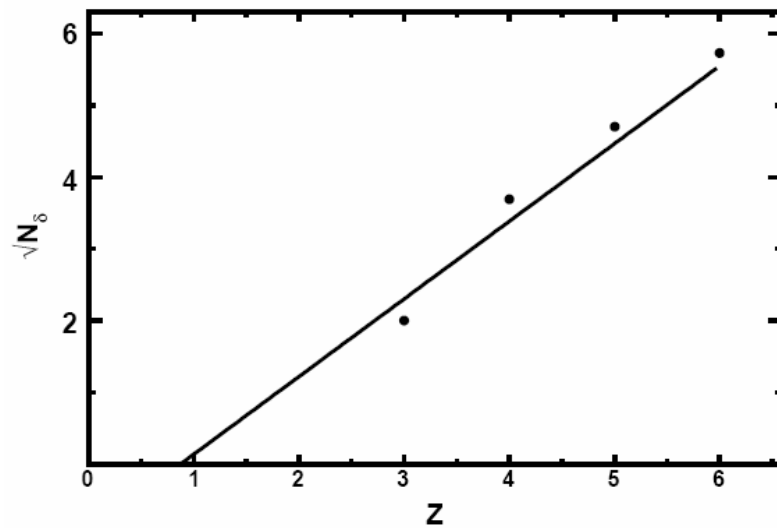


Рис. 1.3. Зависимость квадратного корня среднего числа δ -электронов на 1 мм длины следа $\langle N_\delta \rangle$ от идентифицированного заряда ядра Z_{pr} . Прямая линия проведена для удобства.

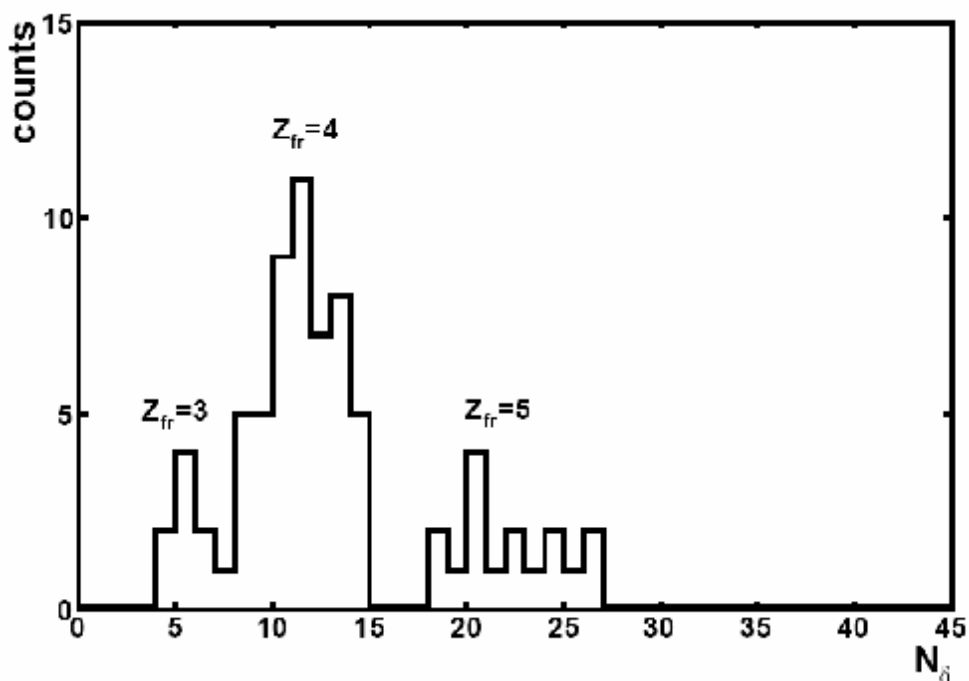


Рис. 1.4. Распределение по числу δ -электронов на 1 мм следов релятивистских фрагментов.

Тем же методом было получено распределение зарядов вторичных фрагментов Z_{fr} , которое представлено на рис. 1.4. Наблюдается ожидаемое изменение распределения по сравнению с рис. 1.2. Измерения зарядов сильноионизирующих релятивистских фрагментов и визуальное определение релятивистских фрагментов H и He позволяет проследить корреляцию между Z_{pr} и ΣZ_{fr} (рис. 1.5). Основным результатом состоит в том, что 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. В последующих параграфах будут детально рассмотрены особенности зарядовой топологии найденных событий.

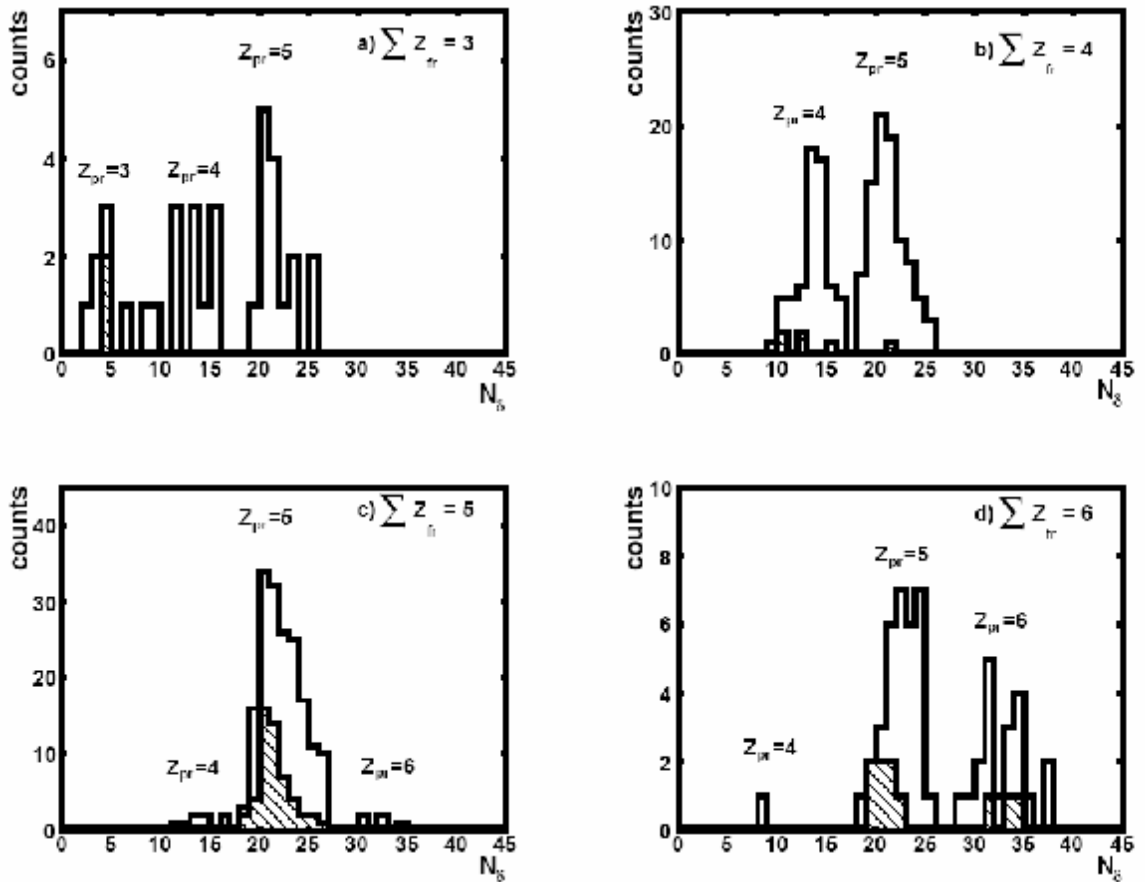


Рис. 1.5. Распределение по числу δ -электронов на 1 мм следов, давших изучаемые взаимодействия: а) взаимодействия с $\sum Z_{fr} = 3$; б) взаимодействия с $\sum Z_{fr} = 4$; в) взаимодействия с $\sum Z_{fr} = 5$; д) взаимодействия с $\sum Z_{fr} = 6$. Заштрихованная часть распределения соответствует статистике «белых» звезд.

1.3. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра 8B

Среди отобранных событий N_{pf} содержится около 320 взаимодействий соответствующих первичному заряду $Z_{pr} = 5$ при суммарном заряде $\Sigma Z_{fr} > 2$ релятивистских частиц с углами вылета внутри конуса δ° . Для событий, удовлетворяющих перечисленным условиям, распределение по зарядовой топологии фрагментации представлено в таблице 1.1. Основной ветвью диссоциации являются события с $\Sigma Z_{fr} = 5$. Главное отличие в статистике N_{tf} и N_{ws} для этой группы событий проявляется в 2-частичной моде $\Sigma Z_{fr} = 4 + 1$. Эта мода однозначно интерпретируется как диссоциация ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. Ее доля резко возрастает при отборе «белых» звезд - с 13 % в случае наличия фрагментов мишени до 48 % для «белых» звезд. Она соответствует самому низкому порогу диссоциации, что может объяснить ее доминирование среди наиболее периферических событий. Для иллюстрации на фото 2, 3 и 4 Приложения I приведены микрофотографии событий периферической фрагментации ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$.

Можно оценить среднюю длину пробега $\langle \lambda_{pf} \rangle$ для периферических взаимодействий ядер 8B - главной компоненты пучка. Имеется 101 событие без рожденных частиц ($n_s = 0$, $n_g = 0$, $n_b \geq 0$) при $Z_{pr} = 5$, $\Sigma Z_{fr} = 5$. Общая длина пробега, соответствующая ядрам 8B (80 % от полной длины следов) равна 115 м, что приводит к значению $\langle \lambda_{pf} \rangle = 1.14 \pm 0.11$ м. Для «белых» звезд средний пробег равен $\langle \lambda_{ws} \rangle = 2.21 \pm 0.31$ м. Для «белых» звезд $Be + p$ - $\langle \lambda_{BeH} \rangle = 4.61 \pm 0.92$ м.

Среди «белых» звезд ${}^7Be + p$ имеется примерно 18 событий с суммарным поперечным импульсом $P_T({}^8B) < 150$ МэВ/с, которые могут быть образованы в кулоновской диссоциации ядра 8B . Средний пробег для них равен $\langle \lambda_{BeH} \rangle \approx 6.40 \pm 1.51$ м. Эти оценки полезны при планировании последующих экспериментов, например, во вторичном пучке ядер 9C , в котором должна присутствовать заметная примесь ядер 8B .

Табл. 1.1. Распределение по зарядовой топологии взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 5$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер 8B .

ΣZ_{fr}	N_z					N_{ws}	N_{tf}
	5	4	3	2	1		
7	-	-	-	3	1	-	1
7	-	-	-	2	3	-	1
6	-	-	-	2	2	1	12
6	-	-	-	1	4	4	7
6	-	-	-	-	6	1	2
6	-	1	-	1	-	-	1
6	-	1	-	-	2	-	4
6	1	-	-	-	1	1	2
5	-	-	-	1	3	12	42
5	-	-	-	2	1	14	44
5	-	-	1	-	2	-	5
5	-	-	1	1	-	-	2
5	-	1	-	-	1	25	16
5	1	-	-	-	-	1	13
5	-	-	-	-	5	-	2
4	-	-	-	-	4	-	17
4	-	-	-	2	-	-	16
4	-	-	-	1	2	1	45
4	-	1	-	-	-	-	8
4	-	-	1	-	1	-	1
3	-	-	-	1	1	-	11
3	-	-	-	-	3	-	5

1.4. Зарядовая топология «белых» звезд

Распределение «белых» звезд N_{ws} по зарядовому составу фрагментов, образованных ядрами 8B , можно сравнить с аналогичными данными для ядер ${}^{10}B$ с энергией $1 A ГэВ$ [29] (Табл. 1.2). Доля основной 3-лучевой моды ${}^{10}B \rightarrow 2He + {}^1,2H$ составляет 73 %, а 2-лучевой моды ${}^{10}B \rightarrow {}^9Be + {}^1H$ всего 2 %. Различие объясняется более низким значением энергии связи дейтрона по сравнению с энергией связи нуклона в ядре ${}^{10}B$. Доля распадов ${}^{10}B^* \rightarrow d + a + a$ среди событий с зарядовой топологией $2He + H$ составила 40 %. Распад нестабильного ядра 9B не является основным источником событий с такой топологией. На это указывает малая вероятность топологии $4 + 1$ в распаде

$^{10}\text{B}^* \rightarrow p + ^9\text{Be}$, а также небольшой вклад ^8Be , который мог бы дать вклад $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{B} (+ n) \rightarrow p + ^8\text{Be}$. Был сделан вывод об основной роли прямых 3-тельных распадов с конфигурацией «белых» звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. Отметим, что заметную вероятность имеет канал с высоким порогом $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + 3\text{H}$. Схожая картина проявилась для периферической фрагментации изотопа ^{11}B .

Табл. 1.2. Распределение по зарядовой топологии статистики «белых» звезд N_{ws} , с $Z_{pr} = 5$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной в первичном пучке ^{10}B и во вторичном пучке ^8B . Приведены энергетические пороги диссоциации Q_{min} , соответствующие данной зарядовой конфигурации.

	$Q_{min} (^{10}\text{B}),$ МэВ	$N_{ws} (^{10}\text{B})$	% (^{10}B)	$Q_{min} (^8\text{B}),$ МэВ	$N_{ws} (^8\text{B})$	% (^8B)
2He + H	6.0	30	73	1.724	14	27
He + 3H	25	5	12	8.6	12	23
Be + H	6.6	1	2	0.138	25	48
B		-	-		1	2
Li + He	4.5	5	13	3.7	-	-

В случае изотопа ^8B , наоборот, для «белых» звезд имеет место высокий выход именно 2-лучевой моды $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + ^1\text{H}$ как следствие малости энергии связи внешнего протона и, таким образом, ядро ^8B проявляет свою основную особенность. С заметно большей вероятностью наблюдаются «белые» звезды в каналах $2\text{He} + \text{H}$ (см. фото 5 и 6 Приложения I) и $\text{He} + 3\text{H}$, что может объясняться диссоциацией кластеров ^7Be и ^3He , имеющими существенно меньшие пороги диссоциации, чем ^4He .

Наличие «белых» звезд с более чем двумя фрагментами может быть обусловлено диссоциацией ядра-основы ^7Be . Для проверки этого предположения в табл. 1.3 представлено распределение по зарядам релятивистских фрагментов в «белых» звездах для ядер ^7Be [31] и ^8B . События ^8B представлены за вычетом одного 1-зарядного релятивистского фрагмента – предполагаемого протона гало. Наблюдается одинаковая доля двух основных каналов диссоциации 2He и $\text{He} + 2\text{H}$ для ядер ^7Be и ^8B , что

указывает на независимость развала ядра-основы ${}^7\text{Be}$ от дополнительного слабосвязанного протона в ядре ${}^8\text{B}$. Статистика «белых» звезд N_{ws} с $\Sigma Z_{fr} \neq 5$ не обсуждается из-за малости числа событий.

Табл. 1.3. Распределение «белых» звезд, образованных ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ по зарядовым модам диссоциации (для удобства сравнения для ядра ${}^8\text{B}$ из зарядовой моды исключено одно ядро H и указаны соотношения каналов в процентах).

	${}^7\text{Be}$	%	${}^8\text{B} (+\text{H})$	%
2He	41	43	14	54
He+2H	42	45	12	46
4H	2	2	0	0
Li+H	9	10	0	0

В принципе, релятивистские протоны могут рассеиваться на большие углы и быть отнесены к рождению мезонов. В случае «белых» звезд $\Sigma Z_{fr} = 4$ и $\Sigma Z_{fr} = 3$ от первичных следов $Z_{pr} = 5$, это ведет к очевидному дефициту в наблюдаемом балансе заряда и барионного числа. Статистика в табл. 1.4 сопровождающей множественности n_s позволяет учесть это искажение. В событиях $\Sigma Z_{fr} = 4$ с $n_s = 1$, которые составляют половину 18 «проблемных» событий, среди s -частиц могут быть протоны. В оставшихся 9 событиях можно предположить образование заряженных мезонов. Можно заметить, что такие события пополняют каналы с большой степенью дезинтеграции ${}^8\text{B}$ и связаны с большей передачей импульса. Аналогично, среди «белых» звезд $\Sigma Z_{fr} = 3$ с $n_s = 2$ могут быть протоны (Таблица 1.5). «Белые» звезды $\Sigma Z_{fr} = 6$, которые также связаны с большой степенью дезинтеграции, можно объяснить образованием мезона в конусе фрагментации. Как видно, эти эффекты невелики и их оценка может быть полезной для планирования экспериментов с образованием мезонов ядром ${}^8\text{B}$, например, через возбуждение Δ^{++} -изобары в зарядово-обменном взаимодействии.

Табл. 1.4. Распределение диссоциации 8B в событий типа «белая» звезда по зарядовым модам $\Sigma Z_{fr} = 4$ при сопровождении вторичных однозарядных n_s частиц с $\theta_s > 8^\circ$.

n_s	1	2	3	4	5
He + 2H	4	3	-	1	-
2He	3	-	1	-	-
Be	-	1	1	-	-
4H	2	1	1	-	-

Табл. 1.5. Распределение диссоциации 8B в событиях «белая» звезда по зарядовым модам $\Sigma Z_{fr} = 3$ при сопровождении вторичных однозарядных n_s частиц с $\theta_s > 8^\circ$.

n_s	1	2	3	4	5
He + H	-	2	-	1	-
3H	-	1	-	-	-

1.5. Диссоциация с образованием фрагментов ядер мишени

В статистике событий N_{pf} с $\Sigma Z_{fr} = 5$, с высокой вероятностью наблюдаются яркие 4- и 3-частичные моды $2He + H$ и $He + 3H$, составляющие $\approx 70\%$ для N_{pf} и $\approx 50\%$ для N_{ws} . Возможно, что среди других факторов это обстоятельство отражает и эффект пересечения границы протонной стабильности при фрагментации ядра ${}^8B \rightarrow {}^7B$ в реакциях срыва ненаблюдаемого нейтрона, с образованием фрагментов мишени или без, и распадом 7B на состояния ${}^4He - p - p - p$ и ${}^3He - {}^3He - p$. Первое из этих состояний может соответствовать распаду 7B из основного состояния, а другое – из сильновозбужденного. В реакциях срыва нейтрона энергетический порог не играет существенной роли, и эти состояния могут формироваться с близкой интенсивностью. Наличие фрагментов ядра-мишени указывает на перекрытие ядер. Примерно равная вероятность

«белых» звезд с модами ${}^8B \rightarrow 2He + H$ и $He + 3H$ является еще одним отличием от случая ${}^{10}B$, где вероятность первой из них оказалась примерно в 6 раз больше (табл. 1.2).

