

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

ЗАЙЦЕВ АНДРЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ^{10}B , ^{11}C
И ^{12}C МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

Специальность 01.04.16 –

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
П. И. Зарубин

Москва – 2019 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
В.1. Цель исследования	8
В.2. Актуальность темы.....	12
В.3. Метод ядерных эмульсий	20
В.4. Статистическая модель	25
Глава I. Диссоциация ядер ^{10}B	27
§ I.1. Основные характеристики облучения	27
§ I.2. Поиск событий диссоциации ядер ^{10}B	29
§ I.3. Процедура и точность измерений углов испускания релятивистских фрагментов.....	34
§ I.4. Угловые характеристики треков фрагментов, образовавшихся в диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$	39
§ I.5. Реконструкция распадов ^8Be и ^9B	43
§ I.6. Применение метода многократного рассеяния для идентификации изотопов H и He	48
§ I.7. Заключение к главе I.....	51
Глава II. Диссоциация ядер ^{11}C	53
§ II.1. Облучение слоев ЯЭ в пучке ядер ^{11}C	53
§ II.2. Зарядовая топология диссоциации ядер ^{11}C	54
§ II.3. Угловой анализ фрагментов в событиях диссоциации ядер ^{11}C	58
§ II.4. Распределения по эффективной инвариантной массе фрагментов в каналах $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$	63
§ II.5. Заключение к главе II.....	67
Глава III. Диссоциация ядер ^{12}C	68
§ III.1. Облучение слоев ЯЭ ядрами ^{12}C	68
§ III.2. Угловые характеристики фрагментов в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	70

§ III.3. Идентификация событий в состоянии Хойла.....	73
§ III.4. Заключение к главе III	80
Заключение	82
Литература	84
Список опубликованных работ по материалам диссертации.....	91
Приложение	93

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей диссоциации релятивистских ядер ^{10}B (1.6 А ГэВ/с), ^{11}C (2 А ГэВ/с) и ^{12}C (1 и 4.5 А ГэВ/с) методом ядерной фотоэмульсии (ЯЭ), выполнена в сотрудничестве эксперимента Беккерель [1] на нуклотроне ОИЯИ. Материалом исследования служат слои ЯЭ, облученные в пучках релятивистских стабильных и радиоактивных ядер на ускорительных установках ОИЯИ (нуклотрон) и ИФВЭ (бустер ускорителя У-70). **Цель** работы заключается в прослеживании кластерной эволюции легких ядер ^{10}B и ^{11}C , установление роли нестабильных ядер ^8Be и ^9B в изучаемых ядрах. Идентифицировать события с образованием троек α -частиц в состоянии Хойла (СХ) в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C . **Задача** исследования состоит в определении особенностей структуры ядер ^{10}B и ^{11}C по вероятностям образования возможных конфигураций заряженных фрагментов, что включает в себя определение кинематических характеристик вылета вторичных фрагментов, в том числе изотопная идентификация ядер He и H. В объединении с данными по соседним ядрам, эта информация позволит получить целостную картину кластеризации в семействе ядер в начале таблицы изотопов.

Новизна диссертационной работы заключается в получении новых экспериментальных данных по диссоциации релятивистских ядер ^{10}B и $^{11,12}\text{C}$, что включает в себя получение распределения по вероятностям образования каналов диссоциации (зарядовая топология), измерение углов эмиссии треков фрагментов с высокой точностью. Анализ угловых распределений треков ядер He и H в каналах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ позволил впервые оценить вклад распадов нестабильных ядер ^8Be и ^9B в диссоциации изучаемых ядер. В диссоциации релятивистских ядер ^{12}C впервые идентифицированы события с образованием ансамблей из троек альфа-частиц, отвечающих состоянию Хойла

(второе возбужденное и первое несвязанное состояние ядра ^{12}C). Уникальность полученных результатов основана на рекордном пространственном, угловом и энергетическом разрешении ядерной фотоэмульсии.

Научная и практическая ценность работы. Проведенный в работе физический анализ стал возможным во многом благодаря возможности формирования, транспортировки и сепарации пучков стабильных и радиоактивных ядер на ускорительном комплексе нуклотрон ОИЯИ. Результаты, полученные в исследовании диссоциации релятивистских ядер ^{10}B и $^{11,12}\text{C}$, будут востребованы при планировании экспериментов с высокой статистикой событий и разнообразием детекторов на ядерных пучках нуклотрона ОИЯИ (и как развитие, на коллайдере NICA), ускорителя У-70 ИФВЭ, а также в зарубежных исследовательских центрах. Кластерная картина диссоциации релятивистских ядер важна в исследованиях физики космических лучей, физики промежуточных энергий. В частности, детальная информация о конечных кластерных состояниях ядер может быть полезна для интерпретации данных в экспериментах по кумулятивному рождению частиц, направленных на исследование кварк-партоновых степеней свободы в легких ядрах. В астрофизическом аспекте, вероятности по конечным кластерным состояниям могут указать на возможно новые сценарии синтеза ядер, которые не были рассмотрены ранее. Фундаментальные представления о релятивистской фрагментации ядра ^{11}C необходимы для применения интенсивных пучков этих ядер в ядерной медицине. Можно рассчитывать, что полученный опыт реконструкции распадов ядер ^8Be , ^9B и ^{12}C в состоянии Хойла, станут ориентирами для поиска методом ядерных фотоэмульсий конденсатных состояний с большим числом кластеров и нуклонов в диссоциации более тяжелых ядер в ультра узкие струи легчайших ядер.

В прикладном плане анализ облучения опытных образцов слоев ядерной эмульсии возобновленного производства (единственного производителя ядерной эмульсии в России ОАО «Компания Славич») позволил продемонстрировать её абсолютную идентичность старым образцам эмульсии типа БР-2. Сохранение всех физических и химических свойств вновь воссозданной ядерной эмульсии позволит сохранить и развить традицию применения методики ядерной эмульсии в высокопрецизионных экспериментах (SHiP, NICA), а также в прикладных задачах (например, эксперимент Беккерель).

План исследования состоит в следующем:

1. Обеспечить поиск событий неупругих взаимодействий изучаемых ядер в ЯЭ. Получить и выполнить сравнительный анализ распределения по зарядовым комбинациям образовавшихся заряженных фрагментов в диссоциации релятивистских ядер ^{10}B и ^{11}C с ядрами из состава ЯЭ. Анализ топологии диссоциаций даст представление о возможной кластерной структуре изучаемых ядер.
2. Выполнить измерение углов эмиссии образовавшихся заряженных фрагментов для событий, обладающих высокой статистической обеспеченностью.
3. Получить и проанализировать основные кинематические и энергетические характеристики образования заряженных фрагментов в событиях диссоциации;
4. Оценить вероятности образования нестабильных ядер 8Be и 9B в диссоциации релятивистских ядер ^{10}B и $^{11,12}C$;
5. В событиях диссоциации релятивистского ядра ^{12}C на три α -частицы идентифицировать распады ядер ^{12}C из состояния Хойла в двух облучениях. Установить механизм образования такого состояния.

Личное участие соискателя в получении результатов, изложенных в диссертации. Автором был лично организован процесс сканирования облученных слоев ядерной эмульсии, как в ручном режиме (с помощью поисковых микроскопов), так и с использованием полуавтоматических комплексов. Сканирование обеспечило большую для эмульсионного метода статистику из 4500 событий неупругого взаимодействия ядер ^{10}B и $^{11,12}\text{C}$ в ядерной эмульсии. Автором проведена адаптация измерительных и вычислительных процедур, необходимых для исследования релятивистской диссоциации изучаемых ядер.

Достоверность полученных результатов основана на применении слоев ядерной фотоэмульсии, обладающих рекордным пространственным и угловым разрешением, недоступным в настоящем для электронных методов детектирования. Точность восстановления углов испускания фрагментов обеспечена высокопрецизионным измерительным микроскопом KSM-1, разрешающая способность которого позволяет различать узко расходящиеся треки с углом разлета не менее 0.1 мрад. Полученные в диссертации результаты сравниваются со статистической моделью релятивистской фрагментации ядер, а также с данными более ранних работ, выполненных в сотрудничестве эксперимента Беккерель на нуклотроне ОИЯИ.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были опубликованы в 11 статьях российских и зарубежных журналах, индексируемых по базе Web of Science, в том числе из рекомендованного списка ВАК (см. Список опубликованных работ). Материалы диссертационной работы были представлены на международных и российских конференциях, в которых автор принимал личное участие: Основные результаты диссертационной работы неоднократно представлялись на международных и российских конференциях, среди которых наиболее значимые: European Nuclear Physics Conference EuNPC

2018, (г. Болонья, Италия, 2018 г.); New Trends in High-Energy Physics (г. Будва, Черногория, 2016 г.); New Trends in High-Energy Physics (г. Будва, Черногория, 2016 г.); International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of PSD RAS (г. Нальчик, Россия, 2017 г.); LXVIII INTERNATIONAL CONFERENCE "NUCLEUS 2018" (г. Воронеж, Россия, 2018 г.); VIII International Symposium on EXOtic Nuclei 2016 (г. Казань, Россия, 2016 г.); XXIV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems 2018 (г. Дубна, Россия, 2018 г.); Международная Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН, (г. Дубна, Россия, 2017 г.); X и XII Черенковские чтения (г. Москва, Россия, 2016 и 2018 гг.).

Положения, выносимые на защиту:

1. Впервые изучены особенности диссоциации релятивистских ядер ^{10}B и ^{11}C и установлено лидирование в ней каналов $2\text{He} + \text{H}$ и $2\text{He} + 2\text{H}$, соответственно.
2. Впервые идентифицирован и установлен вклад нестабильных ядер ^8Be и ^9B в диссоциацию релятивистских ядер ^{10}B и ^{11}C .
3. Впервые идентифицировано образование троек α -частиц в состоянии Хойла и установлены особенности их образования в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C .

В.1. Цель исследования

Кластерная модель атомного ядра возникла в начале 1930-х годов как α -частичная модель легких ядер с четным и равным друг другу числом протонов и нейтронов (^{12}C , ^{16}O и т.п.) В концепции данной модели кластеры в ядрах представляют собой виртуальные малонуклонные ассоциации в легчайшие ядра, не имеющие возбужденных состояний, такие как: ^4He (α , α -частица), ^3He (h , гелион), ^3H (t , тритон) и ^2H (d , дейтрон). В последние десятилетия явление кластеризации нуклонов хорошо установлено экспериментально [2-5]. Наличие

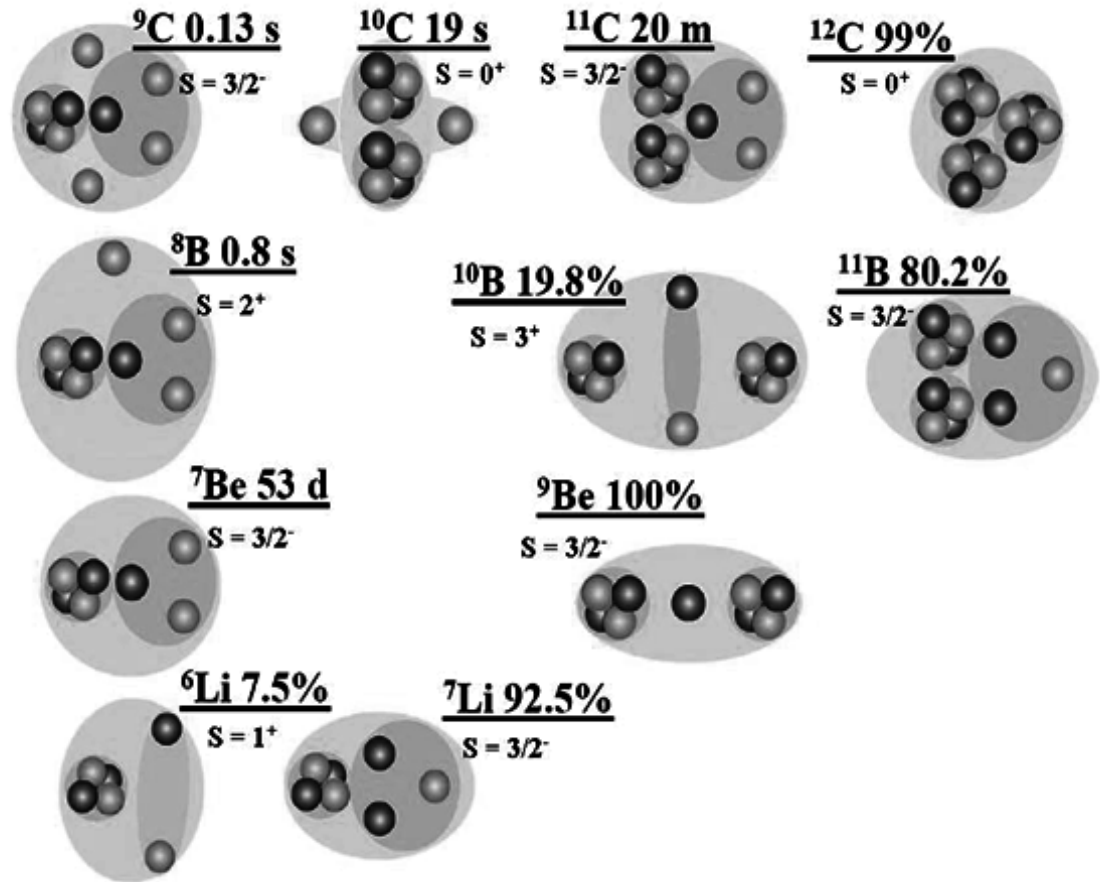


Рис. В.1. Диаграмма кластерных степеней свободы, характерных для легких стабильных и нейтронодефицитных ядер. Условные обозначения: серые круги – протоны, черные – нейтроны, серый фон выделены кластеры. Для каждого изотопа указаны времена жизни, распространенность, спин-четность.

кластеров в ядре приводит к экспериментально наблюдаемым явлениям: повышению вероятности распадов с вылетом кластеров, возрастанию сечений реакций с передачей данных кластеров, наблюдению квазисвободного рассеяния нуклонов на подструктурах в ядре-мишени.

Ярко выраженной кластерной структурой обладают ядра, расположенные в начале таблицы изотопов (Рисунок В.1). Среди возможных виртуальных нуклонных и кластерных конфигураций в ядрах могут существовать и нестабильные изотопы, например: ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$, которые играют роль ядра-

основы в более тяжелых изотопах. Баланс возможных суперпозиций в состояниях с подходящим спином и четностью определяет факт связанности и параметры основного состояния соответствующего ядра. Кластеризация основного состояния легкого ядра определяет структуру его возбуждений и начальные условия реакций с его участием. Дальнейшее присоединение нуклонов и легчайших ядер ведет к оболочечному типу структуры. Переплетение кластерных и оболочечных степеней свободы делает группу легких ядер своего рода «лабораторией» ядерной квантовой механики полной сюрпризов. Явления 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 [6], гиперядра [7], явления предельной фрагментации ядер. Представления о кластеризации ядер необходимы для применений в физике космических лучей, ядерной астрофизике [8,9], ядерной медицине [10], а также для ядерной геологии.

Традиционно исследования кластеризации легких ядер относятся к области физики низких энергий [11]. Однако эксперименты по изучению кластеризации в пучках релятивистских ядер обладают рядом преимуществ детектирования и позволяют изучить целый класс короткоживущих радиоактивных изотопов. Вместе с тем, они предоставляют возможность отбирать наиболее периферические взаимодействия, поскольку в таких событиях проявляется конфигурационное перекрытие структуры исследуемых ядер с конечными состояниями. Наиболее периферические события (**«белые звезды»**), протекающие без перекрытия ядерных плотностей, являются особенно ценными для кластерной физики. Вклад таких событий составляет несколько процентов от всех неупругих взаимодействий. Термин «белая» звезда отражает срыв плотности ионизации в вершине взаимодействия (пример такого вида

событий представлен на Рисунке П.1.). В «белых» звездах налетающее ядро взаимодействует с ядром-мишенью без передачи углового момента, ядро-мишень видимым образом не разрушается, в вершине события не наблюдаются следы фрагментов и рожденных заряженных мезонов.

При продвижении к релятивистскому масштабу столкновения ядер энергия связи нуклонов и кластеров становится не значительной. Увеличивающаяся коллимация рожденных фрагментов в диссоциации релятивистских ядер позволяет одновременно детектировать всевозможное разнообразие кластерных конфигураций. Вместе с этими достоинствами, возникают определенные трудности в использовании магнитных спектрометров с электронным детектированием, которые ограничиваются регистрацией фрагментов с зарядами близкими к изучаемому ядру. В то же время каналы с более высокой множественностью, содержащие фрагменты He и H, пропускаются. Однако такие каналы имеют большую значимость, в силу того обстоятельства, что изотопы являются продуктами распада несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. В случае ядер изотопов ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11,12}\text{C}$ идентификация распадов нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ является принципиальной, а возможность такой реконструкции с помощью электронных детекторов пока недоступна.

Этот пробел возмещает метод ЯЭ, обеспечивающий как непревзойденное угловое (10^{-4} мрад) и пространственное (0.5 мкм) разрешение, так и полноту наблюдения треков, начиная от тяжелых фрагментов, вплоть до однозарядных релятивистских частиц. С другой стороны, ЯЭ не обладает импульсным разрешением. Привлечение данных о фрагментации релятивистских ядер возможно из экспериментов изучения малонуклонных систем с использованием магнитных спектрометров и пузырьковых камер [12]. При построении физической картины фрагментации кластерных ядер оказывается продуктивным комбинирование получаемых выводов.

В.2. Актуальность темы

Выявить глубокую взаимосвязь структуры ядер ^{10}B , $^{11,10}\text{C}$ и ^{12}N помогает рассмотрение их синтеза. Как известно, в условиях Солнца синтез ядер до ^4He идет за счет обмена одиночными нуклонами между стабильными легчайшими ядрами. Далее, его течение сдерживается отсутствием стабильных ядер с массовым числом 5. Из-за выгорания дейтерия и малой энергии связи пропускается и ^6Li . Синтез продолжается через электромагнитный переход при слиянии ^3He и ^4He в изотоп ^7Be , который стабилен в отсутствие оболочечных электронов. Далее, вновь отсутствие стабильного ядра уже с массовым числом 8. Изотоп ^8B с рекордно малой энергией связи протона обеспечивает только переработку оставшегося H в ^4He . Образование изотопа ^9Be в слиянии $^{3,4}\text{He}$ и ^7Be невозможно. При дальнейшем слиянии $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ пропускается целое семейство изотопов с массовыми числами от 9 до 11.

Синтез этой группы ядер возможен в смесях изотопов ^7Be , $^{3,4}\text{He}$ в условиях обеспечивающих течение «горячей реакции прорыва» (“hot break-outs”) $^7\text{Be}(^3\text{He}, \gamma)^{10}\text{C}(e^+, \nu)^{10}\text{B}$, протекающей с нарастанием α -кластеризации в конечном ядре, что обеспечивает «окно» 15 МэВ для синтеза ^{10}C через промежуточные состояния $^9\text{B} + p$, $^8\text{Be}_{2+} + 2p$ и $^6\text{Be} + \alpha$. В. Эти кластеры должны сохраняться в последующих радиационных переходах, в β -распадах и реакциях захвата протона $^{10}\text{C}(e^+, \nu)^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}(e^+, \nu)^{11}\text{B}$. «Окно» 7.5 МэВ в реакции $^7\text{Be}(^4\text{He}, \gamma)^{11}\text{C}$ позволяет только объединение кластеров ^7Be и ^4He , дающее вклад в структуру ^{11}C и ^{11}B . Так возникает скрытое разнообразие виртуальных конфигураций в ядрах $^{10,11}\text{C}$ и $^{10,11}\text{B}$. В свою очередь эти ядра служат основой в реакциях захвата протонов или изотопов He (или же при виртуальном обмене ими) для синтеза последующих ядер, что ведет к трансляции предшествующих структур наряду с возникновением новых свойств. Проверка концепции легкой

ядерной структуры как суперпозиции кластеров может быть последовательно проведена в случае ядер ^{10}B , ^{11}C и ^{12}N .

В исследовании диссоциации релятивистского ядра ^6Li [13] была детально продемонстрирована кластеризация $\alpha + d$, информация которой представляет ценность для прояснения роли более сложной кластерной структуры $2\alpha + d$ в ядре ^{10}B . Ядро ^{10}B представляет собой одно из не многих стабильных нечетно-нечетных ядер, распространенность которого в природе не превышает 20%. Размеры ядра ^{10}B ($R_{rms} = 2.20 \pm 0.02$ ферми [14]) не позволяют его отнести к числу экзотических ядер, а величина его спина ($J^\pi = 3^+$) соответствует оболочечной модели. По представлениям оболочечной модели его структура имеет вид $(1s)^4(1p_{3/2})^6$, т.е. четыре нуклона заполняют $1s$ -оболочку, а следующая оболочка заполнена не полностью, так как для нее полное число нуклонов равно восьми [15]. Пороги отделения нуклонов и легчайших ядер для ядра ^{10}B кластеризацией составляют: 4.5 МэВ ($^6\text{Li} + \alpha$), 6.0 МэВ ($^8\text{Be} + d$), 6.6 МэВ ($^9\text{Be} + p$), 17.8 МэВ ($^7\text{Li} + ^3\text{He}$) и 18.7 МэВ ($^7\text{Be} + t$) (Рисунок В.2). Удаление одного протона с p -оболочки (8.4 МэВ) ведет к образованию ядра ^9Be со спином $3/2$. Зеркальной альтернативой этого канала является канал с отделением нейтрона $^9\text{B} + n$, который должен иметь ту же вероятность. Возможно, что, как и в случае ядра ^{10}C [16], ^9B может проявиться как единственный источник ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . В свою очередь источником ядер ^8Be в первом возбужденном состоянии 2^+ в ядре ^{10}B могла бы служить кластерная конфигурация с участием дейтрона $^8\text{Be}(2^+) + d(1^+)$. Накопленный опыт реконструкции распадов ядер ^8Be и ^9B в диссоциации релятивистского ядра ^{10}C [16] был распространен на исследования диссоциации ядер ^{10}B и ^{11}C .

Короткоживущее ядро ^8Be ($\tau = 7 \times 10^{-17}$ с) не связано с энергией 92 кэВ и шириной 6 эВ к распаду на пару α -частиц (Рисунок В.4). Согласно соотношению неопределенности, средний пробег для такого ядра составляет

несколько сот атомных размеров, что не позволяет детектировать его в прямых измерениях. В теоретических расчетах [17] ядро ${}^8\text{Be}$ предстает собой молекулярно-подобную связь пары α -частиц, разделенных расстоянием не менее размера α -частицы (Рисунок П.13) [18]. Изотоп ${}^8\text{Be}$ известен как единственное ядро, для основного состояния которого характерна структура α -частичного Бозе-конденсата. Ядро ${}^9\text{B}_{g.s.}$ в основном состоянии имеет спин-четность $3/2^-$ и несвязно с энергией 190 кэВ над порогом распада на ${}^8\text{Be}_{g.s.} + p$ и шириной 0.54 кэВ (Рисунок В.3). Время жизни ядра ${}^9\text{B}$ не велико $\tau = 8.5 \times 10^{-19}$ с, однако больше характерного времени ядерных процессов, что делает это ядро полноценным участником ядро-ядерных взаимодействий. В зарубежной литературе встречается единственная работа [19], в которой описываются экспериментальные данные по рождению заряженных фрагментов $\alpha + \alpha + p$ из распадов ядер ${}^9\text{B}$ от фрагментации полурелятивистских ядер ${}^{12}\text{C}$ в воде. Незначительное количество данных из экспериментов в данной области мотивирует излагаемую научно-исследовательскую работу.

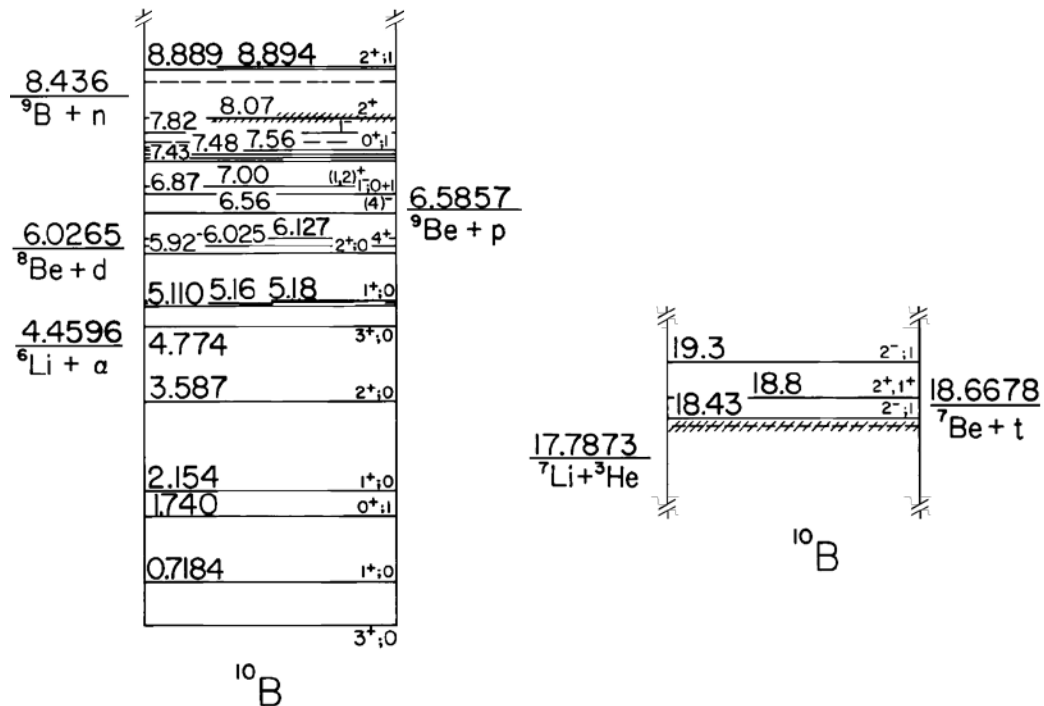


Рис. В.2. Диаграмма уровней возбуждения ядра ${}^{10}\text{B}$; указаны пороги диссоциации [23].

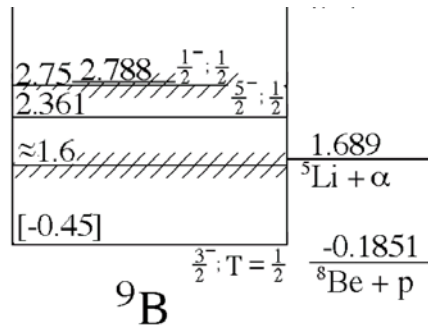


Рис. В.3. Диаграмма первых уровней возбуждения ядра ${}^9\text{B}$; указаны пороги диссоциации [23].

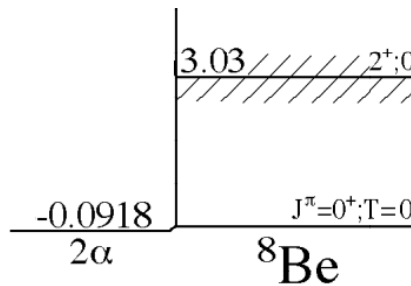


Рис. В.4. Диаграмма двух уровней возбуждения ядра ${}^8\text{Be}$; указаны пороги диссоциации [23].

Благодаря уникальному сочетанию кластерных и оболочечных особенностей исследование основного состояния ядра ${}^{11}\text{C}$ имеет фундаментальное значение для физики ядерной кластеризации нуклонов. Основные свойства ядра ${}^{11}\text{C}$: масса $m = 10650.3 \pm 0.9$ кэВ [24], время жизни $T_{1/2} = 20.364 \pm 0.014$ мин [24], спин четность $J^\pi = 3/2^-$, изоспин $T = 1/2$. Изотоп ${}^{11}\text{C}$ является связующим звеном между легкими стабильными ядрами с ярко выраженной α -частичной кластеризацией нуклонов и легкими ядрами на границе протонной стабильности, где столь же существенна кластеризация на основе изотопа ${}^3\text{He}$. Наряду с конфигурацией $2^4\text{He} + {}^3\text{He}$, взаимодействие кластеров He и обмен между ними нейтроном в ${}^{11}\text{C}$ ведет к формированию других кластерных структур. Среди них наиболее ожидаемы конфигурации с низкими значениями энергии связи – ${}^7\text{Be} + \alpha$ (7.6 МэВ), ${}^{10}\text{B} + p$ (8.7 МэВ) и ${}^3\text{He} +$

${}^8\text{Be}$ (9.2 МэВ), и менее выраженные – ${}^9\text{Be} + 2p$ (15.3 МэВ) и ${}^8\text{B} + t$ (27.2 МэВ) (Рисунок В.5). Разнообразие конфигураций, возможных в структуре ${}^{11}\text{C}$, делает исследование этого ядра самостоятельной проблемой. Сбалансированное сосуществование этих виртуальных мод определяет не только свойства основного состояния ${}^{11}\text{C}$, но и сам факт его связанности, важный для понимания распространенности легких изотопов. В астрофизическом плане синтез изотопа ${}^{11}\text{C}$ может проходить в смеси изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ как через образование стабильного изотопа ${}^7\text{Be}$, так и нестабильного ${}^8\text{Be}$, с последующей частичной кластеризацией в пару ${}^{10}\text{B} + p$. Распад ${}^{11}\text{C}$ ведет к образованию стабильного изотопа ${}^{11}\text{B}$, наблюдаемого в составе космических лучей. Такой сценарий нуклеосинтеза не является общепризнанным – изотопы ${}^{10,11}\text{B}$ считаются продуктами бомбардировки поверхности углеродных звезд высокоэнергичными протонами. Наблюдение каналов диссоциации ядер на ${}^7\text{Be} + \alpha$ и ${}^3\text{He} + {}^8\text{Be}$ может подтвердить существование в ядре ${}^{11}\text{C}$ мод генетически взаимосвязанных с его синтезом.

