

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория физики высоких энергий

имени В. И. Векслера и А. М. Балдина

на правах рукописи

ЗАРУБИН

Павел Игоревич

**Кластеризация нуклонов в диссоциации
легких релятивистских ядер**

Диссертация на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных
частиц

Научный консультант

доктор физико-математических наук

профессор

МАЛАХОВ Александр Иванович

Дубна, 2010 г.

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	- 4 -
Глава I. Кластеризация нуклонов в легких ядрах	- 22 -
§I.1. Развитие концепции α -частичной кластеризации	- 22 -
§I.2. Кластеризация в ядрах легче ^{12}C	- 30 -
§I.3. Возбуждения на основе трехнуклонных кластеров	- 35 -
Глава II. Когерентная диссоциация релятивистских ядер	- 45 -
§II.1. Достоинства эмульсионного метода.....	- 45 -
§II.2. Когерентная диссоциация релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O	- 53 -
§II.3. Особенности диссоциации более тяжелых ядер	- 61 -
§II.4. Кластерная структура ядер ^6Li и ^7Li	- 68 -
Глава III. Первые облучения ядерной эмульсии на нуклотроне	- 75 -
§III.1. Облучение ядерной эмульсии изотопами ^6He и ^3H	- 76 -
§III.2. Взаимодействие ядер ^3H и зарядово-обменные реакции	- 83 -
§III.3. Когерентная диссоциация ядра ^7Be	- 86 -
§III.4. Особенности диссоциации ядра ^{10}B	- 94 -
§III.5. Особенности диссоциации ядра ^{11}B	- 98 -
§III.6. Наблюдение перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^*$	- 102 -
§III.7. Резюме	- 106 -
Глава IV. Исследование 2α-частичной фрагментации ядра ^9Be	- 107 -
§IV.1. Структурные особенности ядра ^9Be	- 107 -
§IV.2. Угловые корреляции в парах α -частиц	- 110 -
§IV.3. Сравнение со статистической моделью.....	- 115 -
§IV.4. Образование α -пар через распады ядер ^8Be	- 119 -
§IV.5. Резюме.....	- 125 -
Глава V. Множественная фрагментация ядер ^{14}N	- 127 -
§V.1. Периферические взаимодействия ядер ^{14}N	- 127 -
§V.2. Исследование фрагментации ^{14}N при ускоренном поиске.....	- 136 -
§V.3. Полностью идентифицированные и редкие события.....	- 147 -
§V.4. Резюме	- 151 -

Глава VI. Диссоциация релятивистских ядер 8B	- 154 -
§VI.1. Электромагнитные взаимодействия релятивистских ядер.....	- 154 -
§VI.2. Облучение в пучке ядер 8B и зарядовый состав фрагментов ..	- 167 -
§VI.3. Изотопический состав фрагментов He и H	- 172 -
§VI.4. Анализ угловых распределений	- 174 -
§VI.5. Оценка сечения электромагнитной диссоциации.....	- 180 -
§VI.6. События диссоциации ядер ${}^{10}C$	- 182 -
§VI.7. Резюме.....	- 184 -
Глава VII. Развитие исследований нейтронодефицитных ядер.....	- 186 -
§VII.1. Первые результаты по диссоциации ядер 9C	- 186 -
§VII.2. Наблюдение событий ${}^9C \rightarrow 3{}^3He$	- 194 -
§VII.3. Облучение в смешанном пучке ядер ${}^{12}N - {}^{10}C - {}^7Be$	- 197 -
§VII.4. Резюме.....	- 202 -
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	- 204 -
ЛИТЕРАТУРА	- 206 -
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ.....	- 220 -
СЛОВА БЛАГОДАРНОСТИ	- 226 -

ВВЕДЕНИЕ

В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне и ускорителе БЕВАЛАК в Беркли были получены пучки ядер с энергией несколько $GэВ$ на нуклон (рис. В.1). Тем самым возникли предпосылки применения теоретических концепций и экспериментальных методов физики высоких энергий для развития релятивистской теории атомных ядер. Были проведены циклы исследований методом ядерной эмульсии, на магнитных спектрометрах и на пузырьковых камерах. Возникновение этой программы подробно представлены в обзоре А. М. Балдина [1].

Определяющей тенденцией стало стремление к поиску общих закономерностей в описании спектров фрагментов ядер. На этом пути были определены условия выхода на режим предельной фрагментации и масштабно-инвариантное поведение спектров вторичных частиц. В ситуации некоррелированного образования групп релятивистских фрагментов описание их спектров могло бы свестись к построению суперпозиции универсальных функций. Однако, удовлетворяя обобщающим принципам, физика релятивистской фрагментации оказалась богаче и сложнее.

Целостное понимание картины ядро-ядерных соударений позволило А. М. Балдину и его сотрудникам [2-5] сформулировать общие принципы классификации их типов, в основу которых легло требование релятивистской инвариантности при описании множественного рождения частиц $i = 1, 2, 3...$ в соударениях ядер I и II :

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (1).$$

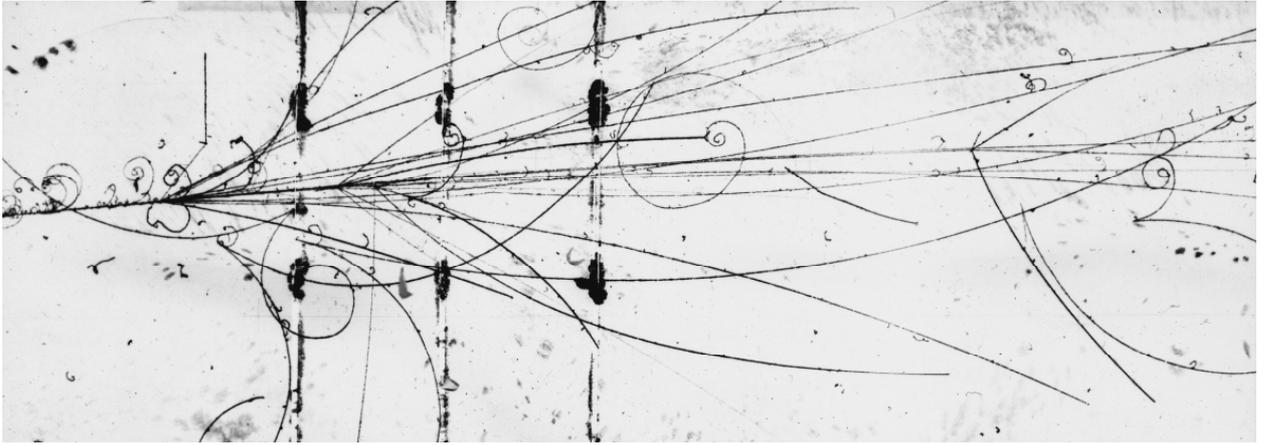


Рис. В.1. Фотография взаимодействия ядра ^{12}C с импульсом $4.5A$ ГэВ/с в пропановой пузырьковой камере (ЛВЭ ОИЯИ, 1974 г.).

Кинематика множественного рождения представляется в пространстве 4-скоростей $u_i = P_i/m_i$, где P_i – 4-импульсы частиц, участвующих в реакции, а m_i – их массы в безразмерных релятивистски-инвариантных переменных

$$b_{ik} = - (P_i/m_i - P_k/m_k)^2 = - (u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1] \quad (2)$$

Эти переменные непосредственно связаны с Лоренц-факторами $\gamma_{ik} = (u_i u_k)$ относительного движения частиц. Диапазон $b_{ik} < 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных нуклонных систем при возбуждении вблизи энергии связи. Эта область является областью явлений классической ядерной физики. В переходной области $0.1 < b_{ik} < 1$ субнуклонные степени свободы становятся существенными в перестройке структуры и взаимодействии адронов. В области больших относительных скоростей $b_{ik} \gg 1$ адроны, вовлеченные в процесс, теряют свою роль квазичастиц, поскольку взаимодействие их конституентов ослабевает настолько, что они могут уже рассматриваться в рамках пертурбативной хромодинамики. В этой области многие характеристики процессов фрагментации сталкивающихся ядер выходят на асимптотическое поведение.

Нуклотрон ОИЯИ, сменивший синхрофазотрон в 2000-е годы, позволяет вести исследования практически всех характеристик возбужденной ядерной материи. Оптимальный выбор исследуемой области b_{ik} возможен как вариацией энергии столкновения, так и оптимальным выбором кинематической области регистрации вторичных частиц [5,6].

С развитием исследований по релятивистской ядерной физике на ускорительном комплексе синхрофазотрон - нуклотрон была создана целая система магнитооптических каналов транспортировки пучков. Эти каналы могут быть использованы для формирования вторичных пучков релятивистских радиоактивных ядер, что позволяет качественно расширить область экспериментов по ядерной физике. В этой связи А. М. Балдин обращал внимание автора на возможность и актуальность постановки оригинальных исследований по физике ядра на пучках нуклотрона. Это вдохновляющее общение определило как направленность исследования, так и выбор экспериментального метода.

Действительно, в последнее десятилетие получила развитие концепция барионной материи, находящейся в холодной разреженной фазе с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра ${}^4\text{He}$ (α , α -частица), ${}^3\text{He}$ (h , гелион), ${}^2\text{H}$ (d , дейтрон) и ${}^3\text{H}$ (t , тритон). Глубокие теоретические разработки, выполненные в этом направлении, дают мотивацию новым экспериментам по кластерной спектроскопии, ориентируя на изучение кластерных ансамблей α , h , d и t как целостных квантовых систем. Поскольку макроскопические кластерные состояния могут играть роль промежуточной фазы в астрофизических процессах, эти исследования приобретают значение, выходящее за рамки проблем ядерной структуры.

Актуальность настоящего исследования состоит в применении концепций и экспериментальных методов релятивистской ядерной физики для развития физики нуклонной кластеризации. Его замысел состоит в последовательной проверке предположения о том, что в периферической диссоциации релятивистских ядер возможно исследование коррелированных

ансамблей нуклонных кластеров. В теоретическом плане данная идея не является очевидной, а ее экспериментальная проверка по объективным причинам затруднительна.

Благодаря открытию экзотических ядер, сделанному в 80-е годы на пучках БЕВАЛАКа, ядерная физика (физика малых b_{ik}) остается на переднем фронте исследований микромира [7-9]. Были установлены принципиально новые явления в структуре ряда легких радиоактивных ядер и протекании ядерных реакций. В этой области наблюдаются аномально большие радиусы ядер, объясняемые на основе молекулярно-подобных ядерных структур, состоящих из разделенных в пространстве нуклонных ядерных кластеров. Это открытие способствовало созданию пучков радиоактивных ядер на многих ускорителях с энергиями от десятков $MэВ$ до $1 ГэВ$ на нуклон.

Пучки стабильных и радиоактивных ядер качественным образом расширяют возможности для изучения ядерной структуры [9,10], в том числе кластерных степеней свободы [11-13]. Получаемые сведения имеют ключевое значение в проблемах не только ядерной физики, но и ядерной астрофизики [14,15], физики космических лучей [16] и ядерной геологии. При продвижении к релятивистскому масштабу энергии ядер, ведущему к кинематической коллимации релятивистских фрагментов, возникают принципиальные преимущества экспериментального плана. Подходы, основанные на релятивистской инвариантности при теоретическом описании систем движущихся фрагментов, позволяют обеспечить единство интерпретации с выводами о фрагментации покоящихся ядер.

В последние годы особый интерес проявляется к периферическим ядро-ядерным взаимодействиям, как источнику сведений о кластерных особенностях легких атомных ядер, в том числе радиоактивных. В принципе, периферические реакции объединяют ключевые наблюдаемые характеристики кластерных состояний. Периферическая фрагментация представляется мощным средством кластерной спектроскопии благодаря проявляющейся в ней тенденции конфигурационного перекрытия структуры

основного состояния фрагментирующего ядра и конечных состояний. В наиболее периферических взаимодействиях, протекающих без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, кластерные системы сохраняются наиболее полно. Именно в них отличия и сходства различных типов кластеризации легчайших ядер проявляются наиболее ярко. Классификация взаимодействий и их теоретическое описание такого типа взаимодействий упрощается с ростом энергии соударения.

Составляя самостоятельный раздел физики ядра, исследование явлений ядерной кластеризации в физике высоких энергий имеет принципиальное значение для развития таких разделов физики промежуточных энергий, как изобарные степени свободы в ядрах и реакции перезарядки [17], гиперядра [18], явления предельной фрагментации ядер. Например, привлечение сведений о конечных кластерных состояниях было бы весьма ценным при проведении комплексных экспериментов по кумулятивному рождению частиц, направленных на исследование кварк-партоновых степеней свободы в легких ядрах [6]. Далее будут представлены предпосылки и замысел исследования и описана структура диссертации.

В 2002 г. вновь образованным сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [19-23] была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой стало получение картины периферической фрагментации для целого семейства легких ядер, соседствующих в начале таблицы изотопов. Облучения слоев эмульсии (рис В.2) проведены в пучках изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных, которые впервые формировались на нуклотроне ОИЯИ.



Рис. В.2. Фотография слоя ядерной эмульсии на стеклянной подложке и микроскопа МБИ-9 с установленной фотокамерой НИКОН

Выбор метода ядерной эмульсии обусловлен его рекордной разрешающей способностью, и по настоящее время сохраняющей уникальность при наблюдении следов в конусе релятивистской фрагментации [24,25]. Этот метод позволяет не только единообразно и детально изучить структуру релятивистской фрагментации, но и рассчитывать на обнаружение новых явлений в физике кластеров.

Пространственное разрешение ядерной эмульсии БР-2 (производство ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ, Россия) имеет рекордную величину - 0.5 мкм , а ее чувствительность простирается от наиболее высокозарядных релятивистских ионов вплоть до релятивистских однозарядных частиц. Эти возможности можно интуитивно оценить по фотографии, на которой совмещены снимок взаимодействия релятивистского ядра серы в эмульсии и микрофотография человеческого волоса (рис. В.3).

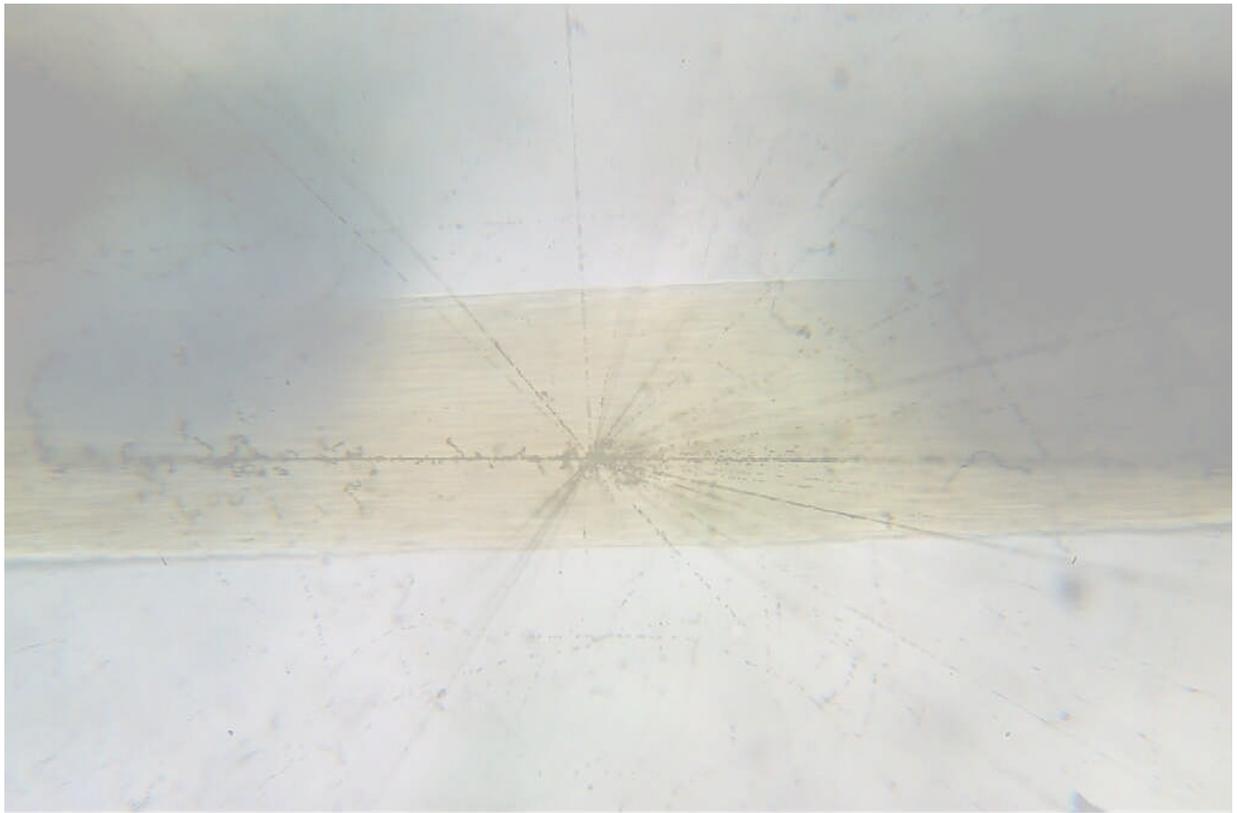


Рис. В.3. Совмещенные фотографии взаимодействия релятивистского ядра ^{32}S и волоса полученные с помощью микроскопа МБИ-9 при 60-кратном увеличении и цифровой фотокамеры

Оба снимка получены в одинаковых условиях с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры. Можно утверждать, что эмульсия дает наилучшую макроскопическую проекцию реального события, произошедшего в масштабе микромира.

Совпадая с именем знаменитого ученого, аббревиатура БЕККЕРЕЛЬ указывает на центральные задачи этого эксперимента – *Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation*. Напомним, что открытие А. Беккерелем явления радиоактивности, сделало его одновременно и автором фотографического метода ее детектирования. С тех пор поиски новых явлений в физике микромира мотивируют все новые и новые волны интереса к применению ядерной фотографии. В русле этой исследовательской традиции развивалось и настоящее исследование.

Еще в пионерских исследованиях по физике космических лучей, выполненных в 40-е годы путем подъема стопок ядерной эмульсии в стратосферу, наблюдались события фрагментации релятивистских ядер, достигающие полной диссоциации на ядра водорода и гелия [26]. Такие события описаны в классической книге С. Пауэлла, П. Фаулера и Д. Перкинса среди других основополагающих наблюдений, открытых методом ядерных эмульсий [24]. Их микрофотографии, увидевшие свет более полувека назад, и в наши дни могут служить образцом наглядности при обнаружении новых явлений. Последующее использование эмульсии на ускорителях высоких энергий дало знания типа и энергии ядер, что позволило использовать ядерную эмульсию уже для достаточно точной спектрометрии целых ансамблей релятивистских фрагментов. Со временем, наблюдение образов событий стало считаться чем-то само собой разумеющимся и не требующим демонстрации. Представление наблюдений все больше заменялось языком классификации событий, не очевидным специалистам по другим методикам. С ослаблением интереса к ядерной эмульсии, вызванным трудоемкостью измерений, стала забываться и ценность этой классификации.

Чтобы сделать результаты доступными для восприятия вне эмульсионного сообщества, в нашем исследовании получила продолжение начальная идея – демонстрация уникальных по полноте наблюдаемости ядерных взаимодействий. Создана коллекция видеоматериалов о периферических взаимодействиях релятивистских ядер от легчайших ядер до ядер свинца (сайт сотрудничества [23]) с использованием современных технических средств [27,28]. Образы событий в этой коллекции служат для ясного понимания и аргументации обсуждаемых процессов, а также мотивацией для будущего развития метода на основе автоматических сканирующих микроскопов [27-29]

Использование ядерной эмульсии в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (ныне Лаборатория физики высоких энергий имени В. И. Векслера и

А. М. Балдина) началось с облучений протонами на синхрофазотроне ОИЯИ в 50-х годах, выполненных под руководством проф. К. Д. Толстова [30]. Анализ неупругих взаимодействий протонов с ядрами эмульсии указал на существование и значительную роль периферических взаимодействий. В таких взаимодействиях происходит малая передача энергии, и налетающие протоны мало изменяют направление своего движения. Зачастую протоны испытывали диссоциацию с рождением групп мезонов на тяжелых ядрах, которые участвовали как целое и видимым образом не разрушались. Позже такие процессы, названные когерентной диссоциацией, изучались в эмульсии, облученной протонами на ускорителе У-70 Института физики высоких энергий [31,32].

Становление в начале 70-х годов нового научного направления - релятивистской ядерной физики - сразу было поддержано сложившимся исследовательскими сообществами, имеющими большой опыт и технологическую базу для применения ядерных эмульсий (основные этапы в работах [33-70]). Сам метод, ставший к тому времени классическим, получил новую мотивацию для дальнейшего применения. Ядерная эмульсия систематически облучалась релятивистскими ядрами, впервые ускорявшимися на синхрофазотроне ОИЯИ, БЕВАЛАКЕ, а затем, на ускорителях AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США), FNAL (США) и SPS (ЦЕРН). Проявленные стопки слоев передавались для анализа в научные центры и университеты всего мира, что послужило развитию традиций, заложенных еще в первых эмульсионных сотрудничествах по физике частиц.

Исследования периода с 70-х по 90-е гг. были посвящены получению обзорных сведений о соударениях релятивистских ядер с ядрами из состава эмульсии. Как правило, поиск событий и последующий анализ велся без выборки, что составляло очевидное достоинство, поскольку обеспечивал систематичность наблюдений, однако неизбежно ограничивал статистику редких событий. Эмульсионный метод внес свой вклад в установление

предельной фрагментации и масштабной инвариантности - фундаментальных свойств, характеризующих столкновения релятивистских составных систем. Особое внимание уделялось центральным взаимодействиям с возможно большей множественностью вторичных частиц (пример на рис. В.4) как кандидатам в экзотические события. Весьма трудоемкий анализ таких событий мотивировался поиском экзотической ядерной материи в условиях наибольшей концентрации плотности материи и энергии – это и внутриядерный каскад, и ударные волны в ядерной материи и, в наибольшей степени, кварк-глюонная плазма.

Среди наблюдавшихся взаимодействий несколько процентов составляли события периферической фрагментации ядер (пример на рис. В.5) в узкие струи, состоящие из легких ядер, нуклонных кластеров и нуклонов с суммарным зарядом близким к заряду начального ядра [38,39,44,48,49,56-70]. Зачастую периферические события не сопровождались образованием фрагментов мишени или заряженных мезонов. Они проявляли аналогию с когерентной диссоциацией высокоэнергичных адронов, протекая при многократно более низких энергетических порогах по суммарной массе образующихся кластерных фрагментов. Один из наиболее ярких примеров приведен на рис. В.5, где отчетливо виден срыв ионизации как результат множественной фрагментации. В отношении событий этого класса ядерная эмульсия была и остается единственным средством наблюдения.

Конечно, ядерная эмульсия не обеспечивает полного импульсного анализа. Однако, благодаря развитию релятивистской физики малонуклонных систем на основе магнитных спектрометров (циклы исследований [71-75]) и пузырьковых камер (циклы исследований [76-86]) становится возможным привлечение возникающих в ней представлений как опоры для кластерной физики. При построении физической картины фрагментации кластерных ядер оказывается продуктивным комбинирование получаемых выводов.

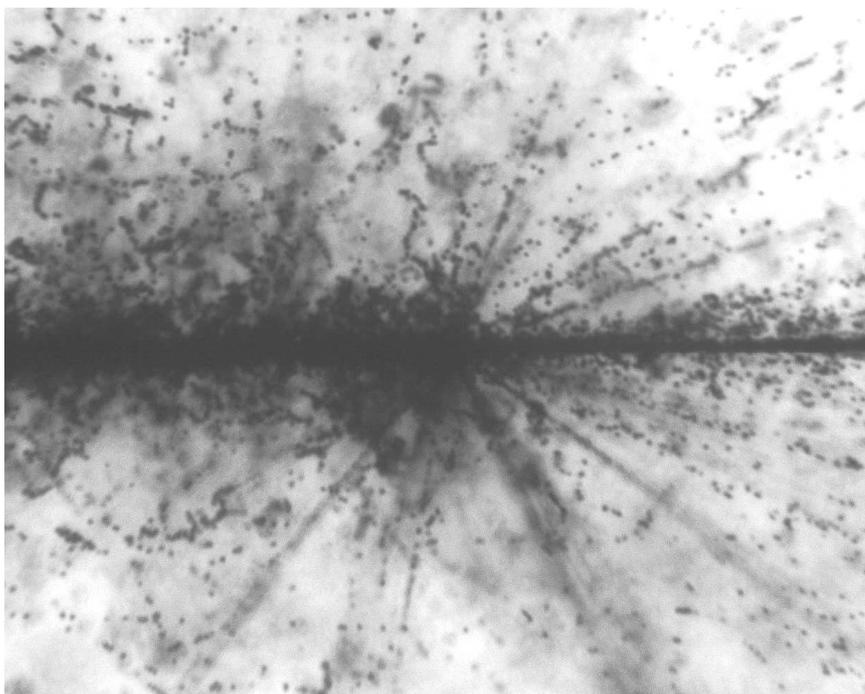


Рис. В.4. Центральное соударение ядра Au с энергией $10.7A$ ГэВ с ядром из состава ядерной эмульсии

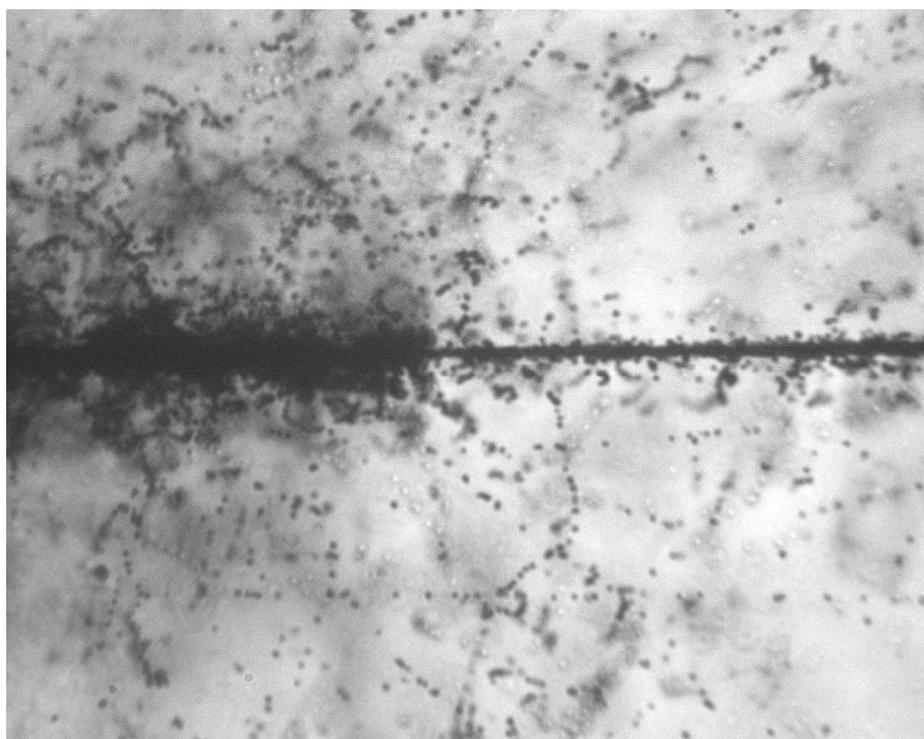


Рис. В.5. Периферическое соударение ядра Au с энергией $10.7A$ ГэВ с ядром из состава ядерной эмульсии

Можно было бы предположить, что генерация групп фрагментов протекает не только в состоянии непрерывного спектра. В наиболее «деликатных» соударениях при периферической диссоциации возможно заселение и квантовых состояний, расположенных сразу над порогами распада на кластеры. В то же время нуклонные кластеры, образовавшиеся в периферической диссоциации релятивистского ядра, могут испытывать ядерное дифракционное рассеяние [73,74]. Возможно, при образовании в периферической диссоциации существует взаимосвязь двух квантовомеханических эффектов – образование кластеров через возбужденное состояние вблизи массового порога и их дифракционное рассеяние на ядре мишени. Таким образом, релятивистские соударения, протекающие при больших прицельных параметрах, потенциально могут сохранять уникальную по полноте информацию о квантовомеханических аспектах образования и распада множественных систем легчайших ядер. Это предположение не кажется тривиальным и требует экспериментальных проверок на конкретных и отчетливо интерпретируемых примерах легких кластерных ядер. Положительные выводы дадут основания для развития на новой основе представлений о физике систем, состоящих из нескольких нуклонных кластеров, а также для поиска необычных конфигураций из нуклонных кластеров.

К периферическим взаимодействиям ядер, несмотря на их несомненную эстетику, был проявлен ограниченный интерес. Изучение их природы оказалось в тени «романтической» физики центральных соударений. Не менее важно и то, что хотя возможности релятивистского подхода к изучению ядерной структуры были осознаны, его применение оказалось затруднительным. Электронные эксперименты не смогли приблизиться к детальности наблюдения продуктов релятивистской фрагментации, обеспечиваемой в ядерной эмульсии. Продолжительная пауза в развитии электронных экспериментов в части полной регистрации следов в

узком угловом конусе релятивистской фрагментации придала актуальность настоящему применению ядерной эмульсии.

Цель диссертации состоит в изучении явления когерентной диссоциации легких ядер в ансамбли нуклонных кластеров, включая исследования зарядовой топологии, изотопного состава и кинематических характеристик релятивистских фрагментов.

Создание целостной концепции явления когерентной диссоциации подразумевает решение следующих ключевых **вопросов**:

I. Соответствуют ли известной структуре α -кластерных возбуждений $N\alpha$ -частичные состояния периферической диссоциации кластерных ядер?

II. Проявляются ли в когерентной диссоциации типы малонуклонной кластеризации d , t и h ?

III. Возможно ли в когерентной диссоциации легких ядер заселение кластерных комбинаций с перегруппировкой нуклонов за пределы α -кластеризации?

IV. Как проявляются в когерентной диссоциации релятивистских ядер ядерное дифракционное или электромагнитное взаимодействия?

Ориентация эмульсионного метода на сравнительный анализ разнообразных систем из нуклонных кластеров потребовала облучений эмульсии, с возможно большим разнообразием, релятивистскими изотопами Be , B , C и N , включая радиоактивные ядра. Идентичность условий наблюдения оказывается принципиально важной. Следующее по важности требование – ускоренный поиск и измерение именно периферических взаимодействий, что позволило исследовать характерные каналы диссоциации вплоть до крайне малых парциальных сечений. Конечная цель использования эмульсии – установление фактов возникновения необычных конфигураций нуклонных кластеров с их идентификацией и метрологией.

В диссертации поставлены и решены следующие задачи:

- I. Исследование периферической диссоциации релятивистских ядер ^{14}N и ^9Be
- II. Исследование периферической диссоциации релятивистских изотопов $^{10,11}\text{B}$
- III. Исследование периферической диссоциации радиоактивных ядер ^6He , ^7Be , ^8B и ^9C

Будучи ценными сами по себе детальные сведения по возникновению таких конфигураций будут весьма полезны для обоснования электронных экспериментов с высокой статистикой событий. Таким образом, практическая цель использования ядерной эмульсии в нашем исследовании – поиск новых явлений ядерной кластеризации для доступного разнообразия легких ядер с использованием достаточно простого и универсального метода.

К настоящему времени стопки ядерной эмульсии облучены релятивистскими изотопами $^{7,9}\text{Be}$, $^{8,10,11}\text{B}$, $^{9,10}\text{C}$, $^{12,14}\text{N}$. Возникли предпосылки для сравнения с более ранними облучениями релятивистскими ядрами $^{6,7}\text{Li}$, ^{12}C и ^{16}O , выполненными на синхрофазотроне ОИЯИ в 70 - 90-е годы. Слои эмульсии прошли процесс проявки и были распределены между участниками сотрудничества БЕККРЕЛЬ из ЛФВЭ ОИЯИ, ФИАН, Университета им. П. Шафарика (Кошице), Института космических исследований (Бухарест), ЕрФИ (Ереван) и ПИЯФ. Поиски и измерения ядерных взаимодействий в значительной степени уже завершены, что позволяет представить достаточно целостную картину кластеризации нуклонов в целом семействе легких ядер. Облучение ядерной эмульсии во вторичных пучках релятивистских ядер для изучения ядерной кластеризации стало оригинальным замыслом, который определил логику и содержание настоящей диссертации.

В Главе I представлены перспективные задачи по кластеризации легких ядер, для решения которых могут использоваться особенности процессов

релятивистской фрагментации. Эти вопросы составили физическую мотивацию проекта БЕККЕРЕЛЬ. Представлено развитие концепции α -частичной кластеризации ядерной материи (§I.1). Кластерное описание структуры широкого круга ядер возможно на основе модели антисимметризованной молекулярной динамики, которая позволяет включить другие кластеры нуклонов путем замены α -частиц, в том числе $2n$, $2p$, 2H , 3H и 3He (§I.2). Кроме возбуждений на α -кластерной основе возможно заселение и высоковозбужденных состояний с глубокой перегруппировкой нуклонов за пределы α -частичной кластеризации и возникновение разнообразных кластерных состояний из 2- и 3-нуклонных кластеров (§I.3). Рассматриваются особенности и ограничения электронных экспериментов по ядерной кластеризации на пучках нейтроноизбыточных ядер (§I.4).

Глава II посвящена опыту использования ядерной эмульсии и полученным ранее результатам по когерентной диссоциации релятивистских ядер. В контексте проекта БЕККЕРЕЛЬ представлены достоинства эмульсионного метода и подходы к интерпретации наблюдений (§II.1). Описаны результаты ранних экспериментов с ядрами ${}^{12}C$, ${}^{14}N$ и ${}^{16}O$, в которых исследовалась α -кластеризация (§II.2). На примерах более тяжелых ядер показано, что множественная фрагментация релятивистских ядер в периферических взаимодействиях может быть охарактеризована как особый класс реакций, который содержит уникальные перспективы исследования многочастичных систем легчайших ядер и нуклонов (§II.3). Эксперименты с ядрами 6Li и 7Li позволили включить дейтроны и тритоны в число кластерных структур, проявляющихся в релятивистских процессах (§II.4). В целом, материалы, представленные в Главах I и II, послужили идейной основой для проведения настоящего исследования.

В Главе III описана серия первых экспериментов, выполненных по проекту БЕККЕРЕЛЬ. При анализе взаимодействий в эмульсии, облученной в смешанном пучке радиоактивных релятивистских ядер 6He и 3H , получен первый опыт использования «пучкового коктейля» для получения

физических результатов (§III.1 и 2). Этот эксперимент был проведен в завершающий период работы синхрофазотрона (1999 г.). Он стал прототипом для постановки новых экспериментов на нуклотроне ОИЯИ, на котором с 2001 г. стала функционировать система вывода пучка.

Ускорение ядер ^{10}B на нуклотроне оказалось продуктивным шагом для развития настоящего исследования. Эмульсия была облучена ядрами ^{10}B , что стало первым экспериментом с ядрами на нуклотроне (§III.3). Выполненное облучение представляет ценность для прояснения роли дейтронной кластеризации $\alpha + d + \alpha$ в ядре ^{10}B , как развитие исследования структуры $\alpha + d$ в ядре ^6Li . Выводы, сделанные о фрагментации ядра ^{10}B , мотивировали облучения ядрами ^{14}N , а также ядрами ^{11}B для поиска тритоновой кластеризации $\alpha + t + \alpha$ (§III.4). Интерес к ядру ^{11}B ускорил анализ кластеризации $\alpha + t$ на материале предшествующего облучения ядрами ^7Li . Для развития представлений о трехнуклонной кластеризации на основе ^3He выполнено облучение во вторичном пучке ядер ^7Be (§III.5). Таким образом, исследование кластеризации расширилось на легкие ядра с нечетным числом протонов или нейтронов.

Глава IV содержит описание специализированного исследования релятивистской фрагментации ядра ^9Be в пары $\alpha + \alpha$, которое выполнено на высоком уровне статистической обеспеченности.

В Главе V представлено исследование ядра ^{14}N , являющегося промежуточным между α -кластерным ядром ^{12}C и дважды магическим ^{16}O . Исследование нечетно-нечетного ядра ^{14}N позволяет расширить представления об эволюции кластерных степеней свободы при усложнении ядерной структуры и изучить образование разнообразных конфигураций легчайших ядер за пределами α -кластерной картины.

Глава VI посвящена облучению релятивистскими ядрами ^8B . Пучок ядер ^{10}B оказался наиболее удачным для формирования вторичного пучка ^8B . Из-за рекордно низкой энергии отделения протона ядро ^8B является наиболее чувствительным пробником электромагнитных взаимодействий. Во

взаимодействиях такого типа проявилась роль ${}^7\text{Be}$ как кластерной основы ядра ${}^8\text{B}$. Экспериментально установлена главная особенность электромагнитного типа диссоциации – заметно меньшая передача полного импульса по сравнению с ранее исследованными случаями кластерных ядер.

Итоги перечисленных облучений дали основания для проведения новых облучений в более сложных вторичных пучках нейтроно-дефицитных изотопов, формируемых путем фрагментации или перезарядки первичных ядер ${}^{12}\text{C}$. В Главе VII обсуждаются первые итоги анализа серии облучений ядрами ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$, завершающей проект БЕККЕРЕЛЬ.

Краткое изложение развития нашего исследования демонстрирует тесную связь логики исследования и применения эмульсии с создававшимися на нуклотроне возможностями новых облучений эмульсии легкими ядрами. В Заключении формулируются общие итоги проведенной программы облучений и суммируются конкретные физические выводы о структуре фрагментации исследованных ядер.

Решающим фактором для успешного выполнения обширной программы анализа стал согласованный труд участников сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ. Были подготовлены молодые исследователи, способные решать задачи детального анализа сложной структуры событий множественной фрагментации. Новую мотивацию для развития получила культура анализа ядерной эмульсии. Опыт проведения исследования говорит о том, что метод ядерной эмульсии заслуживает обновления для увеличения скорости поиска и детальности анализа редких событий периферической диссоциации. Можно надеяться, что наше исследование поможет сориентировать эксперименты будущего с высокой сложностью и разнообразием детекторов.

Автором, являющимся с 1998 г. руководителем эмульсионного сотрудничества, был предложен оригинальный подход к ядерной кластеризации – сочетание пучков релятивистских ядер и ядерной эмульсии, сформулированный в проекте БЕККЕРЕЛЬ. По инициативе автора на

нуклотроне ОИЯИ осуществлено формирование разнообразных ядерных пучков, которыми и была облучена эмульсия. Компактность стопок ядерной эмульсии обеспечила гибкость при выборе вариантов облучений, оказавшаяся особенно ценной в случае вторичных пучков. Стоит отметить и небольшие затраты на приобретение эмульсии, и активное использование имеющегося оборудования. Автор координировал анализ облучений и получение результатов участниками сотрудничества, что обеспечило целостность в реализации программы исследования. Под его руководством по теме настоящей работы защищено три кандидатских диссертации.

Глава I. Кластеризация нуклонов в легких ядрах

§I.1. Развитие концепции α -частичной кластеризации

Несмотря на десятилетия интенсивного изучения, атомное ядро остается лабораторией квантовой физики все еще полной сюрпризов. Как известно, на раннем этапе усилия в описании ядерной структуры были сфокусированы на ее одночастичных особенностях. Свойства многих ядер вблизи основного состояния были объяснены путем введения концепции среднего поля, формируемого ансамблем нуклонов, находящихся в индивидуальных квантовых состояниях. В последующие десятилетия в фокусе исследований оказались все более сложные свойства связанного движения нуклонов, приводящего к вращениям или коллективным возбуждениям ядра как целого. К классическим примерам, отражающим такое поведение в тяжелых ядрах, относятся γ распады сильнодеформированных вращательных состояний и гигантские резонансы. В явлении кластеризации нуклонов, при которой их небольшие группы ведут себя как целостные образования, проявляется как «индивидуализм», так и «ограниченный коллективизм» ядерных сил. Наиболее ярким образом кластерные степени проявляются во фрагментации ядер. Благодаря этой особенности возможно возникновение при разреженной плотности неизученных состояний ядерной материи легчайших ядер α , d , t и h .

Следуя обзорам [11-13], суммирующим огромный материал по кластеризации, а также циклам оригинальных теоретических [87-105] и экспериментальных работ [106-110], представим ключевые факты и некоторые проблемы исследований кластеризации легких ядер в области низких энергий в качестве основы для формулирования вопросов нашего исследования в релятивистской области.

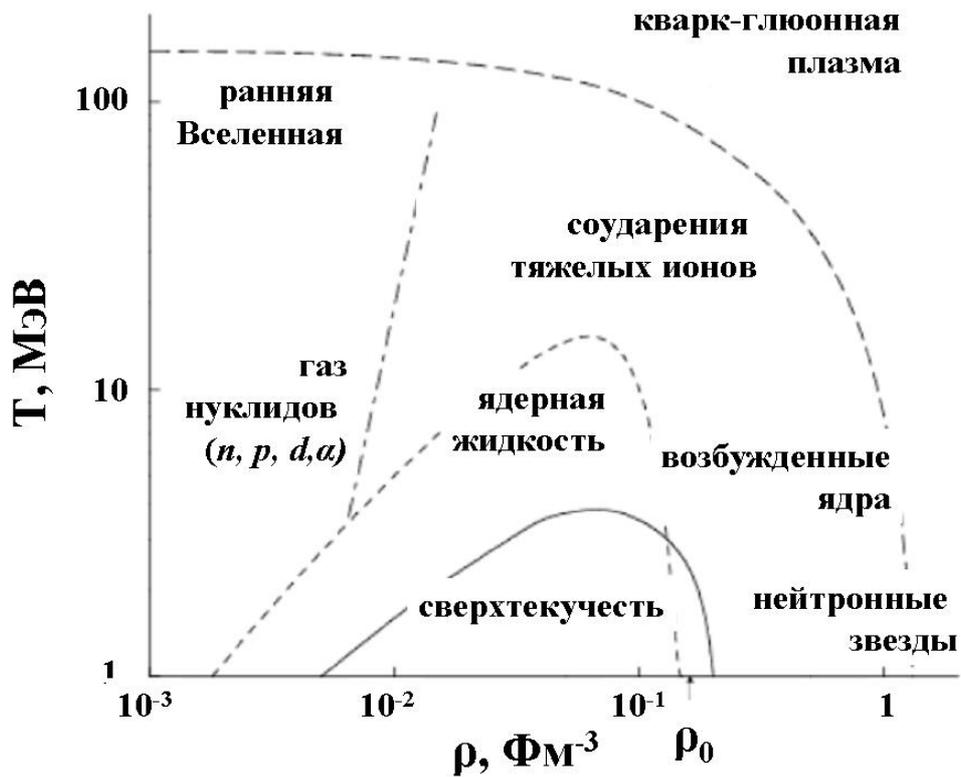


Рис. I.1. Фазовая диаграмма ядерной материи

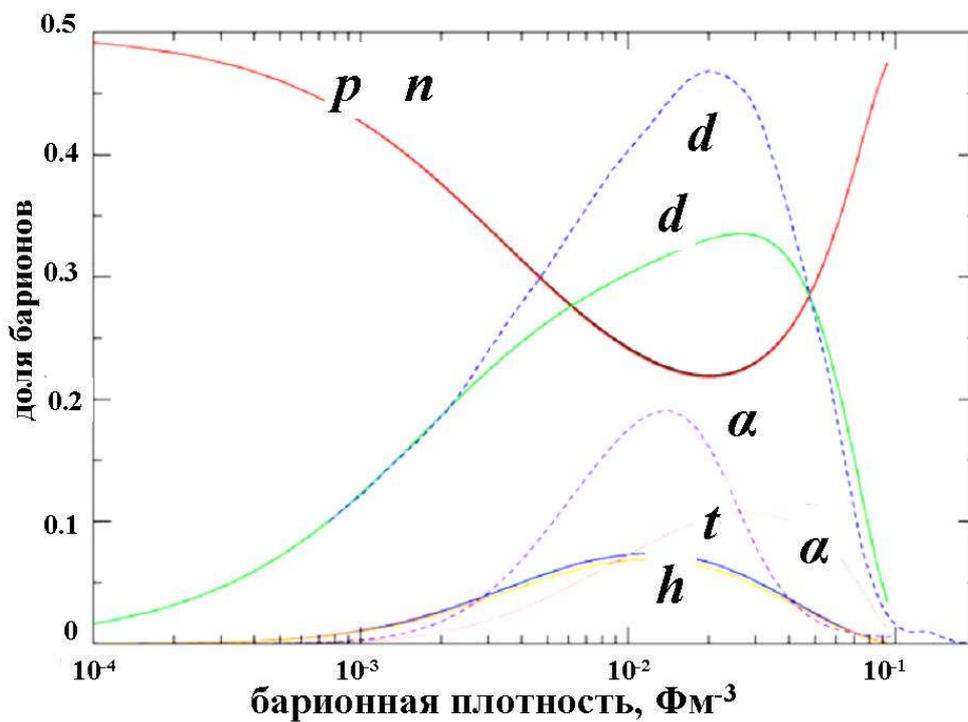


Рис. I.2. Соотношение долей кластерных состояний и нуклонов в зависимости от барионной плотности симметричной ядерной материи [87]

Значимость исследованию состояний над порогом связи кластеров, которая выводит за вопросы ядерной структуры, придает и их потенциальная роль в проблемах ядерной астрофизики [87-90]. На рис. I.1 представлена фазовая диаграмма ядерной материи, указывающая на положение этих квантовых состояний вблизи практического нуля ядерной плотности и температуры. На рис. I.2 представлена эволюция вклада этих кластеров в зависимости от плотности при температуре $T = 10 \text{ МэВ/с}$. В такой материи могут претерпевать изменения даже такие ключевые параметры как значения энергии связи нуклонов в этих ядрах [87].

Идея об α -кластеризации нуклонов в ядрах имеет долгую и увлекательную историю. Своим возникновением достаточно умозрительные представления о существовании в ядрах кластеров в виде α -частиц обязаны явлению α -распада. Конечно, наблюдение составных ядерных фрагментов, вылетающих из ядра, вовсе не означало, что они существовали как нечто целостное внутри ядра. После открытия нейтрона стало ясно, что α -частицы не могут существовать при нормальной ядерной плотности из-за необходимости антисимметризации по всему ансамблю нуклонов. Тем не менее, α -кластеризация отчетливо проявляется в легких $4N$ -ядрах ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ (рис. I.3). Например, в $4N$ -ядрах энергия связи нуклонов линейно следует числу возможных α - α связей.

Косвенно явление нуклонной кластеризации сказалось на отсутствии стабильных ядер с массовыми числами $A = 5$ и 8 , что определяет фундаментальным образом течение нуклеосинтеза и распространенность элементов в природе. В качестве основной структурной особенности легких ядер α -кластеризация проявилась в самых первых экспериментах с ускоренными протонами, в которых наблюдалась реакция расщепления $p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2{}^4\text{He}$ через формирование ядра ${}^8\text{Be}$, являющегося сильнодеформированным [91] и крайне короткоживущим состоянием двух

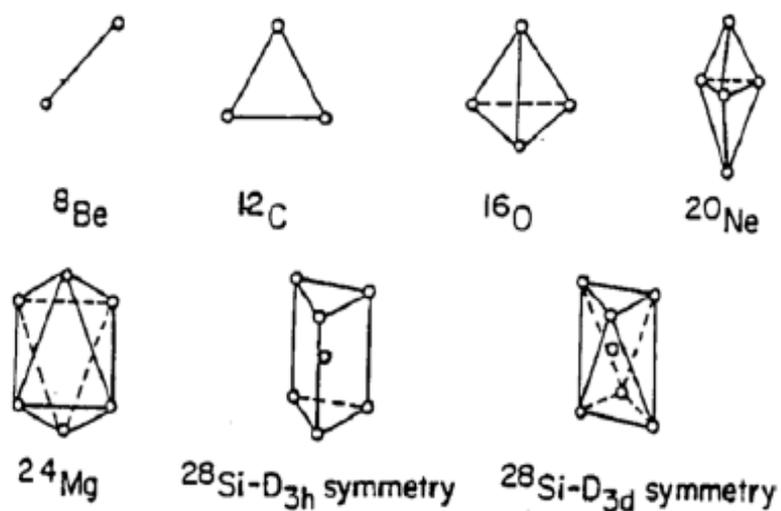


Рис. 1.3. Геометрические α -частичные структуры, предсказанные Бринком. Сборки отражают число возможных связей между α -частицами, предсказанными Хофштадтом и Теллером

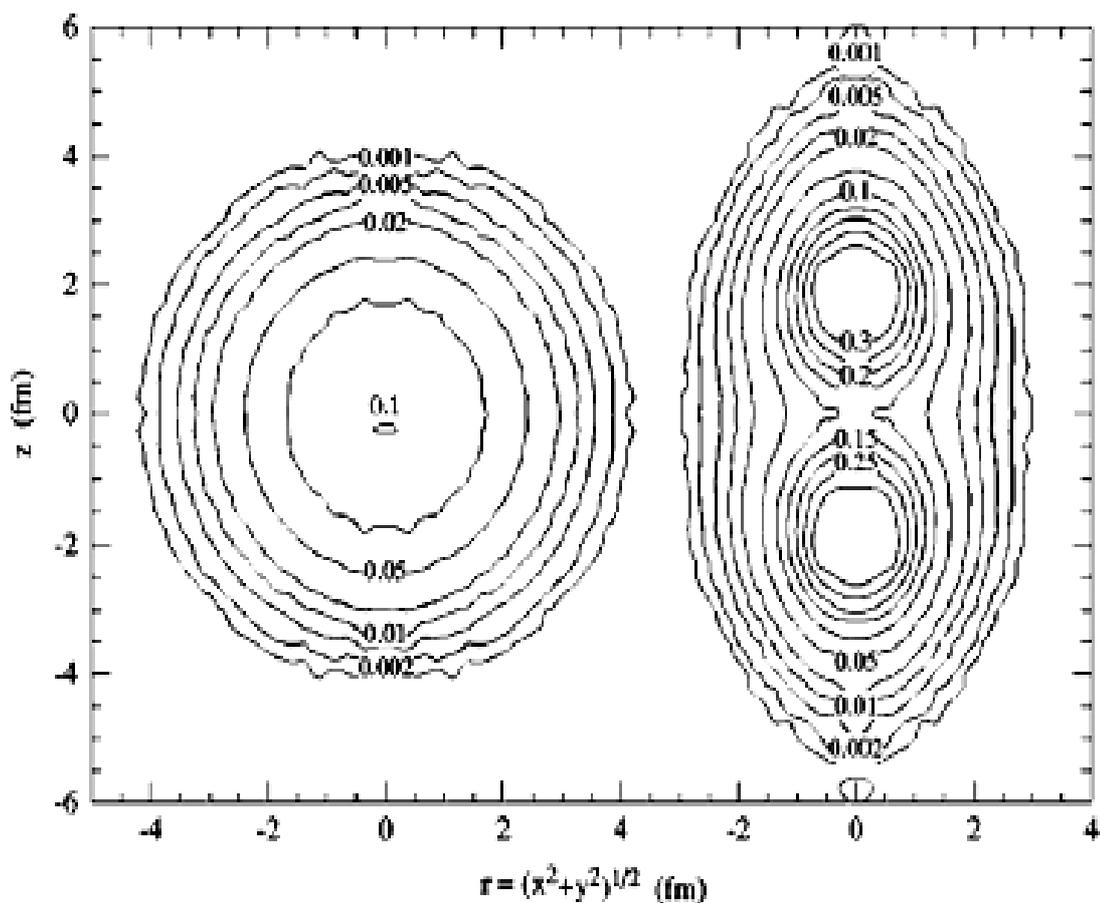


Рис. 1.4. Современные данные по расчетной плотности ядра ^8Be . Левый и правый образы соответствуют плотностям, вычисленным в лабораторной и внутренней системе ядра [91]

реальных α -частиц (рис. I.4). Большая энергия связи нуклонов в ядре-кластере ${}^4\text{He}$ ведет к нестабильности ядра ${}^8\text{Be}$.

Опираясь на молекулярный «блок» $\alpha + \alpha$ и используя ядерные кластеры в качестве валентных частиц, оказалось возможным конструировать конфигурации на основе более длинных $N\alpha$ последовательностей (рис. I.5). Подобные конфигурации могут иметь пространственную протяженность, превышающую размер фрагментов, представляя собой ядерные аналоги структур молекулярного типа. Они могут быть обнаружены среди возбужденных состояний ядер над энергетическими порогами их развала на α -частицы. Диаграмма Икеда (рис. I.6) демонстрирует то, как включаются кластерные степени свободы с ростом энергии возбуждения. Ключевая концепция, представляемая диаграммой состоит в том, что кластерные степени свободы высвобождаются только вблизи порогов кластерных распадов. Таким образом, для тяжелых систем степени свободы $N\alpha$ проявляются только при самых высоких энергиях.

Интригующий сценарий существования сложных кластерных систем состоит в том, что может происходить конденсация Бозе-Эйнштейна групп α -частиц в условиях, когда α -частицы являются хорошо определенными конститuentами симметричной ядерной материи [92-105]. Своим возникновением такой конденсат обязан наличию сильной 4-нуклонной корреляции (квартетная конденсация фермионов). Для формирования α -частиц из обычного состояния ядерной материи, которая представляет собой аналог квантовой жидкости, критическая плотность должна быть равна примерно $\rho_0/5 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$ (ρ_0 – ядерная плотность насыщения). Существование α -конденсатной формации, как практически бесконечной симметричной ядерной материи, возможно в астрофизике при малых плотностях и температурах (рис. I.1 и 2).

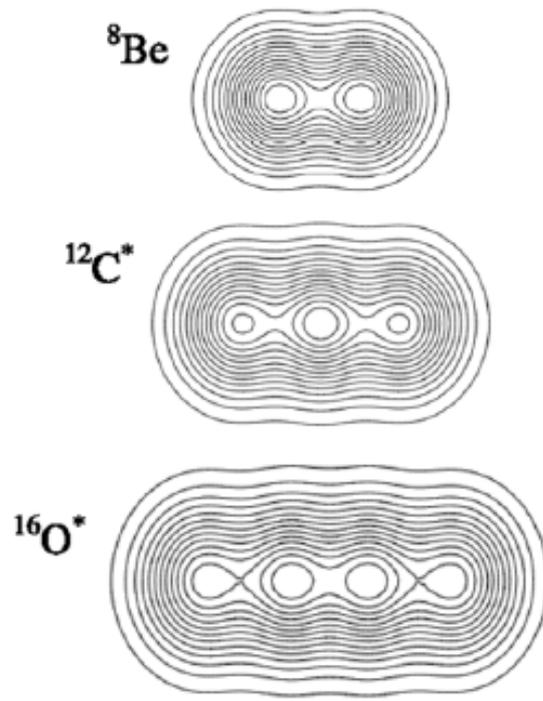


Рис. 1.5 Расчетные плотности ядер в модели гармонического осциллятора.

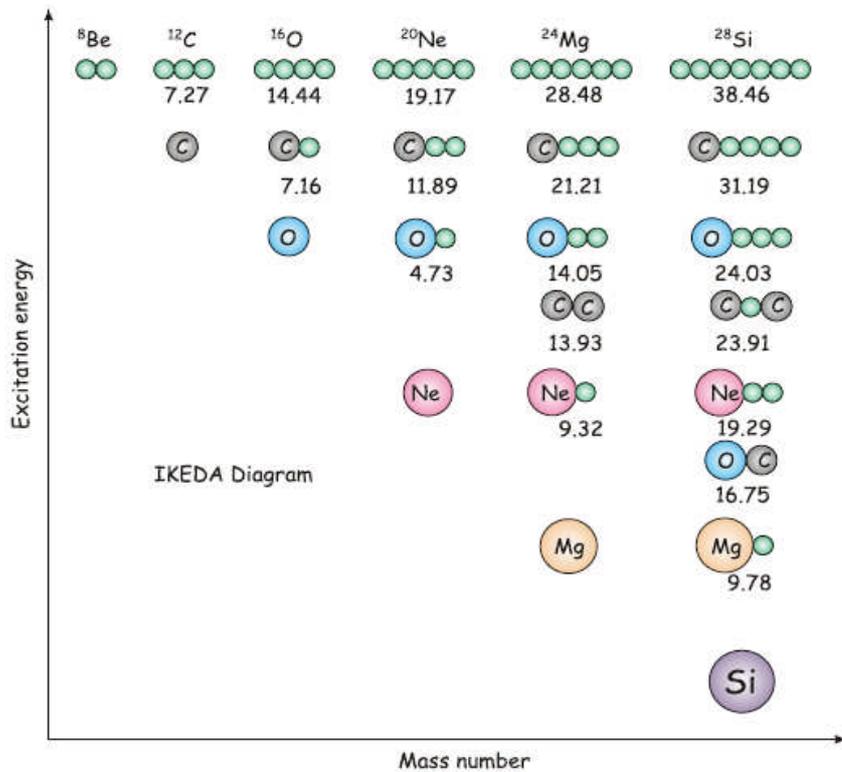


Рис. 1.6. Диаграмма Икеда

Важный вопрос состоит в том, имеют ли свойства возбужденных состояний конечных ядер над порогом $N\alpha$ диссоциации отношение к свойствам бесконечной ядерной материи, обладающей к тому же электронной экранировкой? Тем не менее, разрабатываются концепции, в которых полностью развитая α -кластерная структура $N\alpha$ -ядер в момент возникновения может проявить сходство с α -материей. Такой квантовый α -конденсат мог бы быть аналогичен недавно осуществленной конденсации Бозе-Эйнштейна бозонных атомов в магнито-оптических ловушках, чему и обязано развитие этих представлений. Роль α -простейших конденсатных состояний приписывается основному 0^+ и первому возбужденному состоянию 2^+ нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$.

Хотя твердо установлено, что α -кластеризация играет важную роль в структуре легких ядер, однако, до сих пор только знаменитое состояние Хойла 0^+ в ядре ${}^{12}\text{C}$ отнесено к разреженному α -частичному конденсату. Это состояние, возникающее при плотности $\rho_0/3$, может быть описано с хорошей точностью, как конфигурация трех α -частиц, сконденсированных в их системе центра масс на низшей $0S$ орбите. К этому выводу ведут данные по измерению неупругого форм-фактора рассеяния протонов с возбуждением 3α -состояний. С ростом плотности выше $\rho_0/3$ возникает связь α -частиц, модифицированная средой. Ядра с плотностями вблизи плотности насыщения описываются квазичастичной картиной, которая ведет к оболочечной модели. В структуре основного состояния бозонные конститuenty присутствуют всегда в очень малом числе. Они проявляются в эффекте спаривания внешних нуклонов, ведущем к росту энергии связи и стабильности ядер.

Благодаря развитию этой теоретической концепции новый импульс для развития получают эксперименты по изучению $N\alpha$ состояний, ранее посвященные поиску ядерных молекул. Поиск α -частичного конденсата требует детальной спектроскопии $N\alpha$ состояний для выделения состояний с нулевым орбитальным моментом. С ростом исследуемой множественности

$N\alpha$ трудности эксперимента будут быстро нарастать. Например, в качестве «лаборатории» для изучения конденсата предлагается диссоциация $^{40}\text{Ca} \rightarrow 10\alpha$. Предлагается осуществить и поиск конденсатных состояний 3^{12}C и 3^{16}O . Переход в конденсатное состояние должен происходить на самом энергетическом пороге $N\alpha$ состояния, что будет вести к предельно малым относительным энергиям α -частиц. Прогресс в этой области будет определяться возможностями эксперимента. Отметим принципиальную ограниченность для такого поиска экспериментов при низких энергиях. При фрагментации ядра мишени быстро снижается эффективность одновременного наблюдения нескольких фрагментов. Для фрагментации же налетающего ядра возникают качественно новые возможности.

Возможно, что релятивистская фрагментация окажется лучшей лабораторией для генерации и наблюдения столь сложных состояний по сравнению с ядерными реакциями при низких энергиях. В принципе, электромагнитные взаимодействия сталкивающихся ядер позволяют за счет многофотонного обмена осуществить заселение $N\alpha$ -состояний наиболее «мягким» образом с минимальной передачей энергии фрагментам в их системе центра масс. В самом факте предпочтительного заселения $N\alpha$ -состояний при периферических столкновениях может сказываться тенденция к возникновению $N\alpha$ -конденсата. Как будет показано далее, доминирующую роль при периферической диссоциации релятивистских ядер на относительно тяжелых ядрах из состава эмульсии (Ag и Br) играет дифракционный механизм, который определенно является более жестким, чем электромагнитный. Тем не менее, из-за сходства конечных состояний такой подход заслуживает изучения в ядерной эмульсии, облученной релятивистскими ядрами. Могут возникнуть основания для поиска $N\alpha$ -конденсата при электромагнитной диссоциации релятивистских $N\alpha$ -ядер на тяжелых ядрах мишени (Pb).

§1.2. Кластеризация в ядрах легче ^{12}C

Долгое время казалось, что применимость идеи кластеризации нуклонов в ядрах ограничивается только несколькими, хотя и ключевыми, $N\alpha$ -ядрами. В последние годы α -кластерная модель стала развиваться и в отношении легких ядер с нечетным числом протонов или нейтронов и ядер удаленных от дорожки стабильности. Представление о симметричной α -кластерной материи распространяется и на другие легчайшие ядра. Предсказывается эволюция их соотношения при изменении ядерной плотности и температуры.

Современная модель антисимметризованной молекулярной динамики (в обзоре [12]) позволяет включить в кластерное описание и эти ядра путем замены α -частиц на другие кластеры нуклонов, в том числе $2n$, $2p$, d , t и h (рис. I.7). Тем самым возникают новые измерения в кластерной структуре легких ядер. Для того, чтобы установить такую кластерную симметрию, необходимо весьма систематично исследовать большое число возбужденных состояний ядер с $A < 12$. Трудность установления α -кластерной аналогии в этих ядрах состоит в том, что в большинстве случаев спектроскопия возбужденных состояний из нескольких кластеров в подходящей области энергий просто не проводилась, поскольку она оказывается недоступной для традиционных методов ядерной физики низких энергий. В такой ситуации оказываются полезными подходы, базирующиеся на развале летящих ядер. Структура состояний над порогом связи должна следовать кластерной природе связанных состояний.

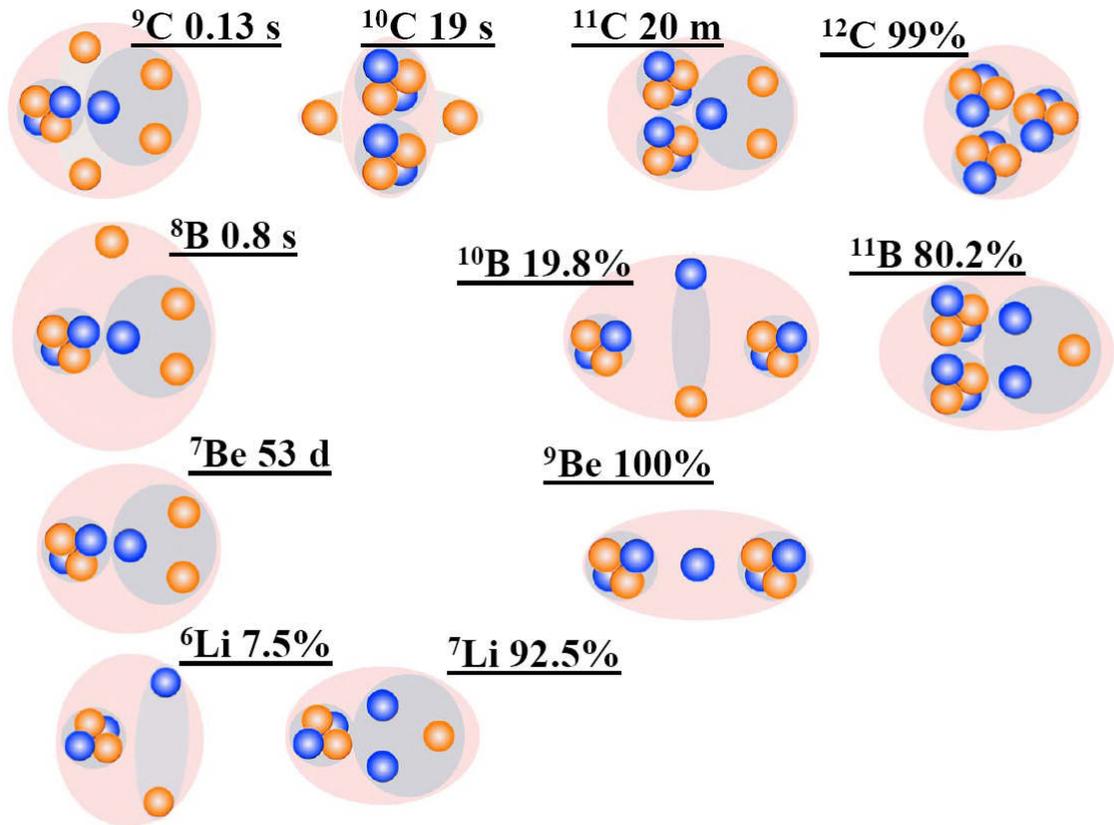


Рис. 1.7. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности изотопов или времена жизни; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры.

