ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория физики высоких энергий

им. В. И. Векслера и А. М. Балдина

На правах рукописи

МАМАТКУЛОВ

КАХРАМОН ЗИЯДУЛЛАЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ ЯДРА ^{10}C ПРИ ЭНЕРГИИ 1.2 ГЭВ НА НУКЛОН

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук

Д. А. Артеменков

доктор физико-математических наук, профессор

Р. Н. Бекмирзаев

Дубна, 2015 г.

Содержание

Введение **3**

В.1. Цель исследования **3**
В.2. Метод исследования **5**
В.3. Применение ядерной эмульсии **8**
В.4. Структурные особенности ядра ^{10}C **14**
В.5. План исследования ядра ^{10}C **17**

Глава 1. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ^{10}C **18**

§ 1.1. Облучение ЯЭ в смешанном пучке изотопов Be, C и N **18**
§ 1.2. Анализ состава пучка **22**
§ 1.3. Зарядовая топология «белых» звезд **26**
§ 1.4. Идентификации релятивистских изотопов H и He **31**
§ 1.5. Резюме **38**

Глава 2. Угловые распределения фрагментов **39**

§ 2.1. Метод измерения углов **39**
§ 2.2. Угловые корреляции фрагментов **45**
§ 2.3. Сравнение со статистической моделью **54**
§ 2.4. Резюме **59**

Глава 3. Распады нестабильных ядер и редкие события **61**

§ 3.1. Образование ядер ^{9}B **61**
§ 3.2. Случаи рассеяния ядер ^{9}B **65**
§ 3.3. Отражение ядерных резонансов **67**
§ 3.4. Диссоциация глубокосвязанных состояний **71**
§ 3.5. Резюме **73**

Заключение **74**

Литература **76**

Введение

В.1. Цель исследования

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей периферических взаимодействий релятивистских радиоактивных ядер ^{10}C в ядерной эмульсии (ЯЭ). Ее цель состоит в экспериментальном изучении кластерной структуры ядра ^{10}C, проявляющейся в вероятностях образования возможных конфигураций фрагментов, включая нестабильные ядра ^{8}Be и ^{9}B [1-8].

Ключевым аспектом ядерной структуры является наличие степеней свободы, в которых виртуальные ассоциации нескольких нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Наблюдаемыми проявлениями кластеров, являются легчайшие ядра, не имеющие возбужденных состояний – это ядра ^{4}He (α-частица) и ^{3}He (*h*, гелион), тритон (*t*) и дейтрон (*d*). Особенно отчетливо кластеризация проявляется в легких ядрах, где разнообразие возможных нуклонных конфигураций невелико (рис. В.1). Например, пороги отделения кластеров для ядер ^{7}Be, ^{6,7}Li, ^{11,10}B, ^{11,12}C и ^{16}O имеют меньшие значения, чем для нуклонов. Ярко выраженную кластерную структуру имеют нестабильные ядра ^{8}Be и ^{9}B. В свою очередь, ядра ^{7}Be, ^{7}Li, ^{8}Be и ^{9}B выступают в качестве основ в изотопах бора и углерода. В целом, структура легких ядер представляется как суперпозиция связанных состояний из ядер-основ, легчайших ядер-кластеров и нуклонов, сосуществующих в динамическом равновесии. Соотношения этих виртуальных конфигураций имеют фундаментальное значение, поскольку ими определяется структура основного и возбужденных состояний легких ядер, сами факты связанности каждого из них, а также особенности ядерных реакций с их участием, в том числе реакций нуклеосинтеза.