Представления о структуре ${}^{11}\text{C}$ необходимы для интерпретации данных по следующему изотопу ${}^{12}\text{N}$ и, в перспективе, ${}^{13}\text{O}$, в которых ядро ${}^{11}\text{C}$ играет роль основы. В быстротекущих процессах нуклеосинтеза (в «горячих прорывных» циклах), эти три изотопа играют роль генетически связанных «станций ожидания». Через них может протекать образование изотопа ${}^{12}\text{C}$ и более тяжелых путем присоединения протонов. Следует отметить практическую ценность сведений о структуре ядра ${}^{11}\text{C}$ для ядерной медицины. В отличие от ядра ${}^{12}\text{C}$ в конечных состояниях фрагментации ${}^{11}\text{C}$ должен быть значителен вклад стабильного ядра ${}^7\text{Be}$. Это обстоятельство должно вести к меньшему «растеканию» ионизации от продуктов фрагментации ${}^{11}\text{C}$ [20].

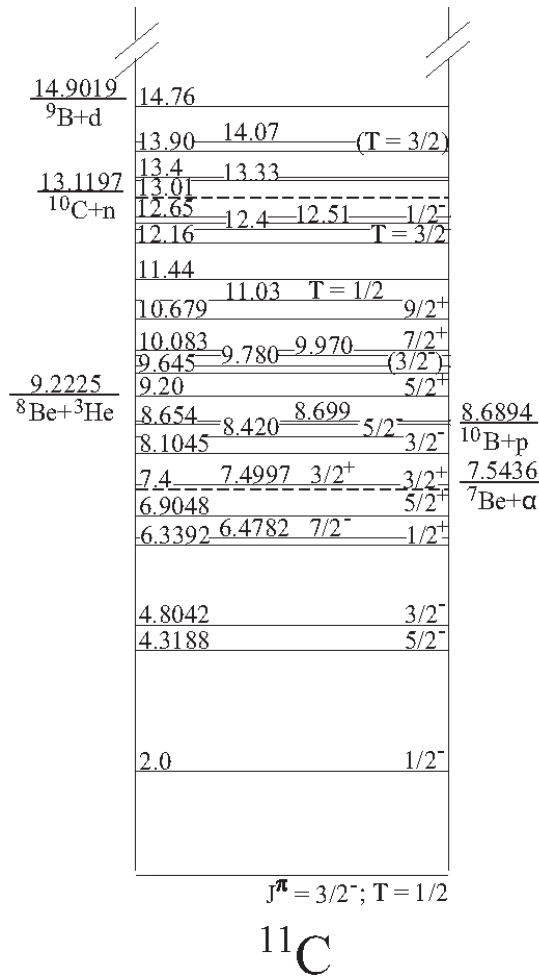


Рис. В.4. Диаграмма уровней возбуждения ядра ${}^{11}\text{C}$; указаны пороги диссоциации [25].

Ядро ${}^{12}\text{C}$ из своего основного состояния 0^+ может переходить во второе возбужденное (первое несвязанное) состояние ядра с энергией 7.65 МэВ (0^+_2), именуемое состоянием Хойла (СХ). СХ расположено всего на 0.36 МэВ выше массового порога трех α -частиц (Рисунок В.5). Такое состояние ядра ${}^{12}\text{C}$ было названо в честь британского астрофизика Фреда Хойла, предсказавшего в 1957 году [21] существование этого резонанса для объяснения распространенности изотопа ${}^{12}\text{C}$ во Вселенной. Синтез ядер ${}^{12}\text{C}$ происходит в реакциях слияния α -частиц и нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ через СХ в звездах с температурой и плотностью, отвечающими фазе красных гигантов. Важнейшим следствием существования уровня с СХ – возникновение органической жизни.

Существование аналогов СХ предсказано и в соседних ядрах ^{13}C [57] и ^{11}B [22], которые отличаются от ядра ^{12}C , добавлением нейтрона или удалением протона соответственно. Вероятно, что переход в СХ одного из ядер в реакции слияния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ служит основными «воротами» для синтеза более тяжелых ядер.

Представления о распределении α -частиц в СХ, внутренняя структура которого остается загадкой, имеют значение не только для понимания процессов ядерной астрофизики, но и развития фундаментальной ядерной физики. В частности, нестабильное ядро ^8Be и, вслед за ним, СХ рассматриваются как разреженный газ слабо взаимодействующих α -частиц, напоминающий свойства конденсата Бозе-Эйнштейна [26]. В качестве наиболее простых форм («строительных блоков») такого конденсата рассматривается основное состояние нестабильного ядра ^8Be и, вслед за ним, СХ. Структура СХ проецируется на его 3α -частичные распады. Их неизменным участником является ядро ^8Be . СХ возникает присоединением к ^8Be третьей α -частицы с нулевым угловым моментом. В этом состоянии сохраняется обособленность нуклонов, связанных в α -частицах, что ведет к его сниженной плотности (Рисунок В.6) и увеличенному радиусу, предсказанных в различных теоретических работах [27-29]. Роль ^8Be в СХ может усиливаться по сравнению с 2-тельной конфигурацией $^8\text{Be} + \alpha$ как следствие интерференции тождественных α -частиц.

Энергия СХ над 3α -порогом, составляющая 0.29 МэВ над порогом $^8\text{Be} + \alpha$, делает СХ уникальной «лабораторией» ядерной квантовой механики. Вместе с тем, столь низкое значение объективно затрудняет его экспериментальное изучение. Возможность идентификации ^8Be является условием изучения СХ. Ширина СХ составляет 8.5 эВ, что близко к ширине основного состояния ^8Be (5.6 эВ). По порядку величины эти значения соответствуют времени жизни π^0 -

мезона, испытывающему электромагнитный распад. Аналогично π^0 -мезону, ядро ${}^8\text{Be}$, а вслед за ним и состояние СХ, – это полноценные участники реакций.

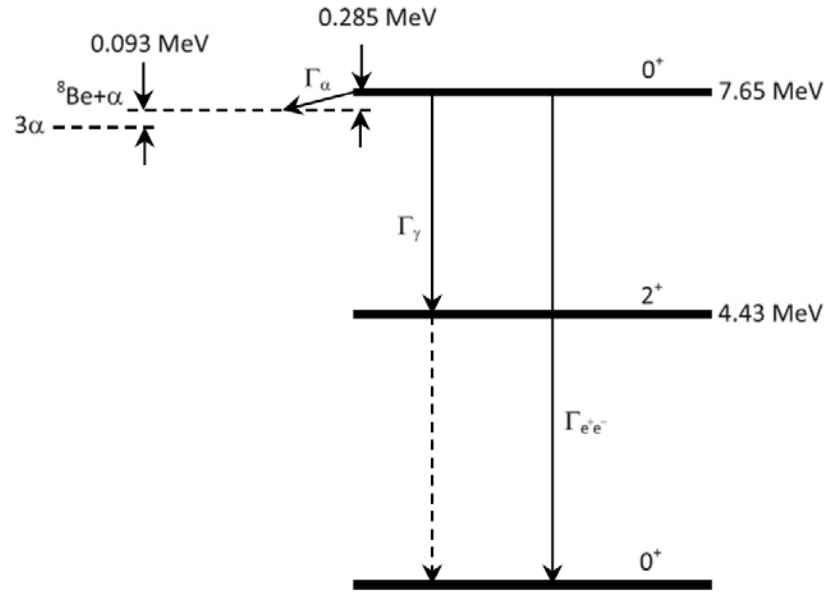


Рис. В.5. Схема синтеза ядер ${}^{12}\text{C}$ в 3α процессе через уровень СХ [26].

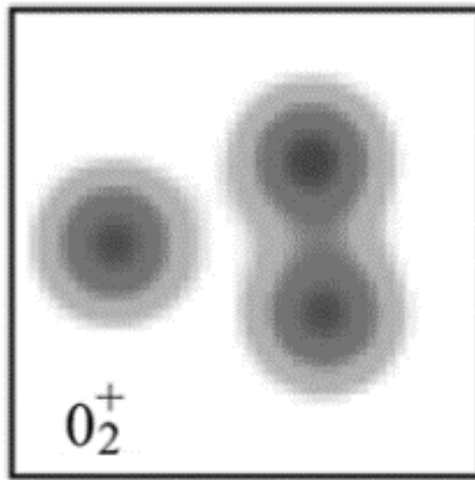


Рис. В.6. Пример расчета распределения плотности ядра в СХ (модель AMD, антисимметризованная молекулярная модель) [26].

Проблема СХ широко исследуется в области низких энергий (обзор [26]). Возможно, что релятивистская диссоциация дает наименее искаженное представление об изначальной структуре СХ. Можно рассчитывать, что ядерно-

молекулярные объекты, подобные ${}^8\text{Be}$ и CX , станут ориентирами для поиска методом ядерных фотоэмульсий конденсатных состояний с большим числом кластеров и нуклонов в диссоциации более тяжелых ядер в ультра узкие струи легчайших ядер.

В.3. Метод ядерных эмульсий

Материалом исследования в диссертационной работе служат слои ядерных фотоэмульсий (ЯЭ), зафиксированные на стеклянной подложке. Методика ЯЭ демонстрирует свою эффективность для исследований в области ядро-ядерных взаимодействий вот уже более 50 лет [30]. Наряду с другими, например, электронными методами регистрации заряженных частиц, ядерная фотоэмульсия сохраняет актуальность применения благодаря пространственному (0,5 мкм) и угловому (10^{-4} рад) разрешению, а также широкому диапазону регистрации заряженных фрагментов, начиная от сильноионизирующих короткопробежных ионов, вплоть до однозарядных релятивистских частиц с минимальной ионизацией. Ни один из существующих на сегодняшний день электронных методов детектирования заряженных частиц не способен конкурировать с ЯЭ по пространственному и угловому разрешению (Таблица П.1). Точность измерения углов эмиссии заряженных фрагментов, рожденных в диссоциации релятивистских ядер в ЯЭ, предоставляет уникальные возможности исследования нуклонной кластеризации в легких ядрах. Состав ЯЭ содержит 3 группы компонентов: тяжелые ядра Ag и Br , группы легких ядер C , N и O и ядра H . По концентрации водорода ЯЭ схожа с жидководородной мишенью. В таблице В.1 приведен примерный состав ЯЭ двух производителей «Компания Славич» и Fuji.

Такой состав ЯЭ дает возможность в одинаковых условиях проводить исследования, в которых изучаются распады налетающих ядер в результате ядерно-дифракционной (обмен π -мезоном) или электромагнитной (обмен γ -

квантом) диссоциации на тяжелой компоненте из состава ЯЭ, так и в результате столкновений с ядром атома водорода.

Таблица В.1. Компонентный состав ядерных фотоэмульсий производства «Компания Славич» и Fuji.

Элементы	Число атомов $\times 10^{22}$ (см ⁻³)	
	«Компания Славич»	Fuji
<i>H</i>	3.150	3.2093
<i>C</i>	1.412	1.3799
<i>N</i>	0.395	0.3154
<i>O</i>	0.956	0.9462
<i>S</i>	–	0.0134
<i>I</i>	–	0.00552
<i>Br</i>	1.031	1.0034
<i>Ag</i>	1.036	1.0093

Еще одним из достоинств использования ЯЭ является минимальные затраты времени работы ускорителя для выполнения процедуры облучения. Перед облучением слои ядерной эмульсии собирают компактно в стопку, так называемую эмульсионную камеру, стенки которой имеют светозащитный слой. В зависимости от задачи эксперимента эмульсионную камеру располагают либо перпендикулярно, либо вдоль направления пучка ядер. Для комфортной процедуры сканирования слоев ЯЭ необходим режим медленного вывода пучка с широкой разверткой пучка по ширине эмульсионной камеры, с возможностью контролировать интенсивность сброса.

Стоит отметить, возможно, существенный недостаток использования ЯЭ это невысокая скорость и большая трудоемкость сбора информации. Однако уже в настоящее время в мире существуют порядка 40 высокоскоростных сканирующих комплексов, например российский комплекс ПАВИКОМ [54], для обработки слоев ЯЭ, с помощью которых скорость сканирования увеличилась на порядок. В данной работе поиск ядро-ядерных взаимодействий в ЯЭ проводился в ручном режиме 2 способами, каждый из которых решает определенную задачу:

1. Способ просмотра «по следу». Такой метод обеспечивает исчерпывающую полноту наблюдений всех видов. Его суть заключается в последовательном прослеживании всех пучковых треков, начиная от входа в объем эмульсии и вплоть до выхода из слоя ЯЭ, либо до взаимодействия. Таким образом, данная методика предоставляет возможность оценить пробег ядер в ЯЭ для определенного вида взаимодействий. Однако описанный способ требует значительно большее количество времени для сканирования ЯЭ.

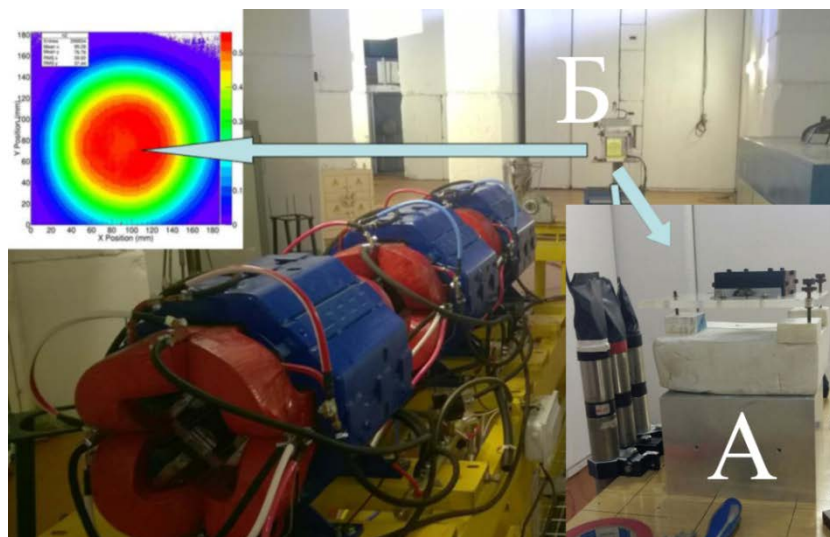


Рис. В.2. Пример продольного облучения ЯЭ в пучке ядер ^{12}C на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ. Расположение эмульсионной камеры (А) на юстированном предметном столе в области экспозиции (Б).

2. Способ просмотра «по полоскам». Он отличается от способа «по следу» тем, что просмотр проводится в определенной области (полосе) слоя фотоэмульсии. Ширина области просмотра выбирается в зависимости от условий облучения (типа ядра, энергии) и исследуемого процесса. Набор статистики событий данным способом ведется путем прослеживания вторичного трека до вершины взаимодействия. Взаимная конфигурация группы вторичных треков, сохраняющаяся на достаточно большом расстоянии от вершины взаимодействия и наблюдаемая в соседних по отношению к вершине полях зрения, позволяет быстро находить взаимодействия исследуемых типов реакций. Длина вторичных треков должна быть много больше шага (ширины полосы). Преимуществом способа просмотра «по полоскам» является ускоренный набор статистики событий по одному выбранному каналу реакции в сравнении с другими способами. Недостаток данного способа просмотра заключается в сложности определения значения величины свободного пробега до взаимодействия [46].

Центральной характеристикой фрагментации релятивистских ядер является распределение каналов диссоциации по вероятностям образования заряженных фрагментов Z_{fr} в конечном состоянии (зарядовая топология диссоциации). Сепарация релятивистских одно и двухзарядных фрагментов проводится визуально (Рис. П.5). Плотность проявленных зерен вдоль траектории движения частиц с зарядом $Z_{fr} = 1$ (30 - 45 зерен на 100 мкм) надежно отличается от плотности зерен частиц с зарядом $Z_{fr} = 2$ (75 - 110 зерен на 100 мкм). Величина заряда фрагмента с $Z_{fr} \geq 3$ определяется по количеству δ -электронов N_δ в единицу длины и имеет зависимость Z_{fr}^2 .

При анализе ЯЭ, облученной в смешанном пучке, идентификация событий исследуемого ядра также возможна за счет условия сохранения образующимися релятивистскими фрагментами суммарного заряда ядра Z_N в

переднем конусе фрагментации, т. е. $Z_N = \sum z_{fr}$. Такой критерий позволяет определить в пучке вклад ядер с близким соотношением заряда ядра к ее массе. Зачастую определение зарядов позволяет установить массовые числа в случае наличия в составе пучка треков легких нейтронодефицитных ядер.

Фрагменты диссоциирующего релятивистского ядра сосредоточены в узком переднем конусе, угол раствора которого может быть приблизительно оценен как $\sin\theta = p_{fr}/p_0$, где $p_{fr} = 0.2$ ГэВ/с – величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов, а p_0 – импульс на нуклон ядра-снаряда. В большинстве случаев пучок направляется параллельно плоскости слоев, таким образом, следы всех релятивистских фрагментов могут быть прослежены на большой длине в одном слое ЯЭ, что дает возможность для трехмерной реконструкции события. Интерес вызывают угловые распределения релятивистских фрагментов и их угловые корреляции, поскольку в конусе фрагментации они оказываются чувствительными к структурным особенностям фрагментирующего ядра.

Методика ЯЭ позволяет также проводить процедуру изотопной идентификации релятивистских ядер H и He . Наличие такой возможности связана с тем, что фрагменты ядра-снаряда практически сохраняют первичный импульс на нуклон p_0 (или скорость β_0) с точностью в несколько процентов [55]. Тогда массовое число фрагмента определяется как:

$$A_{fr} \approx P_{fr} \beta_{fr} c / (P_0 \beta_0 c) \quad (1)$$

Благодаря своеобразному квантованию полных импульсов фрагментов идентификация становится уникальной по детальности, что оправдывает использование трудоемкой процедуры определения $|D|$. Однако процедура изотопной идентификации имеет ряд ограничений, связанных с угловым разбросом следов фрагментов. Осуществить такие измерения оказывается

возможным 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.

В.4. Статистическая модель

В современной физике высоких энергий вопрос о механизме фрагментации релятивистских ядер до сих пор остается актуальным. Интерес в изучении, прежде всего, связан с необходимостью понимания динамики процесса фрагментации (определение преобладающего механизма и вклада других возможных каналов фрагментации), связь с процессами деления ядер и множественного рождения частиц. Существует широкий спектр моделей, описывающих эти процессы, однако в основе всех лежат два похода. В первом фрагментация трактуется как распад возбужденных остаточных ядер и происходит после процесса множественного рождения частиц во второй медленной фазе ядро-ядерного взаимодействия [47,48]. Во втором представлении о механизме фрагментации адронов при высоких энергиях распространено на релятивистские ядра. В этой модели релятивистская фрагментация представляется как «быстрый», холодный процесс освобождения виртуальных кластеров, существующих еще до взаимодействия с ядром-мишенью [51]. После взаимодействия виртуальные кластеры, фрагменты, становятся реально наблюдаемыми. Импульсный спектр образовавшихся фрагментов не зависит от первоначальной энергии первичного ядра, а связан с импульсным распределением в собственной системе фрагментирующего ядра. 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 Гольдхабера (2). Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $\sigma_0 = p_F/\sqrt{5}$. Статистическая модель, опирающаяся только на закон сохранения импульса, не содержит представление о кластеризации в ядрах, их спиновой структуре, корреляциях нуклонов.

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

Статистическая модель часто используется при планировании экспериментов по фрагментации релятивистских ядер [52]. Она позволяет предсказать угловые и импульсные распределения образующихся фрагментов. В работе [53] приводится описание одного из вариантов статистической модели применительно к оценке доли канала фрагментации с образованием промежуточного ${}^8\text{Be}$ по отношению к другим возможным каналам для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. Соответствующая оценка вероятности для канала ${}^8\text{Be} + d$ при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ составляет 16%, притом, что доля канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + X$ дается на уровне $(19 \pm 3)\%$ [31]. Описанная модель не чувствительна к существованию возбужденных состояний промежуточных ядер-фрагментов, оценки выхода изотопа ${}^8\text{Be}$ приведены для его основного состояния.

Глава I. Диссоциация ядер ^{10}B

§ I.1. Основные характеристики облучения

Облучение стопок ядерной эмульсии было выполнено в 2002 г. на одном из первых сеансов работы с выведенным пучком на ускорительном комплексе Нуклотрон Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Пучок релятивистских ядер был сформирован на лазерном источнике с последующим ускорением на линейном инжекторе, а затем, в главном кольце Нуклотрона до энергии 1 A ГэВ. Полностью ионизованные ядра изотопа ^{10}B , имеющего малую распространенность в природе (20%), создаются под воздействием мощного импульса CO_2 – лазера. Вещество лазерной мишени должно обладать высокой термической стойкостью и не должно содержать ядер ^{12}C и ^{16}O , имеющих те же отношения заряда к атомному 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. Профиль пучка для эмульсионных облучений формировался таким образом, чтобы его горизонтальное сечение соответствовало ширине эмульсионной камеры, а плотность пучка была бы достаточно однородной.

Угловое отклонение пучка удерживалось в пределах 3 мрад. Плотность облучения эмульсии была ограничена $\sim 10^5\text{ см}^{-2}$ пучковыми треками. Эмульсионная камера была собрана в виде стопки эмульсионных слоев типа BR-2, имеющих чувствительность вплоть до релятивистских частиц. Слои толщиной 550 мкм имели размеры $10 \times 20\text{ см}^2$. Во время облучения пучок направлялся параллельно плоскости эмульсии.

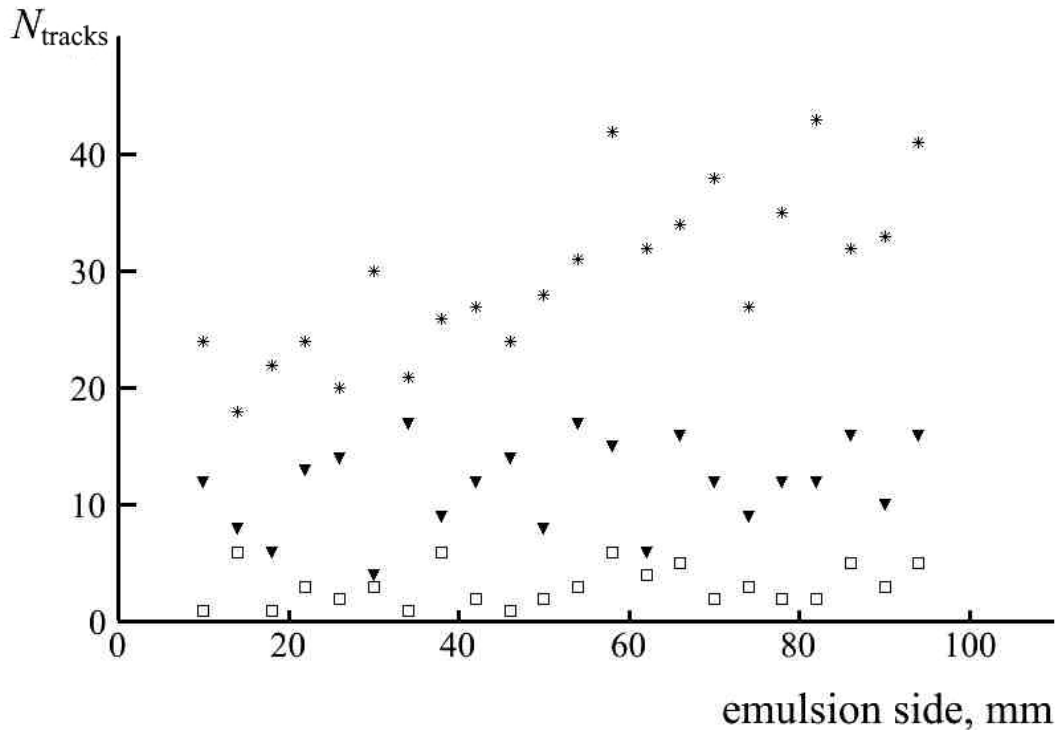


Рис. I.1. Восстановленный профиль входящего пучка в слое ядерной эмульсии (В-01). Частицы с $Z_{pr} > 2$ (звезды), $Z_{pr} = 2$ (треугольники) и $Z_{pr} = 1$ (квадраты).

Пучок формировался в канале по магнитной жесткости $Z_{pr}/A_{pr}=1/2$. Таким образом, можно заключить, что в группу треков с зарядом $Z_{pr}>2$ из состава пучка могут входить ядра ^{10}B и 6Li , с $Z_{pr} = 2 - \alpha$ и с $Z_{pr} = 1 - d$. Вклад треков, по данным сцинтилляционных счетчиков, в данном облучении представлен в соотношении 1/4/10 ($Z_{pr} = 1 / Z_{pr} = 2 / Z_{pr} > 2$).

В процессе сканирования слоев ЯЭ была получена информация о зарядовом составе пучка (Рисунок I.1). Входящие в объем ЯЭ треки визуально были распределены на 3 группы: треки с зарядами $Z_{pr} = 1$, $Z_{pr} = 2$ и $Z_{pr} > 2$. Соотношение входящих треков заряженных частиц составило 1/3.6/9.8 ($Z_{pr} = 1 / Z_{pr} = 2 / Z_{pr} > 2$), что хорошо согласуется с данными, полученными по сцинтилляционному монитору.

§ I.2. Поиск событий диссоциации ядер ^{10}B

Поиск событий диссоциации ядер ^{10}B в ЯЭ проводился методом просмотра «по следу» с применением микроскопа МБИ-9 (увеличение объектива 60х и окуляров 15х). Следы пучковых ядер с $Z_{pr} > 2$ прослеживались от входа в объем эмульсии до вершины взаимодействия или до выхода трека из слоя эмульсии. Таким образом, суммарная длина просмотра по первичному треку для ядер ^{10}B составила 242 м. На этой длине было найдено 1664 неупругих взаимодействия, включая 163 события типа «белая» звезда. Определенный таким образом средний пробег для ядер ^{10}B в ЯЭ составил $\lambda = (14.5 \pm 0.5)$ см, а для «белых» звезд $\lambda = (1.5 \pm 0.2)$ м. Это значение вполне соответствует оценкам сечения для легких кластерных ядер. Значение λ для ядра ^{10}B согласуется с зависимостью величины среднего свободного пробега от атомного номера ядра-снаряда для легких ядер, имеющих однородную нуклонную плотность (Таблица I.1).

Расчетное значение величины среднего пробега для ядра ^{10}B $\lambda_{рас}$ в ядерной эмульсии было вычислено согласно соотношению (3):

$$\lambda_N = 1 / \sum_i P_i \sigma_{N+N'} \quad (3)$$

, где N – ядро-снаряд, N' – ядро-мишень, $\sigma_{N+N'}$ сечение их взаимодействия и P_i – концентрация ядер N' в ядерной эмульсии. Сечения вычислены в рамках перекрывающейся геометрической модели Брадта-Питерса [42] (4):

$$\sigma_{N+N'} = \pi r_0^2 (N^{\frac{1}{3}} + N'^{\frac{1}{3}} - b)^2 \quad (4)$$

, где $r_0 = 1.23$ фм и $b = 1.56 - 0.2 (N^{1/3} + N'^{1/3})$ - параметр перекрытия. Такая аппроксимация удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов.

Таблица I.1. Средний пробег ядер для неупругих взаимодействий в ЯЭ.

Ядро-снаряд	Импульс (A ГэВ/c)	Расчетный пробег $\lambda_{рас.}$	Пробег из эксперимента $\lambda_{экс}$	Литература
${}^4\text{He}$	4.5	19.6	19.5 ± 0.3	[32]
${}^6\text{Li}$	4.5	16.5	14.1 ± 0.4	[13]
${}^7\text{Li}$	3.0	15.9	14.3 ± 0.4	[33]
${}^7\text{Be}$	2.0	–	14.0 ± 0.8	[34]
${}^8\text{B}$	2.0	–	13.5 ± 0.4	[35]
${}^{10}\text{B}$	1.7	14.2	14.5 ± 0.5	Н.р.
${}^{11}\text{B}$	2.75	–	13.2 ± 0.6	[36]
${}^9\text{C}$	1.9	–	14.5 ± 0.5	[37]
${}^{12}\text{C}$	4.5	13.5	13.7 ± 0.5	[38]
${}^{14}\text{N}$	2.9	13.0	13.0 ± 0.4	[39]
${}^{16}\text{O}$	4.5	12.1	13.0 ± 0.5	[40]
${}^{22}\text{Ne}$	4.1	10.6	10.2 ± 0.1	[41]
${}^{24}\text{Mg}$	4.5	10.0	9.6 ± 0.4	[43]

Полученная информация о зарядовом составе заряженных фрагментов и о каналах фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ представлена в таблице I.2. В приложении (Рисунок П.2 – П.6) представлены фотографии таких событий. Таблица I.2 разделена на 3 группы каналов по суммарному заряду фрагментов, заключенных в конусе фрагментации (в данном облучении конус ограничен углом 10°): $\Sigma Z_{fr} = 6$, $\Sigma Z_{fr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$. Наличие событий с образованием фрагментов ядра ${}^{10}\text{B}$ по каналам $2\text{He} + 2\text{H}$ и $\text{He} + 4\text{H}$ могут соответствовать событиям перезарядки $\text{B} \rightarrow \text{C}$. Отношение таких каналов в диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ [45] составило $(2 \div 1)$ для всей статистики событий и $(15 \div 1)$ для событий

типа «белая» звезда (Таблица I.3). Канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He}$, вероятно, соответствует реакции перезарядки $\text{B} \rightarrow \text{Be}$ с последующей диссоциацией на $^8\text{Be} + 2n$ (8.47 МэВ). Важно отметить, что в топологии отсутствуют каналы, отвечающие диссоциации ядер ^6Li .

Таблица I.2. Топология каналов диссоциации ядер ^{10}B . Группа каналов II соответствует событиям диссоциации ядер ^{10}B , группы I и III – каналы в событиях перезарядки.