Стабильным ядром с ярко выраженной кластерной структурой является ${}^6\text{Li}$. Свойства его основного состояния – спин, магнитный момент – определяются слабой связью $\alpha + d$. Увеличенные сечения взаимодействия ${}^6\text{Li}$ в разнообразных реакциях, в основе которых лежит аномально большой размер этого ядра, позволяют считать его единственным стабильным ядром, принадлежащим к классу ядер с экзотической структурой. Поэтому это ядро является отправным пунктом разнообразных исследований кластеризации, в том числе, и в настоящей работе.

В низких энергетических порогах диссоциации более тяжелых ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ на кластеры также проявляются слабые связи $\alpha + t$ и $\alpha + h$. Однако

статические характеристики этих ядер уже нашли более общее объяснение в оболочечной модели. В свою очередь они оказываются подходящими основами (сердцевинами, корами) при построении картины ближайших ядер путем присоединения α -кластеров и нуклонов. Представляет интерес исследовать роль α -кластеризации в нейтронодефицитном ядре ^{11}C и зеркальном ^{11}B . Экспериментальные свидетельства об относительной роли в этих ядрах кластерных структур ^7Be (^7Li) + α и ^8Be + t (h) весьма скудны. Эти ядра могут служить примерами структур, в которых α -сердцевины обмениваются «дырками».

Нестабильное ядро ^8Be является подходящим объектом для построения ядерно-молекулярных состояний, форма и структура которых имеют некоторое сходство с простыми молекулами, такими как H_2 и O_2 , связываемых ковалентной связью электронов [106-110]. Добавление к ^8Be нейтрона ведет к стабильному ядру ^9Be . В этом случае, форма ядерного потенциала структуры $\alpha + \alpha$, действующего на валентный нейтрон, определяется двумя центрами. Действительно, детальные вычисления в модели антисимметризованной молекулярной динамики указывают на превалирование двуцентровой структуры $\alpha + n + \alpha$. Исследование низколежащих возбуждений этого ядра указывает на существование ротационных полос с моментами инерции, согласующимися с двуцентровым потенциалом. Ядерные орбиты валентного нейтрона являются аналогами s - и p -молекулярных связей и проявляются в плотности его связанных одночастичных волновых функций.

Можно отметить, что ядро ^9Be относится к классу ядер с бороминовской структурой, т. е. к ядрам, в которых удаление одного из кластеров ведет к несвязанному состоянию. В двухчастичной модели $\text{core} + n$ ядро ^9Be может быть представлено в виде системы нейтрона в состоянии $P_{3/2}$ и кора ^8Be в состояниях 0^+ ($g. s.$) и 2^+ с порогами отделения нейтрона 1.67 и 4.71 МэВ, соответственно. Интересным для проверки является предположение о возможности наблюдения ^8Be в состояниях 0^+ и 2^+ при

удалении нейтрона из $2\alpha + n$ системы ${}^9\text{Be}$. Образование изотопа ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ может происходить в периферических процессах при фрагментации релятивистского ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha + n$ систему, наблюдаемую в конечном состоянии. Наряду с образованием несвязанного ${}^8\text{Be}$ существует возможность образования промежуточного ядра ${}^5\text{He}$. Соответствующий энергетический порог равен 2.44 МэВ. Продуктом диссоциации ${}^5\text{He} + \alpha$ в конечном состоянии также будет являться $2\alpha + n$ система. Для высокоспиновых состояний ${}^9\text{Be}$ ($J \geq 7/2$) конфигурация энергетически более выгодная. Отмечался незначительный вклад канала ${}^5\text{He} + \alpha$ в развал ${}^9\text{Be}$, при энергиях порядка сотен МэВ, по сравнению с каналом ${}^8\text{Be} + n$ [106]. Существенным для подобных исследований является возможность наблюдения и измерения всех трех частиц образующейся $2\alpha + n$ системы.

Столь же элегантная картина может выявиться в последовательности ядер, возникающих при присоединении протонов к ${}^8\text{Be}$, т. е. ${}^9\text{B}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{10}\text{C}$. Введение последующего нейтрона к ${}^9\text{Be}$ в орбиты молекулярного типа порождает состояние $\alpha + 2n + \alpha$ ядра ${}^{10}\text{Be}$ [107], обладающего большой деформацией и также молекулярного по природе. Должны существовать изобарные аналоги такого молекулярного состояния с изоспином $T = 1$ в ядрах ${}^{10}\text{B}$ $\alpha + d + \alpha$ [108,109] и ${}^{10}\text{C}$ $\alpha + 2p + \alpha$ [110]. Однако, многие из состояний в окрестностях предсказанных ядерно-молекулярных аналоговых конфигураций известны весьма плохо. Например, в случае ${}^{10}\text{C}$ требуется дальнейшее изучение энергий и значений спинов возбужденных состояний. Отметим, что ядро ${}^{10}\text{C}$ является единственным примером 4-тельной системы, которая обладает супербороминовскими свойствами (брунниановское ядро), так как удаление из него одного из кластеров ведет к несвязанной уже 3-тельной системе (рис. I.8).

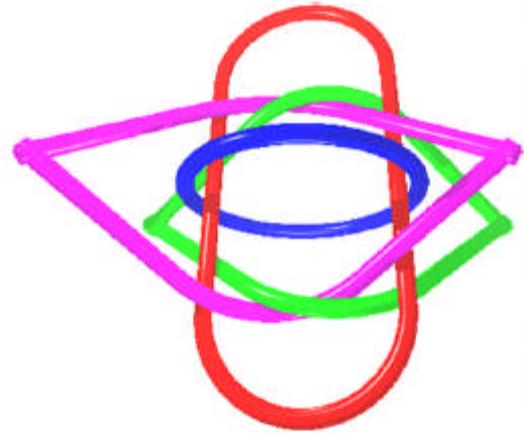
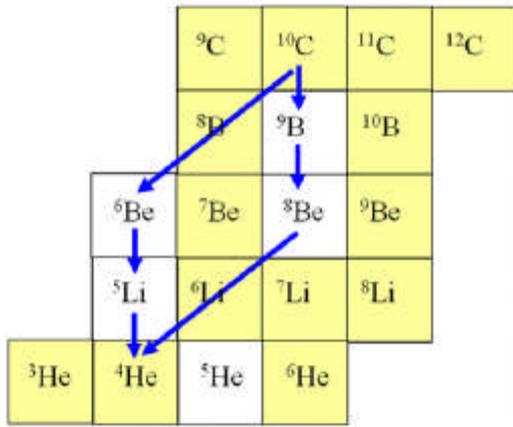


Рис. 1.8. Диаграмма, иллюстрирующая свойства распада возбужденных несвязанных состояний ядра ^{10}C ; справа показаны четыре пересекающихся кольца супербороминской (или брунниановской) системы

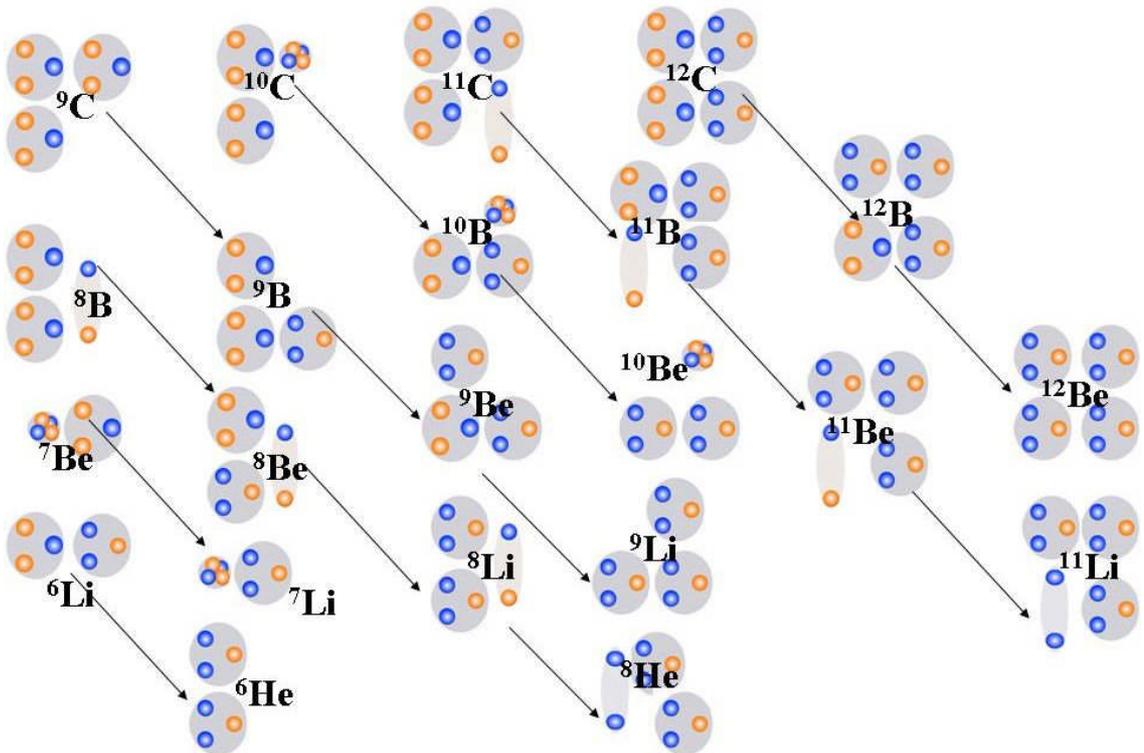


Рис. 1.9. Диаграмма, иллюстрирующая возможные кластерные состояния из 2- и 3-нуклонных кластеров

§I.3. Возбуждения на основе трехнуклонных кластеров

Кроме низколежащих возбуждений на α -кластерной основе возможно заселение и высоковозбужденных кластерных состояний легких ядер с глубокой перегруппировкой нуклонов за пределы α -частичной кластеризации и возникновение кластерных состояний из 2- и 3-нуклонных кластеров (рис. I.9). В этом случае требуется преодоление гораздо более высоких энергетических порогов из-за большей массы фрагментов – своего рода квантовой щели. Энергетические щели таких виртуальных перегруппировок нуклонов заметно выше 10 МэВ . Этот тип возбуждений имеет особое ядерно-астрофизическое значение, поскольку обратный ему процесс перехода в основное состояние ядра ведет к образованию α -кластера и мощному выделению энергии. Рассмотрим более подробно возможную структуру таких состояний для ядер, которые будут обсуждаться в нашей работе.

Отчетливо тип возбуждений на основе нуклонной перегруппировки проявляется в ядрах с $A = 6$ (рис I.10). Для диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow t + h$ и ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$ требуется преодоление разности энергии связи нуклона, между его спариванием в α -кластере и последующим связыванием в 2-нуклонный кластер, в котором в парное состояние уже переходят внешние нейтроны.

Несвязанное ядро ${}^6\text{Be}$ является промежуточным состоянием в нуклеосинтезе при обратном процессе слияния ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ через формирование α -кластера и распада по каналу ${}^4\text{He} + 2p$. Сечение такого процесса не имеет резонансов, что было установлено при измерении S -фактора его сечения в астрофизическом диапазоне энергий. А вот поиск резонансных состояний ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ почти не велся, как можно предположить, из-за экспериментальных трудностей. В упругом рассеянии ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ наблюдалось три неопределенно широких состояния в области свыше 12 МэВ над удвоенной массой ядра ${}^3\text{He}$. Сохраняется интригующая возможность, что гораздо более низколежащие узкие состояния, которые по своей структуре схожи с ядром ${}^8\text{Be}$, были пропущены в предшествующих

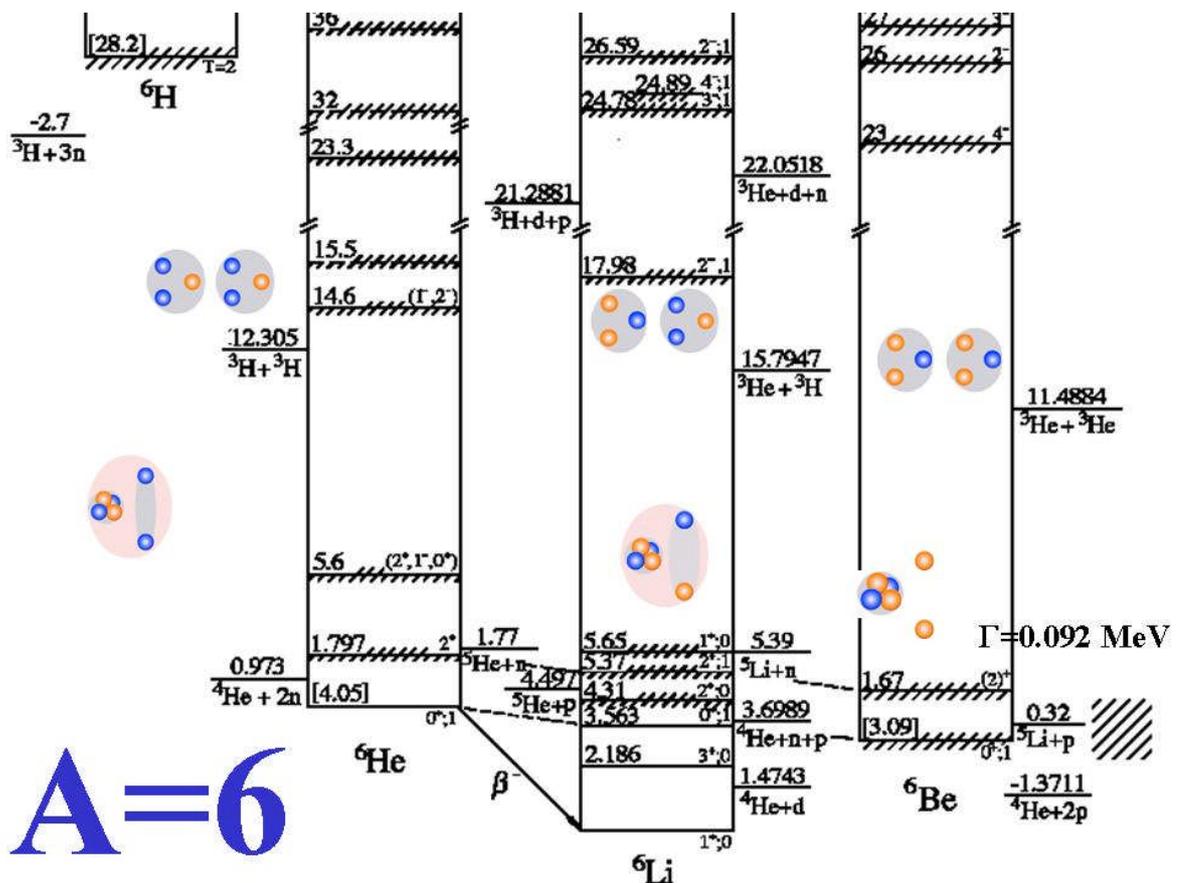


Рис. I.10. Структура возбужденных состояний изобар $A = 6$; указаны типы кластерных возбуждений

экспериментах. Реакции нуклонной передачи во взаимодействиях более тяжелых ядер при низких энергиях также могут не являться оптимальными для поиска резонансных состояний $2h$. В практическом плане для их генерации больше подходят реакции диссоциации ядер, расположенных на границе стабильности - ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$.

Ядро ${}^8\text{B}$ проявляется как «хрупкое» из-за рекордно малой энергии связи протона с основой ${}^7\text{Be}$ (всего 135 кэВ). Благодаря этой особенности ядро ${}^8\text{B}$ является наиболее чувствительным к электромагнитным взаимодействиям. Предполагается, что основное состояние ядра ${}^8\text{B}$ может быть кандидатом в гало с одним протоном ${}^7\text{Be} + p$. Его диссоциация при больших передачах энергии может дать сведения о свойствах разнообразных 3-центровых систем кластеров p , d , h , α и ${}^6\text{Li}$. Например, добавление к паре $h + {}^3\text{He}$ дейтрона ведет к высоколежащему состоянию $2h + d$ ядра ${}^8\text{B}$, которое могло

бы возникать при глубокой нуклонной перегруппировке. Существование резонансов в системе $2h + d$ могло бы открыть нетривиальную возможность 3-тельного слияния легчайших стабильных ядер при нуклеосинтезе. При срыве нейтрона с ядра ${}^8\text{B}$ становится возможным образование ядерного резонанса ${}^7\text{B}$ с распадом $\alpha + 3p$ или $2h + p$.

Замена дейтрона на кластер h ведет к другому высоколежащему состоянию кластеров $3h$ уже в ядре ${}^9\text{C}$. Эта конфигурация отличается симметричностью по сравнению с более низколежащими возбуждениями ${}^8\text{B} + p$, ${}^7\text{Be} + 2p$, $\alpha + h + 2p$. Такие сложные состояния почти не рассматривались в ядерной физике низких энергий даже теоретически из-за практических сложностей анализа реакций нейтронодефицитных ядер. Возможно, что установление особенностей состояния $3h$ вблизи его энергетического порога создаст экспериментальные основания для расширения известного 3α -процесса слияния как 3He процесса. В столь симметричной системе возникает богатая комбинаторика для формирования α -кластера, а затем и основы ${}^7\text{Be}$ с парой протонов. Последующий распад ядра ${}^9\text{C}$ ведет к генерации пары ядер ${}^4\text{He}$. Возможно, этот комбинаторный фактор для процессов слияния может компенсировать малую вероятность и придать значимость 3-тельному взаимодействию в астрофизических средах ядер ${}^3\text{He}$.

В случае ядра ${}^9\text{C}$ срыв нейтрона может вести к распадам несвязанного ядра ${}^8\text{C}$ как из конфигурации близкой к его основному состоянию ${}^6\text{Be} + 2p$, так и высоковозбужденному $2h + 2p$. Изучение ядерных резонансов ${}^7\text{B}$ и ${}^8\text{C}$ с ширинами основных состояний 1.4 МэВ и 230 кэВ может привести к выводам о роли кулоновского взаимодействия и эффектов спаривания несвязанных протонов. По-существу, открывается новый горизонт исследований систем, которые могут найти важное применение в понимании плотных астрофизических сред. Очевидно, что исследования протоноизбыточных ядерных резонансов возможны только на пучках быстро движущихся радиоактивных ядер.

Замена h на α -кластер приводит к высоколежащему состоянию $2h + \alpha$ в ядре ^{10}C . И в этом случае возможно мощное выделение энергии при упаковке одного из нейтронов в конфигурацию $2\alpha + 2p$. Следующая замена на более тяжелый кластер α дает состояние ^{11}C , уже не являющееся продуктом кластерной перегруппировки и близким к основному. Образование и распад изотопов $^{10,11}\text{C}$ в астрофизических средах мог бы вести к генерации стабильных ядер $^{10,11}\text{B}$, степень присутствия которых в галактических космических лучах может служить свидетельством процессов горения астрофизических смесей изотопов ^3He и ^4He . Такое утверждение не является общепринятым, так как обычно считается, что изотопы бора, имеющие крайне малую распространенность, возникают при бомбардировке ядер высокоэнергичными космическими частицами или в расщеплении более тяжелых ядер. Тем не менее, исследование состояний ^3He с вариацией изотопического состава может привести к дополнению сценариев нуклеосинтеза.

Астрофизическое значение изотопа ^{11}C состоит в следующем. Благодаря достаточно большому времени жизни, это ядро играет роль «станции ожидания» в альтернативном сценарии генерации ядра ^{12}C . В быстром процессе (rp) $p + ^{11}\text{C}$ в звездах могут образовываться ядра ^{12}N с последующим распадом в углерод. Особенность ядра ^{12}N , придающая ему сходство с ядром ^8B , состоит в малости энергии отделения протона (600 кэВ) и большой энергии распада при формировании α -кластера в ядре ^{12}C .

Стабильный изотоп ^3He является более ранней фазой кластеризации нуклонов, а его сгорание ведет к наработке ^4He при нуклеосинтезе. Поэтому, важное астрофизическое значение может иметь перспектива совместного развития физики $N\alpha$ -частичных систем и физики кластеров t и h , ведущая к возникновению физики разнообразных систем на основе связи $\alpha - t - h$ с числом кластеров более трех. Обсудим более подробно эту возможность для кластеризации $\alpha - h$ как более подходящей для исследования на релятивистских пучках. Очевидно, что ядра на границе протонной

стабильности являются возможными источниками этого типа кластеризации. Можно проследить насколько изгибы границы стабильности отражают изменение в кластеризации нуклонов.

Для ядра ^{12}N кроме уже упомянутого возбуждения $p + ^{11}\text{C}$ возможны и состояния $\alpha + ^8\text{B}$, $p + ^7\text{Be} + \alpha$ и $h + ^9\text{B} (\rightarrow p + 2\alpha)$. Достижимы и более сложные конфигурации на основе обсуждавшейся кластеризации ядер ^8B и ^7Be . Отметим варианты возбуждения, связанные с перегруппировкой нуклонов из одного α -кластера $\alpha + 2h + d$ и двух $- 3h + t$. Первый случай интересен тем, что в кластерной цепочке участвуют только стабильные ядра. Реализация второго состояния является вариантом заселения симметричного состояния $4h$ ядра-резонанса ^{12}O , являющего кластерным аналогом состояния 4α ядра ^{16}O .

Присоединение к этой цепочке пятого кластера h уводит слишком далеко от дорожки стабильности в область несвязанных ядер (рис. I.11). На этом этапе уже необходимо привлечение в конфигурацию α кластера. Действительно, возвращаясь к дорожке стабильности, приходим к высоколежащему состоянию $4h + \alpha$ узкого резонанса ^{16}F с большим протонным избытком, для которого характерна структура основного состояния $^{12}\text{C} + 4p$. По-видимому, малая ширина этого резонанса определяется стабильной основой ^{12}C и эффектом спаривания протонов. Заменяем более устойчивой основу в виде $^{16}\text{O} + 4p$, что ведет к радиоактивному ядру ^{20}Mg , расположенному на очередном изгибе границы стабильности. Оно позволяет рассматривать еще более сложную конфигурацию $4h + 2\alpha$. Это рассмотрение кластеризации позволяет проиллюстрировать то, какие богатые потенциальные возможности для исследования многочастичных кластерных состояний содержат ядра на границе протонной стабильности, несмотря на то, что полная спектрометрия упомянутых состояний представляет собой задачу беспрецедентной сложности. Можно надеяться, что сведения о простых системах составят

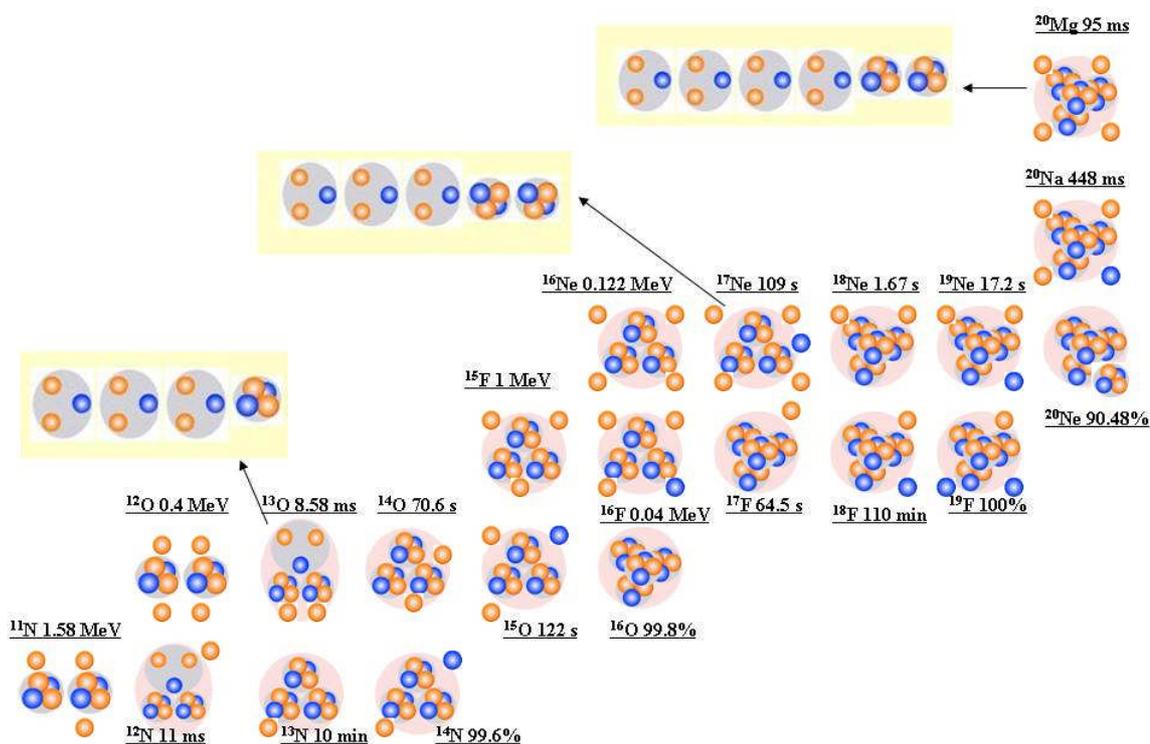


Рис I.11. Кластерная диаграмма для ядер на границе протонной стабильности; стрелками указаны возможные экзотические возбуждения

фундамент представлений обо все более сложных и экзотических системах легчайших ядер и нуклонов.

§I.4. Релятивистские ядра с избытком нейтронов

Обсуждая будущие исследования кластеризации, нельзя оставить в стороне достижения и новые задачи в отношении ядер с избытком нейтронов. Исследования ядер, лежащих в области границы нейтронной стабильности, сформировали в последние годы актуальное направление исследований – физика ядер с экзотической структурой [7-13]. Здесь установлены новые явления в структуре легких ядер и протекании ядерных реакций. В этой области наблюдаются аномально большие радиусы ядер,

образование разделенных в пространстве нуклонных ядерных кластеров. Малые энергии связи ядерных кластеров позволяют определить структуру таких ядер как молекулярно-подобную. Большие успехи достигнуты в изучении структуры ядер с избытком и предельным числом нейтронов, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$. Не исключено, что нейтронное гало у легких ядер может играть роль катализатора в термоядерных процессах в сверхновых – ведь таким образом снижается проблема кулоновского отталкивания при слиянии ядер. Например, слияние ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, имеющего две пары периферийных нейтронов, ведет к образованию изотопа ${}^{12}\text{Be}$, который распадается в основной изотоп углерода. Это своего рода “черный вход” в известный цикл медленного сгорания ядер водорода, углерода, азота, кислорода при термоядерном слиянии, дающий новый вариант цепочки генерации изотопов углерода, кислорода, азота – важнейшей ступеньки к более тяжелым элементам.

Экзотический характер структуры ряда кластерных ядер с избытком нейтронов (рис. I.12) был установлен благодаря резкому возрастанию сечения их взаимодействия при релятивистских энергиях по сравнению с зависимостью геометрического типа. Однако, несмотря на большие сечения фрагментации, релятивистские энергии оказались неудобными для более глубоких исследований с этими ядрами. Для получения все большего нейтронного избытка в исследуемых ядрах требовалось бы ускорение все более тяжелых ядер с большими интенсивностями. Поэтому исследования нейтроноизбыточных ядер переместились на ускорители низких энергий. В этой области энергий нейтронный избыток эффективно передается налетающему ядру от ядра мишени, чем достигается продвижение к границе нейтронной стабильности. К тому же возникают и важные методические преимущества – большая легкость при сепарации ядер с большой магнитной жесткостью и детектировании нейтронов.

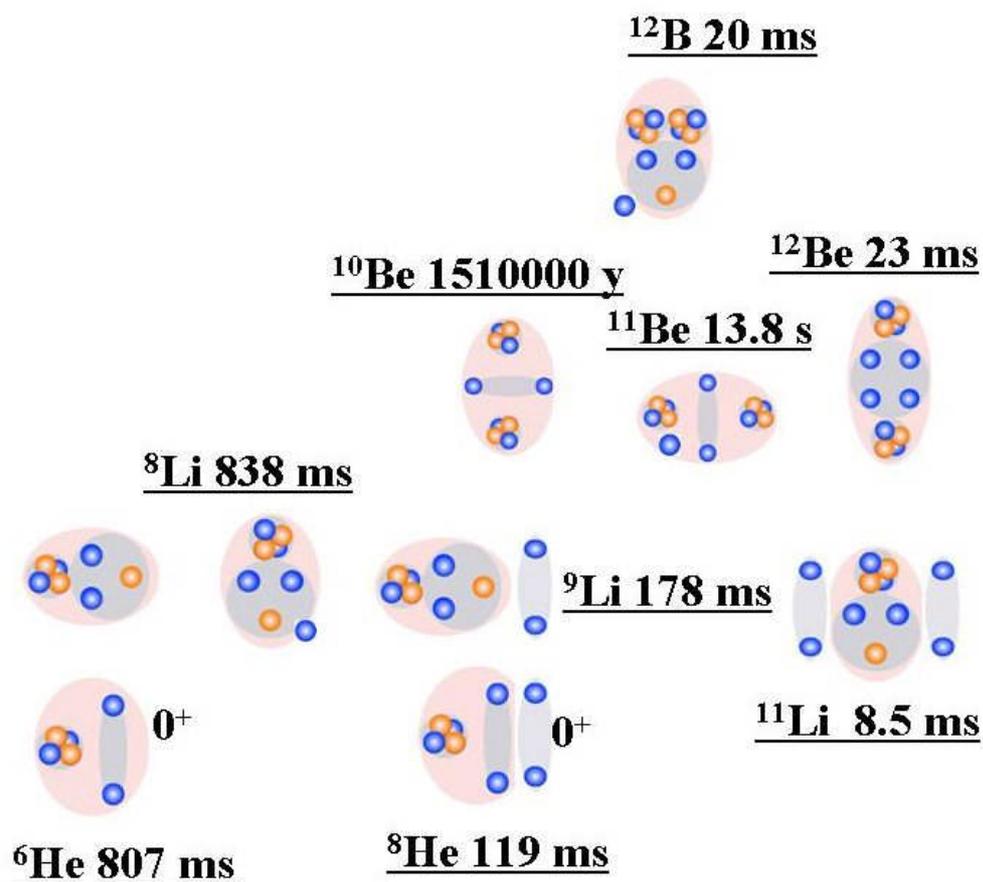


Рис. 1.12. Диаграмма кластерных степеней свободы в легких нейтроноизбыточных ядрах

В настоящее время остаются малоизученными корреляции внешних нейтронов со слабой связью с основой ядра (кором). Кор ядра может обеспечивать небольшую дополнительную глубину потенциала для образования кластера из пары или четверки спаренных нуклонов. При малом возбуждении ядра такие кластеры отделяются при минимальном энергетическом пороге, а, значит, наиболее вероятным образом. Интригующей возможностью является образование стабильного кластера из 4-нейтронов или тетранейтрона 4n . Даже не имея стабильности к испусканию нейтронов, такое состояние может проявиться как ядерный резонанс с энергией связи над порогом распада $1-3$ МэВ. Такое состояние не может быть следствием реалистичных нуклон-нуклонных сил и требует особых 4-нуклонных связей. Будучи обнаружено, связанное состояние 4n , самим

фактом своего существования, несомненно, окажет воздействие на развитие ядерной астрофизики. Признанным вариантом генерации 4n является диссоциация радиоактивных ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^{14}\text{Be}$. Ядро ${}^{14}\text{Be}$ должно генерироваться при диссоциации более тяжелых первичных ядер, чем ${}^8\text{He}$, поэтому оно менее удобно.

Выводы о структуре релятивистской фрагментации стабильных ядер и ядер с дефицитом нейтронов позволят по-новому взглянуть на кластерную структуру нейтроно-избыточных ядер. В этом отношении качественно новые возможности возникают в области энергий $10A$ ГэВ. Совершенно новой методической возможностью, недоступной при более низких энергиях, становится калориметрическая идентификация релятивистских ядер и групп нейтронов - продуктов фрагментации первичных ядер. Номинальная энергия пучка определяется как оптимум, с одной стороны, между необходимым энергетическим разрешением и угловым аксептансом калориметра (лучше бóльшая энергия), а с другой, возможностями магнитной оптики (лучше меньшая энергия). Ускорение на синхротроне ИФВЭ У-70 ядер ${}^{12}\text{C}$ открывает уникальные возможности для постановки экспериментов во вторичных ядерных пучках, в частности, по структуре нейтронного гало в изотопе ${}^8\text{He}$ и поиску связанного состояния 4 нейтронов – тетранейтрона 4n . В качестве первого этапа необходимо решить задачу селекции релятивистских ядер ${}^8\text{He}$, образующихся при взаимодействии первичных ядер ${}^{12}\text{C}$ с внутренней мишенью У-70. Наличие пучка ${}^8\text{He}$ позволит приступить к изучению нейтронного гало. Энергия связи к распаду ${}^6\text{He} + 2n$ составляет всего 2.2 МэВ, а к ${}^4\text{He} + 4n$ - 3.1 МэВ. Для сравнения, энергия связи 4 нейтронов в ${}^{12}\text{C}$ составляет около 63 МэВ, что делает нереальной генерацию «холодных» 4-нейтронных ансамблей в области фрагментации ядер пучка непосредственно из ядер углерода.

Можно было бы рассмотреть и высоколежащие кластерные моды с участием тритонов в нейтроноизбыточных изотопах Li , Be и B . Общая схема этой аналогии приведена на рис. I.9. Однако в методическом плане эта

группа ядер лежит вне интересов данной работы. Исследование кластерных мод возбуждения в этих ядрах более эффективно в физике низких энергий. Для полноты картины приведем общую схему таких состояний. Несомненно, что сценарии быстрых процессов с участием тритонов могут еще рассматриваться в астрофизике как дополнительная ветвь генерации редких легких изотопов.

Глава II. Когерентная диссоциация релятивистских ядер

§II.1. Достоинства эмульсионного метода

В этой Главе будут представлены принятые подходы к анализу взаимодействий релятивистских ядер в эмульсии и принципиальные экспериментальные результаты по периферической диссоциации легких стабильных ядер. Их комбинированное использование стало основой для формулирования предложения эксперимента БЕККЕРЕЛЬ в направлении исследования радиоактивных ядер. Обсуждаемые далее наблюдения, выполненные с помощью ядерной эмульсии, были проведены уже достаточно давно. Однако из-за трудностей принципиального характера они так и не были повторены с помощью электронных методов. В этом отношении ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение, так как другие существующие методики пока не могут приблизиться к подобным наблюдениям. Рассмотрим особенности применения ядерной эмульсии в нашем исследовании.

Соотношение каналов с различным составом заряженных фрагментов (зарядовая топология) является центральной характеристикой периферических взаимодействий релятивистских ядер. При энергии налетающего ядра $1A$ ГэВ достигается режим предельной фрагментации ядер, что соответствует неизменности изотопического состава фрагментов при дальнейшем увеличении энергии соударения и изменении состава ядер мишени. Зарядовая топология когерентной диссоциации была исследована для ядер ^{12}C [38], ^{16}O [48,49], ^{22}Ne [42,58,59], ^{24}Mg [62], ^{28}Si [56,57,60,61,64,63] при энергиях в *несколько* ГэВ на нуклон. Эти результаты суммированы в работе [116].

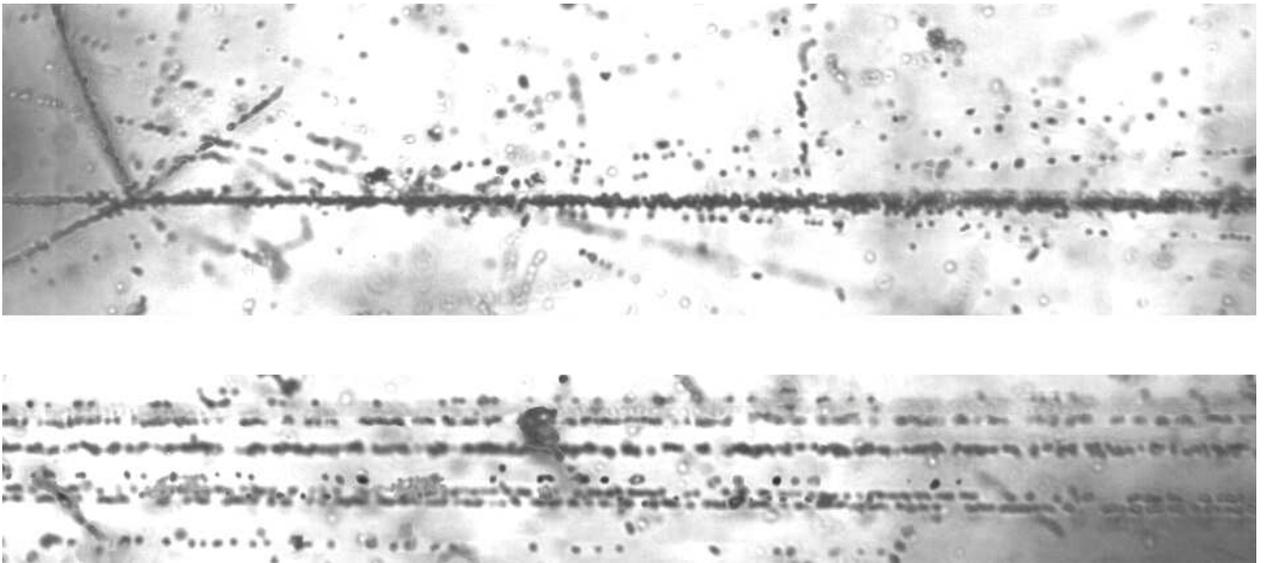


Рис. П.1. Событие фрагментации ядра ^{28}Si с энергией 3.65A ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии

Для иллюстрации достоинств эмульсионного метода при наблюдении релятивистских фрагментов на рис. П.1 представлена микрофотография события фрагментации ядра ^{28}Si . На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе вместе с четырьмя сопровождающими однозарядными частицами в широком конусе и тремя осколками ядра мишени. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить три фрагмента H и 5 фрагментов He . Интенсивный след на нижней фотографии (третий сверху) идентифицирован как очень узкая по углу пара фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 2$, соответствующая распаду ядра ^8Be . Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью автоматического микроскопа ФИАН комплекса ПАВИКОМ. Основным интересом представляет группа фрагментов H и He налетающего ядра в узком конусе с суммарным зарядом $\sum Z_{fr} = 13$. Фрагменты налетающего ядра вылетают в пределах узкого конуса, ограниченного углом θ_{fr}

$$\sin\theta = \frac{p_f}{p_0} \quad (3),$$

где $p_F = 0.2 \text{ ГэВ}/c$ — импульс Ферми нуклонов, а p_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда. Эмульсионные камеры собираются как стопки слоев эмульсии типа БР-2, обеспечивающей чувствительность вплоть до релятивистских частиц. Толщина слоя составляет $\sim 550 \text{ мкм}$ при размерах $10 \times 20 \text{ см}^2$. Так как пучок направляется параллельно плоскости эмульсионного слоя, следы релятивистских фрагментов долго остаются в одном слое (рис. II.1), что достаточно для наблюдения их 3-мерного образа, угловых измерений и измерений многократного рассеяния. В более широком конусе также видны следы с минимальной ионизацией от рожденных мезонов. Кроме того, в вершине взаимодействия присутствуют следы от сильноионизирующих осколков ядра мишени с энергией от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ . Таким образом, отчетливо проявляется разделение областей фрагментации ядра-снаряда и мишени.

Существует классификация следов, которые могут возникать при взаимодействиях релятивистских ядер в эмульсии. В контексте настоящего исследования первоочередной задачей является идентификация зарядов, как первичных релятивистских ядер Z_{pr} , так и зарядов их фрагментов Z_{fr} . Благодаря 4-кратной разнице в ионизации, заряды релятивистских фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 определяются визуально уже на стадии поиска событий (рис. II.1). По плотности разрывов на следе или плотности δ электронов, зависящих от зарядов как Z^2 , определяются величины зарядов $Z \geq 3$.

При фрагментации ядер эмульсии в событии могут наблюдаться сильноионизирующие фрагменты 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 мезонов, рожденных вне конуса фрагментации — n_s (s -частицы). По этим параметрам можно сделать вывод о характере взаимодействия.

В ядерной эмульсии содержатся в близких концентрациях как достаточно тяжелые ядра Ag и Br , так и ядра H (по плотности водорода ядерная эмульсия близка к криогенной мишени). Благодаря этому обстоятельству в одинаковых условиях можно сравнивать развалы ядер как в результате дифракционной или электромагнитной диссоциации на тяжелом ядре-мишени, так и в столкновениях с протонами мишени.

При наборе статистики особый интерес представляют события без рожденных мезонов ($n_s = 0$), которые вылетают между областями фрагментации налетающего ядра и ядра мишени. Наиболее ясно интерпретируются события когерентной диссоциации, в которых отсутствуют и фрагменты ядер мишени ($n_b = 0, n_g = 0, n_s = 0$). События такого типа из-за отсутствия следов сильноионизирующих частиц n_h ($n_h = n_b + n_g$) были названы «белыми звездами»[48,49,116]. Они возникают при минимальной передаче энергии фрагментирующему ядру. Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название «белые звезды» удачно отражает не только внешний вид события, но и «срыв» ионизации при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов (в пределе до Z_{pr} раз). Эта особенность составляет основную трудность их изучения электронными методами, ведь чем ярче эффект периферической фрагментации, тем труднее ее зарегистрировать. Напротив, в эмульсионном эксперименте ее рост ведет к большей надежности наблюдения. Исследование структуры «белых звезд», образованных в диссоциации легкими кластерными ядрами, как имеющих прямое отношение к данной проблеме, составляет центральный интерес настоящего исследования.

Изучению физической природы обсуждаемых периферических процессов посвящен ряд известных экспериментальных и теоретических работ. С точки зрения задействованных механизмов, периферические неупругие реакции могут быть результатом как ядерных, так и электромагнитных взаимодействий. В 1953 г в журнале «Доклады Академии

наук СССР» появилась работа И. Я. Померанчука и Е. Л. Фейнберга под заглавием «О внешней (дифракционной) генерации частиц при ядерных столкновениях». В этой работе предсказывалось существование нового типа процессов — неупругого дифракционного рассеяния или дифракционной диссоциации. Неупругое дифракционное рассеяние на ядре мишени с радиусом R наблюдается при выполнении условия когерентности

$$q_{\parallel}R \ll 1 \quad (4),$$

где q_{\parallel} - продольная составляющая переданного импульса q , при котором мишень участвует в процессе как целое, а поглощение, ответственное за этот процесс, происходит на периферии, в «скин-слое» толщиной $d \ll q^{-1}$. Явление дифракционного расщепления одного из «простейших» ядер - дейтрона была независимо установлено Ахиезером и Ситенко, а также Фейнбергом и Глаубером. В обсуждаемом ниже исследовании особенностей фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ приводятся указания на существенный вклад дифракционного механизма в указанный канал для взаимодействий на легких и средних ядрах эмульсии.

Образование «белых звезд» может протекать при ядерном дифракционном и электромагнитном взаимодействии на тяжелых ядрах мишени. В таких событиях происходит полная передача заряда первичного ядра фрагментам в узком угловом конусе фрагментации. Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда ядра пучка релятивистскими фрагментами

$$Z_{pr} = \sum Z_{fr} \quad (5),$$

что позволяет разделить вклад в пучке от примеси более легких ядер с близким отношением заряда к массе. Этот критерий оказался принципиально важным при анализе облучений эмульсии во вторичных пучках радиоактивных ядер, имевших достаточно сложный состав. Корректность определения зарядов $Z_{fr} \geq 3$ удобно проверять в «белых звездах» по

согласованности заряда частицы пучка Z_{pr} и суммарного заряда фрагментов $\sum Z_{fr}$.

Возможности спектроскопии конечных состояний в первую очередь определяются идентификацией релятивистских фрагментов и точностью угловых измерений их следов. Благодаря наилучшему пространственному разрешению (0.5 мкм) в ядерной эмульсии достигается угловое разрешение следов релятивистских фрагментов около 10^{-5} рад (даже в лучшем случае 10^{-4} рад !) и обеспечивается полная наблюдаемость всех возможных конфигураций фрагментов. Например, на длине 1 мм уверенно различается процесс распада из основного состояния ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, проявляющийся при импульсе $4.5A \text{ ГэВ}/c$ как пара следов с $Z_{fr} = 2$ и углом разлета около $2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ (рис. П.1). Столь узкие распады достаточно часто наблюдаются при фрагментации релятивистских ядер. Они свидетельствуют о полноте наблюдения по всему спектру возбуждений фрагментов, начиная с минимума.

В эмульсии возможна идентификация релятивистских изотопов H и He через определение их полных импульсов [24,115]. Их оценки могут быть получены при измерении координат смещения следа в результате многократного рассеяния $|D|$. Среднее значение отклонения частицы $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением:

$$P\beta c = \frac{Z_f K t^{3/2}}{573D} \quad (6)$$

где Z_{fr} – заряд, P – импульс, βc – скорость частицы, K – постоянная рассеяния.

Разделение релятивистских изотопов H и He возможно, поскольку фрагменты ядра-снаряда практически сохраняют первичный импульс на нуклон p_0 (или скорость β_0) с точностью несколько процентов. Тогда массовое число фрагмента определяется как

$$A_{fr} \approx P_{fr}\beta_{fr}c / (P_0\beta_0c) \quad (7).$$

Благодаря своеобразному квантованию полных импульсов фрагментов идентификация становится уникальной по детальности, что оправдывает использование трудоемкой процедуры определения $|D|$. К сожалению, из-за технических проблем с используемыми слоями эмульсии и ограничений, связанных с угловым разбросом следов фрагментов, такие измерения оказывается возможным полностью осуществить только в ограниченном числе событий. Конечно, эти проблемы усугубляются с ростом множественности фрагментов. Для достижения требуемой точности определения $p\beta c$ необходимо измерить смещения по координате следа в направлениях перпендикулярных движению частицы в более чем 100 точках. Применение этого трудоемкого метода оправдывается получением уникальной информации об изотопном составе систем из нескольких легчайших ядер.

Представление особенностей фрагментации, основанное на измерениях полярных углов θ вылета фрагментов, недостаточно универсально для сравнения экспериментальных данных при различных, пусть и близких значениях энергий. Более универсальным является сравнение результатов по величинам поперечных импульсов фрагментов

$$P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta \quad (8).$$

Очевидно, что наибольшее значение имеет разрешение по углу θ , распределение по которому «прижато» к нулю. При анализе распределений P_T α -кластерных ядер предполагается, что все фрагменты с зарядом $Z_{fr} = 2$ являются изотопом ${}^4\text{He}$, что наиболее вероятно. Поскольку значения P_T складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-снаряда и суммарного импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (эффект “bounce off”), то можно перейти к P_T^* в с. ц. м. системы N α -фрагментов согласно

$$\mathbf{p}_{Ti}^* = \mathbf{p}_{Ti} - \sum_i \frac{\mathbf{p}_{Ti}}{N} \quad (9).$$



Рис. П.2. Фрагментация релятивистского ядра $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ с импульсом $4.5A \text{ ГэВ}/c$ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии; верхнее фото: вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов - при таком удалении от вершины взаимодействия становятся отчетливо различимыми три фрагмента He

Рассмотрение корреляций между частицами, составляющими многочастичные конечные состояния ядерных реакций при высоких энергиях, позволяет установить закономерности исследуемых процессов и осуществить выбор между многочисленными модельными подходами, которые нередко приводят к удовлетворительному описанию одночастичных распределений. Характеристикой 2-частичных азимутальных корреляций является азимутальный угол $\psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов пары α -частиц

$$\psi_{2\alpha} = \arccos(\vec{P}_{T1}\vec{P}_{T2} / P_{T1}P_{T2}) \quad (10)$$

Энергия возбуждения системы фрагментов может быть приближенно определена как разница между инвариантной массой фрагментирующей

системы и массой первичного ядра и составляет величину порядка нескольких МэВ на нуклон фрагмента

$$Q = M^* - M \quad (11),$$

где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы, M^* - инвариантная масса системы фрагментов

$$M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k) \quad (12),$$

а $P_{i,k}$ - 4-импульсы фрагментов i и k , определяемые в уже описанных приближениях.

§II.2. Когерентная диссоциация релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O

В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ был получен пучок ядер ^{12}C с энергией 3.65 А ГэВ и выполнены облучения эмульсионных стопок [38,117-120]. При прослеживании по первичным следам на полной длине около 338 м были обнаружены 2468 неупругих взаимодействий. Отношение этих величин ведет к среднему значению пробега $\lambda(^{12}\text{C}) = (13.7 \pm 0.3)$ см, соответствующему геометрической модели перекрытия плотностей сталкивающихся ядер.

Эта статистика включала 28 событий когерентной диссоциации («белые звезды») со средним пробегом около 10 м. Столь значительная величина пробега отражает малую вероятность соударения с прицельными параметрами в области дифракционной диссоциации. Единственным вариантом их топологии оказалась тройка двухзарядных следов 3α в конусе $\theta < 3^\circ$ (пример на рис II.4). Канал развала $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ имеет наиболее низкий порог (7.37 МэВ) при диссоциации ядер мишени ^{12}C и является классическим процессом проявления кластерной структуры (см., например, обзор[121]). В данном случае он надежно наблюдался в обратной кинематике релятивистской фрагментации.

Другие каналы диссоциации $\sum Z_{fr} = 6$ сопровождалось фрагментами мишени или мезонами. Об α -частичной кластеризации ядра ^{12}C свидетельствует и малый выход релятивистских фрагментов с $Z_{fr} > 2$ (не более 150 событий) при доминировании He и H . Доминирование α -кластеризации ведет к предположению о значительной роли фрагментации через несвязанное ядро ^8Be с его распадом на 2α . Предложение о прояснении механизма диссоциации привело к целенаправленному исследованию процесса $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, выполненному по инициативе проф. Г. М. Чернова [117-120].

В работе [117] анализируется экспериментальный материал по реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ без каких-либо признаков возбуждения или развала ядра-мишени. Для усиления роли электромагнитной диссоциации эмульсия была обогащена солями свинца, что позволило примерно 2-кратно сократить длину до взаимодействий такого типа. В дополнение к просмотру по следу использовался ускоренный поиск по площади эмульсионных слоев. В результате анализируемая статистика «белых звезд» составила уже 72 события.

Отметим особенности характеристик релятивистских α -частиц из реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Распределения по квадрату поперечного импульса, как в лабораторной системе, так и в с. ц. м. трех α -частиц не согласуются с экспоненциальной зависимостью, которая присуща независимому испусканию частиц. Распределение по парному азимутальному углу в системе покоя 3α -частиц также неудовлетворительно описывается расчетной зависимостью, следующей из предположения о прямом статистическом распаде ядра на α -частицы. Данное распределение демонстрирует азимутальную асимметрию с преобладанием фрагментов в области $140^\circ - 180^\circ$.

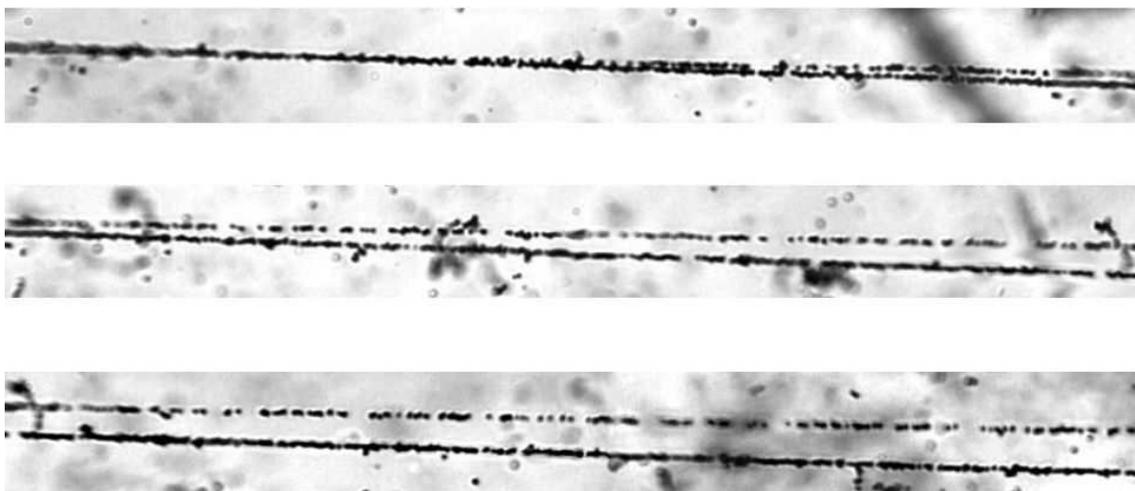


Рис. П.3. Фрагментация релятивистского ядра $^{16}\text{O} \rightarrow \text{C} + \text{He}$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия пара фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее и нижнее фото: при смещении от вершины взаимодействия по направлению движения следы фрагментов становятся различимыми

Было отмечено, что к отступлению указанных выше распределений от статистических, могут вести следующие факторы - примесь различных каскадных каналов диссоциации ядра углерода на три α -частицы, возможное наличие углового момента у распадающегося возбужденного ядра, механизмы взаимодействия между α -частицами в конечном состоянии (эффекты тождественности) и между α -частицами и ядром-мишенью (перерассеяния) и некоторые другие. Доля α -частиц, являющихся продуктами распада промежуточного нестабильного ядра ^8Be в реакциях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, составила не менее 20% по оценке методом Монте-Карло. Получено указание на передачу углового момента остаточному фрагментирующему ядру: вектора импульсов разлетающихся α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ обнаруживают тенденцию к коллинеарности в плоскости реакции. Ключевым и даже приоритетным стал вывод о наблюдении релятивистских распадов $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ из основного состояния. Тем самым получено указание на возможности

наблюдения в ядерной эмульсии систем заряженных нуклонов α -кластеров, начиная с минимальной относительной энергии – 92 кэВ.

Принятый подход – последовательный просмотр по первичным следам и последующий ускоренный поиск событий - был распространен на следующее $N\alpha$ -ядро ^{16}O . Для оценки среднего свободного пробега в облучении ядрами ^{16}O был выполнен просмотр “вдоль трека”. В табл. II.1 приведены данные эмульсионного сотрудничества с лучшей статистикой, которые демонстрируют нарастающее разнообразие каналов. Лидируют каналы $C + He$ (порог 7.2 МэВ, пример на рис. II.3) и $N + H$ (порог 12.1 МэВ).

Очевидно, что обеднение статистики $Z_{fr} = 4$ связано с отсутствием 8Be , как стабильного ядра. Образование ядер Li не отмечается – диссоциация с их участием имеет порог около 31 МэВ. Тем не менее, присутствуют каналы с образованием B и Be в сопровождении H и He при более высоких порогах. На суммарно просмотренной длине 375.2 м первичного трека было найдено 12 событий типа $^{16}O \rightarrow 4\alpha$ (пример на рис. II.4).

«Белые звезды» $^{16}O \rightarrow 4\alpha$ изучались на статистике 641 событий, найденных при ускоренном поиске [122]. Тем самым продемонстрирована принципиальная для эмульсионного метода возможность ориентированного исследования на большой статистике или редких процессов с сечениями 10^{-2} – 10^{-3} от неупругого сечения. Решающими факторами для такой

Таблица II.1. Топология диссоциации ядер ^{16}O с энергией 3.65A ГэВ в событиях «белая звезда»; N_Z – число релятивистских фрагментов с зарядом $Z_{fr} = 1$ и 2

$Z_{fr} > 3$	N	C	C	B	B	Be	Be	-	-
$N_{Z=1}$	1	-	2	3	1	-	2	-	2
$N_{Z=2}$	-	1	-	-	1	2	1	4	3
N_{ev}	18	21	7	2	10	1	1	9	3

в сложном канале оказалась ориентация на ускоренный поиск по площади событий именно этого канала, толщина мишени (в эмульсии она достигает 80 г/см^2) и полная геометрическая эффективность его наблюдения.

Форма распределений по квадрату поперечного импульса α -частиц из распада $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, как в л. с., так и в системе покоя четырех α -частиц не согласуется с экспонентой, как в случае $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Распределение по азимутальному углу между каждой парой α -частиц из $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в системе покоя 4α -частиц - асимметрично в области $140^\circ - 180^\circ$ и не описывается формой, вытекающей из предположения о прямом статистическом распаде ядра кислорода на четыре α -частицы. Также как и для ядра углерода, обнаружена тенденция к коллинеарному разлету α -частиц из $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в поперечной плоскости реакции. Соотношение различных каскадных каналов распада ^{16}O на α -частицы было оценено моделированием [105]:

$$W(^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha) \approx 2\%,$$

$$W(^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha + \alpha \rightarrow 4\alpha) \approx 25\%,$$

$$W(^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^8\text{Be} \rightarrow 4\alpha) \approx 20\%.$$

Эти расчеты свидетельствуют о большой вероятности рождения ${}^8\text{Be}$ в промежуточном состоянии при диссоциации ядра кислорода на четыре α -

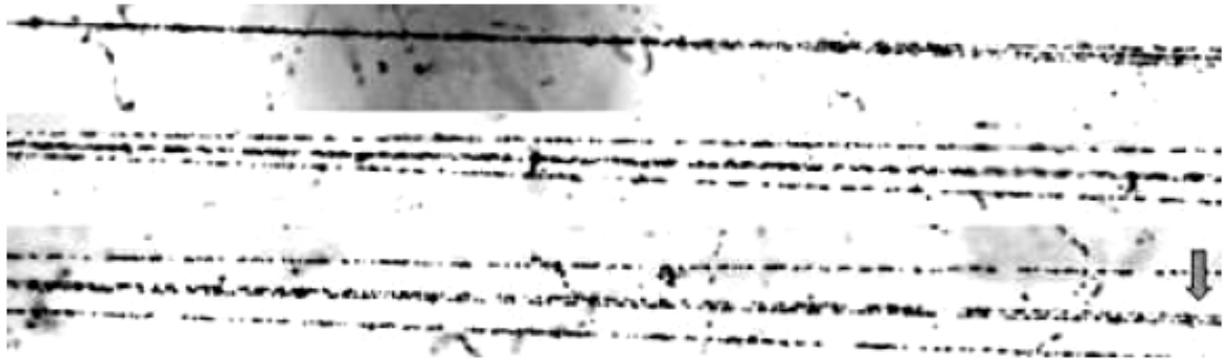


Рис. П.4. Фрагментация релятивистского ядра $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$ с импульсом $4.5A \text{ ГэВ}/c$ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми два фрагмента He и очень узкая пара треков; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He , являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра ^8Be

частицы. Таким образом, образующаяся $N\alpha$ -система оказалась сильно коррелированной, что, по сути, противоречит статистической модели. Как отмечают авторы [122], сравнение с ней носит технический характер.

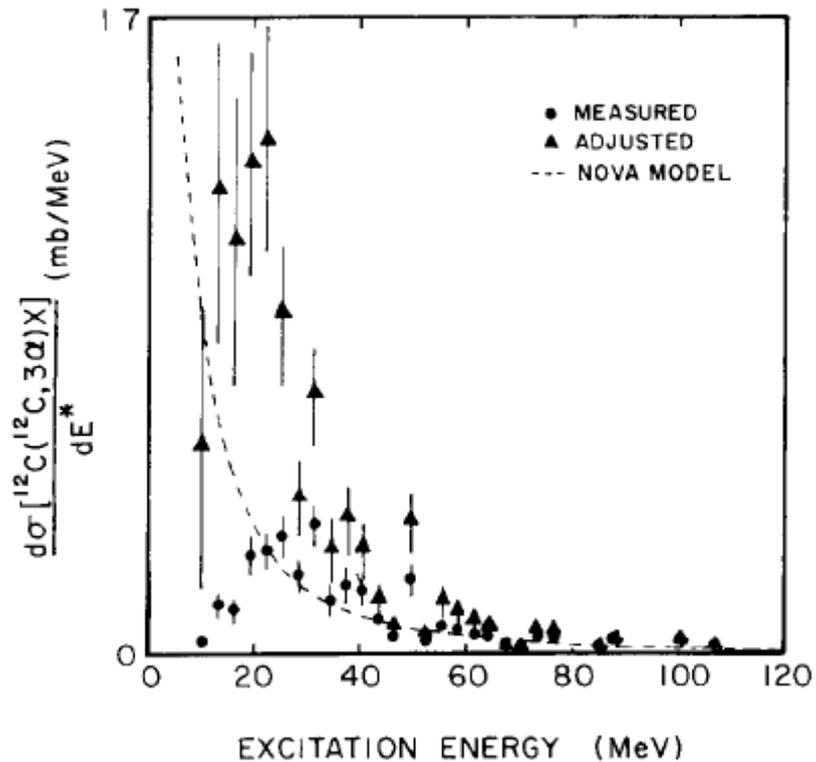


Рис. П.5. Измеренный и восстановленный спектр возбуждений $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1A ГэВ по данным эксперимента HISS: точки – измеренный, треугольники реконструированный.

Результаты электронных экспериментов в этой области практически отсутствуют. В качестве примера этих утверждений можно привести результаты с магнитного спектрометра HISS, в котором была предпринята попытка исследовать канал фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1A ГэВ , являющийся критическим тестом спектроскопических возможностей [123,124]. Используя методику дрейфовых камер, авторы не смогли наблюдать узких пар α -частиц с относительными импульсами менее 75 МэВ/с от распадов из основного состояния ^8Be и, как следствие, большую часть 3α -частичного спектра в наиболее важной области возбуждений от порога до 30 МэВ пришлось реконструировать моделированием (рис. П.5).

В настоящее время в ГСИ (Дармштадт) развивается эксперимент SPALLADIN, нацеленный на полный анализ во время-проекционной камере релятивистской фрагментации ядер Fe на водородной мишени с перспективой измерений на ядрах вплоть до Au на будущем ускорителе ГСИ

после 2013 г. Вопрос об изучении кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах мишени не ставится. Обсуждаются и постановки с более легкими ядрами: сотрудничество обещает реконструировать релятивистскую фрагментацию вплоть до $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ («down to»), что весьма успешно сделано эмульсионным методом еще в 70-х годах. Одновременная регистрация однозарядных релятивистских фрагментов даже не обсуждается.

Таким образом, кажущаяся простота детального исследования конуса релятивистской фрагментации по сравнению с центральными соударениями релятивистских ядер оказывается обманчивой. Отмечая физические выводы эмульсионных экспериментов, можно сказать, что с первого цикла измерений примененный подход зарекомендовал себя мощным средством исследования α -кластеризации, обеспечивающим не только уникальные наблюдения, но и статистическую обеспеченность. Более того, он позволил сделать уникальные наблюдения фрагментации более тяжелых ядер.

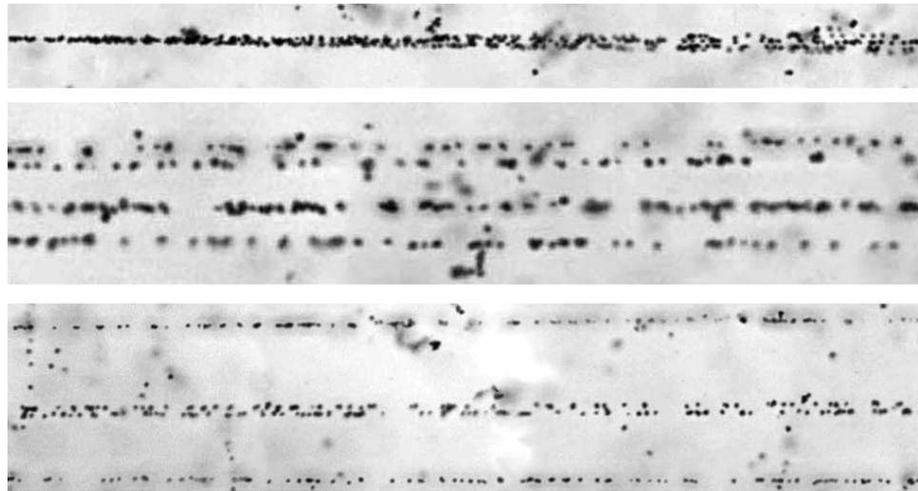


Рис. П.6. Фрагментация релятивистского ядра $Ne \rightarrow 5He$ с импульсом $4.5A$ ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии; а верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми три He фрагмента и очень узкая пара треков; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He , являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра 8Be .