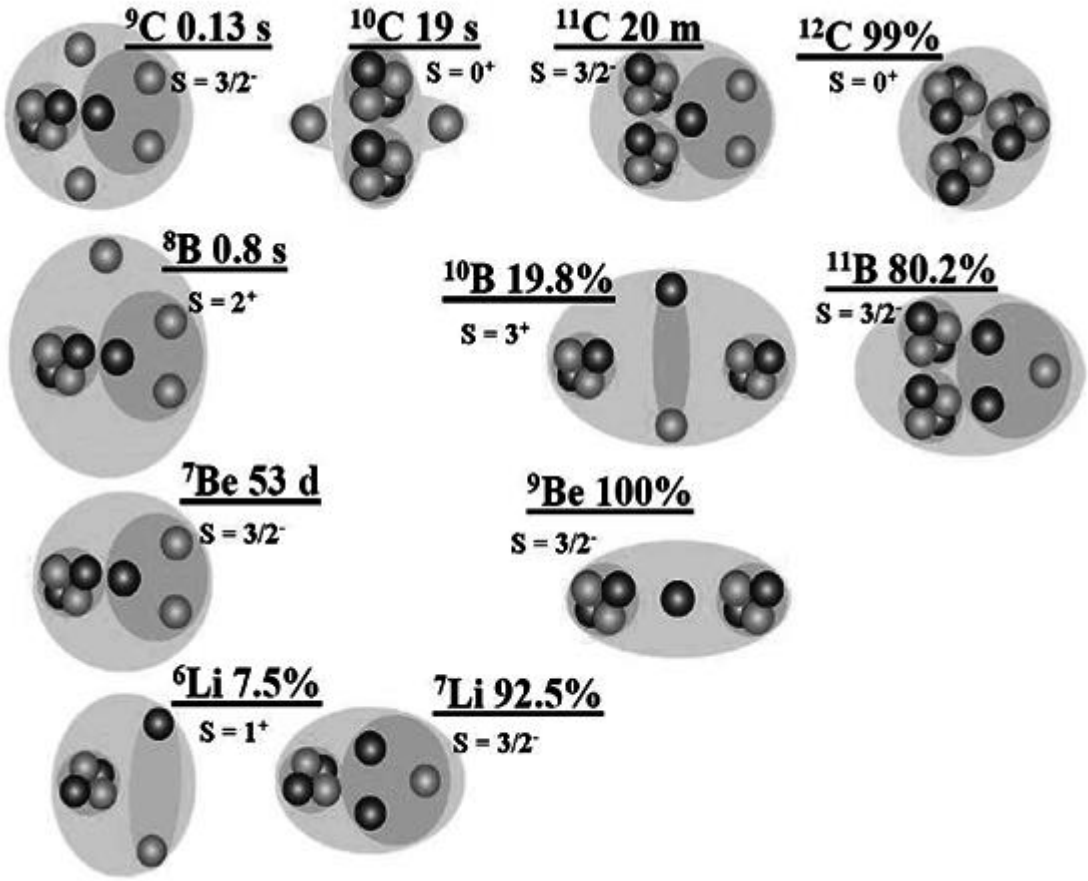

Рис. В.1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности изотопов или времена жизни и значения спинов и четностей; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры

Исследование кластеризации ядер традиционно рассматривается как прерогатива физики низких энергий. Эксперименты с быстро движущимися ядрами, в том числе радиоактивными, позволяют охватить все разнообразие изотопов, а также обеспечивают методические преимущества детектирования. Конфигурационное перекрытие основного состояния исследуемого ядра с конечными кластерными состояниями выявляется в составе фрагментов при его диссоциации на периферии ядра мишени.

Переход в релятивистский масштаб энергии столкновения ядер делает эффект связи кластеров и нуклонов несущественной и, благодаря возрастающей коллимации фрагментов, упрощает определение взаимодействий как

периферических. Вместе с тем, возникают сложности в применении магнитных спектрометров, заставляющие ограничиться регистрацией фрагментов с зарядами близкими к изучаемому ядру и, как развитие, одного изотопа He и H. При этом пропускаются каналы с более высокой множественностью He и H. Их роль несомненно является ключевой, хотя бы в силу того, что изотопы ^{8}Be и ^{9}B не являются связанными. В случае ядра ^{10}C реконструкция распадов нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B является принципиальной, а ее решение в электронных экспериментах пока не просматривается.

Этот пробел восполняет метод ЯЭ, обеспечивающий как рекордное пространственное разрешение (0.5 μм), так и чувствительность вплоть до релятивистских частиц. Пороги детектирования релятивистских фрагментов в ЯЭ отсутствуют, а теряемая ими энергия в детекторах минимальна. Конечно, ядерная эмульсия не обеспечивает импульсного анализа. Однако, благодаря развитию физики малонуклонных систем на основе магнитных спектрометров и пузырьковых камер возможно привлечение разнообразных сведений о фрагментации релятивистских ядер. Сведения о структуре диссоциации в ЯЭ представляют ценность для планирования электронных экспериментов.