Канал		С образованием фрагментов мишени	«Белые» звезды
I	$2\text{He} + 2\text{H}$	35 (64%)	18 (90%)
	$\text{He} + 4\text{H}$	19 (36%)	2 (10%)
II	$\text{Li} + \text{He}$	21 (5%)	5 (4%)
	$\text{Li} + 2\text{H}$	32 (8%)	5 (4%)
	$\text{He} + 3\text{H}$	120 (32%)	18 (13%)
	$2\text{He} + \text{H}$	182 (48%)	103 (76%)
	5H	24 (6%)	2 (1%)
	$\text{Be} + \text{H}$	1 (< 1%)	2 (1%)
III	2He	89 (100%)	10 (100%)

Доминирующие моды диссоциации ядер ^{10}B в ЯЭ представлены в каналах, включающих только фрагменты He и H (90%), при превалировании канала $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ (76%). В 13% событий наблюдается появление одного фрагмента с зарядом $Z_{fr} = 2$ и трех фрагментов с зарядом $Z_{fr}=1$ (развал одного из α -кластеров). Наличие таких событий, как и $\text{Li} + 2\text{H}$ (4%), может быть обусловлено диссоциацией ядра-основы ^7Be . Каналы $^{10}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \text{фрагменты}$

наблюдаются с 8% вероятностью. Такие события можно рассматривать как корреляцию α -частичного и дейтронного кластеров. Относительно небольшой вклад канала $\text{Be} + \text{H}$ (1%) (вероятная конфигурация ${}^9\text{Be} + p$) с энергией диссоциации 6.58 МэВ. Забегая в перед, стоит отметить, что зеркальный (протон \leftrightarrow нейтрон) ему канал ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{B} + n$ с бóльшим порогом диссоциации (8.43 МэВ) доминирует в соотношении $6 \div 1$. В зарядовой топологии изотопа ${}^8\text{B}$ [35] наоборот преобладают события с 2-тельной модой ${}^8\text{B} \rightarrow \text{Be} + \text{H}$, ввиду малости энергии связи внешнего протона 0.14 МэВ (Таблица I.5). Для 1% событий диссоциации ${}^{10}\text{B}$ наблюдается полный развал ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow 5\text{H}$, имеющий высокий энергетический порог. В таком канале идет развал всех α кластеров. Подобные события наблюдались в диссоциации ядер ${}^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$ [34], ${}^8\text{B} \rightarrow 5\text{H}$ [35] и ${}^{10}\text{C} \rightarrow 6\text{H}$ [16]. В таблице I.4 представлено сравнение зарядовой топологии диссоциации для ближайшего ядру ${}^{10}\text{B}$ изотопа ${}^{11}\text{B}$ [33]. В топологии также наблюдается лидирование трехтельного развала с зарядовой конфигурацией $2\text{He} + \text{H}$ (11.2 МэВ), несмотря на более высокий порог по сравнению с каналом $\text{Li} + \text{He}$ (8.7 МэВ). Однако явно выражено подавление каналов $\text{Be} + \text{H}$ для ${}^{10}\text{B}$ и отсутствие канала полного разрушения в диссоциации ядер ${}^{11}\text{B}$.

Таблица I.3. Топология каналов диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ [45].

Канал	«Белые» звезды	100%	Вся статистика	100%
$2\text{He} + 2\text{H}$	186	81.9	361	57.6
$\text{He} + 4\text{H}$	12	5.3	160	25.5
3He	12	5.3	15	2.4
6H	9	4.0	30	4.8
$\text{Be} + \text{He}$	6	2.6	17	2.7
$\text{B} + \text{H}$	1	0.4	12	1.9
$\text{Li} + 3\text{H}$	1	0.4	2	0.3

Таблица I.4. Распределение событий, образованных ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ по зарядовым модам диссоциации. Для удобства сравнения для ядра ${}^8\text{B}$ из зарядовой моды исключен один протон.

Канал	${}^8\text{B} (+ p)$	${}^7\text{Be}$
Be	16 (15%)	–
2He	44 (40%)	41 (43%)
He + 2H	42 (38%)	42 (45%)
Li + H	5 (5%)	9 (10%)
Li + He	2 (1%)	–
4H	2 (1%)	2 (2%)

Таблица I.5. Распределение диссоциации релятивистских ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ по зарядовым состояниям фрагментов во всех событиях.

Канал	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$
B + n	–	2 (3%)
Be + H	1 (1%)	11 (13%)
Li + He	21 (5%)	3 (4%)
Li + 2H	32 (8%)	5 (6%)
He + 3H	120 (32%)	17 (21%)
2He + H	182 (48%)	43 (53%)
5H	24 (6%)	–

Последующее изучение диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$ связано с изучением механизма образования релятивистских фрагментов He и H в канале ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. Источники этого эффекта не были изучены ранее. Данный эффект может определять возможное присутствие структур ${}^9\text{B}_{g.s.} + n$, а также ${}^9\text{Be} + p$. В ядре ${}^{10}\text{B}$ виртуальное ядро ${}^9\text{Be}$ может существовать в суперпозиции ${}^8\text{Be}_{g.s.} + n$, а также

${}^8\text{Be}_{2+} + n$ [44]. Кластерная конфигурация, включающая дейтрон, может быть источником распадов ${}^8\text{Be}_{2+}$.

§ I.3. Процедура и точность измерений углов испускания релятивистских фрагментов.

В данном параграфе будет описана процедура измерения углов разлета для заряженных фрагментов и связанные с ней ошибки. Алгоритмы измерения, использованные для получения данных в двух последующих главах, аналогичны.

Измерения углов вылета вторичных заряженных частиц были выполнены для 318 событий канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, в число которых входит 155 событий типа «белая» звезда. Для процедуры измерения углов разлета фрагментов использовался прецизионный измерительный микроскоп KSM-1 (Рисунок I.2) производства Carl Zeiss. Микроскоп оборудован двумя объективами (апохроматический и ахроматический) с увеличением 15х и 50х, двумя окулярами (увеличение 12.5х) и тубусной линзой (увеличение 2х), что в совокупности дает суммарное увеличение изображения в диапазоне 375х – 1250х. Максимальная, обусловленная допусками изготовления, погрешность для определения координат (x, y, z) не превышает 0,05 мкм.

В данной работе, при реконструкции вылетов треков, был применен координатный метод измерения углов, его алгоритм состоит в следующем. Пластинку с эмульсией закрепляют на предметном столике микроскопа таким образом, чтобы направление входящего пучка в эмульсии совпадал с направлением движения столика микроскопа по оси OX с точностью 0.1 – 0.2 мкм отклонения на 1 мм длины трека. Ось OZ ориентирована перпендикулярно к плоскости эмульсии и направлена от подложки к поверхности, а ось OY направляется таким образом, чтобы получилась правосторонняя система координат. Вершина события берется за начало отсчета (Рисунок I.3).

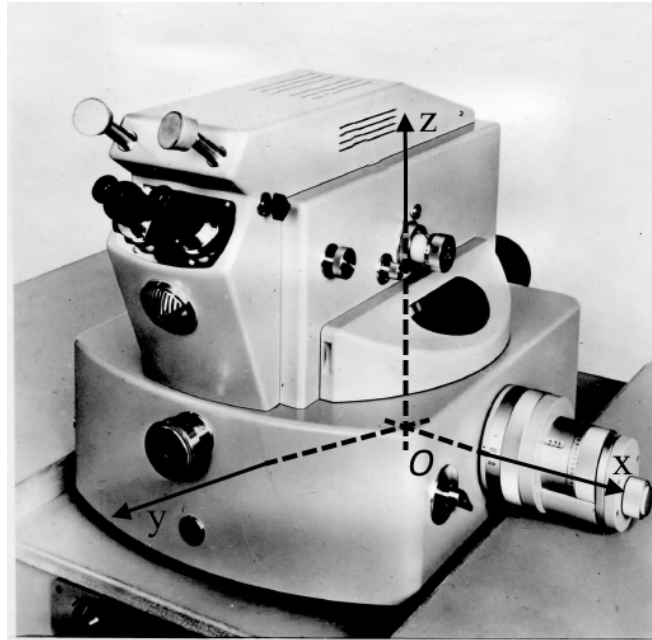


Рис. I.2. Измерительный микроскоп KSM-1 производства Carl Zeiss.

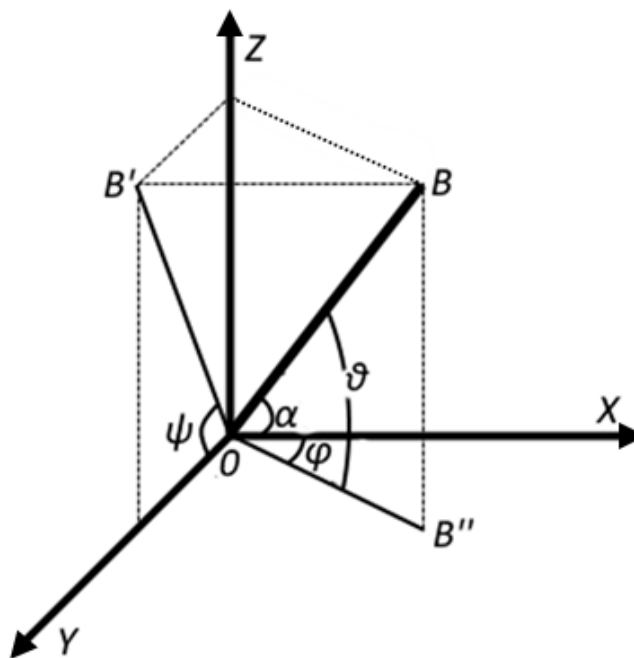


Рис. I.3. Представление углов образуемых частиц. OX – направление первичной частицы, XOY – плоскость эмульсии, OB – след частицы, O – вершина события.

Измерение пространственных координат точек трека проводится последовательно в направлении движения пучка, начиная с первичного трека,

затем измеряется положение вершины события и далее для всех треков фрагментов одновременно. Для первичного трека и треков фрагментов измерялись координаты (x, y, z) в 10 точках, равноудаленных друг от друга на расстоянии (шаг) 100 мкм, при общей длине трека 1 мм (Рисунок I.4).

Переход в систему координат, связанную с первичным треком, производится вычислением плоского угла (φ_0) и угла погружения (α_0) первичного трека. Переход в систему координат, связанную с первичным углом производится по следующим формулам (5):

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z' \cdot \sin(\alpha_0) \\ y &= -x' \cdot \sin(\varphi_0) + y' \cdot \cos(\varphi_0) \\ z &= -x' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z' \cdot \cos(\alpha_0) \end{aligned} \quad (5)$$

Координаты (x', y', z') относятся к системе координат, связанной с микроскопом, в свою очередь координаты (x, y, z) – к системе координат, связанной с первичным ядром. Приведенные формулы определяют углы поворота системы координат вокруг оси OY (угол α_0) и вокруг оси OZ (угол φ_0).

Для последующего анализа производилось вычисление для каждого трека его угловых характеристик: глубинный угол α – угол между проекцией следа на плоскость XOZ и положительным направлением оси OX; плоский угол φ – угол между проекцией трека на плоскость XOY и положительным направлением оси OX; азимутальный угол ψ – угол между проекцией следа на плоскость ZOY и осью OY. Далее по приведенным ниже формулам проводится вычисление углов α , φ , ψ и θ :

$$\begin{aligned}
 \operatorname{tg}(\theta) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(\theta) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
 \operatorname{tg}(\psi) &= \frac{z}{y}, & \cos(\psi) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
 \cos(\phi) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(\phi) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
 \cos(\alpha) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(\alpha) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
 \end{aligned} \tag{6}$$

При измерении углов учитывалось характерное свойство эмульсии, которое заключается в изменении первоначальной толщины слоя ЯЭ в процессе проявки (вымывание непроявленного серебра после фиксации). Для корректного определения координаты z точек следов высчитывался параметр усадки эмульсионного слоя $\Delta h = h_0/h$, где h_0 – первоначальная толщина слоя (измеряется на производстве ЯЭ) и h – толщина слоя после процедуры проявки.

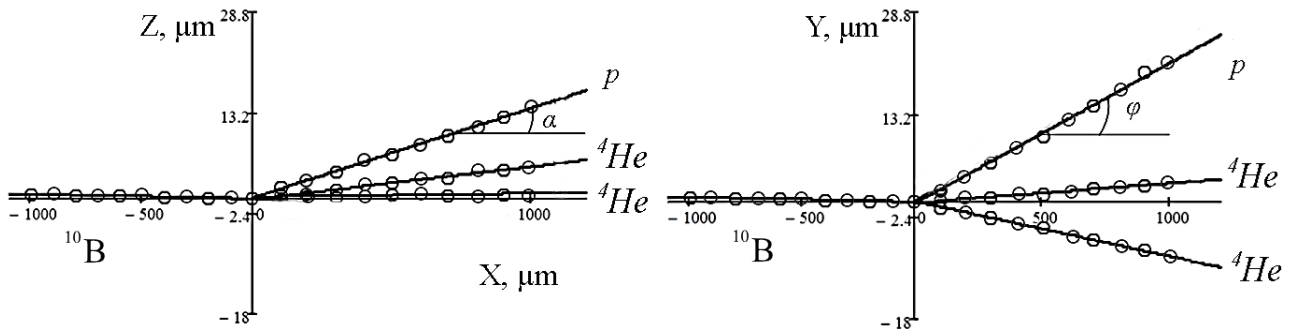


Рис. 1.4. Пример восстановленных направлений вылета фрагментов в плоскости XOZ и XOY в событии №10107 в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$.

Предполагая линейную зависимость ($y = a_y x + b_y$ и $z = a_z x + b_z$) координат точек трека, методом наименьших квадратов находились коэффициенты a и b аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат $z(x)$, $y(x)$. По найденным коэффициентам a_y , a_z определялись углы (α , ϕ) для следов

пучковых ядер ^{10}B и вторичных фрагментов. На рис. I.4 приведены примеры восстановленных направлений вылета фрагментов в событии $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по измеренным координатам точек на треках.

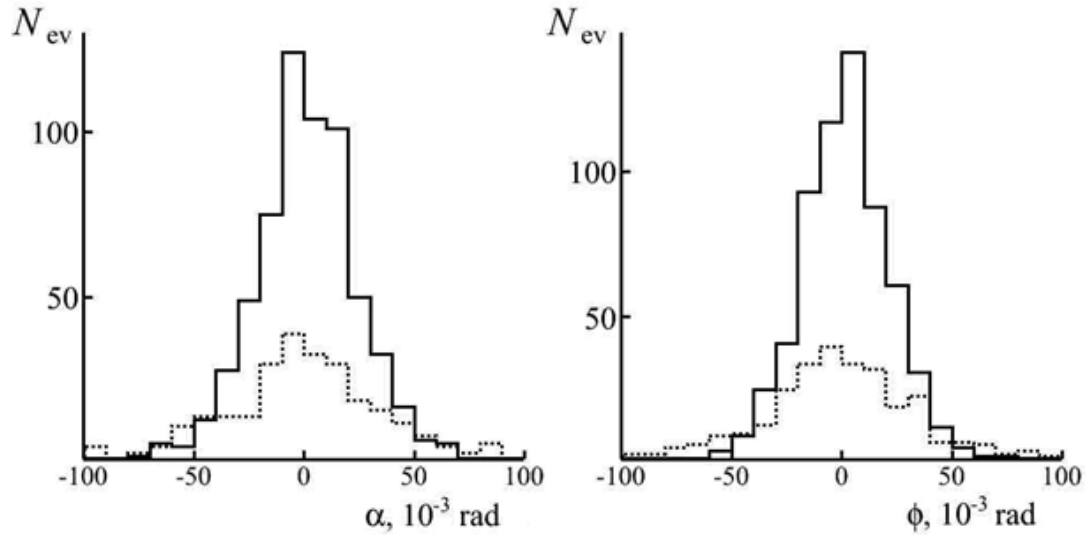


Рис. I.5. Распределения фрагментов He (сплошная) и H (точечная) по углам α , ϕ в событиях $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$.

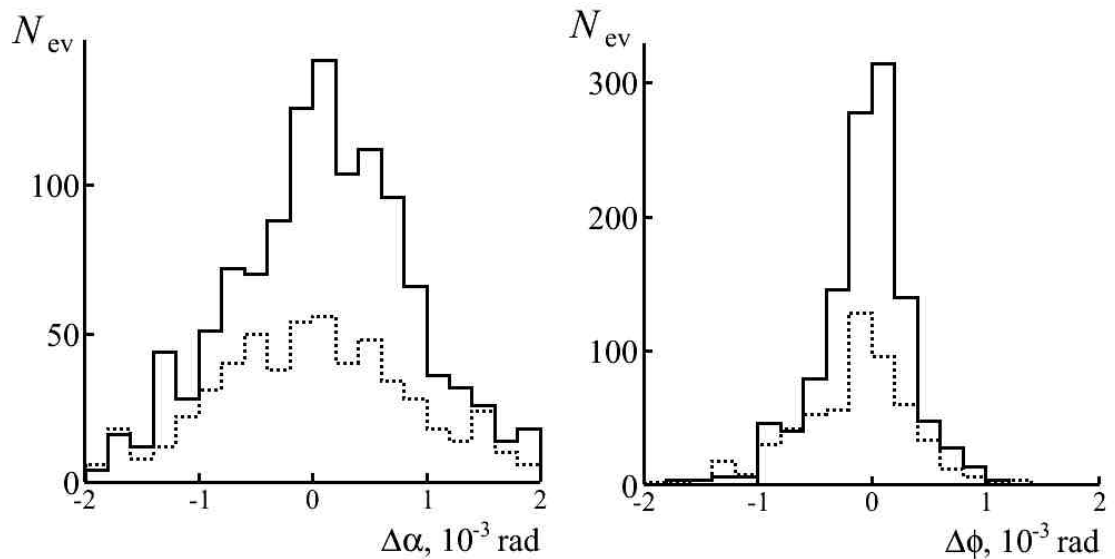


Рис. I.6. Ошибки в определении угла погружения (α) и планарного угла (ϕ) для треков фрагментов He (сплошная) и H (точечная) в событиях $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. $\langle \Delta\alpha \rangle = 0.08 \pm 0.02$ (0.78) мрад и $\langle \Delta\phi \rangle = 0.06 \pm 0.01$ (0.39) мрад.

Распределения углов разлета α и φ для треков He и H из событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ представлены на Рисунке I.5. Распределения плоского (φ) и глубинного (α) углов для He описывается средними значениями $\langle\alpha_{\text{He}}\rangle = (-0.7 \pm 0.9)$ RMS 23.8 мрад и $\langle\varphi_{\text{He}}\rangle = (0.2 \pm 0.8)$ RMS 20.9 мрад, для ядер H – $\langle\alpha_{\text{H}}\rangle = (-0.1 \pm 2.0)$ RMS 36.7 мрад и $\langle\varphi_{\text{H}}\rangle = (-0.7 \pm 2.1)$ RMS 35.7 мрад. Корреляций между измеренными углами α и φ нет, поскольку определение этих величин независимо. Оцененная точность угловых измерений составила в среднем для глубинного угла $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle \sim 0.8$, а для плоского угла $\langle\Delta\varphi/\varphi\rangle \sim 0.1$.

Точность измерения плоского угла (α) и угла погружения (φ) лежит в области (0.5; 1.5) мрад. Нижняя граница указанного интервала определяется конструктивными особенностями измерительного микроскопа KSM-1. Верхняя граница определяется величиной $3\sigma_z$ в распределении коэффициентов b_z аппроксимирующего полинома первой степени ($z = a_z x + b_z$), отнесенной к длине измерения равной 1 мм [45].

§ I.4. Угловые характеристики треков фрагментов, образовавшихся в диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$

Из полученной статистики 1664 событий были отобраны 318 (включая 155 «белых» звезд) по каналу $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. Для этих событий была проведена процедура измерения углов разлета вторичных фрагментов относительно направления первичного трека в благоприятных геометрических условиях.

Одночастичные распределения по пространственному углу эмиссии треков фрагментов He и H представлены на Рисунке I.8. Замечено, что распределение по углу разлета θ для однозарядных фрагментов H шире, чем у фрагментов He, но не превышают предельный угол конуса фрагментации 10° . Описывающие распределения параметры Рэлея для двухзарядного фрагмента $\sigma_{\text{He}} = (21.5 \pm 0.6)$ мрад и для однозарядного фрагмента $\sigma_{\text{H}} = (40 \pm 2)$ мрад.

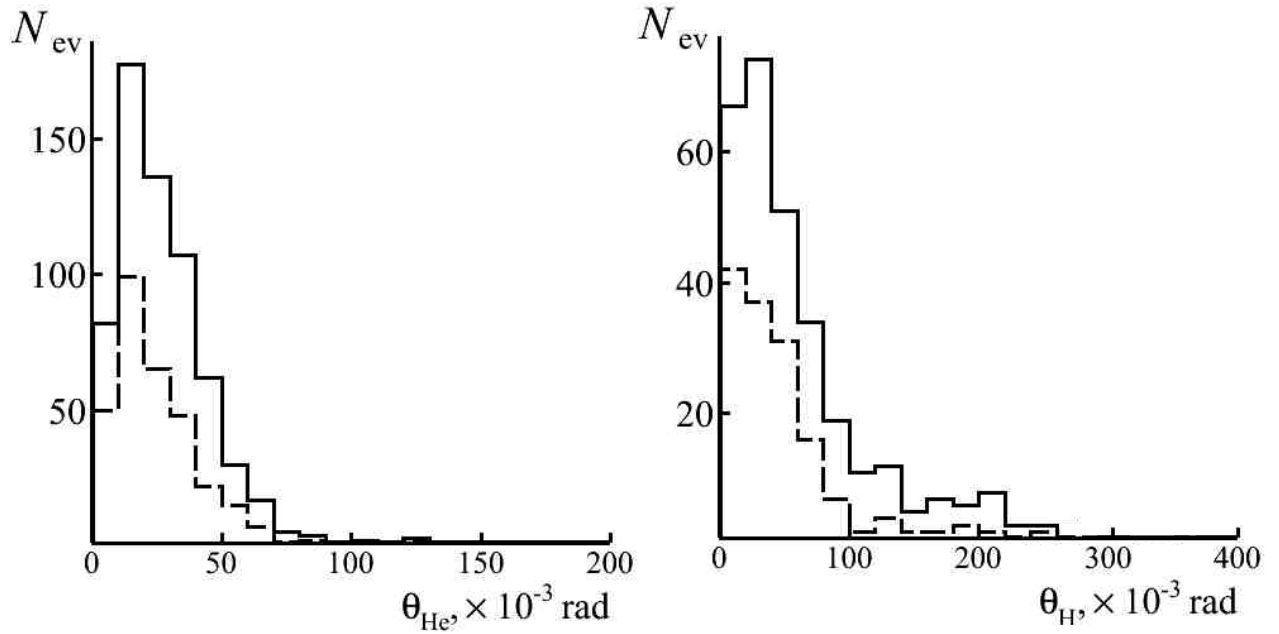


Рис. I.8. Распределение фрагментов по пространственному углу θ образовавшихся в событиях $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ слева – He, справа – H. Сплошная линия все события, пунктирная линия – «белые» звезды.

Полученные параметры распределения имеют хорошее согласование со значениями, полученными в рамках статистической модели: для α -частиц $\sigma_\alpha = 20.4$ мрад. Для протонов параметр $\sigma_p = 50$ мрад. Извлеченный из модели параметр отличается от экспериментального, поскольку в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ есть вклад дейтронов, для которого $\sigma_d = 33$ мрад.

На Рисунке I.9 представлены спектры одночастичных распределений по поперечному импульсу ядер He и H. Параметры рэлеевского распределения для фрагментов H $\sigma_{p(\text{H})} = (61 \pm 3)$ МэВ/с и для фрагментов He $\sigma_{p(\text{He})} = (140 \pm 4)$ МэВ/с. Соответствующие значения параметров согласно статистической модели для α -частиц $\sigma_{p(\alpha)} = 135.3$ МэВ/с и для протонов $\sigma_{p(p)} = 82.9$ МэВ/с.

Спектр распределения по величине угла между двумя α -частицами $\Theta_{2\alpha}$ позволяет выявить механизм образования пары фрагментов. Данный подход был развит ранее Г.М. Черновым в работах по изучению вклада нестабильных

ядер ${}^8\text{Be}$ в угловые и энергетические корреляции α -частиц во фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ [38, 40].

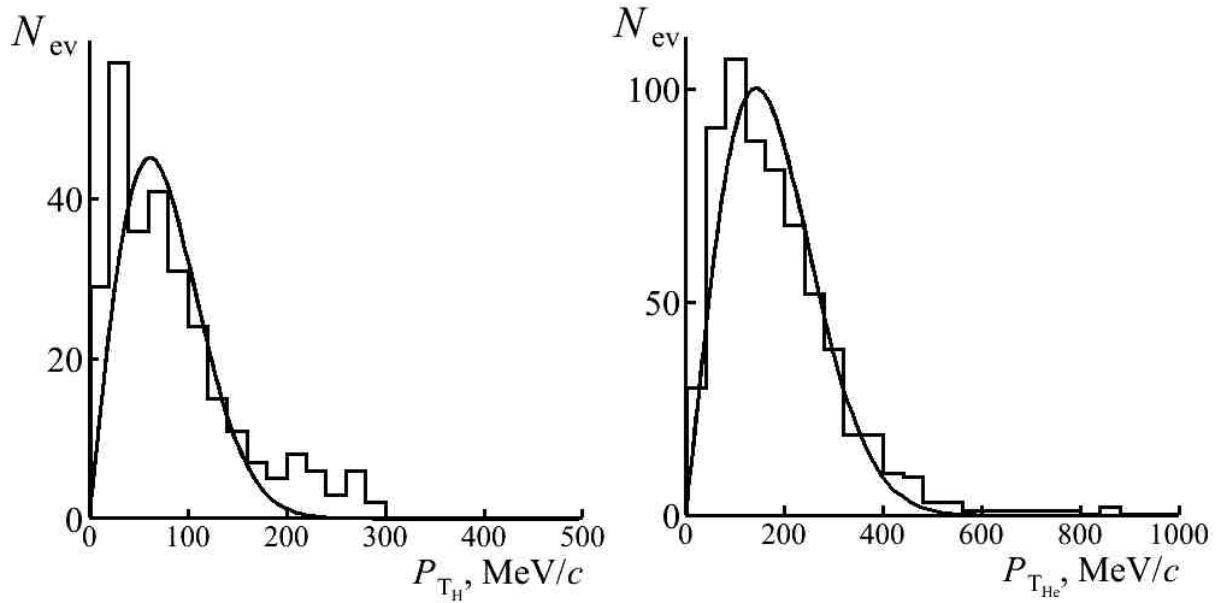


Рис. 1.9. Распределение фрагментов He (справа) и H (слева) по величине поперечного импульса в лабораторной системе. Кривая - фитурующая функция распределения Рэля.

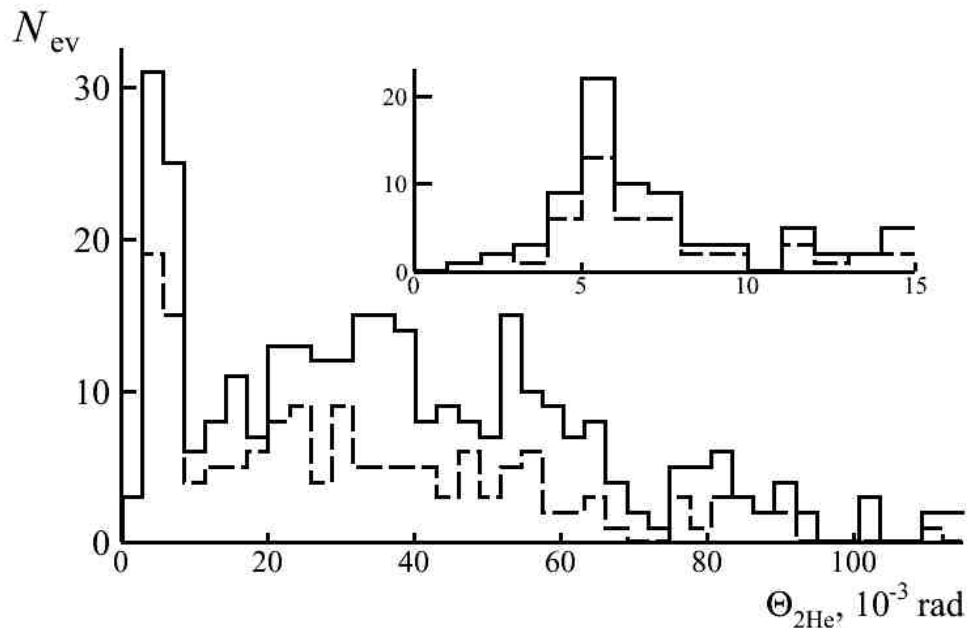


Рис 1.10. Распределение событий по пространственному углу Θ между двумя фрагментами He, образованными в канале ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$: сплошная линия для всей статистики, пунктир – «белые» звезды. На вставке увеличенная область $\Theta_{2\alpha}$ до 15 мрад.

В распределении по пространственному углу $\Theta_{2\text{He}}$ (рис I.10) в области до 10.5 мрад явно выражена группа из 68 событий, в которых наблюдаются ультра узкие пары α -частиц со средним значением $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (5.9 \pm 0.2)$ RMS 1.6 мрад. Для 39 событий типа «белая» звезда в интервале $0 < \Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (5.8 \pm 0.2)$ RMS 1.7 мрад. В работах по исследованию диссоциации ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{C}$ (таблица I.6) в распределениях по относительному пространственному углу в парах α -частиц также наблюдались группы событий ограниченные углом $\Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад. Такие события были интерпретированы как распад нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ . Также в этих распределениях была выделена область $\Theta_{2\text{He}} \in (15.0, 45.0)$ мрад, в которой отражен вклад распадов ядер ${}^8\text{Be}$ из второго возбужденного состояния 2^+ . В распределении по углу $\Theta_{2\text{He}}$ для ядра ${}^{10}\text{B}$ эта область представлена в неявном виде.