§П.3. Особенности диссоциации более тяжелых ядер

Прогресс в развитии синхрофазотрона как источника релятивистских ядер, достигнутый в 80-е годы, позволил выполнить облучения эмульсионных стопок в пучках ядер ${}^{22}Ne$, ${}^{24}Mg$, ${}^{28}Si$ и ${}^{32}S$. Полученные сведения о структуре периферической фрагментации этих ядер, в особенности о статистике «белых звезд», сохраняют свою уникальность и имеют перспективу применения для будущих экспериментов, более того – служат их вдохновляющей мотивацией. Проиллюстрируем это утверждение на основе массива измерений неупругих взаимодействиях ядер ${}^{22}Ne$ с энергией $3.22A$ ГэВ, имеющего наибольшую статистику.

При прослеживании по следам первичных ядер на длине около 947 метров было найдено 9318 событий. Значение среднего пробега

соответствует геометрической модели. Для угловых измерений без какой-либо выборки по числу заряженных частиц было отобрано 4155 событий. В табл. II.2 прослеживается распределение по зарядовой топологии событий с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{fr} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$) от множественности следов мишени n_b и n_g . Присутствуют все каналы - от отделения одиночных фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 от «холодного остатка» первичного ядра ^{22}Ne до его полного разрушения на легчайшие ядра (пример на рис. II.6). Схожий характер имеют распределения по зарядовой топологии периферических взаимодействий релятивистских ядер Mg , Si и S . Очевидная особенность – доминирование в статистике именно «белых звезд», что позволяет выделить их как особый класс взаимодействий в ядерной эмульсии, который имеет хорошие перспективы для детального исследования.

Другая особенность состоит в подавлении событий бинарного расщепления легких ядер на фрагменты с $Z_{fr} > 3$. Ранее при анализе 1666 взаимодействий было обнаружено только одно расщепление $Mg \rightarrow B+N$ без дополнительного испускания заряженных частиц [63]. В работе [63,64] на другой выборке из 1900 неупругих взаимодействий наблюдалось одно событие диссоциации $Si \rightarrow O + C$. Как известно, сечение бинарного фоторасщепления ядер также имеет весьма малую величину в области нанобарн.

Таблица II.2. Распределение взаимодействий ядер ^{22}Ne с энергией 3.22A ГэВ по множественности следов фрагментов мишени n_b и n_g для каналов диссоциации с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{fr} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$). В скобках – доля канала в процентах.

n_b	0	0	1	2	3	>3
n_g	0	1	0	0	0	0
$F + H$	26 (19.5)	9 (15.0)	13 (44.8)	2	-	1
$O + He$	54 (40.6)	19 (31.7)	2 (6.9)	-	1	1
$O + 2H$	12 (9.0)	7 (11.7)	-	-	-	-
$N + He + H$	12 (9.0)	7 (11.7)	4 (13.8)	1	-	-
$N + 3H$	3 (2.3)	3 (5.0)	-	-	-	-
$C + 2He$	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	1	-	-
$C + 2He + 2H$	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	-	-	-
$C + 4H$	2 (1.0)	-	-	-	-	-
$B + Li + H$	1 (0.8)	-	-	-	-	-
$B + 2He + H$	2 (1.5)	1 (1.7)	-	-	-	-
$B + He + 3H$	2 (1.5)	1 (1.7)	-	-	-	-
$B + 5H$	1 (0.8)	-	1 (3.4)	-	-	-
$2Be + 2H$	-	1 (1.7)	-	-	1	-
$Be + Li + 3H$	1 (0.8)	-	-	-	-	-
$Be + 3He$	2 (1.5)	-	-	-	-	-
$Be + He + 4H$	1 (0.8)	-	-	-	-	-
$Li + 3He + H$	-	1 (1.7)	-	-	-	-
$5He$	3 (2.3)	-	1 (3.4)	2	-	1
$4He + 2H$	1 (0.8)	5 (8.3)	2 (6.9)	-	-	-

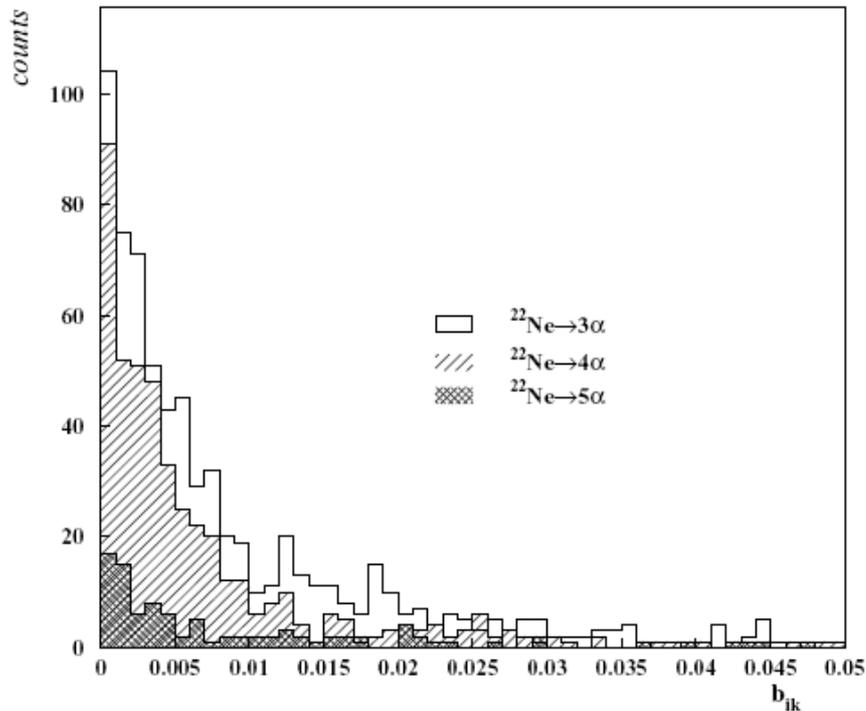


Рис. II.7. Распределение α -частичных пар по инвариантной переменной b_{ik} для каналов фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$

Обратный процесс слияния двух легких ядер представляет собой туннельный переход, который протекает при энергиях ниже кулоновского барьера. Кулоновский барьер (несколько МэВ) играет роль структурного фактора, а множественная фрагментация связана с его исчезновением при возрастании возбуждения ядра. Можно предположить, что удерживающий эффект, связанный с кулоновским барьером при образовании конечных состояний, проявляется и при релятивистской фрагментации.

В образовании $N\alpha$ -частичных ансамблей могло проявиться ядерное состояние, аналогичное разреженному Бозе газу, обсуждавшемуся в Главе I. Предсказанное свойство таких систем состоит в узком распределении по скоростям в системе центра масс. В случае генерации релятивистскими ядрами они могли бы проявиться как узкие $N\alpha$ -струи. Определение с. ц. м. для каждого события достаточно сложно, в то время как анализ струй в пространстве 4-скоростей b_{ik} позволяет исследовать $N\alpha$ -системы универсальным образом. На рис. II.7 представлено распределение b_{ik} для канала фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$ для $N_\alpha = 3$ (240 событий), 4 (79 событий) и 5

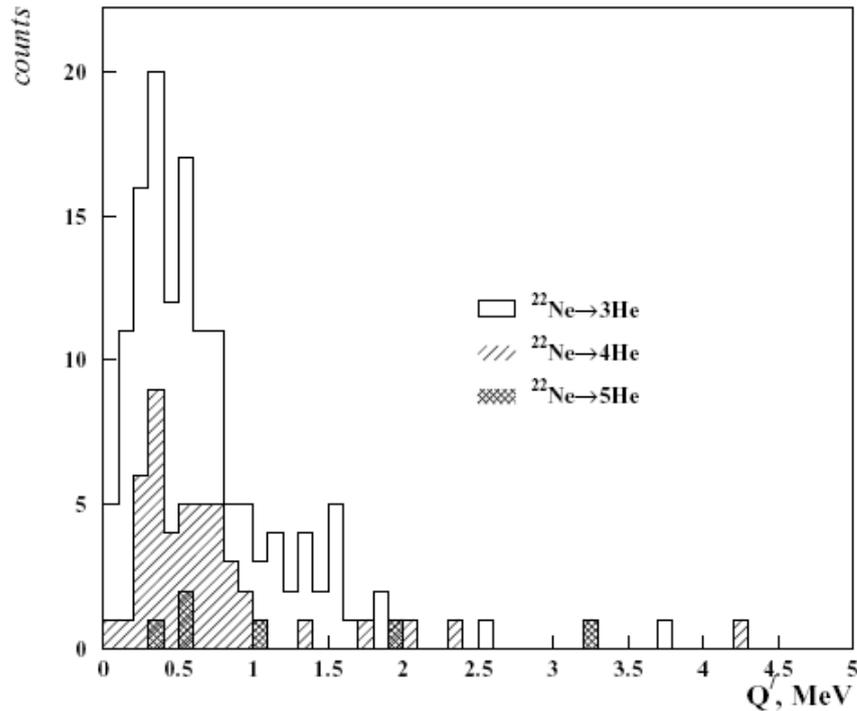


Рис. П.8. Распределение α -частичных пар по инвариантной переменной Q' для каналов фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$

(10 событий), являющихся достаточно узкими и, в основном, удовлетворяющих критерию $b_{ik} \ll 0.01$.

Были отобраны события, удовлетворяющие критерию $b_{ik} < 10^{-2}$ для каждой α -пары для $N_\alpha = 3$ (141 событие), 4 (47 событий) и 5 (6 событий). Рис. П.8 представляет для них нормированное распределение по энергии возбуждения $Q' = Q/(4N)_\alpha$. Будучи оценкой средней энергии, приходящейся на нуклон в с. ц. м., значения Q' не превышают типичные значения для кулоновского барьера. Несмотря на возрастание множественности, $N\alpha$ -струи остаются подобными по относительным скоростям и «холодными». Среди событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ обнаружены 3 «белых звезды». Из них в двух «золотых» событиях α -частичные треки содержатся внутри конуса 1° . Для этих двух событий значения Q' оцениваются как весьма малые – 400 кэВ и 600 кэВ на нуклон. Детектирование таких «холодных» 5α -состояний является серьезным аргументом в пользу поисков фазового перехода α -кластерных состояний в

разреженный Бозе-газ методом релятивистской фрагментации, мотивирующим исследование более легких $N\alpha$ -систем как потенциальных «кирпичиков» этого квантового состояния.

Единичные события множественной фрагментации релятивистских ядер вплоть до полного разрушения на легчайшие ядра и нуклоны без возбуждения ядер мишени надежно наблюдались для ядер Au [68-70] и Pb и даже U [44] (примеры на рис. П.9 и 10). Как таковое, существование этого явления не вызывает сомнения. Возможно, что в нем подтверждается существенная роль эффекта далекодействующих квантово-электродинамических взаимодействий. Большие электрические заряды тяжелых ионов, движущихся с релятивистскими скоростями, и порождаемые ими сильные электрические и магнитные поля делают возможным наблюдение процессов многофотонных обменов и нового типа квантовых переходов и ядерных возбуждений, которые практически невозможно наблюдать из-за их малости в электрон-ядерных взаимодействиях. Возбуждение кратных (двойных, тройных и т.п.) гигантских ядерных резонансов различных мультипольностей может приводить к появлению неожиданных и даже экзотических конфигураций нуклонных кластеров в конечных состояниях распадов этих резонансов.

Можно обрисовать исследовательский горизонт, на который указывают эти результаты. Представленные выводы мотивируют дальнейшие исследования систем ядерных кластеров методом релятивистской фрагментации. Механизмы множественного развала легких ядер могут лежать в основе множественной когерентной диссоциации и самых тяжелых ядер. По-существу, были сделаны пусть и совершенно необходимые, но только первые шаги в этом направлении.

Ультрапериферические столкновения с диссоциацией ядер могут привести к появлению в конечном состоянии многочастичных комбинаций легчайших ядер с кинематическими характеристиками относительного движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и

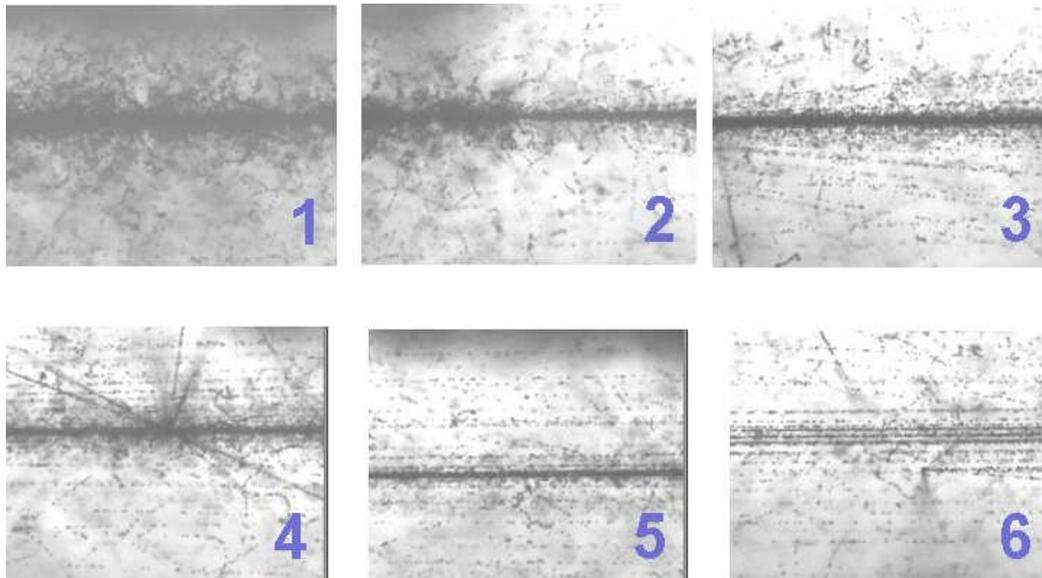


Рис. П.9. Последовательные фотокадры когерентной диссоциации ядра Pb при $160A$ $ГэВ$: первичный след (1), вершина диссоциации (2), расхождение следов (3-6); на 4 кадре видна вершина взаимодействия вторичной частицы; 6 кадр соответствует удалению от вершины на ~ 3 см

которые трудно сформировать в каких-либо других лабораторных условиях. Подчеркнем соответствие между масштабом относительных энергий релятивистских фрагментов и диапазоном температур важнейших процессов в природе - от нуклеосинтеза в Солнце до взрывов сверхновых.

Углубленное исследование когерентной диссоциации тяжелых ядер приведет к постановкам новых физических задач и развитию экспериментальной техники. Например, для исследования электромагнитной диссоциации ядер с энергиями порядка $10A$ $ГэВ$ на мишенях из свинца представляется весьма перспективным использование адронных калориметров, что позволит детектировать релятивистские нейтроны-фрагменты. В случае полного разрушения тяжелых ядер на легкие фрагменты присутствие нейтронной компоненты обусловлено симметричностью легких ядер.

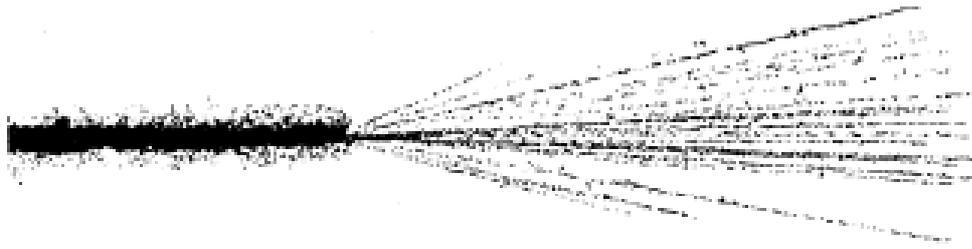


Рис. II.10. Фото когерентной диссоциации ядра U при $1A$ ГэВ (из работы [44])

Нельзя исключить, что полнота наблюдений всех продуктов реакции, обеспечиваемая в ядерной эмульсии, может так и остаться недостижимой в других подходах из-за беспрецедентно высокого уровня методических требований к полному наблюдению картины когерентной диссоциации релятивистских ядер. В этом случае результаты эмульсионных работ позволят оценить ограниченность электронных методов детектирования и придать уверенность их выводам. В этом состоит дополнительное значение использования метода ядерной эмульсии и в настоящей работе.

§II.4. Кластерная структура ядер 6Li и 7Li

Предельная ограниченность статистики «белых» звезд и нарастающие сложности измерений, казалось, вели к выводу, что эмульсионный метод себя исчерпал. Однако, вновь полученные данные по взаимодействиям релятивистских ядер 6Li в ядерной эмульсии [127,128] способствовали очередному осознанию его возможностей и возрождению интереса для решения задач кластерной структуры. При продвижении к более тяжелым ядрам эта группа кластерных ядер оказалась как бы забытой, может быть, потому что не могла инициировать яркие события с множеством следов. Тем не менее, именно для этих ядер удалось найти физические эффекты, связанные с изменениями в только формирующейся ядерной структуре. Поэтому эта группа ядер заслуживает систематических исследований методом релятивистской фрагментации в эмульсии.

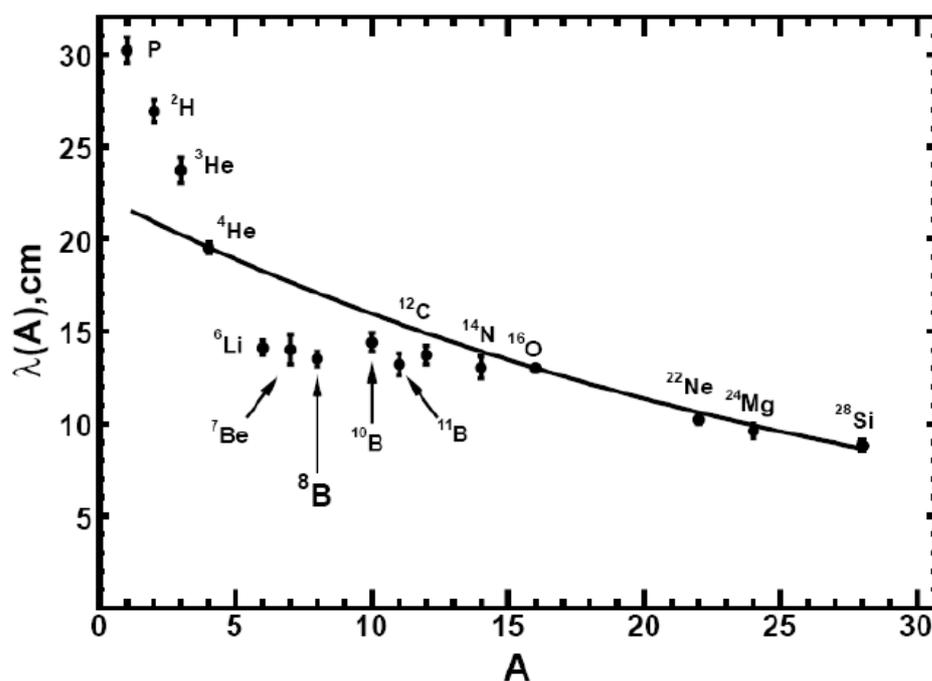


Рис. II.11 Данные по пробегам легких ядер в эмульсии, включая измерения настоящей работы (${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$)

Основным импульсом для проекта БЕККЕРЕЛЬ послужили исследования взаимодействий релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами эмульсии группами Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (Москва), Радиевого института им. В. Г. Хлопина (г. Санкт-Петербург) и Петербургского института ядерной физики РАН (Гатчина). Облучение стопок было выполнено на синхрофазотроне ОИЯИ. Их качественным отличием от предшествующих работ стало применение метода многократного рассеяния для идентификации релятивистских изотопов Н и Не. Этот метод оказался очень продуктивным, благодаря упрощенному составу фрагментов. Опишем результаты этого исследования, опираясь на замечательную по полноте работу группы проф. М. И. Адамовича (ФИАН), в которой максимально полно были использованы возможности эмульсионного метода для исследования ядра с развитой кластерной структурой [127].

Ядро ${}^6\text{Li}$ является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относящимся к экзотическим ядрам, которые

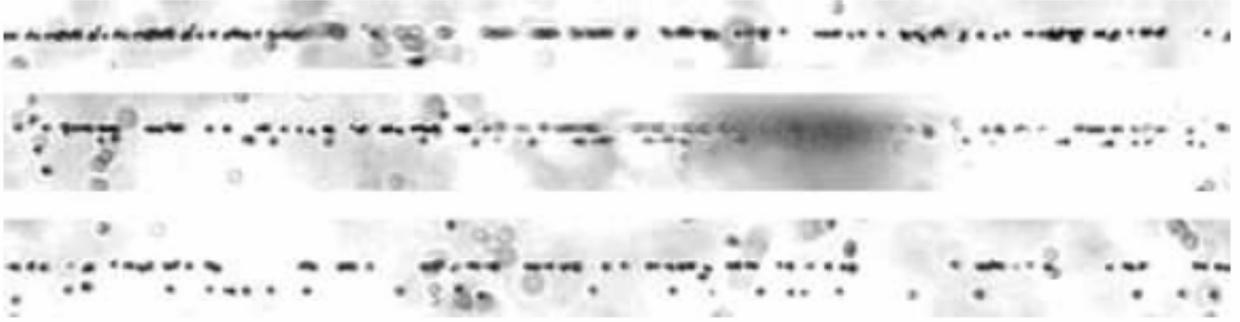


Рис П.12. Фрагментация релятивистского ядра ${}^6\text{Li}$ на одно- и двухзарядный фрагмент в эмульсии; на верхней фотографии видна вершина взаимодействия и узкая струя их двух фрагментов; при смещении вдоль струи фрагментов (нижние фотографии) отчетливо разделяются один однозарядный и один двухзарядный фрагменты

характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и узкими импульсными распределениями фрагментов из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов. Эти свойства ядра ${}^6\text{Li}$ проявились и в релятивистской фрагментации в эмульсии.

В ядерной эмульсии, облученной в пучке ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом $4.5A$ ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ, на длине 234.1 м было зарегистрировано 1657 неупругих взаимодействий. Интригующей особенностью оказался резко уменьшенный средний пробег ядер ${}^6\text{Li}$ по сравнению с ожидавшимся значением (рис. П.11). Поиск событий проводился просмотром по первичным следам, что позволило определить пробег ядра ${}^6\text{Li}$ $\lambda_{exp}({}^6\text{Li}) = (14.1 \pm 0.4)$ см. Экспериментальная величина $\lambda_{exp}({}^6\text{Li})$ оказывается существенно ниже вычисленной $\lambda_{th}({}^6\text{Li}) = 16.5$ см по формуле Брадта – Питерса [24], свидетельствует об аномально большом радиусе ядра ${}^6\text{Li}$. Полученное значение соответствовало бы скорее ядру с массовым числом $A = 11$. В геометрической модели перекрытия его значение составило $2.7 \pm 0,1$ фм, что находится в разумном согласии с известными данными по радиусу ядра ${}^6\text{Li}$.

Основной отличительной особенностью изотопного состава фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ стал необычно большой выход дейтронов, практически

равный выходу протонов, чего не наблюдалось при фрагментации ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{28}\text{Si}$. Такой выход дейтронов объясняется существенным вкладом событий, в которых с ядрами мишени эффективно взаимодействуют отдельные слабосвязанные кластеры ядра ${}^6\text{Li}$. Для фрагментации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha$ получено пониженное значение среднего поперечного импульса α -частиц $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.13 \pm 0.01 \text{ ГэВ}/c$, в то время как для взаимодействий ядер ${}^{12}\text{C}$ в эмульсии это значение равно $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.24 \pm 0.01 \text{ ГэВ}/c$. При диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ проявление структуры в виде ${}^3\text{He}$ и тритонного кластеров оказалось почти на порядок меньше, чем для случая α -частичного и дейтронного кластеров. Эти факты косвенно указывают на $\alpha + d$ кластерную структуру ядра ${}^6\text{Li}$.

Поскольку в структуре ядра ${}^6\text{Li}$ существенно проявляется система из кластеров $\alpha + d$, этот канал проанализирован детально. Как «золотые» события можно рассматривать 31 «белую звезду» диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ с суммарным идентифицированным числом нуклонов $\sum A_{fr} = 6$ (пример на рис. П.12). Среди них 23 события соответствуют каналу диссоциации $\alpha + d$ (порог 1.47 МэВ), 4 - ${}^3\text{He} + t$, 4 (порог 15.8 МэВ) - $t + d + p$ (порог 21.2 МэВ). Такое распределение по каналам диссоциации демонстрирует кластерную структуру ${}^6\text{Li}$ весьма очевидным образом.

По разности значений инвариантной M_{eff} системы $\alpha + d$ и массы ядра ${}^6\text{Li}$ сделана оценка энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$. Основная часть событий располагается в области низших уровней, и диссоциация в рассматриваемом канале протекает в основном через стадию возбуждения низших уровней ядра ${}^6\text{Li}$. Благодаря полностью восстановленной кинематике, стало возможным восстановление уровни возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ 2.19, 4.1 МэВ с изоспином $T = 0$. Указание на уровень 3.56 МэВ, имеющий изоспин $T = 1$, отсутствует из-за изоспина системы $\alpha + d$ $T = 0$ и дифракционного типа взаимодействия, сохраняющего изоспин.

Значения средних поперечных импульсов фрагментов в «белых звездах» составляют $\langle P_T(^4\text{He}) \rangle = 150 \pm 14 \text{ МэВ/с}$ и $\langle P_T(^2\text{H}) \rangle = 134 \pm 16 \text{ МэВ/с}$. Величина поперечного импульса, полученного ядром ${}^6\text{Li}$, определяется как векторная сумма поперечных импульсов фрагментов. Интервал значений поперечного импульса, переданного ядру лития, не превышает 300 МэВ/с , а среднее значение по всем событиям составляет $164 \pm 15 \text{ МэВ/с}$. Среднее значение поперечных импульсов фрагментов в с. ц. м. P_T^* $P_T^* = 97 \pm 9 \text{ МэВ/с}$. Столь малое значение P_T^* согласуется с представлением о большом радиусе 2-кластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$ и малым дефектом масс при диссоциации в систему $\alpha + d$.

Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ сделало актуальным вопрос о привлечении тритона как кластерного элемента в структуре ядер. Он был разрешен за относительно короткий срок благодаря ориентации на анализ исключительно «белых звезд» в реакции ${}^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ [129,130]. Ранее в ядерной эмульсии, облученной на синхрофазотроне ОИЯИ в пучке ядер ${}^7\text{Li}$ с импульсом 3А ГэВ/с , на длине 185 м прослеженных следов найдено 1274 неупругих взаимодействия. Пробег ядер ${}^7\text{Li}$ оказался равным значению для ${}^6\text{Li}$. Полученное значение для ядра ${}^7\text{Li}$, как и для ${}^6\text{Li}$, меньше значений, вычисленных в рамках геометрической модели, использующей параметры, с которыми описывались данные от He до S .

Около 7% от общего числа неупругих взаимодействий составили «белые звезды» (92 события), большинство которых вели к 2-частичным конфигурациям, представляющим диссоциации ${}^7\text{Li}$ на одно- и двухзарядную частицу (80 событий). Определение массы релятивистских фрагментов показало, что 50% этих событий представляют собой распад по каналу $\alpha + t$ (40 событий; порог 2.5 МэВ), а по каналам $\alpha + d + n - 30\%$ (6.1 МэВ), $\alpha + p + 2n$ (7 МэВ) – 20% . Таким образом, вновь лидирующим оказывается канал с минимальным порогом. Преобладание тритонов в изотопном составе однозарядных фрагментов наглядно демонстрирует доминирующее влияние

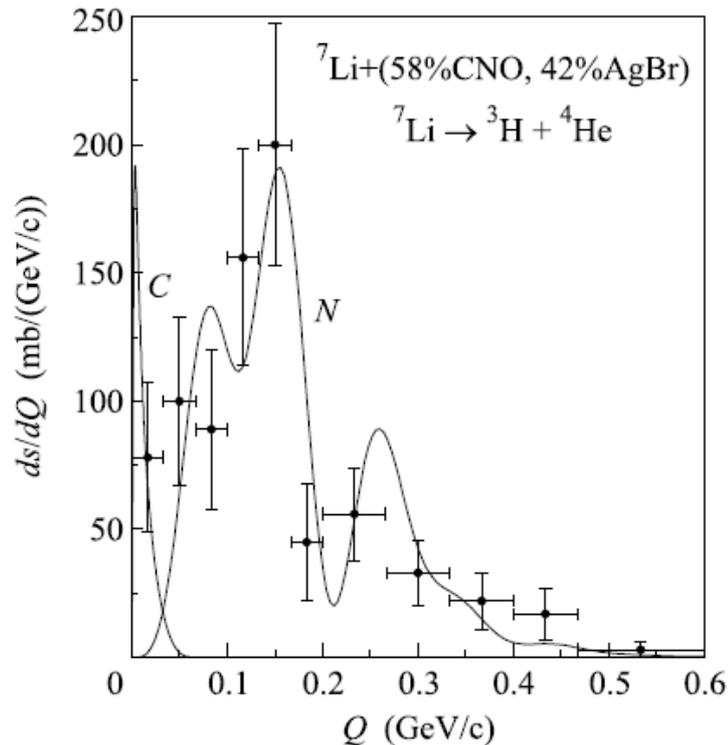


Рис. П.13. Дифференциальное сечение реакции в зависимости от суммарного поперечного импульса; экспериментальные данные и теоретические кривые сечений кулоновского (С) и ядерного дифракционного взаимодействий [130]

тригонного кластера при фрагментации ядра ${}^7\text{Li}$ в наиболее периферических взаимодействиях.

Полученное значение сечения когерентной диссоциации ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ (27 ± 4 мбн) оказалось примерно таким же, как для ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ (22 ± 4 мбн). Этот факт указывает на сходство механизмов этих процессов. Близкими оказались и значения средних поперечных импульсов для тритонов в этих процессах $\langle P_T^t \rangle = (0.12 \pm 0.01)$ ГэВ/с и дейтронов $\langle P_T^d \rangle = (0.13 \pm 0.02)$ ГэВ/с. Уменьшенное значение $\langle P_T^t \rangle$ в случае ${}^7\text{Li}$ указывает на существование тритона как слабо связанной кластерной структуры в ${}^7\text{Li}$. Общий вывод состоит в том, что структура в виде α -частичного остова и связанных в кластер внешних нуклонов характерна как для ядра ${}^6\text{Li}$, так и ${}^7\text{Li}$.

Набор статистики был продолжен группой ФИАН сначала до 1675 взаимодействий на общей длине 240 м [129], а затем и до 3730 на 548 м [130].

В результате, число найденных событий в канале когерентной диссоциации ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$, наиболее ценном из-за сохранения числа нуклонов и малой величине порога, было доведено до 85.

Новые данные стимулировали теоретический анализ вкладов в сечение ядерной дифракционной диссоциации и электромагнитных взаимодействий на смеси ядер состава эмульсии, выполненный В. Н. Фетисовым (ФИАН) и доведенный до сравнения с эмульсионными данными [130]. Первый тип взаимодействия охватывает диапазон по переданному поперечному импульсу $50 < P_T < 500 \text{ МэВ}/c$, а второй - существенно более узкий с $P_T < 50 \text{ МэВ}/c$ (рис. П.13). Их сечения, отличаясь на порядок, составляют 40.7 и 4 мб, соответственно. Предсказывается весьма сложная форма для зависимости сечения от P_T . Хотя статистика и не противоречит данным, однако недостаточна для детального сравнения. Поскольку пороги диссоциации других кластерных ядер отличаются не сильно, то можно считать это разделение механизмов реакции P_T сохраняющим значение и для них. Очевидна необходимость продолжения такого исследования в экспериментах с высокой статистикой на чистых мишенях, как легких, так и тяжелых. Однако уже на этом этапе можно считать величину суммарного поперечного импульса P_T весьма ценной характеристикой механизма диссоциации.

Глава III. Первые облучения ядерной эмульсии на нуклотроне

В этой главе описана серия первых экспериментов, выполненных по проекту БЕККЕРЕЛЬ. На начальном этапе был получен опыт анализа ядерной эмульсии, облученной в пучковом «коктейле» в виде смеси радиоактивных релятивистских ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ [131,132]. Этот эксперимент был проведен в завершающий период работы синхрофазотрона (1999 г.) и опирался на предшествующую работу по формированию пучка ${}^3\text{H}$ [133,134]. Он стал прототипом для постановки новых экспериментов на нуклотроне ОИЯИ, на котором начала с 2001 г. функционировать система вывода пучка.

В 2002 г. выполнено облучение эмульсии ядрами ${}^{10}\text{B}$, что оказалось весьма продуктивным шагом к проекту БЕККЕРЕЛЬ. В диссоциации этого ядра была установлена лидирующая роль кластеризации на основе дейтрона $2\alpha + d$ [136-137]. Опыт ускорения ядер ${}^{10}\text{B}$ позволил поставить задачи получения вторичных пучков изотопов ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ в оптимальных условиях для облучения эмульсии [132]. Выводы, сделанные о фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$, мотивировали облучения ядрами ${}^{14}\text{N}$, а также ядрами ${}^{11}\text{B}$ для поиска кластеризации на основе тритона $2\alpha + t$ [138]. Интерес к ядру ${}^{11}\text{B}$ ускорил уже представленный выше анализ кластеризации $\alpha + t$ на материале предшествующих облучений ядрами ${}^7\text{Li}$. Для развития представлений о кластеризации на основе ${}^3\text{He}$ в 2004-5 гг. выполнено облучение во вторичном пучке ядер ${}^7\text{Be}$ [132,139]. Таким образом, исследование кластеризации расширилось на легкие ядра с нечетным числом протонов или нейтронов. Эта серия облучений оказалась ценной и потому, что после продолжительной паузы возобновилось использование ядерной эмульсии - это было важно для того, чтобы не утратить технологию, опыт анализа и специалистов, привлечь молодых исследователей.

§III.1. Облучение ядерной эмульсии изотопами ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$

Формирование пучка ядер ${}^6\text{He}$ было предложено выполнить с помощью отбора продуктов процесса перезарядки ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$, идентифицированного в эмульсии [127]. События перезарядки ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$ наблюдались с сечением (4 ± 2) мбн. В нашей работе были использованы ядра, ускоренные на синхрофазотроне ОИЯИ с магнитной жесткостью $pc/Z = 5.3$ ГэВ. Выведенный пучок ядер ${}^6\text{Li}$ направлялся на мишень из плексигласа, расположенную в фокальной точке магнитного канала транспортировки пучка. Вторичные частицы, рожденные под углом θ° , захватывались каналом, настроенным на отбор частиц с отношением заряда к массовому числу $Z_{pr}/A_{fr} = 1/3$.

На рис. III.1 в логарифмическом масштабе представлены спектры сигналов с одного из сцинтилляционных мониторов для первичного пучка ${}^6\text{Li}$ и вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 1/3$. Доминирующий пик соответствуют ядрам ${}^3\text{H}$, а маленький пик при больших потерях энергии - ядрам ${}^6\text{He}$. Доля ядер ${}^6\text{He}$ составила около 1%. Смешанным пучком такого состава были облучены эмульсионные стопки в фокальной точке $\Phi 6$ канала $4B$. Угловое расхождение пучка составило 3 мрад. Профиль пучка сформирован таким образом, что его горизонтальный размер и плотность пучка были бы возможно более равномерными. Облучение было ограничено потоком в 10^4 частиц.

Поиск частиц $Z_{fr} = 2$ начинался на расстоянии 2 см от входа в слой. Найденные треки прослеживали как назад до точек входа, так и вперед до вершин взаимодействия. В просканированных слоях было найдено 180 следов частиц $Z_{fr} = 2$. Отношение пучковых частиц с зарядами $Z_{fr} = 1$ и 2 оказалось равным 101 ± 14 , что соответствует данным монитора пучка. Распределение следов по горизонтали (координата Y), представленное на рис. III.2 для частиц пучка с зарядом $Z_{fr} = 1$, является достаточно однородным. Благодаря такому профилю сформированного пучка рабочая площадь

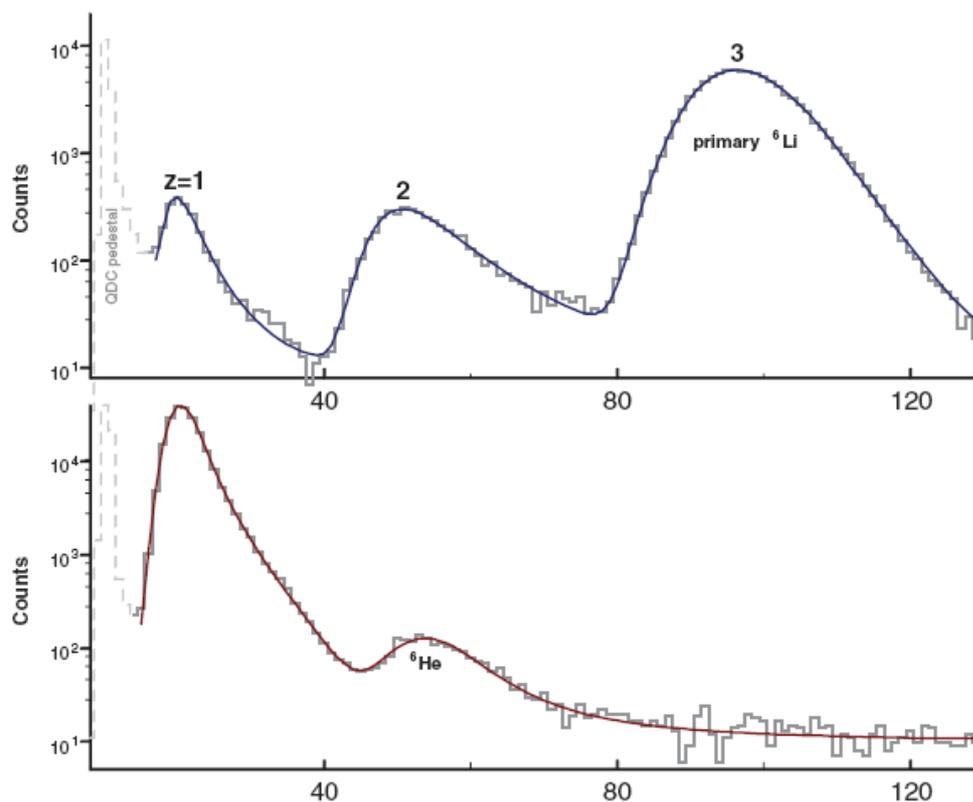


Рис. III.1. Спектры со сцинтилляционного монитора для первичного пучка ядер ${}^6\text{Li}$ (верхний рис.) и при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 1/3$ в реакции перезарядки ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$ [132]

эмульсии оказалась в 3 - 4 раза больше, чем в предыдущих облучениях в пучках первичных ядер.

Угловые распределения представлены на рис. III.3 для частиц пучка с зарядом $Z_{fr} = 1$, в том числе по углам горизонтальной φ (a) и вертикальной проекции α (b). Дисперсия гауссовой аппроксимации равна 3.4 мрад для распределения φ и 2.5 мрад – для α . Измерения многократного рассеяния были выполнены для 59 частиц пучка с $Z_{fr} = 2$, найденных в 5 эмульсионных камерах, что позволило определить величины их $p\beta c$. Полученное распределение $p\beta c$ представлено на рис. III.4. Измеренные значения $p\beta c$ расположены между 10 и 20 ГэВ. Описание функцией Гаусса дает среднее значение $\langle p\beta c \rangle = (15.8 \pm 0.1) \text{ ГэВ}$. Это значение хорошо согласуется с ожидавшимся значением по данным настройки пучка. Поэтому частицы

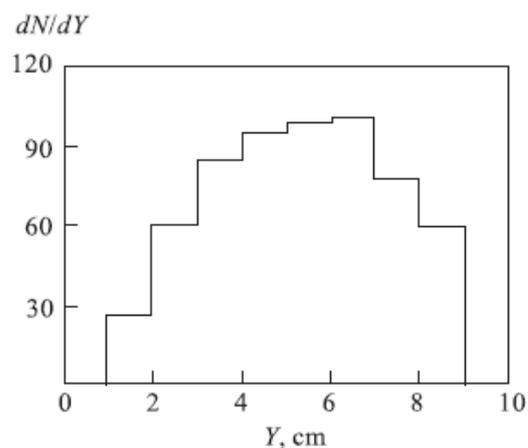


Рис. III.2. Распределение частиц пучка на входе в эмульсионную камеру

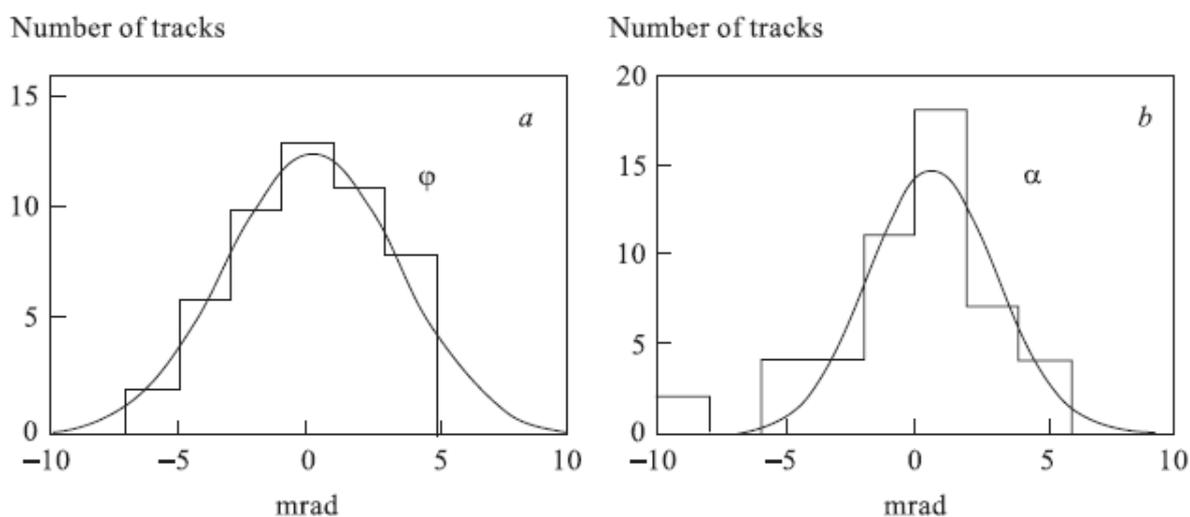


Рис. III.3. Распределение частиц пучка по углам горизонтальной (а) и вертикальной проекции (b)

пучка с зарядом $Z_{fr} = 2$ могут считаться ядрами ${}^6\text{He}$ с импульсом около $3A$ ГэВ/с. Таким образом, анализ следов в эмульсии подтвердил расчеты формирования пучка и мониторные измерения.

Все обнаруженные следы с $Z_{fr} = 2$ прослеживались до ядерного взаимодействия или до точки выхода из эмульсионного слоя. На длине 11.14 м первичных следов с $Z_{fr} = 2$ было найдено 59 неупругих взаимодействий, содержащих вторичные частицы. Опишем топологию таких событий. В данном случае фрагменты налетающего ядра определялись как частицы с углом вылета $\theta < 6^\circ$ и имеющие значения $p\beta c$ более 1.5 ГэВ.

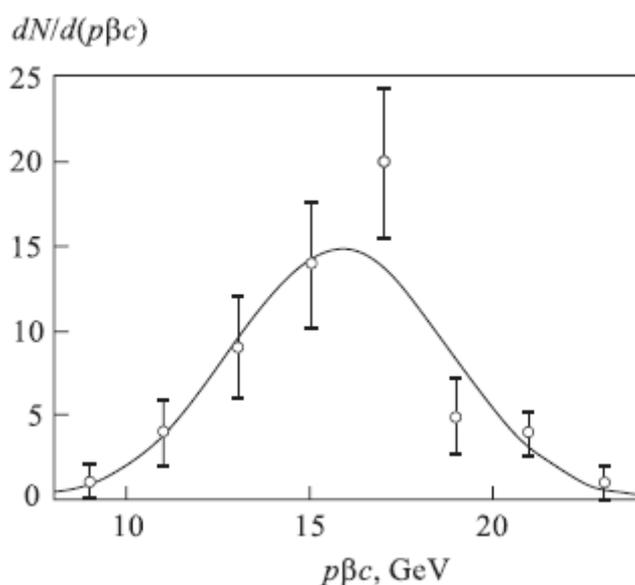


Рис. III.4. Распределение $p\beta c$ частиц $Z_{fr} = 2$ пучка

Таблица III.1. Средние множественности $\langle n_b \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ в событиях без фрагментов ядра-снаряда

Ядро	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_h \rangle$	Импульс, ГэВ/с
${}^4\text{He}$	5.6 ± 0.1	14.0 ± 0.5	4.5
${}^6\text{Li}$	10.2 ± 1.1	20.1 ± 2.0	4.5
${}^6\text{He}$	3.9 ± 1.1	17.8 ± 3.4	2.67

Таблица III.2. Средние множественности $\langle n_b \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ в событиях с фрагментами ядра-снаряда

Ядро	$\langle \sum Z_{fr} \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_h \rangle$	Импульс, ГэВ/с
${}^4\text{He}$	1.2 ± 0.2	2.3 ± 0.1	4.7 ± 0.2	4.5
${}^6\text{Li}$	2.0 ± 0.1	4.0 ± 0.1	6.1 ± 0.2	4.5
${}^6\text{He}$	1.7 ± 0.3	2.2 ± 0.4	5.5 ± 1.0	2.67

27 событий, в которых отсутствуют заряженные релятивистские фрагменты налетающего ядра, были определены как центральные соударения. Средние множественности рожденных частиц $\langle n_s \rangle$ и

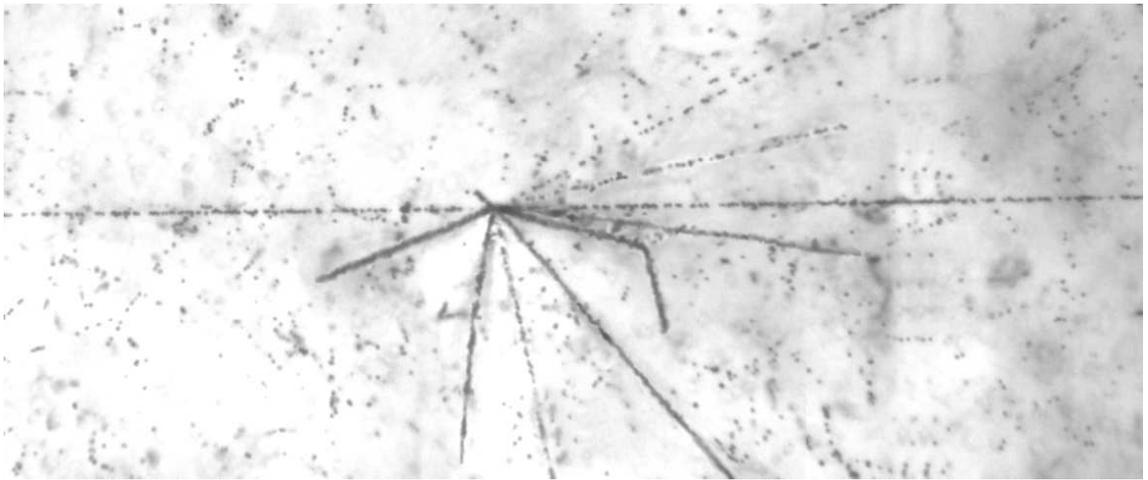


Рис. III.5. Событие фрагментации ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$: входящая слева частица с зарядом $Z_{pr} = 2$ создала вершину взаимодействия с 8 фрагментами и почти не отклоняющийся релятивистский след $Z_{fr} = 2$

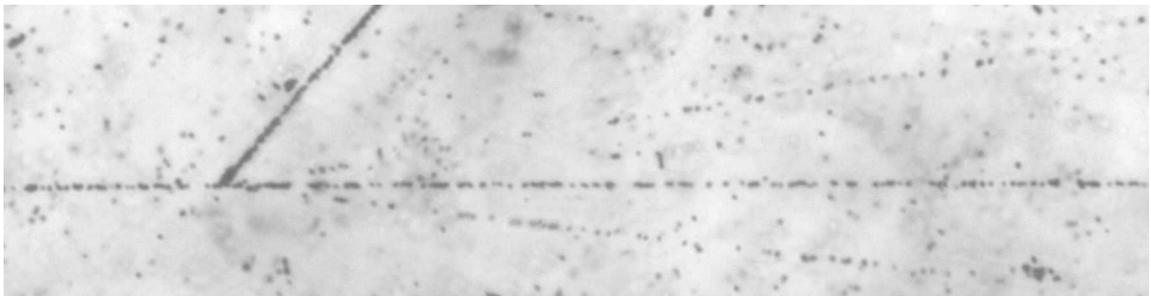


Рис. III.6. Событие фрагментации ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$: входящая слева частица с зарядом $Z_{pr} = 2$ создала вершину взаимодействия с фрагментом мишени, парой мезонов и почти не отклоняющийся релятивистский фрагмент $Z_{fr} = 2$

сильноионизирующих $\langle n_h \rangle$ представлены в Таблице III.1. Множественность мезонов может быть определена как разница между полным числом релятивистских однозарядных частиц с углами эмиссии вне переднего конуса фрагментации и числом протонов начального ядра, которые могли бы участвовать в соударении.

Остальные 32 события имеют фрагменты ядра-снаряда (примеры на рис. III.5 и 6). Табл. III.2 содержит средние значения $\langle n_b \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ для этой группы событий, а также среднее значение заряда релятивистских фрагментов в событии $\langle \sum Z_{fr} \rangle$. На основе этих данных можно оценить число

нуклонов налетающего ядра, участвовавших в событии $\nu = (Z_{pr} - \sum Z_{fr})A_{pr}/Z_{pr}$. Наблюдается снижение $\langle n_s \rangle$ при переходе от ${}^6\text{Li}$ к ${}^6\text{He}$.

Средние множественности фрагментов ядер мишени $\langle n_h \rangle$ для ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ примерно равны. Средняя множественность заряженных мезонов $\langle n_s \rangle$, имеющая корреляцию с числом нуклон-нуклонных столкновений, в этой группе событий ${}^6\text{He}$ заметно ниже, чем для ${}^6\text{Li}$. По-видимому, эта особенность связана с большей долей периферических взаимодействий ${}^6\text{He}$ и, прежде всего, с диссоциацией слабосвязанной пары остова внешних нейтронов с ядром мишени ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ (порог 0.97 МэВ) без рождения вторичных частиц. Аналогичный процесс в эмульсии с ${}^4\text{He}$ в конечном состоянии наблюдался для реакций диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{He}$ и ${}^4\text{He} + {}^1\text{H} + n$.

Действительно, в данном исследовании на просмотренной длине 457 м следов частиц $Z_{fr} = 2$ было найдено 23 неупругих взаимодействия, сопровождаемых вторичными частицам и, кроме того, 5 случаев заметного изменения направления двухзарядного следа в точке рассеяния. Средний импульс этих 5 первичных следов был равен $(15.6 \pm 3.8) \text{ ГэВ/с}$, а после рассеяния – $(9.1 \pm 2.6) \text{ ГэВ/с}$. Угол рассеяния не превышает 0.35° во всех найденных случаях, а средний поперечный импульс, переданный α -частицам $\langle P_T^\alpha \rangle$, равен приблизительно 0.035 ГэВ/с . В процессах диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{He}$ и ${}^4\text{He} + {}^1\text{H} + n$ соответствующие значение $\langle p_T^\alpha \rangle$ равняется приблизительно 0.15 ГэВ/с . Таким образом, получено указание на радикально более узкое распределение по P_T^α для диссоциации ${}^6\text{He}$, в котором проявляется структурная особенность этого ядра – нейтронное гало.

Однако значение среднего свободного пробега на указанной длине, включая зарегистрированные когерентные взаимодействия, составило $\lambda({}^6\text{He}) = (16.3 \pm 3.1)$, что существенно больше, чем для ${}^6\text{Li} - (14.3 \pm 0.3) \text{ см}$. Можно предположить, что избыточная величина $\lambda({}^6\text{He})$ объясняется недостаточной эффективностью (не более чем 50%) наблюдения когерентной диссоциации ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$. Правильность такого предположения означала бы, что вклад

Таблица III.3. Средние поперечные импульсы фрагментов $Z_{fr} = 2$

Ядро	$\langle P_T^{4He} \rangle$, МэВ/с	$\langle P_T^{3He} \rangle$, МэВ/с	Импульс, А ГэВ/с
4He	239 ± 12	223 ± 20	4.5
6Li	144 ± 10	136 ± 10	4.5
6He	90 ± 15	180 ± 20	2.67
${}^{12}C$	238 ± 8		4.5

когерентного взаимодействия в сечение диссоциации составляет не менее 20%.

Средние величины поперечных импульсов $\langle P_T^a \rangle$, извлеченные на основе анализа облученных эмульсий, приведены в таблице III.3. Заметно меньшее значение $\langle P_T^a \rangle$ для ядра 6He может рассматриваться как указание на то, что нуклоны ядра 6He взаимодействуют в среднем на более дальних расстояниях, чем в случае 6Li . Также в таблице III.3 приведены значения $\langle P_T^a \rangle$ для изотопов 4He . Сравнимые значения $\langle P_T^a \rangle$ для 6He и 6Li указывают на более жесткий механизм взаимодействия α -частичного остова ядра 6Li .

Можно заключить, что наблюдение вершины взаимодействия позволяет детектировать процесс срыва нейтронов. В то же время стоит отметить, что изучение угловых распределений в диапазоне углов менее 0.5° затруднительно. Для отбора таких взаимодействий требуется выполнить импульсные измерения для входных и выходных импульсов, что неприемлемым образом увеличивает микроскопные измерения. В случае нейтроноизбыточных ядер лучшие перспективы имеют электронные эксперименты в области нескольких десятков ГэВ на нуклон с детектированием нейтронов калориметрами. Наш эксперимент указывает на важность наблюдения вершины взаимодействия и отбора «белых звезд» нейтронной диссоциации.

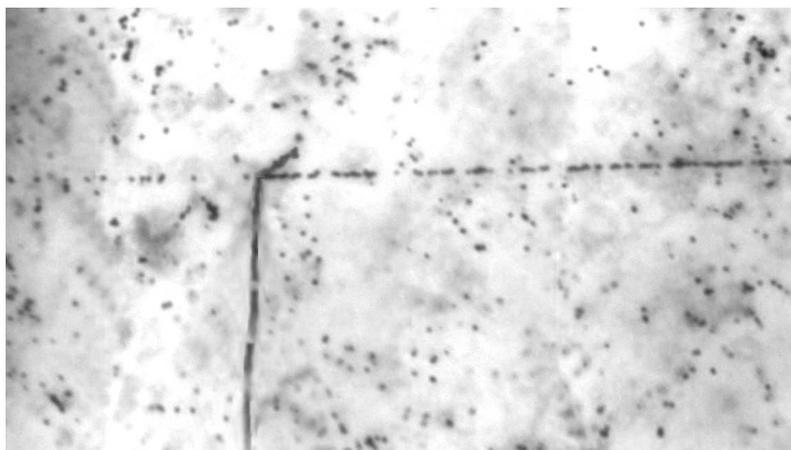


Рис. III.7. Событие релятивистской перезарядки ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ без образования мезона и с образованием пары осколков

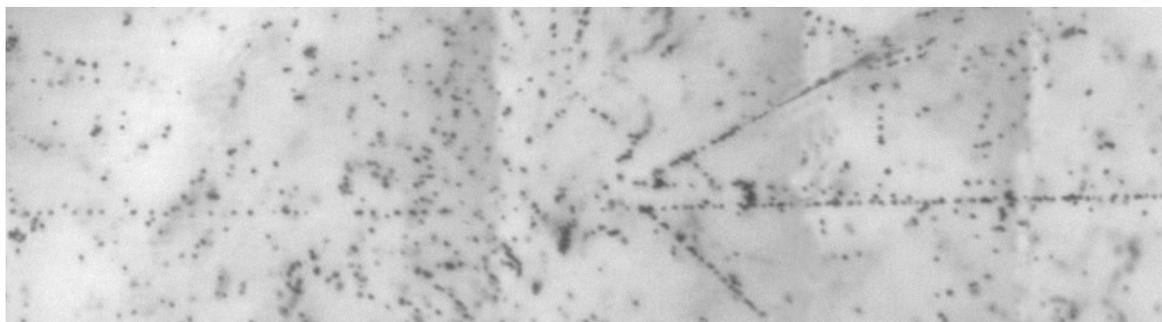


Рис. III.8. Событие релятивистской перезарядки ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ с образованием мезона; верхний трек не принадлежит событию

§III.2. Взаимодействие ядер ${}^3\text{H}$ и зарядово-обменные реакции

Эмульсионная стопка облучалась в условиях доминирующего вклада ядер ${}^3\text{H}$, что позволило распространить исследование и на ядро ${}^3\text{H}$. На просмотренной длине 1565 см было найдено 66 неупругих взаимодействий, содержащих вторичные заряженные частицы. Соответствующая средняя длина пробега составила $\lambda({}^3\text{H}) = (23.7 \pm 3.0)\text{ см}$. Когерентные процессы срыва нейтронов не могли учитываться. На этой длине были обнаружены случаи обмена зарядом, однозначно интерпретируемые как ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ (примеры на рис. III.7 и 8). Измерения многократного рассеяния первичных однозарядных

треков и последующих двухзарядных треков подтвердили приблизительное сохранение импульса.

Поскольку в облучении доминировали следы однозарядных частиц, то для изучения зарядово-обменных процессов были выполнены поиски следов релятивистских частиц с зарядом $Z_{fr} = 2$ в средней и выходной части эмульсионной стопки. Найденные следы прослеживались до входа в эмульсию или до точки образования. Попутно была подтверждена 100 % эффективность при поиске следов ${}^6\text{He}$. Кроме того, было обнаружено 36 следов с зарядом $Z_{fr} = 2$, рожденных во взаимодействиях ядер ${}^3\text{H}$ с ядрами эмульсии. Среди них в 22 событиях наблюдалась перезарядка без рождения заряженных мезонов ${}^3\text{H} + A(Z) \rightarrow {}^3\text{He} + A(Z-1) (+\pi^0)$. В остальных событиях наблюдались одиночные следы заряженных мезонов, что позволило их определить как ${}^3\text{H} + A(Z) \rightarrow {}^3\text{He} + A(Z) + \pi^-$. Средняя длина до перезарядки составила (40 ± 16) м.

В таблице III.4 представлены средние значения поперечных импульсов ядер ${}^3\text{He}$ в различных классах событий, характеризующихся отсутствием или присутствием одиночных мезонов n_π и средней множественностью фрагментов мишени $\langle n_h \rangle$. Во всех зарегистрированных событиях n_π не превышает 1, а $n_h = 4$. Отметим, что подавляющее большинство h -частиц являются медленными частицами с пробегами в эмульсии менее 3 мм.

Данные таблицы III.4 показывают, что процессы перезарядки с рождением заряженных мезонов и без него имеют примерно равные вероятности. Несмотря на малую статистику событий, можно сделать вывод, что число событий с возбуждением ядра мишени превышает статистику без возбуждения. В группах $n_h = 0$ величина $\langle P^{3\text{He}}_T \rangle$ значительно меньше, чем в последующих группах с возбуждением ядер мишени. Возможно, что разница в $\langle P^{3\text{He}}_T \rangle$ для групп $0 - 0$ и $0 - 1$ указывает на основной вклад процесса без рождения нейтрального мезона и такой процесс протекает при пониженной передаче импульса.

Таблица III.4. Средние поперечные импульсы ядер ${}^3\text{He}$ для различных множественностей сопровождающих частиц $n_\pi - \langle n_h \rangle$; в нижних строчках указаны для сравнения данные эксперимента ГИБС [134]

$n_\pi - \langle n_h \rangle$	Число событий	%	$\langle P^{3\text{He}}_T \rangle, \text{ГэВ}/c$
$0 - 0$	9	25	0.15 ± 0.03
	673	40	0.19 ± 0.06
$1 - 0$	6	17	0.18 ± 0.04
	568	34	0.37 ± 0.06
$0 - 1.85$	13	36	0.27 ± 0.05
$0 - 1.25$	272	16	0.36 ± 0.08
$1 - 1.25$	8	22	0.23 ± 0.04
$1 - 1.25$	164	10	0.54 ± 0.07

В нижних строчках табл. III.4 содержит статистику работы [134], посвященной изучению перезарядки ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ на ядре Mg при импульсе $8.9 \text{ ГэВ}/c$. Этот эксперимент был выполнен на гибридном спектрометре со стриммерной камерой ГИБС с определением зарядов частиц. События без отрицательной частицы отнесены к классу $n_\pi = 0$, а содержащие ее к $n_\pi = 1$. Средние множественности положительных частиц включены в определение $\langle n_h \rangle$.

Отношение событий с рождением мезона и без него, полученные в нашем эксперименте, находятся в согласии с результатами работы [134]. Доля событий с возбуждением ядер мишени в нашем случае значительно превышает соответствующее значение событий с положительными частицами эксперимента ГИБС. Главная причина такого отличия может состоять в неполной регистрации медленных фрагментов на спектрометре с протяженной мишенью. Можно рассматривать замечание авторов как подтверждение такого предположения, что положительные частицы были протонами со средней энергией 80 МэВ . Это обстоятельство указывает на неиспарительный механизм их возникновения, в то время как в эмульсии

основная часть сильноионизирующих частиц являются медленными частицами с пробегом до 3 мм (протоны с таким пробегом имеют энергию менее 26 МэВ).

В самом деле, согласие с данными эксперимента ГИБС достигается, если в эмульсионных событиях учитывать только частицы с пробегом свыше 3 мм (или g -частицы), а не все h -частицы. Полученные в нашем эксперименте значения $\langle P^{3He}_T \rangle$ меньше, чем в ГИБС во всех обсуждаемых группах. Завершая эту часть, отметим хорошие перспективы исследования процесса ${}^3H \rightarrow {}^3He$ в эмульсии. Такой эксперимент представляется наиболее простым с технической точки зрения, так как анализ данных требует значительно меньше времени, чем другие эксперименты с эмульсией. В данном случае поиск взаимодействий выполняется при обратном прослеживании только зарегистрированных следов 3He до вершины взаимодействия, а не путем прослеживания всех пучковых следов, вошедших в эмульсию.