Табл. 1.6. Распределение диссоциации 8B по зарядовым модам $\Sigma Z_{fr} = 5$ при различном сопровождении фрагментами мишени.

n_g n_b	0	1	0	0	0	0	0
	0	0	1	2	3	4	5
He + 3H	12	6	8	3	2	3	-
2He + H	14	3	8	2	4	-	1
Be + H	25	1	3	3	1	-	-
B	1	1	8	1	-	1	-

В табл. 1.6 прослежено распределение событий дезинтеграции $\Sigma Z_{fr} = 5$ ядер 8B типа N_{pf} по числу сопровождающих фрагментов ядер мишени n_g и n_b , определяемых согласно эмульсионной классификации (см. Приложение II). Наблюдается «рассыпание» статистики по многим возможным для ядер мишени каналам. Несмотря, на незначительность статистики при $n_g=1$ и $n_b=0$, отнесенной к взаимодействиям на ядрах водорода, можно утверждать, что вероятность 2-лучевой моды ${}^8B \rightarrow {}^7Be + {}^1H$ становится весьма малой. Соотношение мод ${}^8B \rightarrow 2He + H$ и $He + 3H$ в пределах ошибок не изменяется (можно и суммировать каналы фрагментации мишени). Оба эти наблюдения указывают на то, что события N_{pf} с $\Sigma Z_{fr} = 5$ вызваны выбиванием нейтрона из 8B .

Обращает на себя внимание наблюдение 2 необычных звезд с $\Sigma Z_{fr} = 5$ среди N_{tf} с полным разрушением ${}^8B \rightarrow 5H$ (табл. 1.1). Такой процесс ведет к развалу двух кластеров He и имеет высокий энергетический порог. Ранее события такого типа уже наблюдались для ядер ${}^7Be \rightarrow 4H$ [31] и ${}^{10}B \rightarrow 5H$ [29]. Дефицит нейтронов в ядре 8B усиливает эффект кулоновского отталкивания в системе фрагментов. Образование таких ансамблей ядер H

может лежать в основе множественной фрагментации более тяжелых ядер с большим числом фрагментов.

Было обнаружено два события $Li + He$, которые не могли быть отнесены к диссоциации 8B с углами между фрагментами $\Theta_{LiHe} = 4.1^\circ$ при $n_g = 1$ и 6.9° при $n_b = 1$, а только к диссоциации ${}^{10}B$. Косвенным образом, они могут свидетельствовать о проникновении в канал нескольких процентов примеси ядер ${}^{10}B$ с импульсом заметно меньшим номинального значения. Возможности метода не позволяют оценить импульс первичных ядер в этих двух случаях, а, значит, и условия проникновения фона в канал.

Статистика 87 событий с $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$ (табл. 1.1), которые сопровождаются образованием фрагментов мишени, позволяет оценить соотношение реакции срыва протона (стриппинга) ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ и каналов релятивистской фрагментации с большей множественностью. Данная реакция исследовалась в электронных экспериментах с измерением инклюзивных импульсных спектров релятивистских фрагментов 7Be . В настоящем анализе было найдено всего 8 таких событий. Отметим, что фрагментация мишени делает эффективным наблюдение 7Be . На основе этих событий трудно сделать корректные сравнения с данными из других работ. Тем не менее, можно заметить их весьма небольшую роль в статистике $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$. В то же время, события $He + 2H$ составляют примерно половину статистики данного класса, за ними которыми следуют $2He$ и $4H$. Аналогичная ситуация проявляется и в статистике $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 3$. Из 16 наблюдавшихся событий нет ни одного событий ${}^8B \rightarrow {}^6Li$. Далее рассматривается 12 событий фрагментации ядра 7Be $Z_{pr} = 4$ и $\Sigma Z_{fr} = 3$, в которых также отсутствует канал ${}^7Be \rightarrow {}^6Li$. Таким образом, во фрагментации со срывом нуклона проявляется слабосвязанная кластерная структура ядра, ведущая в основном к фрагментации в изотопы He и H , а не в одиночные более тяжелые фрагменты.

1.6. Топология фрагментации сопровождающих ядер ^{10}C и ^7Be

Образование части звезд с $\Sigma Z_{fr} > 5$ (табл. 1.1) могло быть связано с примесью ядер ^{10}C в составе использованного пучка. Ядра ^{10}C могли рождаться путем перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$ в мишени, предназначенной для генерации ^8B , и захватываться во вторичный пучок из-за малой разницы по магнитной жесткости с ^8B (около 4 %) и разброса ядер по их импульсу. Идентификация зарядов первичных следов позволила выделить события с $Z_{pr} = 6$. Их зарядовая топология представлена в табл. 1.7. «Белые» звезды с $\Sigma Z_{fr} = 6$ не содержат фрагментов с $Z > 2$. Их топология соответствует диссоциации ядра ^{10}C , имеющего основу в виде ^8Be , по наиболее вероятному каналу $^{10}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + 2p$. Примеры событий представлены на фото 7, 8 и 9 Приложения I. Кинематические характеристики этих событий будут обсуждены среди угловых измерений. Наличие в событии фрагментов мишени ведет к росту степени дезинтеграции изотопа углерода. Идентификация изотопа ^{10}C указывает на возможность формирования пучка ^{10}C в реакции перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$ в условиях, удобных для исследований в эмульсии.

Идентификация следов $Z_{pr} = 4$ позволяет представить зарядовую топологию фрагментации ядер ^7Be (табл. 1.8), наблюдавшуюся в данном исследовании и выполнить сравнение данными [31]. В статистике $\Sigma Z_{fr} = 4$ имеется 19 событий, не сопровождаемых рожденными частицами ($n_s = 0$, $n_g = 0$, $n_b \geq 0$). Доля ядер ^7Be в пучке составляет около 20 %.

Можно принять за оценку общей длины их следов величину 28.8 м. Тогда средний пробег для взаимодействий такого типа $\langle \lambda_{pf} \rangle = 1.52 \pm 0.35$ м. В работе [31] наблюдалось 149 событий такого типа на длине 198 м, что дает значение $\langle \lambda_{pf} \rangle = 1.33 \pm 0.11$ м, с которым наша оценка согласуется. Так как наша статистика по фрагментации ^7Be существенно меньше, а условия наблюдения заметно хуже, то сравнение носит технический характер и служит дополнительной проверке корректности нашей статистики.

Табл. 1.7. Распределение по зарядовой топологии числа взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 6$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер 8B .

ΣZ_{fr}	N_z					N_{ws}	N_{tf}
	5	4	3	2	1		
7	-	-	-	1	5	-	1
7	-	-	-	2	3	1	-
6	-	-	-	2	2	3	5
6	-	-	-	1	4	-	10
6	-	-	-	-	6	-	2
5	-	-	-	2	1	-	5

Табл. 1.8. Распределение по зарядовой топологии взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 4$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер 8B .

ΣZ_{fr}	N_z					N_{ws}	N_{tf}
	5	4	3	2	1		
5	-	-	-	1	3	-	2
5	-	1	-	-	1	-	1
5	-	-	1	-	2	-	1
5	-	-	-	-	5	-	1
4	-	-	-	2	-	3	13
4	-	-	-	1	2	1	34
4	-	-	1	-	1	-	1
4	-	1	-	-	-	-	4
4	-	-	-	-	4	2	5
3	-	-	-	1	1	-	9
3	-	-	-	-	3	-	3

Глава II

Угловые характеристики фрагментов ядра ${}^8\text{B}$ и особенности канала ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$

2.1. Условия угловых измерений

Фрагменты релятивистского ядра вылетают в узком переднем конусе, угол раствора которого может быть приблизительно оценен по формуле:

$$\langle \theta_{fr} \rangle \approx \langle \sin \theta_{fr} \rangle = P_F/P_0, \quad (2.1)$$

где P_F — средний импульс Ферми-движения нуклонов в ядре-снаряде, а P_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда. Из приведенной формулы видно, что чем больше энергия снаряда, тем меньше углы вылета фрагментов ядра-снаряда. При импульсе ядра-снаряда 2.0 А ГэВ/с и Ферми-импульсе $P_F \approx 200 \text{ МэВ/с}$ получаем $\langle \theta_{fr} \rangle \approx 0.1$ (или 6°). Интерес вызывают угловые распределения релятивистских фрагментов и их угловые корреляции, поскольку в конусе фрагментации они оказываются чувствительными к структурным особенностям исследуемых ядер. Метод определения угловых характеристик первичных и вторичных треков приведен в п.8 Приложения II.

В настоящем исследовании были выполнены угловые измерения фрагментов в примерно 241 событиях с $Z_{pr} > 4$ и $\Sigma Z_{fr} > 3$. На рис. 2.1 представлено распределение событий с $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} > 3$, для которых были выполнены зарядовые измерения, по площади эмульсионных слоев. Вторая половина эмульсионного слоя оставлена для измерения углов и зарядов и поиск событий в ней не проводился. Приведены также проекции этих распределений на оси X и Y . Можно отметить достаточно равномерное заполнение первичными треками оси Y , обеспеченное во время облучения. Снижение статистики в направлении X соответствует ожиданиям. Площади расположенные ближе 1.5 см к продольным краям не просматривались. Рис. 2.2 демонстрирует качественно ту же ситуацию событий ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ (а) и, в

частности, для особенно важного канала «белых» звезд. Статистика распределена равномерно поверхности слоев.

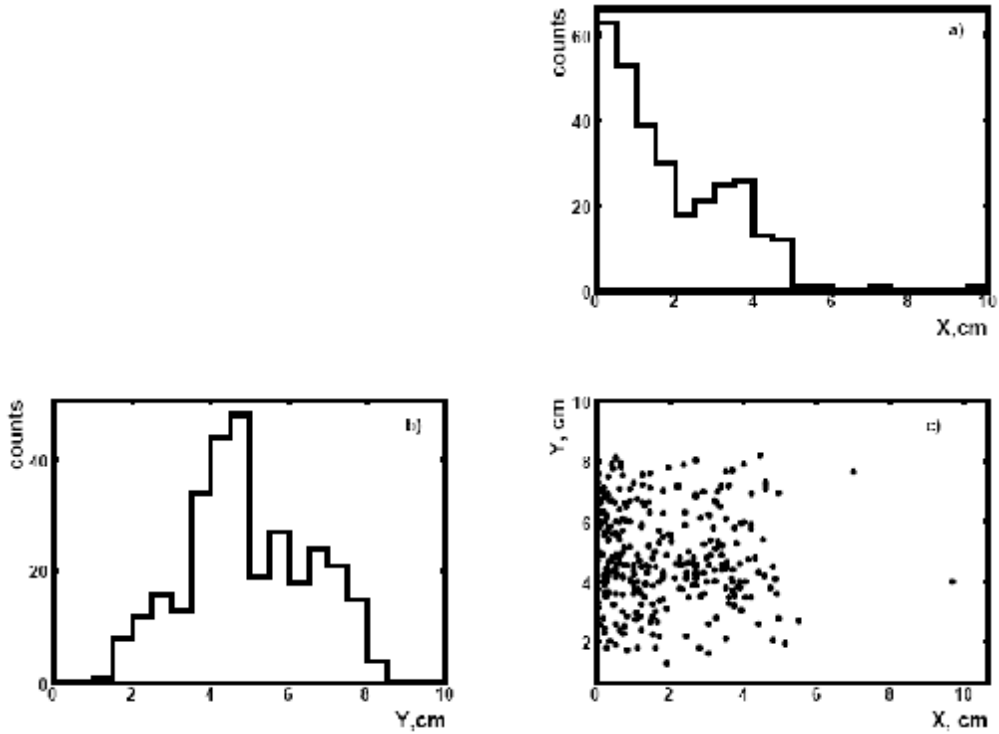


Рис. 2.1. Месторасположение найденных событий с $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} > 3$ в эмульсионных слоях (около 300 событие).

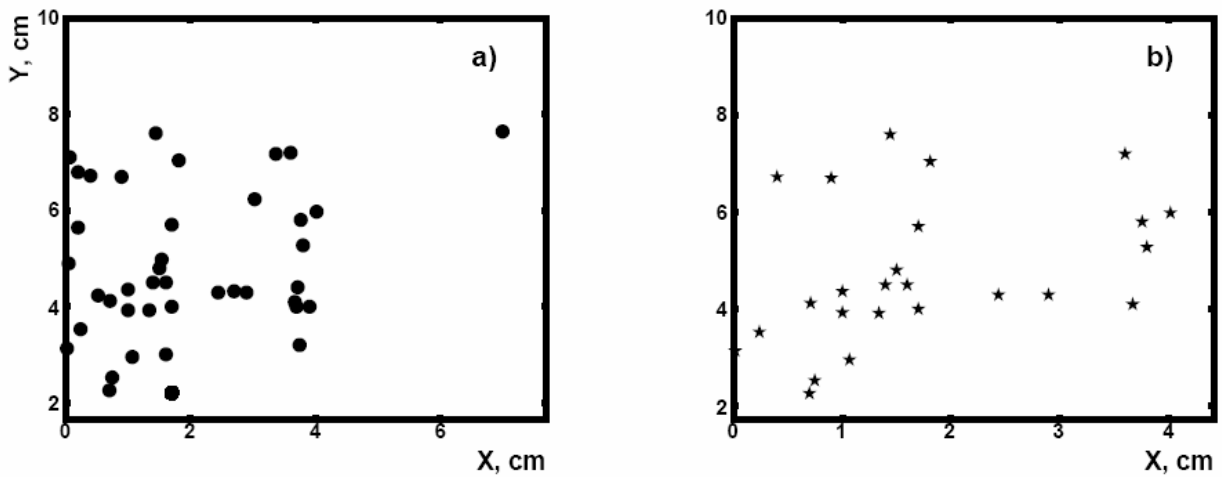


Рис. 2.2. Месторасположение, найденных событий ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (a) и, в частности, событий типа «белая» звезда (b).

В 40 событиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ были определены углы погружения α_0 первичных следов ядер 8B . Результаты представлены на рис. 2.3. Они могут дать представление о степени параллельности пучка по вертикали. Среднее

значение, определенное из аппроксимации функцией Гаусса, равно $\langle \alpha_0 \rangle = (-3.6 \pm 3) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ при $\sigma = 17.6 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$. Можно заключить, что систематический наклон облученных слоев эмульсии мал по сравнению с его угловым разбросом пучка по вертикали. Сама величина разброса имеет приемлемую для измерений величину. Специальные измерения разброса пучка по горизонтали не проводились, так как при каждом измерении ориентация по горизонтали просматриваемой пластины на измерительном микроскопе менялась для оптимального измерения вторичных следов относительно пучковых. В целом можно заключить, что качество облучения вновь сформированного вторичного пучка отвечает требованиям эмульсионного метода.

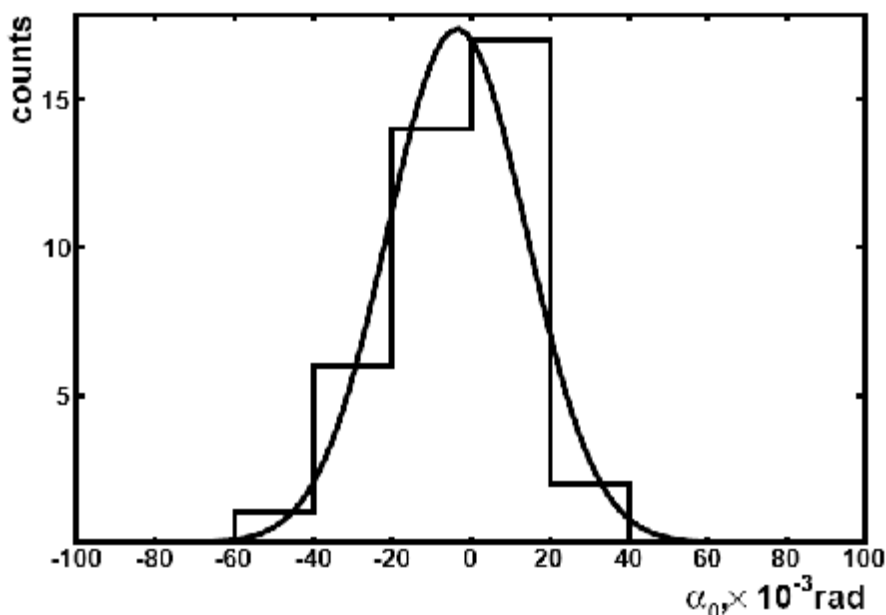


Рис. 2.3. Распределение по глубинному углу α_0 первичных следов во взаимодействиях ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ (40 событий).

2.2. Угловые распределения релятивистских фрагментов

Распределения всех измеренных полярных углов вылета θ для описанной в Главе I статистики релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1, 2$ и $Z_{fr} > 2$ приведены на рис. 2.4.

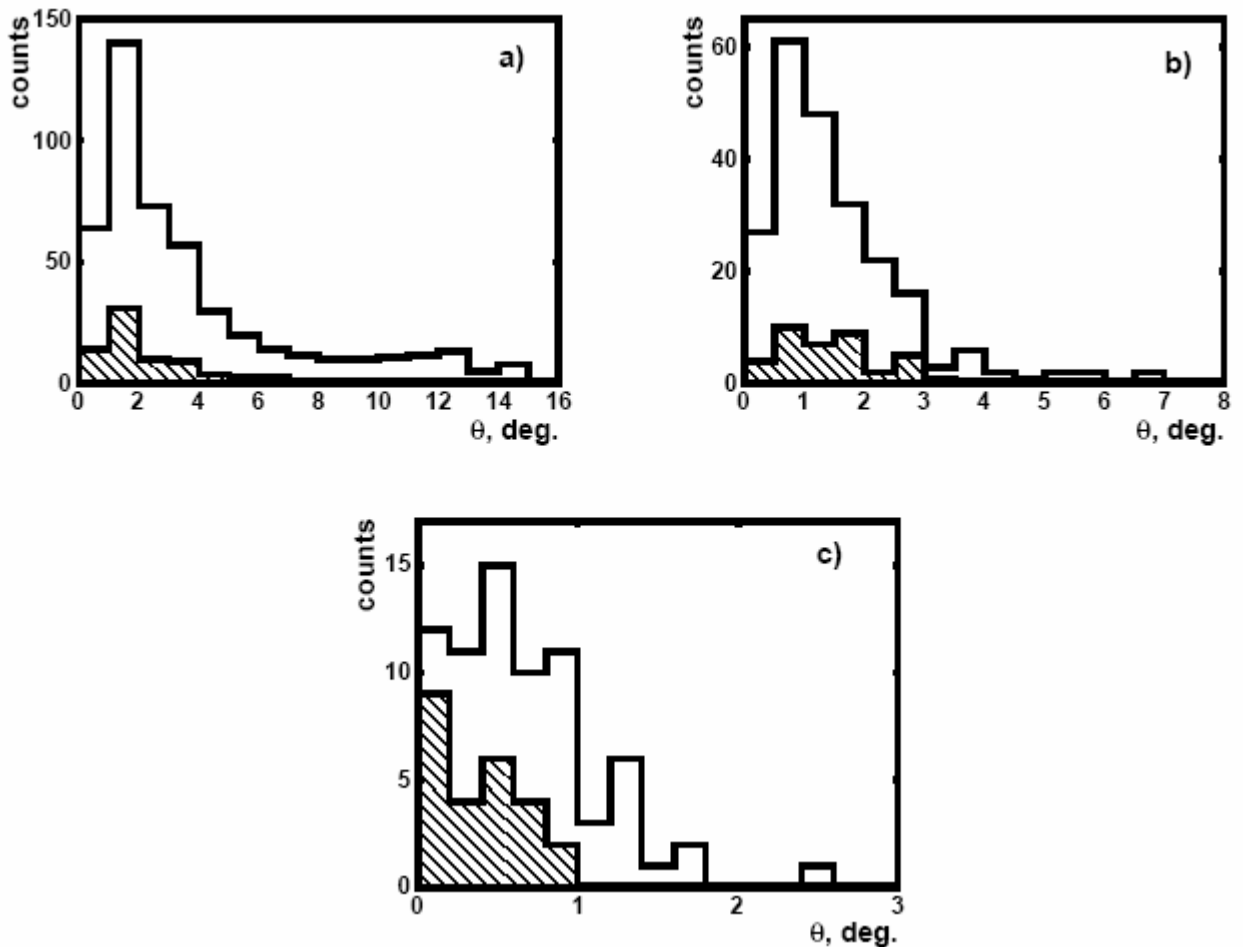


Рис.2.4. Распределения по полярному углу q (градус) для фрагментов с $Z_{fr} = 1$ (а, 479 следов), $Z_{fr} = 2$ (б, 224 следа) и $Z_{fr} > 2$ (с, 72 следа). Заштрихованная часть гистограммы соответствует вкладу «белых» звезд.