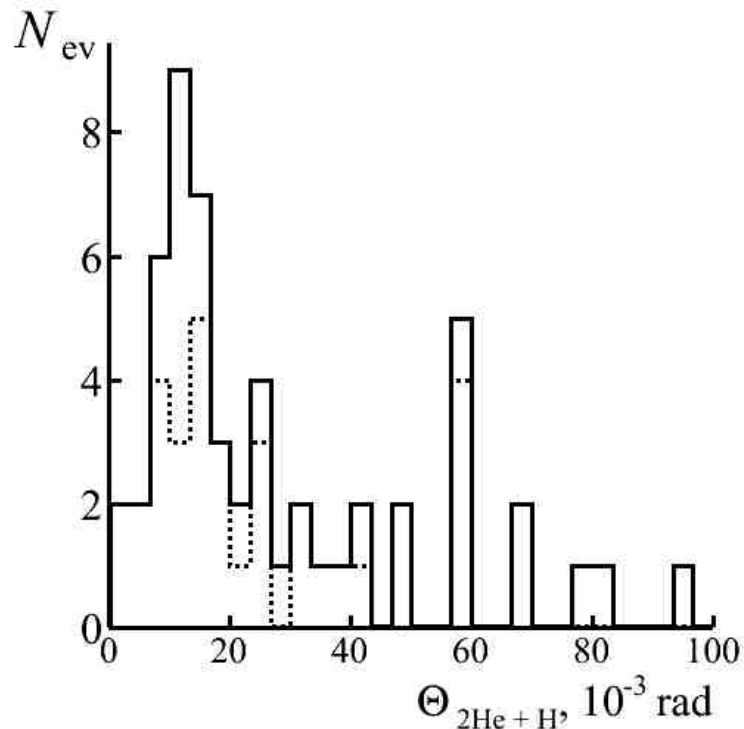


Рис. I.11. Распределения по углу разлета $\Theta_{(2\text{He} + \text{H})}$ между направлением вылета узкой пары фрагментов He ($\Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад) и треком однозарядной частицы H во всех событиях ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ (сплошная гистограмма) и в «белых» звездах (точечная линия).

Таблица I.6. Параметры распределений событий $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$, $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ и $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ по величине угла разлета пар α -частиц для $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад.

Ядро (P_0 , ГэВ/с)	$\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle$, $\sigma_{\Theta_{2\text{He}}}$
^{10}C (2.0)	4.6 ± 0.2 , 1.9 мрад
^{10}B (1.6)	5.9 ± 0.2 , 1.6 мрад
^9Be (2.0)	4.6 ± 0.3 , 2.2 мрад

На Рисунке I.11 представлено распределение по углу разлета между направлением вылета узкой пары α -частиц ($\Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад) и треком однозарядного фрагмента H. В области до 25 мрад выделена группа из 32 событий (в том числе 21 «белая» звезда) для которых $\langle \Theta_{(2\text{He} + \text{H})} \rangle = (11.8 \pm 1.1)$ мрад (для «белых» звезд 11.4 ± 1.9 мрад). Образования узких струй пар 2α и троек $2\alpha + p$ возможно из распадов нестабильных ядер ^8Be и ^9B , соответственно. Распределений по величине эффективной инвариантной массе системы фрагментов позволит интерпретировать такого рода события.

§ I.5. Реконструкция распадов ^8Be и ^9B

Определение для каждого следа фрагмента планарного угла (ϕ) и угла погружения (α) относительно следа первичного ядра дает возможность оценить энергетические характеристики распадов систем из нескольких фрагментов. В приближении сохранения всеми релятивистскими фрагментами в конусе фрагментации импульса на нуклон начального ядра P_0 [55] универсальным образом определяются параметр эффективной инвариантной массы системы фрагментов как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы (M^*) и суммарной массой ансамбля фрагментов. M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = \Sigma(P_i \cdot P_k)$. Ниже приведен список необходимых формул для вычисления основных параметров (7):

$$P_x = P_0 \cdot A \cdot \cos \alpha \cdot \cos \varphi$$

$$P_y = P_0 \cdot A \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi$$

$$P_z = P_0 \cdot A \cdot \sin \alpha$$

$$P_{tot} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

$$E_N = \sqrt{P_0^2 \cdot A^2 + m_N^2} \quad (7)$$

$$\Theta_{N_1 N_2} = \frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{tot1} \cdot P_{tot2}}$$

$$Q_{N_1 N_2} = M_{N_1 N_2} - m_{N_1} - m_{N_2}$$

$$Q_{2\alpha} = \sqrt{2 \cdot [m_\alpha^2 + E_\alpha^2 - \vec{P}_{\alpha 1} \cdot \vec{P}_{\alpha 2}]} - 2 \cdot m_\alpha$$

$$Q_{2\alpha+p} = \sqrt{[2 \cdot m_\alpha^2 + m_p^2 + 2 \cdot \sum (E_i \cdot E_j - p_i \cdot p_j)]} - 2 \cdot m_\alpha - m_p$$

Анализ угловых распределений по пространственному углу между образовавшимися фрагментами He указал на возможное присутствие распадов ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния в узких парах до 10.5 мрад. Переход к параметру эффективной инвариантной массе системы 2α -частиц, испускающей эти узкие пары, позволяет оценить вклад нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Предполагается что в узких струях двухзарядных фрагментов преобладают в основном α -частицы. Такое предположение основано на данных из электронного эксперимента [56], в которых установленная доля фрагментов изотопа ${}^3\text{He}$ не превышает нескольких процентов.

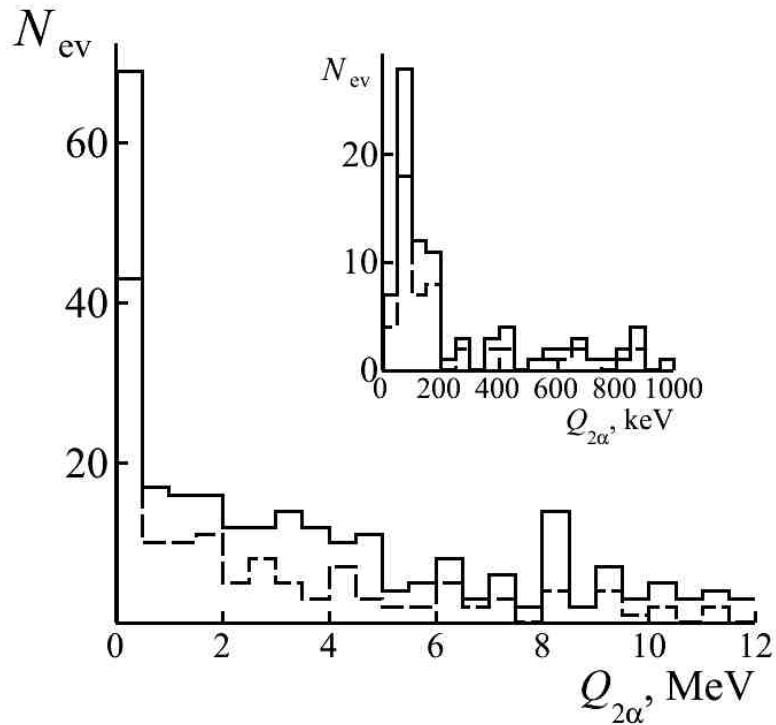


Рис I.12. Распределение событий по эффективной инвариантной массе $Q_{2\alpha}$ системы двух α -частиц в событиях $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, пунктирная линия – события типа «белая» звезда.

В распределении по эффективной инвариантной массе Q пар α -частиц (Рисунок I.12) для 68 событий величина $Q_{2\alpha}$ не превышает 200 кэВ и имеет среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (101 \pm 6)$ кэВ при RMS 46 кэВ, для 39 «белых» звезд $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (102 \pm 8)$ кэВ при RMS 51 кэВ. Полученные значения имеют хорошее согласование со значением энергии распада из основного состояния нестабильного ядра $^8\text{Be}_{g.s.}$ на распад в 2 α -частицы с энергией $Q = 91$ кэВ. В свою очередь распределение по эффективной инвариантной массе $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ (Рисунок I.13) в области $Q_{2\alpha p} < 400$ кэВ для 23 событий имеет среднее значение $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = (249 \pm 19)$ кэВ при RMS 91 кэВ и для 15 «белых» звезд $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = (227 \pm 24)$ кэВ при RMS 96 кэВ, что близко по величине основному состоянию $Q(^9\text{B}_{g.s.}) = 185$ кэВ на распад моды $^8\text{Be}(\rightarrow 2\alpha)$ и p .

Таким образом, нестабильные ядра ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ проявляют себя в диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$ в «белых» звездах по каналу ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с вероятностью $(24 \pm 3) \%$ и $(12 \pm 2) \%$, соответственно, и, следовательно, являются существенными ингредиентами в структуре ядра ${}^{10}\text{B}$. Распад ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ проявляется только в 50 % событий образования ядер ${}^9\text{B}$. Оставшаяся статистика по распадам ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ может быть обусловлена дополнительным вкладом «разреженного» ядра-основы ${}^9\text{Be}$. Для сравнения отмечено, что в структуре ${}^{10}\text{C}$ присутствие ${}^9\text{Be}$ невозможно. Действительно, в «белых» звездах ${}^{10}\text{C}$ распады ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ всегда ассоциируются с распадами ${}^9\text{B}_{g.s.}$ [16].

Распределение по поперечному импульсу P_T в тройках $2\alpha p$ в «белых» звездах с образованием представлено на Рисунке I.14. Для группы из 23 событий, в которых был идентифицирован распад ядер ${}^9\text{B}$, параметр описывающий это распределение равен $\sigma_{PT}({}^9\text{B}) = (96 \pm 22) \text{ МэВ/с}$ (Рисунок I.14). Полученное значение имеет хорошее согласование с соответствующим значением, рассчитанным для статистической модели релятивистской фрагментации – $\sigma_{PT}({}^9\text{B}) = 97 \text{ МэВ/с}$. В рамках этой модели радиус области испускания внешнего нейтрона ядром ${}^{10}\text{B}$ равен $R = (2.6 \pm 0.2) \text{ ферми}$ и имеет хорошее согласование со значением, извлеченным из экспериментальных данных по измерению сечения неупругого рассеяния на ядрах ${}^{10}\text{B}$ [14]. Детальный анализ распределения по поперечному импульсу $P_T({}^9\text{B})$ указал на наличие 4 событий, лежащих в области $P_T({}^9\text{B}) > 300 \text{ МэВ/с}$, что соответствует рассеянию на угол $\theta_{9B} > 40 \text{ мрад}$ относительно первоначального движения родительского ядра. Таким образом, в релятивистском масштабе энергий ядерный резонанс ${}^9\text{B}$, время жизни которого ($\Gamma_{c.m.} = 540 \text{ эВ}$) на порядок меньше времени жизни нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$, представляет собой долгоживущий ядерно-молекулярный объект.

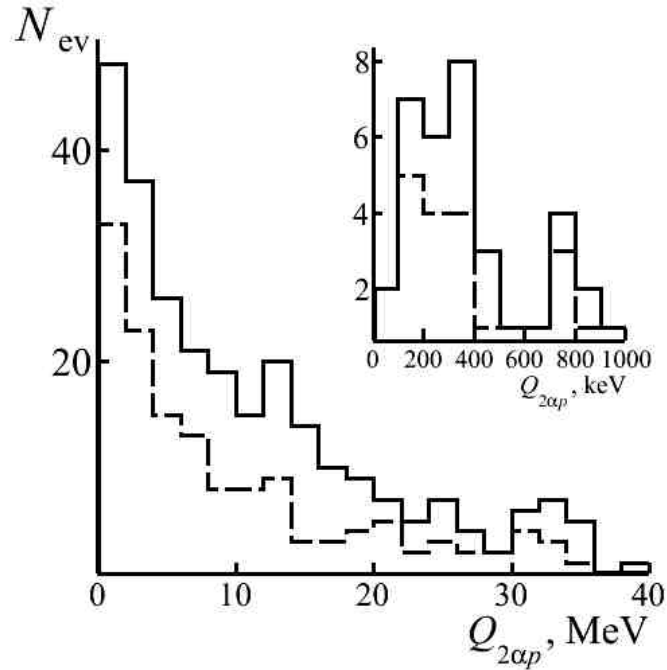


Рис I.13. Распределение событий $^{10}B \rightarrow 2He + H$ по эффективной инвариантной массе $Q_{2\alpha p}$ троек $2He + H$; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$. Сплошная для всех измеренных событий, пунктир – «белые» звезды.

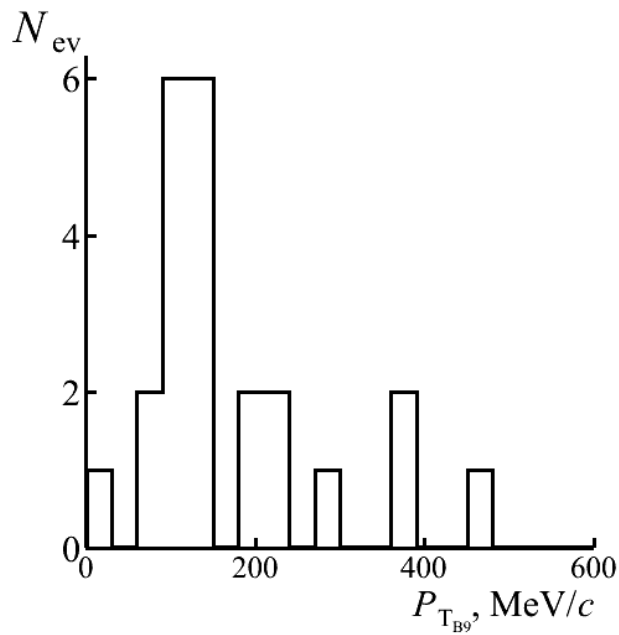


Рис. I.14. Распределение по суммарному поперечному импульсу P_{T9B} троек $2\alpha + p$ из распадов ядер 9B , образованных в событиях $^{10}B \rightarrow 2\alpha + p$.

§ 1.6. Применение метода многократного рассеяния для идентификации изотопов Н и Не

При прохождении через слой ЯЭ конечной толщины l заряженная частица непрерывно изменяет направления своего движения, причем чаще всего изменения направления частицы очень малы. В основном эти отклонения связаны с кулоновским рассеянием атомными ядрами из состава ЯЭ, расположенными вблизи траектории частицы. Определение среднеквадратичного угла многократного рассеяния частицы позволяет оценить для нее величину $p\beta c$.

Для вычисления среднего угла отклонения частицы можно воспользоваться двумя методами. В угловом методе вычисляют углы между двумя последовательными касательными к следу и определяют средние угловые отклонения. Метод, который был применен в данной работе – координатный метод. Его суть заключается в измерении координат положения трека в точках, отстоящих друг от друга на определенной длине (ячейке) t . Трек частицы выставляется параллельно оси ОХ таким образом, чтобы на достаточной длине трек не вышел из поля зрения. Далее измеряются координаты отклонения следа вдоль оси ОУ. Первые разности координат ($S_i = y_i - y_{i+1}$) дают наклоны последовательных хорд, соединяющих концы отрезков t . Вторые разности координат $D_i = S_i - S_{i+1}$ определяют изменение направлений каждых двух соседних хорд. Среднее значение модуля отклонения $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связана с величиной $p\beta c$ выражением:

$$p\beta c = \frac{Z_{fr} K t^{3/2}}{573 \langle |D| \rangle} \quad (8)$$

,где p – импульс частицы, βc – скорость частицы, Z_{fr} – заряд частицы, $K = 28.5$ – коэффициент рассеяния [49]. При больших углах рассеяния (однократное

ядерное рассеяние) отбрасываются значения, превышающие порог $4\langle|D|\rangle$, и заменяют их величиной этого порога. Среднее значение второй разности исключает ошибки, связанные с шумами столика микроскопа, размерами зерен, перефокусировкой и дисторсией эмульсии.

По величинам $p\beta c$ определяются изотопы Н и Не. При вычислении величин $p\beta c$ необходимым условием является достаточная статистическая обеспеченность, которая выражается в необходимости использования треков длиной от 2 см. Данное условие ограничивает использование всей имеющейся статистики событий.

Для надежной сепарации протонов от дейтронов были проведены измерения параметров $p\beta c$ на пучковых треках дейтронов. Для 20 следов дейтронов среднее значение составило $\langle p\beta c \rangle = (2.5 \pm 0.5)$ ГэВ при RMS 0.6 ГэВ, что соответствует ожидаемой величине. Надежное присутствие протонов обеспечено в восстановленных событиях распада ядер ${}^9\text{B}$. Для фрагментов Н из распадов ${}^9\text{B}_{g.s.}$ в «белых» звездах ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ получено значение $\langle p\beta c \rangle = (1.1 \pm 0.3)$ ГэВ при RMS 0.4 ГэВ, соответствующее как протонам распада, так и первичному импульсу на нуклон ядер ${}^{10}\text{B}$. Для идентификации изотопов Н в «белых» звездах ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ использовалась процедура, которая была разработана на основе построения классифицирующих функций. Последние были получены по результатам статистического моделирования средних значений вторых разностей отклонения следов $\langle|D|\rangle$ на ячейках 500, 600, 700, 800 мкм. Полученные функции используются для определения принадлежности экспериментальных величин $\langle|D|\rangle$ к характерным для различных изотопов группам значений. Согласно этой процедуре основную часть спектра по $p\beta c$ до 1.8 ГэВ фрагментов Н в «белых» звездах ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ составляют протоны со средним значением $\langle p\beta c \rangle = (1.2 \pm 0.1)$ ГэВ при RMS 0.3 ГэВ. Распределение по $p\beta c$ свыше 1.8 ГэВ соответствует дейтронам с $\langle p\beta c \rangle = (2.5 \pm 0.5)$ ГэВ при RMS

0.7 ГэВ (Рисунок I.15). Соотношение идентифицированных следов p и d составляет (2 ± 0.25) .

На Рисунке I.16 (б) представлено распределение по энергии $Q_{2\alpha d}$ для этих 6 ансамблей ${}^8\text{Be}_{2+} + d$ с $\langle Q_{2\alpha d} \rangle = (4.1 \pm 0.3)$ МэВ при RMS 0.9 МэВ. Будучи крайне ограничено статистически, это наблюдение указывает на возможность возникновения состояний ядерно-молекулярного типа. Кроме того, с вероятностью 8% наблюдаются “белые” звезды в канале ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^6\text{Li} + \alpha$. Поэтому можно ожидать вклад кластерной структуры ${}^6\text{Li}$ в канал $2\alpha + p(d)$. Однако и такое развитие исследования требует наращивания статистики «белых» звезд.

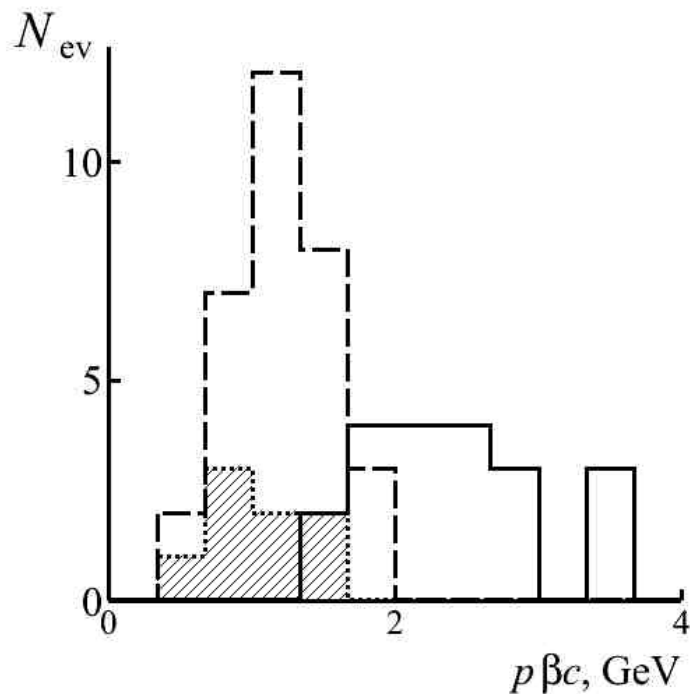


Рис. I.15. Распределение по величине $p\beta c$ следов пучковых дейтронов (сплошная), фрагментов H (пунктир) в 52 звездах ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, включая 36 “белых” звезд и 9 распадов ${}^9\text{B}$ (штриховка).

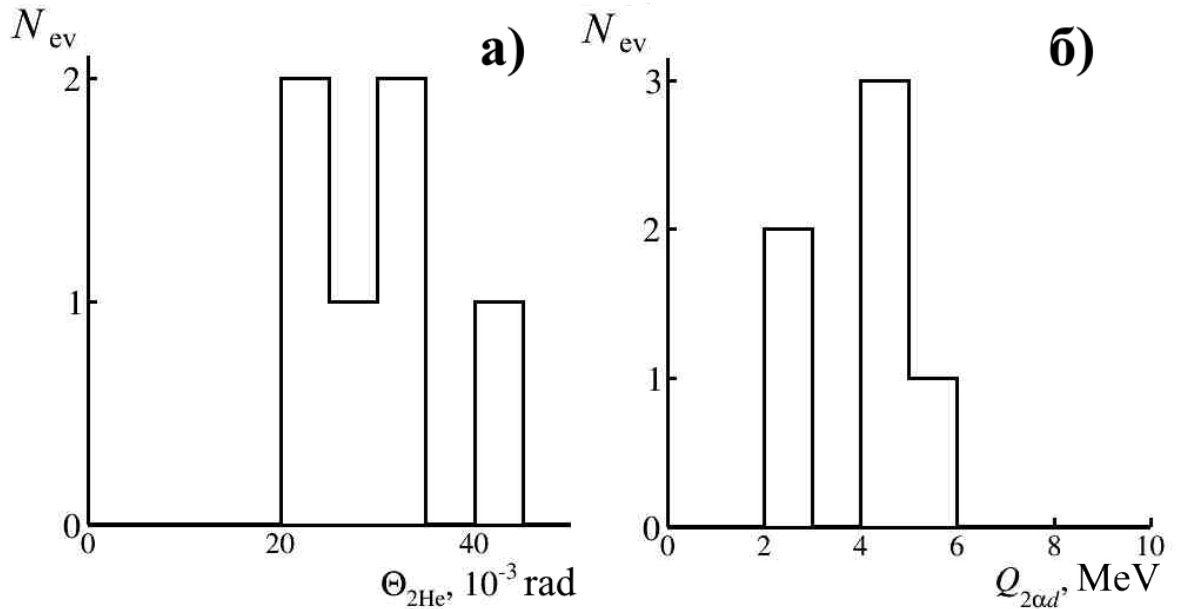


Рис. 1.16. Распределение по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ (а) фрагментов He при условии $p\beta c$ свыше 1.9 ГэВ (дейтроны) «белых» звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ и по энергии $Q_{2\alpha d}$ (б) ансамблей $^8\text{Be}_{2+} + d$.

§ 1.7. Заключение к главе I

При анализе событий диссоциации ядер ^{10}B установлено доминирование «белых» звезд по каналу $2\text{He} + \text{H}$ с вероятностью 76 % при их подавлении в канале $\text{Be} + \text{H} - <1\%$. Статистика событий в остальных каналах распределилась следующим образом: $\text{He} + 3\text{H} - 13\%$, $\text{Li} + \text{He} - 4\%$ и $\text{Li} + 2\text{H} - 4\%$. Выявлено, что нестабильные ядра ^8Be и ^9B проявляют себя в диссоциации по каналу $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с вероятностью $(24 \pm 3)\%$ и $(12 \pm 2)\%$, соответственно. Однако события с образованием ядер ^9B объясняется только 50% распадов $^8\text{Be}_{g.s.}$. Ядро ^9B представляет собой «разреженную» ядерно-молекулярную структуру из кластеров $2\alpha + p$. Кулоновский барьер может усиливать удержание протона. Возможно, что в ядре ^{10}B ядро-основа ^9Be также присутствует в «разреженном» виде $2\alpha + n$ как примерно равная суперпозиция связей $^8\text{Be}_{g.s.}$ и $^8\text{Be}_{2+}$ с нейтроном, а не как целостное образование. Источником распадов ядер $^8\text{Be}_{2+}$ относится к конфигурации $^8\text{Be}_{2+} + d$. В настоящей работе анализ многократного рассеяния

однозарядных частиц указал на присутствие 6 «белых» звезд такого типа событий. Неожиданным представляется тот факт, что число «белых» звезд ${}^9B + n$ в 10 раз превысило ${}^9Be + p$. Это наблюдение может указывать на более широкое пространственное распределение нейтронов в ядре ${}^{10}B$ по сравнению с протонами, что приводит к большему сечению канала ${}^9B + n$ по сравнению с зеркальным каналом. Кроме того, с вероятностью 8% наблюдаются звезды в канале ${}^{10}B \rightarrow {}^6Li + \alpha$. Возможно, что ядро Li , слабо проявляющееся в диссоциации ${}^{10}B$, также присутствует в ${}^{10}B$ в основном в «растворенном» виде, давая в распределение Θ_{2He} нерезонансный вклад.

Детальное понимание диссоциации ядра ${}^{10}B$ послужило основой интерпретации структуры следующего изотопа – ${}^{11}C$.

Глава II. Диссоциация ядер ^{11}C

§ II.1. Облучение слоев ЯЭ в пучке ядер ^{11}C .

На 48 сеансе работы Нуклотрона ОИЯИ было выполнено облучение серии новых образцов ЯЭ, произведенных цехом МИКРОН ОАО «Компания Славич» [50] во вторичном пучке ядер ^{11}C . Образцы изготавливались путем полива ЯЭ слоями около 200 мкм на стеклянные подложки размером 9×12 см. По основным характеристикам данная ЯЭ близка к ЯЭ БР-2, которая обеспечивала чувствительность вплоть до релятивистских частиц. Ядра ^{11}C рождались при фрагментации ядер ^{12}C с энергией 1.2 А ГэВ на полиэтиленовой мишени толщиной 1.5 г/см². Вторичный пучок ядер ^{11}C был сформирован путем сепарации в магнитооптическом канале транспортировки пучка с импульсным акцептансом около 2%. При интенсивности первичного пучка ^{12}C порядка 10^7 ядер в цикл интенсивность пучка ^{11}C составила 10^4 , что оптимально для контролируемого облучения стопки ЯЭ. Профиль пучка формировался для возможно более равномерного облучения вдоль ее более узкой стороны. Поток ядер, выводимый на облучаемую стопку ЯЭ, контролировался с помощью сцинтилляционного монитора. Наличие сопровождающих ядер в составе основного пучка позволяет оценить возможности сепарации ядер ^{11}C в используемом магнитооптическом канале [52]. На Рисунке II.10 представлены спектры зарядово-цифрового преобразователя монитора при проводке ядер ^{12}C . Наблюдается вклад более легких ядер, рожденных на производящей мишени в начале канала сепарации, с тем же отношением заряда к массовому числу, как у ^{12}C . «Плечо» слева от основного пика соответствует ядрам ^{10}B , ядра Be не проявляются (^8Be — несвязанное ядро), вклад ядер Li различим, а ядра He проявляются достаточно отчетливо. На Рисунке II.11 представлен аналогичный спектр при настройке канала на сепарацию ядра ^{11}C с той же энергией на нуклон, как и в случае ^{12}C . Сигналы B , Be (^7Be), Li и He различимы слабо и

связаны с фрагментацией ядер ^{11}C . Особенно показательным представляется исчезновение ядер He . При уменьшении магнитной жесткости канала ядра ^4He уже исчезли, а ^3He еще не появились. Все эти факты указывают на достаточную сепарацию ядер ^{11}C , позволяющую пренебречь вкладом других изотопов. В пучке такого состава выполнено облучение 40 слоев ЯЭ. Для вариации плотности облучения слои собирались в семь стопок, облучавшихся последовательно.

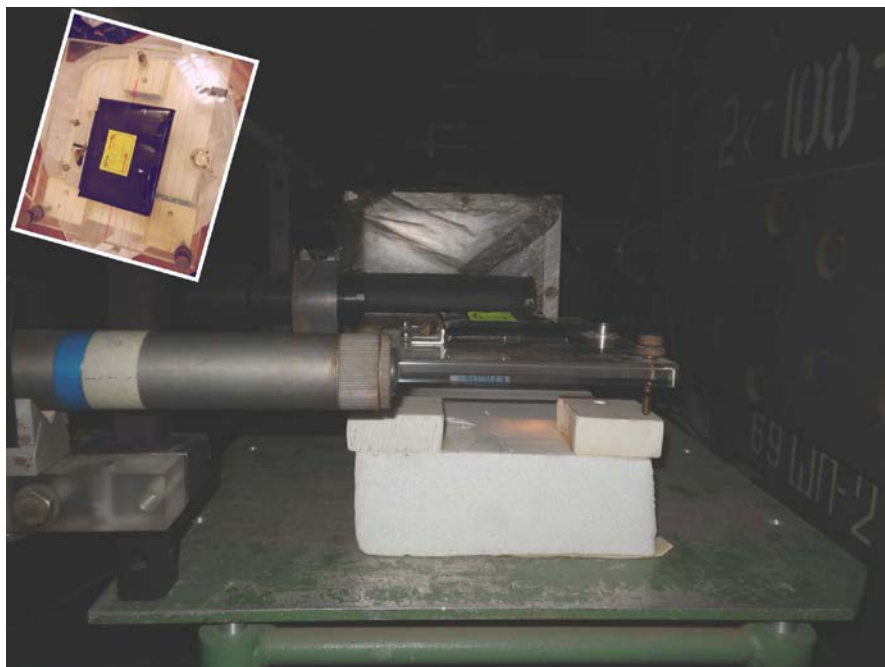


Рис. П.1. Облучение ЯЭ в пучке ядер ^{11}C . На переднем плане виден передний монитор (без светозащитного кожуха), перекрывающий входное окно стопки, а также задний монитор. На вставке: упакованная стопка на юстируемой подставке.