§III.3. Когерентная диссоциация ядра 7Be

Для формирования пучка ядер 7Be на нуклотроне ОИЯИ ускорялись ядра 7Li до энергии 2.87Z ГэВ [114,132,139]. Выведенный из ускорителя пучок ядер 7Li направлялся на мишень из оргстекла. Ядра 7Be , образованные в мишени в процессе перезарядки ядер 7Li , с помощью магнитных элементов фокусировались и формировались во вторичный пучок. На рис. III.7. представлены спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/7$ в реакции перезарядки ${}^7Li \rightarrow {}^7Be$. Указаны ожидавшиеся центры распределений для отмеченных изотопов. На верхнем рисунке представлен спектр для первого облучения на ответвлении 2 (канал 4В). Для сравнения приведено распределение для первичного пучка (верхняя гистограмма 7Li). На нижнем рисунке представлен спектр на ответвлении 1 (канал 3В), демонстрирующий превосходное качество формирования пучка. В пучке ядер 7Be были облучены эмульсионные

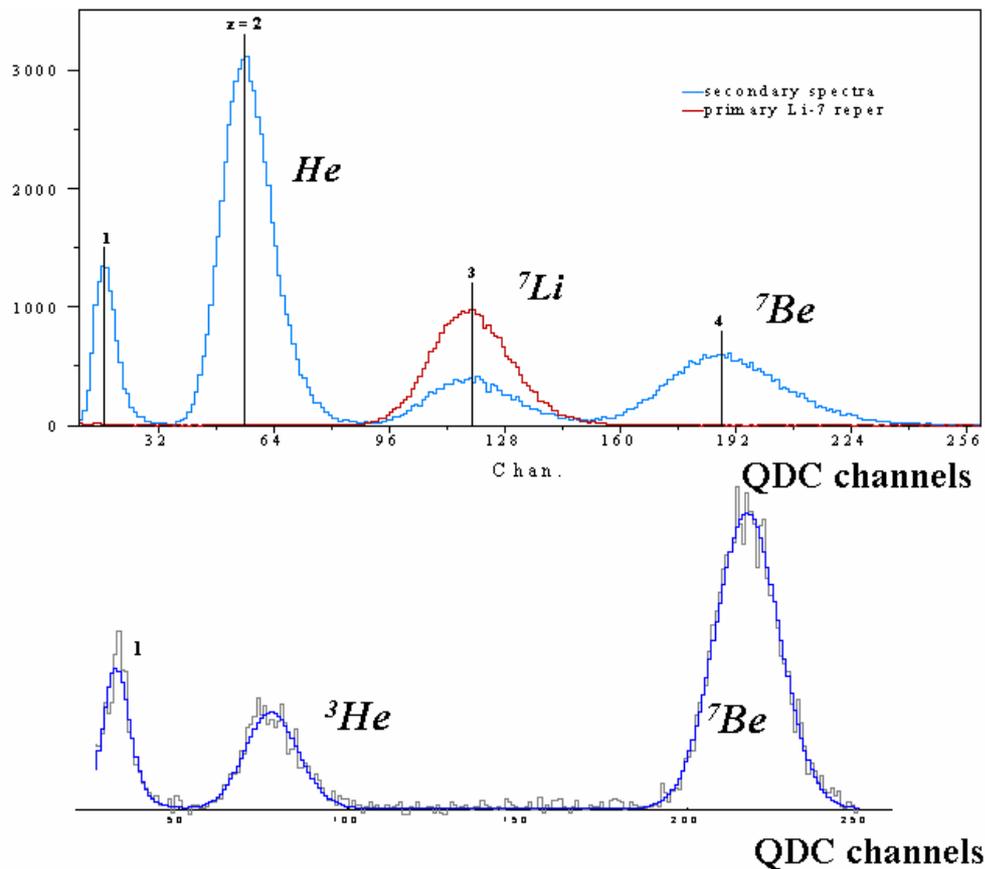


Рис. III.7. Зарядовые спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/7$ в реакции перезарядки ${}^7Li \rightarrow {}^7Be$ [132]

камеры, собранные из слоев ядерной эмульсии толщиной 550 мкм и размером $10 \times 20 \text{ см}$.

Треки релятивистских частиц с зарядами $Z_{fr} > 2$ определялись по плотности просветов в следах частиц, что достигалось компьютерным анализом оцифрованного изображения поля зрения на микроскопе с автоматическим слежением по следу (ФИАН). По результатам измерения зарядов частиц в эмульсии доля частиц $Z_{pr} = 3$ в пучке составляет примерно 15% от частиц $Z_{pr} = 4$. Для поиска взаимодействий ядер 7Be в эмульсии на микроскопе визуально выбирались следы с наибольшей плотностью ионизации.

Таблица III.5. Средние пробеги ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ для неупругих взаимодействий в эмульсии

Ядро	$\lambda_{\text{экср}}, \text{см}$	$\lambda_{\text{расч}}, \text{см}$
${}^6\text{Li}$	14.1 ± 0.4	16.5 - 17.2
${}^7\text{Li}$	14.3 ± 0.4	16.0 - 16.3
${}^7\text{Be}$	14.0 ± 0.8	16.0 - 16.3

Поиск неупругих ядро-ядерных взаимодействий в слоях эмульсии проводился прослеживанием на микроскопе при увеличении $\times 900$ следов пучковых частиц от входа частиц в эмульсию. Для определения среднего свободного пробега неупругих взаимодействий ядер ${}^7\text{Be}$ в эмульсии $\lambda({}^7\text{Be})$ использован массив из 294 неупругих взаимодействий, зарегистрированных на длине 41 м в одной эмульсионной камере. Вместе с результатом, полученным для ядра ${}^7\text{Be}$, в табл. III.5 приведены значения пробегов в эмульсии ядер ${}^6\text{Li}$ [127] и ${}^7\text{Li}$ [129]. Измеренные значения для всех этих ядер в пределах ошибок практически совпадают. В табл. III.5 приводятся также значения, вычисленные по геометрической модели с наборами параметров, использованных в работах [127,129] для описания пробегов ядер с однородной плотностью в эмульсии. Меньшие значения экспериментальных значений пробегов относительно вычисленных для всех этих ядер объясняются дополнительным вкладом периферических неупругих взаимодействий ядер, имеющих слабосвязанную кластерную структуру.

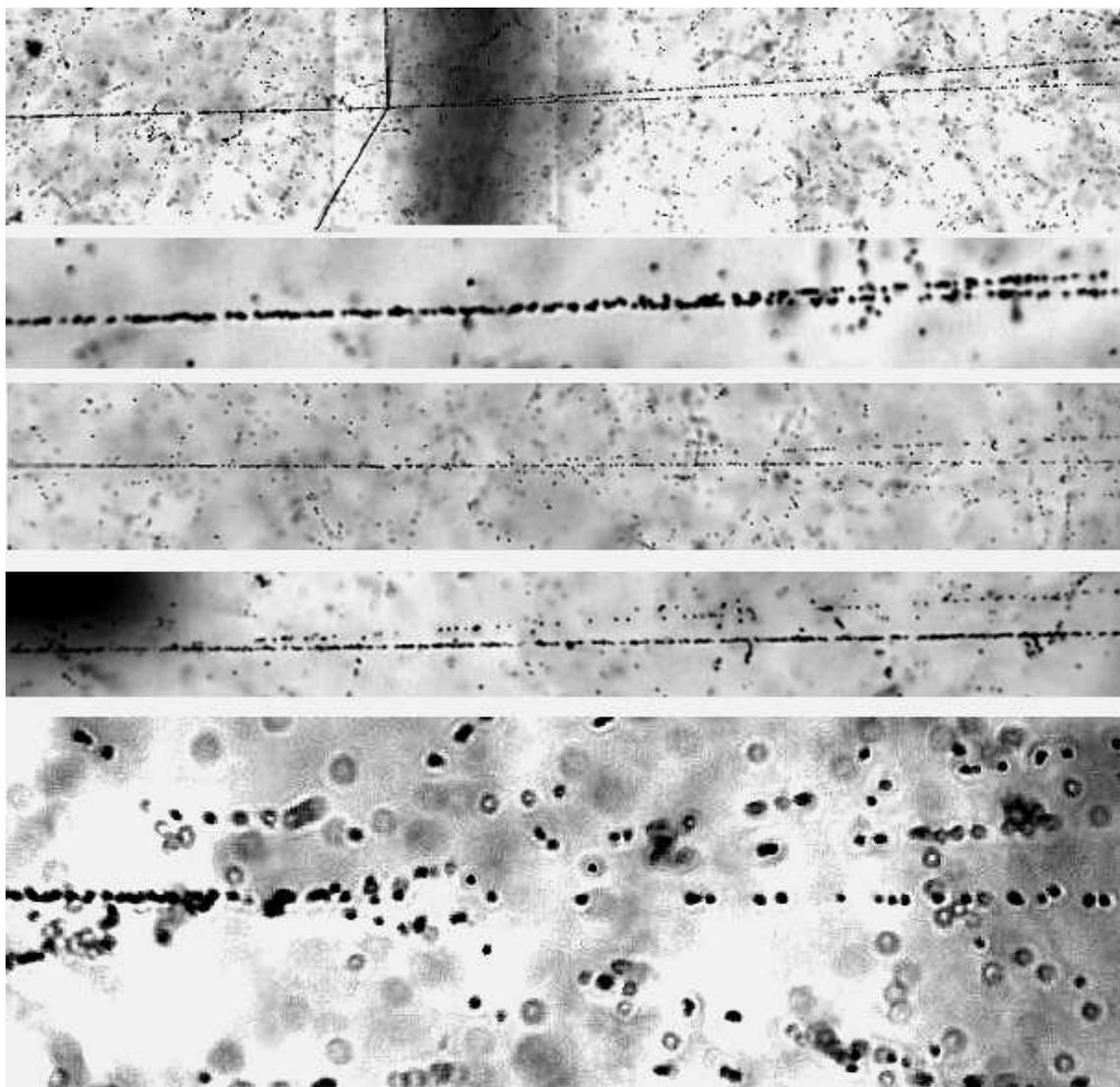


Рис. III.8 Примеры событий периферической диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ в эмульсии; на верхней фотографии – расщепление на два фрагмента He с образованием двух осколков ядра мишени; ниже – «белые звезды» с расщеплением на 2He , $\text{He} + 2\text{H}$, $\text{Li} + \text{H}$ и 4H

Среди 1400 зарегистрированных неупругих ядро-ядерных взаимодействий обнаружено более 200 периферических взаимодействий, в которых суммарный заряд $\sum Z_{fr} = 4$ релятивистских частиц с углами вылета внутри конуса 15° равен заряду первичного ядра ${}^7\text{Be}$. В 149 периферических взаимодействиях не наблюдается образования заряженных мезонов (примеры на рис. III.8). В таких взаимодействиях структурные особенности ядра

Таблица III.6. Распределение событий с $\sum Z_{fr} = 4$ по зарядовому составу релятивистских фрагментов

Фрагменты	$n_h = 0$	$n_h > 0$
$2He$	41	18
$He + 2H$	42	33
$4H$	2	1
$Li + H$	9	3

наиболее сильно сказываются на характере фрагментации ядра. Прежде всего, они проявляются в зарядовом и массовом составах фрагментов.

Зарядовая топология таких событий указывает на преобладание «белых звезд» (табл. III.6). Отдельно отмечены числа событий, не содержащих фрагментов мишени ($n_h = 0$), и событий, содержащих один или несколько фрагментов ядра мишени ($n_h > 0$). В половине взаимодействий содержится по два фрагмента $Z_{fr} = 2$, столько же событий содержат по одному гелиевому и по два однозарядных фрагмента. В 10 % событий содержится релятивистское ядро Li в сопровождении фрагмента $Z_{fr} = 1$. Большая доля событий, представляющих собой диссоциацию ядер 7Be на два гелиевых фрагмента, указывает на высокую вероятность такого типа кластеризации в структуре ядра 7Be .

Исследование изотопного состава фрагментов проводилось путем измерения многократного кулоновского рассеяния частиц в эмульсии. Были измерены импульсы $p\beta c$ в 240 взаимодействиях ядер 7Be . Экспериментальное распределение релятивистских двухзарядных частиц в зависимости от $p\beta c$ удовлетворительно описывается двумя функциями Гаусса с максимумами при значениях $p\beta c$ 4.5 ГэВ и 6.3 ГэВ. Относительное содержание 3He и 4He фрагментов, оцениваемое по площадям под аппроксимирующими кривыми, составляет 70 и 30 %. Во взаимодействиях ранее исследованных стабильных ядер содержание 4He превышает содержание 3He фрагментов. Такое соотношение содержания гелиевых изотопов, наблюдаемое во

взаимодействиях ядер ${}^7\text{Be}$, объясняется двухкластерной структурой ядра ${}^7\text{Be}$, в которой не входящие в α -частичный остов ядра нуклоны образуют кластер ${}^3\text{He}$. Распределение однозарядных релятивистских частиц по величине $p\beta c$ в интервале до $p\beta c = 5 \text{ ГэВ}$ удовлетворительно описывается двумя функциями Гаусса с максимумами при $p\beta c = 1.5 \text{ ГэВ}$ и 3.2 ГэВ . Соотношение числа протонов к числу дейтронов равно $3:1$. Число частиц с импульсами более $5 \text{ ГэВ}/c$ составляет около 2% полного числа фрагментов $Z_{fr} = 1$ (оценка для тритонов). По этим результатам измерений в каждом событии идентифицированы массы фрагментов.

В табл. III.7 приведены числа событий, зарегистрированных в различных каналах фрагментации ядер ${}^7\text{Be}$. Примерно в 50% реакция происходит без испускания нейтронов $\sum A_{fr} = 7$. Среди них отчетливо прослеживается тенденция снижения статистики с ростом массового порога. Доминирует канал ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ (порог 1.6 МэВ), по 10% составляют каналы ${}^4\text{He} + d + p$ (6.9 МэВ) и ${}^6\text{Li} + p$ (5.6 МэВ), связанные с расщеплением кластера ${}^3\text{He}$. Зарегистрировано два события в трехчастичных каналах ${}^3\text{He} + t + p$ (21.2 МэВ) и ${}^3\text{He} + d + d$ (25.3 МэВ), для которых необходимо преодоление гораздо более высокого порога расщепления ядра ${}^4\text{He}$. Реакции перезарядки ядер ${}^7\text{Be}$ в ${}^7\text{Li}$ среди событий без сопровождения других вторичных заряженных частиц не было зарегистрировано.

События, содержащие только два гелиевых фрагмента, представлены на рис. III.9 в виде точек, координатами которых служат измеренные значения $p\beta c$ фрагментов. За абсциссу принято большее значение $p\beta c_{max}$ в событии и за ординату принято меньшее значение $p\beta c_{min}$. Практически все события по оси ординат располагаются ниже значения 5 ГэВ . Это значение принято за нижнюю границу $p\beta c$ для ядер ${}^4\text{He}$. На рис. III.9 события ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ располагаются слева от границы $p\beta c_{max} = 5 \text{ ГэВ}$, а события ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ - справа. Доля канала ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ относительно всех событий диссоциации ядер

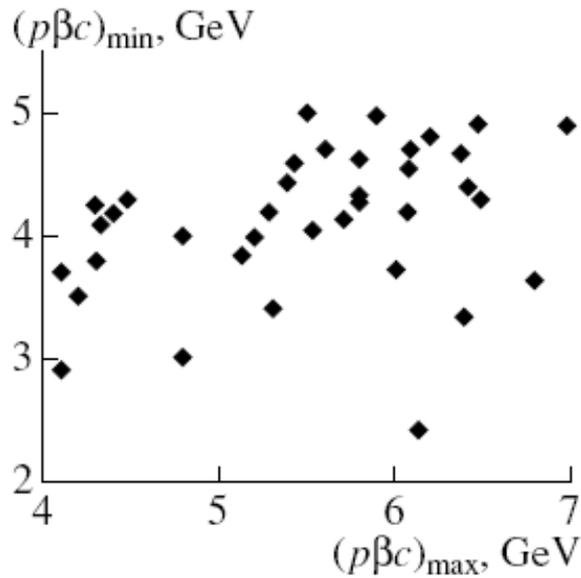


Рис. III.9. Распределение событий $2He$ на плоскости импульсов фрагментов; точки – координаты измеренных значений $p\beta c$ фрагментов

Таблица III.7. Распределение числа взаимодействий ядер 7Be с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 4$ по идентифицированным каналам фрагментации; приведена статистика при $n_h = 0$ и $n_h > 0$

Канал	4He + 3He	3He + 3He	4He + $2p$	4He + d + p	3He + $2p$	3He + d + p	3He + $2d$	3He + t + p	$3p$ + d	6Li + p
$n_h = 0$	30	11	13	10	9	8	1	1	2	9
$n_h > 0$	11	7	9	5	9	10			1	3

7Be , составляющая около 30 %, может рассматриваться как нижняя оценка вероятности такой конфигурации в ядре 7Be .

Средний пробег для когерентной диссоциации релятивистских ядер 7Be на ${}^4He + {}^3He$ в ядерной эмульсии равен 7 ± 1 м. Средние пробеги ядер 6Li , 7Li и 7Be для двухчастичных каналов когерентной диссоциации без испускания нейтронов имеют близкие значения.

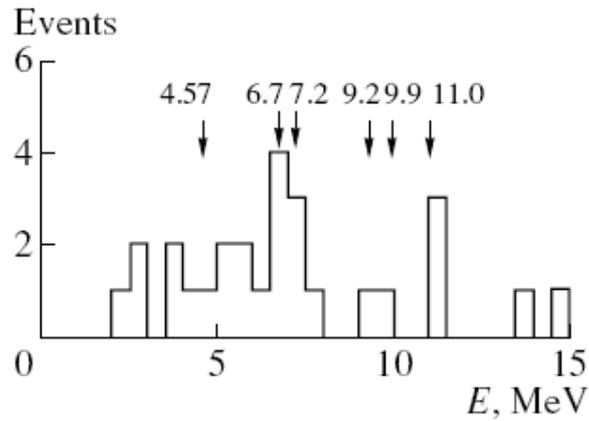


Рис. III.10. Распределение событий ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ по величине E ; стрелками указаны значения уровней возбуждения ядра ${}^7\text{Be}$ в МэВ

На рис. III.10 приведено распределение событий для канала ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ в зависимости от величины $E = 1.59 + E_t$, где E_t равно поперечной кинетической энергии фрагментов, а слагаемое 1.59 МэВ равно пороговой энергии канала. Более чем в 80% событий значения E не превышают 10 МэВ . В этой же области энергий располагаются и уровни возбуждения ядра ${}^7\text{Be}$, значение которых на рисунке указаны стрелками. Разделения отдельных уровней в экспериментальном распределении не наблюдается. Энергию системы фрагментов можно характеризовать также поперечными импульсами фрагментов в системе координат, связанной с фрагментирующим ядром. Различие в средних значениях импульсов фрагментов для зеркальных ядер может рассматриваться как проявление влияния кулоновского взаимодействия заряженных кластеров в ядрах и процессе фрагментации этих ядер. Среднее значение поперечных импульсов фрагментов в канале ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ в системе их центра масс равно $147 \pm 5 \text{ МэВ/с}$. Заметное превышение этого значения относительно среднего значения поперечных импульсов фрагментов в канале фрагментации ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, равное $108 \pm 2 \text{ МэВ/с}$, можно рассматривать как влияние кулоновского взаимодействия кластеров в этих ядрах.

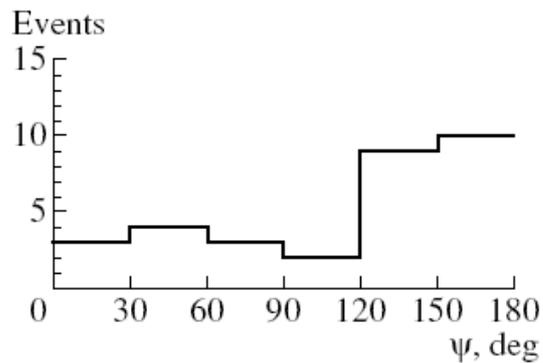


Рис. III.11 Распределение углов ψ между фрагментами ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ в азимутальной плоскости в событиях ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$

На рис. III.11 представлено распределение углов ψ между фрагментами ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ в азимутальной плоскости в событиях ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$. В распределении преобладают большие углы между фрагментами. Это распределение в значительной степени определяется переданными импульсами фрагментирующим ядрам. Углы ψ , близкие к 180° , имеют корреляцию с малыми значениями импульсов, переданных ядру ${}^7\text{Be}$.

Итак, основные характеристики фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ определяются 2He кластерной конфигурацией ядра ${}^7\text{Be}$. Наблюдаемое превышение среднего значения поперечных импульсов фрагментов 147 ± 5 МэВ/с в канале когерентной фрагментации ядер ${}^7\text{Be}$ на ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ над значением 108 ± 2 МэВ/с для канала диссоциации ${}^7\text{Li}$ на ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, указывает на кулоновское взаимодействие фрагментов в этих процессах. Такой вывод следует из простого сравнения значений кинетических энергий в двух случаях, которые отличаются в 2 раза, т. е. как значения кулоновской энергии в случае образования кластеров на одинаковых расстояниях.

§III.4. Особенности диссоциации ядра ${}^{10}\text{B}$

Кластеризация $\alpha + d$ ядра ${}^6\text{Li}$ была продемонстрирована с замечательной степенью детальности [127]. Эти результаты привели к идее об изучении кластеризации $2\alpha + d$ в ближайшем нечетно-нечетном ядре ${}^{10}\text{B}$. Радиус этого ядра не позволяет отнести его к числу экзотических ядер, а

величина его спина соответствует оболочечной модели. Пороги отделения нуклонов и легчайших ядер для ^{10}B расположены достаточно близко: $^6\text{Li} + \alpha - 4.5 \text{ МэВ}$, $^8\text{Be} + d - 6.0 \text{ МэВ}$, $^9\text{Be} + p - 6.6 \text{ МэВ}$. Выявление роли дейтрона как кластера вряд ли может быть проведено по спектрам релятивистских дейтронов от всех неупругих взаимодействий, поскольку вклад от фрагментации α -кластеров возрастает. Более подходящим для решения этой задачи становится ориентация анализа на «белые звезды», рожденные в диссоциации ядер ^{10}B на ядра эмульсии.

В одном из первых сеансов работы с выведенным пучком на нуклотроне ОИЯИ был сформирован пучок ядер ^{10}B с энергией 1 А ГэВ и выполнено облучение эмульсионной стопки. Отметим, что его создание является неординарной ускорительной задачей. Полностью ионизованные ядра изотопа ^{10}B , имеющего малую распространенность (19.9%), создаются под воздействием мощного импульса CO_2 - лазера. Вещество лазерной мишени должно обладать высокой термической стойкостью и не содержать ядер ^{12}C и ^{16}O , имеющих те же отношения заряда к весу. Выполнение последнего условия необходимо для устранения из ускорения фоновых ядер с более высокой ионизацией. Поэтому в качестве вещества лазерной мишени был использован гексаборид лантана LaB_6 – тугоплавкое вещество, используемое в катодах электронных микроскопов.

Поиск ядерно-ядерных взаимодействий проводился прослеживанием следов пучковых частиц. На длине 138.1 м прослеженных следов найдено 960 неупругих взаимодействий ядер ^{10}B . Средний свободный пробег ядер ^{10}B составил $14.4 \pm 0.5 \text{ см}$. Получена информация о зарядовом составе заряженных фрагментов и о каналах фрагментации ядра ^{10}B в периферических взаимодействиях. Число найденных событий с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 5$, в которых не наблюдается заряженных мезонов, равно 93 (10% от всех событий); в 41 событии не наблюдается и фрагментов от развала ядра-мишени.

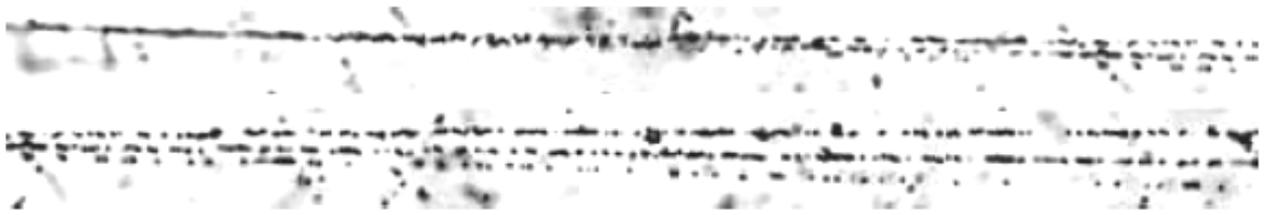


Рис. III.12. Диссоциация ядра $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при энергии 1 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

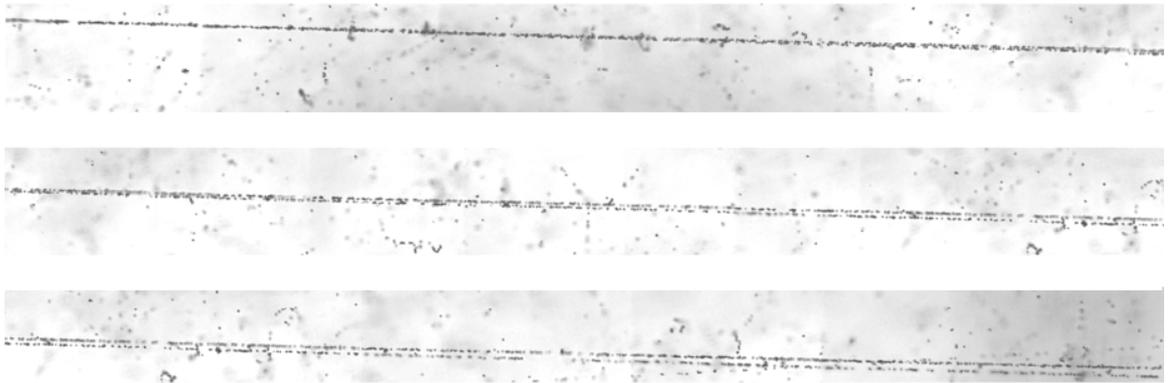


Рис. III.13. Диссоциация ядра $^{10}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \text{He}$ при энергии 1А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

Как показал анализ, наличие (или отсутствие) фрагмента ядра-мишени практически не сказывается на зарядовой топологии фрагментов налетающего ядра. В 65 % периферических взаимодействий распад ядра ^{10}B происходит на две частицы с зарядом $Z_{fr} = 2$ и одну частицу с зарядом $Z_{fr} = 1$, из них в 40 % случаев однозарядной частицей является дейтрон. В 10% событий содержатся одновременно фрагменты с зарядами, равными $Z_{fr} = 3$ и $Z_{fr} = 2$ (изотопы Li и He). Примеры таких взаимодействий представлены на рис. III.12 и 13. Образование ядра ^6Li в сопровождении α -частицы можно рассматривать как уже установленную корреляцию α -частичного и дейтронного кластеров. Всего в 2 % событий содержатся фрагменты с зарядами, равными $Z_{fr} = 4$ и $Z_{fr} = 1$ (ядро ^9Be и протон). Канал фрагментации $\text{He} + 3\text{H}$ (развал одного из α -кластеров) составляет 15 %.

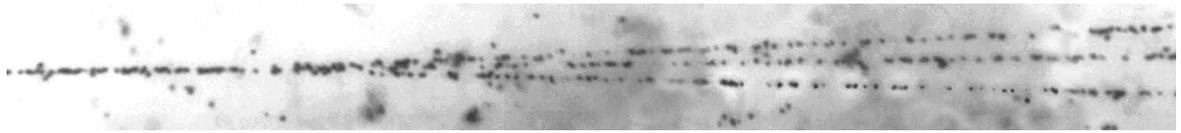


Рис. III.14. Диссоциация с перезарядкой ядра $^{10}\text{B} \rightarrow 3\text{He}$ с энергией 1A ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

Соотношение каналов $\frac{2\text{He} + d}{2\text{He} + p} \approx 1$ находит аналогию с фрагментацией

ядра ^6Li , где $\frac{\text{He} + d}{\text{He} + p} \approx 1$, указывая на обильный выход дейтронов и в этом

случае. Для дейтронов получено малое значение среднего поперечного импульса $\langle P_T^d \rangle = (0.14 \pm 0.01) \text{ ГэВ}/c$. Эти выводы указали на следующий шаг - представляет интерес установить наличие дейтронной кластеризации при периферической фрагментации ядра ^{14}N .

На этом же облучении Ф. Г. Лепехиным (ПИЯФ) был исследован вклад процесса $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} (0^+)$, составивший величину около 20 % [136]. В настоящее время анализ облучения ядрами ^{10}B продолжается группой ИКИ (Бухарест). Выполнен ускоренный поиск событий, содержащих не менее двух α -частиц и найдено 145 «белых звезд» $2\text{He} + \text{H}$. На основе этой статистики ведется детальный анализ диссоциации по этому каналу, включающий идентификацию релятивистских фрагментов He и H . Планируется исследование вклада $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} (2^+)$, важность которого обсуждается в Главе IV для диссоциации $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

На рис. III.14 представлена поучительная находка этого облучения – событие когерентной диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 3\text{He}$. По зарядовому составу это событие почти однозначно интерпретируется как $^{10}\text{B} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$, поскольку порог развала и второго α -кластера $^{10}\text{B} \rightarrow 3^3\text{He} + n$ еще на 16 МэВ выше. Идентификацию подтвердили измерения многократного рассеяния. Этот процесс $^{10}\text{B} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$ мог бы виртуально протекать как перезарядка тритонного кластера $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + ^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$, т. е.

через трехтельное сильновозбужденное состояние зеркального ядра ^{10}C с преодолением α -кластеризации.

§III.5. Особенности диссоциации ядра ^{11}B

В наиболее периферических событиях диссоциации ядер ^7Li в ядерной эмульсии без образования фрагментов мишени и заряженных мезонов (так называемых «белых звездах») доля канала $^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ достигает 50 % [129,130]. Таким образом, выявляется роль тритона как нуклонного кластера с наименьшим порогом отделения (2.47 МэВ). Изучение периферических взаимодействий релятивистских ядер ^7Li в ядерной эмульсии дает основание исследовать вопрос о включении тритонов в качестве кластеров при множественной фрагментации более тяжелых ядер, прежде всего в следующем нечетно-четном ядре ^{11}B . Эксперимент по фрагментации ядра ^{11}B [138] нацелен на то, чтобы выявить относительную роль каналов с наиболее низкими порогами отделения фрагментов, а именно, $^7\text{Li} + \alpha$ (8.7 МэВ), $2\alpha + t$ (11.2 МэВ) и $^{10}\text{Be} + p$ (11.2 МэВ).

Стопка, состоящая из слоев ядерной эмульсии БР-2, была облучена на нуклотроне ОИЯИ в пучке ядер ^{11}B с импульсом 2.75 А ГэВ/с . Поиск событий велся по первичным следам. На суммарной длине просмотренных следов 7141.5 см было зарегистрировано 542 взаимодействия ядер ^{11}B , что дает значение пробега $\lambda = (13.2 \pm 0.6) \text{ см}$. Эта величина согласуется с данными по соседним кластерным ядрам и приближается к предсказываемому геометрической моделью значению.

Для определения зарядов релятивистских фрагментов, рожденных во взаимодействиях ядер ^{11}B , был использован метод подсчета плотности δ -электронов. Результат его использования для определения зарядов релятивистских фрагментов $Z_{fr} = 3, 4$ и 5 представлен на рис. III.15.

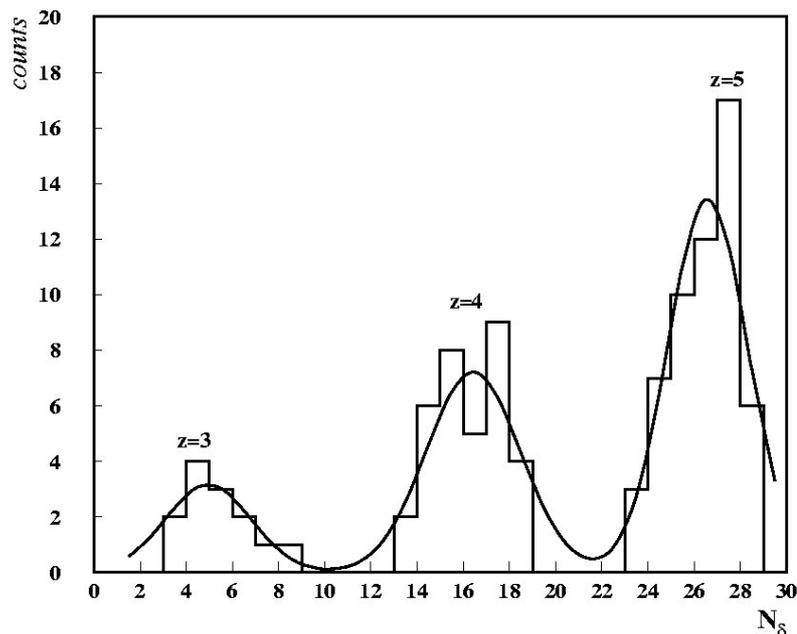


Рис. III.15. Распределение релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 3, 4$ и 5 во взаимодействиях ядер ^{11}B по среднему числу δ -электронов на 100 мкм длины следа; кривая - результат аппроксимации суммой 3-х функций Гаусса

На рис. III.16 показаны распределения измеренных углов вылета релятивистских фрагментов ядер ^{11}B с различными зарядами Z_{fr} . Значения углов для фрагментов с $Z_{fr} > 2$ ограничены пределом $\theta < 3^\circ$ для фрагментов $Z_{fr} = 2$ - 5° . Для частиц $Z_{fr} = 1$ углы были измерены вплоть до значения $\theta < 15^\circ$. Условие отбора на углы анализируемых релятивистских фрагментов с $Z_{fr} = 1$ было выбрано равным $\leq 6^\circ$, что соответствует традиционному определению конуса фрагментации. Угловое распределение для частиц с зарядом $Z_{fr} = 1$ изменяет свой вид примерно при $\theta = 6^\circ$. Его форма определяется вкладом изотопов $^{1,2,3}H$ от фрагментации ядер ^{11}B , так и вкладом протонов-участников взаимодействия и рожденных мезонов, угловые распределения для которых сильно разнятся.

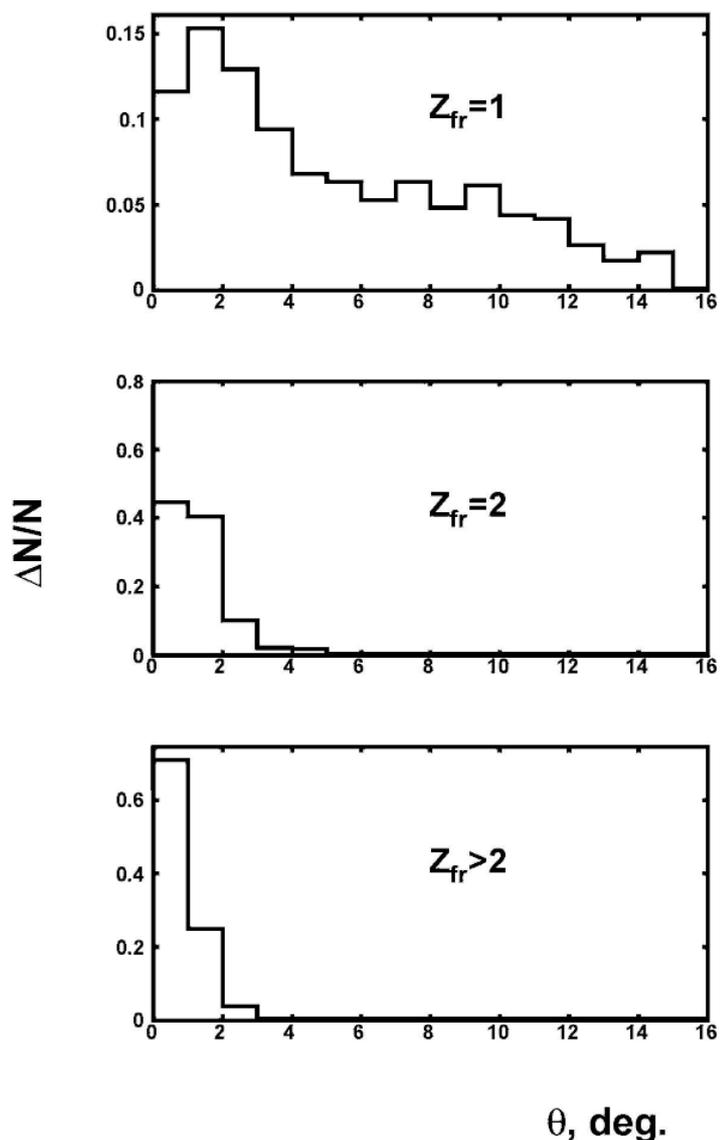


Рис. III.16. Распределения релятивистских фрагментов во взаимодействиях ядер ^{11}B по углам вылета для фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1$ (сверху), $Z_{fr} = 2$ (в середине), $Z_{fr} > 2$ (внизу); распределения нормированы на число фрагментов с зарядом Z_{fr} .

Для изучения кластеризации ядра ^{11}B были отобраны периферические взаимодействия, в которых суммарный заряд частиц, вылетающих в пределах переднего конуса фрагментации, равен заряду налетающего ядра, т. е. $\sum Z_{fr} = 5$. В этих событиях является допустимым рождение частиц с углами вылета $\theta \geq 15^\circ$ и фрагментов мишени. В Таблице III.8 представлена их статистика, включая «белые» звезды, в различных зарядовых каналах. Можно заключить,

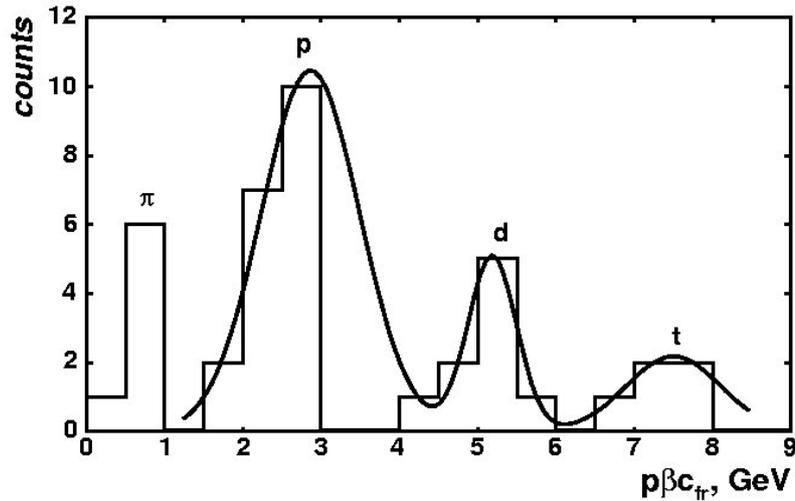


Рис. III.17. Распределение релятивистских однозарядных фрагментов ядра ^{11}B по измеренным значениям $p\beta c$

Таблица III.8. Распределение числа событий диссоциации ядер ^{11}B , в которых сумма зарядов релятивистских фрагментов $\sum Z_{fr} = 5$; N_Z - число фрагментов в событии с зарядом Z_{fr} ; статистика «белых звезд» приведена в скобках

N_5	N_4	N_3	N_2	N_1	Событий
1	-	-	-	-	2
-	1	-	-	1	11
-	-	1	1	-	3
-	-	1	-	2	5
-	-	-	1	3	17 (1)
-	-	-	2	1	43 (6)

что трехтельный развал с зарядовой конфигурацией $2 + 2 + 1$ лидирует, несмотря на более высокий порог по сравнению с каналом $Li + He$. Схожая картина уже была установлена для ядра ^{10}B [136].

Для изучения основного канала фрагментации $\sum Z_{fr} = 2 + 2 + 1$ были проведены измерения импульсов $p\beta c$ однозарядных фрагментов методом многократного кулоновского рассеяния (рис. III.17)

Измеренные значения импульсов для однозарядных фрагментов ^{11}B удовлетворительно аппроксимируются суммой трех гауссианов, максимумы которых расположены при 2.7, 5.2 и 7.5 ГэВ. Положение максимумов соответствует значениям, ожидавшимся для спектаторных протонов, дейтронов и тритонов. Область значений $p\beta c$ в районе до 1 ГэВ соответствует рожденным π -мезонам. Соотношение между числами протонов, дейтронов и тритонов, образующихся в периферических взаимодействиях ядра B^{11} составляет 19 : 9 : 5, а для «белых звезд» - 1 : 1 : 1. Даже на малой статистике можно отметить рост доли дейтронов и тритонов в «белых звездах» по отношению к периферическим взаимодействиям. Большая доля тритонов в «белых звездах» ^{11}B говорит в пользу его существования в качестве кластера со слабой связью в ^{11}B , которая легко разрушается во взаимодействии. Эти наблюдения указывают на необходимость дальнейшего накопления статистики в канале $\sum Z_{fr} = 2 + 2 + 1$ путем ускоренного просмотра по площади эмульсионных слоев.

§III.6. Наблюдение перезарядки $^{11}B \rightarrow ^{11}C^*$

В данном эксперименте наблюдались события, в которых заряд первичного трека был определен как $Z_{pr} = 5$, а суммарный заряд в конусе фрагментации оказался равным $\sum Z_{fr} = 6$. Их появление может интерпретироваться как неупругая перезарядка ядра ^{11}B в возбужденные состояния ядра $^{11}C^*$, расположенные над порогом нуклонной связи. Статистика этих событий представлена в Таблице III.9. Было обнаружено 10 событий $^{11}B \rightarrow ^{11}C^*$ с развалом на два фрагмента с зарядами $Z_{fr} = 4$ и $Z_{fr} = 2$. Механизмом этого процесса может служить перезарядка основы в виде кластера 7Li в 7Be . Во избежание ошибки заряды на следах в этих событиях

Таблица III.9 Распределение числа событий перезарядки ядер ^{11}B суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\sum Z_{fr} = 6$; в верхней строке – число фрагментов N_z с зарядом Z

N_5	N_4	N_3	N_2	N_1	Событий
1	-	-	-	1	1
-	1	-	1	-	10
-	1	-	-	2	7
-	-	1	-	3	2
-	-	-	2	2	3

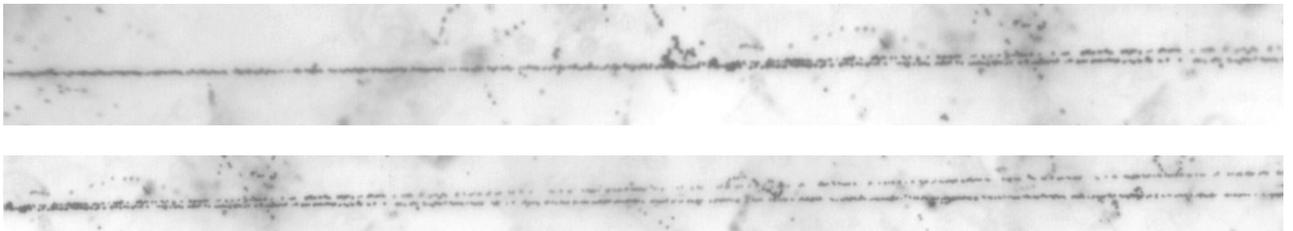


Рис. III.18. Микрофотография фрагментации с перезарядкой $^{11}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Be}$. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и образование двух релятивистских фрагментов в узком угловом конусе; при смещении по направлению вылета фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент He (верхний след) и фрагмент Be

определялись несколько раз. Доля таких событий перезарядки составляет $\approx 1,5\%$ от всех найденных при первичном просмотре взаимодействий.

Табл. III.9 (обозначения как в таблице III.8) демонстрирует предпочтительность канала перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^*$ наиболее периферического типа – это 8 «белых» звезд $^{11}\text{B} \rightarrow \text{Be} + \text{He}$. Они идентифицируются по зарядовому составу как $^7\text{Be} + ^4\text{He}$ и имеют значение среднего пробега $\lambda_{CE} = (8.9 \pm 3.2)$ м. Микрофотография одного из таких событий представлена на рис. III.18. Среди «белых звезд» перезарядки ядра ^{11}B диссоциацией по другим каналам не наблюдалось. Даже на такой

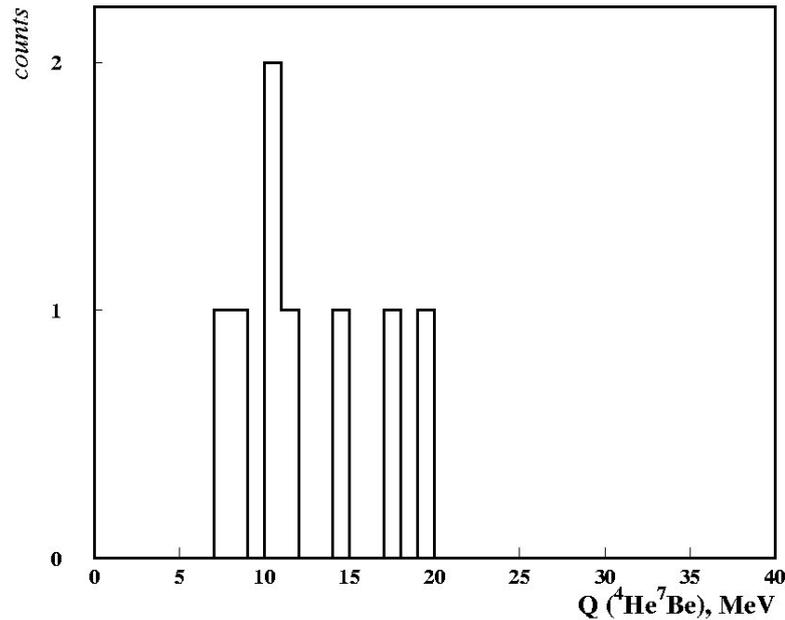


Рис. III.19. Распределение по энергии возбуждения Q для пар релятивистских фрагментов ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$, образованных в «белых» звездах ${}^{11}\text{B}$, относительно основного состояния ядра ${}^{11}\text{C}$.

ограниченной статистике можно отметить очевидное отличие развала ядра ${}^{11}\text{C}$ от развала ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$: для ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ отмечается лидирующее значение трехтельного канала распада, в то время как для ядра ${}^{11}\text{C}$ доминируют двухтельные развалы, а трехтельные на нашей статистике не наблюдались. В основе этого различия может лежать несколько более высокое значение кулоновского барьера для ядра ${}^{11}\text{C}$. Это обстоятельство может указывать на чувствительность релятивистского механизма диссоциации к структурным особенностям ядер.

На рис. III.19 для «белых звезд» ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ представлено распределение по энергии возбуждения Q для пар релятивистских фрагментов ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}$, образованных в «белых» звездах ${}^{11}\text{B}$, относительно основного состояния ядра ${}^{11}\text{C}$. Величина Q определяется через инвариантную массу системы M^* и массу ядра ${}^{11}\text{C}$. Величины Q находятся в области низколежащих возбужденных состояний ядра ${}^{11}\text{C}$. Средние значения поперечных импульсов фрагментов

${}^7\text{Be}$ и ${}^4\text{He}$ в лабораторной системе равны $\langle P_T({}^7\text{Be}) \rangle = (185 \pm 27) \text{ МэВ/с}$ и $\langle P_T({}^4\text{He}) \rangle = (190 \pm 33) \text{ МэВ/с}$, а в их с. ц. м. $\langle P_T^*({}^7\text{Be}) \rangle = \langle P_T^*({}^4\text{He}) \rangle = (145 \pm 21) \text{ МэВ/с}$. Среднее значение суммарного поперечного импульса пар ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ равно $\langle P_T({}^{11}\text{C}^*) \rangle = (250 \pm 32) \text{ МэВ/с}$. Такие кинематические характеристики являются вполне ожидаемыми значениями для процессов дифракционной диссоциации.

Ядро ${}^{11}\text{C}$ является зеркальным для ${}^{11}\text{B}$ и имеет весьма схожую структуру возбуждений. Настоящее исследование создает основу для изучения релятивистской диссоциации ядра ${}^{11}\text{C}$ в каналах с низкими порогами отделения нуклонных кластеров - ${}^7\text{Be} + \alpha$ (7.6 МэВ), ${}^{10}\text{B} + p$ (8.7 МэВ) и ${}^3\text{He} + 2\alpha$ (9.2 МэВ). В этом случае ядро ${}^3\text{He}$ может являться кластером, аналогичным тритону в ядре ${}^{11}\text{B}$. В событиях наиболее периферической диссоциации можно будет сравнить с ядром ${}^{11}\text{B}$ влияние кулоновского барьера на картину диссоциации ядра ${}^{11}\text{C}$. Ранее лидирующая роль ядра ${}^3\text{He}$ уже была установлена в релятивистской диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$, являющегося зеркальным для ядра ${}^7\text{Li}$. В этой связи, переход к исследованию ядра ${}^{11}\text{C}$ методом ядерных эмульсий представляется столь же последовательным шагом, как и переход от ядра ${}^7\text{Li}$ к ${}^{11}\text{B}$.

Фундаментальный интерес представляет поиск проявления эффектов зависимости от заряда родительского ядра при образовании «белых» звезд релятивистскими ядрами ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{11}\text{C}$. Такой анализ может быть осуществлен путем сравнения распределений по заселенности схожих каналов, их кинематическим характеристикам. Ядерные дифракционные процессы должны вести к сходству распределений, а электромагнитные взаимодействия могут вести к их различию в важных деталях. Представленные наблюдения заслуживают более детального изучения на существенно большей статистике событий диссоциации ядер ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{11}\text{C}$. В последнем случае возникает необходимость специального облучения эмульсии во вторичном пучке, наилучшим вариантом формирования которого является отбор продуктов перезарядки ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}$.

§III.7. Резюме

Впервые наблюдались события когерентной диссоциации ядер ${}^6\text{He}$, в которых средний поперечный импульс, преданный α -частицам равен приблизительно 0.035 ГэВ/с . Столь малое значение поперечного импульса по сравнению с его значением для процессов фрагментации указывает на яркое проявление основной структурной особенности этого ядра – нейтронного гало – в процессах когерентной диссоциации.

Установлено, что особенности когерентной диссоциации нейтронодефицитных релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях в основном объясняются двухкластерной структурой ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ядра ${}^7\text{Be}$. В составе двухзарядных фрагментов, рожденных в диссоциации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$, содержание фрагментов ${}^3\text{He}$ вдвое превышает содержание фрагментов ${}^4\text{He}$, что указывает на проявление ${}^3\text{He}$ типа кластеризации в релятивистских процессах. Этот тип кластеризации наиболее ярко проявляется в лидировании канала ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ при когерентной диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$, не сопровождаемой испусканием нейтронов.

Впервые проведено исследование периферической диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$. В обоих случаях оно указывает на лидирование трехтельных каналов диссоциации $2\text{He} + \text{H}$. В когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{B}$ впервые наблюдался усиленный выход дейтронов, сравнимый со случаем ядра ${}^6\text{Li}$, что указывает на проявление ${}^2\text{H}$ типа кластеризации в ядре ${}^{10}\text{B}$.

Большая доля тритонов при когерентной диссоциации релятивистских ядер ${}^{11}\text{B}$ указывает на проявление ${}^3\text{H}$ типа кластеризации в ядре ${}^{11}\text{B}$, подобно диссоциации релятивистского изотопа ${}^7\text{Li}$. Впервые наблюдались события когерентной перезарядки ядра ${}^{11}\text{B}$ по двухтельному каналу ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ при отсутствии событий в трехтельном, что указывает на чувствительность релятивистского механизма диссоциации к структурным особенностям зеркальных ядер.

Глава IV. Исследование 2α -частичной фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$

§IV.1. Структурные особенности ядра ${}^9\text{Be}$

Для обоснованного применения метода релятивистской фрагментации к исследованию $N\alpha$ -систем необходимо исследовать динамику образования пар α -частиц на высоком уровне статистической обеспеченности и в наиболее простых условиях (без комбинаторного фона). Эта информация позволит ответить на следующие вопросы. Прежде всего, имеет ли фрагментация релятивистских ядер отношение к их низкоэнергетическим кластерным возбуждениям? И является ли адекватным для исследования кластерных степеней свободы ядер использование эмульсионного метода, возможности которого ограничиваются наилучшими измерениями углов вылета фрагментов? Экспериментальные ответы на эти вопросы было предложено получить при анализе релятивистской фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ на пару α -частиц. Продолжение исследования структуры ядра ${}^9\text{Be}$ представляет ценность как одного из ключевых объектов для ядерной физики нескольких тел и ядерной астрофизики [106,143,144].

Конфигурация ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии в оболочечной модели имеет вид $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$. Спин и четность ядра ${}^9\text{Be}$ $J^\pi = 3/2^-$. Отличаясь по составу нуклонов от ${}^8\text{Be}$ на один нейтрон, ядро ${}^9\text{Be}$ демонстрирует свойства слабосвязанной системы $2\alpha + n$. В двухтельной модели, использованной для вычисления магнитного момента ядра ${}^9\text{Be}$ и связанных эффектов в атомной структуре [144,145], оно представлено как нейтрон в состоянии $P_{3/2}$ и кора ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ (*g.s.*) и 2^+ с порогами отделения нейтрона 1.67 и 4.71 МэВ, соответственно. Вклад следующего 4^+ состояния ${}^8\text{Be}$, а также ${}^5\text{He}$ незначительны. Волновая функция ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии [143,144] может быть представлена как смешанное состояние

$$|{}^9\text{Be}(3/2^-)\rangle = \varpi_{0^+} \left[|{}^8\text{Be}(0^+) \otimes n_{p(3/2)} \right]_{3/2^-} + \varpi_{2^+} \left[|{}^8\text{Be}(2^+) \otimes n_{p(3/2)} \right]_{3/2^-} \quad (13),$$

где $\omega_{0^+} = 0.535$ и $\omega_{2^+} = 0.465$ – весовые коэффициенты. Кластерная структура основного состояния этого ядра может проявиться, как и в релятивистской диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ (порог 1.47 МэВ), имеющей схожий масштаб и механизм возбуждения. В экспериментальных данных по соотношению состояний ${}^8\text{Be}$ во фрагментации может проявиться спиновый аспект его структуры.

Благодаря низкому порогу отделений нейтрона, диссоциация ядра ${}^9\text{Be}$ может служить удобным источником нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Ядро ${}^8\text{Be}$ известно как несвязанное образование, состоящее из двух α -частиц, фиктивно являющееся слабосвязанным, при условии отсутствия кулоновского взаимодействия. Изотоп ${}^8\text{Be}$ известен как единственное ядро, для основного состояния которого характерна структура α -частичного Бозе-конденсата. Возможности данного перехода рассматриваются в отсутствие фермионов в анализируемой системе и при ряде дополнительных условий. Добавление нейтрона в α -частичный Бозе-конденсат приводит к разрушению сверхтекучего состояния, создавая связывающий эффект.

Интересным для проверки является предположение о возможности наблюдения релятивистского ядра ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ при удалении нейтрона из $2\alpha + n$ системы ядра ${}^9\text{Be}$. В оболочечной модели ядро ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии имеет конфигурацию $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^4$. Как известно, для ядра ${}^8\text{Be}$ характерно отчетливое разделение по значениям энергии E_{ex} и ширины Γ между основным 0^+ ($E_{ex} = 92 \text{ кэВ}$, $\Gamma = 5.6 \text{ эВ}$), первым 2^+ ($E_{ex} = 3.1 \text{ МэВ}$, $\Gamma = 1.5 \text{ МэВ}$) и вторым возбужденными 4^+ ($E_{ex} = 11.4 \text{ МэВ}$, $\Gamma = 3.5 \text{ МэВ}$) состояниями. Наблюдение этих состояний по измерениям угла разлета Θ пар релятивистских α -частиц могло бы служить проверкой спектроскопических возможностей эмульсионного метода. Структура возбуждений самого ${}^9\text{Be}$ заметно сложнее – от порога до 12 МэВ насчитывается 10 уровней. Имеется неопределенность относительно вклада канала $\alpha + {}^5\text{He}$, усложняющего корреляцию α -частиц. Было предложено извлечь данные об угловых

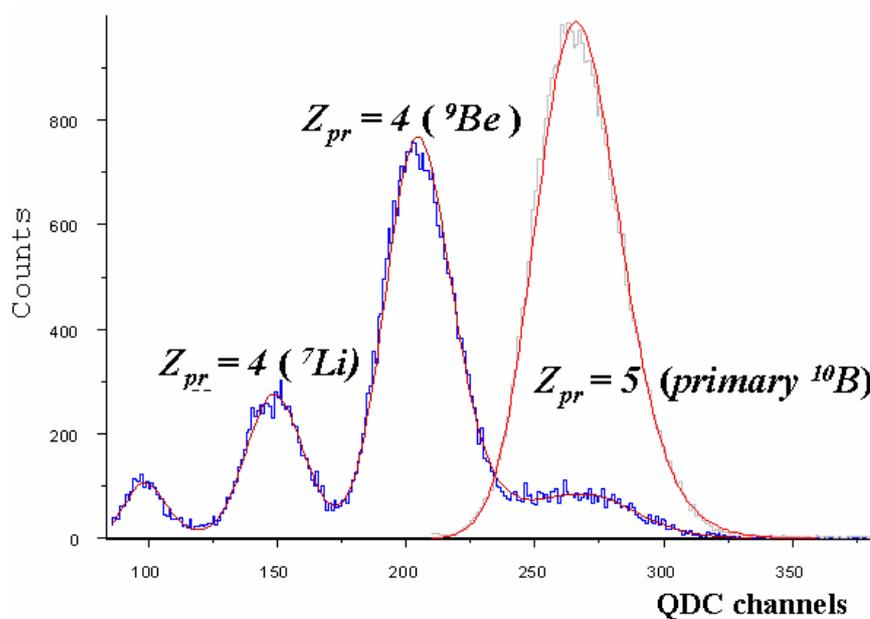


Рис. IV.1. Спектры со сцинтилляционного монитора при формировании вторичного пучка с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/9$ в реакции фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}$ на канале 3В; для сравнения приведено распределение для первичного пучка; правый спектр соответствует пучку ядер ^{10}B [132]

«белая» звезда



звезда с протоном отдачи (g-частицей)



звезда с тяжелым осколком (b-частицей)

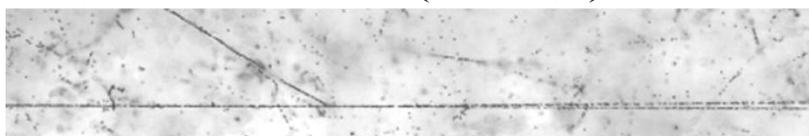


Рис. IV.2. События фрагментации ядра ^9Be с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации
характеристиках пар релятивистских α -частиц, оценить энергетический масштаб их образования, а также определить особенности взаимодействия в канал фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с различными группами ядер из состава эмульсии ($H, CNO, AgBr$) [114,140-142].

§IV.2. Угловые корреляции в парах α -частиц

Важность исследования ${}^9\text{Be}$ не вызывает сомнения, однако на этом пути имеется объективное препятствие. Бериллий является токсичным элементом, что делает невозможным непосредственное ускорение ядер ${}^9\text{Be}$. Поэтому облучение эмульсий было выполнено на нуклотроне ОИЯИ путем формирования вторичного пучка обогащенного ядрами ${}^9\text{Be}$. Пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$ [132]. Доля ядер ${}^9\text{Be}$ в пучке составила примерно $\frac{2}{3}$, а $\frac{1}{3}$ пришлось на изотопы He , Li (рис. IV.1). Для экспозиции использовалась стандартная эмульсионная стопка, состоящая из 15 слоев эмульсии БР-2 размерами $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной 600 мкм.

Поиск событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ осуществлялся просмотром «по полоскам», поскольку цель эксперимента состояла в анализе именно этого процесса на высоком уровне статистической обеспеченности. Кроме ускорения, ориентация на такую топологию следов позволила обойти усложнившуюся проблему идентификации ядер вторичного пучка. В результате сканирования найдено 362 события фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации с углом раствора до 0.1 рад . Ко времени написания этой работы статистика возросла до 500 событий. В статистике анализируемых взаимодействий представлены события с различными типами взаимодействия с ядрами из групп H , CNO , $AgBr$ (см. рис. IV.2). Для всех α -пар выполнены измерения углов разлета Θ , углов погружения следов α и углов в плоскости эмульсии ϕ .

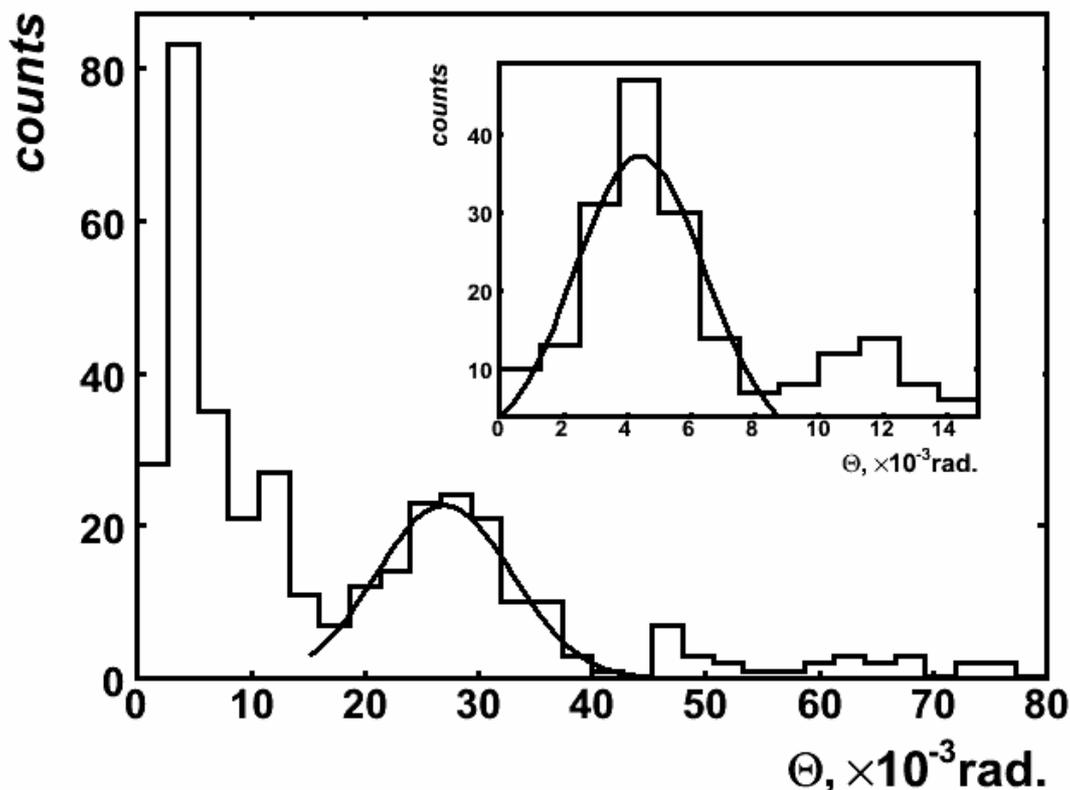


Рис. IV.3. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углу разлета Θ ; на вставке – увеличенное распределение событий в области $\theta < \Theta_n < 10.5 \text{ мрад}$

Первоочередной интерес представляли углы разлета Θ α -частиц. Значение Θ определялось как угол одного из треков по отношению ко второму. Такой подход позволяет существенно повысить точность определения угла Θ и уменьшить влияние искажений эмульсионных слоев. На рис. IV.3 представлено распределение Θ для найденных событий. Очевидная особенность этого распределения состоит в формировании двух пиков. Таким образом, парное рождение α -частиц оказывается сильно коррелированным по углу разлета Θ . Отметим, что факт группировки событий на «узкие» и «широкие» углы разлета Θ был подмечен уже на стадии поиска событий, что и определило ориентацию предстоящего анализа на основе именно этого параметра. При угловых измерениях эта особенность проявилась надежно.

Таблица IV.1. Параметры распределений событий по величине относительного пространственного угла Θ .

Угол Θ , мрад	$\langle \Theta \rangle$, мрад	σ_{Θ} , мрад	Число событий
0 - 10.5	4.4 ± 0.2	2.1 ± 0.2	164
15.0 – 45.0	27.0 ± 0.6	5.9 ± 0.6	130

Яркий эффект группировки по значениям Θ позволяет положить его в основу при интерпретации кинематических характеристик процесса ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Имеется основание разбить имеющуюся статистику событий на четыре интервала по углу Θ . Около 81 % событий по величине угла разлета Θ образуют две примерно равные группы – это «узкие» α -пары в интервале $0 < \Theta_{n(\text{arrow})} < 10.5$ мрад и «широкие» - $15.0 < \Theta_{w(\text{ide})} < 45.0$ мрад. Остальные 19 % событий отнесены к «промежуточным» парам $10.5 < \Theta_{m(\text{edium})} < 15.0$ мрад и более широким - $45.0 < \Theta_{v(\text{ery})w(\text{ide})} < 114.0$ мрад.

Образование «узких» пар Θ_n сопоставляется в эмульсионных работах распадам ядер ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ , а пар Θ_w – из первого возбужденного состояния 2^+ . Параметры распределений и статистика событий в этих группах приведена в табл. IV.1.

Доли событий Θ_n и Θ_w составляют 0.56 ± 0.04 и 0.44 ± 0.04 . Эти величины демонстрируют соответствие весам 0^+ и 2^+ состояний, принятым в теоретических работах [143,144]. Они указывают на присутствие этих состояний как компонентов основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$.

На рис. IV.4 представлено распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине полярного угла θ . Величина угла эмиссии α -частиц θ относительно направления первичного следа ${}^9\text{Be}$ определяется по измерениями угла погружения следа α и угла в плоскости эмульсии ϕ . Наилучшее описание распределения по θ дает сумма двух распределений Релея с параметрами $\sigma_{\theta 1} = (6.8 \pm 0.4)$ мрад и $\sigma_{\theta 2} = (16.4 \pm 0.8)$ мрад.