Углы вылета частиц с $Z_{fr} = 1$ (рис. 2.4 а) измерены вплоть до значения $\theta \leq 15^\circ$. Максимальный угол анализируемых однозарядных фрагментов выбран 8° , чтобы отсечь вклад протонов-участников взаимодействий. В принципе, массив однозарядных частиц может быть неоднородным по составу, так как может содержать вклад не только от протонов, но и небольшую примесь от дейтронов и тритонов. Однако в данном случае это обстоятельство не является существенным, так как мы имеем дело с ядром ${}^8\text{B}$ с явным дефицитом нейтронов и с высокими порогами образования тяжелых изотопов водорода. Поэтому определение однозарядных частиц как протонов является хорошим приближением, а в канале $Ve + H$ просто однозначным. Углы эмиссии фрагментов отобранных двухзарядных фрагментов

ограничены условием $\theta \leq 6^\circ$ (рис. 2.4 b) и фрагментов с $Z_{fr} > 2$ (в основном это ядра ${}^7\text{Be}$) $\theta \leq 3^\circ$ (рис. 2.4 c).

2.3. Изотопический состав релятивистских фрагментов

В принципе, несомненный интерес представляет полная идентификация фрагментов H и He ядра ${}^8\text{B}$ методом измерения многократного рассеяния их импульсов $p\beta c$, несмотря на трудоемкость этого метода (см. п.9 Приложения II). Эта трудоемкость связана с тем, что необходимо измерять смещения по координате следа в более чем 100 точках. Разделение релятивистских изотопов водорода и гелия происходит по результатам измерения, в предположении, что фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному, т.е., массовое число фрагмента равно $A_{fr} \approx p\beta c/p_0\beta_0 c$. Интерпретация события релятивистской периферической диссоциации легкого ядра является уникальной по степени детальности. Из-за технических проблем с использованными слоями эмульсий, а также ограничений, связанных угловым разбросом следов фрагментов, такие измерения оказалось невозможным осуществить в полном объеме.

Для 26 однозарядных фрагментов из событий ${}^8\text{B} \rightarrow \text{Be} + H$ и $2\text{He} + H$ результаты измерений $p\beta c_H$ представлены на рис. 2.5. В этих событиях фрагмент H является протоном. Распределение описывается одной функцией Гаусса со средним значением $\langle p\beta c_{1H} \rangle = 1.7 \pm 0.2 \text{ ГэВ}$ при $\sigma = 0.5 \text{ ГэВ}$, что соответствует ожидавшимся для протонов значениям.

На рис. 2.6 приведено распределение измеренных $p\beta c_{He}$ для 24 случайно выбранных двухзарядных фрагментов (22 следа из событий - $2\text{He} + H$ и 2 следа из событий $He + 3H$), удовлетворительно описываемых суммой двух нормальных распределений. Параметры аппроксимирующих функций соответствуют ожидаемым значениям для релятивистских изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и равны $\langle p\beta c_{3He} \rangle = 4.6 \pm 0.2 \text{ ГэВ}$ при $\sigma = 0.6 \text{ ГэВ}$ и $\langle p\beta c_{4He} \rangle = 7.1 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$

при $\sigma = 0.9$ ГэВ, соответственно. Распределение указывает на примерно равное соотношение изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, что также ожидалось для ядра ${}^8\text{B}$. Средние значения $p\beta c$ для ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ проявляют приблизительную кратность массовому числу фрагмента A_{fr} , а значения σ их распределений на возможность их разделения.

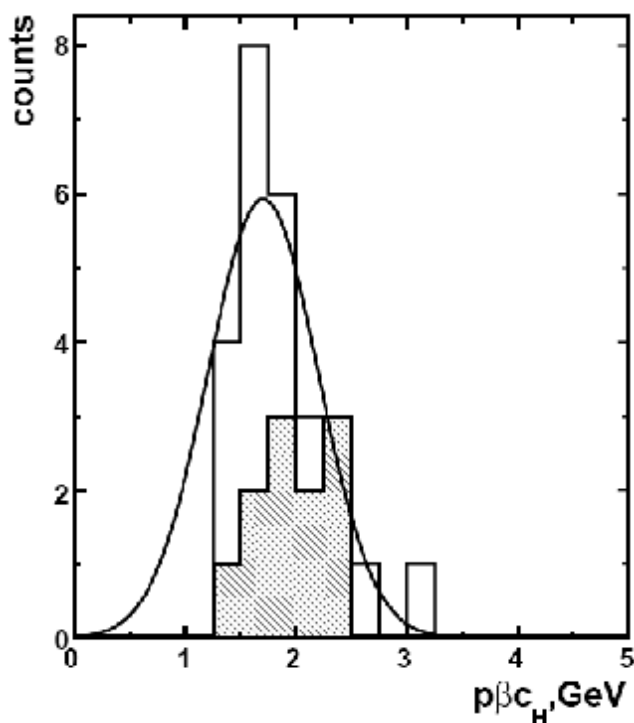


Рис. 2.5. Распределение однозарядных фрагментов ядра ${}^8\text{B}$ по измеренным значениям $p\beta c$ в каналах диссоциации $\text{Be} + \text{H}$ (15 следов в «белых» звездах) и $2\text{He} + \text{H}$ (11 следов, в том числе 5 следов в «белых» звездах). Заштрихованная часть гистограммы относится к каналу $2\text{He} + \text{H}$; сплошная линия соответствует аппроксимирующей функции Гаусса, максимум которой расположен при 1.7 ГэВ.

В 4 событиях $2\text{He} + \text{H}$, в том числе в одной «белой» звезде удалось измерить $p\beta c$ всех 3-х треков (табл. 2.1). Очевидно, что все они соответствуют предположению о диссоциации именно ядра ${}^8\text{B}$.

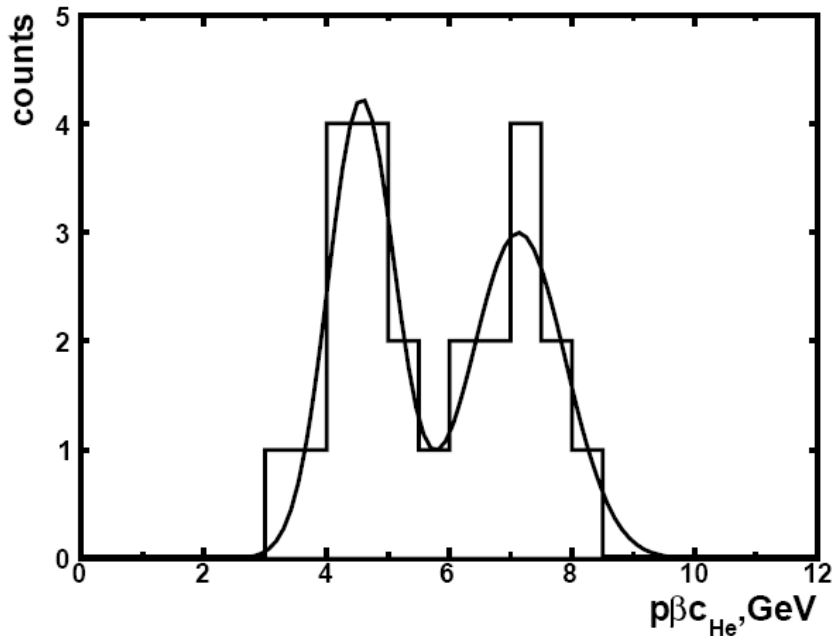


Рис. 2.6. Распределение двухзарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух функций Гаусса.

Табл. 2.1. Идентификация релятивистских фрагментов по $p\beta c$ в 4 событиях диссоциации $2He + H$.

Тип звезды	Номер звезды	Изотоп
«белая» звезда	403-8-26	${}^4He + {}^3He + {}^1H$
с фрагментами $n_b=1$ и $n_g=1$	403-11-18	${}^4He + {}^3He + {}^1H$
с фрагментами $n_b=5$	403-12-53	${}^4He + {}^3He + {}^1H$
с фрагментом $n_g=1$	403-12-35	${}^3He + {}^3He + {}^1H$

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

2.4. Углы испускания и поперечные импульсы фрагментов в диссоциации ${}^7\text{Be} + p$

Как уже отмечалось, наиболее низкий по порогу канал ${}^7\text{Be} + p$ наиболее ярко характеризует основную особенность ядра ${}^8\text{B}$ (можно сказать, является его «автографом»). Поэтому изучение кинематических особенностей этого канала представляет первоочередной интерес.

На рис. 2.7 представлены распределения по полярному углу θ фрагментов ядра-снаряда в ${}^8\text{B}$ с зарядами $Z_{fr} = 1$ (a) и $Z_{fr} = 4$ (b). Угловые распределения фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 4 имеют выраженный пик в области малых значений θ с последующим спадом с ростом θ . Положение этого пика смещается в сторону меньших значений при увеличении заряда фрагмента, и средние значения $\langle\theta\rangle$ фрагментов уменьшаются при увеличении заряда фрагмента. Так значение $\langle\theta\rangle$ однозарядных фрагментов в ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ событиях типа «белая» звезда, которые доминируют в статистике, равно $\langle\theta_p\rangle = (32.8 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 29 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) (здесь и далее RMS – среднеквадратичное отклонение), для 4-зарядных фрагментов - $\langle\theta_{Be}\rangle = (6.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Такое резкое отличие в значениях $\langle\theta\rangle$ очевидным образом связано с разницей масс фрагментов.

Угловые измерения позволяют с большой точностью восстановить спектры поперечных импульсов фрагментов P_T согласно формуле

$$P_T = A_{fr} P_0 \sin \theta. \quad (2.2)$$

Для компенсации эффекта, связанного с передачей импульса фрагментирующему ядру, можно рассмотреть величины P_T в системе покоя релятивистских фрагментов. Переход в эту систему может быть осуществлен при небольших углах рассеяния ядра-снаряда. Тогда импульсы в их с. ц. м. вторичных частиц осуществляется согласно формуле:

$$P_{T_p}^* \cong P_{T_p} - \frac{m_p}{m_p + m_{Be}} \left(P_{T_p} + P_{T_{Be}} \right) \quad (2.3)$$

Здесь и ниже величины, относящиеся к системе покоя фрагментирующего ядра, будем отмечать звездочками.

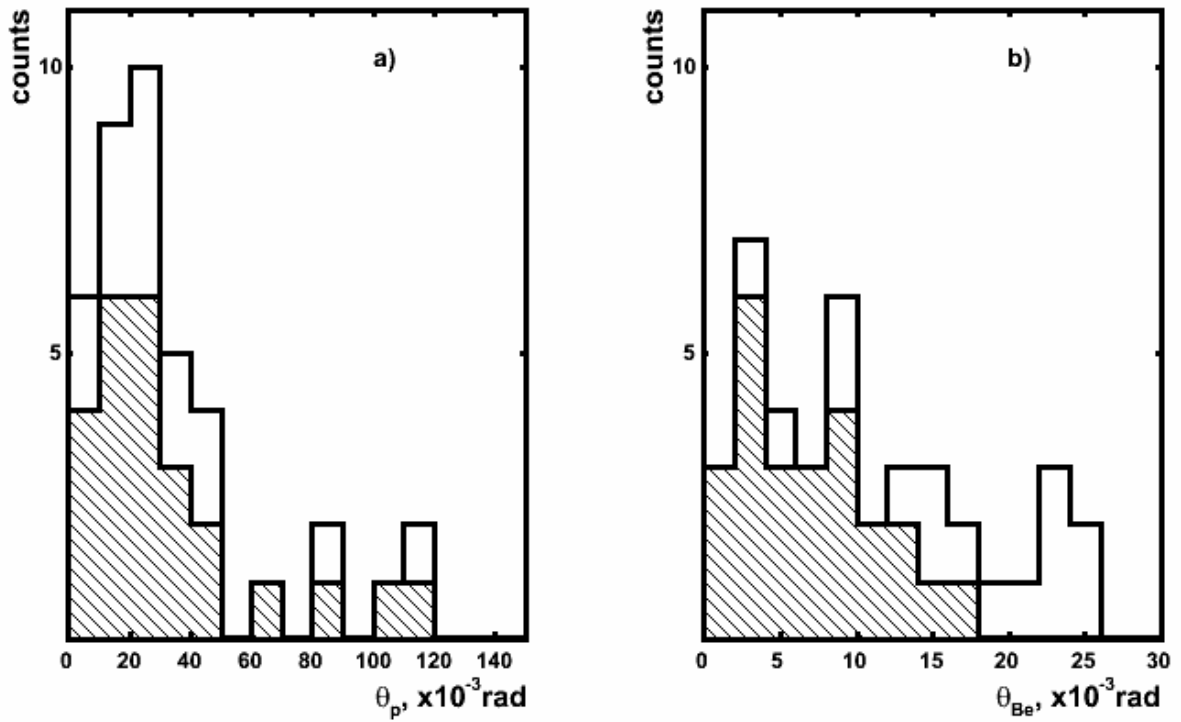


Рис. 2.7. Распределение по полярному углу θ (rad) во взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (40 событий): а) для фрагментов с $Z = 1$; б) для фрагментов с $Z = 4$. Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (25 событий).

На рис. 2.8 представлены распределения по P_T для протонов. Величина среднего поперечного импульса для протонов в лабораторной системе (рис. 2.8 а) в событиях типа «белая» звезда составила $\langle P_{Tp} \rangle = 66 \pm 12$ МэВ/с при $RMS = 58$ МэВ/с, а для ядер Be $\langle P_{TBe} \rangle = 97 \pm 13$ МэВ/с при $RMS = 64$ МэВ/с.

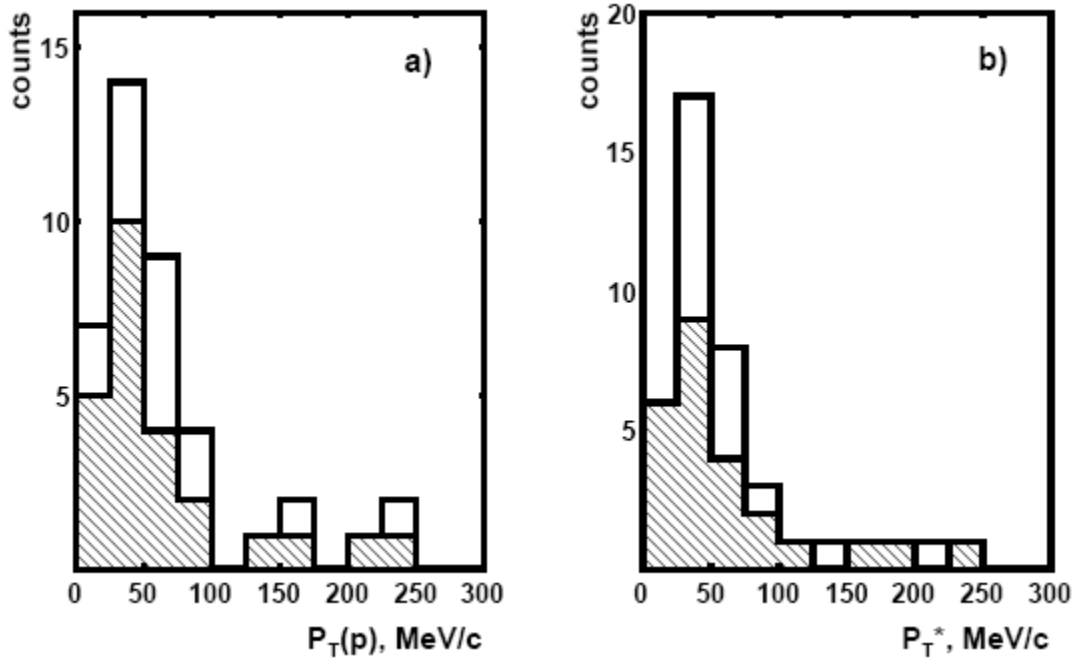


Рис. 2.8. Распределение по поперечному импульсу P_T протонов, рожденных в звездах ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (40 событий): а) - в лабораторной системе; б) в с. ц. м. ${}^7Be + p$. Заштрихованная гистограмма соответствует «белым» звездам (25 событий).

Переход в систему центра масс ${}^7Be + p$ позволяет компенсировать поперечный импульс, переданный паре, что ведет к распределению P_T^* (рис. 2.8 б) со средним значением $\langle P_T^* \rangle = 62 \pm 11 \text{ МэВ/с}$ ($RMS=54.2 \text{ МэВ/с}$). Столь малая величина $\langle P_T^* \rangle$ согласуется с данными работ [16, 17], в которых в распределении по продольному импульсу ядер 7Be в реакции срыва ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ получено весьма малое значение полуширины на половине высоты равное $46 \pm 3 \text{ МэВ/с}$. Таким образом, в распределении P_T слабая связь протона и ядра-основы проявляется при наиболее ясных условиях наблюдения.

2.5. Спектры по поперечному импульсу $P_T({}^8B^*)$ в событиях ${}^7Be + p$

Распределение векторной суммы поперечных импульсов фрагментов P_T (${}^8B^*$) системы ${}^7Be + p$ может отражать механизмы ее генерации. На рис. 2.9 представлены такие распределения $P_T({}^8B^*)$ для всех периферических событий ${}^7Be + p$ и отдельно «белых» звезд. Для случая «белых» звезд среднее значение равно $\langle P_T({}^8B^*) \rangle \approx 100 \text{ МэВ/с}$, а максимум распределения при P_T

$\langle P_T(^8B) \rangle \approx 50 \text{ МэВ/с}$. Такая асимметрия распределения $P_T(^8B)$ может быть связана с вкладами электромагнитной диссоциации, ядерной дифракции, а также с испусканием ненаблюдаемых нейтронов ядрами мишени и возбуждением ядра-основы $^8B \rightarrow ^7Be^* + p \rightarrow ^7Be + \gamma + p$ [16].