§ П.2. Зарядовая топология диссоциации ядер ^{11}C

Уменьшенная толщина (100 и 180 мкм) и стеклянные подложки опытной партии ЯЭ стали факторами, которые не позволили вести анализ с прослеживанием пучковых и вторичных следов без выборки. Поэтому сканирование слоев ЯЭ велось по поперечным полосам (ширина полоски 1 мм) с

целью поиска узко расходящихся следов релятивистских фрагментов с суммарным зарядом фрагментов $\Sigma Z_{fr} < 6$ с последующим прослеживанием к вершинам взаимодействий. Примеры событий приведены в приложении Рисунков П.7-П.9. Следы, соответствующие 2- и 1-зарядным релятивистским частицам, определялись визуально. Доминирование в пучке ядер углерода позволяет определить заряды более тяжелых фрагментов в событиях как величины, недостающие до шести единиц заряда. Суммарно было просмотрено 8 слоев площадью $9 \times 12 \text{ см}^2$ каждый. Зарядовая топология диссоциации ядер представлена в Таблице П.1.

На статистике событий 2301 неупругого взаимодействия ядер ^{11}C на ядрах из состава ЯЭ были отобраны события с суммарным зарядом фрагментов (в конусе фрагментации 7^0) равным 6. Отмечено доминирование среди «белых» звезд ^{11}C событий, содержащих только релятивистские изотопы He и H (77%), среди которых лидирует канал $2\text{He} + 2\text{H}$ (таблица П.1). Отношение статистики этого канала к статистике канала $\text{He} + 4\text{H}$ равно (5 ± 2) . Оно не соответствует представлению только о диссоциации ядра-основы ^7Be . Наиболее вероятно, что канал 3He соответствует конфигурации $2^4\text{He} + ^3\text{He}$, которая может возникать как от распада ядер-остовов ^8Be и ^7Be , так и трехтельных состояний. Дополнительный вклад во множественные каналы, содержащие фрагменты He и H, может быть связан с диссоциацией кластера ^6Li , как самостоятельного элемента ^{11}C , в соответствии с его виртуальной структурой $\alpha + d$ [13]. В целом, эти факты отражают структуру ^{11}C как суперпозицию состояний на основе ядер ^{10}B и ^7Be . В Таблице П.2 сведены данные по каналам диссоциации изотопов ^9C [37], ^{10}C [16], ^{11}C и ^{12}C [37], которые указывают на особый характер диссоциации каждого из изотопов и соответствие выполненных облучений массовым числами изотопов углерода. В отличие от ранее исследованных нейтронодефицитных ядер углерода, наблюдается значительная доля событий

Li + He + H (4%), которые могут отвечать ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He} + p$. Вместе с тем отсутствуют события по каналу Be + 2H и Li + 3H. Наблюдается значительный вклад событий Be + He (12%), в котором изотоп ${}^7\text{Be}$ определяется однозначно.

Таблица II.1. Распределение по зарядовым каналам диссоциации ядер ${}^{11}\text{C}$ в ЯЭ.

Канал	«Белые» звезды	С фрагментами мишени
6H	3 (2%)	10 (4%)
B + H	6 (4%)	7 (3%)
He + 4H	15 (10%)	44 (17%)
Li + He + H	5 (4%)	17 (6%)
Be + He	18 (12%)	26 (10%)
2He + 2H	72 (50%)	140 (53%)
3He	25 (17%)	19 (7%)

Таблица II.2. Распределение по зарядовым каналам диссоциации ядер для «белых» звезд, рожденных изотопами углерода.

Канал	${}^{12}\text{C}$ [38]	${}^{11}\text{C}$	${}^{10}\text{C}$ [16]	${}^9\text{C}$ [37]
	3.65 А ГэВ	1.2 А ГэВ	1.2 А ГэВ	1.2 А ГэВ
6H	–	3 (2%)	9 (4%)	6 (6%)
B + H	–	6 (4%)	1 (0.4%)	15 (14%)
He + 4H	–	15 (10%)	12 (5.3%)	28 (27%)
Li + He + H	–	5 (4%)	–	–
Be + He	–	18 (12%)	6 (2.6%)	–
2He + 2H	–	72 (50%)	186 (82%)	24 (23%)
3He	28 (100%)	25 (17%)	12 (5.3%)	16 (15%)
Be + 2H	–	–	–	16 (15%)
Li + 3H	–	–	1 (0.4%)	2 (2%)

Таблица II.3. Распределение событий по зарядовому составу релятивистских фрагментов, рожденных в диссоциации ядер ^{10}B и ^{11}C .

Канал	^{10}B	^{11}C (+ Н)
Li + He	5 (4%)	5 (4%)
Li + 2H	5 (4%)	–
He + 3H	18 (13%)	15 (10%)
2He + H	103 (76%)	72 (50%)
5H	2 (2%)	3 (2%)
Be + He	2 (2%)	18 (12%)

Стоит отметить что, в работе [38] по исследованию диссоциации ядер ^{12}C единственным каналом оказался $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Образно выражаясь, представленные распределения по зарядовой топологии имеют индивидуальный характер для ^{11}C , отличный от других изотопов, являясь своеобразным «автографом» этого ядра.

Структуру ядра ^{11}C можно рассмотреть, как суперпозицию кластерного состояния ядра-основы ^{10}B и протона. Таким образом, диссоциация ядра-основы ^{10}B дает определенный вклад во фрагментацию ядра ^{11}C . В Таблице II.3 приведено сравнение зарядовых топологий диссоциации ядер ^{11}C и ^{10}B .

Данные по ядру ^{11}C способствуют более обоснованной интерпретации зарядовой топологии «белых» звезд, рожденных релятивистскими ядрами ^{12}N . В Таблице II.4 их статистика приведена совместно с данными для «белых» звезд ^{11}C . Для «белых» звезд ^{12}N существенную долю имеют каналы $^{11}\text{C} + p$ (0.6 МэВ), $^8\text{B} + ^4\text{He}$ (8.0 МэВ) и $p + ^7\text{Be} + ^4\text{He}$. Имеется возможность множественной диссоциации через несвязанное ядро $^9\text{B} + ^3\text{He}$ (10 МэВ). Интерпретация канала $\text{B} + 2\text{H}$, усложняется из-за того, что становится доступным канал $^{10}\text{B} + 2p$ (9.2 МэВ). Как и в случае ^{11}C , множественные каналы могут быть связаны с

Таблица П.4. Распределение событий по зарядовому составу релятивистских фрагментов в конусе фрагментации, рожденных в диссоциации ядер ^{12}N и ^{11}C при энергии 1.2 и 2.0 А ГэВ.

Канал	^{11}C	$^{12}\text{N} (+ \text{H})$
B + He	–	3 (4%)
B + H	6 (4%)	11 (15%)
Be + He	18 (12%)	9 (13%)
Be + 2H	–	10 (14%)
Li + He + H	5 (4%)	–
3He	25 (17%)	2 (3%)
2He + 2H	72 (50%)	24 (33%)
He+ 4H	15 (10%)	9 (13%)

диссоциацией как ядра-основы ^{10}B , так и ^7Be . Возможно, что лидирование канала $2\text{He} + 2\text{H}$ отражает диссоциацию ядра-основы ^{11}C с участием ^{10}B . Малая вероятность диссоциации ^{10}B на пару $^9\text{Be} + p$ позволяет определить Be как ^7Be . Ограничение по массовому числу позволяет определить B в канале Be + He как ^8B .

§ П.3. Угловой анализ фрагментов в событиях диссоциации ядер ^{11}C .

Угловые измерения треков проводились в двух каналах диссоциации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$. По каждому из каналов проведен анализ угловых и энергетических характеристик образования фрагментов.

Из найденных 212 событий диссоциации ядер ^{11}C , с образованием в конусе фрагментации пар фрагментов ядер He и H, были отобраны 154 события (в том числе 62 «белые» звезды) с благоприятными геометрическими условиями. Методика измерений углов вылета вторичных частиц идентична той, что была описана в Главе I.

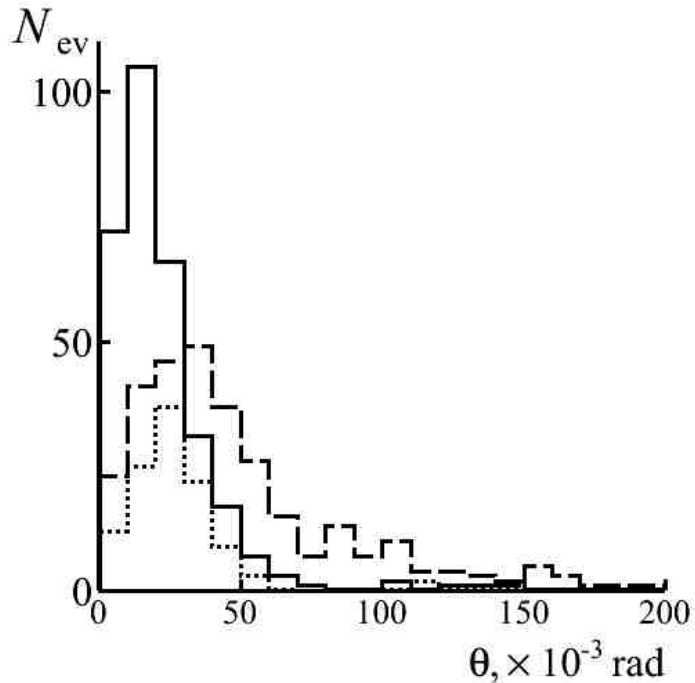


Рис II.2. Распределение фрагментов по полярному углу вылета θ образующихся в событиях по каналам $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (He – сплошная линия и H – пунктирная линия) и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ – точечная линия.

На Рисунке II.2 представлены распределения по полярному углу вылета θ релятивистских фрагментов He и H в каналах $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$. Среднее значение углов $\theta_{\text{H,He}}$ для однозарядных и для двухзарядных фрагментов меньше граничного значения угла конуса фрагментации. Сводка параметров распределений по углу θ дана в Таблице II.5. Параметры описывающих их распределений Рэля для α -частиц равны $\sigma_{\alpha} = (17.0 \pm 2.1)$ мрад и $\sigma_{\alpha} = (20.4 \pm 1.1)$ мрад. Параметры согласуются со значениями статистической модели 19.1 мрад. Для фрагментов H угловое распределение описывается параметром Рэля $\sigma_{\text{H}} = (34.0 \pm 1.3)$ мрад, в рамках статистической модели параметры распределения для протонов – $\sigma_p = 45.6$ мрад, а для дейтронов соответственно $\sigma_d = 30.6$ мрад.

Таб. II.5. Параметры распределений по углу θ для событий $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$.

	$^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$	$^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$
$\langle\theta_{\text{He}}\rangle$ (RMS) мрад	23.1 ± 2.1 (20.1)	25.8 ± 1.8 (17.4)
$\sigma\theta_{\text{He}}$ мрад	17.0 ± 2.1	20.4 ± 1.1
$\langle\theta_{\text{H}}\rangle$ (RMS) мрад	48.2 ± 3.5 (38)	–
$\sigma\theta_{\text{H}}$ мрад	34.0 ± 1.3	–

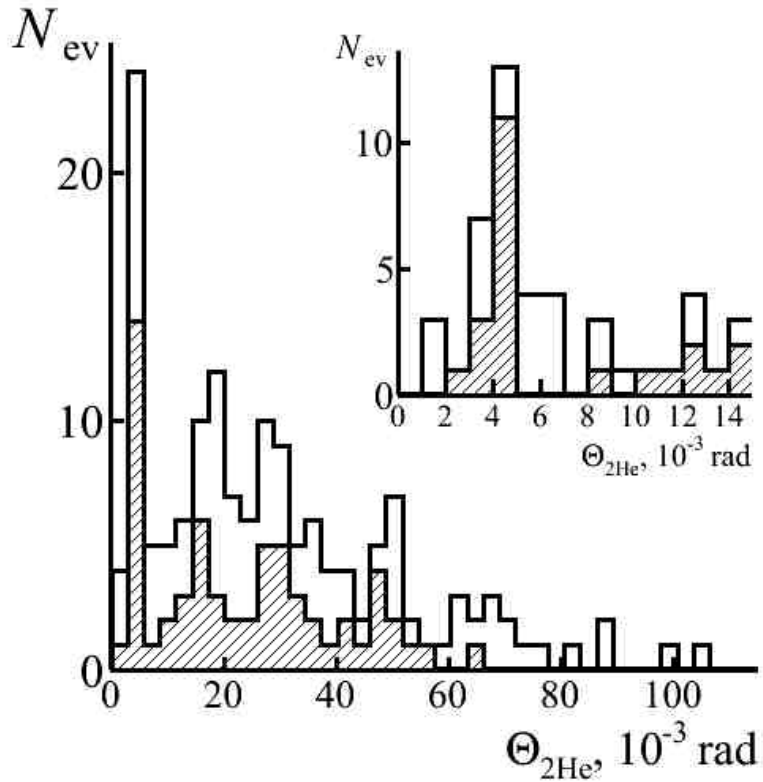


Рис. II.3. Распределение событий по величине относительно пространственного угла Θ между двумя α -частицами, образующимися в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. Сплошная линия – все измеренные события, заштрихованная – «белые» звезды. На вставке увеличенная область распределения событий по углу $\Theta_{2\alpha}$ до 15 мрад.

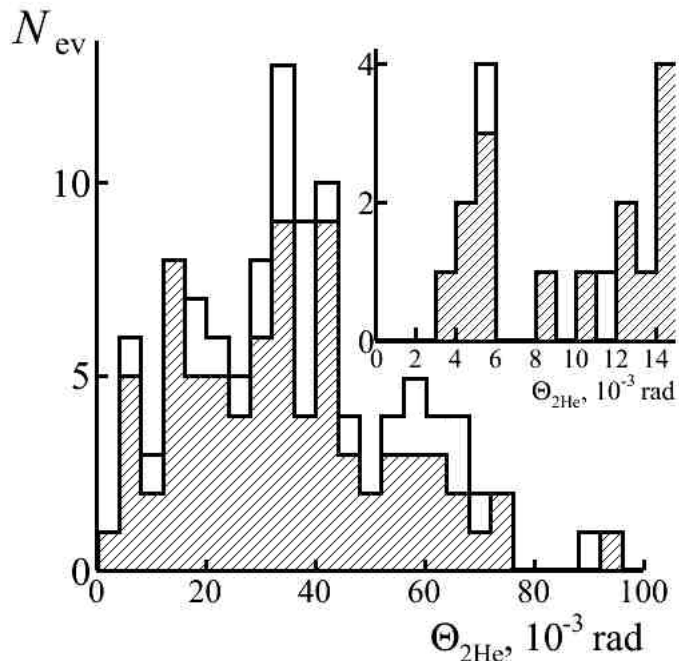


Рис. П.4. Распределение событий по величине относительно пространственного угла Θ между двумя α -частицами, образующимися в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$. Сплошная линия – все измеренные события, заштрихованная – «белые» звезды. На вставке распределение событий по углу Θ в области $(0, 15.0)$ мрад.

Информацию о механизме образования пар α -частиц несет спектр их углов разлета $\Theta_{2\alpha}$. Распределение по пространственному углу между направлениями разлета пар α -частиц представлено на Рисунке П.3 в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и на Рисунке П.4 в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$.

В области $\Theta_{2\alpha}$ до 10.5 мрад наблюдается группа из 36 событий (в том числе 16 «белых» звезд) с узкими α -парами. Среднее значение $\Theta_{2\text{He}}$ в рассматриваемой области $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (4.8 \pm 0.3)$ мрад при RMS 1.9 мрад. Образование таких узких пар соответствует распадам ядер ^8Be из основного состояния 0^+ .

В распределении по параметру $\Theta_{2\alpha}$ (рис. П.4) в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ отмечено 8 событий в области до 10 мрад со средним значением $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (5.3 \pm 0.5)$ мрад при RMS 1.5 мрад. Указанные события также могут отражать распады ядра ^8Be .

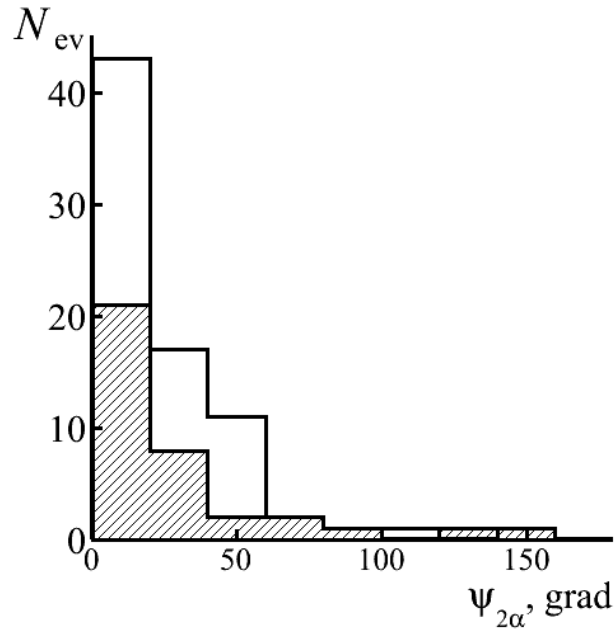


Рис. II.5. Распределение событий фрагментации ядер ^{10}B (сплошная линия) и ^{11}C (заштрихованная гистограмма) по величине относительного азимутального угла пары α -частиц $\psi_{2\alpha}$ при условии $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад.

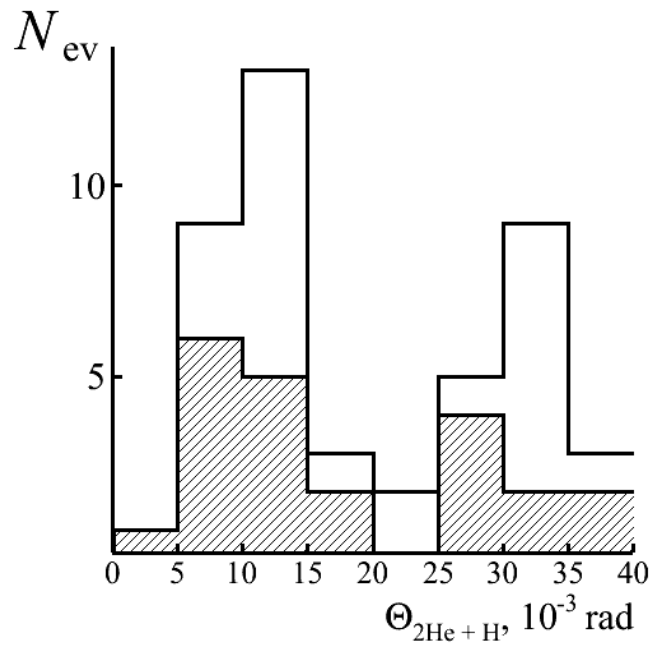


Рис. II.6. Распределение событий по пространственному углу между измеренным направлением пары α -частиц, удовлетворяющих условию $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад, и фрагментом Н. Сплошная линия – вся статистика, штриховка – «белые» звезды.

Узкие пары $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад также проявляют явную корреляцию по парному азимутальному углу $\psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов пары α -частиц, образующихся при фрагментации ядер ^{10}B и ^{11}C (Рисунок. П.5). Распределение демонстрирует азимутальную асимметрию вылета α -частиц в поперечной плоскости соударения, с коэффициентом асимметрии $A = (0.88 \pm 0.03)$.

На Рисунке П.6 представлено распределение событий по пространственному углу между направлением вылета узкой α -пары ($\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад) и треком однозарядной частицы Н. Для 24 событий (включая 12 «белых» звезд), лежащих в области до $\Theta_{2\text{HeH}} < 25$ мрад, среднее значение $\langle \Theta_{2\text{HeH}} \rangle = (11.3 \pm 0.1)$ мрад при RMS 4.8 мрад, для «белых» звезд $\langle \Theta_{2\text{HeH}} \rangle = (9.8 \pm 0.8)$ мрад при RMS 3.7 мрад. В Таблице П.6 приведены средние значения параметра $\Theta_{2\text{HeH}}$ по данным диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ и $^{10,11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$, в которых наблюдались узкие струи троек $2\alpha + p$ в области $\Theta_{2\text{HeH}} < 20$ мрад.

§ П.4. Распределения по эффективной инвариантной массе фрагментов в каналах $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$

Отмеченная особенность в угловых распределениях α -частиц и однозарядных фрагментов, образующихся во фрагментации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (наличие узких пар), проявляется в распределениях по величине эффективной инвариантной системы рассматриваемых частиц. Действительно, приведенное распределение по величине $Q_{2\alpha}$ (Рисунок П.7 (а)) указывает на характерную область до 200 кэВ, в которой наблюдается образование ядер ^8Be с $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (77.7 \pm 7.1)$ при RMS 40.5 кэВ для 32 (20 ± 3 %) событий $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. Аналогичная картина представлена в распределении для событий $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ (рис. П.7 (б)), в которых вклад распадов $^8\text{Be}_{g.s.}$ составляет (25 ± 2) %. Среднее значение $Q_{2\alpha}$ в таких событиях составляет (67.4 ± 16.9) при RMS 41.5 кэВ.

Таблица II.6. Объединенные данные по величине среднего значения $Q_{2\alpha p}$ в наблюдаемых событиях с узкими тройками $2\alpha + p$.

Ядро (P_0, A ГэВ/с)	$\langle \Theta_{2\text{HeH}} \rangle$ ($\Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад), RMS	$\langle Q_{2\alpha p} \rangle$ ($Q_{2\alpha p} < 400$ кэВ), RMS
^{10}B (1.6)	$11.8 \pm 1.1, 2.5$ мрад	$227 \pm 24, 96$ кэВ
^{10}C (2.0)	$9.5 \pm 0.3, 5.0$ мрад	$254 \pm 18, 96$ кэВ
^{11}C (2.0)	$11.3 \pm 0.1, 4.8$ мрад	$256 \pm 15, 68$ кэВ

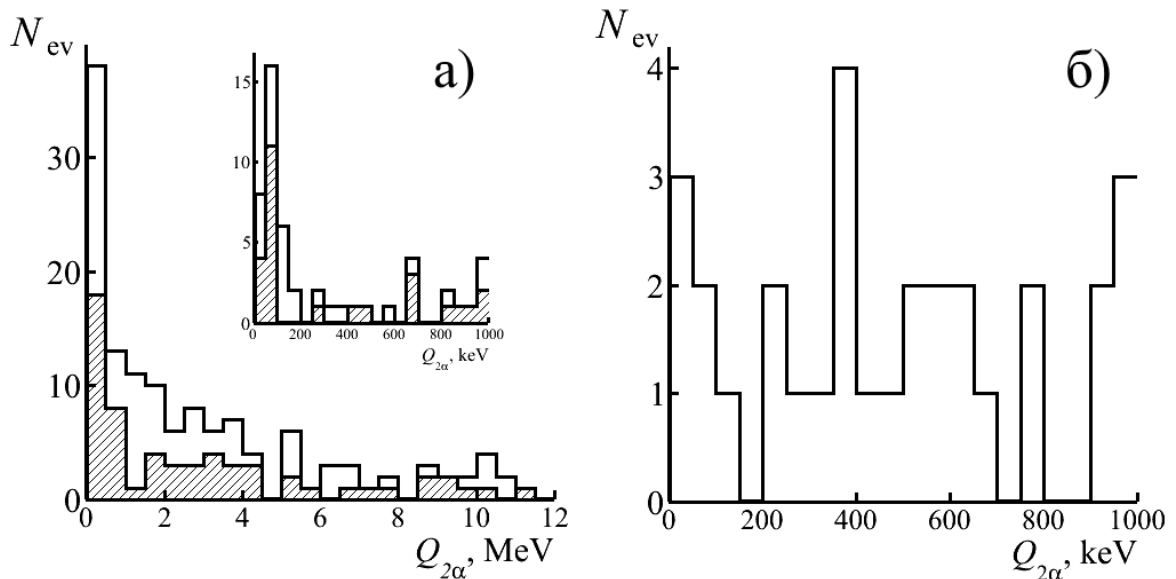


Рис. II.7. Распределение событий по величине эффективной инвариантной массы пары α -частиц в событиях $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (а), на вставке увеличенная область $Q_{2\alpha}$ до 1 МэВ, и $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ (б).

Как было отмечено ранее ядро ^9B может существовать в ядре ^{11}C в виде виртуальной компоненты и проявляться во фрагментации как узкая струя из 2 α -частиц и одного протона. Распределение для троек $2\alpha + p$ по величине $Q_{2\alpha p}$ (Рисунок II.8) указывает на то, что в 21 событии ($13 \pm 1\%$) диссоциации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ образование троек $2\alpha p$ происходит через распад несвязанного ядра ^9B из основного состояния. Среднее значение величины $Q_{2\alpha p}$ для такой группы

событий $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = (256 \pm 15)$ кэВ, при RMS равном 68 кэВ, (Рисунок II.8) близко к значению энергии распада ${}^9B_{g.s.} \rightarrow {}^8Be + p$. В Таблице II.6 представлены данные по ранее изученным ядрам, в которых были идентифицированы распады нестабильного ядра 9B из основного состояния. В тоже время идентификация распадов ядер ${}^9B_{g.s.}$ позволяет выделить чистый канал распада ядер ${}^8Be_{g.s.}$, поскольку последний является неотъемлемой компонентой распада 9B . Рисунок II.9 содержит распределения $Q_{2\alpha}$ для идентифицированных распадов 9B в событиях ${}^{10}B \rightarrow 2He + H$ (Рисунок II.9 (а)) и ${}^{11}C \rightarrow 2He + 2H$ (Рисунок II.9 (б)). Для 23 событий ${}^{10}B \rightarrow {}^9B \rightarrow {}^8Be$ $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (105 \pm 9)$ при RMS 47 кэВ, а для 21 события ${}^{11}C \rightarrow {}^9B \rightarrow {}^8Be$ $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (71 \pm 3)$ при RMS 32 кэВ. В случае фрагментации ${}^{10}B$ 42% распадов 8Be возникают из распадов 9B , а для ${}^{11}C$ – 66%. Для ${}^{10}C$ такое соответствие было полным. Распределение по величине $Q_{2\alpha p}$ (Рисунок II.10) демонстрирует универсальность использования переменной эффективной инвариантной массе в двух облучениях ЯЭ для идентификации распадов нестабильного ядра 9B при различном импульсе на нуклон первичного ядра.

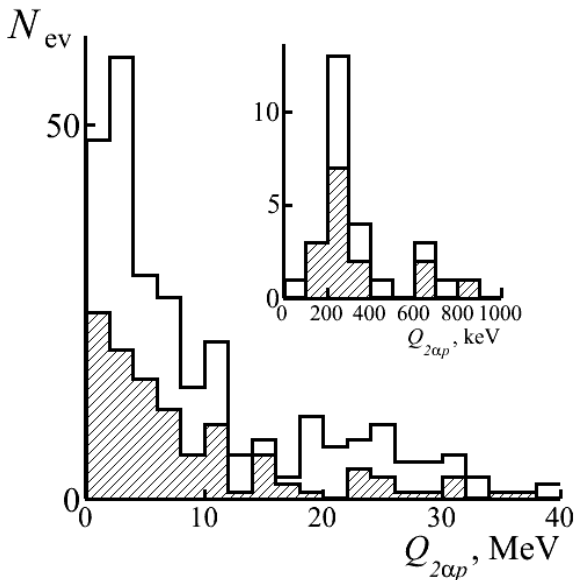


Рис. II.8. Распределение событий по величине $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ образующихся в событиях ${}^{11}C \rightarrow 2He + 2H$; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$ до 1 МэВ.

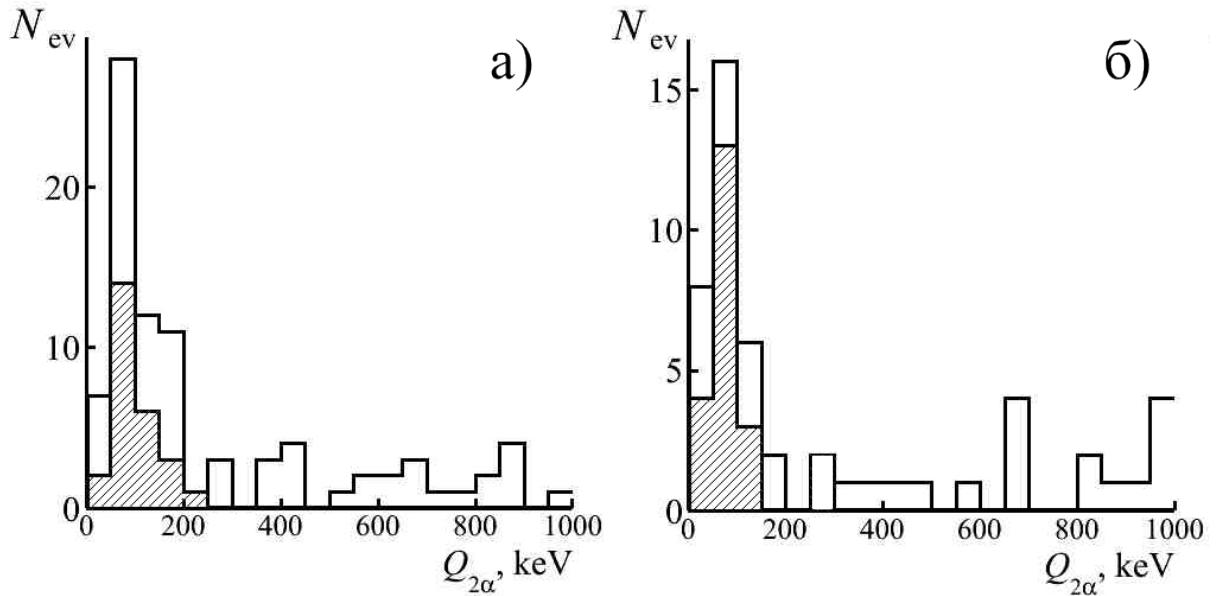


Рис. П.9. Распределения по величине эффективной инвариантной массе α -пар $Q_{2\alpha} < 1$ МэВ для фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при 1.6 А ГэВ/с (а) и для фрагментации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ при 2.0 А ГэВ/с (б); заштрихован вклад идентифицированных распадов $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}$.