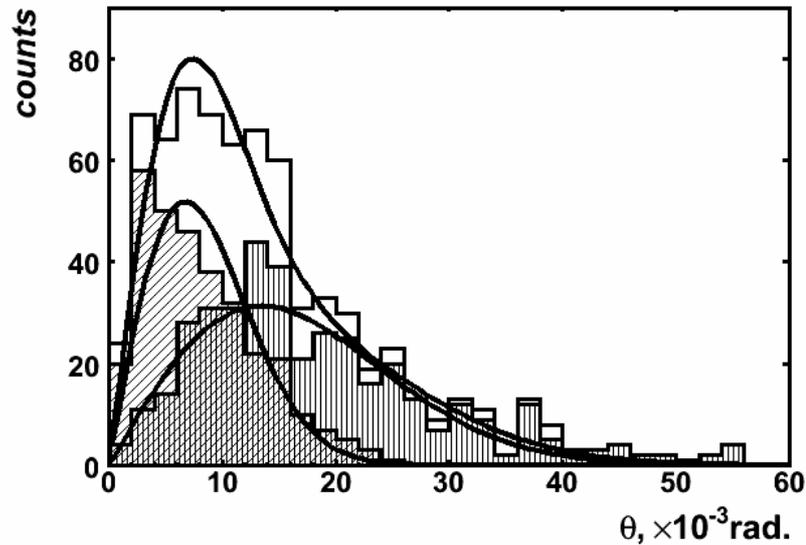


Рис. IV.4. Распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине полярного угла θ ; наклонно заштрихованная гистограмма соответствует α -частицам с узкими углами разлета Θ_n , а вертикально заштрихованная гистограмма - с углами из Θ_{w+vw} ; верхняя гистограмма – суммарное распределение

Значения θ можно разделить по принадлежности α -частиц к одному из двух интервалов значений углов разлета Θ (рис. IV.3). События из интервалов Θ_w и Θ_{vw} были объединены в Θ_{w+vw} . Тогда каждое из распределений по величине полярного угла θ для α -частиц из этих групп описывается собственным распределением Релея с указанными параметрами.

Для того чтобы добиться лучшего описания данных, из распределения были исключены 12 α -частиц (6 пар) Они принадлежат узким α -парам Θ_n , рожденным под углами $25.0 < \theta < 100 \text{ мрад}$, которые значительно превышают предел по $\Theta_n (< 10.5 \text{ мрад})$ и относятся к «белым звездам». Эти особые события замечательны тем, что представляют собой случаи рассеяния узкой α -пары как целого на большие углы. Они не принадлежат к компоненте фрагментации ${}^9\text{Be}$, для которой были бы характерны значения θ , сравнимые с углом Θ , и могут интерпретироваться как рассеяние ядра ${}^8\text{Be}$ на тяжелом ядре мишени. Ядро ${}^8\text{Be}$ нередко относится к ядерным резонансам.

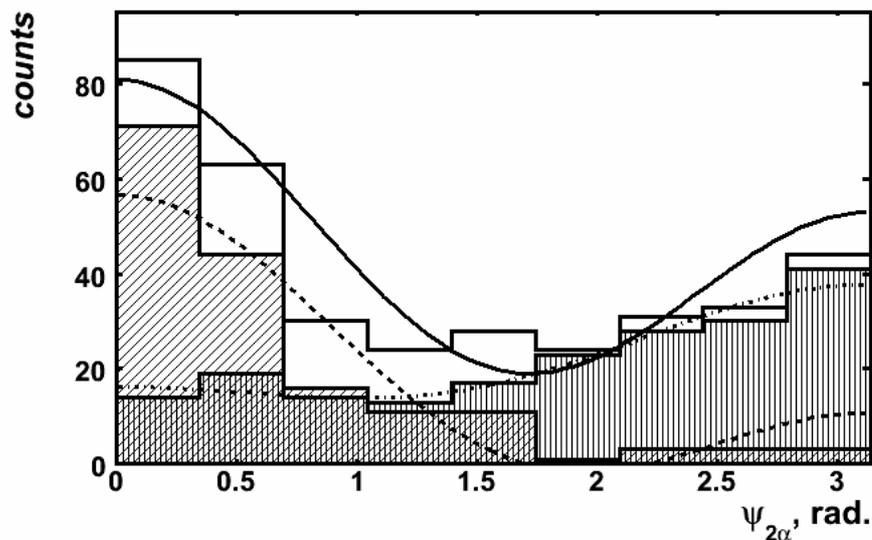


Рис. IV.5. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительного азимутального угла пары α -частиц $\psi_{2\alpha}$ (верхняя гистограмма); наклонно заштрихованная гистограмма – вклад узких α -пар с углом разлета из Θ_n ; вертикально заштрихованная гистограмма - α -пары из $\Theta_w + \Theta_{vw}$; гистограммы аппроксимированы полиномами

Однако в данном случае оно проявляет себя как достаточно долгоживущее ядро. Действительно, средний пробег ядра ${}^8\text{Be}$ согласно соотношению неопределенности и его ширине должен составлять нескольких сот атомных размеров. То есть, это пробег вполне реален, однако недоступен для измерения. В этом отношении ядро ${}^8\text{Be}$ столь же реально, как и π^0 – мезон. Наблюдение рассеяния узких α -пар указывает на принципиальную возможность детектирования процессов рассеяния ядра ${}^8\text{Be}$ на тяжелых ядрах в когерентной диссоциации ${}^9\text{Be}$.

На рис. IV.5 приведено распределение событий по величине относительных азимутальных углов в α -парах $\psi_{2\alpha}$. И в нем можно заметить качественные различия для событий с углами разлета из групп Θ_n и $\Theta_w + \Theta_{vw}$. Узкие пары Θ_n проявляют явную корреляцию и по азимутальному углу. На форму распределения по парному азимутальному углу может влиять наличие «переносного» поперечного импульса, получаемого фрагментирующим

ядром или его частью в виде ${}^8\text{Be}$ при взаимодействии с мишенью. Особенно ярко влияние переносного импульса должно сказываться для событий, характеризующихся малой величиной угла разлета Θ_n , что уже было отмечено.

§IV.3. Сравнение со статистической моделью

Для анализа экспериментальных данных по изучению фрагментации релятивистских ядер Фешбахом, Хуангом [148] и Гольдхабер [149] была предложена статистическая модель фрагментации. В данной модели релятивистская фрагментация представляется как процесс, определяемый импульсами образующихся фрагментов, которые они имели в ядре до взаимодействия, существуя в виде виртуальных кластеров. Зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ_0^2 определяется параболическим законом Гольдхабер.

$$\sigma_F^2 = \sigma_0^2 \frac{A_F(A_0 - A_F)}{A_0 - 1} \quad (14)$$

Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $\sigma_0 = p_F / \sqrt{5}$ [137]. Статистическая модель часто используется при планировании эксперимента по фрагментации релятивистских ядер. Расчеты с использованием статистической модели позволяют получить предсказания об угловых и импульсных распределениях образующихся фрагментов. В этой модели не предполагается возникновение возбужденных состояний промежуточных ядер-фрагментов. Параметры статистической модели для диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ оказываются полезными для сравнения со случаями диссоциации более тяжелых ядер.

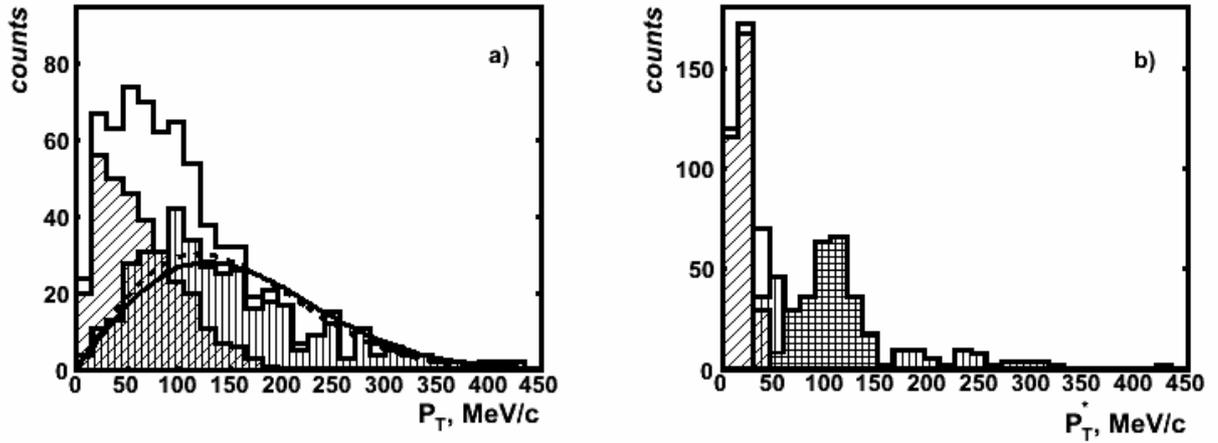


Рис. IV.6. Распределение α -частиц по величине поперечного импульса P_T в лабораторной системе (a) и по скорректированному поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс пары α -частиц (b)

На рис. IV.6a представлено распределение α -частиц по поперечному импульсу P_T , определяемое значениями P_0 и θ (рис. IV.4), которое описывается суммой распределений Релея с параметрами $\sigma_1(P_T) = (52 \pm 3)$ МэВ/с и $\sigma_2(P_T) = (125 \pm 6)$ МэВ/с. Наклонно заштрихованные гистограммы – вклад α -пар с узкими углами разлета Θ_n . Вертикально заштрихованные гистограммы - α -пары $\Theta_w + \Theta_{vw}$. Сплошные гистограммы – суммарные распределения. Плавная сплошная кривая представляет расчет P_T α -частиц по статистической модели для случая испускания α -частиц из ядра ${}^9\text{Be}$, прерывистая - испускание α -частиц из ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии, как обсуждается далее. Компонента, связанная с группой α -пар узкими углами разлета Θ_n доминирует до $P_T < 50$ МэВ/с. Область $50 < P_T < 120$ МэВ/с может считаться переходной, а далее доминируют α -частицы из группы $\Theta_w + \Theta_{vw}$. Такое поведение соответствует излому в распределениях α -частиц по P_T для более тяжелых ядер, например, для ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha$, обсуждаемому в следующей главе.

Распределение α -частиц по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс α -пары, определяемому выражением

$$\mathbf{P}_{Ti}^* \cong \mathbf{P}_{Ti} - \sum_{i=1}^2 \mathbf{P}_{Ti} / 2$$

Таблица IV.3. Сравнение характеристик α -частиц, полученных в экспериментах по ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$

	${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$
$\langle P_T^2 \rangle^{1/2}, \text{МэВ}/c$	$\Theta_n: 74 \pm 4$ $\Theta_w: 156 \pm 9$ $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}: 177 \pm 8$	192 ± 10	167 ± 4
$\langle P_T^{*2} \rangle^{1/2}, \text{МэВ}/c$	$\Theta_n: 20 \pm 2$ $\Theta_w: 105 \pm 9$ $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}: 130 \pm 9$	141 ± 7	145 ± 3

Таблица IV.2. Параметры распределений α -частиц по величинам поперечных импульсов P_T^* в системе центра масс α -пары

Угол Θ	$\langle P_T^* \rangle, \text{МэВ}/c$	$\sigma(P_T^*), \text{МэВ}/c$	Число α -частиц
Θ_n	18.0 ± 0.6	8.3	328
Θ_w	102 ± 2	22.2	260

где P_{Ti} – поперечный импульс i -ой ($i = 1, 2$) α -частицы в лабораторной системе, представлено на рис. V.6б. Значения P_T^* α -частиц, соответствующие событиям с относительными пространственными углами Θ_n и Θ_w , разделяются естественным образом, формируя два пика. Распределения α -частиц по величине P_T^* подчиняется нормальному закону с параметрами, представленными в табл. IV.2.

Результаты по диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ сравниваются с данными по фрагментации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в табл. IV.3. Среднеквадратичные значения величин поперечных импульсов для них схожи. Разница наблюдается лишь для событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с узкими углами разлета, отнесенных к фрагментации через ${}^8\text{Be}$ в 0^+ состоянии.

Для описания распределения α -частиц по P_T в лабораторной системе воспользуемся статистической моделью фрагментации. Согласно статистической модели, зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ_0^2 определяется параболическим законом Гольдхабер (см. выше). Величина σ_F^2 может быть определена из эксперимента как квадрат параметра - σ^2 в распределении P_T для α -частиц. Теоретическое значение σ_F^2 может быть получено для $A_F = 4$, $A_0 = 9$. В данном случае предполагаем, что α -частица испускается ядром ${}^9\text{Be}$.

Величина σ_0 может быть определена из соотношения $\sigma_0 \cdot r_0 = \hbar/2$, где r_0 определяется радиусом ядра $R = r_0 \cdot A^{1/3}$. Значение радиуса ядра ${}^9\text{Be}$ $R = 2.5$ Ферми. Таким образом, могут быть определены теоретические значения величин $\sigma_0 = 81.4$ МэВ/с, импульса Ферми $p_F = 182.0$ МэВ/с и ожидаемого значения параметра распределения Релея по поперечным импульсам испускаемых α -частиц $\sigma(P_T) = 128.8$ МэВ/с для ядра ${}^9\text{Be}$.

Предположение в рамках статистической модели об испускании α -частиц фрагментирующим ядром ${}^9\text{Be}$ не позволяет объяснить наблюдаемый вид распределения P_T α -частиц в лабораторной системе. Сплошная плавная кривая, приведенная на рис. IV.6, – расчет P_T α -частиц по статистической модели при испускании α -частиц из ядра ${}^9\text{Be}$. Теоретическое значение $\sigma(P_T) = 129$ МэВ/с близко к полученному экспериментально значению $\sigma_2(P_T) = (125 \pm 6)$ МэВ/с для α -частиц $\Theta_w + \Theta_{vw}$.

Для распределения P_T α -частиц, принадлежащих к группе с узкими относительными углами Θ_n , величина параметра распределения Релея - $\sigma_1(P_T) = (52 \pm 3)$ МэВ/с, а $\sigma_0 = (34 \pm 2)$ МэВ/с.

Для широкоугольных α -пар $\Theta_w + \Theta_{vw}$ параметр распределения P_T α -частиц составляет $\sigma(P_T) = 119.8$ МэВ/с в предположении радиуса $R = 2.5$ Ферми ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии, дающего здесь основной вклад. Эта величина близка к экспериментальному значению $\sigma_2(P_T) = (125 \pm 6)$ МэВ/с. Если ограничиться событиями Θ_w , то значение $\sigma_2(P_T)$ изменится - $\sigma'_2(P_T) =$

$(110 \pm 7) \text{ МэВ/с}$. Прерывистая кривая рис.IV.6а соответствует расчету распределения P_T по статистической модели при испускании α -частиц из ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии.

Таким образом, описание распределений по P_T фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в рамках статистической модели требует ее усложнения, состоящее в раздельном описании распадов двух состояний ${}^8\text{Be}$ 0^+ и 2^+ .

§IV.4. Образование α -пар через распады ядер ${}^8\text{Be}$

Представленный анализ фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по угловым измерениям ясно указывает на двухкомпонентный механизм образования α -пар. Ее физический смысл явным образом проявляется в распределении величины $Q_{2\alpha}$ (рис. IV.7), являющейся функцией угла разлета α -частиц Θ и характеризующей энергию возбуждения в α -паре.

Параметры распределений $Q_{2\alpha}$, суммированные в табл. IV.4, свидетельствуют о том, что для $(75 \pm 10) \%$ событий с узким углом разлета Θ_n распределение по величине $Q_{2\alpha}$ характеризуется средним значением $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 86 \pm 4 \text{ кэВ}$ со среднеквадратичным отклонением $\sigma(Q_{2\alpha}) = 48 \pm 2 \text{ кэВ}$. Величина $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ соответствует энергии распада основного состояния 0^+ ядра ${}^8\text{Be}$. Благодаря много меньшей ширине этого состояния величина $\sigma(Q_{2\alpha})$ может служить оценкой разрешения метода.

Для событий с широким углом разлета Θ_w получено значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 3.1 \pm 0.11 \text{ МэВ}$ при $\sigma(Q_{2\alpha}) = 1.30 \pm 0.08 \text{ МэВ}$. В этом случае $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ и $\sigma(Q_{2\alpha})$ соответствуют первому возбужденному состоянию 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$.

События, характеризующиеся углами разлета Θ_m , могут быть связаны с образованием ${}^5\text{He}$, а Θ_{vw} - с распадом 4^+ высоковозбужденного состояния ${}^8\text{Be}$. Для событий Θ_{vw} существенным фактором становится точность идентификации изотопов He .

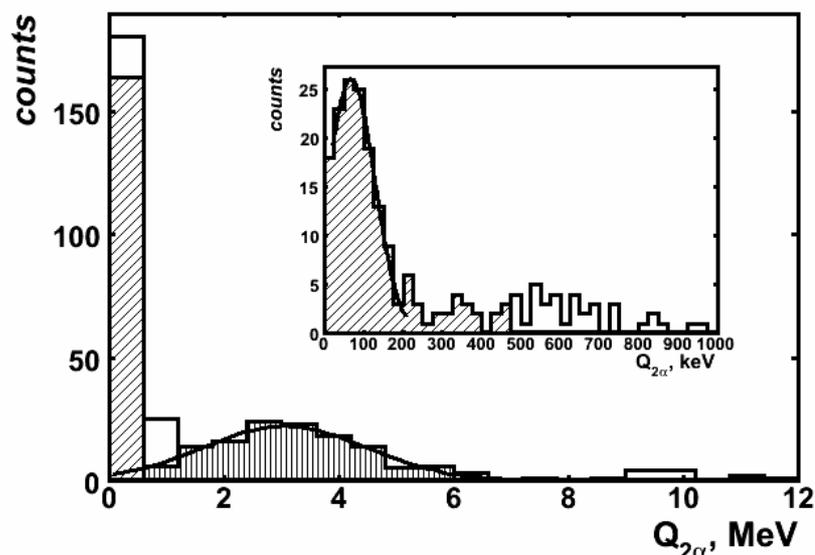


Рис. IV.7. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции; наклонно заштрихованная гистограмма - события с углами разлета Θ_n ; вертикально заштрихованная гистограмма - события с углами разлета Θ_w ; на вставке – увеличенное распределение событий по $Q_{2\alpha}$ в области углов Θ_n ; сплошная гистограмма – суммарное распределение

Таблица IV.4. Параметры распределений событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ в зависимости от величины относительного пространственного угла Θ пары α -частиц

Θ , мрад	$\langle Q_{2\alpha} \rangle$, МэВ	$\sigma(Q_{2\alpha})$, МэВ
Θ_n	$*0.086 \pm 0.004$	0.048 ± 0.003
Θ_m	0.65 ± 0.02	0.13 ± 0.02
Θ_w	3.1 ± 0.11	1.30 ± 0.08
Θ_{vw}	18 ± 2	9.4 ± 1.7

В целом, можно сделать вывод, что порядка 72 % событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ протекают через промежуточные состояния 0^+ и 2^+

Таблица IV.5. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по числу и типу сопровождающих фрагментов ядра мишени

	$n_g = 0$ $n_b = 0$	$n_g = 1$ $n_b = 0$	$n_g = 0$ $n_b = 1$	Число событий
Θ_n	72	10	17	132
Θ_m	26	-	2	33
Θ_w	42	12	18	98
Θ_{vw}	4	5	2	20
Сумма	144	27	39	283

ядра ${}^8\text{Be}$. Именно благодаря этому обстоятельству формируется двухпиковая структура в распределении углов разлета Θ , а для описания распределения α -частиц по углу вылета θ требуется два распределения Релея. Статистические веса данных состояний приблизительно одинаковы.

Распределение основной части событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в зависимости от угла разлета α -пары Θ и сопровождения фрагментами мишени приведено в табл. IV.5. Символами n_b, n_g обозначено соответственно число треков b -частиц и g -частиц, исходящих из вершины взаимодействия (без образования мезонов $n_s = 0$). В этом распределении преобладают ($\approx 40\%$) «белые звезды» ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

В двух важных случаях можно приписать взаимодействие определенному ядру с высокой степенью достоверности, что дает дополнительную возможность для интерпретации. Во-первых, это «белые звезды», за образование которых ответственны взаимодействия на тяжелых ядрах мишени Ag и Br ($n_b + n_g = 0$). Во-вторых, это подавляющая часть событий одиночными следами g -частиц, которыми сопровождаются взаимодействия с ядрами H.

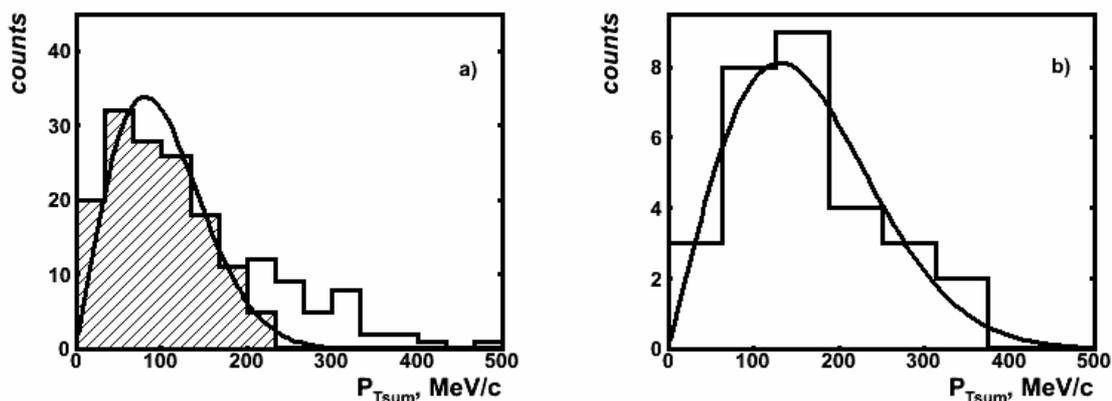


Рис. IV.8. Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для групп $AgBr$ ($n_h = 0$) - (a), H - (b); сплошная гистограмма (a) для всех событий группы $AgBr$, наклонно заштрихованная гистограмма для – 80 % событий из данной группы; гистограмма (b) – распределение для 88% событий группы H ; кривые на (a) и (b) – ожидаемые распределения (a), (b) – графики ожидаемых распределений

Классификация статистики взаимодействий канала ${}^9Be \rightarrow 2\alpha$ по типу участвующего ядра-мишени позволяет получить распределения суммарных поперечных импульсов P_{Tsum} пар α -частиц для взаимодействий на ядрах $AgBr$ ($n_h = 0$) и H ($n_g = 1$). На рисунке IV.8 представлены распределения событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для групп $AgBr$ ($n_h = 0$) - (IV.8a) и H - (IV.8b). Характеристики наборов значений величин P_{Tsum} для данных групп взаимодействий (табл. IV.5) свидетельствуют об их соответствии распределению Релея.

Приблизительно 80 % «белых звезд» ${}^9Be \rightarrow 2\alpha$, образующихся на ядрах группы $AgBr$, характеризуются параметром распределения Релея $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum}) = (77 \pm 7) \text{ МэВ/с}$. Такое значение объяснимо в рамках статистической модели для фрагментов с массовым числом $A = 8$ и для внешнего нейтрона в ядре 9Be . Соответствующее значение корня из дисперсии σ_n импульсного распределения нейтронов должно быть равно величине $\sigma_0 = 81.4 \text{ МэВ/с}$ (при радиусе ядра 9Be $R = 2.5 \text{ фм}$). Остальные 20 % событий группы $AgBr$ связаны

Таблица IV.5. Значения параметров σ распределений Релея, образующихся пар α -частиц по величине P_{Tsum} , для групп событий H и $AgBr$.

Ядро-мишень	σ , МэВ/с	число событий (всего событий данного типа)
H	126 ± 23	29 (33)
AgBr	77 ± 7	140 (176)

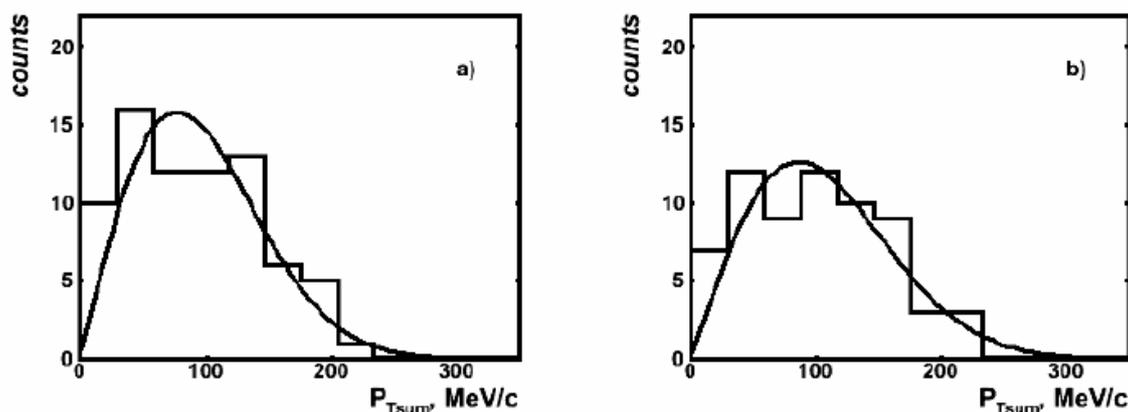


Рис. IV.9. Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для 140 (80 %) взаимодействий группы $AgBr$; гистограммы соответствуют событиям с углами разлета α -пары в интервалах Θ_n - (a) и $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$ - (b); кривые на (a) и (b) – ожидаемые распределения

с обсуждавшимся выше рассеянием на «большие углы» пары α -частиц как целого с параметром $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum}) = (267 \pm 45) \text{ МэВ/с}$.

Наблюдаемое качественное различие в форме правого распределения (H) свидетельствует об отличии условий образования α -пар в этих реакциях от реакций на тяжелых ядрах. Распределение 88 % событий по величине P_{Tsum} для группы H характеризуется величиной $\sigma_H(P_{Tsum}) = (126 \pm 23) \text{ МэВ/с}$. Такое значение указывает на то, что за развал ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в реакции на протоне отвечает заметно более «жесткий механизм» взаимодействия, чем за реакции на ядрах группы $AgBr$.

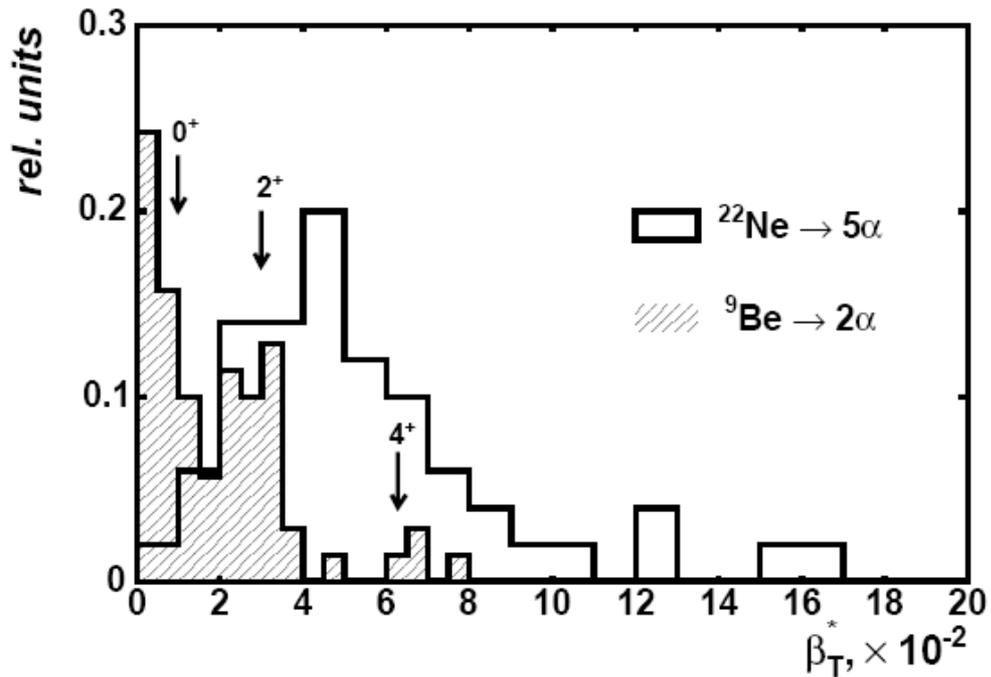


Рис. IV.10. Распределение α -частиц по поперечным скоростям в с. ц. м. β_T^* системе $N\alpha$ -частиц

Значительная статистика «белых звезд» позволяет установить, имеется ли корреляция между передаваемым импульсом α -паре P_{Tsum} и возникновением ядра ^8Be в основном и возбужденных состояниях. На рис. IV.9 представлены распределения по P_{Tsum} для 140 взаимодействий (80 %), принадлежащих к группе $AgBr$ ($n_h = 0$). Разделение событий проводится по принадлежности к интервалам Θ_n (рис. IV.9а) и $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$ - (рис. IV.9б). Обе выборки описываются распределением Релея с параметрами $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum}) = (75 \pm 9) \text{ МэВ/с}$ для α -пар из Θ_n и $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum}) = (80 \pm 10) \text{ МэВ/с}$ из $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$. Таким образом, для «белых звезд» $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ не наблюдается различий в распределениях по P_{Tsum} при разбиении по Θ_n и $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$. Можно предположить, что для обоих вышеуказанных случаев величина P_{Tsum} может также определяться недостающим поперечным импульсом нейтрона. Испускание α -части идет в основном из 0^+ и 2^+ состояний ядра ^8Be . Их доли в статистике «белых звезд» составляют 0.57 ± 0.04 и 0.43 ± 0.04 , сохраняя соответствие весам состояний в [143,144].

На рис. IV.10 представлено распределение по поперечным скоростям в с. ц. м. β^*_T системе $N\alpha$ -частиц для диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ (статистика 160 событий) и ${}^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ [113]. Распределение для ядра ${}^{22}\text{Ne}$ существенно шире, отражая рост среднего поперечного импульса P^{α}_T . Таким образом, угловые измерения позволяют сделать уверенные выводы об особенностях внутренних распределений по скоростям более сложных систем релятивистских α -частиц.

§IV.5. Резюме

Впервые выполнено исследование структуры $2\alpha + n$ ядра ${}^9\text{Be}$ методом релятивистской фрагментации. В основном, фрагментация ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ (81 %) протекает через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими вероятностями.

Для когерентной диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на тяжелых ядрах наблюдается уменьшение среднего значения поперечного импульса P_{Tsum} α -пары по сравнению с взаимодействиями на протонах мишени. Для основной части событий когерентной диссоциации распределение величин суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пар α -частиц может быть объяснено в рамках статистической модели недостающим поперечным импульсом нейтрона – фрагмента ядра ${}^9\text{Be}$.

Отсутствует значимое различие распределений по P_{Tsum} для событий когерентной диссоциации через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. Это обстоятельство указывает на схожий механизм возникновения α -пар и их одновременное присутствие с близкими весами в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$.

В целом, представленные данные можно рассматривать как доказательство того, что в структуре ядра ${}^9\text{Be}$ с высокой вероятностью имеется кор в виде двух состояний ядра ${}^8\text{Be}$ и внешнего нейтрона. Полученные результаты согласуются с теоретическими работами по описанию структуры ядра ${}^9\text{Be}$, предполагающими присутствие в его

основном состоянии состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ приблизительно с одинаковыми весами.

Представляет интерес изучить соотношение каналов с выбиванием нейтрона из ядра ${}^9\text{Be}$ с мгновенным разлетом пары из состояния 2^+ и через радиационный переход $2^+ \rightarrow 0^+$ в основное состояние ${}^8\text{Be}$. Последний канал может вести к некоторому перераспределению статистики от состояния 2^+ к 0^+ . Поэтому представляет интерес исследование вклада канала с одновременным образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в состоянии 0^+ с γ -квантом с энергией около 3 МэВ в системе ядра ${}^9\text{Be}$. Несомненно, обнаружение α -кластерной D -волны в ядре ${}^9\text{Be}$ должно отразиться на представлениях о его нуклеосинтезе, как о процессе, сопровождаемом захватом нейтрона конфигурацией 0^+ ядра ${}^8\text{Be}$ и последующей эмиссией γ -кванта при переходе $0^+ \rightarrow 2^+$.

Глава V. Множественная фрагментация ядер

^{14}N

§V.1. Периферические взаимодействия ядер ^{14}N

Нечетно-нечетное ядро ^{14}N представляет интерес как промежуточное звено между кластерным ядром ^{12}C и дважды магическим ядром ^{16}O . Изучение ядра ^{14}N позволяет расширить представления об эволюции усложняющейся кластерной структуры и разнообразных конфигураций легчайших ядер за пределами α -частичной кластеризации, например, $^3\text{He} + ^6\text{He} + ^4\text{He} + ^1\text{H}$.

Детальное исследование диссоциации релятивистских ядер ^{14}N важно и для различных применений. Будучи главным компонентом атмосферы Земли, ядра ^{14}N могут быть источником легких редкоземельных элементов *Li*, *Be* и *B*, а также дейтерия. Генерация этих элементов космическими частицами высоких энергий должна происходить в результате бомбардировки земной атмосферы за время ее существования. Поэтому выводы о кластерной структуре ^{14}N , получаемые при наблюдении его фрагментации в обратной кинематике, могут иметь приложения для понимания распространенности легких изотопов. Потенциально пучки ядер ^{14}N могут применяться в радиационной терапии, что придает практический интерес получению сведений о кластерных особенностях фрагментации.

Впервые фрагментация ядер ^{14}N изучалась в работе [39], содержащей результаты по взаимодействиям в ядерной эмульсии ядер ^4He , ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O с энергией 2.1A ГэВ , ускоренных на Беватроне. Основной направленностью этого цикла стала проверка концепции предельной фрагментации для группы легких ядер, чем их структурные особенности. Поэтому выполнялись измерения только проекций углов эмиссии фрагментов, что недостаточно для анализа характеристик многочастичных систем. Из всей выборки взаимодействий ядра-снаряда с ядрами эмульсии исследовались события

типа «белая звезда» без видимого возбуждения ядра-мишени. Вторичные фрагменты с зарядами с $Z_{fr} \geq 4$ не идентифицировались и были сгруппированы в одну подгруппу. Идентификация по массе фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 производилась по углу вылета вторичного фрагмента, что не позволило провести детальный анализ. Отмечено, что нижняя граница вероятности образования конфигураций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$ составляет не менее 10%. Зарегистрированы несколько случаев фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 7\text{H}$. Упомянутые ограничения в угловых измерениях и классификации следов релятивистских фрагментов стали мотивацией для углубленного исследования диссоциации ядер ^{14}N в эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ [114,150,151].

Наш анализ был направлен на получение более систематических результатов по кластерным особенностям диссоциации ядра ^{14}N с учетом многообразия каналов фрагментации и полным использованием возможностей метода, включая измерение зарядов, углов и многократного рассеяния следов. Отправная задача настоящего исследования ядра ^{14}N состояла в выявлении роли кластеризации внешних нуклонов в виде дейтрона. Такой тип кластерных возбуждений ожидаем для легких нечетно-нечетных стабильных ядер, число которых невелико. Ядро ^{14}N является последним в этом малочисленном классе. Важная роль дейтронов как кластеров установлена для «белых звезд» ядер ^6Li и ^{10}B .

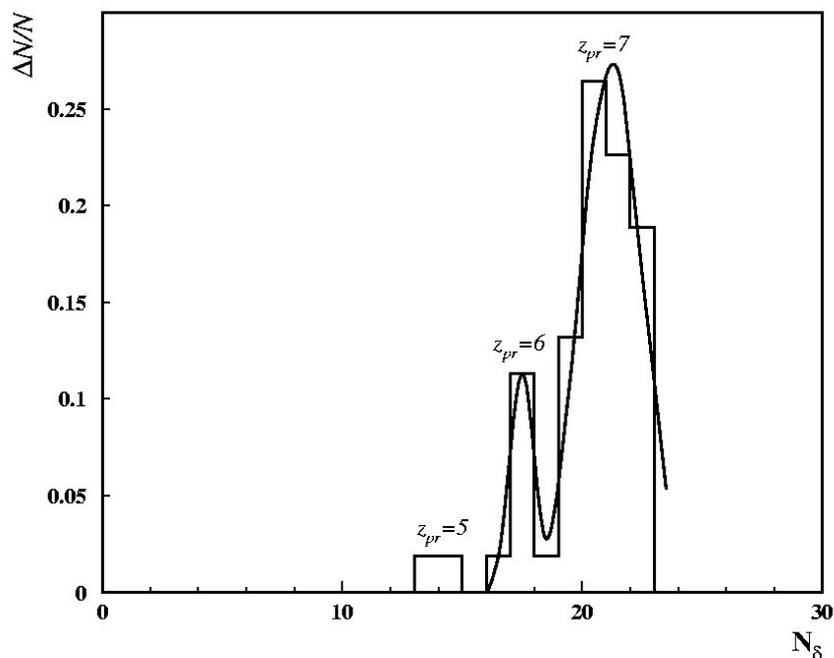


Рис. V.1. Распределение по плотности δ -электронов следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия (53 следа); сплошная линия – сумма функций Гаусса

В процессе исследования выявилась яркая роль канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Поэтому периферическая фрагментация релятивистских ядер ^{14}N может служить удобным способом генерации 3α -частичных событий. Это наблюдение привело к идее дополнить исследования периферических взаимодействий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, следуя предложенным в них формам представления. Полезно установить степень универсальности характеристик 3α -кластерных ансамблей. Следуя работам [117,122], был применен метод поиска, обеспечивающий ускоренное обнаружение именно 3α -событий.

Значительная статистика «белых звезд» $3\text{He} + \text{H}$ позволила в небольшой части периферических взаимодействий достичь полной идентификации релятивистских фрагментов, что составило завершающую часть исследования ^{14}N . Несмотря на невозможность систематического представления данных на этом этапе, стоит отметить наблюдение

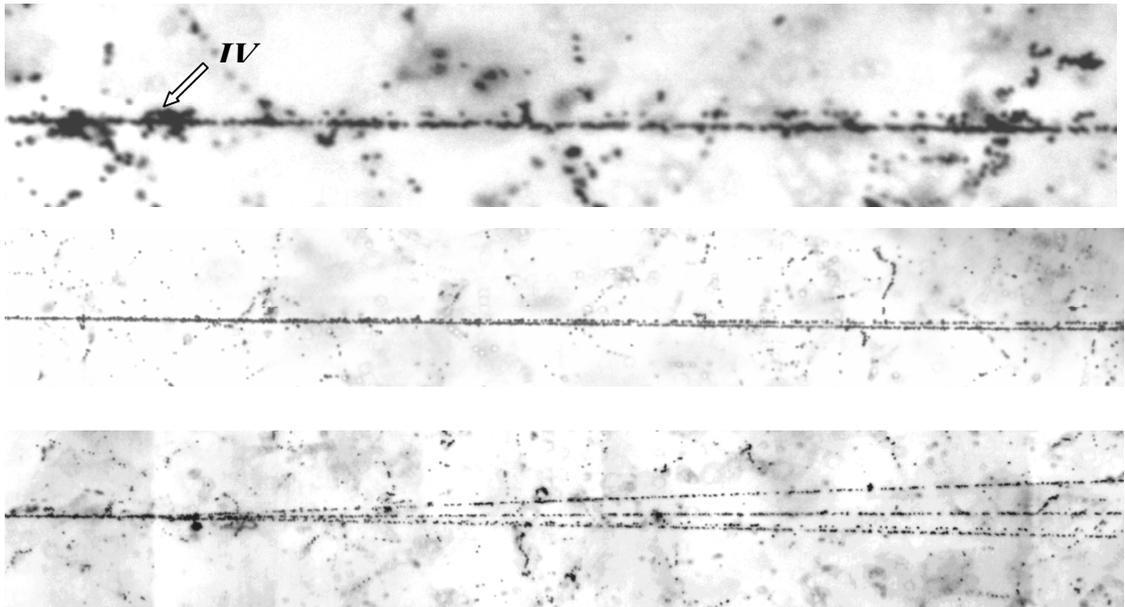


Рис. V.2. Фрагментация релятивистского ядра ^{14}N по каналам $\text{C} + \text{H}$ (верхнее фото), $\text{B} + \text{He}$ (среднее фото) и $3\text{He} + \text{H}$

нетривиальных состояний, для которых необходима перегруппировка нуклонов за пределы α -частичных связей.

Для получения экспериментального материала использована возможность, возникшая на нуклотроне ОИЯИ в связи с подготовкой к ускорению ядер Ar . В целях тестирования был получен пучок ядер ^{14}N с импульсом $2.86\text{A ГэВ}/c$, в котором и была облучена стандартная стопка из 20 эмульсионных слоев. На первом этапе анализа поиск периферических взаимодействий ^{14}N проведен по следам первичных ядер. На общей длине следов 123.71 м было зарегистрировано 951 взаимодействие ядра ^{14}N . Средний свободный пробег ядра ^{14}N в эмульсии составил $\lambda_N = (13.0 \pm 0.4)\text{ см}$, что согласуется с геометрической моделью перекрытия. Фотографии на рис. V.2 иллюстрируют некоторые каналы.

При анализе событий периферической диссоциации было установлено, что доля ядер ^{14}N составила 81 % с сопровождающей примесью ядер ^{12}C (15 %) и ^{10}B (4 %) (рис. V.1). Спектры идентифицированных зарядов релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$, приведенные на рис. V.3, указывают на ожидаемое изменение по сравнению с рис. V.1.

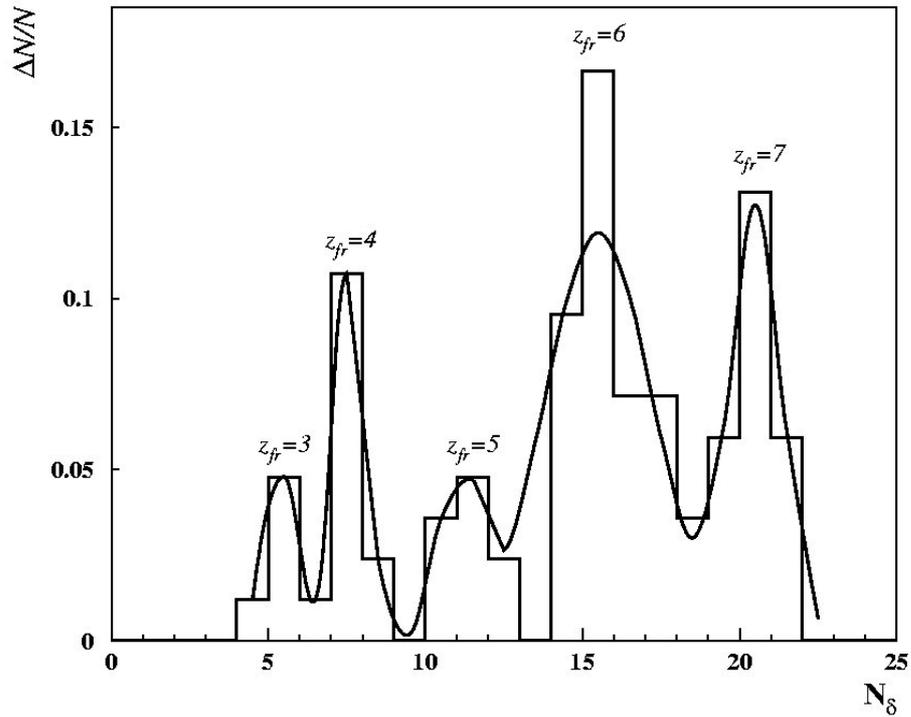


Рис. V.3. Распределение по числу δ -электронов следов фрагментов ядра ^{14}N с зарядами $Z_{fr} > 2$ (83 следа); сплошная линия – сумма функций Гаусса

Таблица V.1. Распределение периферических взаимодействий N_{pf} ядер ^{14}N по зарядовым каналам с $\sum Z_f = 7$, в том числе 61 «белая звезда» N_{ws} , и 100 событий с фрагментами мишени N_{if}

Канал	$C + H$	$B + He$	$B + 2H$	$Be + He + H$	$Li + 4H$	$Li + He + 2H$	$2He + 3H$	$3He + H$	$He + 5H$
N_{ws}	16	5	5	2	1	-	6	21	5
N_{if}	24	4	3	5	2	3	21	35	3
N_{pf}	40	9	8	7	3	3	27	56	8

Для анализа были отобраны события N_{pf} (табл. V.1), в которых суммарный заряд фрагментов $\sum Z_{fr}$ равен заряду ядра-снаряда $Z_{pr} = 7$ и отсутствуют рожденные частицы ($n_s = 0$). В верхней строке табл. V.1 указаны конфигурации релятивистских фрагментов, далее число найденных «белых

звезд» N_{ws} , число событий с возбуждением ядра-мишени N_{yf} с образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени N_{yf} .

Из данных табл. V.1 следует, что реализуются каналы, начиная с $C + H$ до почти полного расщепления $He + 5H$. Основной вклад (77 %) вносят каналы $C + H$, $3He + H$ и $2He + 3H$. Можно было ожидать, что значения вероятности каналов диссоциации будут снижаться по мере возрастания порога образования фрагментов Q . Наибольшая вероятность могла бы соответствовать каналам $^{14}N \rightarrow ^{13,12}C + ^{1,2}H$ со значениями $Q \approx 7.6$ и 10.2 МэВ. Действительно, доля событий $C + H$ достаточно значительна – 25 %. Стоит отметить, что эффективность наблюдения взаимодействий $^{14}N \rightarrow C + H$ понижена. Например, фрагмент $Z_{fr} = 1$ может иметь близкий с фрагментом $Z_{fr} = 6$ по величине угол в плоскости эмульсии или большой угол погружения в эмульсии α_H из-за чего такие взаимодействия могут пропускаться наблюдателем.

Следующим по вероятности мог бы быть канал $^{14}N \rightarrow ^{10}B + ^4He$ ($Q \approx 12$ МэВ). Однако, доля событий $B + He$ оказалась малой – всего 8 %. Лидирующую роль в статистике, как для «белых звезд», так и для событий с образованием фрагментов мишени, занимает множественный канал $^{14}N \rightarrow 3He + H$ (35 %) с массовым порогом $Q \approx 19$ МэВ. Значение среднего свободного пробега в эмульсии для данного канала составляет $\lambda_{3HeH}(^{14}N) = (2.5 \pm 0.4)$ м. Аналогичное значение для ядра углерода в четыре раза больше – $\lambda_{3He}(^{12}C) = (10.3 \pm 1.9)$ м. Можно заключить, что диссоциация ядра ^{14}N является весьма эффективным источником для генераций состояний $3He$.

Схожая ситуация наблюдалась при изучении «белых звезд», образованных релятивистскими ядрами ^{10}B [122]. Напомним, что среди них лидировал трехтельный канал $^{10}B \rightarrow 2He + H$ ($Q \approx 6$ МэВ) – 75 %, а двухтельный канал $^{10}B \rightarrow ^6Li + ^4He$ ($Q \approx 4.5$ МэВ) составил всего 15 %.

Таблица V.2. Распределение событий неупругой перезарядки ядер ^{14}N с по каналам с $\sum Z_{fr} = 8$ и 6

$\sum Z_{fr}$	6	6	8
Канал	$2\text{He} + 2\text{H}$	3He	$3\text{He} + 2\text{H}$
N_{ws}	3	5	9
N_{tf}	2	7	1

Таким образом, как для ядра ^{10}B , так и для ^{14}N , канал связанный с отделением ^4He , оказывается подавленным по сравнению с множественной диссоциацией. По-видимому, в этом сказывается фактор более высокого кулоновского барьера для двухтельного канала.

Для полноты описания упомянем, что среди «белых звезд» так же наблюдались события перезарядки, характеристики которых могут представлять интерес для физики Δ -изобар и их безмезонного распада. К событиям перезарядки относились «белые звезды», в которых первичный трек имел заряд $Z_{pr} = 7$, а суммарный заряд фрагментов равнялся $\sum Z_{fr} = 7 \pm 1$. Распределения событий неупругой перезарядки по зарядовым модам с $\sum Z_{fr} = 8$ и $\sum Z_{fr} = 6$ представлены в табл. V.2. Доля событий данного класса не превышает 3 % от всех найденных при первичном просмотре взаимодействий.

Идентификация фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1$ и 2 по $p\beta c$ ($\beta = 0.9$) методом многократного рассеяния для каналов $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ и $\text{C} + \text{H}$ представлена на рис. V.4. Измеренные значения импульсов для фрагментов с зарядом $Z_{fr} = 1$ удовлетворительно описываются суммой функций Гаусса с максимумами при 2.6 и 5.6 ГэВ, что соответствует изотопам ^1H и ^2H .

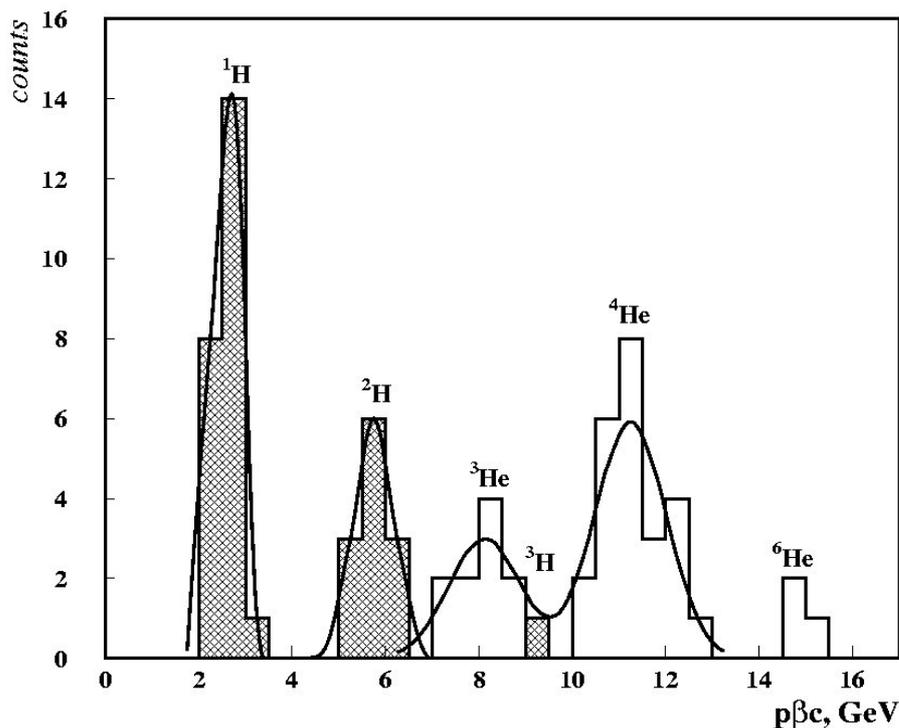


Рис. V.4. Распределение по $p\beta c$ (ГэВ) фрагментов с $Z_{fr} = 1$ (заштрихованная гистограмма) и 2 (открытая гистограмма) для каналов фрагментации $^{14}N \rightarrow 3He + H$ и $C + H$; сплошная линия – сумма функций Гаусса

Статистика следов 1H , 2H и 3H , которые удалось идентифицировать, составляет 23, 12 и 1. Как и ожидалось, доля дейтронов снижается по сравнению со случаями ядер 6Li и ^{10}B , а вклад тритонов незначителен. На рис. V.5 отдельно представлены результаты измерения $p\beta c$ для событий типа «белая звезда». Их распределение для фрагментов с зарядом $Z_{fr} = 1$ дает соотношение изотопов 1H и $^2H \approx 17:7$, что указывает на заметное снижение доли дейтронов среди однозарядных фрагментов по сравнению со случаями релятивистской фрагментации ядер 6Li (канал $He + H$) и ^{10}B (канал $2He + H$).

В случае ^{14}N трудно было ожидать лидирующего проявления дейтронной кластеризации. Порог отделения протона ниже ($^{13}C + p - 7.6$ МэВ), чем дейтрона ($^{12}C + d - 10.3$ МэВ). В этом отношении ситуация становится обратной случаям 6Li и ^{10}B . Если рассматривать ^{12}C в качестве основы ^{14}N , то дейтрон, имеющий примерно такие же пространственные

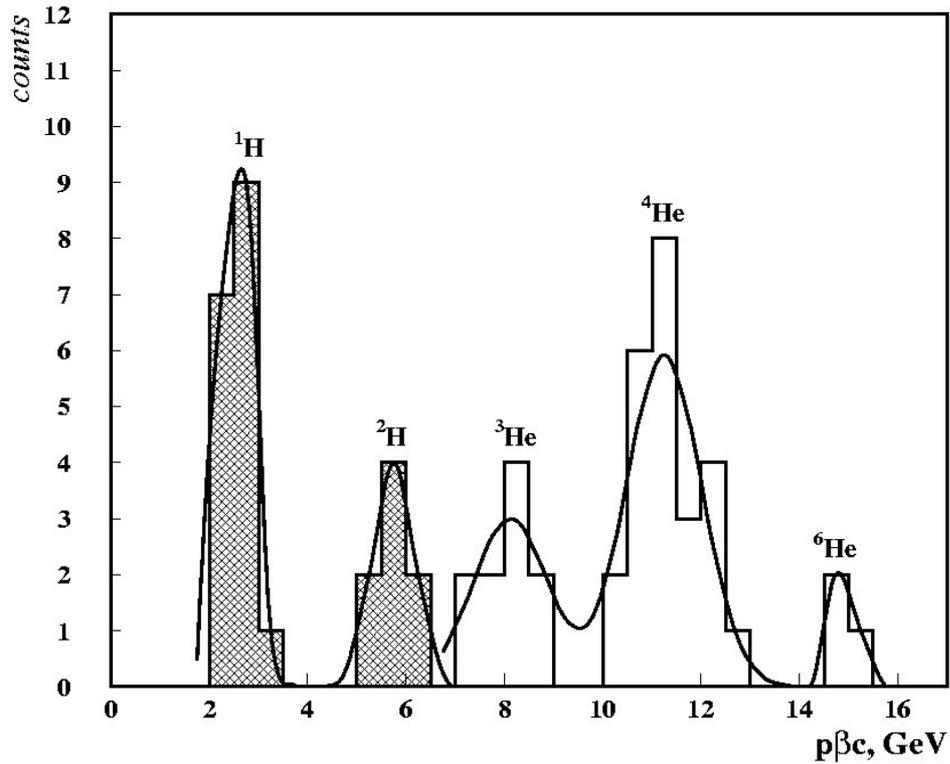


Рис. V.5. Распределение по значениям $p\beta c$ для «белых звезд» $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ фрагментов с $Z_{fr} = 1$ (заштрихованная гистограмма) и 2 (открытая гистограмма)

размеры как ^{12}C , вряд ли уже может рассматриваться как элемент структуры. Тем не менее, смена соотношения протонов и дейтронов для ядра ^{14}N представляет интерес как чувствительный тест релятивистской диссоциации к изменению энергии связи структурных элементов.

На рис. V.4 и 5 приведено также распределение измеренных $p\beta c$ для 37 фрагментов с зарядом $Z_{fr} = 2$. В этом случае максимумы аппроксимирующего распределения расположены при значениях $p\beta c$ 8.2, 11.2 и 15.0 ГэВ, что достаточно близко к значениям $p\beta c$, соответствующим изотопам ^3He , ^4He , ^6He . Статистика следов идентифицированных как ^3He , ^4He , ^6He составляет 10:24:3. Образование изотопа ^6He , как обсуждается ниже, оказалось ассоциированным с образованием в событии ^3He ($^{14}\text{N} \rightarrow ^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + ^1\text{H}$).

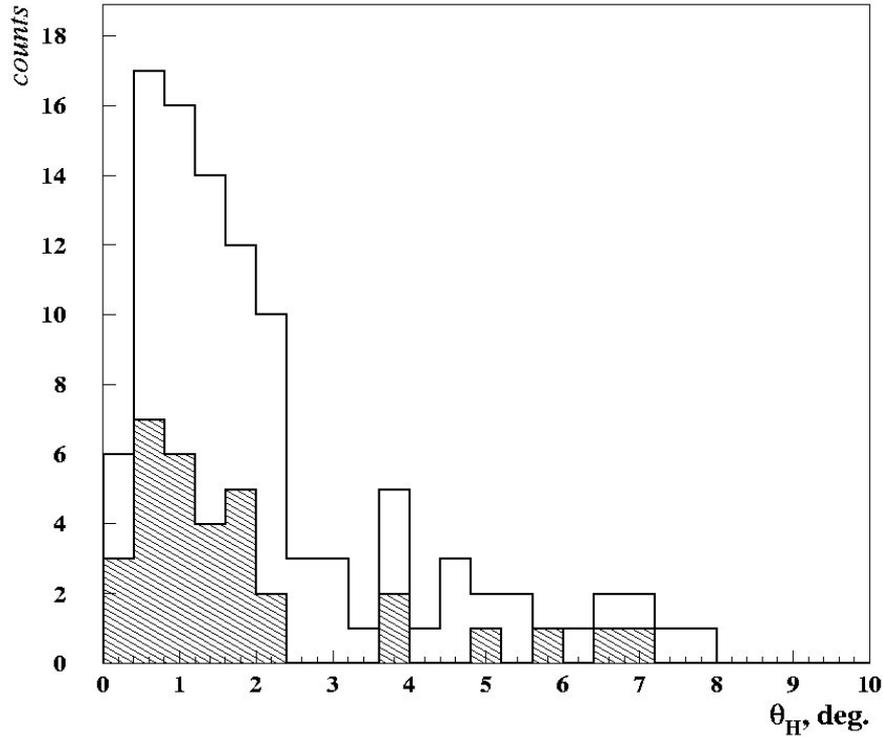


Рис. V.5. Распределения по полярному углу для фрагментов $Z_{fr} = 1$ диссоциации $^{14}N \rightarrow 3He + H$

§V.2. Исследование фрагментации ^{14}N при ускоренном поиске

Для увеличения статистики событий $^{14}N \rightarrow 3He + X$ выполнен ускоренный просмотр - сканирование по полоскам, перпендикулярным направлению пучка. Так было найдено еще 132 события, включая 41 «белую звезду», содержащих три релятивистских фрагмента с зарядом $Z_{fr} = 2$ без рождения мезонов ($n_s = 0$). Фрагменты $Z_{fr} = 2$ и 1 ядра ^{14}N вылетают в пределах узкого переднего конуса, угол раствора которого составил около 4° . На рис. V.5 и 6 для них представлены распределения по полярному углу θ .

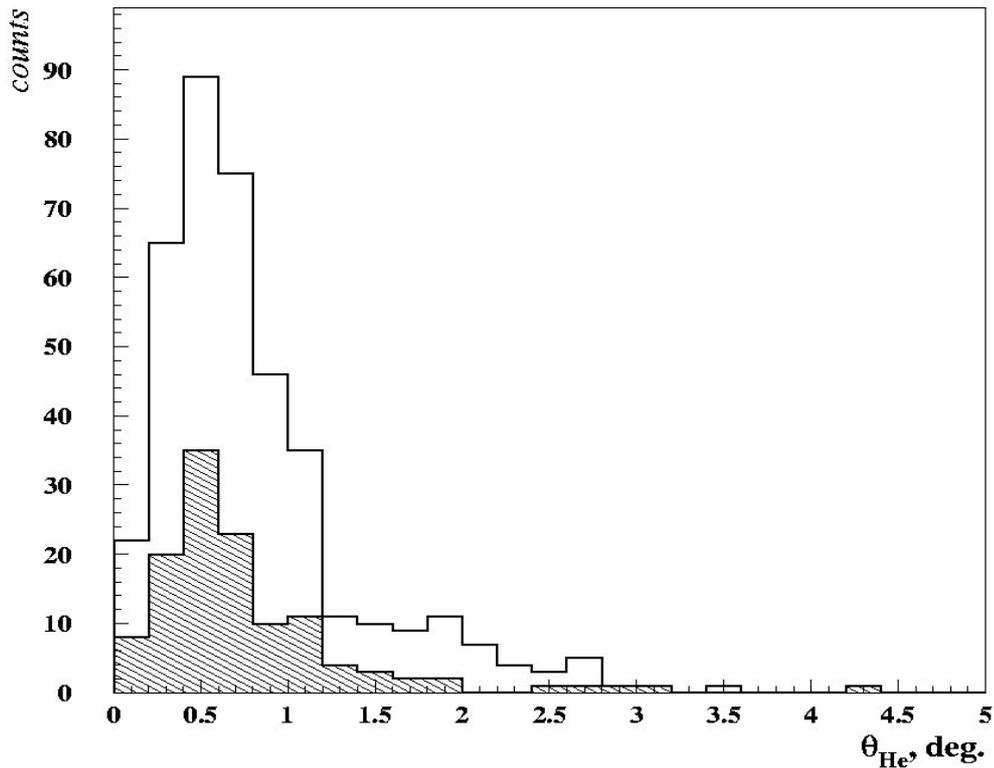


Рис. V.6. Распределение по полярному углу θ_H для фрагментов $Z_{fr} = 2$ диссоциации $^{14}N \rightarrow 3He + H$

На обоих рисунках открытая гистограмма соответствует всем событиям (т. е., с фрагментацией мишени и без); а заштрихованная гистограмма – «белым звездам». Средние величины угла вылета для фрагментов с зарядом $Z_{fr} = 2$ равны $\langle \theta_{He} \rangle_{pf} = (0.82 \pm 0.07)^\circ$ и $\langle \theta_{He} \rangle_{ws} = (0.76 \pm 0.12)^\circ$, соответственно, а для $Z_{fr} = 1$ получены $\langle \theta_H \rangle_{pf} = (2.2 \pm 0.2)^\circ$ и $\langle \theta_H \rangle_{ws} = (1.9 \pm 0.3)^\circ$. Коллимация следов нарастает как при переходе к «белым звездам», так и с ростом массы фрагментов.

На основе угловых измерений и в предположении, что все фрагменты $Z_{fr} = 2$ являются ядрами 4He , можно представить распределения по поперечному импульсу в лабораторной системе P_T (рис. V.7, верхний) и системе трех α -частиц P_T^* (рис. V.7, нижний). Скорректированные значения импульсов P_T^* в системе 3α -частиц получены путем вычитания импульса, получаемого системой при взаимодействии. Средние значения

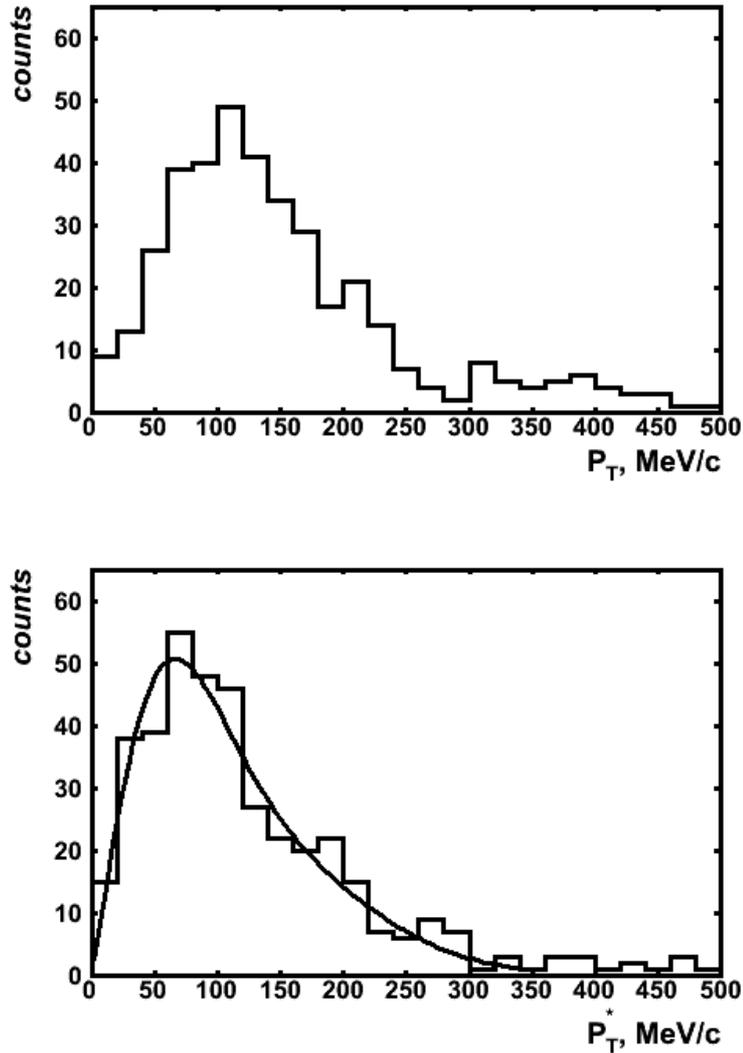


Рис. V.7. Распределение фрагментов Ne из периферических взаимодействий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ по поперечному импульсу в лабораторной системе P_T и в системе покоя системы α -частиц P_T^* ; сплошная линия - сумма двух распределений Рэлея

распределений, равные $\langle P_T \rangle = 151 \text{ МэВ/с}$ и $\langle P_T^* \rangle = 125 \text{ МэВ/с}$, в пределах погрешности оказываются близки значениям для ^{12}C [117] и ^{16}O [122].