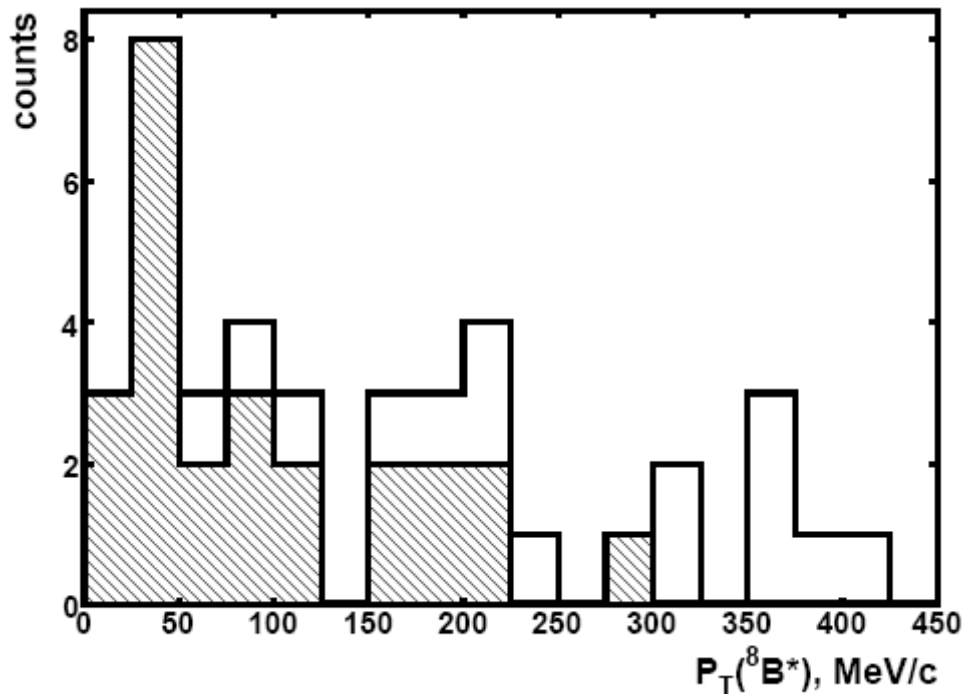


Рис. 2.9. Распределение по поперечному импульсу $P_T(^8B^*)$ пар $^7Be + p$, в периферических взаимодействиях $^8B \rightarrow ^7Be + p$ (40 событий). Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (25 событий).

На рис. 2.10 представлены распределения по $P_T(^8B^*)$ для событий сопровождаемых фрагментами ядер - мишени и без них для того, чтобы отметить их резкое различие. Сплошная гистограмма соответствует «белым» звездам ($n_s = 0, n_g = 0, n_b = 0$), для которых среднее значение $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 95 \pm 15 \text{ МэВ/с}$ при $RMS = 73 \text{ МэВ/с}$. Штриховая гистограмма, имеющая существенно большее значение $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 251 \pm 29 \text{ МэВ/с}$ ($RMS = 112 \text{ МэВ/с}$), соответствует взаимодействиям, которые сопровождаются фрагментами мишени и рожденными мезонами ($n_s + n_g + n_b \neq 0$). Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что условие $P_T(^8B^*) <$

150 МэВ/с само по себе позволяет достаточно эффективно выделить область «белых» звезд типа ${}^7\text{Be} + p$.

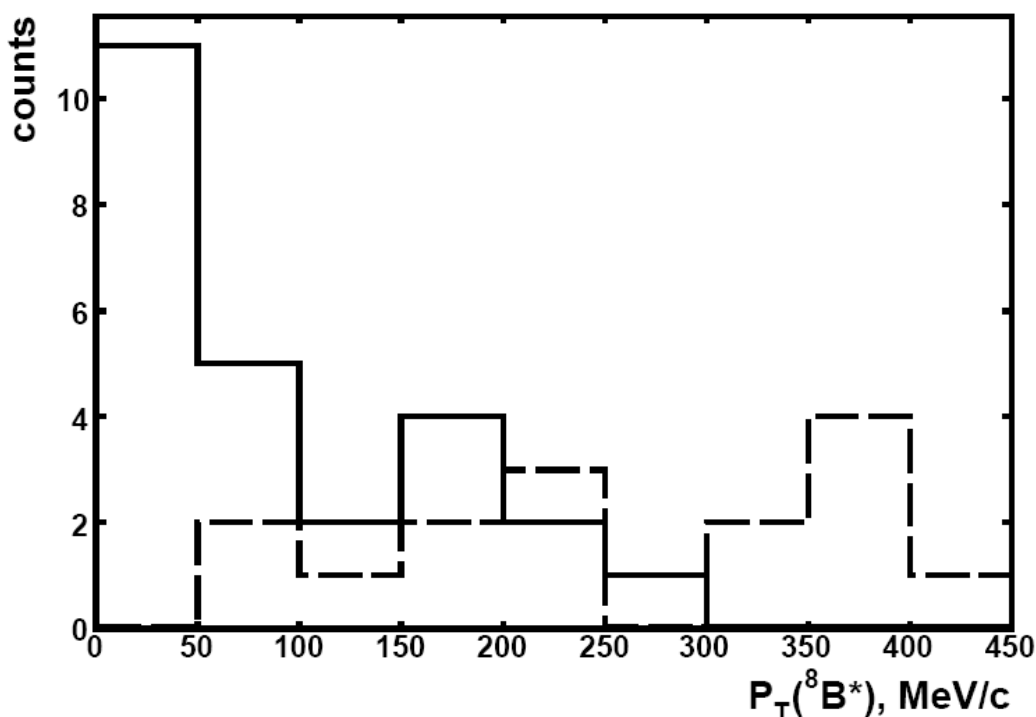


Рис. 2.10. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8B^*)$ пар ${}^7\text{Be} + p$, рожденных во взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7\text{Be} + p$. Сплошная гистограмма соответствует «белым» звездам (25 событий); штриховая гистограмма – взаимодействиям, которые сопровождаются фрагментами мишени и рожденными частицами ($n_s + n_g + n_b \neq 0$, 15 событий).

В табл. 2.2 представлены средние значения обсуждаемых поперечных импульсов для событий с различной топологией фрагментации ядер - мишени. Очевидно, что в канале ${}^8B \rightarrow {}^7\text{Be} + {}^1H$ не следует ожидать сильного возбуждения ядра мишени. Однако, даже на небольшой статистике в событиях с возбуждением ядра-мишени можно заметить увеличение значения $\langle P_T({}^8B^*) \rangle$ по сравнению со случаем «белых» звезд. Это увеличение происходит за счет нарастания импульса $\langle P_{TBe} \rangle$ ядра ${}^7\text{Be}$ при примерной неизменности импульса протона $\langle P_{Tp} \rangle$. Этот результат может служить указанием на независимость рассеяния ядра – кора ${}^7\text{Be}$ с рождением фрагментов отдачи и протона, что объясняется большим размером тяжелого

фрагмента. Можно предположить и предварительный развал ядра 8B в поле высокозарядного ядра мишени с последующим вторичным рассеянием 7Be .

Табл. 2.2. Средние значения поперечных импульсов фрагментов $\langle P_T \rangle$ и их векторной суммы $\langle P_T({}^8B^*) \rangle$ (МэВ/с) во взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + {}^1H$ при различном сопровождении фрагментами мишени и без образования заряженных мезонов ($n_s = 0$).

n_g	0	1	0	0	0
n_b	0	0	1	2	3
Событий $Be + H$	25	1	3	3	1
$\langle P_{Tp} \rangle$	66 ± 12	38	52 ± 11	64 ± 12	65
$\langle P_{TBe} \rangle$	97 ± 13	130	301 ± 36	129 ± 60	298
$\langle P_T({}^8B^*) \rangle$, МэВ/с	95 ± 15	152	324 ± 45	170 ± 78	350

2.6. Рассеяние ядер 8B на тяжелых ядрах эмульсии

Среди зарегистрированных событий было обнаружено 7 событий рассеяния ядра 8B без его диссоциации. Все они сопровождались образованием только одного фрагмента мишени с сильной ионизацией ($n_b = 1$), что и позволило их обнаружить. Образование одиночных осколков ядер мишени является характерным именно для тяжелых ядер, так как кластерная структура легких ядер должна вести к более высокой множественности. Такие случаи не могут быть отнесены и к рассеянию на ядрах водорода, что вело бы к следам g -частиц.

Распределение по $P_T({}^8B)$ представлено на рис. 2.11. Ему соответствует среднее значение $\langle P_T({}^8B) \rangle = 151 \pm 27$ МэВ/с ($RMS = 71$ МэВ/с). Это значение определенно больше значения $\langle P_T({}^8B) \rangle$ для «белых» звезд. Таким образом, в случае «белых» звезд диссоциация ${}^7Be + p$ протекает с наименьшей передачей импульса.

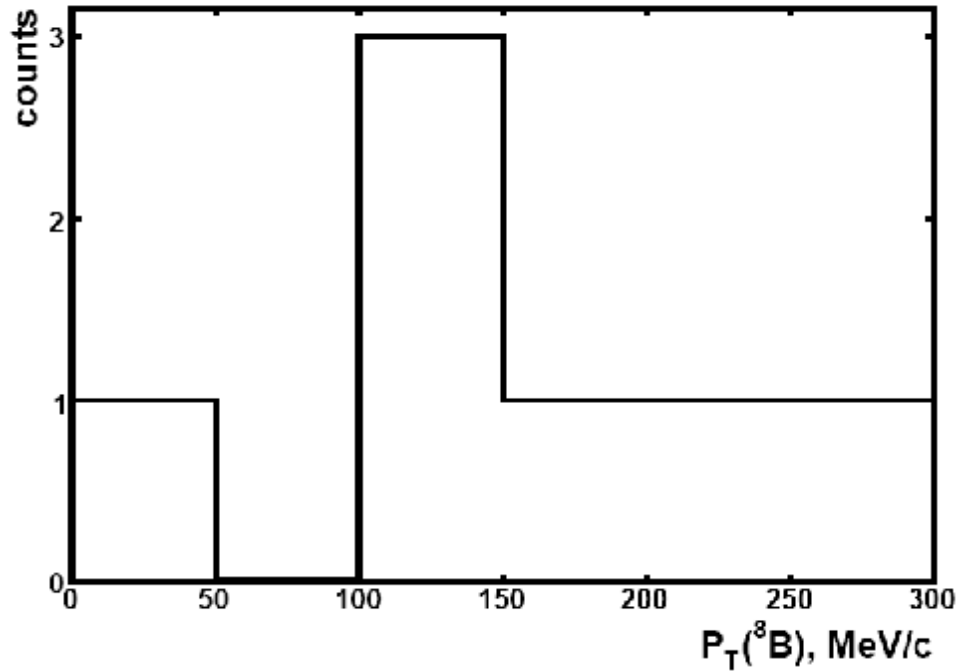


Рис. 2.11. Распределение по поперечному импульсу P_T рассеянных ядер 8B .

2.7. Азимутальные корреляции в системе ^7Be+p

Продукты развала $^8B \rightarrow ^7Be + ^1H$ под действием виртуального фотона ядра – мишени должны приобретать наименьшие значения суммарного поперечного импульса. Поэтому в этих событиях должна проявляться корреляция по азимутальному углу между ними ε_{pBe} . На рис. 2.12 представлено распределение ε_{pBe} с условием отбора событий $P_T(^8B^*) < 150$ МэВ/с. Можно отметить, что в распределении наблюдается явная асимметрия относительно угла $\pi/2$ равная величине $A \approx 0.7$, что указывает на высокую степень коллинеарности импульсов фрагментов ядра 8B при распадах с малыми передачами поперечного импульса. Снятие критерия отбора по $P_T(^8B^*)$ ведет к $A \approx 0.5$. Для усиления отбора событий электромагнитной природы может быть принят достаточно мягкий критерий $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.

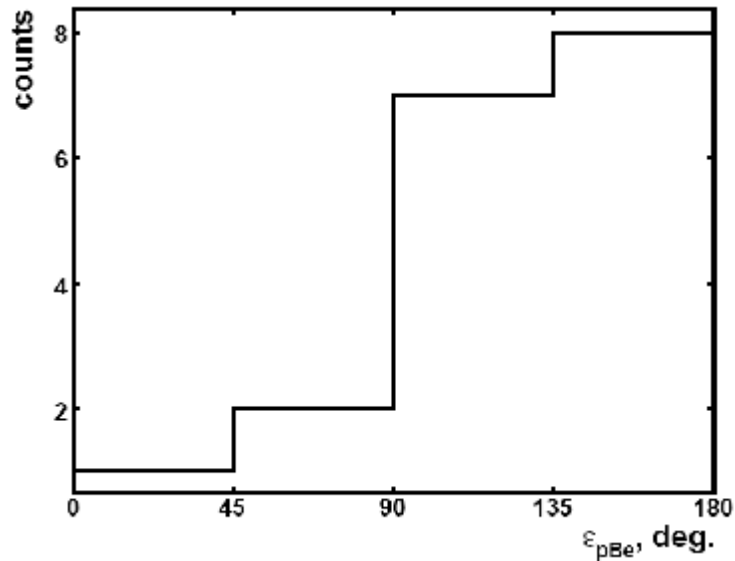


Рис. 2.12. Распределение по азимутальному углу ε_{pBe} между 7Be и p в «белых» звездах ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ в событиях с $P_T({}^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$ (18 событий).

2.8. Спектры парных углов и инвариантных масс системы ${}^7Be + p$

Как следующий шаг анализа событий ${}^7Be + p$ был получен спектр парных углов Θ_{pBe} (рис. 2.13). Рассматривались только события, в которых в конусе фрагментации имеется два трека. В распределении по парному углу наблюдается один четкий пик со средним значением $\langle \Theta_{pBe} \rangle = (36 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 31 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) для событий типа «белая» звезда.

Связанной с распределением по парному углу между p и Be является инвариантная масса системы фрагментов:

$$M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i P_k) \quad (2.4).$$

Знание ее величины позволяет вычислить энергию возбуждения

$$Q = M^* - M, \quad (2.5)$$

где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы.

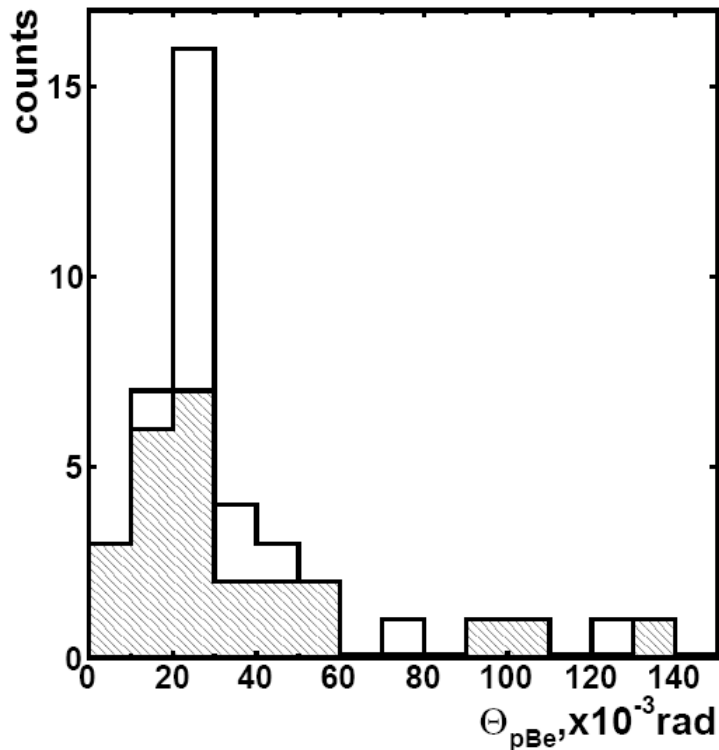


Рис. 2.13. Распределение по углу между фрагментами в канале ${}^7\text{Be} + p$ (40 событий). Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (25 событий).

Для оценки энергии возбуждения ядра ${}^8\text{B}$ рассмотрим распределение разности инвариантной массы системы ${}^7\text{Be} + p$ (M^*) и суммы масс покоя ${}^7\text{Be}$ и протона (M) (рис. 2.14 а). Его среднее значение равно $\langle Q_{pBe} \rangle = 4.3 \pm 1.5$ МэВ при $RMS = 7.6$ МэВ. В интервале $Q_{pBe} < 2$ МэВ наблюдается группировка событий.

Более детально гистограмма в этом интервале представлена на рис. 2.14 б, к которому относится 64 % событий типа «белая» звезда (16 событий) со средним значением $\langle Q_{pBe} \rangle = 0.9 \pm 0.1$ МэВ ($RMS = 0.5$ МэВ). Можно отметить, что это значение не противоречит распаду ${}^8\text{B}$ через первое возбужденное состояние над порогом ${}^7\text{Be} + p$ с уровнем при 0.8 МэВ и весьма малой шириной в 35 кэВ. Следующее возбужденное состояние находится уже при 2.3 МэВ. Данные на рис. 2.14 говорят о том, что требуемая для наблюдения возбуждения точность определения инвариантной массы не

достигнута, что, скорее всего, связано с приближенностью оценки импульсов фрагментов.

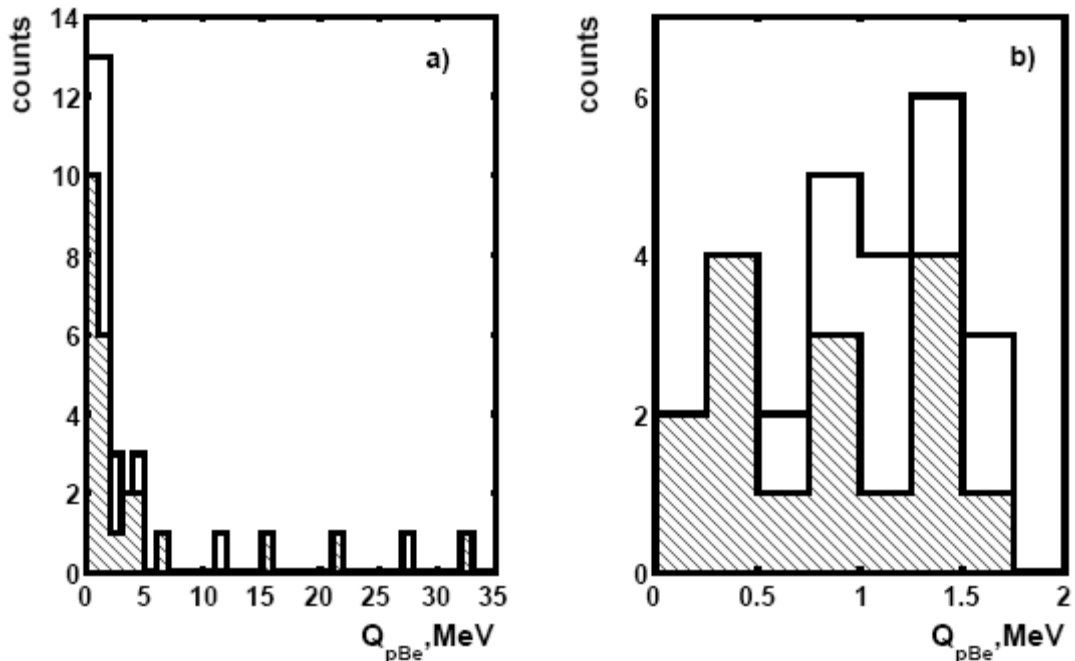


Рис. 2.14. Распределение по инвариантной энергии возбуждения: а) для канала ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (40 событий); б) то же распределение в интервале $0 - 2$ МэВ. Заштрихованная гистограмма – события типа «белая» звезда (25 событий).