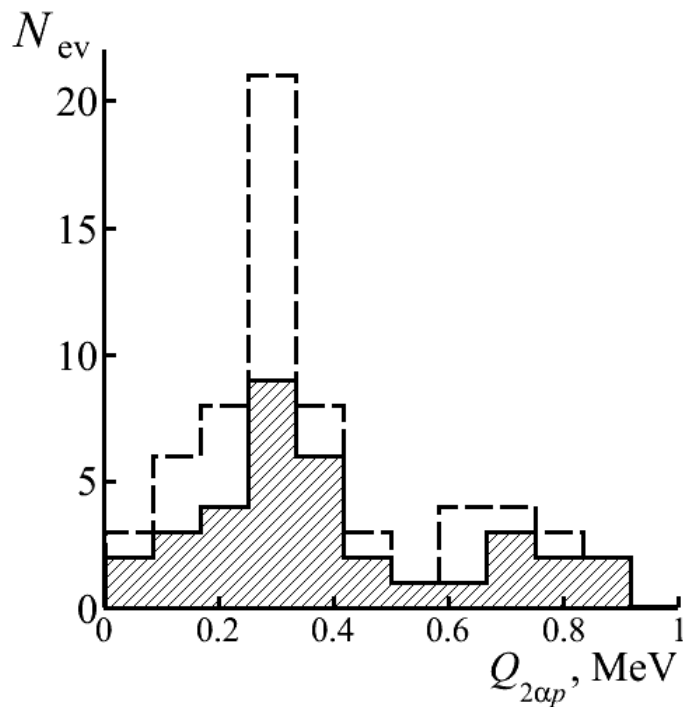


Рис. П.10. Распределение по инвариантной массе троек $2\alpha + p$ в событиях диссоциации ядер ^{10}B (заштрихованная гистограмма) и добавлено для ядер ^{11}C (пунктир).

§ II.5. Заключение к главе II

Исследована структура радиоактивного ядра ^{11}C в релятивистской диссоциации методом ЯЭ. При сканировании 8 облученных слоев ЯЭ найдено 2301 событие неупругого взаимодействия. Каналы диссоциации релятивистского ядра ^{11}C в ЯЭ, распределены по следующим зарядовым конфигурациям с вероятностью наблюдения: $2\text{He} + 2\text{H}$ (53%), 3He (7%), $\text{Be} + \text{He}$ (10%), $\text{He} + 4\text{H}$ (17%), $\text{B} + \text{H}$ (3%), $\text{Li} + \text{He} + \text{H}$ (6%), 6H (4%). Зарядовая топология каналов соседних изотопов углерода указывает на индивидуальный характер диссоциации для ядер ^{11}C . Отмечено появление нового, типичного только для диссоциации ядра ^{11}C , канала $\text{Li} + \text{He} + \text{H}$.

Впервые выполнена реконструкция распадов нестабильных ядер ^8Be и ^9B в диссоциации релятивистских ядер ^{11}C . Распределения по эффективной инвариантной массе системы двух α -частиц указывают на то, что распад $^8\text{Be}_{g.s.}$ наблюдается в $(20 \pm 3)\%$ событиях $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ и с вероятностью $(25 \pm 2)\%$ в канале $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$. Распады $^9\text{B}_{g.s.}$ в событиях $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ представлены идентифицированы в $(13 \pm 1)\%$ событий в этом зарядовом канале. Сделано утверждение о том, что ядро ^9B может существовать в ^{11}C как самостоятельный виртуальный компонент или как составная часть виртуальной основы ^{10}B .

В целом, все перечисленные выше факты отражают структуру ^{11}C как суперпозицию состояний ядер-основ ^{10}B и ^7Be . Представления о структуре ^{11}C позволят интерпретировать имеющиеся данные по изотопу ^{12}N и, в перспективе, следующим нейтроно-дефицитным изотопам.

Глава III. Диссоциация ядер ^{12}C

§ III.1. Облучение слоев ЯЭ ядрами ^{12}C

Облучение слоев ядерной эмульсии проводилось в двух сеансах на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ в декабре 2016 и апреле 2017 гг. Пучок ядер ^{12}C был с энергией около 450 А МэВ сформирован в канале бустера У-70 ИФВЭ, используемый для медико-биологических исследований. Канал обеспечивает требуемую однородность облучения, благодаря применению вращающихся электростатических рассеивателей. Теоретические расчеты сечений электромагнитной диссоциации легких ядер указывают на широкий максимум в области нескольких сот МэВ на нуклон [45]. При снижении энергии ядер возникает и ряд практических удобств. Во-первых, возрастает визуальный контраст между фрагментными α -парами и узкими парами от распадов $^8\text{Be}_{g.s.}$. Во-вторых, снижается доля фоновых событий с рождением заряженных мезонов. В-третьих, упрощается разравнивание профиля пучка на входе в стопку ЯЭ. Для обеспечения плотности частиц в месте облучения 2000-4500 ядер/см² был изменен режим медленного вывода, снижена эффективность вывода, точка облучения ЯЭ перенесена дополнительно на 30 метров по направлению пучка, длительность вывода сокращена с 600 до 400 мс. Несколько меньшая энергия пучка отвечает торможению на воздухе, поскольку на трассе канала отсутствует ионопровод. Оценка ионизационных потерь и угловой разброс при прохождении пучка сквозь сцинтиллятор, бериллиевую пластинку и объем воздуха (30 метров) представлен на Рисунке III.1.

Для облучения были собраны 4 кассеты (13 слоев) и 1 стопка (12 слоев). Размеры слоя ЯЭ 9 x 9 см², толщина каждого \approx 200 мкм. Контроль облучения ядерных эмульсий проводился посредством использования трех счётчиков: на основе сцинтилляторов производства ИФВЭ (пластический полистирольный типа СЦ-301) размером 10×10 мм² с толщиной 1 мм и ФЭУ-85. При облучении

стопки слоев ЯЭ устанавливались за счётчиками. Доля ядер с зарядом $Z_N = 6$ составила около 78%, $Z_N = 5$ – 2%, $Z_N = 4$ – 2%, $Z_N = 3$ – 2%, $Z_N = 2$ – 14%, $Z_N = 1$ – 2% (Рисунок III.2). Кассеты облучались в нескольких циклах с интегральной интенсивностью 10^5 ядер на одну кассету (по данным сцинтилляционного счетчика).

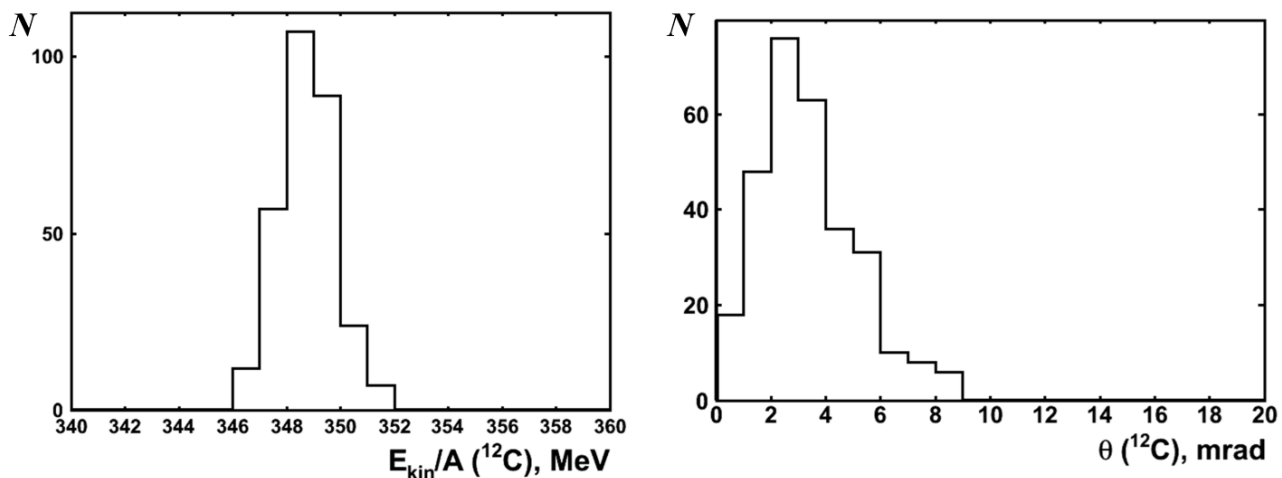


Рис. III.1. Оценка ионизационных потерь при прохождении ядер ^{12}C ($E_{\text{кин}} = 450$ А МэВ) через объем воздуха (дистанция 30 м) рассчитанная при моделировании в Geant4 .

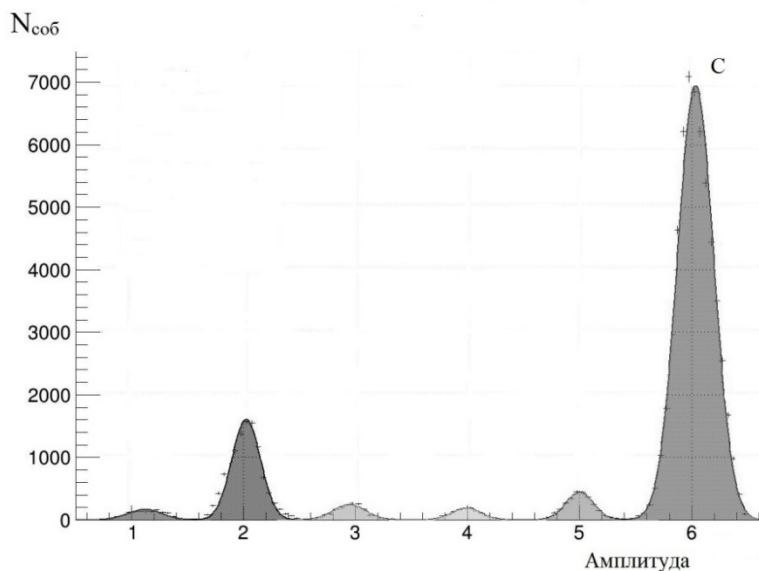


Рис. III.2. Амплитудный спектр состава пучка в месте облучения ядерных эмульсий [45].

§ III.2. Угловые характеристики фрагментов в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

Поиск событий диссоциации ядер ^{12}C на три α -частицы проводился ускоренным методом по полоскам (пример события приведен на микрофотографии Рисунок П.14). По данным из электронных экспериментов по изучению реакции $^{12}\text{C} + \text{мишень} \rightarrow \alpha + X$, известно, что доля фрагментов изотопа ^3He не превышает нескольких процентов [56]. Таким образом в данной работе все фрагменты с $Z_{fr} = 2$ в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ считаются α -частицами. К написанию настоящей работы было найдено 86 событий фрагментации первичного ядра на 3 хорошо идентифицированные α -частицы. Процедура угловых измерений идентична методике, описанной в Главе I. Для каждой α -частицы из этих событий были измерены углы испускания относительно первоначального трека.

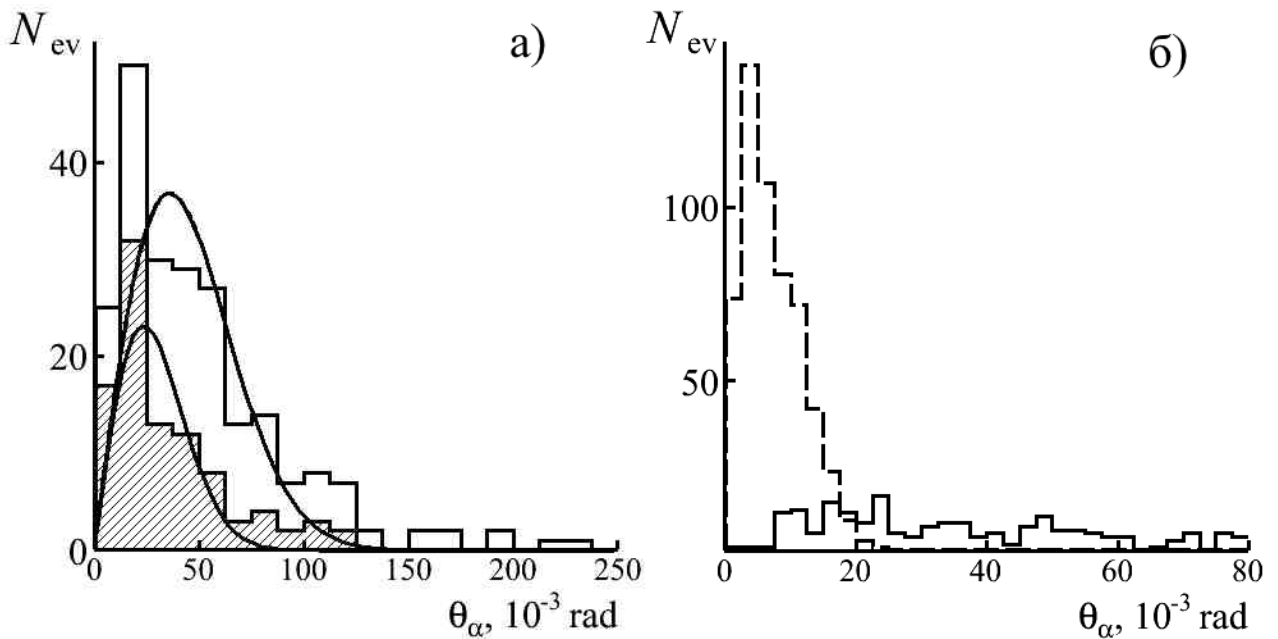


Рис III.3. (а) Распределение по величине полярного угла θ α -частиц в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Сплошной линией обозначены все измеренные события, штриховкой – события типа «белая» звезда. Плавная сплошная кривая – фитирующая функция распределения Рэля. (б) Распределение по полярному углу вылета θ α -частиц в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с (пунктирная) и $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 1 А ГэВ/с (сплошная).

Одночастичные распределения по пространственному углу вылета α -частиц во всех измеренных событиях (Рисунок III.3 (а)) описываются параметром рэлеевского распределения $\sigma_\theta = (36 \pm 3)$ мрад, для событий «белая» звезда $\sigma_\theta = (23 \pm 4)$ мрад. В рамках статистической модели параметр распределения Рэля $\sigma_\theta = 40$ мрад. На Рисунке III.3 (б) совместно представлены измерения по полярному углу вылета θ_α α -частиц при двух значениях первоначального импульса. Охват по энергии от сотен МэВ до нескольких ГэВ на нуклон позволяет проверить универсальность идентификации образования СХ по переменной эффективной инвариантной массе трех α -частиц $Q_{3\alpha}$.

Спектр поперечных импульсов α -частиц в лабораторной системе и системе центра масс 3α -частиц представлен на Рисунке III.4. Величина среднего поперечного импульса для α -частиц в лабораторной системе (Рисунок III.4 (а)) в событиях типа «белая» звезда $\langle P_{T\alpha} \rangle = (133.9 \pm 10.7)$ МэВ/с при RMS 104.9 МэВ/с. Переход в систему центра масс, связанную с 3α -частицами, дает оценку $\langle P_{T\alpha}^* \rangle = 120.7 \pm 8.5$ при RMS 83.1 МэВ/с, и определяется как:

$$\overrightarrow{P}_{T_i}^* = \overrightarrow{p}_{T_i} - \sum_{i=1}^3 \frac{\overrightarrow{P}_{T_i}}{3} \quad (9)$$

$$\psi_{ij}^* = \arccos \left(\frac{\overrightarrow{P}_{T_i}^* \overrightarrow{P}_{T_j}^*}{P_{T_i}^* P_{T_j}^*} \right) \quad (10)$$

На Рисунке III.5 приведено распределение по величине относительного азимутального угла для пар α -частиц, образующихся во фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Вклад больших поперечных импульсов отражен в асимметрии распределения по парному азимутальному углу. В лабораторной системе их средние значения равны $\langle \psi_{2\alpha} \rangle = (79.5 \pm 3.8)$ при RMS 56.3 град, для «белых» звезд $\langle \psi_{2\alpha} \rangle = (78.9 \pm 5.6)$ при RMS 55.1 град. Переход в систему центра масс дает распределение с

$\langle \psi_{2\alpha}^* \rangle = (120 \pm 3.5)$ при RMS 56.4 град. Вычисление парного азимутального угла пары α -частиц в СЦИ вычислялось по выражению (10).

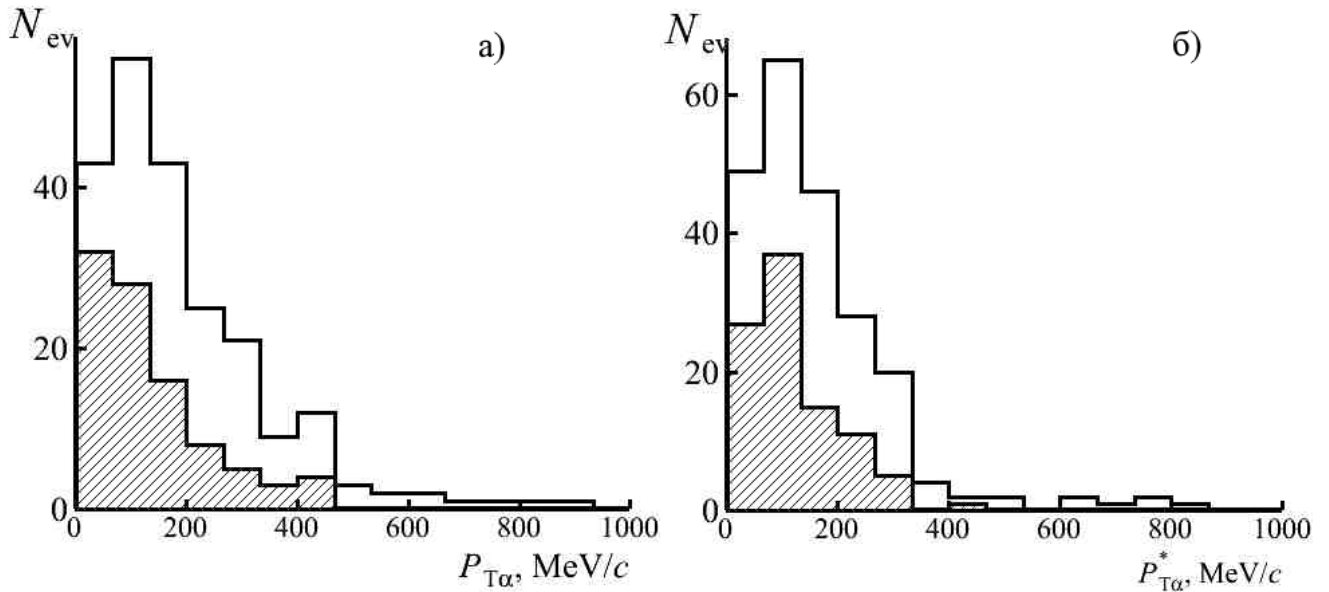


Рис. III.4. Распределение по поперечному импульсу P_T α -частиц, рожденных в событиях $^{12}C \rightarrow 3\alpha$: а) в лабораторной системе; б) в С.Ц.М. 3α -частиц. Заштрихованная гистограмма соответствует «белым» звездам.

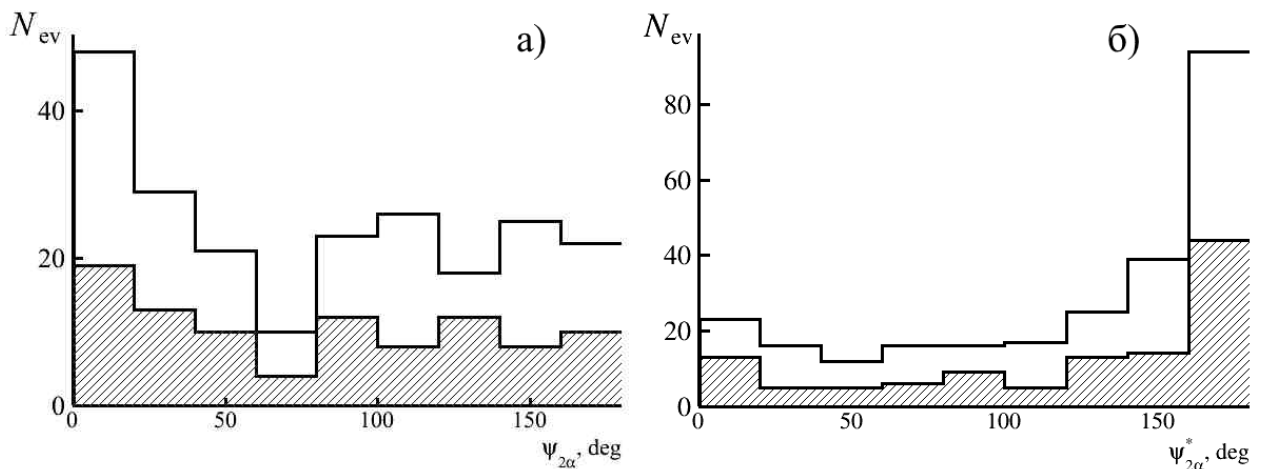


Рис. III.5. Распределение по величине относительного азимутального угла в лабораторной системе (а) и в СЦИ (б) для пар α -частиц $\psi_{2\alpha}$ в событиях $^{12}C \rightarrow 3\alpha$. Сплошная гистограмма все измеренные события, заштрихованная гистограмма – «белые» звезды.

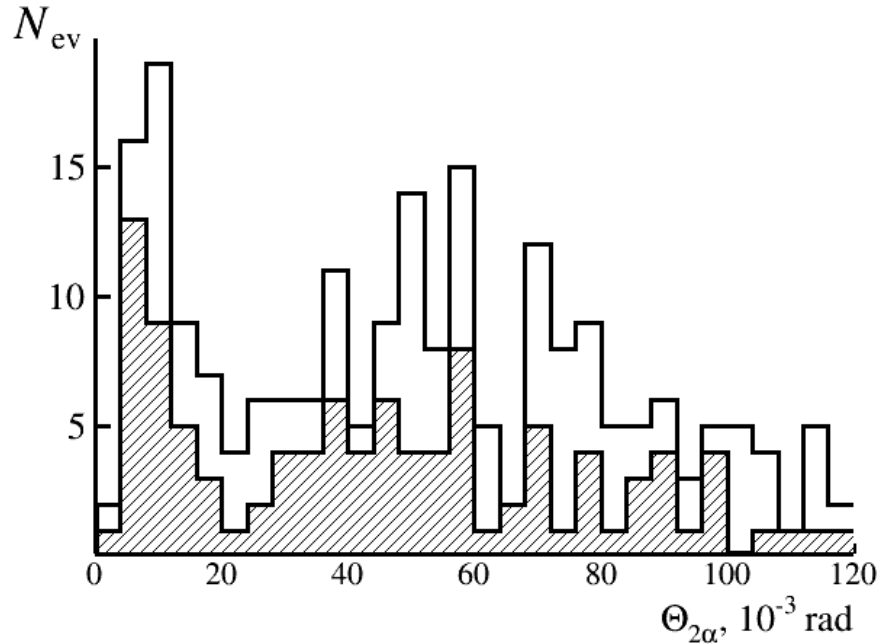


Рис III.6. Распределение событий фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ по величине относительного пространственного угла $\Theta_{2\alpha}$ между парами α -частиц. Сплошная линия – все события, заштрихованная – события типа «белая» звезда.

Пространственные углы в парах α -частиц представлены на Рисунке III.6. В распределении выражен пик в области до 20 мрад с $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (10.6 \pm 0.6)$ при RMS 3.9 мрад, что соответствует (20 ± 2) % статистики. Для таких событий характерен каскадный процесс испускания α -частиц через нестабильное ядро ^8Be , находящегося в основном состоянии 0^+ . Маловыраженный пик в области $35 < \Theta_{2\alpha} < 90$ мрад может описывать распад ^{12}C через образование ядра ^8Be во втором возбужденном состоянии 2^+ .

§ III.3. Идентификация событий в состоянии Хойла

В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ было проведено облучение слоев ЯЭ типа БР-2 ядрами ^{12}C с энергией 3.65 А ГэВ (импульс 4.5 А ГэВ/с). Статистика 2468 взаимодействий, включала 28 «белых» звезд, единственным каналом которых оказался $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в конусе до 3° . Позже (в 80-е

гг.) использовалась ЯЭ, обогащенная свинцом [57]. Поиск событий велся ускоренным образом по площади эмульсионных слоев. В результате статистика включала уже 72 «белых» звезды $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Оценка вклада распадов $^8\text{Be}_{g.s.}$ составил не менее 20%. В то время проблема поиска СХ не была поставлена. Разбиение гистограммы распределения по эффективной инвариантной массе α -троек сделано было с шагом 2 МэВ [57], что не позволило оценить вклад событий с СХ.

Анализ, выполненный группой ФИАН, привел к следующему выводу [57]. Среди событий диссоциации ядер ^{12}C с импульсом 4.5 А ГэВ/с на три α -частицы выделен 2-частичный канал, в котором одним из фрагментов является несвязанное ядро $^8\text{Be}_{g.s.}$. В девяти событиях измеренная суммарная поперечная энергия фрагментов в системе распадающегося ядра углерода не превышает 0.45 МэВ, что не противоречит возбуждению ядра ^{12}C на уровень 7.65 МэВ. Среднее значение полного поперечного импульса P_{Tsum} в этих событиях равно (234 ± 25) МэВ/с.

На Рисунке III.7 представлена функциональная зависимость инвариантных масс α -пар $Q_{2\alpha}$ от измеренных углов разлета в них $\Theta_{2\alpha}$ для 186 событий когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с, 312 событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ с импульсом 1.6 А ГэВ/с, 156 событий $^{11}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ с импульсом 2.0 А ГэВ/с и 86 событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 1 А ГэВ/с. На Рисунке III.8 показана проекция этой зависимости в переменной $Q_{2\alpha}$ для диссоциации ядер ^{12}C в двух облучениях. Область $Q_{2\alpha} < 400$ кэВ содержит пик, прижатый к началу отсчета, в котором есть вклад распадов ядер ^8Be из состояния 0^+ . Хотя сигнал ^8Be присутствует, однако распределение оказывается значительно более широким за счет вклада нерезонансных α -пар. В Таблице III.1 сведены данные для средних значений $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle$ ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ) и $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ по всем ранее изученным ядрам, в диссоциации которых была установлена роль ядра

${}^8\text{Be}$. Наблюдение распадов ${}^8\text{Be}$ из основного состояния демонстрирует как прекрасное разрешение угловых измерений в эмульсии, так и удобство инвариантного представления. Как видно, их средние значения различаются ровно во столько раз, во сколько различаются первоначальные импульсы родительских ядер. Рассмотрение этих событий в переменной инвариантной массы Q системы 2α -частиц указывает на тождественность источника появления узких α -пар во всех случаях со средними значениями энергии распада ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ . Значения среднеквадратичного рассеяния демонстрируют разрешение метода.

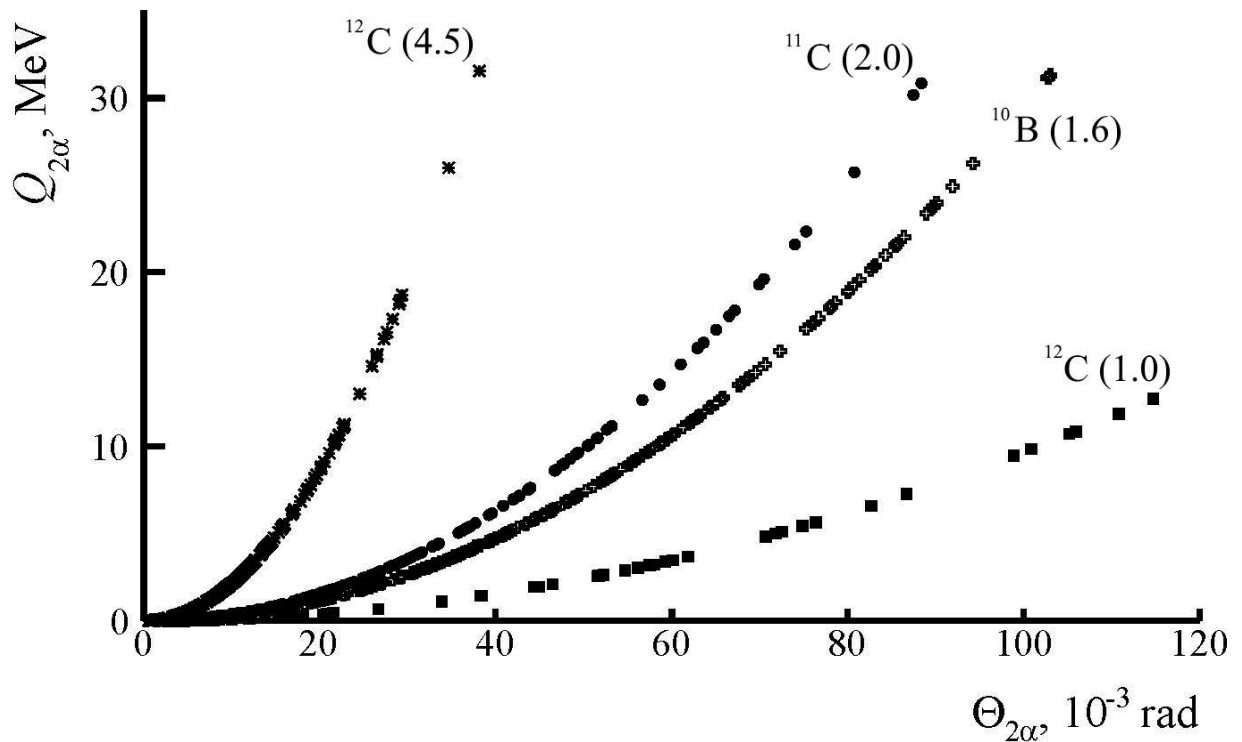


Рис. III.7. Зависимость вычисленных инвариантных масс α -пар $Q_{2\alpha}$ от углов разлета в них $\Theta_{2\alpha}$ в событиях диссоциации ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$ и ${}^{10}\text{B}$; значения импульсов указаны в скобках (А ГэВ/с).