О степени согласия полученных экспериментальных результатов с модельным описанием процесса фрагментации можно судить, сравнивая оценки с распределением Рэлея. При описании распределения P_T^* суммой двух функций Рэлея с $\sigma_1(P_T^*) = (57 \pm 8) \text{ МэВ/с}$ и $\sigma_2(P_T^*) = (112 \pm 8) \text{ МэВ/с}$, достигается хорошее согласие с измерениями (рис. V.7, нижний). Подобная

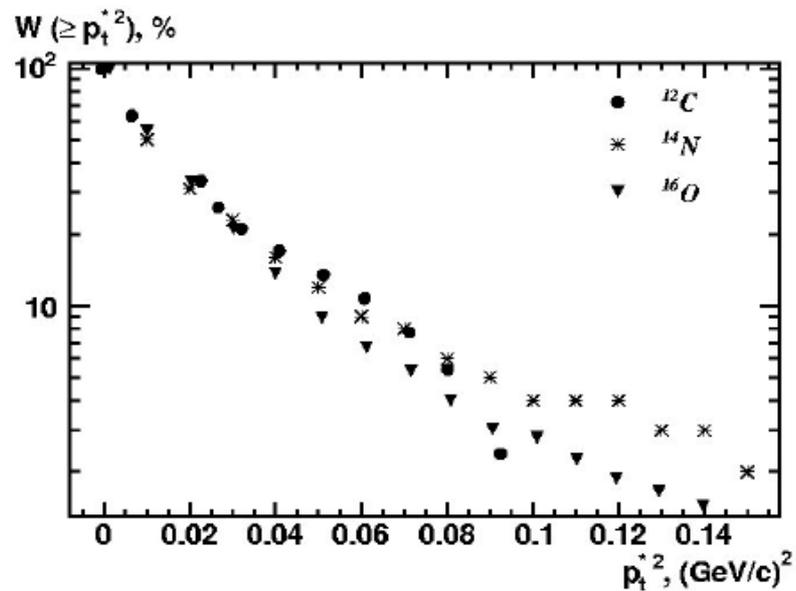
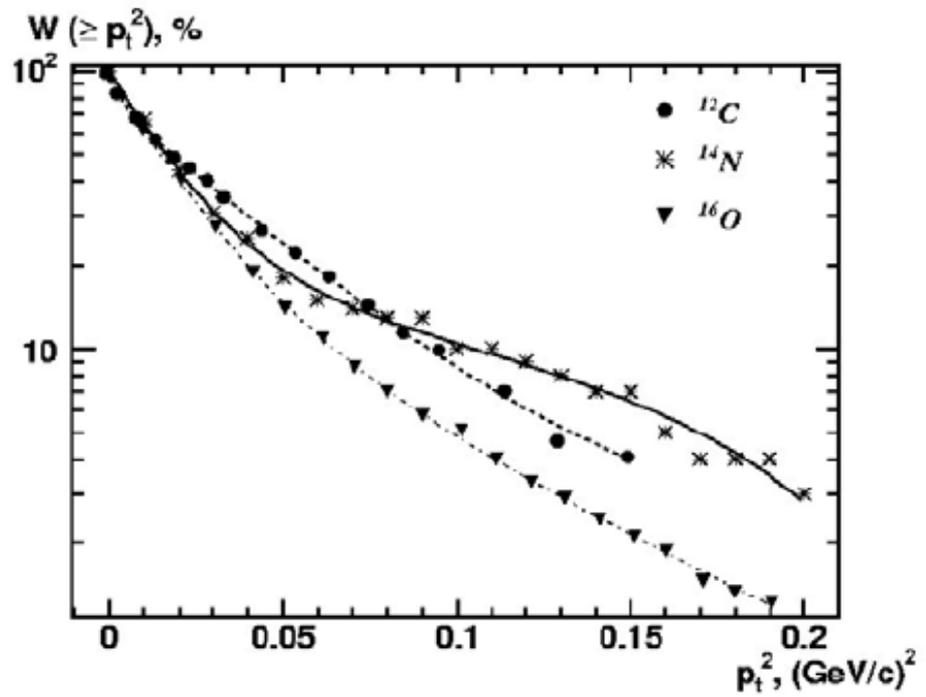


Рис. V.8. Распределение α -частиц из реакций $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$, $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ [117] и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ [122] по P_T^2 и P_T^{*2} ; линии – описание данных суммами двух распределений Релея

ситуация имела место в ряде работ по инклюзивному анализу фрагментации ряда релятивистских ядер, полученных, в том числе, и в уже обсужденных случаях $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (рис. V.8.).

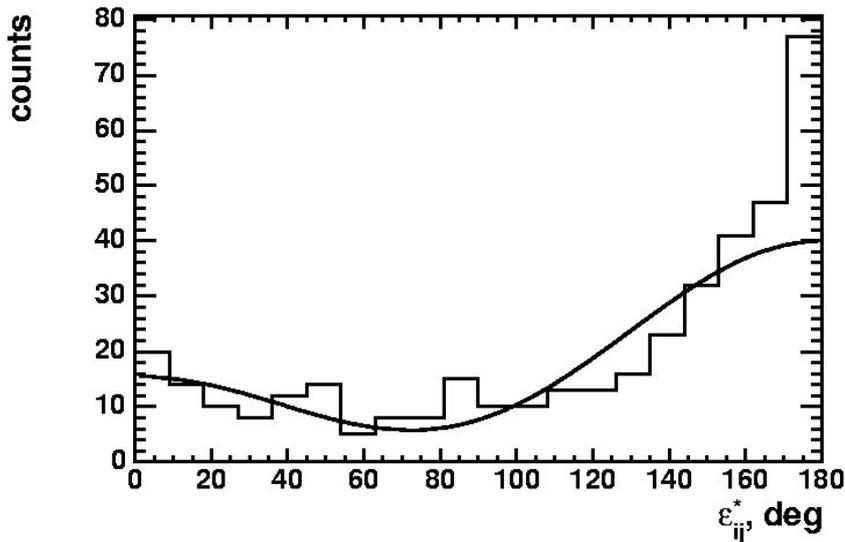


Рис. V.9. Распределение по парному азимутальному углу ε_{ij}^* в системе покоя 3α -частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$; кривая – расчет по модели прямого статистического распада $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ [117]

Ожидаемое значение параметра распределения Рэля для поперечных импульсов, испускаемых из ядра ^{14}N α -частиц, равно $\sigma(p) = 160 \text{ МэВ/с}$; при значении радиуса ядра $R(^{14}\text{N}) = 2.6 \text{ фм}$ это значение $\sigma(p)$ находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением $\langle P_T^* \rangle = 151 \text{ МэВ/с}$.

И в случае ^{14}N причиной возникновения двух функций Рэля при описании распределения по P_T^* , могут быть распады возбужденных состояний 0^+ и 2^+ нестабильного ядра. На этот вклад указывает также асимметрия в распределении по парному азимутальному углу ε_{ij}^* между векторами поперечных импульсов P_T^* пар α -частиц, как и для ядер ^{12}C и ^{16}O . На рис. V.9 представлено распределение по парному азимутальному углу

$$\varepsilon_{ij}^* = \arccos \frac{p_{i1}^* p_{j1}^*}{p_{i2}^* p_{j2}^*} \quad (15)$$

в системе покоя 3α -частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. Распределение по ε_{ij}^* также неудовлетворительно описывается функцией,

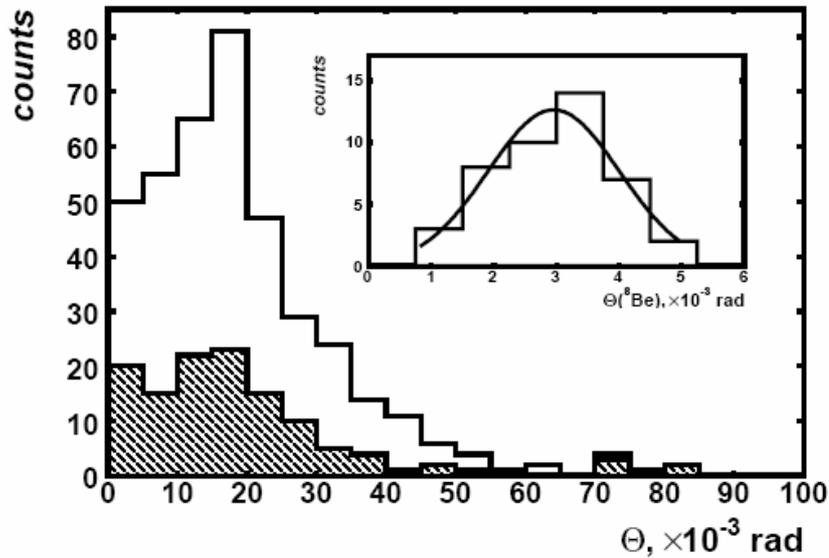


Рис. V.10. Распределение событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + \text{X}$ по величине угла разлета Θ между фрагментами $Z_{fr} = 2$, включая «белые звезды» (заштрихованная гистограмма)

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon^*} = \frac{1}{\pi}(1 + C_1 \cos\varepsilon^* + C_2 \cos 2\varepsilon^*),$$

вытекающей из предположения о прямом статистическом распаде ядра на наблюдаемые α -частицы.

На рис. V.10 приведено распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{X}$ по углу разлета Θ между α -частицами. На вставке приведена часть распределения в интервале между $(0 - 6) \times 10^{-3} \text{ rad}$ со средним значением $\langle \Theta(^8\text{Be}) \rangle = (2.96 \pm 0.18) \times 10^{-3} \text{ rad}$, ожидаемым для распада нестабильного ядра $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в основном состоянии 0^+ . Сплошная линия соответствует аппроксимации функцией Гаусса.

Вклад ^8Be проявляется в распределении событий фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{X}$ по $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц (рис. V.11). Первый пик распределения соответствует значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . Эта часть спектра представлена в увеличенном масштабе на вставке рис. V.11. Видно совпадение центра распределения с энергией распада основного состояния ^8Be . Доля α -частиц,

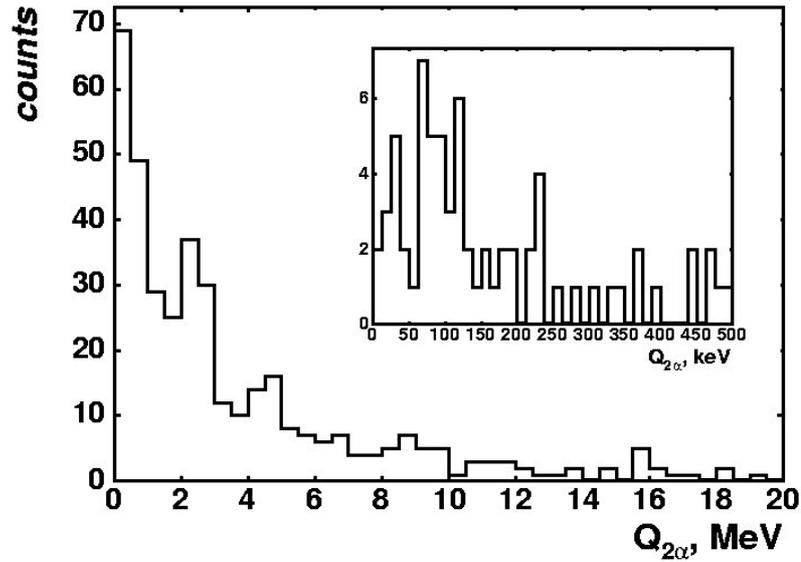


Рис. V.11. Распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$ по $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции; на вставке: часть распределения в интервале между 0 - 500 кэВ

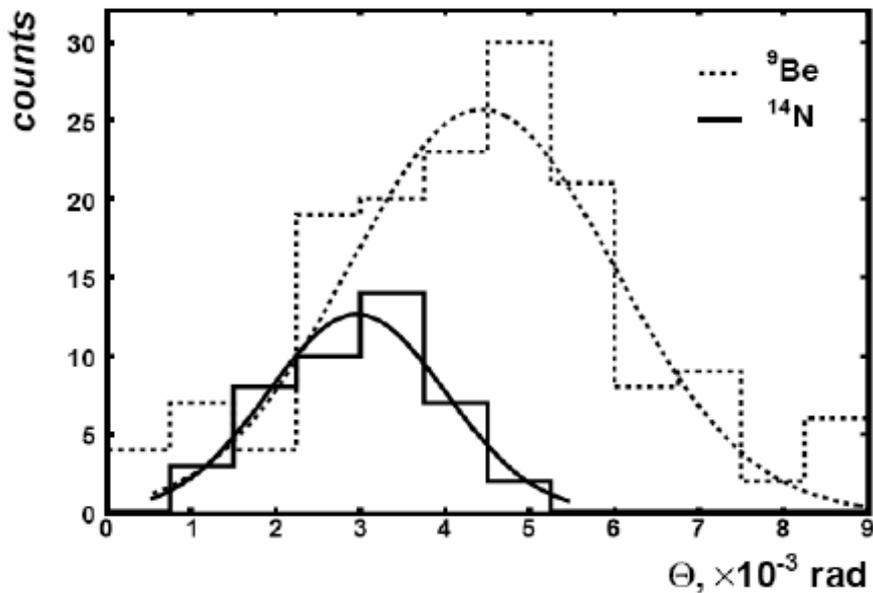


Рис. V.12. Распределения по углам разлета α -частиц Θ для $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}$ (0^+) при начальном импульсе $2A$ ГэВ/с (точки) и $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be}$ (0^+) при $2.86A$ ГэВ/с (сплошная линия); кривые – функции Гаусса

являющихся продуктами распада ^8Be в основном состоянии 0^+ , составляет - $25 \div 30\%$.

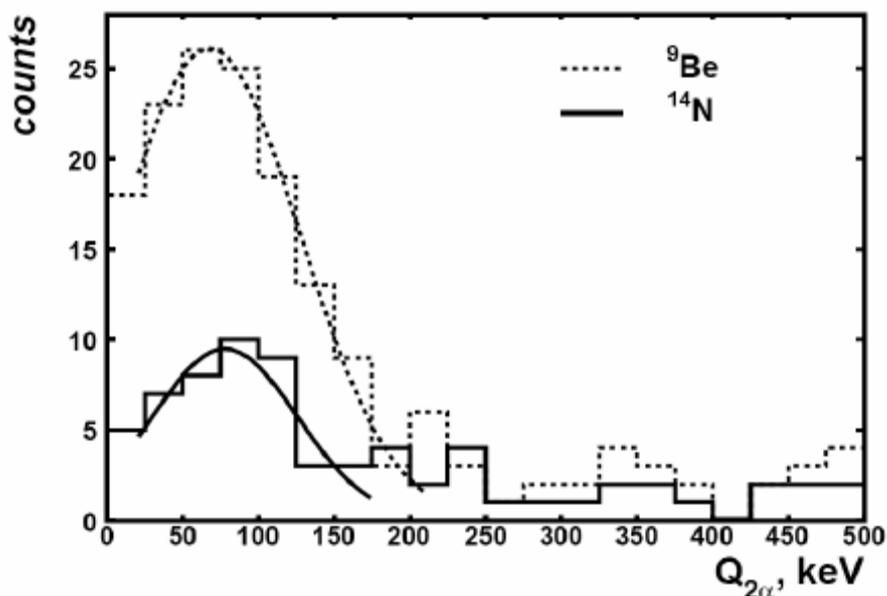


Рис. V.13. Распределения по $Q_{2\alpha}$ для ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} (0^+)$ при начальном импульсе $2A$ ГэВ/с (точки) и ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be} (0^+)$ при $2.86A$ ГэВ/с (сплошная линия); кривые – функции Гаусса

Наблюдение распадов ${}^8\text{Be}$ из основного состояния демонстрирует как прекрасное разрешение угловых измерений в эмульсии, так и удобство инвариантного представления. На рис. V.12 совмещены распределения по углам разлета α -частиц Θ для ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} (0^+)$ при начальном импульсе $2A$ ГэВ/с и ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be} (0^+)$ при $2.86A$ ГэВ/с. Их средние значения заметно различаются - $(4.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ рад и $(3.0 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ рад, что указывает на чувствительность измерений к сжатию конуса распада с ростом импульса. Совмещение при преобразовании к $Q_{2\alpha}$ рис. V.13 указывает на тождественность источника узких α -пар в обоих случаях со средними энергиями распада ${}^8\text{Be} (0^+)$ $Q_{2\alpha} = (68 \pm 14)$ кэВ для ${}^9\text{Be}$ и (78 ± 14) кэВ для ${}^{14}\text{N}$.

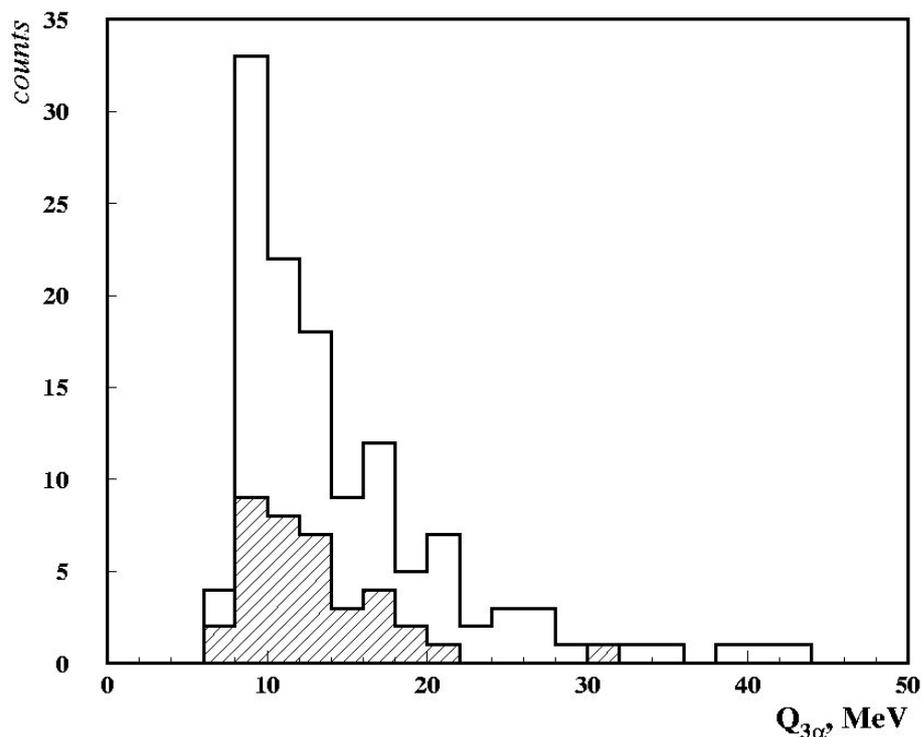


Рис. V.14. Распределение по $Q_{3\alpha}$ троек α -частиц для $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ для всех событий, включая «белые звезды»

Для оценки энергетического масштаба образования 3α -систем в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$, представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения $Q_{3\alpha}$ относительно основного состояния ядра ^{12}C (рис. V.14). Основная часть событий на рис. V.14 сконцентрирована в области $Q_{3\alpha}$ от порога до 14 МэВ , перекрывающей известные α -кластерные уровни ^{12}C . Смягчение условий отбора для событий $3\text{He} + \text{H}$, при котором разрешено образование фрагментов мишени, не ведет к смещению пика 3α -возбуждений. Это обстоятельство указывает на универсальность механизма заселения 3α -состояний. Критерию $Q_{3\alpha} < 20 \text{ МэВ}$ удовлетворяют почти все «белые звезды».

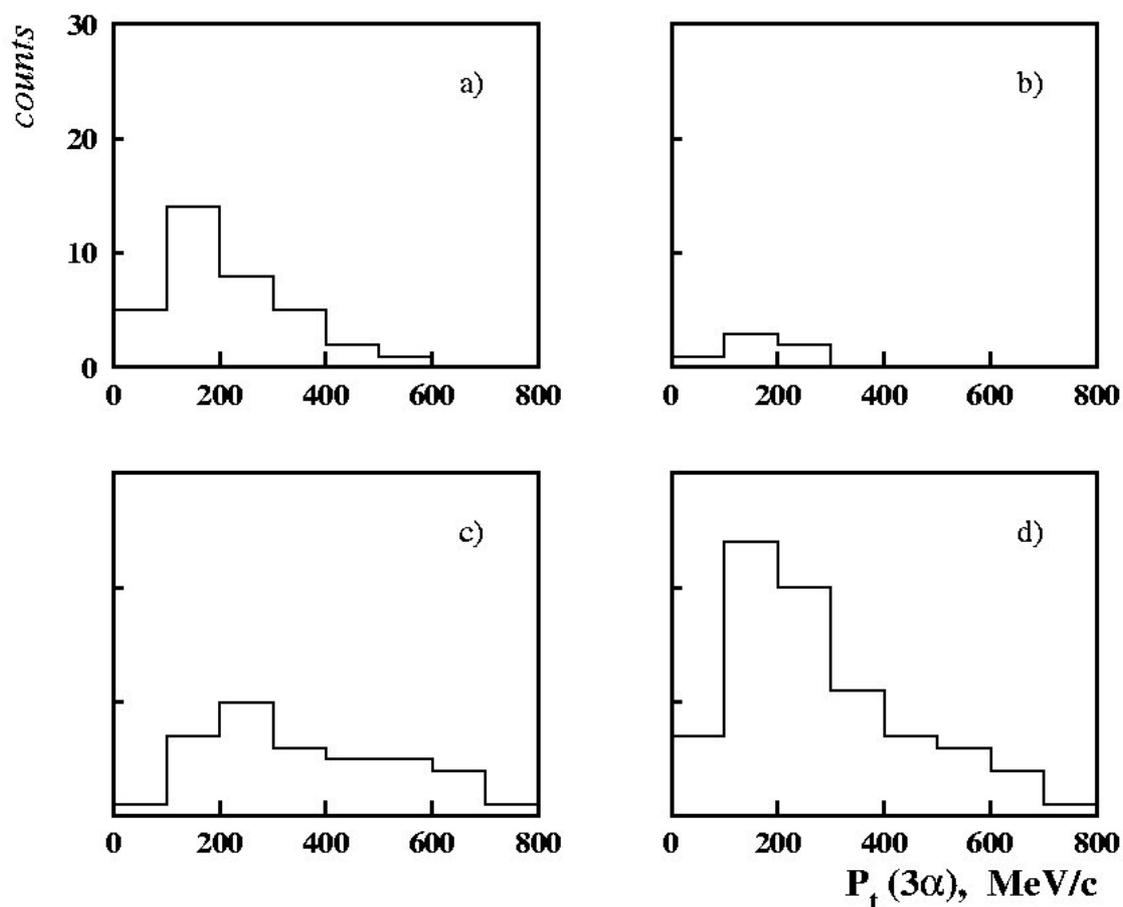


Рис. V.15. Распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$ по суммарному поперечному импульсу 3α -систем $P_T(3\alpha)$: «белые звезды» $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + H$ (a), фрагментации на водороде (b), фрагментация на тяжелых ядрах эмульсии (c), сумма этих распределений (d)

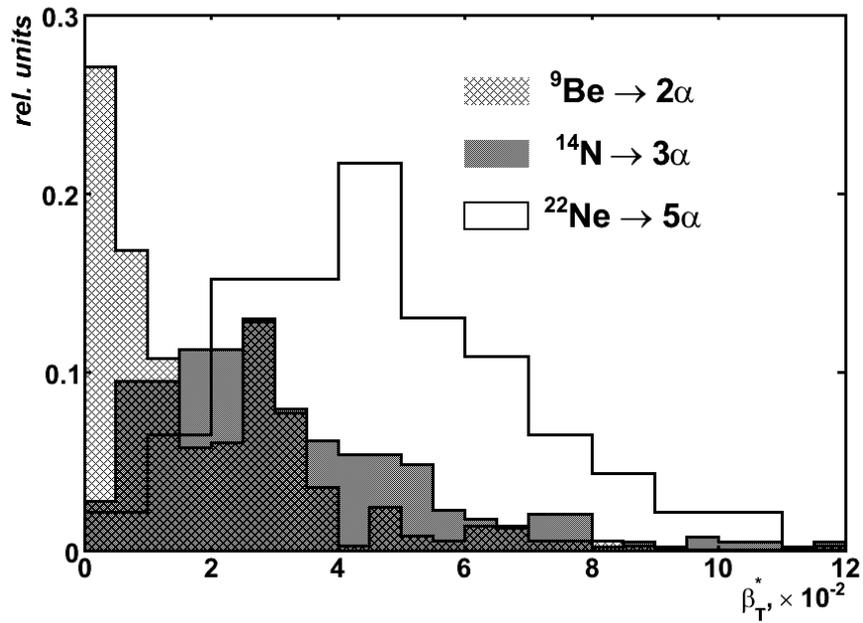


Рис. V.16. Распределение α -частиц по поперечным скоростям β_T^* в с. ц. м. $N\alpha$ -частиц

На рис. V.15 представлено распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X (n_s = 0)$ по суммарному поперечному импульсу 3α -систем частиц $P_T(3\alpha)$. Для 35 «белых звезд» (а) среднее значение равно $\langle P_T(3\alpha) \rangle = 216 \pm 21$ МэВ/с; для фрагментации на водороде (b, $n_g = 1$, 6 событий) - $\langle P_T(3\alpha) \rangle = 167 \pm 28$ МэВ/с. Для событий с образованием фрагментов ядра-мишени распределение смещается в область больших значений (с, 39 событий) - $\langle P_T(3\alpha) \rangle = 360 \pm 29$ МэВ/с. Сумма распределений а, b и с (d, 80 событий) имеет $\langle P_T(3\alpha) \rangle = 282.5 \pm 18.8$ МэВ/с. Таким образом, по суммарному передаваемому импульсу события находятся в области ядерной дифракционной диссоциации, как и во всех ранее обсужденных случаях.

На рис. V.16 продолжено сравнение образования $N\alpha$ -частиц, представленного на рис. IV.9. Как и можно было ожидать, распределение для случая $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha$ занимает промежуточное положение между $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$. По-видимому, такая эволюция распределения отражает изменение кулоновской энергии в возникающей $N\alpha$ -системе.

Оценивая в целом представленные в этом параграфе результаты, отметим их соответствие исследованиям релятивистской фрагментации ядер ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. Они основываются на ключевом и реалистичном предположении о тождественности $Z_{fr} = 2$ ядру ${}^4\text{He}$. Однако в этом отношении физическая реальность неожиданно может оказаться более богатой.

Табл. V. 3 иллюстрирует соотношение «белых звезд» и событий с фрагментами мишени. Доля событий ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + H + X$, сопровождающихся образованием ливневых s -частиц составляет приблизительно 20%. Аналогичные результаты были получены и для ядра ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + X$, для которого доля событий с образованием s -частиц $\approx 22\%$. Однако они в основном соответствуют большим множественностям фрагментации ядер мишени.

Таблица V.3. Распределение 109 периферических событий ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + H + X$ ($n_s = 0$) в интервале $Q_{3\alpha} < 20$ МэВ при малой множественности фрагментов мишени; в скобках указано число событий при $n_s > 0$.

$n_g = 0,$ $n_b = 0$	$n_g = 1,$ $n_b = 0$	$n_g = 0,$ $n_b = 1$
41	6	23
-	-	(6)

§V.3. Полностью идентифицированные и редкие события

Для части исследуемых в работе каналов фрагментации удалось выполнить полную идентификацию фрагментов. Идентификация изотопов водорода и гелия проводилась по результатам измерения величины $p\beta c$ методом многократного кулоновского рассеяния в обычном предположении, что фрагменты ядра-снаряда сохраняют первичный импульс на нуклон. Идентификация зарядов фрагментов с зарядом $Z_{fr} \geq 3$ проводилась комплексным образом. При определении заряда таких фрагментов использовался метод счета δ -электронов. Далее в предположении сохранения

числа нуклонов до и после взаимодействия, фрагменту с зарядом $Z_{fr} \geq 3$ приписывалось недостающее до $A_{fr} = 14$ массовое число. Это предположение соответствует минимальности порога по энергии связи. Далее, обсуждаются структурные особенности каналов фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$, $\text{B} + \text{He}$ и $3\text{He} + \text{H}$ для различных конфигураций изотопов. Дана оценка вероятности процесса неупругой перезарядки ядра ^{14}N .

Согласно представленному выше распределению периферических взаимодействий ядер ^{14}N типа «белая звезда» по зарядовым модам с $\sum Z_{fr} = 7$ реализуются следующие двухтельные каналы с фрагментами $Z_{fr} \geq 3$ $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$, $\text{B} + \text{He}$, $\text{Li} + \text{Be}$. Вероятность моды $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + \text{Be}$ мала: из 61 взаимодействия зарегистрировано только одно событие с развалом на два примерно равных по массе ядра.

Остановимся на более детальном описании двухтельных мод $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$ и $\text{B} + \text{He}$. Полученное распределение по массовому числу $A_{fr} = p\beta c / p_0\beta c$ (где $p\beta c$ - экспериментальное значение, $p_0 = 2.86 \text{ А ГэВ/с}$, $\beta = 0.9$) 11 фрагментов $Z_{fr} = 7$ для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$ указывает на следующее соотношение изотопов $p : d : t = 6 : 4 : 1$. Вероятности каналов диссоциации проявляют тенденцию к снижению по мере возрастания массового порога Q :

$$W(^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^1\text{H}) \approx 55 \%, Q_{Cp} = 8 \text{ МэВ};$$

$$W(^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^2\text{H}) \approx 35 \%, Q_{Cd} = 11 \text{ МэВ};$$

$$W(^{14}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{C} + ^3\text{H}) \approx 10 \%, Q_{Ct} = 23 \text{ МэВ}.$$

Среднее значение величины суммарного переданного системе поперечного импульса не зависит от изотопного состава фрагментов $\text{C} + \text{H}$ и приблизительно равно $160 \pm 20 \text{ МэВ/с}$.

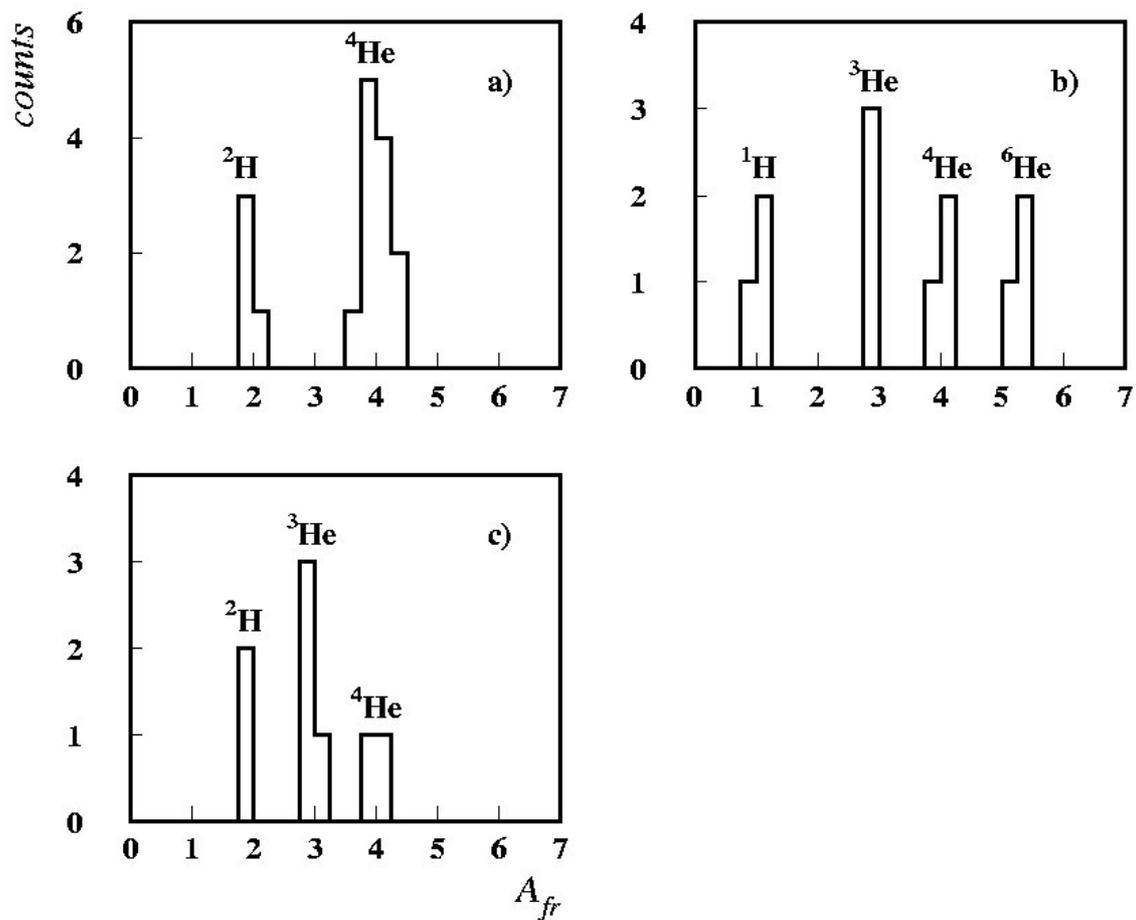


Рис. V.17. Распределение по массовому числу A_{fr} однозарядных и двухзарядных фрагментов для каналов фрагментации ядер ^{14}N : $3^4\text{He} + ^2\text{H}$ (a), $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + ^1\text{H}$ (b), $^4\text{He} + 2^3\text{He} + ^2\text{H}$ (c)

Для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow B + \text{He}$ произведена идентификация фрагментов $Z_{fr} = 2$ методом многократного кулоновского рассеяния. Все фрагменты $Z_{fr} = 2$ из $^{14}\text{N} \rightarrow B + \text{He}$ оказались ^4He . Для данной группы событий произведен анализ угловых и импульсных характеристик образующихся фрагментов. Ожидаемой особенностью данной двухтельной

моды является указание на возрастающую корреляцию по азимутальному углу разлета фрагментов ε_{BHe} при уменьшении суммарного переданного системе фрагментов $^{10}B + ^4He$ поперечного импульса.

Для 9 «белых звезд» $^{14}N \rightarrow 3He + H$ удалось выполнить полную идентификацию A_{fr} всех 36 фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1$ и 2. Результат с разделением на каналы (а, b и с) представлен на рис. V.16. Распределения, представленные на рис. V.17, демонстрируют надежность при разделении многообразных конфигураций изотопов водорода и гелия. Таким образом, 4 события определены как $3^4He + ^2H$, $Q \approx 18$ МэВ (а), 3 события - $^6He + ^4He + ^3He + p$, $Q \approx 39$ МэВ (b); 2 события - $^4He + 2^3He + ^2H$, $Q \approx 59$ МэВ (рис. III.3 с). Для протекания последнего из перечисленных процессов необходимо разрушение двух α -кластеров и эмиссия пары нейтронов.

Полнота идентификации позволяет оценить средний поперечный импульс, переданный системе фрагментов. Величина суммарного переданного системе импульса в случае $\langle P_T(^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + ^1\text{H}) \rangle = (431 \pm 43) \text{ МэВ/с}$. Эту величину можно сравнить с меньшим значением для наиболее вероятного канала $\langle P_T(^3\text{He} + ^2\text{H}) \rangle = (182 \pm 90) \text{ МэВ/с}$. Даже на столь малой статистике отчетливо видна тенденция увеличения суммарного переданного системе импульса в случае разрушения одного из α -кластеров.

Несмотря на невозможность систематического представления данных по каналам фрагментации с полной идентификацией релятивистских фрагментов, стоит отметить интенсивное образование среди «белых звезд» $A_{pr} = \sum A_{fr}$ необычных состояний, связанных с виртуальной перегруппировкой нуклонов высоко над порогами 3α -частичных связей. Этот факт выглядит определенным противоречием с простым предположением о доминировании ^3He , а ядро ^{14}N предстает еще более нетривиальной квантовой системой. Эффект лидирования множественной фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ несомненно заслуживает теоретического объяснения с учетом и этого обстоятельства. Он также указывает на важную роль возникновения нетривиальных конфигураций, которые могут быть проверены в экспериментах качественно более богатых в отношении идентификации и статистики, чем наш эмульсионный.

§V.4. Резюме

Впервые изучена детальная картина релятивистской диссоциации ядер ^{14}N в ядерной фотографической эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ. Уникальные возможности эмульсионного метода позволили систематически изучить зарядовую топологию, угловые распределения и изотопический

состав релятивистских фрагментов ядер ^{14}N как в наиболее периферических взаимодействиях («белых звездах»), так и в событиях с образованием фрагментов ядер мишени и мезонов.

Установлено, что множественный канал диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ лидирует в распределении по зарядовой топологии фрагментов. Он дает вклад примерно 50%, как для «белых» звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени и мезонов. Таким образом, ядро ^{14}N оказывается наиболее эффективным источником образования 3α -частичных систем.

Получена значительная статистика для канала диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$, позволившая оценить по угловым измерениям энергетический масштаб образующихся в периферической фрагментации 3α -частичных систем. Установлено, что 80% взаимодействий соответствуют кластерным возбуждениям ядра ^{12}C с энергиями от порога диссоциации до 14 МэВ.

Выполнена оценка образования ядра ^8Be для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Из анализа угловых корреляций следует, что ядро ^{14}N с вероятностью не менее 20% фрагментируют через образование промежуточного состояния $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

Установлено заметное снижение доли дейтронов по отношению к протонам в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по сравнению с ранее изученными случаями релятивистской фрагментации более легких ядер.

Впервые изучены спектры по суммарному поперечному импульсу α -фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$. Среднее значение величины суммарного переданного системе из 3α -частиц поперечного импульса для «белых звезд» существенно меньше, чем для полупериферических взаимодействий, сопровождающихся образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени.

Впервые для ядра ^{14}N были идентифицированы процессы релятивистской диссоциации $^{11}\text{C} + ^3\text{H}$, $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + p$, $^4\text{He} + 2\ ^3\text{He} + d$,

для которых характерны глубокая перегруппировка α -частичной структуры этого ядра и преодоление высоких энергетических порогов. Кроме того, обнаружены процессы неупругой перезарядки $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$.

Глава VI. Диссоциация релятивистских ядер 8B

§VI.1. Электромагнитные взаимодействия релятивистских ядер

Метод ядерной эмульсии демонстрирует особые преимущества для изучения когерентной диссоциации нейтронодефицитных ядер, обеспечивает наибольшую полноту наблюдения. Данная глава посвящена изучению фрагментации ядер 8B с энергией $1.2A$ ГэВ [114,152,153]. Ядро 8B впервые исследуется методом ядерной эмульсии, что позволяет получить информацию как о канале диссоциации ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$, так о диссоциации на легчайшие ядра He и H . Микрофотографии таких событий представлены на рис. VI.1 и 2.

Несмотря на полвека, прошедшего со времени идентификации образования и распада ядра 8B , и на последующие исследования реакции ${}^7Be + p$ по проблеме солнечных нейтрино, сохраняется интерес к более глубокому пониманию структурных особенностей этого ядра [154-159]. Например, в инклюзивных экспериментах на спектрометре FRS (ГСИ, Дармштадт) по фрагментации ядер ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ при энергии $1200A$ МэВ проявились весьма узкие распределения по продольному импульсу и большое сечение срыва протона [158,159]. Теоретический анализ вклада различных механизмов в сечение реакции ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ был выполнен в работе [156], содержащей предсказания хода сечения в зависимости от энергии ядра 8B вплоть до $\approx 2A$ ГэВ. В работе [156] представлено соотношение кулоновской ядерной диссоциации и реакции срыва (стриппинга) для случая мишени Pb . Все эти механизмы имеют максимальную величину сечения при прицельном параметре $b_{min} \approx 10$ Ферми, т. е. при сближении ядер без перекрытия плотностей.

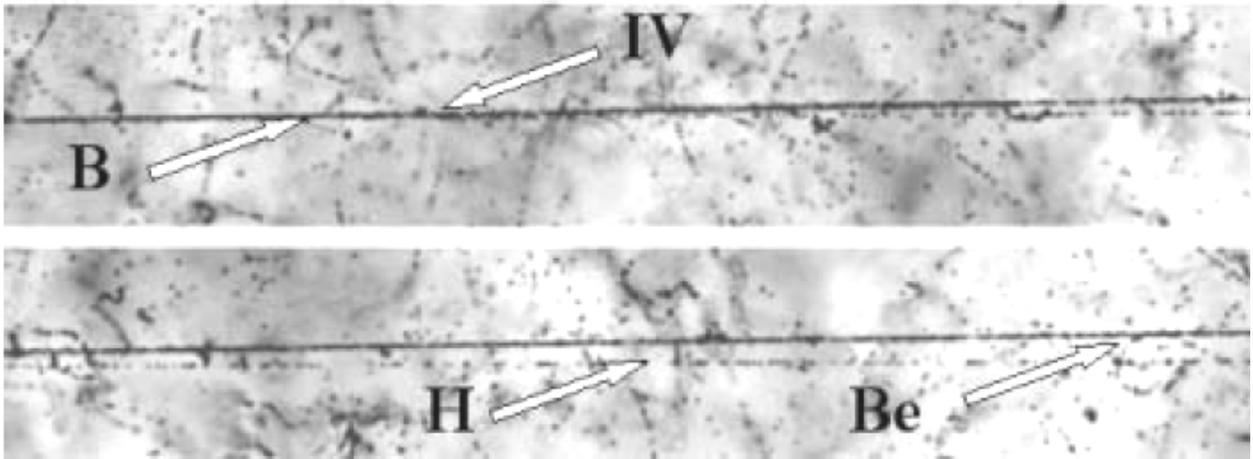


Рис VI.1. Диссоциация ядра ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ с энергией $1.2A$ ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент *Be* и фрагмент *H*.

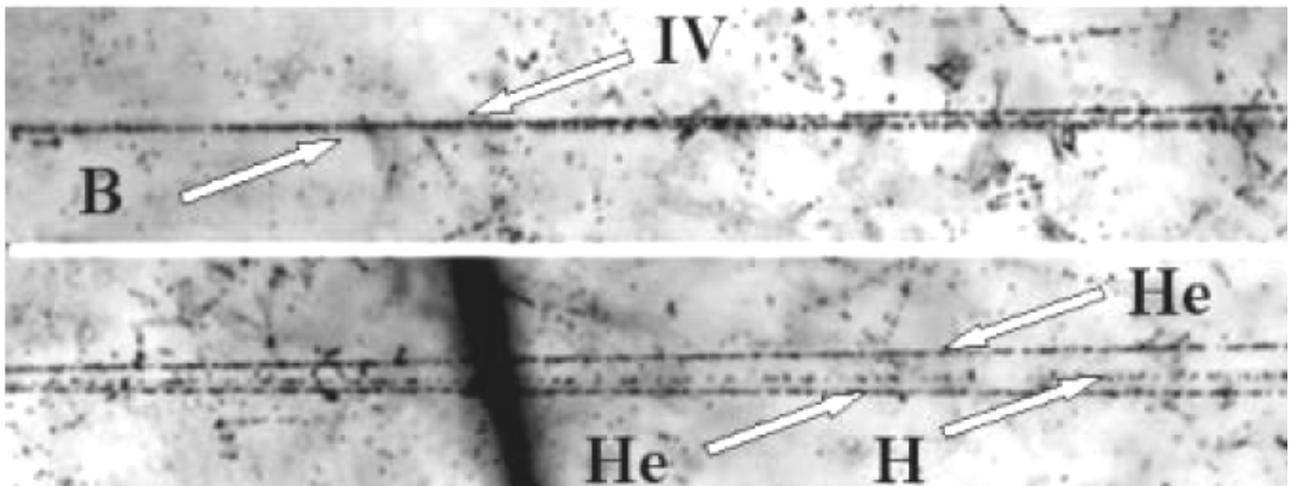


Рис. VI.2. Диссоциация ядра ${}^8B \rightarrow 2He + H$ с энергией $1.2A$ ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить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

Предполагается, что основное состояние ядра 8B остается единственным кандидатом в гало с одним протоном. Оно играет роль «лаборатории» для изучения протонного гало окружающего кор в виде ядра 7Be . Однако, образование развитого протонного распределения в 8B подавляется кулоновским и центробежным барьерами для углового момента $l = 1$ валентного протона. Остается противоречивой интерпретация структуры 8B в терминах протонного гало, и сохраняют интерес дальнейшие исследования с большей определенностью в протекании реакции. В ряде экспериментов изучалось образование ядра 7Be при взаимодействии ядра 8B с ядрами мишени в широком интервале масс.

Число работ, в которых регистрировалось не только ядро 7Be , но и протон, весьма ограничено. За счет невысокой энергии ($250A$ МэВ) и достаточно большого угла разлета между фрагментами удалось изучить фоторасщепление ядра 8B по каналу ${}^7Be + p$ [154] на ядре Pb , что позволило изучить поведение астрофизического S -фактора. Другие каналы в этих экспериментах остались недоступными для наблюдения из-за экспериментальных ограничений.

Вызывает интерес изучение свойств основного и более высоковозбужденных состояний 8B (свыше 1.7 МэВ) как трехцентровых систем из малонуклонных кластеров ${}^{1,2}H$, ${}^{3,4}He$ и 6Li . Возможно, что изучение трехкластерных особенностей структуры этого ядра позволит дополнить сценарий его синтеза трехтелным слиянием ${}^3He + {}^2H + {}^3He$. Указанные кластерные конфигурации должны проявляться при эксклюзивном наблюдении каналов диссоциации при минимальных возбуждениях вблизи соответствующих порогов.

В целом, периферические ядерные реакции сложны из-за действия различных механизмов, которые включают в себя электромагнитные и ядерные дифракционные взаимодействия, а также реакции срыва нуклонов (стриппинг). В наиболее периферических соударениях ядра взаимодействуют

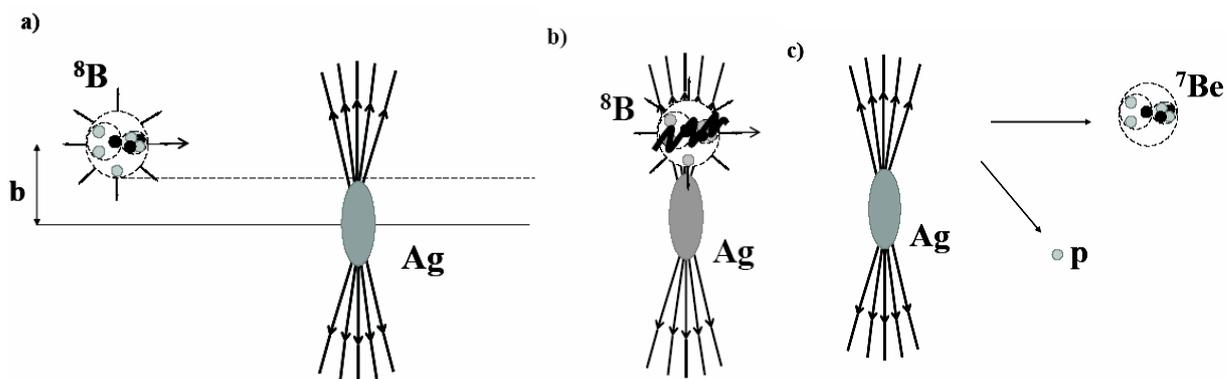


Рис. VI.3. Схема электромагнитного процесса диссоциации релятивистского ядра 8B в поле тяжелого ядра: сближение ядер с прицельным параметром b (a), поглощение ядром 8B квазиреального фотона (b), диссоциация на пару фрагментов $p + {}^7Be$.

между собой через зависящие от времени электромагнитные поля [14,15], что позволяет изучать взаимодействия ядер с квазиреальными фотонами мишени или даже их когерентными группами (многофотонные процессы). Интенсивность спектров эквивалентных фотонов увеличивается с ростом энергии пучка и заряда ядра мишени. Кулоновским взаимодействием могут возбуждаться все более высоколежащие состояния, что ведет к новым каналам диссоциации ядер в дополнение к возбуждениям с сохранением связи нуклонов. В случае радиоактивных ядер исследование их во вторичных пучках на мишенях тяжелых ядер является единственно возможным.

Благодаря рекордно малой энергии связи внешнего протона (всего 138 кэВ), ядро 8B является наиболее чувствительным к вкладу электромагнитного взаимодействия с ядром мишени (рис. VI.3). В сильных полях тяжелых ядер могут происходить развалы ускоренного ядра 8B на легчайшие ядра He и H . Процесс кулоновской диссоциации является особенно простым и в то же время ценным механизмом, так как возмущение, вносимое полем ядра-мишени, известно достаточно точно. Заслуживают обсуждения особенности, связанные с его экспериментальным применением.

По-существу, 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. Уже в тех давних экспериментах обнаружилось отличие от кулоновской зависимости сечения при рассеянии на ядрах водорода, на расстояниях, которые авторы [160] 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 еще 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 энергий.

В течение достаточно длительного времени электромагнитные процессы в соударениях нерелятивистских ядер были предметом значительного теоретического, а также экспериментального интереса. 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

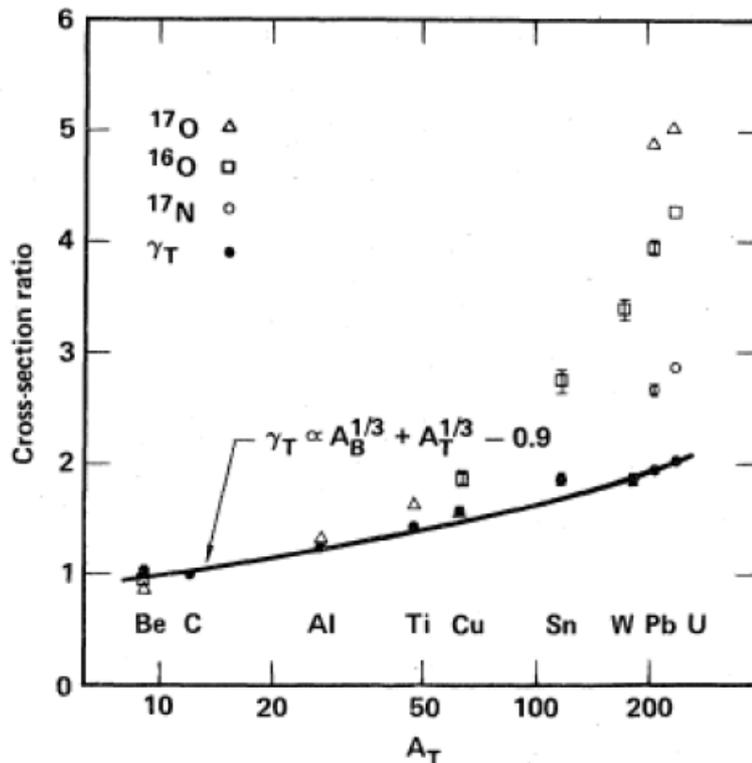


Рис. VI.4. Сечения фрагментации ядра ^{18}O с отделением одного или двух нуклонов; кривой указан ход зависимости неупругого сечения геометрического типа

вращательных и колебательных степеней свободы в тяжелых ядрах методом кулоновского возбуждения [161,162].

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 вкладу виртуальных фотонов, нарастающему с увеличением энергии налетающих ядер.

Ускорение в 70-х годах легких ядер до релятивистских энергий в Беркли позволило систематически исследовать взаимодействия ядер ^{12}C и ^{16}O при энергиях $1.05A$ и $2.1A$ 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 [163]. 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 , который ожидался пропорциональным 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 сечениям фотон-ядерных взаимодействий.

Другой эксперимент в Беркли [164], который также имел принципиальное значение, был выполнен на пучке редкого изотопа ^{18}O с энергией $1.7A$ ГэВ. В работе получены сечения фрагментации ядра ^{18}O с отделением одного или двух нуклонов (γ, n) и ($\gamma, 2n$) во взаимодействиях на ядрах от Be до U (рис. VI.4). Несмотря на высокий порог отделения нуклонов, превышающий 12 МэВ, был обнаружен рост сечений, соответствующий кулоновскому типу Z^2 . В этих исследованиях выявилась невозможность одновременного детектирования отделяющихся нуклонов с главным фрагментом, а также более вероятных каналов с более низким порогом (например, $^{18}\text{O}(\gamma, \alpha)^{14}\text{C}$ с порогом около 6 МэВ). 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 вполне очевидным образом. Отмечается, что одновременное получение информации обо всех каналах фотонных реакций является уникальной особенностью этого метода

изучения 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 FAIR (Германия), RIA (США), RIKEN (Япония). На период до создания коллайдеров электронов и радиоактивных ядер видны перспективы для экспериментального изучения этим методом ядер, удаленных от долины стабильности, методом кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах.

Особый интерес представляют исследования экзотических ядер на ускорителях с радиоактивными пучками с энергией *несколько МэВ* или *десятков МэВ 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 многократно сильнее, чем поле электрона, оно может служить даже более удобным электромагнитным пробником. Кроме того, на нем можно изучать эффекты высоких порядков, недостижимые с пучками электронов.

Исследования структурных свойств ядер при высоких энергиях представляют интерес как по чисто экспериментальным причинам, так и из-за увеличения интенсивности спектров эквивалентных фотонов. Особенностью релятивистского соударения является то, что оно может вести к кулоновской диссоциации в добавление к кулоновскому возбуждению с сохранением связи частиц.

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 резерфордовскую траекторию прямой линией (рис. VI.3). При соударениях выше кулоновского барьера между ядрами действуют и сильные взаимодействия ядер, которые при самых малых углах рассеяния могут стать незначительными. Хотя и тогда 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.

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.

Итак, 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 идеи, содержащиеся в этом теоретическом методе, важные 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 этот выбор - 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 обзорам [14,15], которые в данной 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 $1A$ ГэВ.

В приближении эквивалентных фотонов сечение электромагнитного процесса записывается как

$$\sigma = \int \frac{dw}{w} n(w) \sigma_{\gamma}(w) \quad (16),$$

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

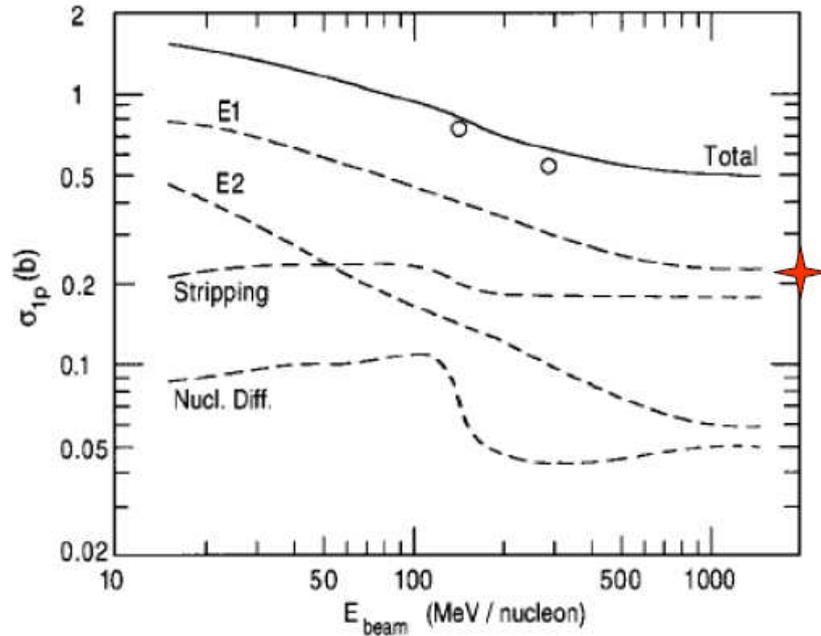


Рис. VI.5. Сечение удаления протона (сплошная кривая) для ядра 8B на мишени Pb в зависимости от энергии пучка; штриховые кривые указывают вклады стриппинга, дифракционной диссоциации и кулоновской диссоциации $E1$ и $E2$; звездой указан результат данной работы [156]

$$n(w) = \frac{2}{\pi} Z^2 \alpha \ln \frac{\gamma w}{wR},$$

где за R 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 $\tau_{ex} = h/\Delta E$, где $\Delta E = h\omega$ 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 $\tau_{ex} = 1/\omega$, т. е. $\xi \ll 1$. Случайное

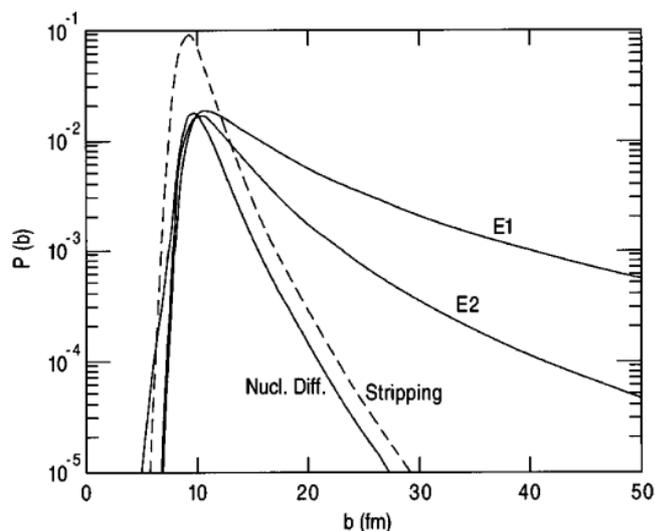


Рис. VI.6. Зависимость от прицельного параметра различных компонент развала ядер 8B ; штриховая кривая - вклад стриппинга; сплошные линии в порядке возрастания – вклады ядерной дифракции и кулоновской диссоциации $E1$ и $E2$ [156]

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 $1A$ ГэВ. Для каналов, соответствующих энергии связи нуклонных кластеров в 8B выше 2 МэВ, соответствует 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 [156], в котором ядро 8B рассматривалось в 2-тельной модели – протон, связанный 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 $\approx 2A$ ГэВ (рис. VI.5).

Опишем соотношение кулоновской ядерной диссоциации и реакции стриппинга для случая мишени Pb (рис. IV.6). 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 падает с ростом b . С той же скоростью с ростом b падает и ядерная дифракция. При прицельном параметре $b = 12 - 15$ Ферми кулоновская диссоциация становится доминирующим процессом. Интегральные значения сечений при $1.2A$ ГэВ равны 210 мб (кулоновское взаимодействие), 190 мб (стриппинг) и 50 мб (ядерная дифракция). В эмульсионном эксперименте реакции стриппинга наблюдаются с высокой эффективностью. Протоны из состава ядер 8B при взаимодействии с мишенью порождают вторичные фрагменты и мезоны или сильно отклоняются, что может быть использовано для исключения вклада стриппинга.

Используем приведенные данные для оценки сечений процесса электромагнитной и дифракционной диссоциации на ядрах эмульсии. В случае диссоциации на ядрах Ag кулоновское сечение уменьшится до 70 и 40 мбн, соответственно. В предположении зависимости $A_t^{1/3}$ сечение ядерной дифракции уменьшится только до 40 и 36 мбн. Эти механизмы взаимодействия на ядре серебра становятся конкурирующими, а, значит, трудноразделимыми. Однако использование ядер серебра в качестве электромагнитной мишени определяется самим выбором эмульсионной методики. Отделение вклада ядерной дифракции становится весьма важным. В случае кулоновской диссоциации развал происходит не на массивном ядре, а на почти безмассовом фотоне, и струя фрагментов должна получать минимальную отдачу.

Для всех процессов когерентной диссоциации, рассмотренных в предыдущих главах, средние значения P_T превышали 100 МэВ/с, соответствуя границе ядерной дифракции. Мягким условием, существенным

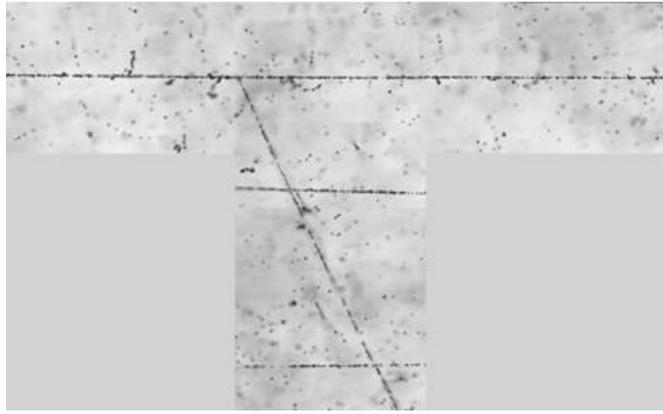


Рис. VI.7. Фрагментация ядра ^{10}B с энергией 1.2A ГэВ на ядре ^1H эмульсии; след ядра B почти не изменяет направления после точки взаимодействия; след протона отдачи имеет большой угол вылета; процесс идентифицирован как $^{10}\text{B} + p \rightarrow ^8\text{B} + 2n + p$

для выделения взаимодействий электромагнитной природы, становится предельно малая величина суммарного поперечного импульса P_T , передаваемого фрагментируемой системе $P_T < 150 \text{ МэВ}/c$

Практическая цель настоящего этапа исследования состояла в изучении характеристик «белых звезд» $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$, в особенности, образующихся с минимальной передачей полного импульса релятивистским фрагментам. Именно они могли бы быть связаны с электромагнитной диссоциацией ядер ^8B . Представляет интерес оценить перспективы исследования сильновозбужденных состояний ядра ^8B как трехцентровых систем из кластеров $^{1,2}\text{H}$, $^{3,4}\text{He}$ и ^6Li методом релятивистской диссоциации.

§VI.2. Облучение в пучке ядер ^8B и зарядовый состав фрагментов

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Поэтому на нуклотроне ОИЯИ для формирования пучка ядер ^8B был использован процесс фрагментации первичного пучка ^{10}B с энергией 1.2A ГэВ на мишени из полиэтилена. Такие процессы наблюдались

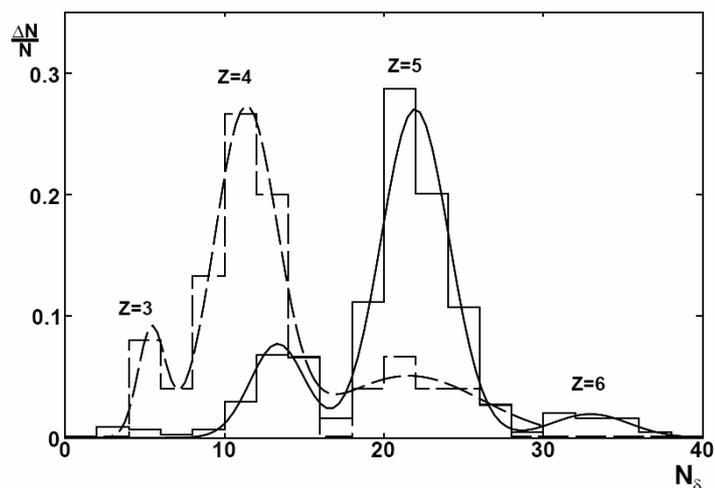


Рис. VI.8. Распределения по числу δ -электронов на 1 мм длины следов пучковых частиц, вызвавших изучаемые взаимодействия (440 событий, сплошная гистограмма), и релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$ (75 событий, штриховая гистограмма); кривые – аппроксимация суммой функций Гаусса

в нашем исследовании взаимодействий ^{10}B в эмульсии. В качестве примера на рис. VI.7 приведена микрофотография события фрагментации первичного ядра ^{10}B в ядро с зарядом 5, сопровождающееся следом протона отдачи. Поскольку, с одной стороны, изотоп 9B в связанном состоянии не существует, с другой стороны, необходимо компенсировать поперечный импульс протона отдачи, то наиболее вероятная интерпретация данного события заставляет предположить вылет двух нейтронов из ^{10}B и образование 8B . Отсутствие изотопа 9B среди релятивистских фрагментов оказывается полезным при отделении пучка 8B от ^{10}B по магнитной жесткости (разница около 20 %). Используемый для облучения пучковый канал на нуклотроне ОИЯИ имеет подходящий импульсный аксептанс – около 2 – 3 %.