На рис. 2.15 эти же данные представлены в релятивистски - инвариантной переменной b_{ik} , в которой А. М. Балдиным была предложена классификация ядерных взаимодействий. Фрагментация ядер 8B ведет к образованию пар фрагментов с 4-скоростями, определяемых областью инвариантных переменных (квадрат разницы 4-скоростей)

$$b_{ik} = (P_i/m_i - P_k/m_k)^2, \quad (2.4)$$

где P и m 4-импульсы и массы фрагментов i и k , сосредоточенных в пределах $10^{-4} < b_{ik} < 10^{-2}$. По этой классификации, нижний предел соответствует распаду ядра ${}^8Be \rightarrow 2\alpha$ с рекордно низкой энергией распада (92 кэВ), а верхний – нерелятивистским процессам ядерной физики. По распределению на рис. 2.15 можно заключить, что, несмотря на

релятивистскую скорость движения системы ${}^7\text{Be} + p$ как целого, их взаимодействие имеет нерелятивистский характер и может описываться в рамках представлений физики ядра низких энергий.

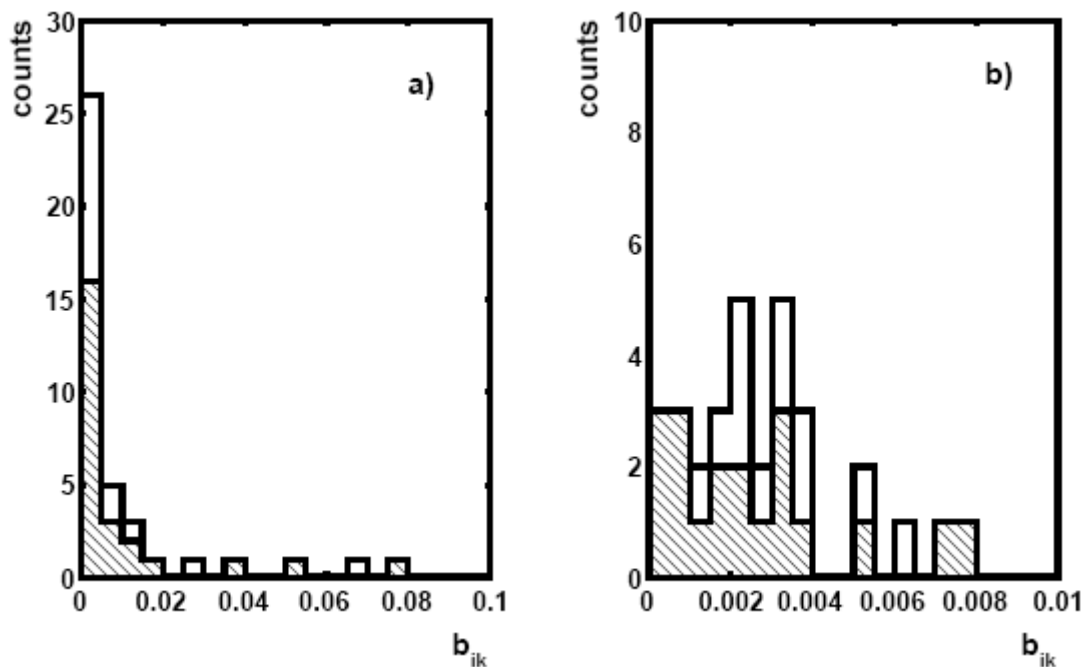


Рис. 2.15. Распределение по переменной b_{ik} : а) для канала фрагментации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$; б) - то же распределение для интервала $b_{ik} = 0 - 0.01$. Заштрихованные части гистограмм соответствует «белым» звездам.

Глава III

Угловые корреляции в 3-хтельной фрагментации ядра ${}^8\text{B}$ и оценка сечения электромагнитной диссоциации

3.1. Угловые распределения в канале ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + p$

Заметный вклад в статистику «белых» звезд составляют события более глубокой фрагментации ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + p$ и $\text{He} + 3\text{H}$. Статистика этих взаимодействий приведена в таблице 1.1 в Главе I. Как обсуждалось во Введении, несмотря на большой порог, образование таких состояний с меньшей вероятностью может происходить в электромагнитных и дифракционных взаимодействиях, а измерения углов эмиссии представляют интерес. При упрощающих предположениях могут быть извлечены выводы, пока что недоступные в других методиках и полезные при планировании экспериментов. Для них были выполнены измерения углов эмиссии фрагментов. На рисунке 3.1 представлено распределение по углу между фрагментами He $\Theta_{2\alpha}$ в диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + p$ со средним значением $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (43 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($\text{RMS} = 20 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) и $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (33 \pm 3) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($\text{RMS} = 21 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) для события типа «белая» звезда и для всех взаимодействий, соответственно. Доступная точность измерения достаточна для углового анализа узких пар 2He как продуктов диссоциации ${}^7\text{Be}$.

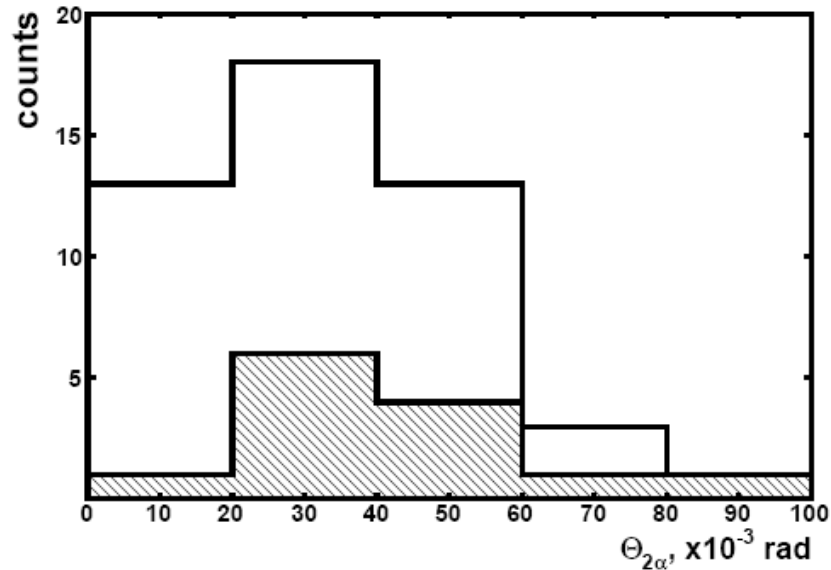


Рис. 3.1. Распределение по углу между фрагментами He $\Theta_{2\alpha}$ в диссоциации ${}^8B \rightarrow 2He + p$ (50 событий). Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (13 событий).

На рисунке 3.2 представлено распределения по поперечному импульсу P_T протонов, рожденных во всех периферических взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ и $2He + p$ (штриховая гистограмма). По-существу, эти распределения схожи, что может указывать на независимость фрагментации протона от сердцевины в виде ядра 7Be . Табл. 3.1 содержит сводку средних значений углов вылета $\langle\theta\rangle$ и поперечных импульсов протонов $\langle P_T\rangle$, в целом подтверждающую сходство распределений на рис. 3.2. На рис. 3.3 представлены распределения по P_T для «белых» звезд ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ и ${}^8B \rightarrow 2He + p$. Полученные средние значения поперечных импульсов соответственно равны $\langle P_T\rangle = 66 \pm 12$ МэВ/с и 101 ± 16 МэВ/с, соответственно. Отличие в средних величинах заметно, и оно может указывать на наличие вторичных электромагнитных взаимодействий в канале $2He + p$.

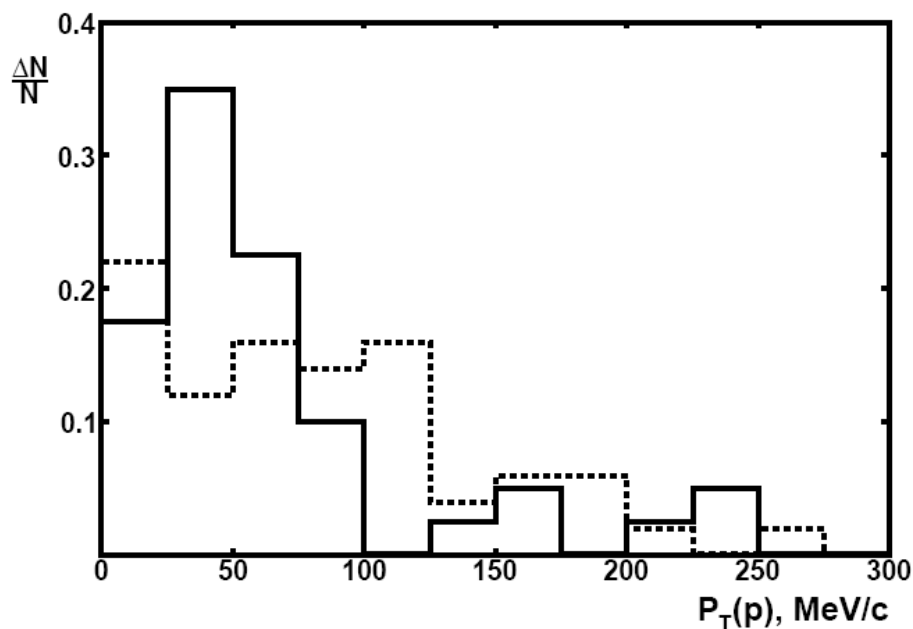


Рис. 3.2. Распределение по поперечному импульсу P_T протонов, рожденных в периферических взаимодействиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (сплошная гистограмма, 40 событий) и ${}^8B \rightarrow 2He + p$ (штриховая гистограмма, 50 событий).

Табл. 3.1. Средние значения углов вылета $\langle\theta\rangle$ и поперечных импульсов $\langle P_T\rangle$ однозарядных релятивистских фрагментов в угловом конусе до 8° в событии; N_{ws} - число «белых» звезд; N_{ff} - события с фрагментами мишени; $N_{ws} + N_{ff}$ - все периферические события; N - число событий.

Канал	N_{ws}			N_{ff}			$N_{ws} + N_{ff}$		
	$\langle\theta\rangle$, 10^{-3} рад	$\langle P_T\rangle$, МэВ/с	N	$\langle\theta\rangle$, 10^{-3} рад	$\langle P_T\rangle$, МэВ/с	N	$\langle\theta\rangle$, 10^{-3} рад	$\langle P_T\rangle$, МэВ/с	N
Be + H	33 ± 6	66 ± 12	25	35 ± 7	69 ± 15	15	34 ± 5	67 ± 9	40
2He + H	51 ± 8	101 ± 16	13	39 ± 5	78 ± 10	37	42 ± 4	84 ± 9	50

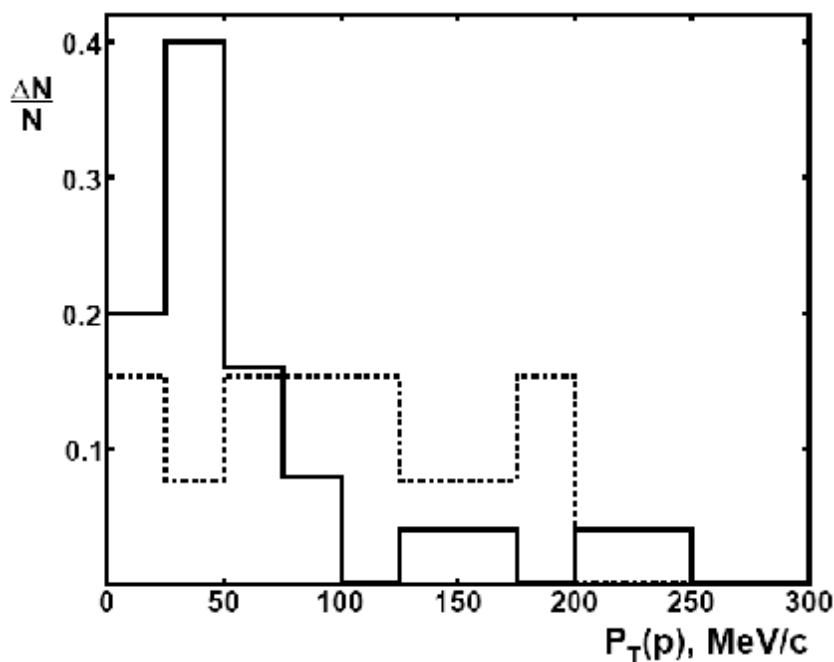


Рис. 3.3. Распределение по поперечному импульсу P_T протонов, рожденных в «белых» звездах ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (сплошная гистограмма, 25 событий) и ${}^8B \rightarrow 2He + p$ (штриховая гистограмма, 13 событий).

Несмотря на несомненный интерес, в данной работе не удалось выполнить идентификацию релятивистских изотопов He . Тем не менее, проведем анализ оценочного характера для угловых и импульсных корреляций в событиях ${}^8B \rightarrow 2He + p$, который может оказаться полезным при планировании последующих исследований. Выше отмечалось сходство зарядового состава (H и He) в процессах периферической фрагментации ядра 7Be и его фрагментации как сердцевины ядра 8B . Для определенности один из фрагментов He в событии, имеющий меньший угол, можно сопоставить с ядром 4He (более тяжелый изотоп), а другой, с большим углом, с 3He . Согласно, данным работы [31] для «белых» звезд точность такого предположения составляет $\approx 25\%$. Оно составляет основу последующего анализа угловых корреляций протона и пары He и их поперечных импульсов. Такое предположение позволяет выполнить оценочную реконструкцию спектров по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8B)$ в канале диссоциации ${}^4He + {}^3He + p$ (рис. 3.4). Можно считать, что приведенные оценки $\langle P_T({}^8B^*) \rangle$ смещены в меньшую сторону. Для 37 событий с фрагментами ядер мишени

или рожденными мезонами среднее значение равно $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 171 \pm 19$ МэВ/с при RMS 115 МэВ/с.

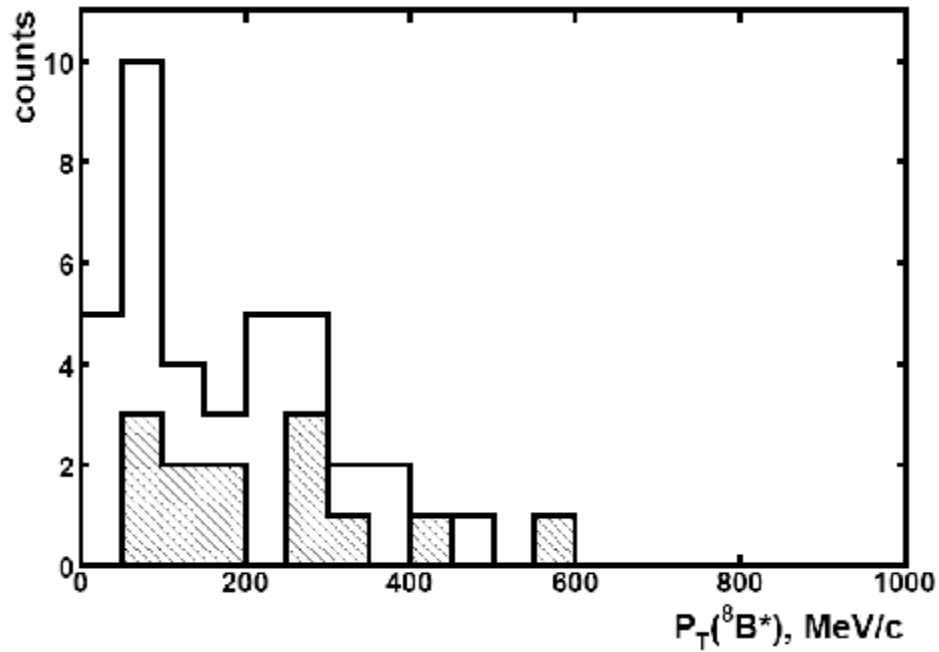


Рис. 3.4. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T(^8B^*)$ событий периферической диссоциации $^8B \rightarrow ^4He + ^3He + p$ с фрагментами мишени или рожденными мезонами (37 событий). Заштрихованная гистограмма соответствует «белым» звездам (13 событий).

Отличие от статистики $^7Be + p$ проявляет статистика «белых» звезд $2He + p$, имеющая $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 231 \pm 41$ МэВ/с при RMS 149 МэВ/с, что указывает на явно большую передачу поперечного импульса 8B . Таким образом, «белые» звезды $^7Be + p$ определенно «мягче», чем $2He + p$. Отметим, что переход в систему центра масс $^4He + ^3He + p$ не ведет к значимому изменению $\langle P_T(P)^* \rangle = 97 \pm 15$ МэВ/с (RMS 54 МэВ/с), что указывает на независимый характер диссоциации.

Можно проследить вклад несвязанного состояния $^7Be^*$ в нарастание $\langle P_T(^8B^*) \rangle$. Распределение $P_T(^7Be^*)$ представлено на рис. 3.5. Среднее значения равно $\langle P_T(^7Be^*) \rangle = 146 \pm 16$ МэВ/с (RMS 95 МэВ/с), а для «белых» звезд - $\langle P_T(^7Be^*) \rangle = 217 \pm 40$ МэВ/с (RMS 146 МэВ/с). И в этом случае проявляется большая передача $P_T(^7Be^*)$.