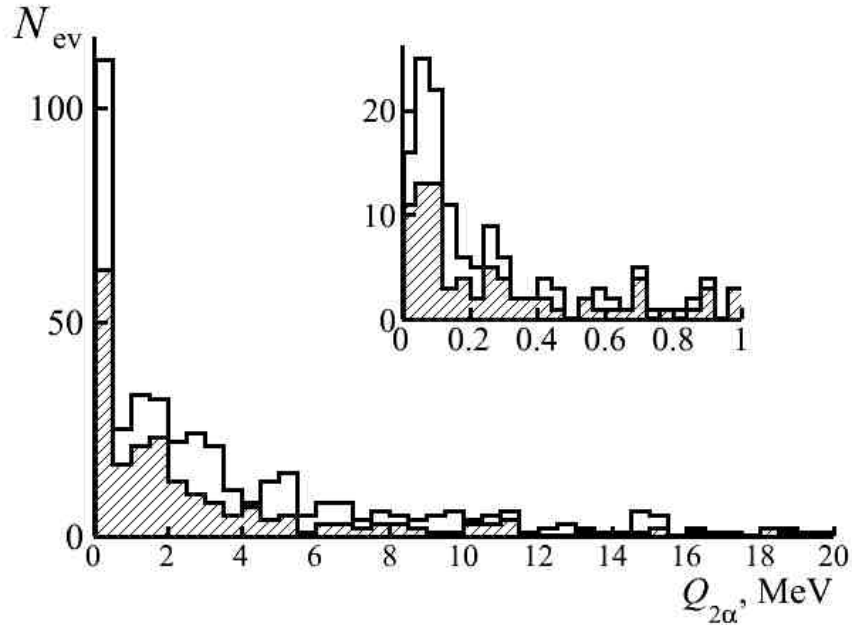


Рис. III.8. Распределение по эффективной инвариантной массе α -пар $Q_{2\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с (заштриховано) и при 1 А ГэВ/с (добавлено); на вставке: область по $Q_{2\alpha}$ до 1 МэВ.

Таблица III.1. Средние значения $\langle\Theta_{2\alpha}\rangle$ ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ) и $\langle Q_{2\alpha}\rangle$.

Ядро (P_0 , А ГэВ/с)	$\langle\Theta_{2\alpha}\rangle$ (RMS), мрад ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ)	$\langle Q_{2\alpha}\rangle$ (RMS), кэВ
^{12}C (4.5)	2.1 ± 0.1 (0.8)	109 ± 11 (83)
^{14}N (2.9)	2.9 ± 0.2 (1.9)	120 ± 10 (72)
^9Be (2.0)	4.4 ± 0.2 (2.1)	86 ± 4 (48)
^{10}C (2.0)	4.6 ± 0.2 (1.9)	63 ± 7 (83)
^{11}C (2.0)	4.8 ± 0.3 (1.9)	77 ± 7 (40)
	5.3 ± 0.5 (1.5)	68 ± 17 (42)
^{11}C (2.0) \rightarrow ^9B \rightarrow ^8Be	4.5 ± 0.3 (1.3)	94 ± 15 (86)
^{10}B (1.6)	5.9 ± 0.2 (1.6)	101 ± 6 (46)
^{10}B (1.6) \rightarrow ^9B \rightarrow ^8Be	5.6 ± 0.3 (1.3)	105 ± 9 (47)
^{12}C (1.0)	10.4 ± 0.5 (3.9)	107 ± 10 (79)

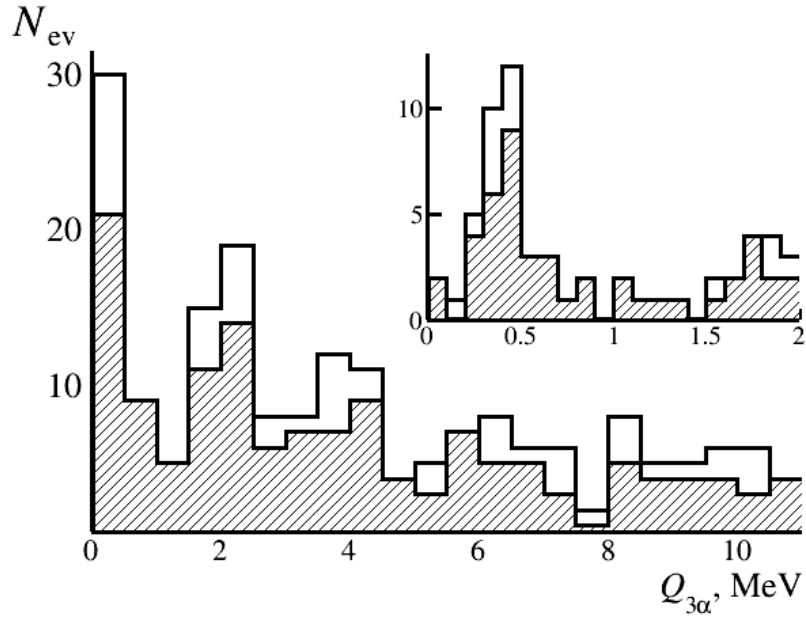


Рис. III.9. Распределение по эффективной инвариантной массе α -троек $Q_{3\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе 4.5 А ГэВ/с (заштриховано) и 1 А ГэВ/с (добавлено); на вставке: область по $Q_{2\alpha}$ до 2 МэВ.

Важной особенностью идентификации СХ, как и в случае идентификации распадов нестабильных ядер ^8Be и ^9B , является то, что уровень СХ по энергии также достаточно отделено от ближайших порогов возбуждений ядра ^{12}C (следующий от СХ уровень имеет порог 9.641 МэВ). Таким образом. Апробированный ранее подход применим к идентификации событий в СХ по эффективной инвариантной массе α -троек $Q_{3\alpha}$ согласно формуле (11).

$$Q_{3\alpha} = \sqrt{\sum_{i \neq j} (E_{\alpha_i} E_{\alpha_j} - P_{\alpha_i} P_{\alpha_j} \cos \Theta_{2\alpha})} - 3m_{\alpha} \quad (11)$$

В представленном на Рисунке III.9 распределении по эффективной инвариантной массе α -троек $Q_{3\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с (заштриховано) и $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 1 А ГэВ/с имеется указание на пик в области $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ, где должны быть отражены распады ядер ^{12}C из СХ.

В случае облучения при импульсе 4.5 А ГэВ/с среднее значение для событий в пике $\langle Q_{3\alpha} \rangle = (443 \pm 52)$ при RMS 186 кэВ, а при 1 А ГэВ/с соответственно $\langle Q_{3\alpha} \rangle = (348 \pm 32)$ при RMS 75 кэВ.

Согласно «мягкому» условию $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ в облучении 4.5 А ГэВ/с 21 (из 186) событий могут быть отнесены к СХ, а при 1 А ГэВ/с - 9 (из 86), включая 5 «белых» звезд (из 36). Таким образом, можно сделать вывод о наблюдении СХ в обоих случаях с вкладом около (11 ± 3) %.

При отборе во всей имеющейся статистике α -пар из α -троек, отвечающих критерию СХ ($Q_{3\alpha} < 1$ МэВ), распределение $Q_{2\alpha}$ приобретает вид, представленный на Рисунке III.10. Среднее значение $Q_{2\alpha}$ составляет $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (210 \pm 15)$ при RMS 156 кэВ, что явно отличается от данных Таблицы III.1. Это распределение становится шире, и в нем сложно выявить пик, отвечающий распадам ${}^8\text{Be}$. Это изменение вызвано возросшим вкладом нерезонансных α -пар из распадов СХ, которые маскируют сигналы ${}^8\text{Be}$. В свою очередь это обстоятельство делает более детальный анализ недостижимым и характеризует для используемого подхода предел в проблеме СХ.

Имеющиеся измерения позволяют сделать выводы о динамике возникновения СХ согласно распределениям по полному поперечному импульсу P_{Tsum} троек α -частиц (Рисунок III.11). Для 186 «белых» звезд ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с среднее значение полного поперечного импульса P_{Tsum} α -тройки составляет $\langle P_{\text{Tsum}} \rangle = (223 \pm 9)$ при RMS 118 МэВ/с, а для выборки из 30 событий $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ – $\langle P_{\text{Tsum}} \rangle = (176 \pm 18)$ при RMS 101 МэВ/с. Для 36 событий периферической диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 1 А ГэВ/с составляет $\langle P_{\text{Tsum}} \rangle = (229 \pm 21)$ при RMS 125 МэВ/с, а для 5 из них, отвечающих СХ – $\langle P_{\text{Tsum}} \rangle = (139 \pm 18)$ при RMS 41 МэВ/с. Полученные значения $\langle P_{\text{Tsum}} \rangle$ соответствуют ядерно-дифракционному механизму реакции. В случае

электромагнитной диссоциации на квазиреальных фотонах тяжелого ядра-мишени ограничение составило бы $P_{\text{Tsum}} < 100 \text{ МэВ}/c$.

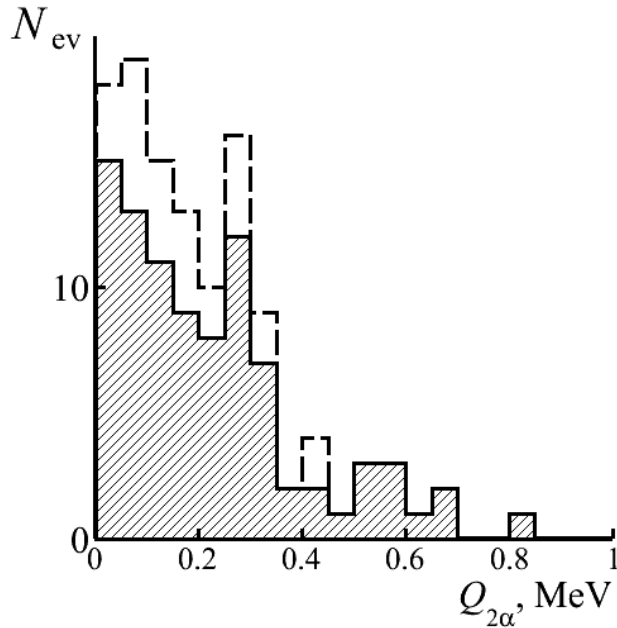


Рис. III.10. Распределение по эффективной инвариантной массе α -пар в области $Q_{2\alpha} < 2 \text{ МэВ}$ в событиях СХ ($Q_{3\alpha} < 1 \text{ МэВ}$) в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 (заштриховано) и 1 А ГэВ/с (добавлено пунктиром).

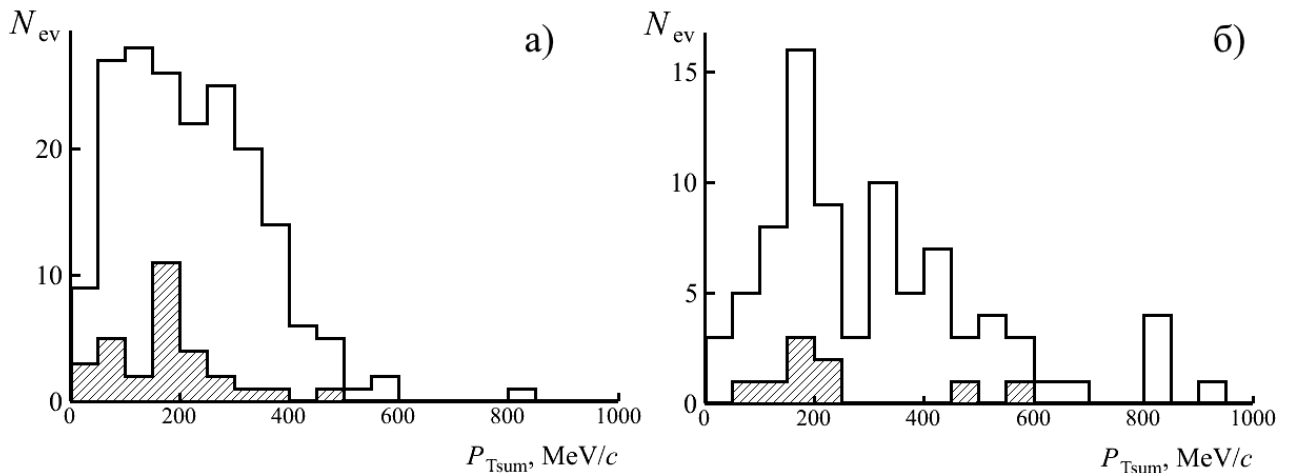


Рис. III.11. Распределение по полному поперечному импульсу P_{Tsum} троек α -частиц в событиях диссоциации ядер ^{12}C при импульсе 4.5 А ГэВ/с (а) и 1 А ГэВ/с (б); события $Q_{3\alpha} < 1 \text{ МэВ}$ отмечены штриховкой.

В двух не «белых» событиях СХ наблюдаются увеличенные значения P_{Tsum} 560 МэВ/с и 463 МэВ/с. Достаточно неожиданно, что столь «хрупкая» ядерно-молекулярная структура из трех α -частиц может возникать с «отскоком», характерным для сильных взаимодействий, нежели для электромагнитных. Можно предположить, что увеличение статистики позволит регистрировать образование СХ вне конуса фрагментации исходного ядра. Такие события наблюдались в случаях ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}$ и ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{B}$. Такие наблюдения ясно продемонстрировали бы СХ как целостное и долгоживущее ядерно-молекулярное состояние.

В недавних работах [22,57] были выдвинуты предположения о возможном существовании аналогов СХ в соседних ядрах ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{11}\text{B}$, у которых уровни 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 8.56 МэВ ($3/2^-$), соответственно, не описываются оболочечной моделью. Также предполагается, что СХ может представлять собой не только возбуждение ядра ${}^{12}\text{C}$ как таковое, оно может проявиться аналогично ядру ${}^8\text{Be}$ как универсальный релятивистский объект во фрагментации более тяжелых ядер. В этом отношении самым близким источником для проверки такого предположения является ядро ${}^{13}\text{N}$. Недавно начатый анализ данных диссоциации ядер ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ с импульсов 4.5 А ГэВ/с позволил установить вклад образования СХ (${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{12}\text{C}^*(\rightarrow 3\alpha) + \alpha$) на уровне (22 ± 2) % (Рисунок П.15). Таким образом, идентификация событий в СХ в диссоциации релятивистских ядер ${}^{12}\text{C}$ открывает перспективу для поиска этим методом конденсатных состояний с большим числом кластеров и нуклонов в диссоциации более тяжелых ядер в ультра узкие струи легчайших ядер.

§ III.4. Заключение к главе III

Проведен анализ облучения слоев ЯЭ ядрами ${}^{12}\text{C}$ (1 А ГэВ/с), выполненного на ускорительной установке У-70 в ИФВЭ (г. Протвино). Основной анализ данных был сосредоточен на канале ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Таких событий

было найдено 86. Полученная статистика была дополнена 186 событиями $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (4.5 А ГэВ/с) из раннего облучения ЯЭ, выполненного на синхрофазотроне ОИЯИ.

Угловой анализ испускания α -частиц указал на возможный вклад распада ядер ^8Be во фрагментацию ядер ^{12}C на уровне (20 ± 2) %. Однако в переменной по эффективной инвариантной массе пар α -частиц такое распределение становится широким (вплоть до 500 кэВ) за счет вклада нерезонансных пар.

Полученный опыт реконструкции ^8Be и ^9B был применен для поиска релятивистских распадов состояния Хойла. Впервые с помощью методики ЯЭ были идентифицированы события с состоянием Хойла в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом 4.5 и 1 А ГэВ/с. Вклад таких событий составил около (11 ± 3) % от общей статистики. Однако метод ЯЭ не позволяет исследовать особенности распада СХ. Реконструкция СХ по эффективной инвариантной массе релятивистских α -троек может быть использована для изучения процессов с образованием СХ как целостного объекта при больших импульсах и для других фрагментирующих ядер, кроме ^{12}C .

Установлено, что события с СХ образуются с поперечным импульсом P_{Tsum} , характерным для сильных взаимодействий, а не для электромагнитных взаимодействий. Аналогичные события наблюдались и в случаях $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}$ и $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B}$.

Заключение

В представленном цикле исследований изучены особенности структуры ядер ^{10}B и $^{11,12}\text{C}$, проявляющиеся в их релятивистской диссоциации методом ядерных фотоэмульсий. Уникальные возможности ядерной эмульсии позволили изучить механизмы образования заряженных фрагментов в диссоциации ядер ^{10}B и $^{11,12}\text{C}$, в том числе идентифицировать нестабильные ядра ^8Be и ^9B , и особое состояние ядра ^{12}C – состояние Хойла. Основные выводы состоят в следующем:

1. Получен экспериментальный материал по взаимодействиям релятивистских ядер ^{10}B на ядрах в слоях ЯЭ. На суммарной длине 241 метр найдено 1664 неупругих событий, в том числе 163 события периферической диссоциации. Исследовано распределение каналов по вероятностям образования комбинаций заряженных фрагментов в диссоциации релятивистских ядер ^{10}B . Установлено доминирование каналов, содержащих только треки ядер He и H (90%), при лидировании канала $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с вероятностью 76%. Обнаружены события перезарядки $\text{B} \rightarrow \text{C}$ и $\text{B} \rightarrow \text{Be}$. Материалом для исследования явились слои ядерной эмульсии типа БР-2, облученные в первичном пучке ядер ^{10}B на установке нуклотрон ОИЯИ.

2. Установлено, что в $(24 \pm 3) \%$ событий в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ источником образования пары α -частиц является нестабильное ядро ^8Be в основном состоянии. Определен вклад распада ядра ^9B из основного состояния $3/2^-$ в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ на уровне $(12 \pm 2) \%$. Идентификация дейтронов в событиях $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ свидетельствует о присутствии распадов ядер ^8Be из первого возбужденного состояния 2^+ .

3. Получена зарядовая топология каналов диссоциации релятивистских ядер ^{11}C с импульсом 2 A ГэВ/с . Установлено, что события с образованием пар фрагментов He и H доминируют в топологии с вероятностью наблюдения 53%. Отмечено появление характерного для ядра ^{11}C канала

диссоциации $Li + He + H$. Материалом для исследования послужили новые образцы слоев ЯЭ, облученные во вторичном пучке ядер ^{11}C на нуклотроне ОИЯИ.

4. В распределении по эффективной инвариантной массе системы из 2α -частиц установлен вклад ядер $^8Be_{gs}$ на уровне $(20 \pm 3) \%$ в событиях $^{11}C \rightarrow 2He + 2H$ и в $(25 \pm 2) \%$ событий в канале $^{11}C \rightarrow 3He$. В распределении по параметру эффективной инвариантной массы троек $2\alpha p$ выявлены $(13 \pm 1) \%$ событий с распадами ядер 9B из основного состояния.

5. Проведено исследование событий диссоциации релятивистских ядер $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ с импульсом $1 A$ ГэВ/с (бустер У-70, ИФВЭ) и $4.5 A$ ГэВ/с (синхрофазотрон, ОИЯИ). Анализ угловых распределений указал на образование пар α -частиц из распада $^8Be_{gs}$ в $(20 \pm 2) \%$ событий. В распределении по инвариантной массе α -троек идентифицированы распады релятивистских ядер ^{12}C из состояния Хойла на 3 α -частицы. Установлено, что события в состоянии Хойла наблюдаются с вероятностью $(11 \pm 3) \%$ в двух облучениях. На основе измерений полных поперечных импульсов установлен ядерно-дифракционный механизм образования состояния Хойла в событиях $^{12}C \rightarrow 3\alpha$.

В целом результат проведенного экспериментального исследования состоит в следующем: представления о существенной роли нестабильных ядер 8Be и 9B в ядерной структуре, ранее установленные для ядра ^{10}C , были распространены на ядра ^{10}B и ^{11}C . Накопленный опыт реконструкции распадов нестабильных ядер 8Be и 9B в релятивистской диссоциации легких ядер, позволил идентифицировать релятивистские распады ядер ^{12}C в состоянии Хойла с помощью ядерной фотоэмульсии. Идентификация таких событий в электронных экспериментах пока не доступна, что делает результаты проведенного исследования, в данной области, уникальными.

Литература

1. Веб-сайт проекта Беккерель <http://becquerel.jinr.ru/>.
2. W. Greiner, Y.J. Park, and W. Scheid, Nuclear Molecules, ed. World Scientific (1995).
3. C. Beck, Clusters in Nuclei, V. 3, ed. Springer Verlag Berlin Heidelberg (2014).
4. D.S. Delion / Theory of Particle and Cluster Emission, ed. Springer Verlag Berlin Heidelberg (2010); Lecture Notes in Physics 819, 1 (2010).
5. Y. Funaki, H. Horiuchi, and A. Tohsaki, Prog. Part. Nucl. Phys. – 2015-82, p.78.
6. Строковский Е. А., Гареев Ф. А., Ратис Ю. Л. Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях //ЭЧАЯ. – 1993. – Т. 24. – С. 603.
7. Батусов Ю. А., Лукстиныш 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, - 2005 – Т.36 – С.318.
8. Bertulani C. A., Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions //Physics Reports. – 1988. – V. 163. – №. 5-6. – pp. 299-408.
9. Baur G., Rebel H. Coulomb breakup of nuclei—applications to astrophysics //Annual Review of Nuclear and Particle Science. – 1996. – V. 46. – №.1. – pp. 321-350.
10. Zirakashvili V. N. Cosmic ray propagation and interactions in the Galaxy //Nuclear Physics B-Proceedings Supplements. – 2014. – V. 256. – pp. 101-106.

11. Papka P., Beck C. Cluster in nuclei: Experimental perspectives //Clusters in Nuclei, Vol. 2. – Springer, Berlin, Heidelberg, - 2012. – pp. 299-353.
12. Ableev V. et al. Scattering of alpha particles on nuclei C, Al and Cu at the momentum of 17.9 GeV/c (in Russian) //Yad. Fiz. – 1982. – V. 36. – pp. 1197-1206.
13. M. I. Adamovich et al. Interactions of relativistic ${}^6\text{Li}$ nuclei with photoemulsion nuclei. Phys. At. Nucl. – 1999 – V.62. – p.1378; arXiv: 1109.6422 [nucl-ex].
14. Ozawa A. et al. Measurements of interaction cross sections for light neutron-rich nuclei at relativistic energies and determination of effective matter radii //Nuclear Physics A. – 2001. – V. 691. – №. 3-4. – pp. 599-617.
15. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра (Физматгиз, Москва, 1958), с. 607.
16. Artemenkov D. A. et al. Dissociation of relativistic ${}^{10}\text{C}$ nuclei in nuclear track emulsion //Few-Body Systems. – 2011. – V. 50. – №. 1-4. – pp. 259-261.
17. Wiringa R. B. et al. Quantum Monte Carlo calculations of $A=8$ nuclei //Physical Review C. – 2000. – V. 62. – №. 1. – p. 014001.
18. Zhou B. et al. Nonlocalized cluster dynamics and nuclear molecular structure //Physical Review C. – 2014. – V. 89. – №. 3. – p. 034319.
19. Toshito T. et al. Measurements of projectile-like Be 8 and B 9 production in 200–400 MeV/nucleon C 12 on water //Physical Review C. – 2008. – V. 78. – №. 6. – p. 067602.
20. De Lima J. J. (ed.). Nuclear medicine physics. – CRC Press, 2016.

21. Burbidge E. M. et al. Synthesis of the elements in stars //Reviews of modern physics. – 1957. – V. 29. – №. 4. – p. 547.
22. Kanada-En'yo Y. Negative parity states of B 11 and C 11 and the similarity with C 12 //Physical Review C. – 2007. – V. 75. – №. 2. – p. 024302.
23. Tilley D. R. et al. Energy levels of light nuclei A= 8, 9, 10 //Nuclear Physics A. – 2004. – V. 745. – №. 3-4. – pp. 155-362.
24. Audi G., Meng W. Atomic mass evaluation 2011 //Private communication. – 2011. – V. 37.
25. Kelley J. H. et al. Energy levels of light nuclei A= 11 //Nuclear Physics A. – 2012. – V. 880. – pp. 88-195.
26. Freer M., Fynbo H. O. U. The Hoyle state in ^{12}C //Progress in Particle and Nuclear Physics. – 2014. – V. 78. – pp. 1-23.
27. Chernykh M. et al. Structure of the Hoyle State in C 12 //Physical review letters. – 2007. – V. 98. – №. 3. – p. 032501.
28. Yamada T., Schuck P. Dilute multi- α cluster states in nuclei //Physical Review C. – 2004. – V. 69. – №. 2. – p. 024309.
29. Epelbaum E. et al. Ab initio calculation of the Hoyle state //Physical review letters. – 2011. – V. 106. – №. 19. – p. 192501.
30. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Издательство иностранной литературы М. (1962).

31. Lepekhin F. G., Simonov B. B. Yield of ^8Be nuclei originating from ^{10}B fragmentation in photoemulsion at an energy of 1 GeV per nucleon //Physics of Atomic Nuclei. – 2005. – V. 68. – №. 12. – pp. 2039-2046.
32. Андреева Н. П., Станоева Р. Топология «белых звезд» в релятивистской фрагментации легких ядер //Phys. At. Nucl. – 2005. – V. 68. – p. 455.
33. Adamovich M. I. et al. Dissociation of relativistic ^7Li in photoemulsion and structure of ^7Li nucleus //Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2004. – V. 30. – №. 10. – p. 1479.
34. Peresadko N. G. et al. Fragmentation channels of relativistic ^7Be nuclei in peripheral interactions //Physics of Atomic Nuclei. – 2007. – V. 70. – №. 7. – pp. 1226-1229.
35. Stanoeva R. et al. Peripheral fragmentation of ^8B nuclei in nuclear emulsion at an energy of 1.2 GeV per nucleon //Physics of Atomic Nuclei. – 2007. – V. 70. – №. 7. – pp. 1216-1221.
36. Andreeva N. P. et al. Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV //The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei. – 2006. – V. 27. – №. 1. – pp. 295-300.
37. Krivenkov D. O. et al. Coherent dissociation of relativistic ^9C nuclei //Physics of Atomic Nuclei. – 2010. – V. 73. – №. 12. – pp. 2103-2109.
38. Белая В. В. и др. Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом //ЯФ. – 1995. – Т. 58. – С. 2014.

39. Щедрина Т. В. и др. Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоэмульсии // *Ядерная физика*. – 2007. – Т. 70.
40. Аветян Ф. А. и др. Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в фотоэмульсии при импульсе 4.5 ГэВ на нуклон // *ЯФ*. – 1996. – Т. 59. – С. 110-116.
41. Н. П. Андреева и др. Фрагментация релятивистских ядер ^{22}Ne на ядрах фотоэмульсии // *ЯФ* – 1988. – Т.47. – №1. – с. 157- 167.
42. Bradt H. L., Peters B. The heavy nuclei of the primary cosmic radiation // *Physical Review*. – 1950. – V. 77. – №. 1. – p. 54.
43. El-Sharkawy S. et al. Study of inclusive ^{24}Mg collisions with light and heavy emulsion nuclei at 4.5 A GeV/c // *Physica Scripta*. – 1993. – V. 47. – №. 4. – p. 512.
44. Artemenkov D. A. et al. Detailed study of relativistic $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ fragmentation in peripheral collisions in a nuclear track emulsion // *Few-Body Systems*. – 2008. – V. 44. – №. 1-4. – pp. 273-276.
45. Артеменков Д. А. и др. Study of dissociation of relativistic nuclei ^{10}C , ^{10}B , and ^{12}C accompanied ^8Be and ^9B nuclei // *Ядерная физика*. – 2017. – V. 80. – №. 6. – pp. 645-651.
46. Barkas W. H. Nuclear research emulsions. Vol. 1: Techniques and theory // *Pure and Applied Physics*, New York: Academic Press, 1963. – 1963.
47. Hüfner J. Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies // *Physics Reports*. – 1985. – V. 125. – №. 4. – pp. 129-185.

48. Bondorf J. P. et al. Statistical multifragmentation of nuclei //Physics Reports. – 1995. – V. 257. – №. 3. – pp. 133-221.
49. В. Г. Воинов, И. Я. Частников «Многokратное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии», Издательство «Наука», Алма-Ата (1969).
50. Веб-сайт производителя ядерных фотоэмульсий АО «Компания Славич»: <http://www.slavich.ru>.
51. Goldhaber A. S. Statistical models of fragmentation processes //Physics Letters B. – 1974. – V. 53. – №. 4. – pp. 306-308.
52. Rukoyatkin P. A. et al. Secondary nuclear fragment beams for investigations of relativistic fragmentation of light radioactive nuclei using nuclear photoemulsion at Nuclotron //The European Physical Journal Special Topics. – 2008. – V. 162. – №. 1. – pp. 267-274.
53. Parfenova Y., Leclercq-Willain C. Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution //Physical Review C. – 2005. – V. 72. – №. 2. – p. 024312.
54. Aleksandrov A. B. et al. Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2004. – V. 535. – №. 1-2. – pp. 542-545.
55. Anderson L. et al. Inclusive particle production at forward angles from collisions of light relativistic nuclei: Nuclear fragments //Physical Review C. – 1983. – V. 28. – №. 3. – p. 1224.
56. Greiner D. E. et al. Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles. – Lawrence Berkeley Laboratory

and Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California 94720, 1975.

57. Belaga V. V. et al. Coherent dissociation $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ in lead-enriched emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon //Physics of Atomic Nuclei. – 1995. – V. 58. – pp. 1905-1910.

58. Kawabata T. et al. Cluster states in ^{13}C and ^{11}B //International Journal of Modern Physics E. – 2008. – V. 17. – №. 10. – pp. 2071-2075.