Это предположение подтвердилось при настройке канала на сепарацию 9B – ядра бора в канале практически исчезали, а при настройке на ^{10}B и 8B – возникали. При анализе облученных эмульсий дополнительным подтверждением явилось отсутствие «белых» звезд с топологией релятивистских фрагментов $H + He$ и $He + Li$ от возможной примеси ядер 6Li и ^{10}B . Вклад от близких по магнитной жесткости ядер 7Be в формируемом

Таблица VI.1. Распределение по зарядовой топологии взаимодействий периферического типа N_{pf} с рожденных ядрами $Z_{pr} = 5$

$\sum Z_{fr}$	N_z					N_{ws}	N_{jf}
	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

пучке 8B (разница около 10 %), определенный по сцинтилляционному монитору, составил менее 10 % и был исключен по зарядовой топологии фрагментов при анализе взаимодействий в эмульсии. Наиболее интенсивный фон следов пучка, представленный ядрами 3He , отбрасывался при визуальном сканировании эмульсии.

На всех следах пучковых ядер, вызывавших периферические взаимодействия с $\sum Z_{fr} > 2$, были выполнены измерения зарядов Z_{pr} методом счета δ -электронов N_δ . Результаты определения зарядов на следах пучковых частиц, иллюстрирующие точность данного метода, приведены на рис. VI.8. Среднее значение $\langle N_\delta \rangle$ имеет квадратичную зависимость от заряда ядра Z_{pr}^2 .

Таблица VI.2. Распределение событий диссоциации 8B по зарядовым модам $\sum Z_{fr} = 5$ при различном сопровождении фрагментами мишени

n_g	0	1	0	0	0	0	0
n_b	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 распределении наблюдается достаточно отчетливое разделение ядер по зарядам, что позволяет получить соотношение в пучке ядер Li , Be , B и C , равное $0.01 / 0.19 / 0.76 / 0.04$. Эти результаты совпадают с данными со сцинтилляционного монитора пучка. Тем же методом было получено распределение зарядов 75 вторичных фрагментов Z_{fr} (рис. VI.9). Наблюдается ожидаемое изменение распределения.

В эмульсии, облученной пучком описанного состава, было найдено 1070 взаимодействий ядер с зарядами $Z_{pr} \geq 3$ на общей длине следов $L = 144$ м. Средний пробег составил $\lambda = 13.5 \pm 0.4$ см, что соответствует ожидаемому по данным для ближайших кластерных ядер. Затем были отобраны 434 звезды периферической фрагментации N_{pf} , в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до 8° удовлетворяет условию $\sum Z_{fr} > 2$. Статистика N_{pf} была разделена на две группы: события, сопровождающиеся фрагментами ядра-мишени или (и) рожденными мезонами N_{mf} и «белые звезды» N_{ws} . Сравнение этих групп позволяет отчетливее выявить особенности образования «белых звезд».

Среди событий периферической фрагментации 320 взаимодействий имеют заряд первичного ядра $Z_{pr} = 5$ и суммарный заряд частиц, вылетающих внутри конуса фрагментации 8° - $\sum Z_{fr} > 2$. Для этих событий распределение по конфигурациям из числа фрагментов N_z с зарядами Z_{fr} представлено в табл. VI.1. Основной вклад дают события с $\sum Z_{fr} = 5$. Главное отличие в статистике событий N_{mf} и N_{ws} для этой группы проявляется в двухчастичном

канале $\sum Z_{fr} = 4 + 1$, который интерпретируется как ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. Его доля резко возрастает для «белых звезд» – с 13 % среди N_{tf} до 48 % для N_{ws} , что может быть связано с диссоциацией ядра 8B по каналу с наиболее низким порогом.

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

Статистика из 87 событий группы N_{tf} с $Z_{pr} = 5$ и $\sum Z_{fr} = 4$ (табл. VI.1) позволяет оценить соотношение реакции срыва протона ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ и каналов с большей множественностью. Данная реакция детально исследовалась с использованием измерения импульсных спектров релятивистских фрагментов 7Be [14, 15]. В настоящем анализе было найдено всего 8 таких событий. Можно отметить весьма незначительную долю, которую они составляют в статистике событий с $Z_{pr} = 5$ и $\sum Z_{fr} = 4$. События $He + 2H$ составляют примерно половину статистики данного класса, за ними следуют $2He$ и $4H$. Аналогичная ситуация проявляется и в статистике событий с $Z_{pr} = 5$ и $\sum Z_{fr} = 3$. Из 16 наблюдавшихся событий нет ни одного события ${}^8B \rightarrow {}^6Li$. Таким образом, фрагментация со срывом протона, как правило, ведет к образованию кластеров He и H , а не одиночных более тяжелых ядер.

В табл. VI.2 представлено распределение событий N_{pf} с $\sum Z_{fr} = 5$ ядер 8B по числу сопровождающих фрагментов ядер мишени n_g и n_b . Доля событий ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ при условиях $n_g = 1$ и $n_b = 0$, относимых к взаимодействиям на ядрах водорода, оказывается весьма малой. Наблюдаемое «рассыпание» статистики по каналам с множественностью фрагментов n_b подчеркивает

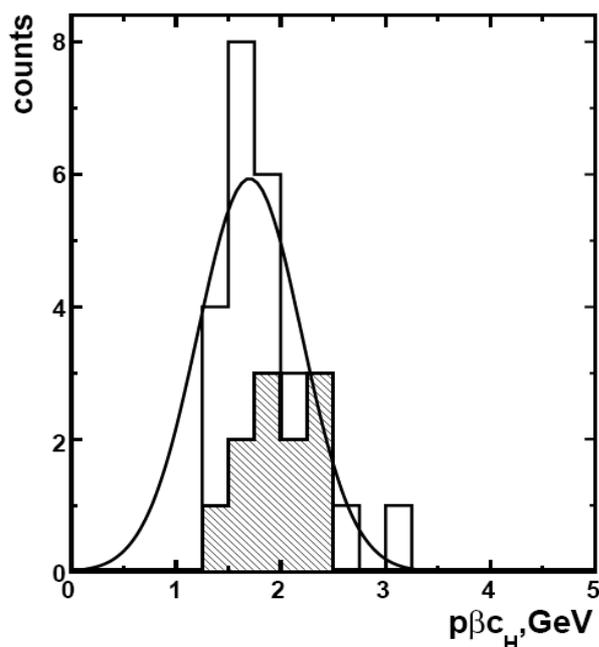


Рис. VI.9. Распределение однозарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$ в каналах диссоциации $Be + H$ (15 следов в «белых звездах», светлая гистограмма) и $2He + H$ (11 следов, в том числе 5 следов в «белых звездах», заштрихованная гистограмма); сплошная кривая – аппроксимация функцией Гаусса, максимум которой расположен при 1.7 ГэВ

значимость событий N_{ws} , по сравнению с событиями с перекрытием плотностей сталкивающихся ядер N_{tf} .

§VI.3. Изотопический состав фрагментов He и H

Несомненный интерес представляла бы полная идентификация фрагментов H и He ядра 8B с использованием измерения их импульсов методом многократного кулоновского рассеяния. Однако измерение импульсов частиц $p\beta c$ этим методом в фотоэмульсиях является весьма трудоемкой процедурой. Импульсы фрагментов $p\beta c$ при использовании эмульсионного метода могут быть получены при измерении их многократного рассеяния, что является весьма трудоемкой процедурой. Разделение релятивистских изотопов водорода и гелия при измерении их импульсов происходит на основе предположения, что фрагменты ядра-

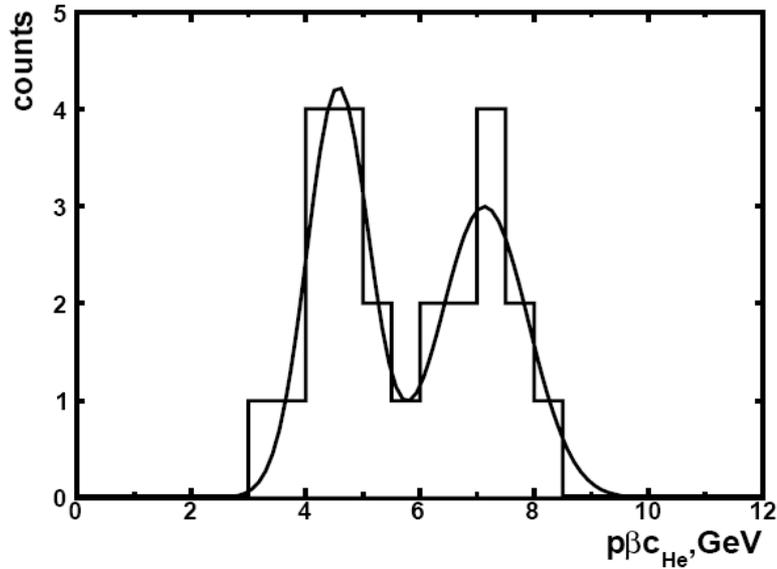


Рис. VI.10. Распределение двухзарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c_{He}$; сплошная кривая – аппроксимация суммой двух функций Гаусса.

снаряда сохраняют первичный импульс на нуклон, что позволяют получить массовое число фрагмента $A_{fr} \approx p_{fr}\beta c/p_0\beta_0 c$. Тогда интерпретация события становится уникальной по детальности. Из-за технических проблем с использованными слоями эмульсий, а также ограничений, связанных с угловым разбросом следов фрагментов, такие измерения оказалось возможным осуществить только в ограниченном объеме.

Для 26 однозарядных фрагментов из событий ${}^8B \rightarrow Be + H$ и $2He + H$ результаты измерений величины $p\beta c_H$ представлены на рис. VI.9. В этих событиях фрагмент H идентифицируется как протон. Распределение описывается одной функцией Гаусса со средним значением $\langle p\beta c_H \rangle = 1.7 \pm 0.2$ ГэВ при $\sigma = 0.5$ ГэВ, что соответствует ожидаемым значениям для протона.

На рис. VI.10 приведено распределение измеренных величин $p\beta c_{He}$ для 24 случайно выбранных двухзарядных фрагментов (22 следа из событий $2He + H$ и 2 следа из событий $He + 3H$), удовлетворительно описываемых суммой двух нормальных распределений. Параметры аппроксимирующих функций

соответствуют ожидаемым значениям для релятивистских изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и равны: $\langle p\beta c \rangle_{{}^3\text{He}} = 4.6 \pm 0.2 \text{ ГэВ}$ при $\sigma = 0.6 \text{ ГэВ}$ и $\langle p\beta c \rangle_{{}^4\text{He}} = 7.1 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$ при $\sigma = 0.9 \text{ ГэВ}$. Распределение указывает на примерно равное соотношение числа ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, что также ожидалось для ядра ${}^8\text{B}$. Средние значения $\langle p\beta c \rangle$ для ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ приблизительно пропорциональны кратности массового числа фрагмента A_{fr} , а значения σ позволяют разделить указанные изотопы.

В четырех событиях $2\text{He} + \text{H}$ удалось измерить $p\beta c$ всех трех треков. Из них 3 идентифицированы как ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} + {}^1\text{H}$ (это события типа «белая звезда», события с фрагментами $n_b = 1$ и $n_g = 1$, а также $n_b = 5$), одно – как ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} + {}^1\text{H}$ (с фрагментом $n_g = 1$). Все они соответствуют предположению о диссоциации именно ядра ${}^8\text{B}$.

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

§VI.4. Анализ угловых распределений

На рис. VI.11 для событий N_{pf} приведены распределения измеренных полярных углов вылета θ релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1$, 2 и $Z_{fr} > 2$. Для частиц с $Z_{fr} = 1$ (рис. VI.11a) углы вылета измерены вплоть до $\theta \leq 15^\circ$. Максимальный угол анализируемых фрагментов с $Z_{fr} = 1$ выбран 8° , чтобы исключить вклад протонов-участников. Углы фрагментов с $Z_{fr} = 2$ ограничены условием $\theta \leq 6^\circ$ (рис. VI.11b), а фрагментов с $Z_{fr} > 2$ – условием $\theta \leq 3^\circ$ (рис. VI.11c).

На рис. VI.12 для канала ${}^7\text{Be} + p$ представлены распределения по углу вылета θ фрагментов ядра-снаряда с зарядами $Z_{fr} = 1$ (рис. VI.9a) и $Z_{fr} = 4$ (рис. VI.12b), в основном сосредоточенные в области малых значений.

Среднее значение $\langle \theta \rangle$ фрагментов с $Z_{fr} = 1$ в событиях «белая звезда» равно $\langle \theta_p \rangle = (33 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 29 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) (RMS – среднеквадратичное отклонение). Для фрагментов с $Z_{fr} = 4$ среднее значение $\langle \theta_{Be} \rangle = (6.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Различие в значениях $\langle \theta \rangle$ отражает разницу масс фрагментов.

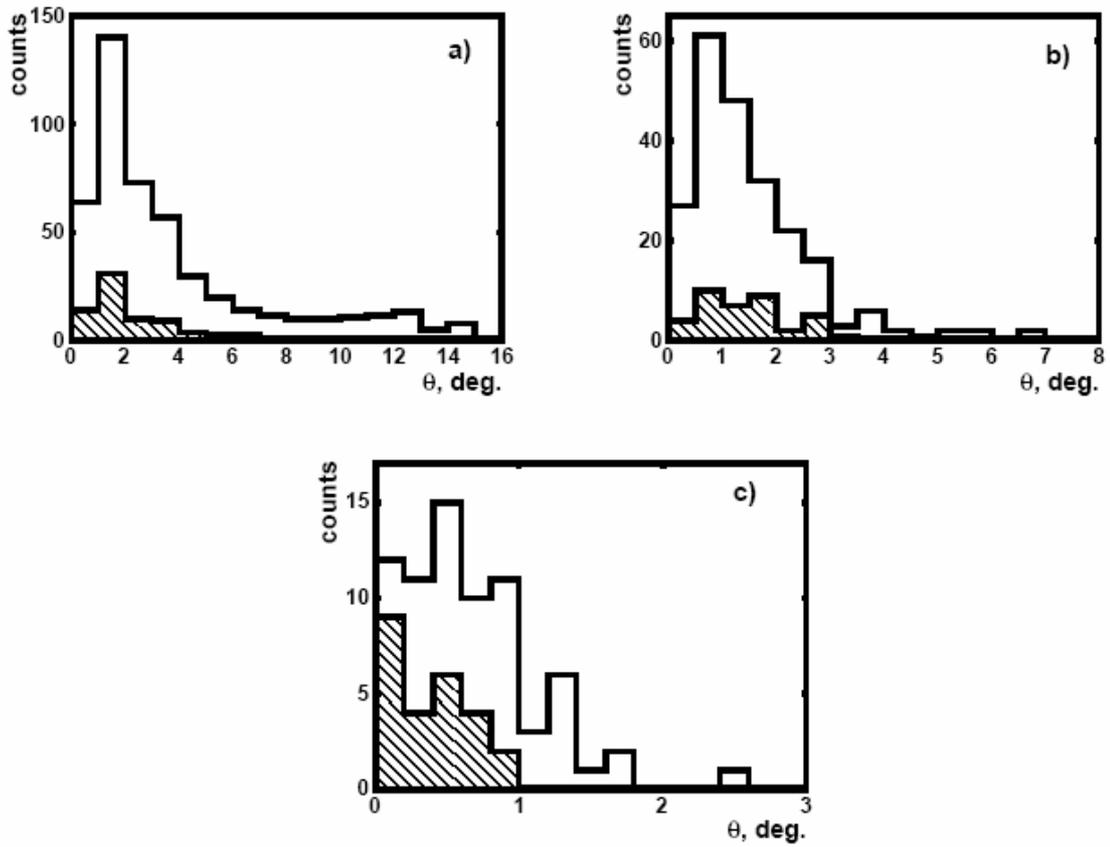


Рис. VI.11. Распределения по полярному углу вылета θ релятивистских фрагментов с зарядами: а – $Z_{fr} = 1$, б – $Z_{fr} = 2$ и с – $Z_{fr} > 2$; заштрихованная часть гистограммы – вклад «белых звезд»

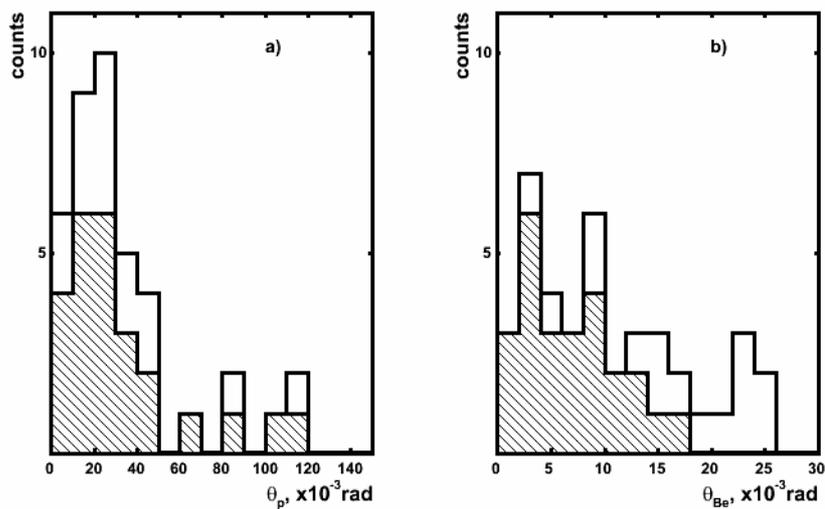


Рис. VI.12. Распределение по полярному углу вылета θ во взаимодействиях ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ (40 событий) фрагментов ядра-снаряда: а – для фрагментов с $Z_{fr} = 1$, б – для фрагментов с $Z_{fr} = 4$; заштрихованная часть гистограммы – вклад «белых звезд»

Таблица VI.3. Средние значения поперечных импульсов ($MэВ/c$) фрагментов $\langle P_T \rangle$ и их векторной суммы $\langle P_T(^8B^*) \rangle$ во взаимодействиях $^8B \rightarrow ^7Be + p$ 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
$^7Be + p$	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
$\langle P_T(^8B^*) \rangle$	95 ± 15	152	324 ± 45	170 ± 78	350

Измерения θ позволяют вычислить значения поперечных импульсов P_T релятивистских фрагментов с массовым числом A_{fr} согласно приближению $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta$. Переход в с.ц.м. $^7Be + p$ позволяет компенсировать поперечный импульс, переданный релятивистскому ядру, что ведет к распределению P_T со средним значением $\langle P_T \rangle = 62 \pm 11 MэВ/c$ ($RMS = 54 MэВ/c$). Таким образом, в распределении P_T слабая связь протона и ядра-основы проявляется в наиболее полных условиях наблюдения.

В табл. VI.3 представлены средние значения обсуждаемых поперечных импульсов для событий с различной топологией фрагментации ядер мишени. 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». Оно происходит за счет нарастания среднего импульса $\langle P_{TBe} \rangle$ ядра 7Be при приблизительно постоянном среднем импульсе протонов $\langle P_{Tp} \rangle$. Этот результат служит указанием на связь рассеяния кора 7Be с рождением фрагментов ядра-мишени и независимую фрагментацию слабосвязанного протона. Можно предположить, что происходит двухступенчатый процесс – диссоциация 8B и последующее рассеяние. Заметный эффект от ядра 7Be определяется его большим размером. На наш взгляд, это наблюдение полезно для понимания механизма реакции.

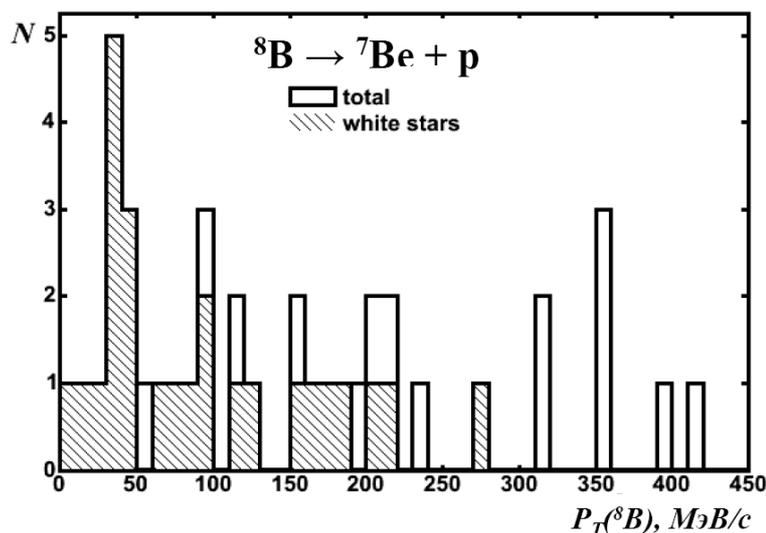


Рис. VI.13. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T(^8B^*)$ пар $^7Be + p$, рожденных во взаимодействиях $^8B \rightarrow ^7Be + p$; заштрихованная гистограмма соответствует «белым звездам»

Распределение векторной суммы поперечных импульсов фрагментов $P_T(^8B^*)$ системы $^7Be + p$ может отражать механизмы ее генерации. На рис. VI.13 представлены распределения по $P_T(^8B^*)$ для событий, сопровождаемых фрагментами ядер мишени и без них. Распределение, соответствующее «белым звездам», имеет среднее значение $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 95 \pm 15 \text{ МэВ/с}$ при $RMS = 73 \text{ МэВ/с}$, а для событий с фрагментами ядра-мишени и рожденными мезонами $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 251 \pm 29 \text{ МэВ/с}$ при $RMS = 112 \text{ МэВ/с}$.

Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что условие $P_T(^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$ позволяет достаточно эффективно выделить кинематическую область, характерную для образования «белых звезд» $^7Be + p$. С появлением в событиях фрагментов мишени заметно возрастают соответствующие значения $\langle P_T(^8B^*) \rangle$. В области малых $(^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$ можно отметить группировку частиц, которая соответствует критерию электромагнитного взаимодействия [130].

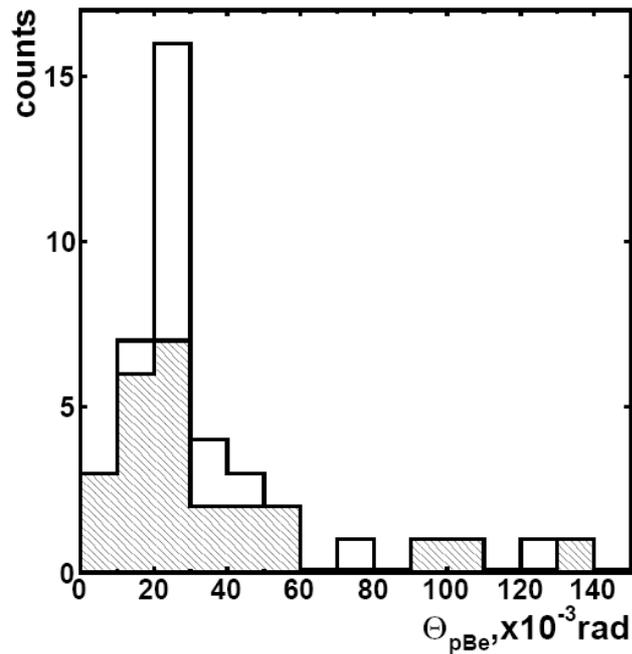


Рис. VI.14. Распределение по углу Θ_{pBe} между фрагментами в канале ${}^7\text{Be} + p$ (40 событий); заштрихованная часть гистограммы – вклад «белых звезд» (25 событий)

На рис. VI.14 представлены распределения углов Θ_{pBe} между фрагментами в канале ${}^7\text{Be} + p$. Для «белых звезд» среднее значение угла между фрагментами равно $\langle \Theta_{pBe} \rangle = (36 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 31 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Полученные значения позволяют оценить инвариантную массу пары фрагментов M^* в предположении сохранения первичных импульсов на нуклон P_0 .

На рис. VI.15а для оценки энергии возбуждения ядра ${}^8\text{B}$ рассмотрено распределение разности инвариантной массы M^* системы ${}^7\text{Be} + p$ и суммы масс ${}^7\text{Be}$ и протона M . Его среднее значение равно $\langle Q_{pBe} \rangle = 4.3 \pm 1.5 \text{ МэВ}$ ($RMS = 7.6 \text{ МэВ}$). Большинство событий группируются в интервале $Q_{pBe} < 2 \text{ МэВ}$. Более детально распределение в этом интервале представлено на рис. VI.15b. К нему относятся 64 % «белых звезд» (или 16 событий) со средним значением $\langle Q_{pBe} \rangle = 0.9 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ ($RMS = 0.5 \text{ МэВ}$). Это значение не противоречит предположению о распаде ядра ${}^8\text{B}$ через первое возбужденное

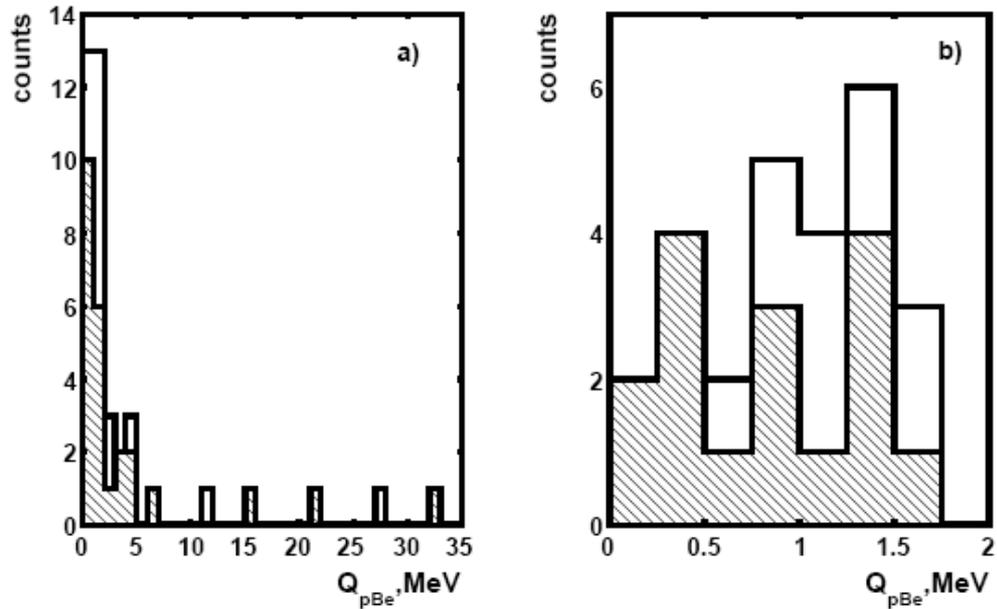


Рис. VI.15. Распределение по энергии возбуждения для канала ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$: а – в интервале $0 - 35$ МэВ (40 событий), б – в интервале $0 - 2$ МэВ (25 событий); заштрихованная часть гистограмм – вклад «белых звезд»

состояние над порогом распада ${}^7Be + p$ при 0.8 МэВ и ширине 35 кэВ. Следующее возбужденное состояние находится уже при 2.3 МэВ.

§VI.5. Оценка сечения электромагнитной диссоциации

Продукты развала ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ под действием виртуального фотона ядра-мишени должны приобретать наименьшие значения суммарного поперечного импульса, вследствие чего в этих событиях должна проявляться корреляция по азимутальному углу ε_{pBe} между фрагментами. Поэтому при отборе событий электромагнитной природы дополнительно может быть принят мягкий критерий $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.

На рис. VI.16а приведено распределение по суммарному поперечному импульсу для «белых звезд» ${}^7Be + p$, которые удовлетворяют условиям $Q_{pBe} < 5$ МэВ и $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$. Оно содержит 14 событий со средним значением $\langle P_T({}^8B^*) \rangle = 50 \pm 8$ МэВ/с при $RMS = 30$ МэВ/с. Этим событиям соответствует узкое угловое распределение (рис. VI.16б) с параметрами $\langle \theta_{8B^*} \rangle = (3.1 \pm$

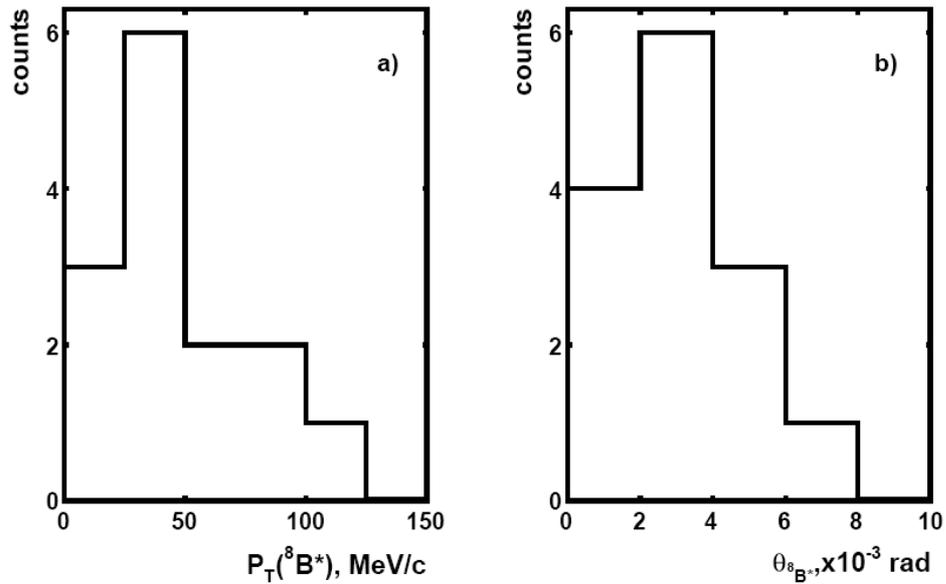


Рис. VI.16. Распределение «белых звезд» ${}^7\text{Be} + p$ (14 событий): а – по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8\text{B}^*)$, б – по углу θ_{B^*} . Условия отбора: $Q_{p\text{Be}} < 5 \text{ МэВ}$ и $\varepsilon_{p\text{Be}} > \pi/2$

$0.5) \cdot 10^{-3}$ рад и $RMS = 1.9 \cdot 10^{-3}$ рад. Именно эти события отвечают предполагаемым критериям электромагнитного характера их образования и используются для оценки сечения электромагнитной диссоциации по каналу ${}^7\text{Be} + p$.

Из-за весьма сильной зависимости электромагнитного сечения от заряда ядра мишени вида Z^2 , можно предположить пропорциональный вклад ядер Ag и Br из состава эмульсии и пренебречь вкладом легких ядер. Тогда девять событий ${}^7\text{Be} + p$ можно приписать диссоциации на ядрах Ag , а 5 - диссоциации на ядрах Br . В этом предположении, сечение их образования оценивается по формуле

$$\sigma_Z = N_{ev} / (N_Z L) \quad (17),$$

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 $L = 109.5 \text{ м}$, что приводит к значениям $\sigma_{\text{Ag}} = 81 \pm 21 \text{ мбн}$ и $\sigma_{\text{Br}} = 44 \pm 12 \text{ мбн}$.

Для электромагнитной диссоциации на ядре Pb экстраполяция σ_{Ag} ведет к значению $\sigma_{Pb} = 230 \pm 60$ мбн, которое близко к теоретическому значению ≈ 210 мбн [156] и не противоречит предположению об электромагнитной природе отобранных событий (рис. VI.5). Можно констатировать эффективность использованного подхода к поиску и отбору электромагнитных событий ${}^7Be + p$. 11 «белых звезд» ${}^7Be + p$, которые остались вне критериев отбора, можно отнести к вкладу дифракционной диссоциации, обсуждавшемуся в [156]. Для оценки сечений с большей точностью необходимо провести дальнейшие измерения с существенно большей статистикой.

Для канала ${}^4He + {}^3He + p$ число событий, удовлетворяющих принятым критериям электромагнитной диссоциации, а значит и величина парциального сечения, примерно в 3 раза меньше, чем для канала ${}^7Be + p$. Это обстоятельство позволяет констатировать только факт их генерации. Они могут служить основой для планирования будущих экспериментов с ускоренным поиском событий $2He + H$ по площади эмульсионных слоев, в том числе с идентификацией наиболее интересных из них $- 2{}^3He + {}^2H$.

§VI.6. События диссоциации ядер ${}^{10}C$

Образование некоторых звезд с $\sum Z_{fr} > 5$ (табл. VI.1) могло быть связано с примесью ядер ${}^{10}C$ в составе использованного пучка. Ядра ${}^{10}C$ могли рождаться путем перезарядки ${}^{10}B \rightarrow {}^{10}C$ 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. VI.4. «Белые звезды» с $\sum Z_{fr} = 6$ не содержат фрагментов с $Z_{fr} > 2$. Их топология соответствует диссоциации ядра ${}^{10}C$, имеющего основу в виде 8Be , по наиболее вероятному каналу ${}^{10}C \rightarrow {}^8Be + 2p$ (пример на рис. VI.17). В событиях с наличием

Таблица VI.4. Распределение по зарядовой топологии числа взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 6$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер ${}^8\text{B}$.

$\sum Z_{fr}$	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

фрагментов мишени наблюдается более сильная дезинтеграция изотопа углерода.

Поскольку это первые наблюдения событий релятивистской диссоциации ${}^{10}\text{C}$, представим характеристики одного из них. Угол между следами ядер-фрагментов He равен $\Theta_{2\text{He}} = 0.36^\circ$, что в предположении их тождественности ${}^4\text{He}$ ведет к разности эффективной массы и суммы масс фрагментов $Q_{2\text{He}} = 0.17 \text{ МэВ}$. Эта величина удовлетворяет условию распада несвязанного ядра ${}^8\text{Be}$. Вблизи пары He присутствует однозарядный трек, который соответствует протону. Парные углы между первой α -частицей и протоном, а также между второй α -частицей и протоном равны $\Theta_{\text{HeH}} = 0.82^\circ$ и $\Theta_{\text{He}2\text{H}} = 0.52^\circ$, соответственно. Тогда разность эффективной массы и суммы масс покоя системы $2{}^4\text{He} + 2p$ равняется $Q_{2\text{HeH}} = 0.44 \text{ МэВ}$. Таким образом, эта группа треков может соответствовать распаду несвязанного ядра ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + p$, образовавшегося при выбивании из ядра ${}^{10}\text{C}$ протона под большим углом с возникновением пары фрагментов мишени. Для всей системы энергия возбуждения составляет значительную величину $Q_{2\text{He}2\text{H}} \approx 13 \text{ МэВ}$ и $P_T({}^{10}\text{C}^*) = 214 \text{ МэВ}/c$.

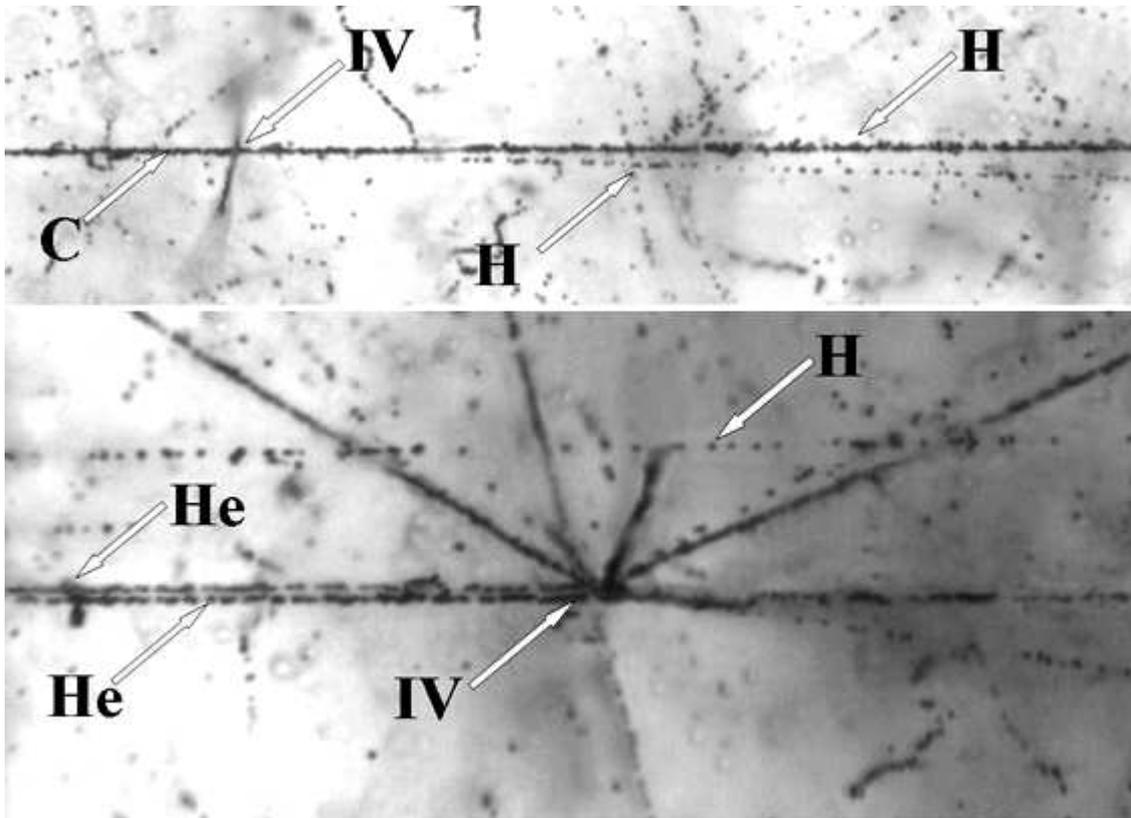


Рис. VI.17. Событие когерентной диссоциации ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить два фрагмента He и два 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.

§VI.7. Резюме

Совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии фрагментов в периферических столкновениях, по

угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов p , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ указывает на то, что в пучке, использованном для облучения эмульсии, доминируют именно ядра ${}^8\text{B}$. Таким образом, получено подтверждение того, что на нуклотроне ОИЯИ впервые успешно решена задача пучка ядер ${}^8\text{B}$.

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

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

Впервые наблюдались события периферической диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$. Получено указание на то, что канал диссоциации ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ преобладает в событиях без образования фрагментов ядер мишени и заряженных мезонов. Идентификация изотопа ${}^{10}\text{C}$ указывает на перспективность формирования пучка ${}^{10}\text{C}$ в реакции перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ в условиях, удобных для исследований в эмульсии.

Выводы этого этапа представляют ценность для сравнительного анализа результатов, которые могут быть получены по облучениям эмульсии ядрами ${}^{9,10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$, выполненных недавно во вторичных пучках нуклотрона ОИЯИ.

Глава VII. Развитие исследований нейтронодефицитных ядер

§VII.1. Первые результаты по диссоциации ядер ${}^9\text{C}$

Опыт анализа и выводы по кластерной структуре диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ позволили продвинуться к следующему изотопу на границе стабильности - ${}^9\text{C}$ [165]. Можно ожидать, что в когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ должна воспроизводиться картина, уже полученная для ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ с добавлением двух или одного протонов. Благодаря стабильности кора в виде ядра ${}^7\text{Be}$ ядро ${}^9\text{C}$ может служить более удобным пробником динамики когерентной диссоциации, чем изотопы, в которых основу составляет несвязанное ядро ${}^8\text{Be}$.

В когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ посредством перегруппировки нейтрона из α -частичного кластера в формирующийся кластер ${}^3\text{He}$ становится возможным заселение кластерной системы $3{}^3\text{He}$ ($3h$), имеющей относительно невысокий порог возникновения (около 16 МэВ). Эта система может быть важна для развития сценариев ядерной астрофизики как аналог 3α -процесса. Предложение о поиске когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ стало основной проблемой этапа настоящего исследования.

Посредством фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$, ускоренных на нуклотроне ОИЯИ до энергии 1.2 АГэВ , был сформирован вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер ${}^9\text{C}$ [132]. Интенсивность первичного пучка составила около 10^9 ядер в цикл, толщина производящей мишени из полиэтилена – 5 г/см^2 , аксептанс сепарирующего канала - около 3% , что обеспечило интенсивность вторичного пучка – несколько сот частиц в цикл. На рис. VII.1 представлен амплитудный спектр со сцинтилляционного монитора в месте постановки эмульсионной стопки, указывающий на основной вклад ядер C во вторичный пучок. Основной фон представлен ядрами ${}^3\text{He}$ с тем же отношением заряда Z_{pr} к массовому числу A_{pr} , что и у ${}^9\text{C}$. Пучок содержит и

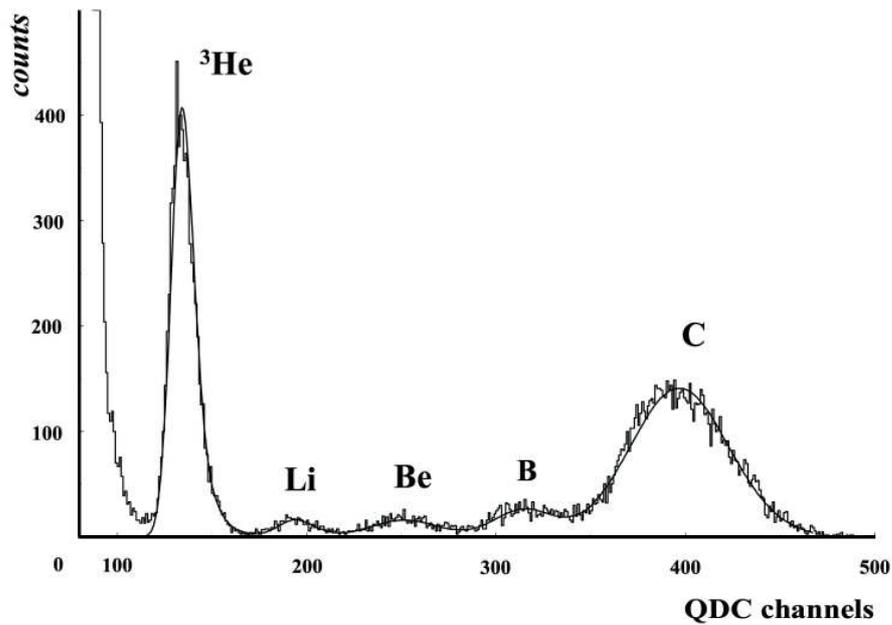


Рис. VII.1. Зарядовый спектр ядер от фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$ при настройке вторичного пучка на кратность $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$

малую примесь ядер ^7Be и ^8B , обладающих несколько большей магнитной жесткостью, чем ^9C . Эти особенности указывают на правильность настройки сепарирующего канала.

Облучаемая стопка содержала 19 слоев ядерной эмульсии БР-2, обладающей чувствительностью вплоть до однозарядных релятивистских частиц. Каждый слой имел размеры $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщину около 0.5 мм. При облучении пучок направлялся параллельно плоскости стопки вдоль длинной стороны с возможно большей однородностью заполнения входного окна стопки. Визуальное сканирование позволяет представить на рис. VII.2 горизонтальные профили для частиц с $Z_{pr} = 2$, $Z_{pr} = 1$ и $Z_{pr} > 2$. Асимметрия распределения связана с импульсным разбросом частиц.

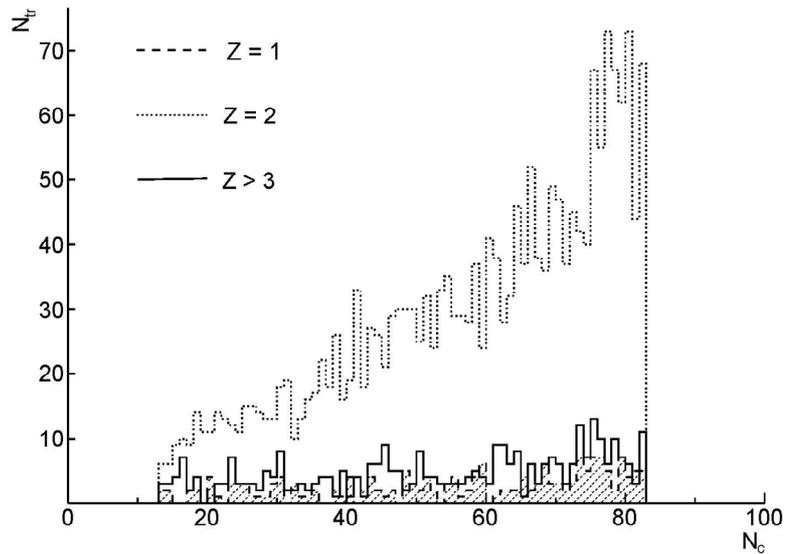


Рис. VII.2. Профиль вторичного пучка по горизонтали на входе в эмульсионную стопку; N_{tr} — число следов, N_c — номер ячейки (шаг 1 мм)

Данное облучение носило опытный характер, и при его проведении было важно избежать переоблучения эмульсии ядрами ${}^3\text{He}$. Ядра ${}^3\text{He}$ отбрасывались на начальной стадии визуального просмотра. Отношение интенсивностей ядер $Z_{pr} > 2$ и $Z_{pr} = 2$ составило примерно $1 : 10$. Этот фактор определил длительность облучения, составившую около 100 циклов и, как следствие, статистику. Кроме того, было обнаружено присутствие частиц с $Z_{pr} = 1$ в соотношении к $Z_{pr} > 2$ $1 : 1$.

Представляемый анализ основывается на полном сканировании всех слоев по всем первичным следам с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{pr} > 2$. На общей длине следов 253.7 м было найдено 1746 взаимодействий (в основном ядер C). Средний пробег ядер C до взаимодействия составляет $\lambda_C = 14.5 \pm 0.5$ см, что соответствует данным для соседних кластерных ядер.

Присутствие в составе пучка ядер ${}^3\text{He}$ оказалось полезным для калибровки процедуры идентификации вторичных фрагментов. Распределение по измеренным значениям $p\beta c$ для 30 ядер ${}^3\text{He}$ из состава пучка представлено на рис. VII.3. Среднее значение равно $\langle p\beta c \rangle = (5.1 \pm 0.2)$ ГэВ при среднеквадратичном рассеянии $\sigma = 0.8$ ГэВ, что близко к ожидавшемуся для ядер ${}^3\text{He}$ значению 5.4 ГэВ (для ${}^4\text{He}$ — 7.2 ГэВ). Значение σ

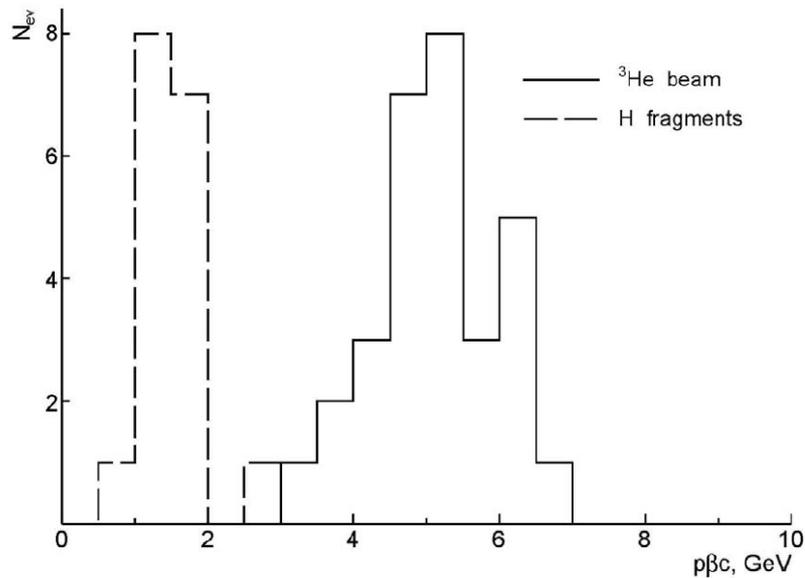


Рис. VII.3 Распределение измеренных величин $p\beta c$ для следов ядер ${}^3\text{He}$ из состава пучка (сплошная гистограмма) и однозарядных фрагментов из «белых звезд» $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

можно признать удовлетворительным для разделения изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и, в особенности, внутри коррелированных групп.

Изотопы C , Be и B разделялись по зарядовым конфигурациям вторичных фрагментов $\sum Z_{fr}$ в «белых звездах» и последующим измерениям зарядов первичных следов Z_{pr} . Заряды ядер пучка Z_{pr} и фрагментов $Z_{fr} > 2$ определялись методом счета δ -электронов на следах. Результаты определения зарядов первичных ядер и фрагментов из событий когерентной диссоциации $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$ позволяют заключить, что все события образованы ядрами $Z_{pr} = 6$ (рис. VII.4). Для фрагментов наблюдается ожидаемое смещение распределения.

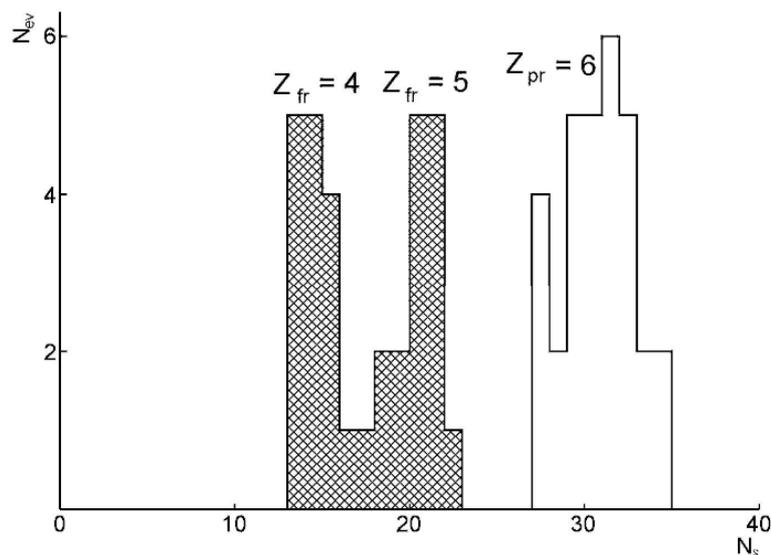


Рис. VII.4. Распределения числа событий по среднему числу δ -электронов N_δ на 1 мм длины для пучковых частиц (сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$ (штриховая гистограмма) в «белых звездах» $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

Таблица VII.1. Распределение числа «белых звезд» N_{ws} по зарядовым конфигурациям фрагментов при $\sum Z_{fr} = 6$

Канал	$B + H$	$Be + 2H$	$3He$	$C + He$	$Li + He + H$	$Li + 3H$	$2He + 2H$	$He + 4H$	$6H$
N_{ws}	15	16	16	4	2	2	24	28	6

Распределение 113 «белых звезд», составляющих 70 % событий когерентной диссоциации ядер $Z_{pr} > 3$, по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{fr} = 6$ представлено в табл. VII.1. Благодаря отсутствию стабильных изотопов 9B и 8Be события с фрагментами с $Z_{fr} = 5$ и 4 и идентифицированными зарядами $Z_{pr} = 6$ интерпретируется как ${}^9C \rightarrow {}^8B + p$ и ${}^7Be + 2p$. Эти два канала имеют наиболее низкие пороги 1.3 и 1.43 МэВ и составляют около 30 % статистики событий когерентной диссоциации с $\sum Z_{fr} = 6$. Результат идентификации фрагментов $Z_{fr} = 1$ из этой группы событий представлен на рис. VII.3 (точечная линия). Распределение имеет $\langle p\beta c \rangle = (1.5 \pm 0.1) \text{ ГэВ}$ и $\sigma = 0.4 \text{ ГэВ}$,

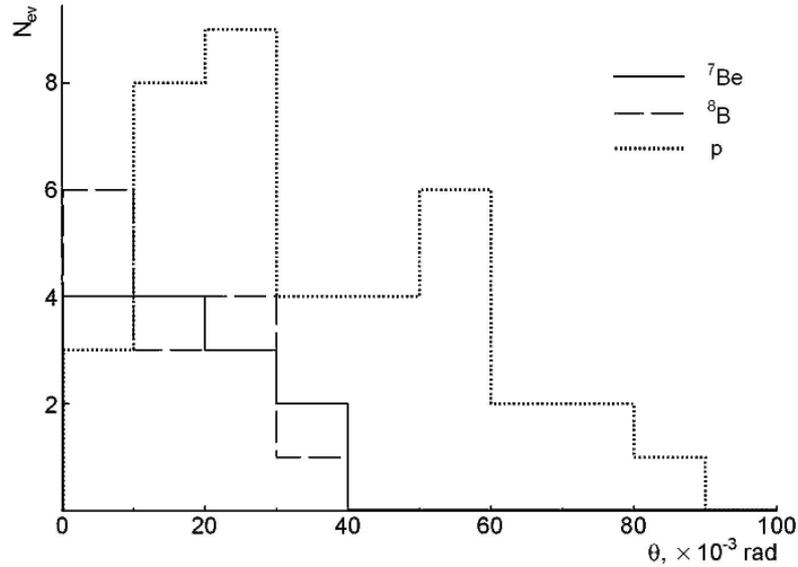


Рис. VII.5. Распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов с зарядами в “белых звездах” $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

что соответствует протонам. По-существу, идентификация в данных случаях не является необходимой, и эти протоны могут служить для калибровки $p\beta c$.

На рис. VII.5 представлены распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов B , Be и p с зарядами $Z_{fr} > 2$ в этой группе событий. Для фрагментов с $Z_{fr} = 5$ среднее значение равно $\langle \theta_B \rangle = (15 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ рад ($RMS = 9.6 \cdot 10^{-3}$ рад; RMS – среднеквадратичное отклонение), для с $Z_{fr} = 4 - \langle \theta_{Be} \rangle = (18 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ рад ($RMS = 10.5 \cdot 10^{-3}$ рад).

Среднее значение θ для фрагментов $Z_{fr} = 1$ в событиях $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ равно $\langle \theta_p \rangle = (39 \pm 7) \cdot 10^{-3}$ рад ($RMS = 26 \cdot 10^{-3}$ рад), для $\sum Z_{fr} = 4 + 1 + 1$ $\langle \theta_p \rangle = (34 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ рад ($RMS = 18 \cdot 10^{-3}$ рад) Отличие в значениях $\langle \theta \rangle$ для тяжелых и легких фрагментов отражает разницу их масс.

Угловые измерения позволяют оценить с точностью в несколько процентов поперечные импульсы фрагментов P_T и их векторные суммы. Распределение суммы поперечных импульсов фрагментов P_T отражает механизм когерентной диссоциации. На рис. VII.6 представлены распределения $P_T({}^8B + p)$ и $P_T({}^7Be + 2p)$, имеющие средние значения $\langle P_T({}^8B$

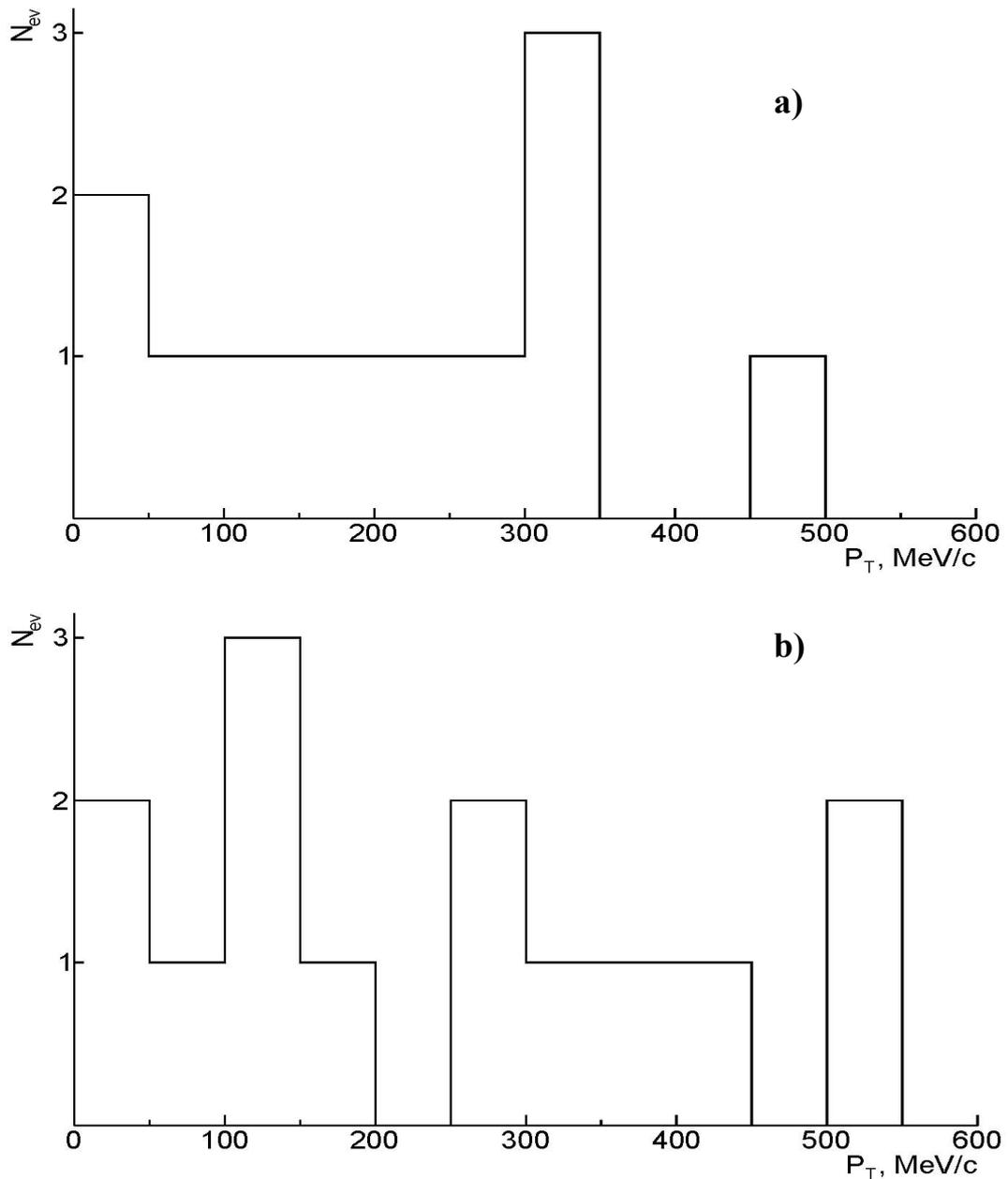


Рис. VII.6. Распределение по полному поперечному импульсу P_T событий когерентной диссоциации ${}^9C \rightarrow {}^8B + p$ (a) и ${}^9C \rightarrow {}^7Be + 2p$ (b)

$+ p) > = 246 \pm 44$ МэВ/с, при RMS 164 МэВ/с и $\langle P_T({}^7Be + 2p) \rangle = 219 \pm 38$ МэВ/с при RMS 136 МэВ/с. Можно заключить согласно [130], что в основном оба распределения находятся в области, которая характерна для ядерной дифракционной диссоциации.

Таблица VII.2. Распределение числа «белых звезд», образованных ядрами ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и C , по конфигурациям H и He

Канал	${}^7\text{Be}$	Доля канала, %	${}^8\text{B} (+H)$	Доля канала, %	${}^9\text{C} (+2H)$	Доля канала, %
2He	41	43	13	40	24	42
$\text{He} + 2H$	42	45	19	47	28	44
$4H$	2	2	2	13	6	10
$\text{Li} + H$	9	10	3	0	2	4

Кластеризация на основе ядра ${}^3\text{He}$ играет столь же важную роль в ядрах ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$, как и α -частичная. Распределение «белых звезд», образованных ядрами ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и C по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{fr}$, в состав которых входят только ядра H и He , представлено в табл. VII.2, причем из $\sum Z_{fr}$ исключено одно ядро H для ядра ${}^8\text{B}$, и $2H$ - для ядра C . Наблюдаются одинаковые доли каналов 2He и $\text{He} + 2H$, что не противоречит диссоциации ${}^7\text{Be}$ как основы ядра ${}^9\text{C}$. Идентификация событий 3He как продукта диссоциации ${}^9\text{C}$ будет представлена далее. Как было установлено [152,153], соотношение «белых звезд» ${}^8\text{B}$ с тяжелыми фрагментами (${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$) и звезд, содержащих только фрагменты He и H от диссоциации кора ${}^7\text{Be}$, оказалось примерно равным. Предполагая, что вклад ${}^7\text{Be}$ в настоящем исследовании будет столь же большим, можно считать, что статистика табл. VII.1 не противоречит диссоциации изотопа ${}^9\text{C}$ как основного вклада в статистику.

Можно отметить образование шести «белых звезд» $\text{C} \rightarrow 6H$ (табл. VII.1). В случаях изотопов ${}^{10,11,12}\text{C}$ события такого типа требуют одновременных развалов двух или трех кластеров ${}^4\text{He}$. Связанные с

преодолением высоких порогов, они не могли бы протекать без образования фрагментов мишени. Напротив, схожие процессы, связанные с развалом только пары кластеров He, наблюдались для «белых звезд» ${}^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$ [139] и ${}^8\text{B} \rightarrow 5\text{H}$ [152,153].

В табл. VII.1 отмечено образование четырех событий $\sum Z_{fr} = 4 + 2$, которые могли возникнуть от диссоциации ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$, имеющей для изотопа ${}^{11}\text{C}$ наиболее низкий порог. Можно заключить, что присутствие изотопа ${}^{11}\text{C}$ в составе вторичного пучка является незначительным.

Вклад изотопа ${}^{10}\text{C}$ в статистику табл. VII.1, для которого были бы характерны конфигурации, состоящие только из изотопов He и H, требует детальной идентификации и кинематического анализа в этой группе событий. Эта группа событий требует трудоемкой идентификации изотопов He и H, которые планируется выполнить в будущем. Однако указаний на заметную роль изотопа ${}^{10}\text{C}$ не имеется. Отметим, что при такой идентификации возможно получение новых физических выводов, поскольку могут обнаружиться и случаи, соответствующие пересечению границы стабильности в направлении ядерных резонансных состояний во фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{C}$.

§VII.2. Наблюдение событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

В табл. VII.1 отмечается образование 16 «белых звезд», имеющих конечные состояния 3He , что позволило приступить к идентификации событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$. Стоит отметить вероятность диссоциации по этому каналу, сравнимую с наиболее ожидавшимися конечными состояниями. Угловые измерения позволяют получить распределения по полярному углу фрагментов θ (рис. VII.7) и по углу разлета в паре $\Theta_{2\text{He}}$ (рис. VII.8). Отметим, что благодаря превосходному пространственному разрешению уверенно наблюдаются 8 узких пар 2He с $\Theta_{2\text{He}} < 10^{-2}$ рад.