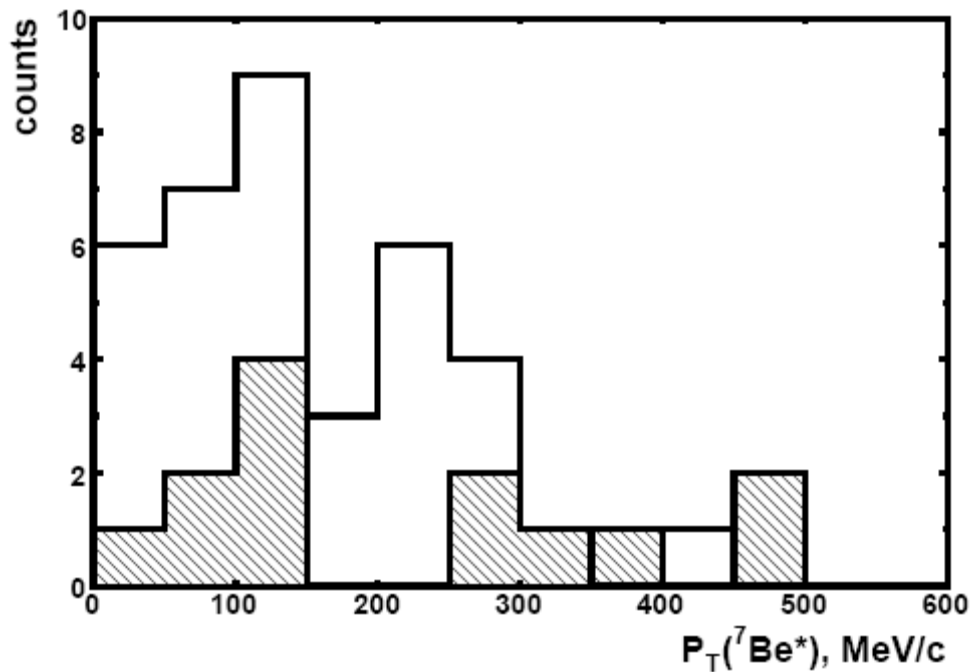


Рис. 3.5. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T(^7Be^*)$ в моде $^8B \rightarrow ^4He + ^3He + p$ (37 событий). Заштрихованная часть гистограммы соответствует событиям типа «белая» звезда (13 событий).

3.2. Определение числа событий электромагнитного типа

Проведенный анализ углов эмиссии фрагментов позволяет перейти к оценке числа событий $^7Be + p$ и $^8B \rightarrow ^4He + ^3He + p$ электромагнитного типа, составляющих основной интерес данного исследования. Их особенностью должна быть минимальная передача импульса фрагментирующей системе и отсутствие признаков фрагментации ядра-мишени, так как диссоциация такого типа происходит на квазиреальном, т. е. почти безмассовом фотоне. Как следует из распределения на рис 2.10 и 3.4, этому требованию наилучшим образом соответствует условие $P_T(^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$. Действительно, другие каналы имеют распределения в основном расположенные выше этой границы.

Дальнейшее ужесточение условий отбора системы $^7Be + p$ может быть сделано путем ограничения инвариантной массы (возбуждения) Q_{pBe} .

Соответствующее распределение, имеющее среднее значение $\langle Q_{pBe} \rangle = 1.4 \pm 0.3$ МэВ при RMS 1.3 МэВ, представлено на рис. 3.6 в достаточно широком интервале. В области первого возбужденного уровня над порогом диссоциации обнаруживаются события, которые также удовлетворяют мягким условиям по энергии $Q_{pBe} < 5$ МэВ и азимутальному углу разлета фрагментов ${}^7\text{Be}$ и p $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.

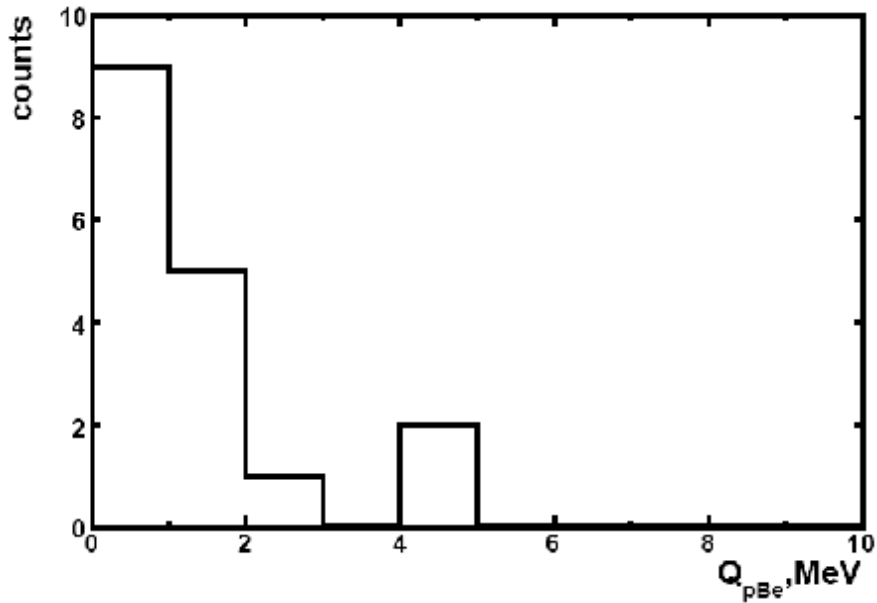


Рис. 3.6. Распределение по инвариантной энергии возбуждения для канала ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ при условии $P_T({}^8\text{B}^*) < 150$ МэВ/с (17 событий).

На рис. 3.7 *a* приведено распределение по суммарному поперечному импульсу для этой части статистики $Q_{pBe} < 5$ МэВ и $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$, представленной 14 событиями со средним значением $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 50 \pm 8$ МэВ/с при RMS 30 МэВ/с. Этой части статистики соответствует и весьма узкое угловое распределение (рис. 3.7 *b*) с параметрами $\langle \theta_{8B^*} \rangle = (3.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ рад (RMS $1.9 \cdot 10^{-3}$ рад). Именно эти 14 событий служат основой для оценки сечения электромагнитной диссоциации по каналу ${}^7\text{Be} + p$.

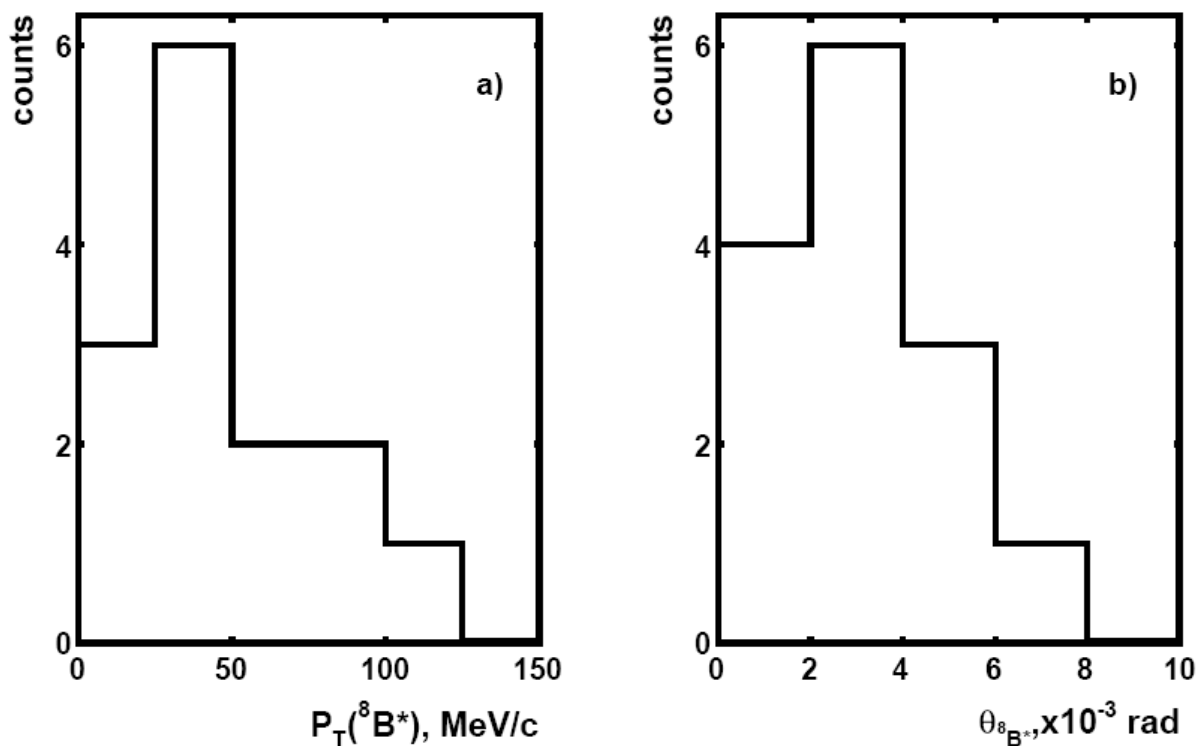


Рис. 3.7. Распределение «белых» звезд ${}^7\text{Be} + p$ (14 событий) по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8\text{B}^*)$ – а и по углу $\theta_{8\text{B}^*}$ – б; условия отбора $Q_{p\text{Be}} < 5 \text{ МэВ}$ и $\varepsilon_{p\text{Be}} > \pi/2$.

На рис. 3.8 представлено 2-мерное распределение поперечных импульсов фрагментов для «белых» звезд ${}^8\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$ по переменным $P_T({}^7\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He})$ и $P_T(p)$. Можно выделить группу из 5 событий, которая удовлетворяет условиям $P_T({}^7\text{Be}^*) < 150 \text{ МэВ/с}$ и $P_T(p) < 150 \text{ МэВ/с}$. Этой части распределения соответствует значение $\langle P_T(p)^* \rangle = 51 \pm 10 \text{ МэВ/с}$ (RMS 22 МэВ/с), которое характерно и для канала ${}^7\text{Be} + p$. Среднее значение суммарного поперечного импульса системы ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$ составляет $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 113 \pm 22 \text{ МэВ/с}$ (RMS 49 МэВ/с). Таким образом, эти 5 «белых» звезд могут служить основой для оценки электромагнитной диссоциации такого рода.

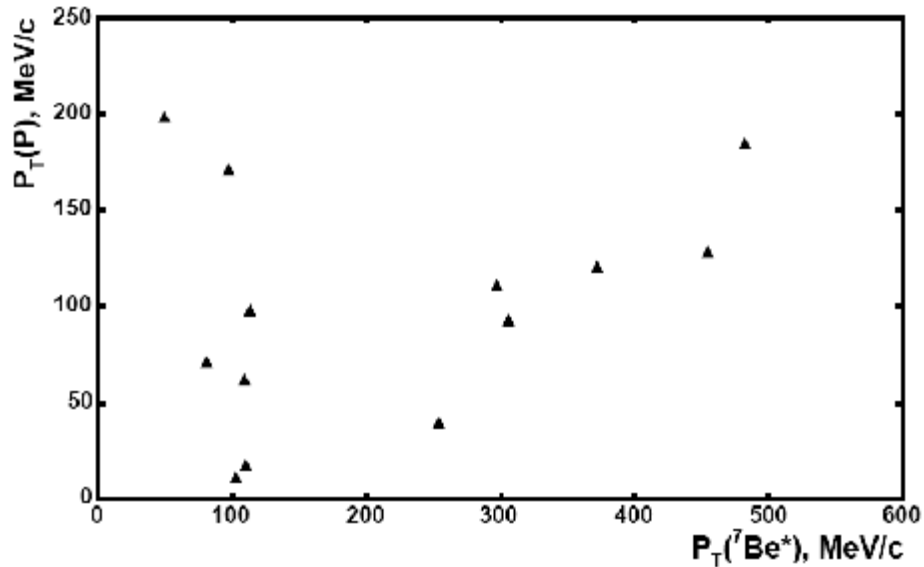


Рис. 3.8. Распределение поперечных импульсов фрагментов в моде ${}^8\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$. Абсцисса соответствует суммарному поперечному импульсу $P_T({}^7\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He})$ в событии, ордината - поперечному импульсу $P_T(P)$.

3.3. Оценки сечений электромагнитной диссоциации

Отобранные в параграфе 3.2 события отвечают предполагаемым критериям электромагнитного характера их образования. Из-за весьма сильной зависимости от заряда ядра мишени вида Z^2 можно ограничиться учетом только диссоциаций на ядрах *Ag* и *Br*, и пренебречь вкладом электромагнитных взаимодействий с легкими ядрами. Тогда 9 событий ${}^7\text{Be} + p$ из 14 можно приписать диссоциации на ядрах *Ag*, а 5 – *Br*. В этом предположении проведем оценку сечения их образования и проверим их на соответствие расчетам для ядер *Pb* в работе [14].

Сечение вычисляется по формуле

$$\sigma_Z = N_{ev} / (N_Z \cdot L),$$

где N_{ev} - число событий в данном канале, N_Z – число атомов данного типа в см^{-3} , а L - полная длина следов на которых найдено N_{ev} . Плотность атомов *Ag*, как и *Br*, равна $N_Z = 1.03 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Просмотренная длина следов, соответствующая вкладу ядер ${}^8\text{B}$ в составе пучка, равна $L = 109.437 \text{ м}$, что приводит к значениям $\sigma_{Ag} = 81 \pm 21 \text{ мб}$ и $\sigma_{Br} = 44 \pm 12 \text{ мб}$.

Тогда для сечения электромагнитной диссоциации на ядрах свинца получим $\sigma_{pb} = 230 \pm 60$ мб. Само значение σ_{pb} близко к теоретическому значению ≈ 210 мб и соответствует предположению о чисто электромагнитном характере обнаруженных событий диссоциации. Можно констатировать эффективность использованных методов **поиска** и отбора электромагнитных событий ${}^7\text{Be} + p$. Однако, статистическая ошибка σ_{pb} приблизительно равна расчетному вкладу дифракционной диссоциации, что лишает **нас** возможности ее оценки. Возможно, что именно к ней стоит отнести оставшиеся 11 «белых» звезд ${}^7\text{Be} + p$, а так же часть событий с фрагментами мишени. Эта неопределенность указывает на важность дальнейших измерений с многократно большей статистикой.

Для электромагнитной диссоциации ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$ число событий, а значит, и величина парциального сечения примерно в 3 раза меньше чем для ${}^7\text{Be} + p$. Можно констатировать только уровень их генерации по сравнению с другими. Они служат основой для планирования будущих экспериментов с ускоренным поиском событий $2\text{He} + \text{H}$ по площади эмульсионных слоев, в том числе наиболее интересных из них - $2{}^3\text{He} + {}^2\text{H}$.

3.4. Парные углы и инвариантные массы систем фрагментов



В данном эксперименте наблюдались события периферической диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$ по наиболее ожидаемому для него каналу ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. К событиям периферической диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ относились события, в которых первичный трек имел заряд $Z_{pr} = 6$ и суммарный заряд в конусе релятивистской фрагментации равнялся $\Sigma Z_{fr} = 6$. Статистика этих событий приведена в табл. 1.7. Для надежности идентификации заряды в этих событиях измерялись по несколько раз. Из 8 диссоциаций ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ только 3 события относятся к «белым» звездам. Взаимодействия ядер ${}^{10}\text{C}$ с

распадом по другим каналам в событиях типа «белая» звезда найдено не было.

Для 7 событий удалось измерить все углы вылета релятивистских фрагментов, в том числе в 2 «белых» звездах. Поскольку это первые столь полные наблюдения событий диссоциации ^{10}C , опишем характеристики некоторых из них.

Для иллюстрации на фото 7 в Приложении II 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 образования 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 $\Theta_{\text{He2H}} = 0.52^\circ$, 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 заметно большим углом из ядра ^{10}C с образованием пары фрагментов мишени. Поэтому для всей системы энергия возбуждения составляет значительную величину $Q_{2\text{He2H}} = 12.87 \text{ МэВ}$ и $P_T(^{10}\text{C}^*) = 214 \text{ МэВ/с}$. Одна из релятивистских α -частиц произвела вторичную звезду с большой множественностью.

На фото 8 представлена «белая» звезда $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. Парный угол между парой α -частиц равен $\approx 0.17^\circ$, что приводит к $Q_{2\text{He}} = 0.04 \text{ МэВ}$ (также ^8Be). А вот значение энергии возбуждения наиболее узкой тройки треков заметно выше, чем в предыдущем случае - $Q_{2\text{HeH}} = 4 \text{ МэВ}$. Для всех треков получено $Q_{2\text{He2H}} = 16 \text{ МэВ}$ и $P_T(^{10}\text{C}^*) = 300 \text{ МэВ/с}$. На фото 9 представлена другая «белая» звезда со значениями $Q_{2\text{He}} = 6 \text{ МэВ}$, $Q_{2\text{HeH}} = 10 \text{ МэВ}$, $Q_{2\text{He2H}} = 17 \text{ МэВ}$ и $P_T(^{10}\text{C}^*) = 53 \text{ МэВ/с}$.

События $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ наблюдаются в наиболее надежных условиях с точки зрения идентификации первичного ядра и указывают на перспективность исследований этого ядра эмульсионным методом во вторичных пучках.

3.5 Перспективы исследования легких радиоактивных ядер

Представляет интерес дальнейшее увеличение статистики «белых» звезд ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. Как известно, по измерениям многократного кулоновского рассеяния можно идентифицировать релятивистские изотопы водорода ${}^{1,2,3}\text{H}$ и ${}^{3,4}\text{He}$. Несмотря на то, что эти измерения являются весьма трудоемкими, усилия с ними связанные могут оправдаться идентификацией 3-тельной моды ${}^8\text{B} \rightarrow 2{}^3\text{He} + {}^2\text{H}$ (порог 20 МэВ). Эта возможность является нетривиальной, поскольку связана с глубоким переустройством кластерной структуры ядра ${}^8\text{B}$. Свойства этого состояния вблизи порога могут оказаться важными и для обратного процесса слияния. Особенностью $2{}^3\text{He} + \text{H}$ процесса слияния могло бы быть заметно большее число вакансий для захвата нейтрона при формировании ядра ${}^4\text{He}$.

Выводы о диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ создают основу для сравнительного анализа ядра ${}^9\text{C}$. Пучок этих ядер создан при фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$ с энергией 1.2 А ГэВ и в нем уже выполнено облучение эмульсии. Скорее всего, при диссоциации ${}^9\text{C}$ должна воспроизводиться картина диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ с добавлением одного или двух протонов, соответственно. Кроме того, станет доступной для наблюдения диссоциация ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ (порог 16 МэВ). Наблюдение заселения $3{}^3\text{He}$ вблизи порога позволило бы поставить вопрос о расширении известного 3α -процесса слияния.

Как описано выше, в облученной ядрами ${}^8\text{B}$ эмульсии наблюдались события с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\sum Z_{fr}=6$ от примеси в пучке ядер ${}^{10}\text{C}$, образовавшихся в производящей мишени при перезарядке ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$. При оптимальной настройке сепарирующего канала

процесс перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$ можно использовать для облучения эмульсии, не только для того чтобы исследовать основной канал диссоциаций $2\text{He} + 2\text{H}$, но и чтобы обнаружить моду диссоциации $2^3\text{He} + ^4\text{He}$ (порог 17 МэВ). Как и в случае ^9C его обнаружение также может расширить картину 3He процесса слияния в ядерной астрофизике. Для поиска ориентированного на каналы ЭМ диссоциации $^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ и $^{10}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ можно осуществить просмотр по площади уже применявшийся для ускорения поиска событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$, $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$ и $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$.