Список опубликованных работ по материалам диссертации

1. Zaitsev A. A. et al. Dissociation of relativistic ^{10}B nuclei in nuclear track emulsion // *Physics of Particles and Nuclei*, – 2017. – V.**48**. – №.6. – pp. 960-963; Зайцев А.А. и др. Диссоциация релятивистских ядер ^{10}B в ядерной эмульсии // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2017. – Т.**48** – №6. – С. 919-924.
2. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Recent Findings in Relativistic Dissociation of ^{10}B and ^{12}C Nuclei // *Few-Body Systems*, – 2017 – V.**58**. – №.2. – pp. 89-92.
3. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Charge topology of the coherent dissociation of relativistic ^{11}C and ^{12}N nuclei // *Physics of Atomic Nuclei*, – 2015. – V.**78**. – №.6. – pp. 794-799; Артеменков Д. А., Зайцев А.А. и др. Зарядовая топология когерентной диссоциации релятивистских ядер ^{11}C и ^{12}N // *Ядерная физика*, – 2015. – Т.**78**. – №.9. – С. 845-850.
4. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Study of the Involvement of ^8Be and ^9B Nuclei in the Dissociation of Relativistic ^{10}C , ^{10}B , and ^{12}C // *Phys. Atom. Nuclei*, – 2017. – V.**80**. – №6. – pp. 1126-1132; Артеменков Д. А., Зайцев А.А. и др. Исследование диссоциации релятивистских ядер ^{10}C , ^{10}B и ^{12}C , сопровождаемой ядрами ^8Be и ^9B // *Ядерная физика*, – 2017. – Т.**80**. – №.6. – С. 645-651.
5. Artemenkov D. A., Zaitsev A. A., Zarubin P. I. Search for the Hoyle State in Dissociation of Relativistic ^{12}C Nuclei // *Physics of Particles and Nuclei*, – 2018. – V.**49**. – №.4. – pp. 530-539; Артеменков Д.А., Зайцев А.А., Зарубин П.И. Поиск состояния Хойла в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2018. – Т.**49**. – №4. – С. 929-945.

6. Zaitsev A. A., Zarubin P. I. Application of Nuclear Track Emulsion in Search for the Hoyle State in Dissociation of Relativistic ^{12}C Nuclei // *Physics of Atomic Nuclei*, – 2018. – V.**81**. – №.9. – pp. 1237-1243; Зайцев А. А., Зарубин П. И. Применение ядерной эмульсии для поиска состояния Хойла в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C // *Ядерная физика и инжиниринг*, – 2017. – Т.**8**. – №5. – С. 425-431.
7. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Nuclear track emulsion in search for the Hoyle-state in dissociation of relativistic ^{12}C nuclei // *Radiation Measurements*, – 2018. – V.**119**. – pp. 199-203.
8. Artemenkov D. A., Zaitsev A. A., Zarubin P. I. Unstable nuclei in dissociation of light stable and radioactive nuclei in nuclear track emulsion // *Physics of Particles and Nuclei*, – 2017. – V.**48**. – №.1. – pp. 147-157.
9. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Progress of analysis of dissociation of ^{10}C , ^{10}B and ^{12}C nuclei in nuclear track emulsion // *EPJ Web of Conferences*. – EDP Sciences, – 2017. – V.**138**. – pp. 01030.
10. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. Unstable nuclei in coherent dissociation of relativistic nuclei $^{7,9}\text{Be}$, ^{10}B and $^{10,11}\text{C}$ // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, – 2016. – V.**724**. – №.1. – pp. 012055.
11. Artemenkov D. A. ... Zaitsev A. A. et al. ^8Be and ^9B nuclei in dissociation of relativistic ^{10}B and ^{11}C nuclei // *Journal of Physics: Conference Series*, – 2016. – V.**675**. – pp. 022003.

Приложение

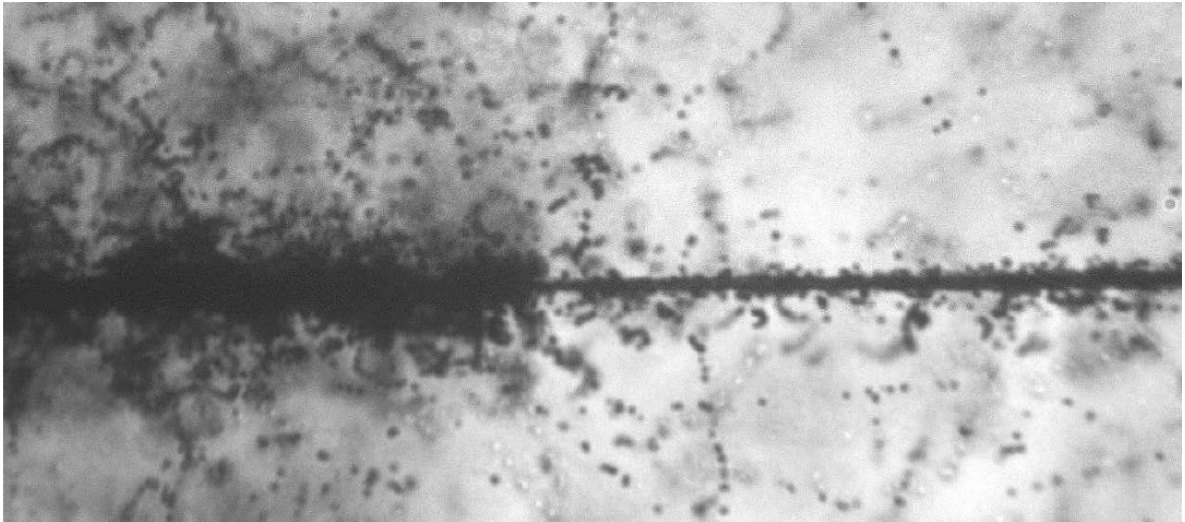


Рис. П.1. Пример периферического взаимодействия релятивистского ядра Au с энергией 10 А ГэВ с ядром из состава эмульсии.

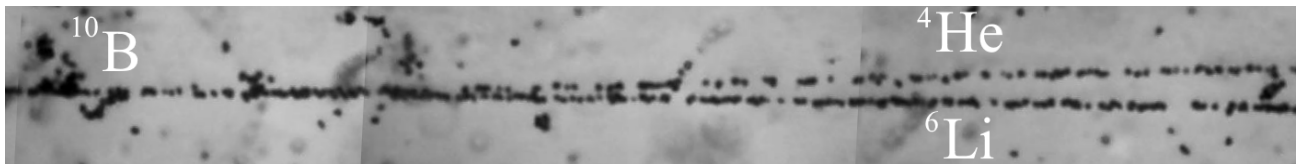


Рис. П.2. Пример события «белой» звезды в диссоциации $^{10}B \rightarrow ^6Li + ^4He$. Увеличение изображения $45\times$.

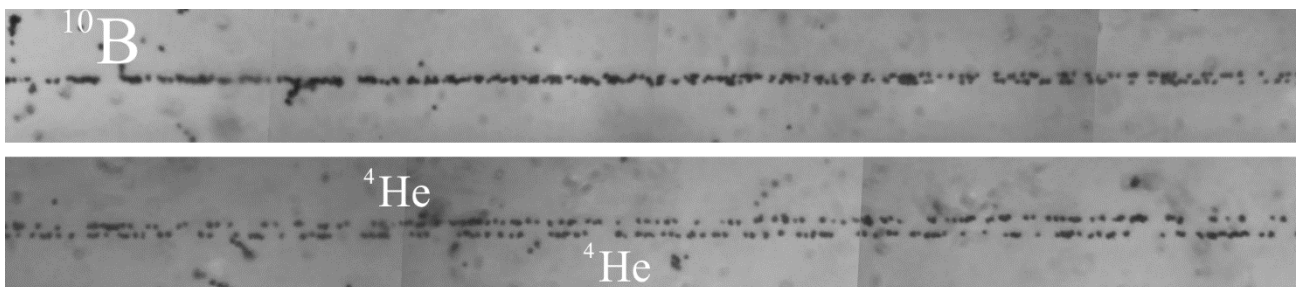


Рис. П.3. Последовательные фотографии «белой» звезды, в которой отражено событие перезарядки $^{10}B \rightarrow ^{10}Be^* \rightarrow 2He$. Увеличение изображения $45\times$.

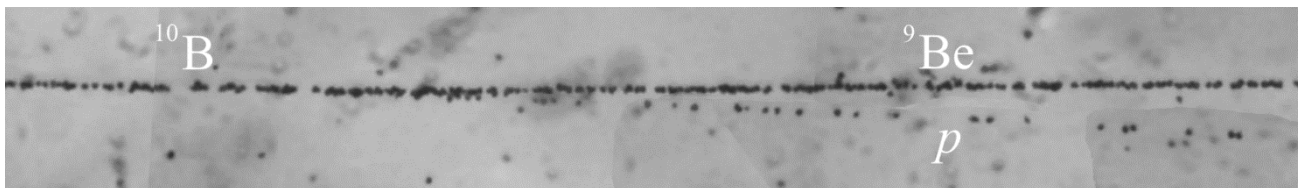


Рис. П.4. Пример события фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be} + p$. Увеличение изображения 45^{\times} .

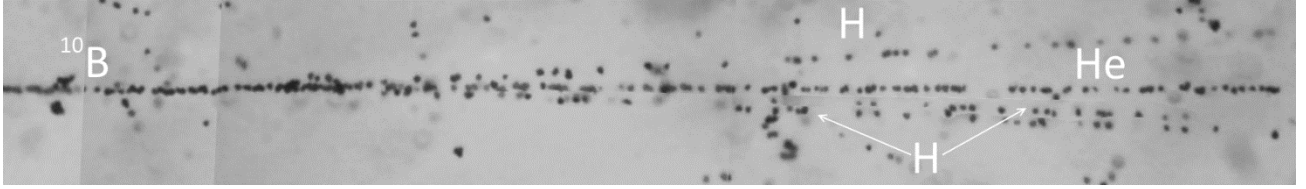


Рис. П.5. Пример события фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow \text{He} + 3\text{H}$. Увеличение изображения 45^{\times} .

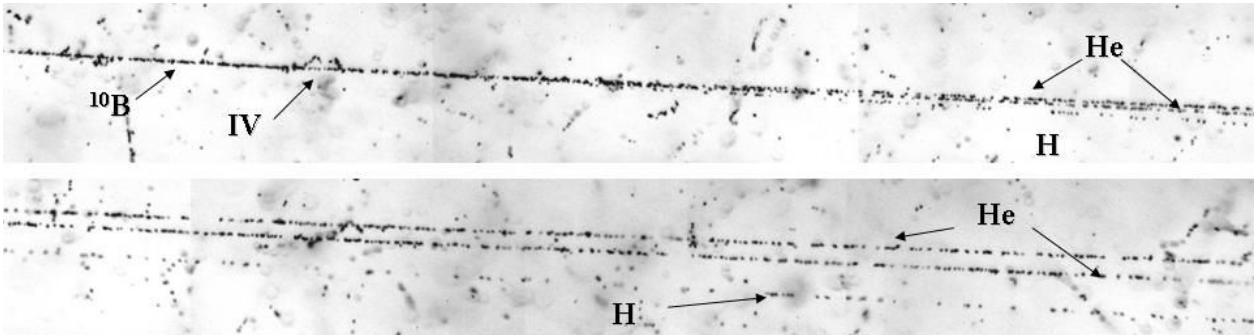


Рис. П.6. Последовательные фотографии события фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. IV – положение вершины события. Увеличение изображения 45^{\times} . Характеристики данного события: $\Theta_{2\alpha} = 5.3$ мрад, $Q_{2\alpha} = 87$ кэВ, $Q_{2\alpha p} = 352$ кэВ.

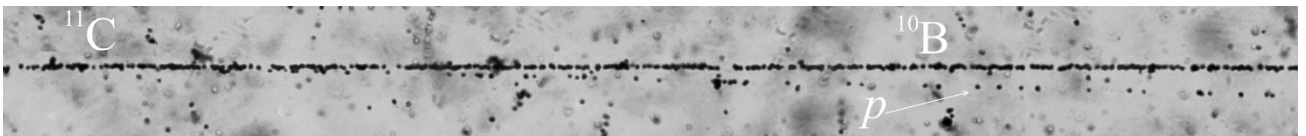


Рис. П.7. Пример события фрагментации $^{11}\text{C} \rightarrow \text{B} + \text{H}$. Увеличение изображения 45^{\times} .

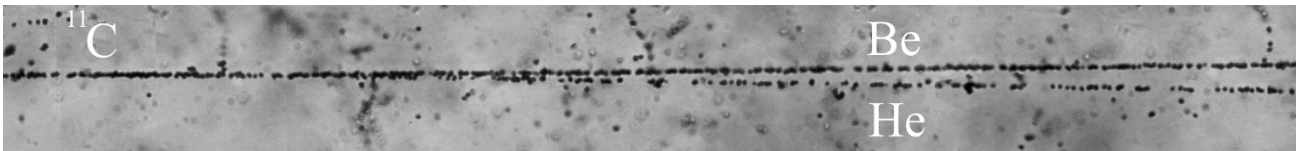


Рис. П.8. Пример события фрагментации $^{11}\text{C} \rightarrow \text{Be} + \text{He}$. Увеличение изображения 45^{\times} .

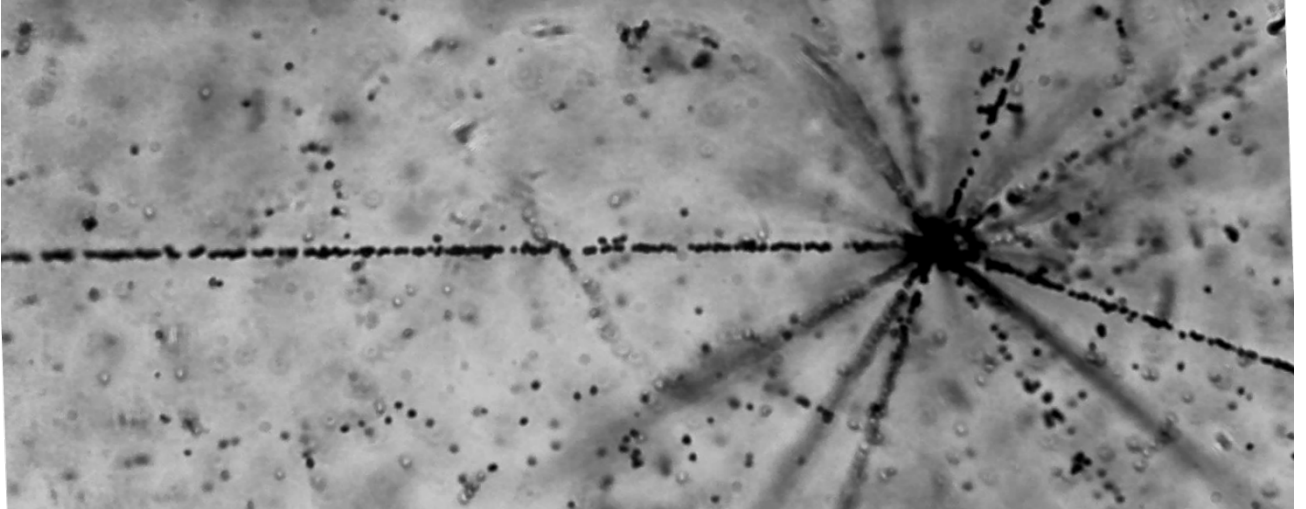


Рис. П.9. Пример события, в котором наблюдается полное разрушение ядра-мишени $^{11}\text{C} + (\text{Ag}, \text{Br}) \rightarrow \text{fragments}$. Увеличение изображения $45\times$.

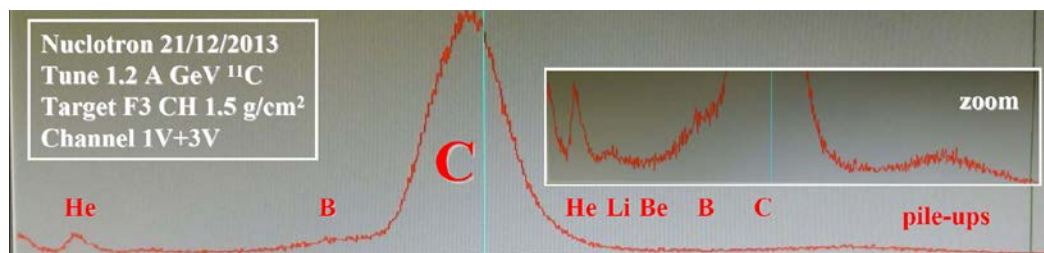


Рис. П.10. Фотография экрана зарядового спектра с переднего счетчика при настройке на проводку ядер ^{12}C (отношение $Z/A = 1/2$). На вставке: увеличение нижней части.

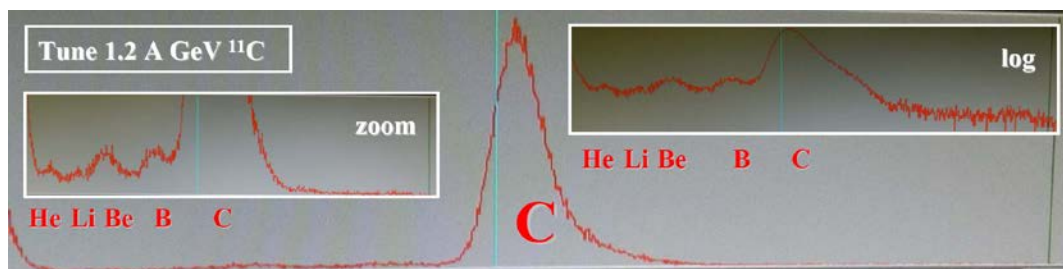


Рис. П.11. Фотография экрана зарядового спектра с переднего счетчика при настройке на проводку ядер ^{11}C (отношение $Z/A = 6/11$). На вставке слева: увеличение нижней части. На вставке справа: спектр в логарифмическом масштабе.

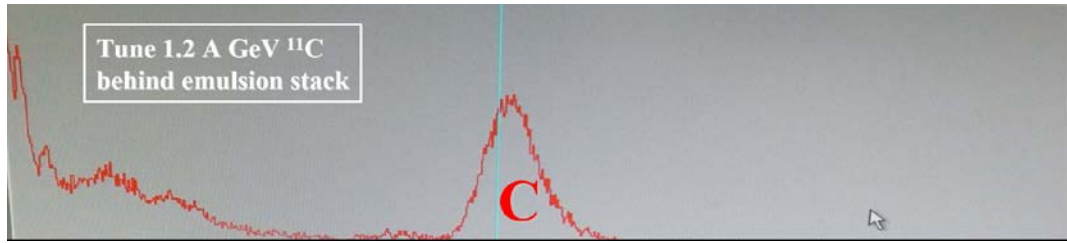


Рис. П.12. Фотография экрана зарядового спектра с заднего счетчика при настройке на проводку ядер ^{11}C .

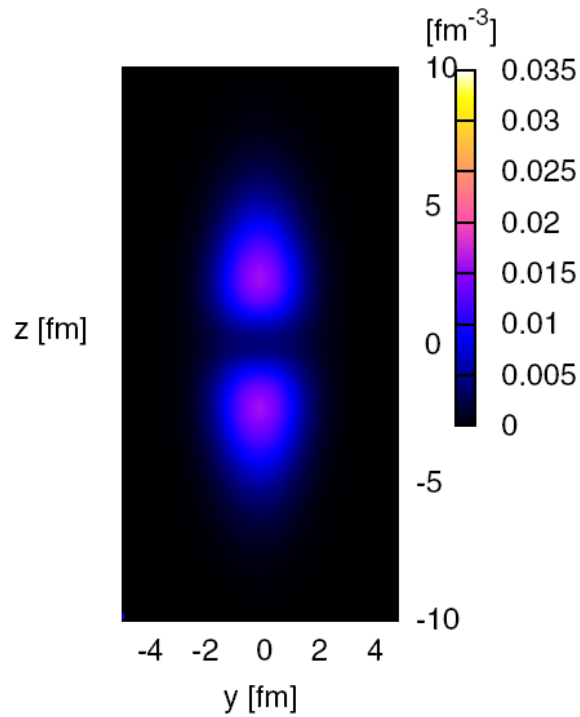
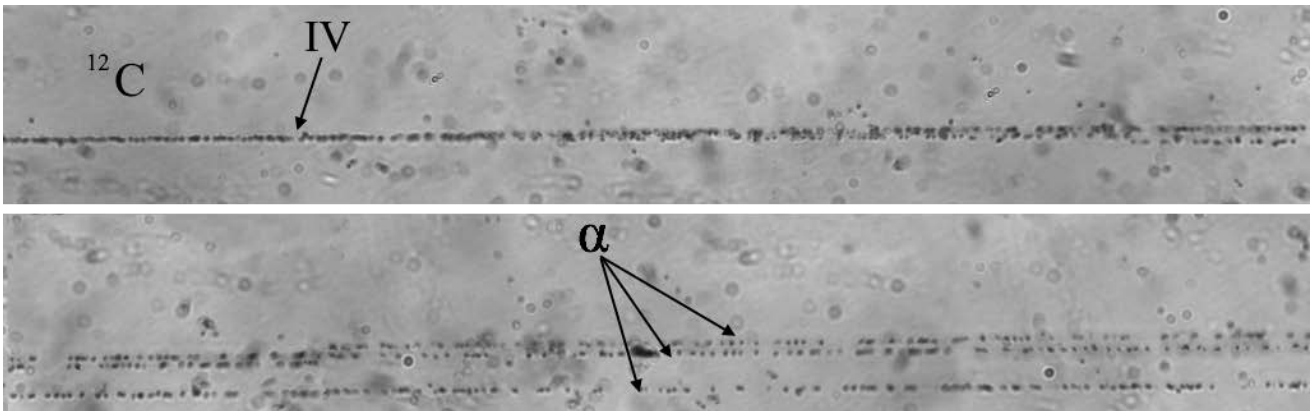


Рис. П.13. Пример расчета распределение плотности ядра ^8Be (модель TSHR; альфа-конденсат Бозе-Эйнштейна) [18].



Protvino271216_12C_450AMeV_3a_ws_2Be8_ev1-9-4

$$E_{12C} \approx 406 \text{ A MeV}, \quad P_0 \approx 1 \text{ A GeV}/c$$

Lab. System

Planar angles:

$$\varphi_1 = 4 \text{ mrad}, \quad \varphi_2 = 0.3 \text{ mrad}, \quad \varphi_3 = -1 \text{ mrad}$$

Deep angles:

$$\alpha_1 = 17 \text{ mrad}, \quad \alpha_2 = 10 \text{ mrad}, \quad \alpha_3 = 2 \text{ mrad}$$

Pair solid angles:

$$\theta_{\alpha_1\alpha_2} = 8 \text{ mrad}, \quad \theta_{\alpha_1\alpha_3} = 15 \text{ mrad}, \quad \theta_{\alpha_2\alpha_3} = 8 \text{ mrad}$$

Transverse momentum:

$$P_{T\alpha_1} = 65 \text{ MeV}/c, \quad P_{T\alpha_2} = 38 \text{ MeV}/c, \quad P_{T\alpha_3} = 9 \text{ MeV}/c$$

$$P_{T\text{sum}} = 111 \text{ MeV}/c$$

Excitation energy:

$$Q_{\alpha_1\alpha_2} = 57 \text{ keV}, \quad Q_{\alpha_1\alpha_3} = 227 \text{ keV}, \quad Q_{\alpha_2\alpha_3} = 60 \text{ keV}$$

$$Q_{3\alpha} = 230 \text{ keV}$$

Azimuthal angle differences:

$$\psi_{\alpha_1\alpha_2} = 12^\circ, \quad \psi_{\alpha_1\alpha_3} = 32^\circ, \quad \psi_{\alpha_2\alpha_3} = 20^\circ$$

CMS 3 α

Transverse momentum:

$$P_{T\alpha_1}^* = 29 \text{ MeV}/c, \quad P_{T\alpha_2}^* = 4 \text{ MeV}/c, \quad P_{T\alpha_3}^* = 29 \text{ MeV}/c$$

Azimuthal angle differences:

$$\psi_{\alpha_1\alpha_2}^* = 91^\circ, \quad \psi_{\alpha_1\alpha_3}^* = 173^\circ, \quad \psi_{\alpha_2\alpha_3}^* = 96^\circ$$

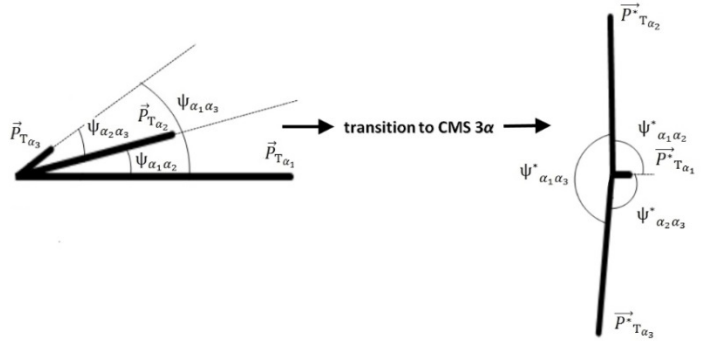


Рис. П.14. Пример события $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ ($P_0 = 1 \text{ A GeV}/c$), IV – вершина взаимодействия.

Ниже приведены основные параметры события в лабораторной системе и СЦИ.

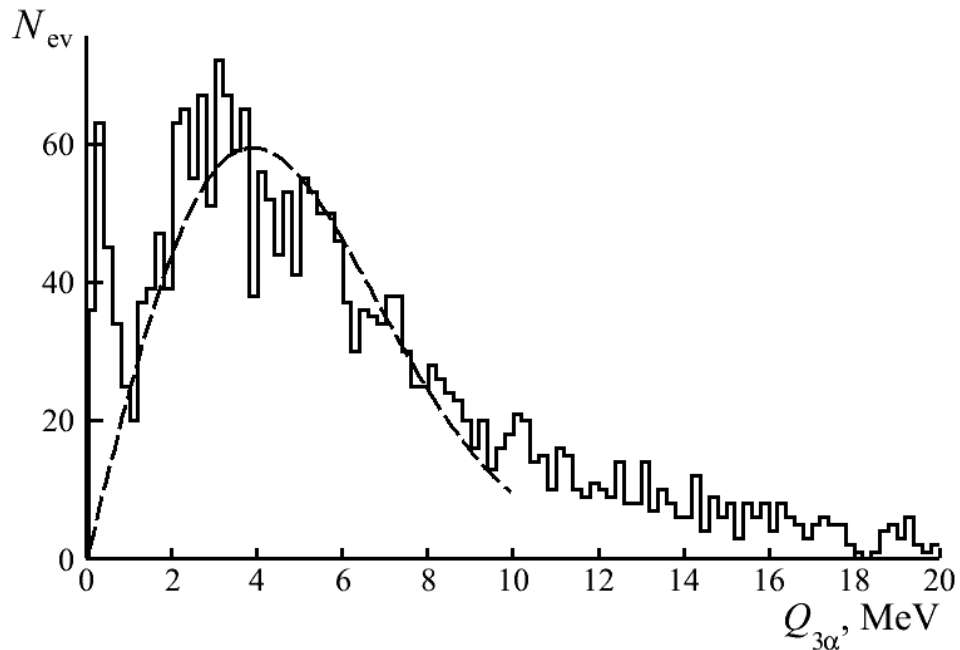


Рис. П.15. Распределение по эффективной инвариантной массе $Q_{3\alpha}$ троек α -частиц в «белых» звездах $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$; аппроксимирующая линия распределения Рэлея с параметром $\sigma_{Q_{3\alpha}} = (3.8 \pm 0.2) \text{ MeV}$.

Таблица П.1. Характеристики различных детекторов.

Тип детектора	Название	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с	Время восстановления, с
Трековые детекторы (регистрируют факт и момент прохождения частицы, позволяют воспроизвести трек)	Ядерная фотоэмульсия	10^{-4}	-	-
	Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
	Диффузная камера	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
	Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}	1
	Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Электронные детекторы (вырабатывают электрический импульс при попадании частицы в детектор)	Сцинтилляционный счетчик	10^{-2}	10^{-9}	10^{-8}
	Полупроводниковый детектор	10^{-2}	10^{-9}	10^{-9}
	Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-6}

Благодарности

Выполнение диссертационной работы стало возможным благодаря многочисленной поддержке научных сотрудников ОИЯИ, ФИАН и ИФВЭ. Большую благодарность автор выражает научному руководителю д. ф.-м. н., начальнику сектора №4 НЭОФТИ ОИЯИ, руководителю проекта БЕККЕРЕЛЬ Павлу Игоревичу Зарубину за великолепную организацию научного руководства диссертационной работы, многочисленные ценные рекомендации и обсуждения на всех этапах выполнения работы.

Особую благодарность выражаю д. ф.-м. н., начальнику отдела НЭОФТИ, профессору Александру Ивановичу Малахову за поддержку проведенного исследования. Глубоко признателен всем сотрудникам сектора №4 НЭОФТИ ОИЯИ. В частности к. ф.-м. н., старшему научному сотруднику Денису Александровичу Артеменкову за всестороннюю помощь в анализе данных и обсуждении результатов, к. ф.-м. н. начальнику группы Валерии Викторовне Русаковой за организацию процесса сканирования слоев ядерной эмульсии. Павлу Александровичу Рукояткину за формирование первичных и вторичных пучков с оптимальным составом и плотностью для облучения ядерных эмульсий. Сотрудникам ИФВЭ (г. Протвино) под руководством Владимира Александровича Пикалова за обеспечение качественного облучения ядерной эмульсии на углеродном пучке. Подготовка и проявка эмульсионных слоев проведена сотрудниками химической группы ЛФВЭ ОИЯИ Верой Брановой, Натальей Викторовной Кондратьевой и Людмилой Ивановной Куликовой. Группе лаборантов в лице Галины Владимировны Стельмах и Нины Сергеевны Щербаковой за их трудоемкую работу при сканировании слоев ядерной эмульсии.

Искренне благодарен д. ф.-м. н. Наталье Геннадьевне Полухиной за огромную помощь, которая была оказана в течение всего периода прохождения аспирантуры в ФИАН, а также за определенный вклад в обсуждение результатов диссертационной работы.

В заключение выражаю самую сердечную благодарность моим родителям за их многолетнюю помощь и поддержку на всем пути моего образования.