Этот канал мог бы идентифицироваться по тройке фрагментов He. Однако реальная ситуация при облучении эмульсии во вторичном пучке

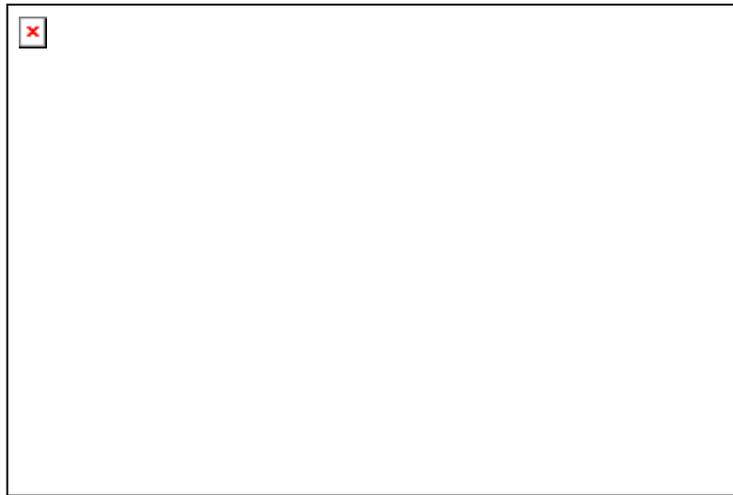


Рис. VII.7. Распределение по полярному углу θ для двухзарядных фрагментов в «белых звездах» $C \rightarrow 3He$

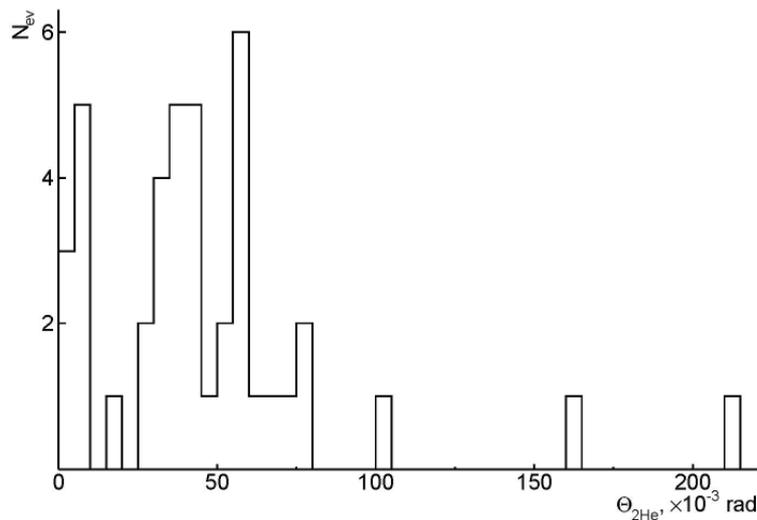


Рис. VII.8. Распределение по парному углу Θ_{2He} между фрагментами в «белых звездах» $C \rightarrow 3He$

оказывается более сложной. Примесь ядер ^{10}C могла также вести к событиям глубокой перегруппировки нуклонов $^{10}C \rightarrow 2^3He + ^4He$. Поэтому для идентификации изотопов He использовались измерения многократного рассеяния. Их удалось выполнить только для 22 следов (рис. VII.9). Получено среднее значение $\langle p\beta c \rangle = 4.9 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$ при $\sigma = 0.9 \text{ ГэВ}$, что соответствует результатам калибровки на ядрах пучка 3He . Доля фрагментов,

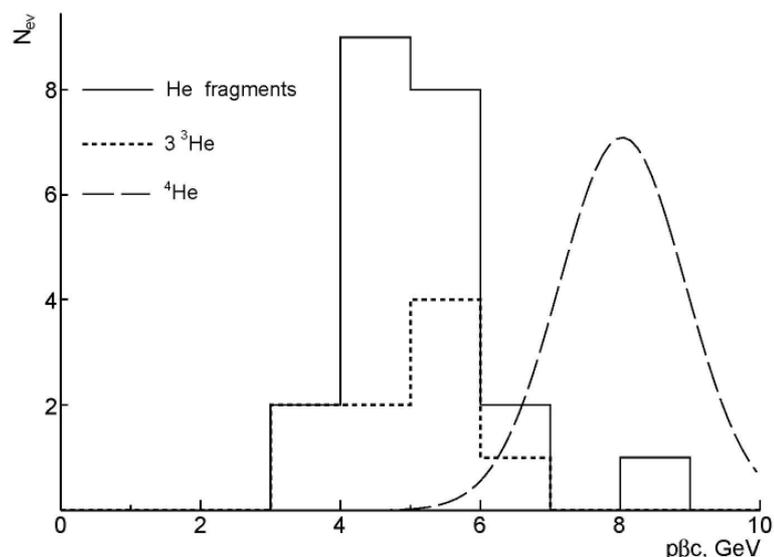


Рис. VII.9. Распределение измеренных величин $p\beta c$ для двухзарядных фрагментов из «белых звезд» 3He (сплошная линия) и из полностью идентифицированных событий 3^3He (точки); пунктиром условно представлено ожидаемое распределение для 4He

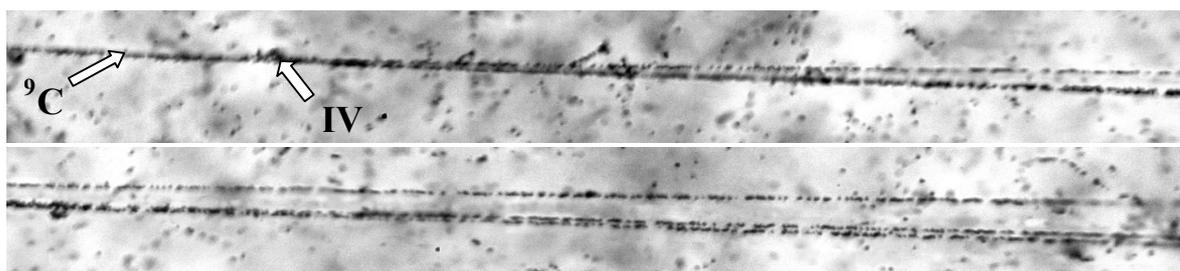


Рис. VII.10. Микрофотография «белой» звезды $9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ при энергии $1.2A \text{ ГэВ}$. На верхней фотографии видна вершина диссоциации и струя фрагментов в узком конусе; при продвижении вдоль струи различаются три релятивистских фрагмента He (нижняя фотография)

которые можно было бы определить как ядра 4He , является незначительной по сравнению с 3He .

Определение $p\beta c$ всех фрагментов в событиях 3He удалось выполнить только в трех из них (рис. VII.9). Полученные значения позволяют интерпретировать эти события как тройное образование ядер 3He . Интерпретация этих событий как $10\text{C} \rightarrow 3^3\text{He} + n$ маловероятна, так как в

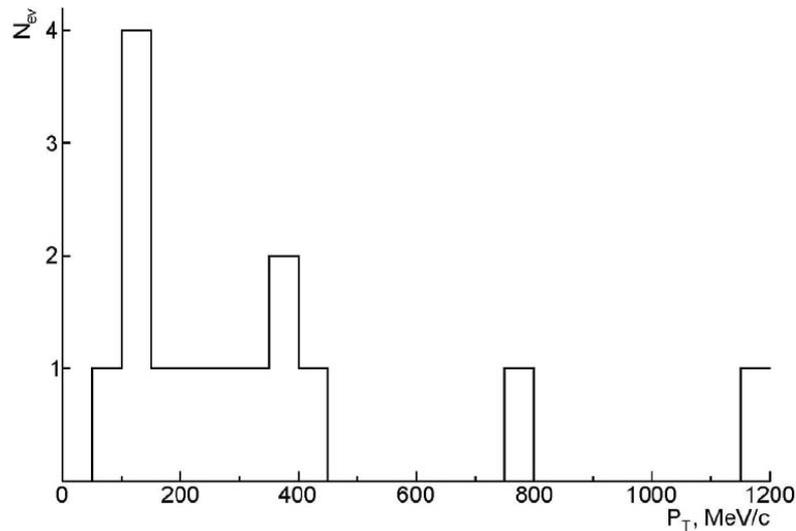


Рис. VII.11. Распределение по полному поперечному импульсу P_T событий когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

этом случае потребовалась бы модификация не одного, а пары кластеров ${}^4\text{He}$ с преодолением порога как минимум 37 МэВ при требовании периферического взаимодействия без образования фрагментов мишени. Микрофотография одного из идентифицированных событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ представлена на рис. VII.10.

Распределение по полному переданному импульсу для конфигурации 3He (рис. VII.11), как и в случае, представленном на рис. VII.6, имеет вид, характерный для ядерной дифракционной диссоциации [12]. Его параметры имеют несколько более высокие значения $\langle P_T(3{}^3\text{He}) \rangle = 335 \pm 79 \text{ МэВ/с}$ при $RMS 294 \text{ МэВ/с}$. Значения в полностью идентифицированных событиях ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ не противоречат этим величинам, однако их точность заметно хуже.

§VII.3. Облучение в смешанном пучке ядер ${}^{12}\text{N} - {}^{10}\text{C} - {}^7\text{Be}$

В настоящем облучении сложившийся подход к изучению кластерных особенностей распространен на следующие ядра - ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$. Особенность ядра ${}^{12}\text{N}$ состоит в малой энергии отделения протона (600 кэВ). Поэтому для «белых звезд», рождаемых ${}^{12}\text{N}$, можно ожидать лидирование канала ${}^{11}\text{C} + p$.

Возможны также состояния $\alpha + {}^8\text{B}$ (порог 8 МэВ), $p + {}^7\text{Be} + \alpha$ и более сложные конфигурации с кластерной диссоциацией основ в виде ядер ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$. Ядро ${}^{10}\text{C}$ является единственным примером 4-тельной системы, которая обладает супербороминовскими свойствами (super-boromean), поскольку удаление из него одного из кластеров в связи $2\alpha + 2p$ (порог 3.8 МэВ) ведет к несвязанной 3-тельной системе. Первые результаты анализа облучения этими ядрами будут представлены далее.

Одновременная генерация вторичных пучков ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$ возможна в реакциях перезарядки и фрагментации ускоренных ядер ${}^{12}\text{C}$. Отличие отношения Z_{pr}/A_{pr} для ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ составляет всего 3 %, а акцептанс канала транспортировки пучка - 2 – 3% [132]. Поэтому сепарация этих ядер невозможна, и они должны одновременно присутствовать в пучке, образуя «пучковый коктейль». Конечно, вклад ядер ${}^{12}\text{N}$ будет мал по отношению к ядрам ${}^{10}\text{C}$ согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации. В составе пучка должны присутствовать ядра-фрагменты ${}^7\text{Be}$, у которых отличие по Z_{pr}/A_{pr} от ${}^{12}\text{N}$ только 2 %. Из-за большего разброса по импульсу в сепарирующий канал могут проникать и ядра ${}^3\text{He}$. Для соседних ядер ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$ отличие Z_{pr}/A_{pr} от ${}^{12}\text{N}$ составляет около 10 %, что позволяет рассчитывать на подавление при сепарации. Идентификация ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^7\text{Be}$ в облученной эмульсии возможна по зарядам пучковых ядер, определяемых методом счета δ -электронов на пучковых следах. В случае ${}^{10}\text{C}$ необходимо убедиться в малом вкладе соседних изотопов C на основе зарядовой топологии «белых» звезд. Эти соображения легли в основу предложения об облучении стопки ядерной эмульсии в смешанном пучке ${}^{12}\text{N} - {}^{10}\text{C} - {}^7\text{Be}$.

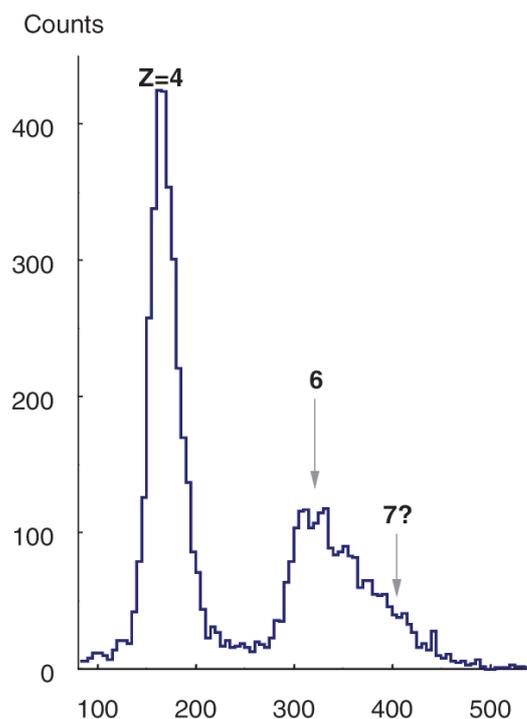


Рис. VII.12. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на месте облучения эмульсионной стопки при настройке канала транспортировки пучка на сепарацию ядер ^{12}N ; указаны положения пиков для ядер с зарядами $Z = 4, 6$ и 7

На нуклотроне ОИЯИ был ускорен и выведен на производящую мишень пучок ядер ^{12}C с импульсом $2A$ ГэВ/с. Вторичный пучок с магнитной жесткостью оптимальной для селекции ядер ^{12}N с тем же импульсом на нуклон, как и у ядер ^{12}C был проведен по каналу транспортировки пучка, включавшему 4 отклоняющих магнита на базе 70 м, до места облучения эмульсионной стопки [132]. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на этом месте, указывает на преобладание изотопов ^3He , ^7Be , C , имеется указание на примесь ядер ^{12}N и практически отсутствует сигнал от ядер ^8B (рис. VII.12). Эти данные указывают на ожидавшийся состав вторичного пучка, в котором и была облучена стопка из 15 слоев ядерной эмульсии БР-2. При облучении был настроен режим возможно более равномерного облучения по входной площади стопки.

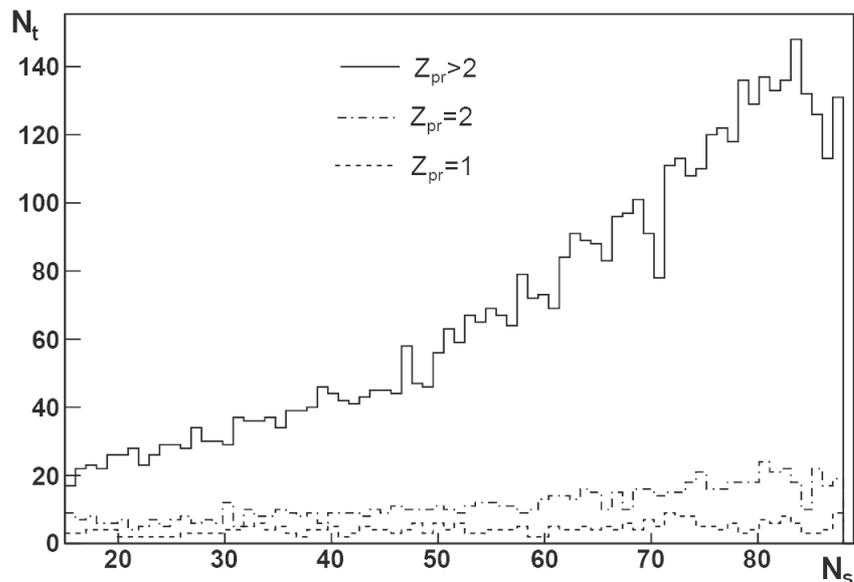


Рис. VII.13. Распределение числа пучковых следов N_t с зарядами $Z_{pr} = 1, 2$ и $Z_{pr} > 2$ по входным квадратам N_s с шагом 1 мм для 4-х слоев эмульсии

Начальный этап просмотра эмульсионных слоев состоял в визуальном поиске пучковых следов с зарядами $Z_{pr} = 1, 2$ и $Z_{pr} > 2$. На рис. VII.13 представлены их распределения по входным квадратам с шагом 1 мм для 4-х слоев. Для следов $Z_{pr} > 2$ наблюдается рост распределения в области координат, соответствующих большей магнитной жесткости ядер пучка. Отношение числа пучковых следов $Z_{pr} = 1, 2$ и $Z_{pr} > 2$ составило $\approx 1:3:18$. Для сравнения в случае облучения ядрами ${}^9\text{C}$ это отношение составило $\approx 1:10:1$. Таким образом, в настоящем облучении вклад ядер ${}^3\text{He}$ резко снизился, что радикально подняло эффективность облучения и скорость поиска событий.

Поиск взаимодействий в эмульсионных слоях велся по первичным следам $Z_{pr} > 2$ без выборки. Полностью поиск и зарядовые измерения «белых звезд» выполнены в 5 слоях. На суммарной длине первичных следов 225.8 м среди 1515 неупругих взаимодействия было найдено 128 «белых звезд», содержащих только релятивистские фрагменты He и H и 18 «белых звезд», в которых имелись фрагменты $Z_{fr} > 2$. Угловой конус фрагментации был ограничен мягким условием $\theta_{fr} < 8^\circ$.

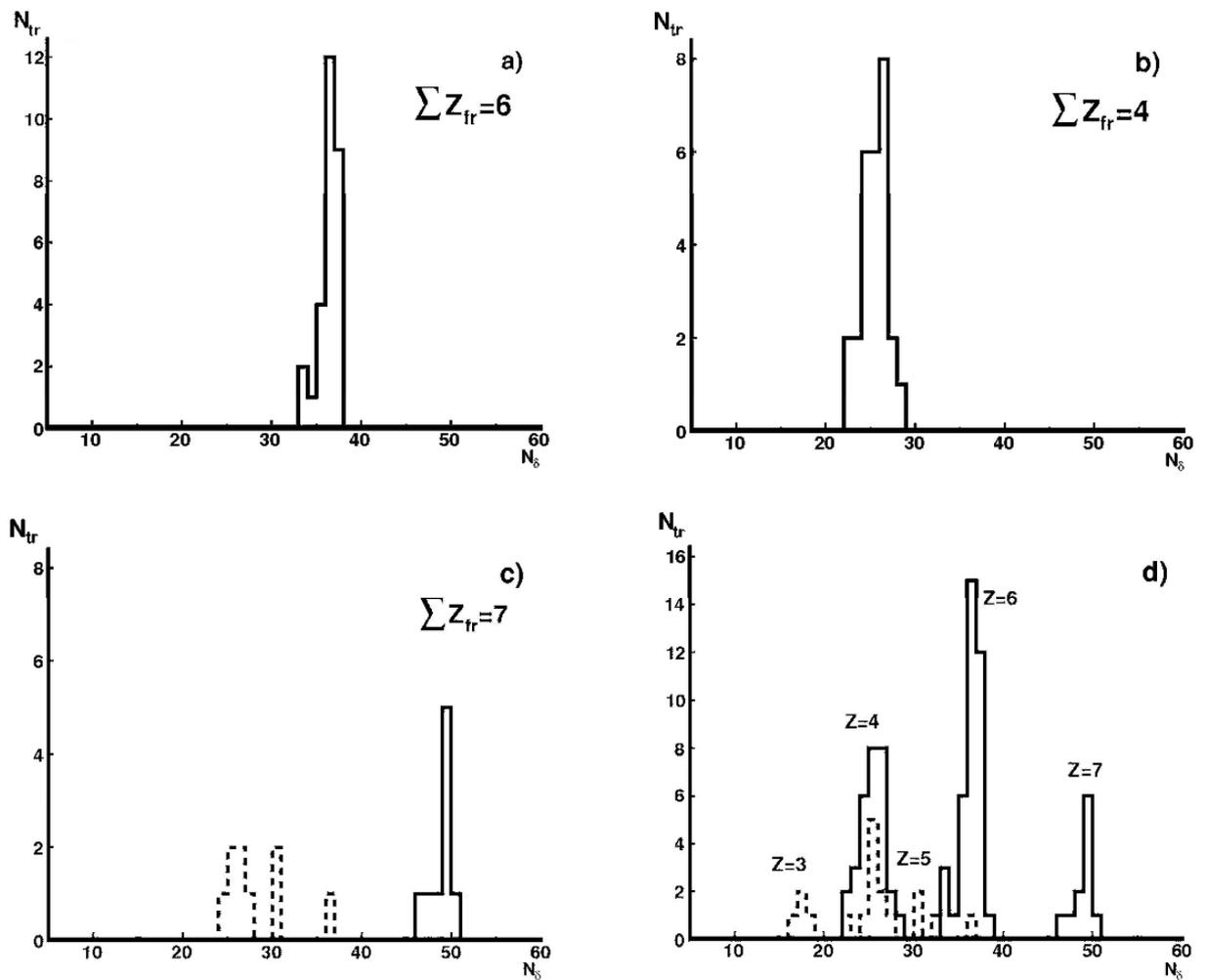


Рис. VII.14. Распределения следов пучковых частиц (сплошная линия) и вторичных фрагментов (пунктирная линия) по среднему числу δ -электронов на 1 мм длины N_δ в «белых звездах» $2He + 2H$ (a), $2He$ и $He + 2H$ (b) и в событиях с фрагментами $Z_{fr} > 2$ (c); d – распределение для всех измеренных событий

Наличие фрагментов $Z_{fr} > 2$ сделало необходимой зарядовую идентификацию пучковых (Z_{pr}) и вторичных (Z_{fr}) следов. Для калибровки этой процедуры были измерены значения средней плотности δ -электронов N_δ на 1 мм длины на следах пучковых ядер, давших «белые» звезды $2He + 2H$, $2He$ и $He + 2H$, а также в звездах с фрагментами $Z_{fr} > 2$ как кандидатах в ^{12}N (рис. VII.14). Наблюдается корреляция зарядовой топологии $\sum Z_{fr}$ и N_δ , что позволяет определить Z_{pr} каждого пучкового следа. Тем самым была

Табл. VII.3. Распределение по каналам диссоциации «белых звезд» N_{ws} в смешанном пучке релятивистских ядер $^{12}N - ^{10}C$

Канал	$C +$ H	$^8B +$ He	$^8B +$ $2H$	$^7Be +$ $3H$	$2He +$ $2H$	$He +$ $4H$	$^8B +$ H	$^7Be +$ He	$^7Be +$ $2H$
N_{ws}	1	1	2	6	49	9	1	4	2

выполнена калибровка, позволившая определить тем же методом и заряды фрагментов $Z_{fr} > 2$. Суммарное распределение по этим измерениям представлено на рис. 3d. Особенности этого спектра соответствуют рис. VII.2, и указывают на наличие ядер ^{12}N в составе пучка.

В табл. VII.3 приведено распределение по каналам диссоциации «белых звезд» N_{ws} , для которых выполняется условие $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ и $\sum Z_{fr} > 5$. Для случая $\sum Z_{fr} = 6$ такое условие проверено только на двух слоях при калибровке, поскольку из-за доминирования ядер C в полной проверке необходимости нет. Благодаря нейтронному дефициту в ряде случаев можно указать изотопный состав. Картина зарядовой топологии фрагментов представляется непротиворечивой.

Наиболее вероятный канал представлен 49 событиями $2He + 2H$, что и следовало ожидать для изотопа ^{10}C . Канал $He + 4H$ оказался подавленным. Действительно, для периферической диссоциации ^{10}C требуется преодоление высокого порога развала α -кластера. Четыре случая $^7Be + He$ и $^7Be + 2H$ могут отвечать диссоциации ядер 9C по наиболее вероятному каналу. Все 10 событий, отвечающих диссоциации ^{12}N , сопровождаются фрагментом $Z_{fr} > 2$, что резко отличается от случая ядра ^{14}N [9]. Таким образом, ядро 7Be проявляет себя в качестве кора ядра ^{12}N .

§VII.4. Резюме

В целом, данные этой Главы указывают на то, что задачи облучения ядерной эмульсии в смешанных пучках релятивистских ядер 9C и $^{12}N - ^{10}C$ –

${}^7\text{Be}$ решены успешно, что открывает перспективы нового физического анализа.

Впервые изучалась фрагментация релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ и идентифицированы события в каналах когерентной диссоциации ${}^9\text{C}$ на ${}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$. Схожее соотношение каналов, содержащих 2He и $\text{He} + 2\text{H}$, при диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ указывает на проявление ядра ${}^7\text{Be}$ как основы (кора) в ядре ${}^9\text{C}$.

Впервые идентифицированы события когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ в $3{}^3\text{He}$. Для протекания такого процесса необходима перегруппировка нейтрона из α -кластера в коре ${}^7\text{Be}$ и образование кластера ${}^3\text{He}$ с преодолением высокого энергетического порога. Это наблюдение указывает на перспективность исследования более сложных конфигураций кластеров ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в релятивистской фрагментации

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главные достижения и основные выводы представленного цикла исследований состоят в следующем:

1. Предложена программа изучения нуклонной кластеризации на основе α -частиц, дейтронов, тритонов и ядер ${}^3\text{He}$ при диссоциации легких релятивистских ядер в ядерной эмульсии. Ядерная эмульсия была облучена на нуклотроне ОИЯИ целым семейством кластерных ядер, включая радиоактивные изотопы, и получен обзорный материал об образовании кластерных ансамблей.
2. Впервые исследована периферическая фрагментация релятивистских изотопов ${}^{10,11}\text{B}$, для которой обнаружено лидирование канала $2\text{He} + \text{H}$. Для когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{B}$ по этому каналу установлена кластеризация на основе дейтронов, а для ядер ${}^{11}\text{B}$ - тритонов. Установлено, что диссоциация ядра ${}^7\text{Be}$ определяется кластеризацией на основе ядра ${}^3\text{He}$.
3. Впервые установлено, что диссоциация ядра ${}^9\text{Be}$ по 2α -частичному каналу, в основном, протекает через основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими вкладами, что соответствует теоретическому описанию основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$.
4. Установлено лидирование диссоциации $3\text{He} + \text{H}$ для релятивистского ядра ${}^{14}\text{N}$ и ее соответствие области 3α -кластерных возбуждений ядра ${}^{12}\text{C}$ при вкладе основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ не менее 20%.
5. Установлены экспериментальные критерии электромагнитной диссоциации радиоактивного ядра ${}^8\text{B}$ по лидирующему каналу ${}^8\text{B} \rightarrow$

${}^7\text{Be} + p$ и получена оценка сечения электромагнитной диссоциации, экстраполяция которого на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.

- б. Впервые изучена когерентная диссоциация радиоактивных ядер ${}^9\text{C}$, в которой идентифицированы канал $3{}^3\text{He}$, связанный с глубокой перестройкой основного состояния ядра ${}^9\text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Балдин «Физика релятивистских ядер», ЭЧАЯ, том 8, 429-477, 1977.
2. A.M. Baldin, L.A. Didenko «Asymptotic properties of hadron matter in relative four velocity space» Fortsch. Phys.. 38, 261(1990).
3. А. М. Балдин, А. А. Балдин «Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики» ЭЧАЯ, 29, 578(1998).
4. А. I. Malakhov «Asymptotic Laws in Relativistic Nuclear Physics and Their Experimental Verification» ЭЧАЯ, 31, 229(2000).
5. А. I. Malakhov «Research Program for the Nuclotron» Nucl. Phys. A734, 82(2004).
6. П. И. Зарубин «Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхрофазотрон – нуклотрон», ЭЧАЯ, 26, 523-561, 1995.
7. P. G. Hansen, A. S. Jensen, B. Jonson «Nuclear Halos» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45, 591(1995).
8. P. G. Hansen and J. A. Tolstevin «Direct Reactions with Exotic Nuclei» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 53, 219(2003).
9. T. Aumann, «Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei», Eur. J. Phys. A26, 441 (2005).
10. D. F. Geesaman, C. K. Gelbke, R. V. F. Janssens «Physics of Rare Isotope Accelerator» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 56, 53(2006).
11. A. H. Wuosmaa, R. R. Betts, M. Freer and R. R. Fulton «Recent Advances in the Study of Nuclear Clusters» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45, 89(1995).
12. W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo «Nuclear clusters and nuclear molecules» Phys. Rep., 432, 43(2006).

13. M. Freer «The clustered nucleus – cluster structures in stable and unstable nuclei» Rep. Prog. Phys., 70(2007)2149-2210.
14. C.A. Bertulani and G. Baur, «Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions», Physics Reports **163** (1988), 299-408.
15. G. Baur and H. Rebel «Coulomb Breakup of Nuclei – Applications to Astrophysics» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 46, 321(1996).
16. A. W. Strong, I. V. Mockalenko, and V. S. Ptushkin «Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 57, 285(2003).
17. Е. А. Строковский, Ф. А. Гареев, Ю. Л. Ратис «Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях» ЭЧАЯ, 24, 603(1993).
18. Батусов Ю. А., Лукстиньш Ю., Майлинг Л., Парфенов А. Н. «Альфа-распады гиперядер ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ на нуклотроне - ключ к разгадке некоторых головоломок в безлептонных процессах» ЭЧАЯ, 36, 318(2005).
19. V. Bradnova et al. «Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation», ЯФ, 66, 3, 1694-1698, 2003.
20. V. Bradnova et al. «Nuclear Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation» Few Body Systems Suppl., 14, 241-244.
21. V. Bradnova et al. «Nuclear Clustering in Processes of Relativistic Multifragmentation» Nucl. Phys. A734, E92-E95, 2004.
22. V. Bradnova et al. «Studies of Light Nucleus Clustering in Relativistic Multifragmentation Processes» Acta Phys. Slov., 54, 4, 351-365, 2004.
23. Веб-сайты <http://becquerel.lhe.jinr.ru/> и <http://becquerel.jinr.ru>.
24. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом» Издательство иностранной литературы М., 1962.
25. W. H. Barkas «Nuclear research emulsions» Academic Press, New York and London (1963).

26. H. L. Bradt and B. Peters «The heavy nuclei of the primary cosmic radiation» *Phys. Rev.* 77, 54 (1950).
27. A. B. Aleksandrov et al., «Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing» *NIM A*, 535, 542 (2004).
28. Фейнберг Е. Л., Котельников К. А., Полухина Н. Г. «Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки материала трековых детекторов» *ЭЧАЯ*, 35, 762(2004).
29. M. De Serio et al., «High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes» *NIM A*, 554, 247(2005).
30. К. Д. Толстов «Результаты и некоторые перспективы эмульсионных исследований взаимодействий частиц и атомных ядер» Автореферат докторской диссертации 2723, Радиевый институт имени В. Г. Хлопина, Дубна, 1966.
31. M. G. Antonova et al. «General Characteristics of Proton-Nucleus Interactions in Nuclear Emulsion at 67 GeV/c» *Phys. Lett. B* 39, 282(1972).
32. M. G. Antonova et al. «Coherent Production of Particles by 67 GeV/c Protons on Emulsion Nuclei» *Phys. Lett. B* 39, 285(1972).
33. М. И. Адамович, Н. Далхажав, В. Г. Ларионова, К. Д. Толстов. Г. С. Шабратова «Стриппинг дейтронов 9,38 ГэВ/с на ядрах эмульсии» Препринт ОИЯИ Р1-6386 (1972).
34. К. Д. Толстов и др. «Неупругие взаимодействия α -частиц с импульсом 17 ГэВ/с с ядрами» Препринт ОИЯИ Р1-8313 (1974).
35. J. A. Galstyan et al. «Interactions of 9.4 GeV/c Deuterons in an Emulsion: Multiplicity and Angular Distribution» *Nucl. Phys. A* 208, 626 (1973).
36. N. Dalkhazhav et al., «9.38 GeV/c deuteron stripping on photoemulsion nuclei», *Nucl. Phys. A* 222, 614(1974).
37. Э. Силеш и др. «Взаимодействие дейтронов 2,43 ГэВ/с с ядрами эмульсии» *ЯФ*, 16, 109(1972).

38. А Марин и др. «Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон с ядрами эмульсии и каскадно-испарительная модель» ЯФ 29 №1, 105- 117 (1979).
39. H. H. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, and Shwe «Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon» Phys. Rev. C 17, 1735(1978).
40. G. M. Chernov et al. «Interactions of Relativistic Nitrogen Nuclei in an Emulsion at 2.1 GeV/nucleon» Nucl. Phys. A, 280, 478(1977).
41. G. M. Chernov et al. «Fragmentation of Relativistic ^{56}Fe Nuclei in Emulsion» Nucl. Phys. A 412, 534(1984).
42. Н. П. Андреева и др. «Фрагментация релятивистских ядер ^{22}Ne на ядрах эмульсии» ЯФ, 47, 157(1988).
43. Н. П. Андреева и др. «Неупругие взаимодействия ядер кремния с ядрами эмульсии при импульсе 4.5А ГэВ/с» ЯФ, 51, 1047(1990).
44. E. M. Friedlander, H. H. Heckman, and Y. J. Karant «Nuclear Collisions of Uranium Nuclei up to 1 GeV/nucleon» Phys. Rev. C 27, 2436(2003).
45. P. L. Jain et al. «Fission of Uranium Nuclei in Flight at Relativistic Energies» Phys. Rev. 52, 1763(1984).
46. M. I. Adamovich et al. «Production of Helium ($Z = 2$) projectile fragments in ^{16}O -Emulsion Interactions from $E / A = 2$ to 200 GeV» Phys. Rev. C 20, 66(1989).
47. M. I. Adamovich et al. «Helium Production in 10.7A GeV Au Induced Nucleus-Nucleus Collisions» Phys. Lett. B, 338, 397(1994).
48. G. Baroni et al., «Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon ^{16}O and ^{32}S ions in nuclear emulsion», Nuclear Physics A, 516, 673(1990).
49. G. Baroni et al. «The Electromagnetic and Hadronic Diffractive Dissociation of ^{16}O ions» Nucl. Phys. A 540, 646(1992).
50. M. I. Adamovich et al. «He Production in 158A GeV/c Pb on Pb interactions» Phys. Lett. B, 390, 445(1997).

51. M. I. Adamovich et al. «Scaling Properties of Charged Particle Multiplicity Distributions in Oxygen Induced Emulsion Interactions at 14.6, 60 and 200A GeV» Phys. Lett B223, 262(1989).
52. M. I. Adamovich et al. «Limiting Fragmentation in Oxygen-Induced Emulsion Interactions at 14.6, 60 and 200 GeV/c» Phys. Rev. Lett., 62, 2801(1989).
53. M. I. Adamovich et al. «Rapidity Density Distributions and Their Fluctuations in violent Au-induced Nuclear Interactions at 11.6A GeV/c» Phys. Lett. B 322, 166(1994).
54. С. А. Краснов и др. «Исследование полного разрушения свинца ядрами магния-24 при импульсе 4,5А ГэВ/с» Препринт ОИЯИ Р1-88-389 (1988).
55. Н. П. Андреева и др. «Характеристики полного разрушения ядер Ag, Вr ядрами ^{22}Ne и ^{28}Si импульсом 4,1 – 4,5А ГэВ/с» ЯФ, 55,1010(1992).
56. M. I. Adamovich et al. « ^{28}Si (^{32}S) Fragmentation at 3.7A, 14.6A and 200A GeV» Nucl. Phys. A 351, 311(1995).
57. С. А. Краснов, ..., З. И. Соловьева.... «Топологические характеристики фрагментации релятивистских ядер ^{28}Si на ядрах эмульсии» Препринт ОИЯИ Р1-88-252 (1988).
58. Н. П. Андреева, ..., З. И. Соловьева.... «Топологические характеристики процесса фрагментации релятивистских ядер ^{22}Ne с импульсом 4.1А ГэВ/с на ядрах эмульсии» Препринт ОИЯИ Р1-85-692 (1988).
59. A. El-Naghy et al. «Fragmentation of ^{22}Ne in Emulsion at 4.1A» J. Phys. G, 14, 1125 (1988).
60. M. El-Nadi et al. «Nuclear Multifragmentation of ^{32}S and ^{28}Si in Emulsion Nuclei» J. Phys. G, 24, 2265(1998).
61. M. El-Nadi et al «Fragmentation of ^{28}Si Nuclei in Nuclear Emulsion» J. Phys. G, 25, 1169(1999).

62. M. A. Jilany «Nuclear Fragmentation in Interactions of 3.7A GeV ^{24}Mg Projectiles with Emulsion Targets» Phys. Rev. C 79, 014901(2004).
63. В. Г. Богданов и др. «Наблюдение распада (деления) релятивистских ядер ^{24}Mg и ^{28}Si на два близких по заряду фрагмента» Письма в ЖЭТФ, 44, 306(1986).
64. С. Вокал, ..., З. И. Соловьева «Образование двух многозарядных фрагментов при фрагментации релятивистского ядра ^{28}Si на ядрах эмульсии» Препринт ОИЯИ Р1-91-85 (1991).
65. G. Singh et al. «Electromagnetic Dissociation of ^{32}S at Ultrarelativistic Energy in Nuclear Emulsion» Phys. Rev. C, 999(1990).
66. G. Singh, P. L. Jain «Electromagnetic Dissociation of Relativistic Heavy Ions in Emulsion» Z. Phys. A, 344,73(1992).
67. M. I. Adamovich «Critical behaviour in Au Fragmentation at 10.7A GeV» Eur. Phys. J. A 1, 77(1998).
68. M. I. Cherry et al. «Fragmentation and Particle Production in Interactions of 10.6 GeV/N gold nuclei with hydrogen, light and heavy target» Eur. Phys. J. C, 5, 641(1998).
69. M. I. Adamovich et al. «Fragmentation and Multifragmentation of 10.6A GeV Gold Nuclei» Eur. Phys. J. A 5, 429(1999).
70. M. I. Adamovich et al. «Multifragmentation of Gold Nuclei in the Interactions with Photoemulsion Nuclei at 10.7A GeV» Z. Phys. A, 359, 277(1997).
71. Ажгирей Л. С., Юдин Н. П. «Релятивистские дейтроны: их динамика и структура в столкновениях с нуклонами и ядрами» ЭЧАЯ, 37, 1012(2006).
72. В. Г. Аблеев и др. «Измерение выхода протонов - спектаторов под нулевым углом вылета в реакции стриппинга дейтронов на углероде при импульсе 8,9 ГэВ/с» ЯФ, 37, 132(1983).
73. V. G. Ableev et al. «Alpha-Nucleus Differential Cross-Section at 4.45 GeV/c/nucleon» Acta Phys. Pol. B16, 913(1985).

74. V. G. Ableev et al. «Diffraction Scattering of Alpha-particles on Nuclei at 17.9 GeV/c» Z. Phys. A 340, 191(1991).
75. V. G. Ableev et al. «Proton and Triton Momentum Distributions from ^4He Fragmentation» Few-Body Systems, 8,137(1990).
76. П. Зелински и др. «Импульсные характеристики спектров в процессах фрагментации ядра ^4He » ЯФ, 43, (1988).
77. В. В. Глаголев и др. «Изотопный состав фрагментов, образованных в ^{16}O -взаимодействиях при высоких энергиях» Письма в ЖЭТФ, 58, 497(1993).
78. В. В. Глаголев и др. «Выход зеркальных ядер ^3H , ^3He и ^7Li , ^7Be во взаимодействиях релятивистских ядер кислорода с протоном» Письма в ЖЭТФ, 59, 316(1994).
79. В. В. Глаголев и др. «Образование ядер гелия в кислород - протонных соударениях при релятивистских энергиях» ЯФ, 58, 2005(1995).
80. В. В. Глаголев и др. «Взаимодействие в конечном состоянии в ^3He -столкновениях» ЯФ, 58, 2000(1995).
81. Г. Браун и др. «Изучение механизмов безмезонных ^4He -реакций» ЯФ, 59, 2001(1996).
82. В. В. Глаголев и др. «Испускание легких фрагментов в ^{16}O -взаимодействиях при импульсе 3.25 ГэВ/c» ЯФ, 62, 1472(1999).
83. Э. Х. Базаров и др., «Феноменологический анализ каналов образования трех и четырех α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/c», ЯФ 67 (2004), 730-735.
84. В. В. Глаголев и др. «Образование ядер гелия в кислород - протонных соударениях при релятивистских энергиях» ЯФ 58, 2005 (1995).
85. В. В. Глаголев и др. «К вопросу о фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами» ЯФ 63, 575 (2000).
86. V. V. Glagolev et al. «Fragmentation of relativistic oxygen nuclei interaction with a proton» Eur. Phys. J. A 11, 285 (2001).

87. S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H. H. Wolter «Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters» Phys. Rev. C 81, 015803 (2010).
88. C. J. Horowitz, M. A. Pérez-García, D. K. Berry, and J. Piekarewicz «Dynamical response of the nuclear “pasta” in neutron star crusts» Phys. Rev. C 72, 035801 (2005).
89. A. S. Botvina and I. N. Mishustin «Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities» Phys. Rev. C 72, 048801 (2005).
90. K. Sumiyoshi and G. Röpke «Appearance of light clusters in post-bounce evolution of core-collapse supernovae» Phys. Rev. C 77, 055804 (2008).
91. R. B. Wiringa, Steven C. Pieper, J. Carlson, and V. R. Pandharipande «Quantum Monte Carlo calculations of $A = 8$ nuclei» Phys. Rev. C 62, 014001 (2000).
92. T. Yamada and P. Schuck «Dilute multi- α cluster states in nuclei» Phys. Rev. C 69, 024309 (2004).
93. H. Takemoto, M. Fukushima, S. Chiba, H. Horiuchi, Y. Akaishi, and A. Tohsaki «Clustering phenomena in nuclear matter below the saturation density» Phys. Rev. C 69, 035802 (2004).
94. A. Sedrakian and J. W. Clark «Pair condensation and bound states in fermionic systems» Phys. Rev. C 73, 035803 (2006).
95. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke «Alpha Cluster Condensation in ^{12}C and ^{16}O » Phys. Rev. C 74, 044311 (2006).
96. M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter «Structure of the Hoyle State in ^{12}C » Phys. Rev. Lett. 98, 032501 (2007).
97. J. A. Maruhn, Masaaki Kimura, S. Schramm, P.-G. Reinhard, H. Horiuchi, and A. Tohsaki « α -cluster structure and exotic states in a self-consistent model for light nuclei» Phys. Rev. C 77, 064312 (2008).
98. Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada «Density-induced suppression of the α -particle condensate in nuclear

matter and the structure of α -cluster states in nuclei» Phys. Rev. Lett. 101, 082502 (2008).

99. S. Shlomo, G. Röpke, J. B. Natowitz, L. Qin, K. Hagel, R. Wada, and A. Bonasera «Effect of medium dependent binding energies on inferring the temperatures and freeze-out density of disassembling hot nuclear matter from cluster yields» Phys. Rev. C 79, 034604 (2009).

100. Y. Funaki, H. Horiuchi, W. von Oertzen, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada «Concepts of nuclear α -particle condensation» Phys. Rev. C 80, 064326 (2009).

101. P. Schuck et al., «Alpha-particle condensation in nuclei», Nuclear Physics A 738 (2004), 94-100.

102. P. Schuck et al., « α -Particle condensation in nuclear system», Nuclear Physics A 788 (2007), 293-300.

103. Y. Funaki et al., «Resonance states in ^{12}C and α -particle condensation», Eur. Phys. J. A 24 (2005), 321-342.

104. Y. Suzuki and M. Takahashi, « α cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O ?», Phys. Rev. C 65, 064318 (2002).

105. A. Tohsaki et al., «Wide perspective of alpha condensation in light $4N$ nuclei», Nuclear Physics A 738 (2004), 259-263.

106. B. R. Fulton et al. «Exclusive breakup measurements for ^9Be » Phys. Rev. C 70, 047602 (2004).

107. M. Freer et al. « α : $2n$: n Molecular Band in ^{10}Be » Phys. Rev. Lett. 96, 042501 (2006).

108. P. J. Leask et al. «Breakup measurements of particle unbound states in ^{10}B » Phys. Rev. C 63, 034307 (2001).

109. N. Curtis et al. « $\alpha + \text{Li}$ and $\text{H} + \text{Be}$ decay of $^{10, 11, 12}\text{B}$ » Phys. Rev. C 72, 044320 (2005).

110. N. Curtis et al. «Breakup reaction study of the Brunnian nucleus ^{10}C » Phys. Rev. C, C 77, 021301(R) (2008).

111. P. I. Zarubin «Clustering Pattern of Light Nuclei in Dissociation above 1A GeV» AIP Proc., 768, 404(2005).
112. N. P. Andreeva et al. «Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV» EPJ, A27, s1, 295(2006).
113. P. I. Zarubin, D. A. Artemenkov, G. I Orlova «Dissociation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion» Nuclear Science and Safety in Europe, Springer, 189(2006).
114. 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» AIP Proc., 912, 78(2007).
115. В. Г. Воинов, М. М. Чернявский «Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных эмульсиях» Труды ФИАН, том 108 М., «Наука», 166 (1979).
116. Н. П. Андреева и др., «Топология "белых звезд" в релятивистской фрагментации легких ядер» ЯФ, 68, 3, 484-494, 2005.
117. В. В. Белага и др. «Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом» ЯФ 58, 2014 (1995).
118. А. И. Бондаренко. Г. М. Чернов, Б. С. Юлдашев «Реакция диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах водорода. углерода и тантала при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон» ЯФ, 57, 430(1994).
119. В. В. Белага и др. «Фрагментация ядра углерода на три α -частицы в пропановой пузырьковой камере при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон» ЯФ, 59, 869(1996).
120. В. В. Белага и др. «Изучение фрагментации релятивистского ядра углерода в неупругих соударениях с ядрами пропана и тантала» ЯФ, 59, 2008(1996)
121. В. В. Кириченко, «Альфа-частичное фоторасщепление легких ядер ^{12}C и ^{16}O », ЭЧАЯ, 802 (2001).
122. Ф. А. Аветян и др. «Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в эмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон» ЯФ 59, 110 (1996).

123. J. Engelage et al., «A quasi-exclusive measurement of ^{12}C (^{12}C , 3α)X at 2.1 GeV/nucleon», Physics Letters B **173** (1986), 34-38.
124. F. Cucinotta and R. D. Dubey, «Alpha-cluster description of excitation energies in ^{12}C (^{12}C , 3α) X at 2.1 A GeV», Phys. Rev. C **50** (1994), 1090-1096.
125. N. P. Andreeva и др., «Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV» Eur. Phys. J., A27, s1, 295(2006).
126. K. B. Bhalla et al. «Relativistic α -particles Emitted in Fe-Emulsion Interactions at 1.7A GeV» Nucl. Phys. A 412, 446 (1981).
127. М. И. Адамович и др. «Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами эмульсии» ЯФ 62, 1461 (1999).
128. F. G. Lepekhin et al. «Yields and transverse moments of the ^6Li fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon» Eur. Phys. J. A1, 137 (1998).
129. M. I. Adamovich et al. «Dissociation of relativistic ^7Li in photoemulsion and structure of ^7Li nucleus» Phys. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 30, 1479-1485 (2004).
130. Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов и др. «Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ^7Li по каналу $^3\text{H} + ^4\text{He}$ » Письма в ЖЭТФ, 88, 83(2008).
131. М. И. Adamovich и др. «Irradiation of nuclear emulsions in relativistic beams of ^6He and ^3H nuclei» Письма в ЭЧАЯ, 110, 29-38, 2002.
132. P. A. Rukoyatkin et al. «Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron», EPJ ST, 162, 267(2008).
133. S. A. Avramenko, ..., P. A. Rukoyatkin «Tritons for the Study of the Charge-Exchange Reactions with the LHE Streamer Chamber: Status and Some Possibilities» JINR Rapid. Comm. #6[86]-97, 61(1997).
134. S. A. Avramenko et al. «Topological characteristics of the charge exchange reaction $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}$ on neon and magnesium nuclei at 9 GeV/c» Pis'ma v ZhETF, 55, 679(1992).

135. М. И. Адамович и др. «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации» ЯФ 67, 3, 533(2004).
136. Ф. Г. Лепехин «Выход фрагментов ядра ^{10}B » Письма в ЭЧАЯ №3, 25(2002).
137. Ф. Г. Лепехин «Образование и роль ядер ^8Be при фрагментации легких ядер» ЭЧАЯ, 36, 437(2005).
138. М. Карабова и др. «Периферическая фрагментация релятивистских ядер ^{11}B в ядерной эмульсии» ЯФ, 72, 2, 329(2009).
139. Н. Г. Пересадько и др. «Каналы фрагментации релятивистских ядер ^7Be в периферических взаимодействиях» ЯФ, 70, 7, 1266(2007).
140. Д. А. Артеменков и др. «Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ» ЯФ, 70, 7, 1261(2007).
141. D. A. Artemenkov et al. «Detailed Study of Relativistic $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion», Few Body Systems, 273(2008).
142. D. A. Artemenkov et al. «Fragmentation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion» ЯФ, 71, 1595(2008).
143. P. Descouvemont, «Microscopic three-cluster study of the low-energy ^9Be photodisintegration», Eur. Phys. J. A **12** (2001), 413-419.
144. L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov, «Three-body resonant radiative capture in astrophysics», Phys. Rev. C **72**, 015803 (2005).
145. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ^9Be », Phys. Rev. C **72**, 054304 (2005).
146. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution », Phys. Rev. C **72**, 024312(2005).
147. T. Toshito et al. «Measurements of Projectile-like ^8Be and ^9B in 200-400 MeV/nucleon ^{12}C on water» Phys. Rev. C, 78, 067602(2008).

148. H. Feshbach and K. Huang «Fragmentation of relativistic heavy ions» Phys. Lett. 47B, 300(1973).
149. A. S. Goldhaber «Statistical models of fragmentation processes» Phys. Lett. 53B, 306(1974).
150. Т. В. Щедрина и др. «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами эмульсии» ЯФ, 70, 1271(2007).
151. T. V. Shchedrina, P. I. Zarubin «Clustering Features of ^{14}N in Relativistic Multifragmentation Process» Ядерна фізика та енергетика, 10, 50(2009).
152. Р. Станоева и др., «Периферическая фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2А ГэВ в ядерной эмульсии» ЯФ, 70, 1261(2007).
153. Р. Станоева и др. «Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер ^8B в ядерной эмульсии» ЯФ, 72, 731(2009).
154. N. Iwasa et al. «Measurement of the Coulomb dissociation of ^8B at 254 MeV/nucleon and ^8B solar neutrino flux» Phys. Rev. Lett. 83, 2910 (1999).
155. R. Shyam, K. Bennaceur, J. Okolowicz, and M. Ploszajczak «Structure effects on the Coulomb dissociation of ^8B at relativistic energies» Nucl. Phys. A669, 65(2000).
156. H. Esbensen and K. Hencken «Systematic study of ^8B break up cross section» Phys. Rev. C61, 054606 (2000).
157. S. Typel and G. Baur «Coulomb dissociation of ^8B into $^7\text{Be} + p$: Effects of multiphoton – exchange» Preprint KFA-IKP-TH-1994-15.
158. M. H. Smedberg et al. «New results on the halo structure of ^8B », Phys. Lett. B 452, 1 (1999).
159. D. Cordina-Gil et al. «Nuclear and Coulomb break up of ^8B », Nucl. Phys. A 720, 3 (2003).
160. Э. Резерфорд «Нуклеарное строение атома» УФН, т. 2 вып. 2, 194 (1921), http://data.ufn.ru/ufn21/ufn21_2/Russian/r212d.pdf.

161. 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).
162. A. Wither and K. Alder, «Relativistic Coulomb excitation», Nucl. Phys. A 319, 518 (1979).
163. H. H. Heckman and P.J. Lindstrom «Coulomb dissociation of relativistic ^{12}C and ^{16}O nuclei» Phys. Rev. Lett. 37 5 (1976).
164. D. L. Olson et al., «Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei», Phys. Rev. C 24 1529(1981).
165. D. O. Krivenkov et al., «First results on the interactions of relativistic ^9C nuclei in nuclear track emulsion» Progress in High Energy Physics Nuclear Safety, Springer, 149-156, 2006 e-Print: arXiv:0811.1880.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

1. «Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхрофазотрон – нуклотрон», П. И. Зарубин, Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ), 26, 523-561, 1995; «Suggested Experiments at the Dubna Synchrophasotron - Nuclotron accelerator complex», P. I. Zarubin, Physics of Particles and Nuclei, 26, 221-238, 1995.
2. «Irradiation of nuclear emulsions in relativistic beams of ${}^6\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ nuclei» M. I. Adamovich, A. M. Baldin, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, V. A. Dronov, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, V. A. Krasnov, V. G. Larionova, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, P. I. Zarubin, Письма в ЭЧАЯ, Particles and Nuclei, Letters, 110, 29-38, 2002; nucl-ex/0206013.
3. «Nuclear Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation» V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, A. Sh. Gaitinov, L. A. Goncharova, L. Just, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, V. G. Larionova, F. G. Lepekhin, A. I. Malakhov, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, B. B. Simonov, S. Vokál, P. I. Zarubin, Few Body Systems Supplement, 14, 241-244.
4. «Nuclear Clustering in Processes of Relativistic Multifragmentation» V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, A. Sh. Gaitinov, L. A. Goncharova, L. Just, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, V. G. Larionova, F. G. Lepekhin, A. I. Malakhov, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, B. B. Simonov, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, Nuclear Physics, A734, E92-E95, 2004.

5. «Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation» V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, A. Sh. Gaitinov, L. A. Goncharova, L. Just, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, V. G. Larionova, F. G. Lepekhn, A. I. Malakhov, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, B. B. Simonov, S. Vokál, P. I. Zarubin, Ядерная физика, 66, 1694-1698, 2003; Physics of Atomic Nuclei, 66, 1646 - 1650, 2003.
6. «Clustering Pattern of Light Nuclei in Dissociation above 1A GeV» P. I. Zarubin, American Institute of Physics Conference Proceedings, 768, 404-406, 2005.
7. «Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron» P. A. Rukoyatkin, L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, P. I. Zarubin, The European Physical Journal ST, 162, 267-274, 2008.
8. «Irradiation of nuclear emulsions in relativistic beams of ${}^6\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ nuclei» M. I. Adamovich, A. M. Baldin, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, V. A. Dronov, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, V. A. Krasnov, V. G. Larionova, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, P. I. Zarubin, Письма в ЭЧАЯ, Particles and Nuclei, Letters, 110, 29-38, 2002; nucl-ex/0206013.
9. «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации», М. И. Адамович, В. Баднова, С. Вокал, С. Г. Герасимов, В. А. Дронов, П. И. Зарубин, А. Д. Коваленко, К. А. Котельников, В. А. Краснов, В. Г. Ларионова, Ф. Г. Лепехин, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, Г. Г. Пересадько. Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В.В. Русакова, Н. А. Салманова, Б. Б. Симонов, М. М. Чернявский, М. Хайдук. С. П. Харламов, Л. Юст, Ядерная физика, 67, 533-536, 2004; «Investigation of Clustering in Light Nuclei by Means of

- Relativistic Multifragmentation Processes» M. I. Adamovich et al., , Physics of Atomic Nuclei, 67, 514-517, 2004; arXiv:nucl-ex/0301003.
- 10.«Топология "белых звезд" в релятивистской фрагментации легких ядер» Н. П. Андреева, В. Баднова, С. Вокал, А. Вокалова, А. Ш. Гайтинов, С. Г. Герасимов, Л. А. Гончарова, В. А. Дронов, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, А. Кравчакова, В. Г. Ларионова, О. В. Левицкая, Ф. Г. Лепехин, А. И. Малахов, Г. И. Орлова Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Н. А. Салманова, В. Р. Саркисян, Б. Б. Симонов, Е. Стан, Р. Станоева, М. М. Чернявский, М. Хайдук, С. П. Харламов, И. Цаков, Т. В. Щедрина, Ядерная физика, 68, 484-494, 2005; «Topology of "White Stars" in the Relativistic Fragmentation of Light Nuclei» N. P. Andreeva et al., Physics of Atomic Nuclei, 68, 455 - 465, 2005; arXiv:nucl-ex/0605015.
- 11.«Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV» N. P. Andreeva, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, A. Sh. Gaitinov, N. A. Kachalova, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, S. G. Gerasimov, L. A. Goncharova, V. G. Larionova, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, T. V. Shchedrina, E. Stan, R. Stanoeva, I. Tsakov, S. Vokál, A. Vokálová, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, The European Physical Journal, A27, s1, 295-300, 2006; nucl-ex/0604003.
- 12.«Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами эмульсии» Т. В. Щедрина, В. Баднова, А. Вокалова, С. Вокал, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, М. Хайдук, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Ядерная физика, 70, 7, 1271-1275, 2007; «Peripheral Interactions of Relativistic ^{14}N nuclei with Emulsion Nuclei», T. V. Shchedrina et al., Physics of Atomic Nuclei, 70, 7, 1230-1234, 2007; arXiv:nucl-ex/0605022.

13. «Clustering Features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B Nuclei in Relativistic Fragmentation» D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, American Institute of Physics Conference Proceedings, 912, 78-87, 2007; arXiv:0704.0384.
14. «Clustering Features of ^{14}N in Relativistic Multifragmentation Process» T. V. Shchedrina, P. I. Zarubin, Ядерна фізика та енергетика, 10, 1, 50-54, 2009; arXiv:0902.4546.
15. «Периферическая фрагментация релятивистских ядер ^{11}B в ядерной эмульсии» М. Карабова, Д. А. Артеменков, В. Браднова, С. Вокал, А. Вокалова, Я. Врлакова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, С. П. Харламов, Т. В. Щедрина, Ядерная физика, 72, 2, 329-333, 2009; Peripheral Fragmentation of Relativistic Nuclei ^{11}B in Nuclear Track Emulsion, M. Karabova et al., Physics of Atomic Nuclei 72, 2, 300-304, 2009, arXiv:nucl-ex/0610023.
16. «Каналы фрагментации релятивистских ядер ^7Be в периферических взаимодействиях» Н. Г. Пересадыко, Ю. А. Александров, В. Браднова, С. Вокал, С. Г. Герасимов, В. А. Дронов, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, А. Д. Коваленко, В. Г. Ларионова, А. И. Малахов, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, С. П. Харламов, В. Н. Фетисов, Ядерная физика, 70, 7, 1266-1270, 2007; «Fragmentation Channels of Relativistic ^7Be Nuclei in Peripheral Interactions», N. G. Peresadko et al., Physics of Atomic Nuclei, 70, 7, 1226-1229, 2007; arXiv:nucl-ex/0605014.
17. «Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ» Д. А. Артеменков, В. Браднова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, М. М. Чернявский, П. А. Рукояткин, Р. Станоева, В. В. Русакова, М. Хайдук, Е. Стан, Р. Станоева, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина, Ядерная физика, 70, 7, 1261-1265, 2007; «Features of the $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ Fragmentation in an Nuclear Track Emulsion

- for an Energy of 1.2 A GeV». D. A. Artemenkov et al., *Physics of Atomic Nuclei*, 70, 7, 1222-1225, 2007; arXiv:nucl-ex/0605018.
- 18.«Detailed Study of Relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion» D. A. Artemenkov, D. O. Krivenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, *Few Body Systems*, 273-276, 2008.
- 19.«Dissociation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion» P. I. Zarubin, D. A. Artemenkov, G. I Orlova, *Nuclear Science and Safety in Europe*, Springer, 189-200, 2006; nucl-ex/0604007.
- 20.«Fragmentation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion» D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, L. A. Goncharova, M. Haiduc, N. A. Kachalova, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N.G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, T.V. Shchedrina, S. Vokál, A. Vokálová, P. I. Zarubin, I.G. Zarubina, *Ядерная физика*, 71, 9, 1595-1601, 2008; D. A. Artemenkov et al. *Physics of Atomic Nuclei*, 71, 9, 1565-1571, 2008; arXiv:0907.0569.
- 21.«Периферическая фрагментация ядер ${}^8\text{B}$ с энергией 1.2A ГэВ в ядерной эмульсии» Р. Станоева, В. Баднова, С. Вокал, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Е. Стан, М. Хайдук, С. П. Харламов, И. Цаков, Т. В. Щедрина, *Ядерная физика*, 70, 7, 1261-1265, 2007; «Peripheral Fragmentation of ${}^8\text{B}$ Nuclei in Nuclear Emulsion at an Energy of 1.2 GeV per Nucleon», R. Stanoeva, et al., *Physics of Atomic Nuclei*, 70, 7, 1216-1221, 2007; arXiv:nucl-ex/0605013.
- 22.«Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер ${}^8\text{B}$ в ядерной эмульсии» Р. Станоева, Д. А. Артеменков, В. Баднова, С. Вокал, Л. А. Гончарова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, Д. О. Кривенков, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А.

Рукояткин, В. В. Русакова, Н. Г. Полухина, Н. Г. Пересадько, М. Хайдук, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина, Ядерная физика, 72, 4, 731-742, 2009, «Electromagnetic Dissociation of Relativistic ^8B Nuclei in Nuclear Track Emulsion», R. Stanoeva et al., Physics of Atomic Nuclei, 72, 4, 690-701, 2009; arXiv:0906.4220.

23.«First results on the interactions of relativistic ^9C nuclei in nuclear track emulsion» D. O. Krivenkov, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. Haiduc, S. P. Kharlamov, N. V. Kondratieva, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, T. V. Shchedrina, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina. Progress in High Energy Physics Nuclear Safety, Springer, 149-156, 2006 e-Print: arXiv:0811.1880.

СЛОВА БЛАГОДАРНОСТИ

Автор считает своим приятным долгом высказать слова сердечной признательности коллегам, сотрудничество с которыми позволило подготовить эту диссертацию. Прежде всего, хотелось бы вспомнить имена ученых, которых, к сожалению, уже нет с нами.

Академик Александр Михайлович Балдин, по праву считающийся основателем релятивистской ядерной физики, сыграл бесценную роль в личной судьбе автора и в выборе научного пути. Его идейное влияние и жизненная поддержка в решающей степени сделали возможной и настоящую работу.

Благодаря энтузиазму профессора Константина Дмитриевича Толстова в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ была создана база исследований и развернуто международное сотрудничество ученых по исследованию взаимодействий релятивистских ядер методом ядерной эмульсии. Общение с профессором Гилелем Мордуховичем Черновым (ИЯФ, Ташкент - ОИЯИ) позволило автору осознать перспективы изучения кластеризации при фрагментации релятивистских ядер в ядерной эмульсии. Плодотворным было сотрудничество в ФИАН с профессором Маратом Ивановичем Адамовичем и опытейшим эмульсионщиком Валентиной Георгиевной Ларионовой.

Настоящая диссертация претендует быть развитием трудов этих ученых. Светлая память их славным именам!

Сотрудничество с учеными ФИАН позволило воспринять представления о взаимодействии релятивистских ядер, сформулировать задачи проекта, подготовить в ОИЯИ молодых исследователей и создать уникальную видеотеку взаимодействий ядер. Сердечно благодарю за сотрудничество и дружбу Сергея Петровича Харламова, Наталью Григорьевну Пересадыко, Наталью Геннадьевну Полухину, Галину Ивановну Орлову, Михаила Михайловича Чернявского и Людмилу Анатольевну

Гончарову. Важная интерпретация результатов была проведена Владимиром Николаевичем Фетисовым.

Профессор Александр Иванович Малахов оказывал поддержку автору на всех этапах осуществления этой работы, начиная с предложения возглавить эмульсионное сотрудничество и до консультаций при написании текста диссертации. Под его руководством в Лаборатории высоких энергий имени В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ была запущена система медленного вывода пучка из нуклотрона ОИЯИ, позволившая провести наши облучения.

Автор выражает благодарность Александру Дмитриевичу Коваленко, Валерию Алексеевичу Мончинскому и их коллегам за проведение сеансов по ускорению ядер на нуклотроне ОИЯИ. Павел Александрович Рукояткин осуществлял формирование первичных и вторичных пучков с оптимальным составом и плотностью для облучения ядерной эмульсии, предложив специальную и весьма удачную схему сепарации релятивистских изотопов. На перспективу эти достижения создают задел для развития на нуклотроне ОИЯИ исследований с релятивистскими радиоактивными ядрами.

Подготовка и проявка эмульсионных слоев проведена сотрудниками химической группы ЛФВЭ ОИЯИ Верой Брановой, Натальей Викторовной Кондратьевой, Людмилой Ивановной Куликовой и Ниной Григорьевной Крыловой. Их творческое отношение, энтузиазм в работе позволили не только решить конкретные задачи, но и, в целом, сохранить культуру применения ядерной эмульсии.

Поиск и измерения ядерных взаимодействий стали уникальными по как объему, так и разнообразию. Автор выражает благодарность начальнику эмульсионной группы ЛФВЭ ОИЯИ Валерии Викторовне Русаковой и лаборантам-микроскопистам Инессе Ивановне Сосульниковой, Анне Максимовне Сосульниковой, Галине Владимировне Стельмах, Наталье Александровне Качаловой и Нине Сергеевне Щербаковой. Игорь Иванович

Марьин обеспечил работу микроскопов, проявочного оборудования и помощь в облучении эмульсии.

Принципиальным для нашего исследования стало сотрудничество с молодыми учеными ОИЯИ. Татьяна Викторовна Щедрина, Ралица Станоева и Денис Александрович Артеменков приняли ответственность за конкретные задачи и защитили по итогам их решения кандидатские диссертации. Дмитрий Олегович Кривенков, Надежна Константиновна Корнегруца, Кахрамон Зиядуллаевич Маматкулов и Расул Рузикулович Каттабеков успешно ведут анализ новых результатов. Выражаю им благодарность и пожелания творческого роста и успехов в научной работе.

Профессора Виктор Викторович Глаголев, Юрий Анатольевич Панебратцев (ЛФВЭ ОИЯИ) и Юрий Александрович Батусов (ЛЯП ОИЯИ), взяли на себя труд рассмотреть результаты наших исследований. Юрий Сергеевич Анисимов и Евгений Борисович Плеханов (ЛФВЭ ОИЯИ) оказывали важную научно-организационную поддержку.

Автор выражает благодарность за сотрудничество и поддержку ученым из институтов стран-участниц ОИЯИ, прежде всего, Марии Хайдук (ИКИ, Бухарест), профессору Станиславу Вокалу, Альжбете Вокаловой и Марианне Карабовой (Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице), Виктории Саркисян (ЕрФИ, Ереван).

Автор благодарен Федору Георгиевичу Лепехину (ПИЯФ, Гатчина) за принципиальное обсуждение проблем угловых измерений и представление модели релятивистской фрагментации.

Наша работа поддерживалась Полномочным представителем Словацкой республики в ОИЯИ профессором Станиславом Дубничкой и Полномочным представителем Чешской республики в ОИЯИ профессором Ростиславом Махом. Руководство Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ оказало важную поддержку в срочном приобретении эмульсии.

Автор признателен Дирекции ОИЯИ, и, прежде всего, академику Алексею Норайровичу Сисакяну, за возможность эффективного ведения достаточно самостоятельного исследования.

В заключение выражаю самую сердечную благодарность моей семье, сделавшей возможной мою научную работу и оказавшей жизненной поддержку и понимание. Моя супруга Ирина Геннадиевна Зарубина является ключевым участником исследования, ею создан сайт эмульсионного сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ. Моя мама Инна Сергеевна Балдина помогала как высококвалифицированный переводчик наших работ.

Поскольку этот текст ограничивается именами, непосредственно связанными с проведенным исследованием, автор надеется во время докладов и в личном общении отметить и других коллег и друзей, без деловой поддержки и участия которых, его работа была бы затруднительна.