Обладая рекордным пространственным разрешением, метод ядерной эмульсии сохраняет уникальные возможности в изучении структурных особенностей легких ядер, прежде всего ядер с дефицитом нейтронов. Представленные результаты эксклюзивного изучения взаимодействий релятивистского ядра ^8B в ядерной эмульсии приводят к выводу об отчетливом проявлении главных особенностей его структуры при периферической диссоциации. Несмотря на необычно большое отличие от энергии возбуждения ядер, релятивистский масштаб не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий вплоть до энергетического масштаба энергии характерного для ядерной астрофизики, но, наоборот, дает новые методические преимущества. Главным из них является принципиальная возможность наблюдения и исследования многочастичных систем. Таким образом, представленные наблюдения служат иллюстрацией уникальных перспектив самого эмульсионного метода для ядерной астрофизики при использовании релятивистских ядер. Поэтому при сохранении принципов детектирования, была бы весьма полезна его модернизация для ускорения поиска и метрологии достаточно редких событий периферической диссоциации релятивистских ядер.

Заключение

При проведении настоящего исследования впервые была изучена периферическая **фрагментация** радиоактивного релятивистского ядра 8B в ядерной фотографической эмульсии **с полным наблюдением частиц** и угловым разрешением, которые можно считать уникальными. Основные выводы состоят в следующем.

1. Совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии периферических столкновений, угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов 1H , 3He и 4He , указывает на то, что в использованной эмульсии доминируют пучковые следы именно ядер 8B . Таким образом, получено подтверждение, что впервые задача облучения эмульсии ядрами 8B решена успешно на нуклотроне ОИЯИ.
2. Впервые 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.
3. Впервые получены распределения по поперечным импульсам релятивистских фрагментов ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. Показано, что их малые величины отражают слабую связь внешнего протона в ядре 8B .
4. Впервые получены спектры по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_T({}^8B)$ в событиях ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. В этих событиях обнаружена сильная корреляция по азимутальному углу разлета фрагментов, возрастающая при уменьшении переданного поперечного импульса.

5. 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 $P_T({}^8B^*) < 150 \text{ МэВ}/c$, энергии возбуждения $Q_{pBe} < 5 \text{ МэВ}$ и азимутальному углу разлета фрагментов 7Be и p $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.
6. Для событий ${}^7Be + p$ без образования фрагментов мишени и рожденных мезонов впервые получена оценка сечения электромагнитной диссоциации на ядре серебра $\sigma_{Ag} = 81 \pm 21 \text{ мб}$. Экстраполяция этого значения для ядра свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами [14].
7. Впервые получена информация об относительной вероятности каналов диссоциации с большей множественностью – ${}^8B \rightarrow 2He + H$ и $He + 3H$. Соотношение фрагментов He и H при диссоциации ядра основы 7Be в 8B проявляет сходство с диссоциацией свободного ядра 7Be .
8. Впервые сделаны оценки импульсов фрагментов в канале ${}^8B \rightarrow 2He + H$. Среднее значение поперечного импульса, переданного ядру 8B , указывает на большую передачу поперечного импульса по сравнению с каналом ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$.
9. Впервые наблюдались события периферической диссоциации ядра ${}^{10}C$. Получено указание на то, что канал диссоциации ${}^{10}C \rightarrow 2He + 2H$ преобладает в событиях без образования фрагментов ядер мишени и заряженных мезонов.

Результаты данной работы могут составить основу для планирования будущих экспериментов с радиоактивными релятивистскими ядрами с более высокой статистикой и детальностью идентификации фрагментов, а также более с высокой сложностью и разнообразием детекторов.

Благодарности

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю к. ф. - м. н. П. И. Зарубину за предоставленную возможность работы в сотрудничестве БЕККЕРЕЛЬ, за постановку задачи, за многочисленные обсуждения в ходе анализа и постоянное руководство при выполнении настоящей работы.

Автор весьма благодарна сотрудникам сектора №4 НЭОРЯФ ЛВЭ ОИЯИ к. ф. - м. н. В. В. Русаковой, Д. А. Артеменкову, И. Г. Зарубиной, Н. А. Качаловой и Т. В. Щедриной за сотрудничество в проведенном исследовании при обработке экспериментальных результатов.

Коллеги по сотрудничеству из ФИАН к. ф. - м. н. Г. И. Орлова, к. ф. - м. н. С. П. Харламов, Н. Г. Пересадько, д. ф. - м. н. Н. Г. Полухина и м. н. с. Л. А. Гончарова предоставляли важную помощь и консультации.

В основе представленных результатов лежит кропотливый визуальный поиск и измерения, в которые внесли особенный вклад лаборанты: И. И. Сосильникова, А. М. Сосильникова и Г. В. Стельмах. И. И. Марьин обеспечил обслуживание наших микроскопов. Проявка эмульсий была выполнена химической группой ЛВЭ, которая возглавляется В. Брановой, с высоким качеством. Формирование вторичного пучка для облучения эмульсии проведены под руководством начальника сектора ЛВЭ П. А. Рукояткина, которому автор также весьма признательна.

Автор выражает благодарность профессору А. И. Малахову, члену-корреспонденту Болгарской академии наук Й. Стаменову и старшему научному сотруднику ИЯИЯЭ БАН И. И. Цакову за предоставленную возможность работы в проекте БЕККЕРЕЛЬ.

Но больше всего, я хочу выразить мою благодарность моей семье, моему мужу Симеону и моей дочери Кристиане за их бесценную поддержку и любовь.

Литература

- [1] Веб-сайт проекта БЕККЕРЕЛЬ <http://becquerel.jinr.ru/> или <http://becquerel.lhe.jinr.ru>.
- [2] 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
- [3] Т. Aumann, «*Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei*», Eur. J. Phys. A26, 441 (2005).
- [4] G. Baur and H. Rebel, «*Coulomb dissociation studies as a tool for nuclear astrophysics*», J. Phys. G: 20, 1(1994).
- [5] G. Baur and H. Rebel, «*Coulomb breakup of nuclei-applications to astrophysics*», Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46, 321(1996).
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] G. Baur and S. Typel, «*Coulomb dissociation, a tool for nuclear astrophysic*», arXiv: 0705.3307.
- [9] G. Baur, S. Typel, and H. H. Wolter, «*Quasireal photons in nucleus-nucleus collisions at intermediate-energies and high-energies, applications to nuclear structure, nuclear astrophysics and particle physics*», arXiv: nucl-th/9710060.

- [10] G. Baur, K. Hencken, A. Aste, D. Trautmann, and S. R. Klein, «*Multiphoton exchange processes in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions*», Nucl. Phys. A729, 787(2003); arXiv: nucl-th/0307031.
- [11] L. Alvarez, «*Three new delayed alpha-emitters of low mass*», Phys. Rev 80, 519 (1950).
- [12] N. Iwasa et al., «*Measurement of the Coulomb dissociation of ${}^8\text{B}$ at 254 MeV/nucleon and ${}^8\text{B}$ solar neutrino flux*», Phys. Rev. Lett. 83, 2910 (1999).
- [13] R. Shyam, K. Bennaceur, J. Okolowicz, and M. Ploszajczak, «*Structure effects on the Coulomb dissociation of ${}^8\text{B}$ at relativistic energies*», Nucl. Phys. A669, 65(2000).
- [14] H. Esbensen and K. Hencken, «*Systematic study of ${}^8\text{B}$ break up cross section*», Phys. Rev. C61, 054606 (2000).
- [15] S. Typel and G. Baur, «*Coulomb dissociation of ${}^8\text{B}$ into ${}^7\text{Be} + p$: Effects of multiphoton – exchange*», Preprint KFA-IKP-TH-1994-15.
- [16] D. Cordina-Gil et al., «*Nuclear and Coulomb break up of ${}^8\text{B}$* », Nucl. Phys. A 720, 3 (2003).
- [17] M. H. Smedberg et al., «*New results on the halo structure of ${}^8\text{B}$* », Phys. Lett. B 452, 1 (1999).
- [18] I. Tanihata et al., «*Measurement of interaction cross-sections using beams of Be and B and isospin dependence of nuclear radii*», Phys. Lett. B 206, 592 (1988).
- [19] Э. Резерфорд, «*Нуклеарное строение атома*», УФН, т. 2 вып. 2, 194 (1921). Цитируется по http://data.ufn.ru/ufn21/ufn21_2/Russian/r212d.pdf.
- [20] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, and A. Winther, «*Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions*», Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).

- [21] H. H. Heckman and P. J. Lindstrom, «*Coulomb dissociation of ^{12}C and ^{16}O nuclei*», Phys. Rev. Lett. 37, 56 (1976).
- [22] D. L. Olson et al., «*Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei*», Phys. Rev. C 24, 1529 (1981).
- [23] A. Wither and K. Alder, «*Relativistic Coulomb excitation*», Nucl. Phys. A 319, 518 (1979).
- [24] G. Baur and C. A. Bertulani, «*Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions*», Phys. Rep. 163, 299 (1988).
- [25] N. P. Andreeva, ..., R. Stanoeva, ..., «*Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV*», Eur. Phys. J. A27 s01, 295 (2006); arXiv: nucl-ex/0604003.
- [26] Р. Станоева и др., «*Периферическая фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2A ГэВ в ядерной эмульсии*», ЯФ 70, №7, 1255 (2007); перевод на англ. яз. R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl. 70, 1216 (2007); arXiv:nucl-ex/0605013v3.
- [27] 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*», International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2006), Khanty-Mansiysk, Russia, 17-24 July 2006, Published in AIP Conf. Proc. 912, 78 (2007); arXiv: 0704.0384.
- [28] Д. А. Артеменков, ..., Р. Станоева, ..., «*Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ при энергии 1.2 A ГэВ*», ЯФ 70, №7, 1222 (2007); перевод на англ. яз. D. A. Artemenkov, ..., R. Stanoeva, ..., Phys. At. Nucl. 70, 1226 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.
- [29] М. И. Адамович и др., «*Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации*», ЯФ 67, №3, 533 (2004); перевод на англ. яз. M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 67, 514 (2004).

- [30] 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).
- [31] Н. Г. Пересадько 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.

Приложение I

Микрофотографии событий взаимодействия релятивистских ядер в ядерной эмульсии

Проекции реконструированы на основе микрофотографирования событий взаимодействия релятивистских ядер в ядерной эмульсии комплексе ПАВИКОМ (ФИАН).

Обозначения. **IV** - вершина взаимодействие, **H** – однозарядный фрагмент, **He** – двухзарядный фрагмент, **Be** – четырехзарядный фрагмент, **B** – пучковый след с ядра с зарядом 5, **C** – след пучкового ядра с зарядом 6, **H_{пр}** – проходящий однозарядный трек.

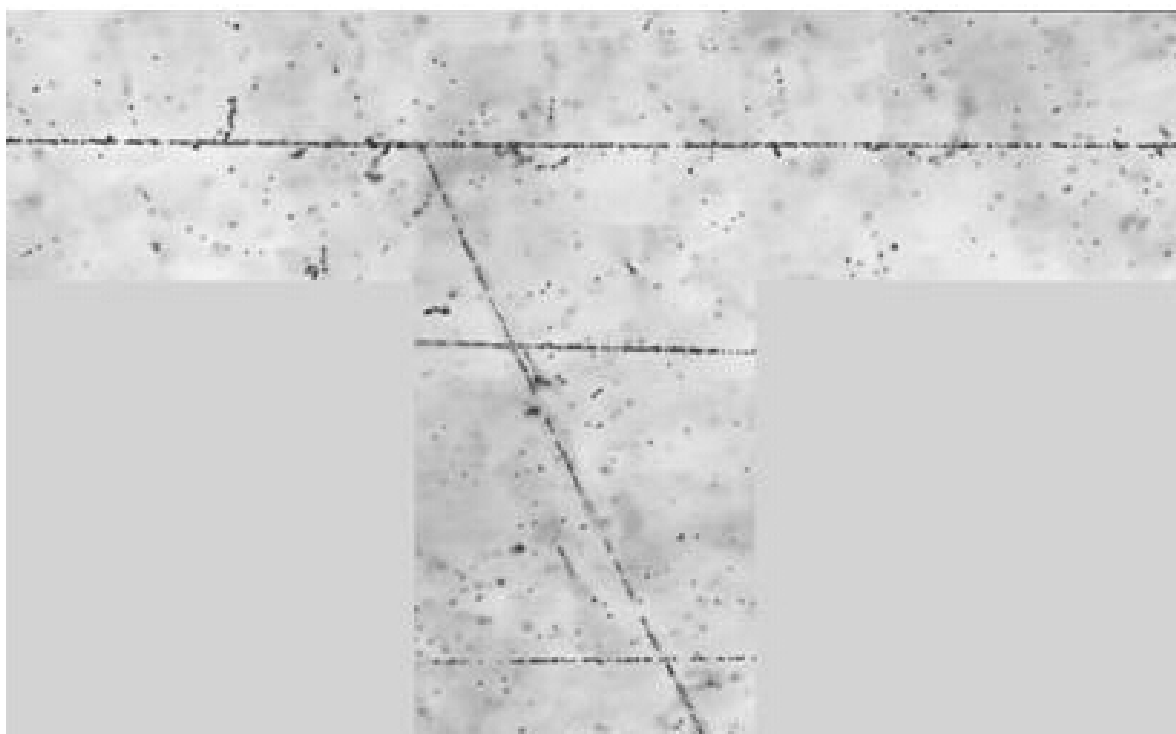


Фото 1. Фрагментация ядра ^{10}B с энергией 1.2 А ГэВ на ядре ^1H эмульсии. След ядра B почти не изменяет направления после точки взаимодействия. След протона отдачи имеет большой угол вылета. Процесс идентифицирован как $^{10}\text{B} + p \rightarrow ^8\text{B} + 2n + p$.

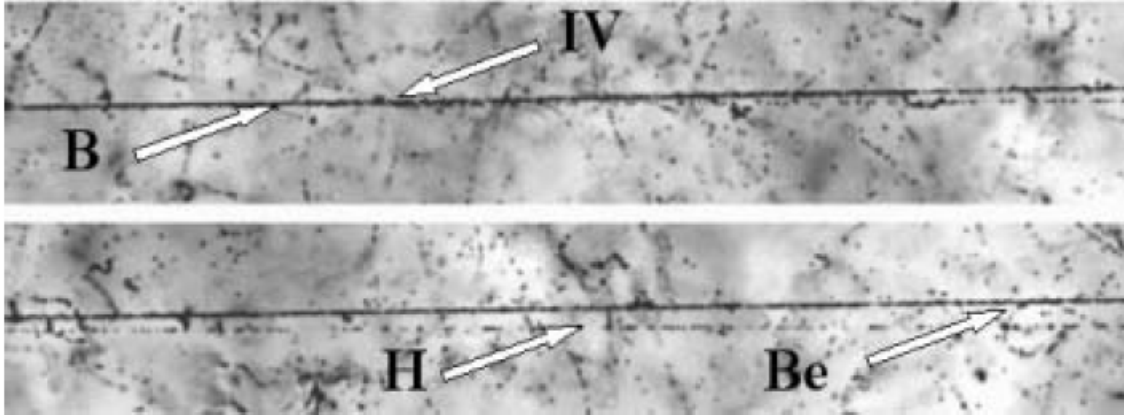


Фото 2. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие №В8-403483226). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 1 фрагмент *Be* и 1 фрагмент *H*. Хорошо заметно различие в их удельной ионизации: след с зарядом четыре наиболее заметный, однозарядный след очень тонкий.

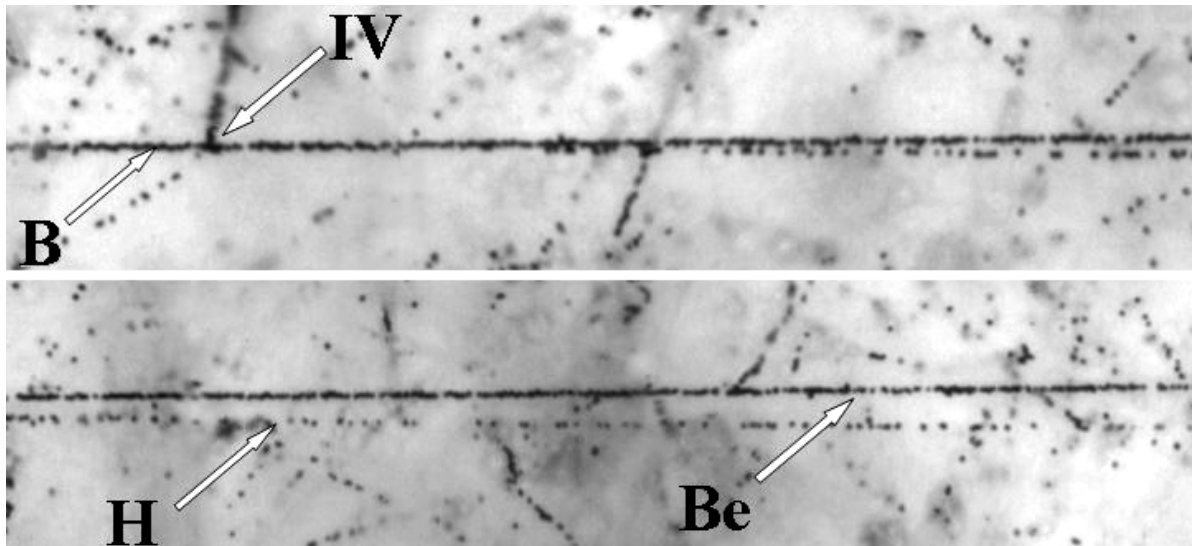
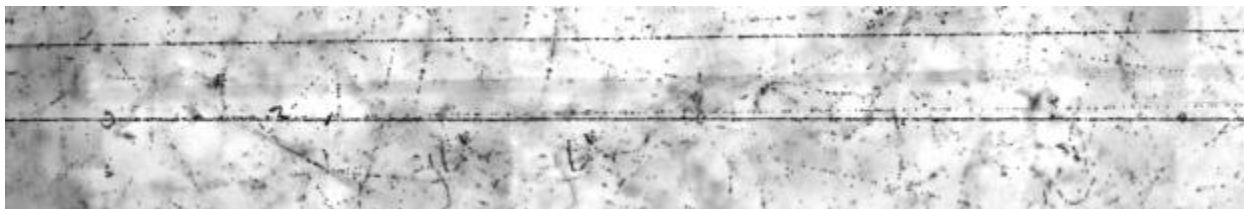


Фото 3. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие №В8-4037656432). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 1 фрагмент *Be* и 1 фрагмент *H*. Это событие сопровождается образованием единственного осколка тяжелого ядра-мишени ($n_b = 1, n_g = 0$). Черный след образован *b*-частицей, которая была испущена под углом $\theta \approx 80^\circ$ и имела пробег более 300 микрон.

А)



Б)

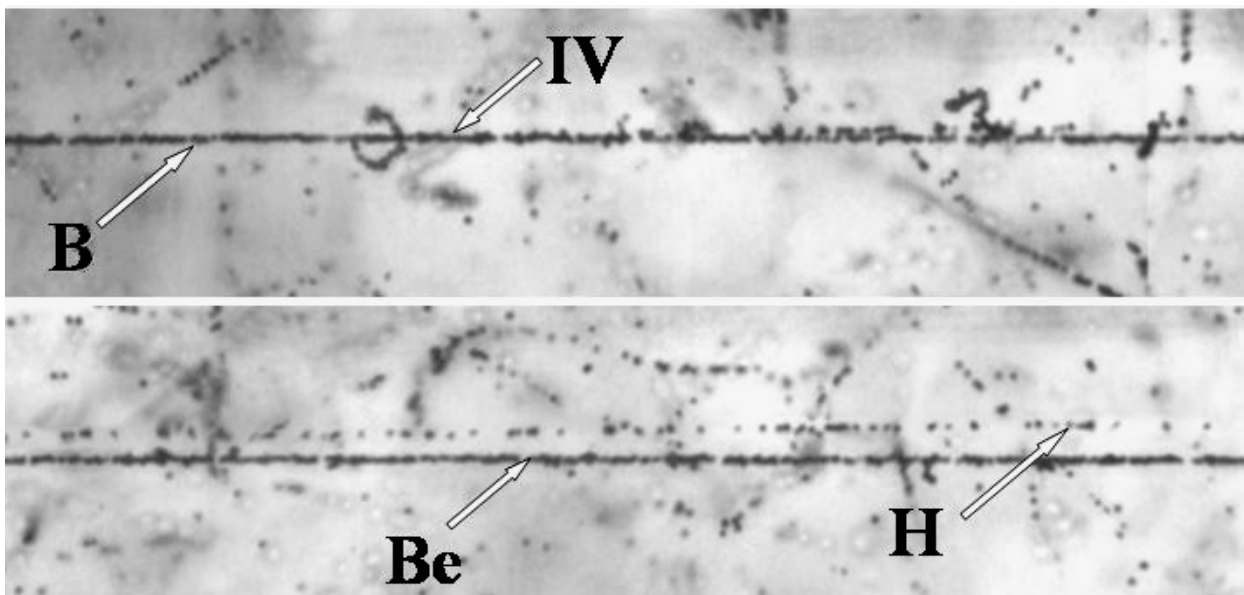


Фото 4. Фрагментация ядра ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на тяжелом ядре эмульсии (событие №B8-4032224356). На верхней фотографии (А) видна вершина диссоциации ядра бора. На верхней микрофотографии (Б) находится след, который заметно отличается по ионизации ($Z < 4$) от пучкового следа. На нижней фотографии (Б) видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов можно различить один 4-зарядный фрагмент Be и один 1-зарядный фрагмент H. Разница между их ионизациями хорошо заметна. Пространственный угол между треками равен $\approx 2^\circ$.

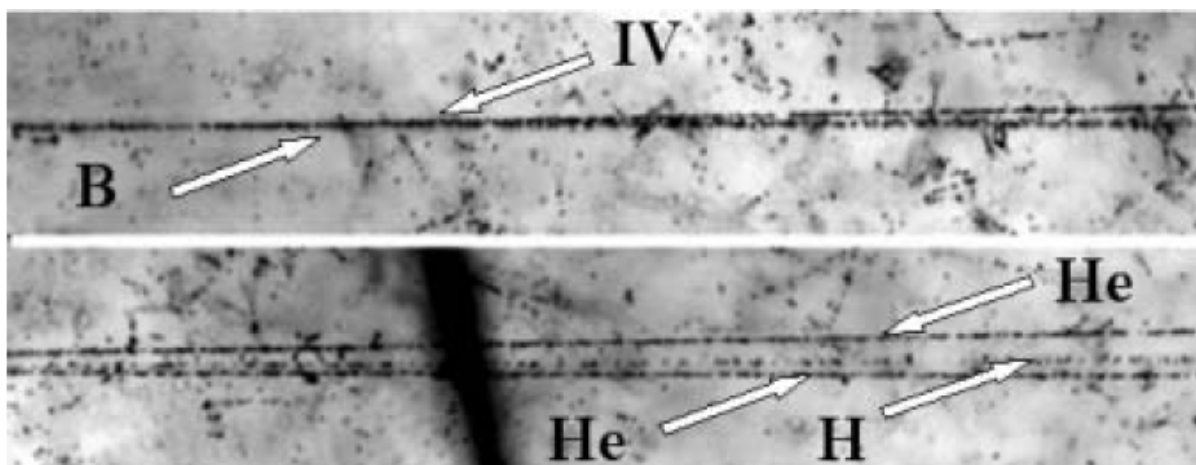


Фото 5. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие №В8-403684127). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и 1 фрагмент H (трек в **середине**).

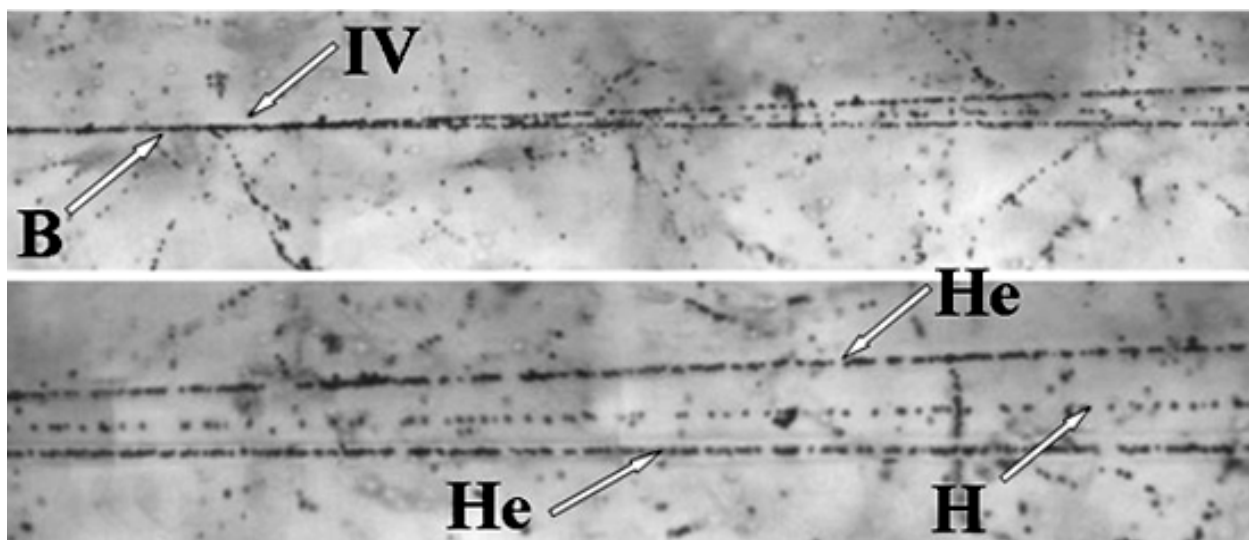


Фото 6. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие №В8-40301284748). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и 1 фрагмент H (трек в **середине**).

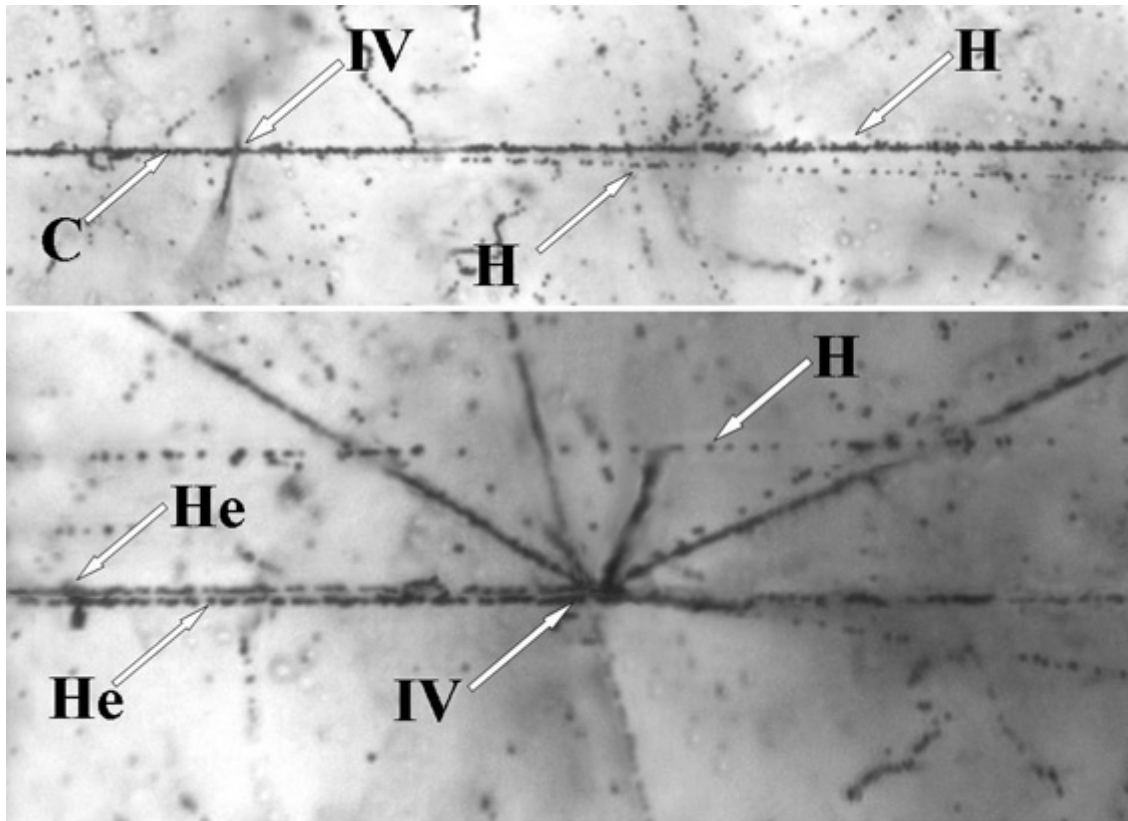


Фото 7. Фрагментация ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии, обнаруженное в составе использованного пучка (событие №B8-40311593228). Следы релятивистских фрагментов долго остаются в одном эмульсионном слое, что достаточно для реконструкции непрерывного трехмерного образа этой группы треков. 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 2 фрагмента H ; заряд первичного следа и сумма зарядов вторичных следов равны 6. Пара следов He соответствует распаду ^8Be из основного состояния. Близкий однозарядный трек соответствует протону. Эта группа треков соответствует распаду несвязанного ядра ^9B . Более удаленный протон - результат диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} + p$. Один из релятивистских фрагментов He произвел вторичную звезду с большой множественностью.

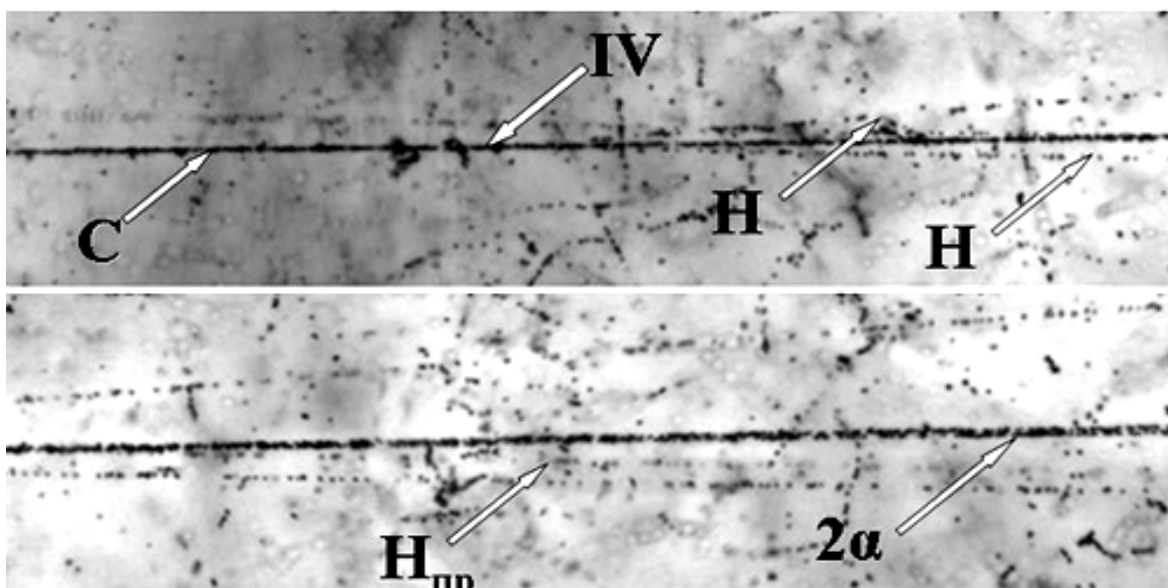


Фото 8. Фрагментация ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии, обнаруженное в составе использованного пучка (событие №B8-4036503348). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и 2 фрагмента H . Пара следов He соответствует распаду ^8Be из основного состояния. Парный угол между 2α равен $\approx 0.17^\circ$. На микрофотографии видна прошедшая вблизи вершины фоновая однозарядная частица (s-частица), которая указана как $\text{H}_{\text{пр}}$.

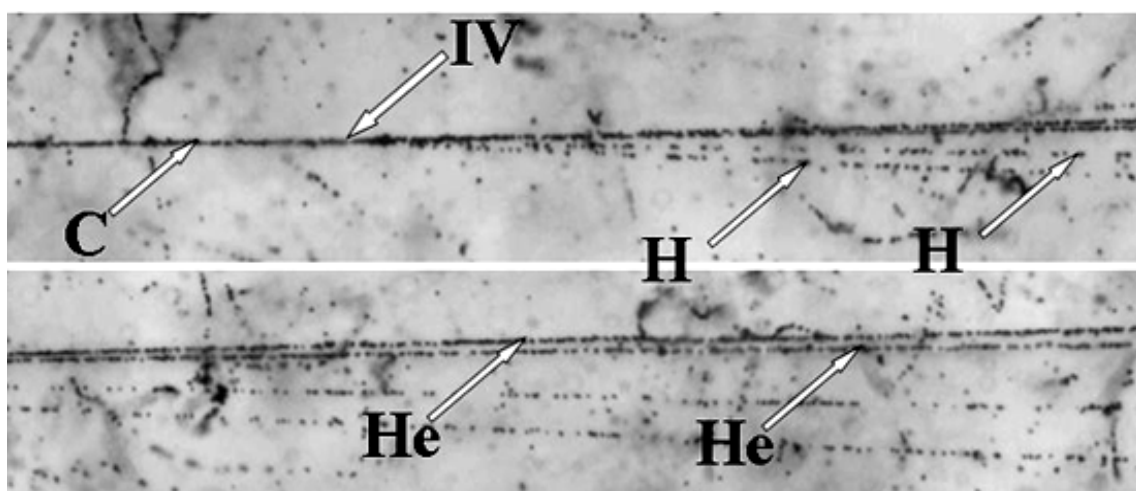


Фото 9. Фрагментация ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии, обнаруженное в составе использованного пучка (событие №B8-40315505331). На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов можно различить 2 фрагмента He и 2 фрагмента H .

Приложение II

Особенности использования фотоэмульсий для детектирования реакции с релятивистских ядер

II.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.

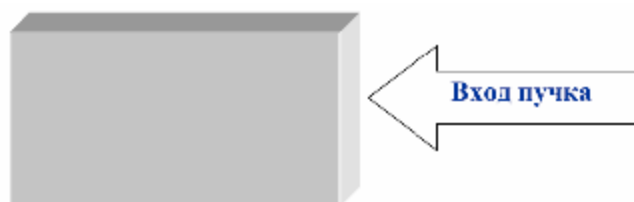


Рис.П. 1. Положение кассеты во время облучения (вид сверху).

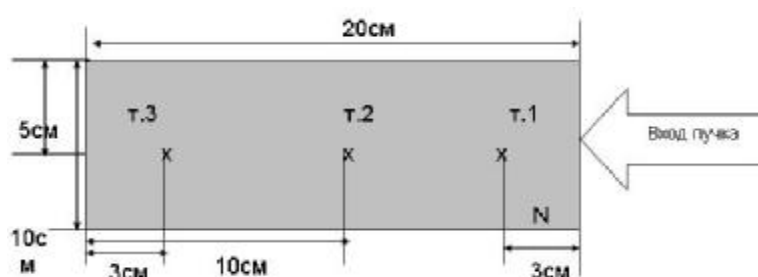


Рис.П.2. Представлено схематическое изображение эмульсионного слоя, где N – номер пластинки, т.1, т.2, т.3 – точки, в которых измеряется толщина эмульсии до и после химической проявки для определения коэффициента усадки.

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. Фотоэмульсионные 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. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны (рис.П.1 и рис.П.2).

Кроме основного типа эмульсии БР-2 также широко использовались ее модификации с уменьшенным размером зерна (мелкозернистые) и уменьшенной концентрацией ядер AgBr (разбавленные). Добавление к эмульсии определенных веществ делает ее избирательно чувствительной к

некоторым ядерным реакциям. (Например, добавление ^{10}B делает эмульсию чрезвычайно чувствительным детектором нейтронов). Выбор типа эмульсии зависит от ее предполагаемого применения. Чувствительность эмульсии должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить плотность зерен, нужную для регистрации следа частицы. При излишней чувствительности плотность зерен может оказаться настолько большой, что отдельные зерна станут неразличимыми и их нельзя будет сосчитать.

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

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.

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:

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

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** ($J \approx 1.4J_0$, 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. $n_h = n_b + n_g$).

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 ($R_b \ll 3000$ 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 $\langle Z \rangle_{Ag,Br} = 41$.

П.6. Пробег релятивистских ядер до неупругого взаимодействия

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

В таблице П.2 приведены значения средних пробегов неупругих взаимодействий релятивистских ядер в фотоэмульсии, определенные ранее в работах [П.1 - П.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]

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

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.

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 1-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_d может несколько отличаться. Даже в одной и той же пластинке число N_d для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может несколько отличаться. Поэтому, приступая к определению зарядов фрагментов, мы производили соответствующую калибровку. Для этого считали N_d 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_d бралась средняя величина. Зная N_d для $Z=1$, $Z=2$ и 5, легко подсчитать ожидаемые значения N_d 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.

П.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.

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.

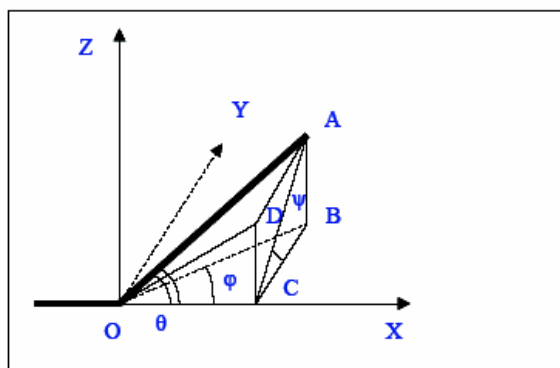


Рис.П.3. Определение углов вторичных частиц: OX — направление движения первичной частицы; OA — направление движения вторичной (измеряемой) частицы; $\angle AOC$ — полярный угол (θ); $\angle ACB$ — азимутальный угол (ψ); $\angle BOC$ — угол в плоскости эмульсии (φ); $\angle DOC$ — глубинный угол (α).

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 φ 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.

II.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 $p\beta c$ 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 II

[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. Пересадько 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. M. 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] Н. L. Bradt and В. 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).