В.2. Метод исследования

ЯЭ сохраняет позиции универсального и недорогого детектора для обзорных и поисковых исследований в физике элементарных частиц и ядерной физике [9]. Использование этой классической методики на пучках современных ускорителей остается весьма продуктивным. В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ [10] на нуклотроне ОИЯИ проведены облучения ЯЭ релятивистскими ядрами Be, B, C и N, в том числе радиоактивными изотопами (рис. В.1). Проект, частью которого является настоящее исследование, ориентирован на систематическое изучение кластерной структуры легких ядер. Анализ облучений позволяет полно исследовать состав и кинематические характеристики разнообразных ансамблей релятивистских фрагментов, включая глубоко связанные конфигурации кластеров. Исследования

обеспечиваются проявочной лабораторией и лабораторией просмотровых и измерительных микроскопов сектора толстослойных ядерных фотоэмульсий ЛФВЭ ОИЯИ.

Основанием для такого подхода к ядерной кластеризации послужили факты, установленные в основополагающих исследованиях по релятивистской ядерной физике. При энергии свыше 1 ГэВ на нуклон ($1 \cdot A$ ГэВ) быстротные области фрагментации налетающего ядра и мишени разделяются, а импульсные спектры фрагментов выходят на асимптотическое поведение. Тем самым достигается режим предельной фрагментации ядер, что также означает неизменность изотопического состава фрагментов.

События диссоциации релятивистских ядер в узкие струи из нескольких фрагментов, в которых тяжелое ядро мишени из состава ЯЭ не разрушается видимым образом, являются особенно ценными для кластерной физики. Их доля составляет несколько процентов от общего числа неупругих взаимодействий. В таких событиях отсутствуют следы медленных фрагментов и мезонов (пример на рис. В.2). Следовательно, при таком «касательном» соударении ядро мишени взаимодействует когерентно. Кроме того, эта особенность указывает на минимальность возбуждения ядра, испытывающего диссоциацию.

Поскольку при диссоциации кластерные конфигурации фиксируются случайным образом, распределение по вероятности ансамблей фрагментов позволяет выявить их вклады в структуру основных состояний исследуемых ядер. Спектры полных поперечных импульсов фрагментов ядер указывают на то, что для изученного разнообразия релятивистских ядер когерентная диссоциация возникает при ядерном дифракционном взаимодействии [11]. Этот механизм не вносит угловой момент, что позволяет рассчитывать на отражение спиновой структуры ядер в корреляциях углов вылета фрагментов.

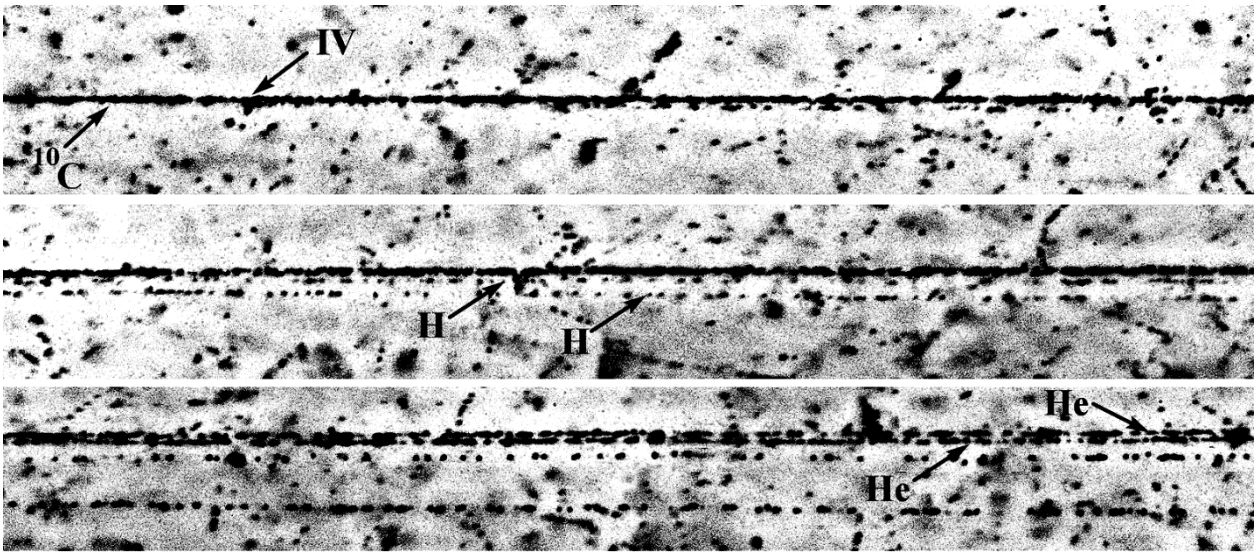

Рис. В.2. Микрофотография «белых звезд» $^{10}C \rightarrow 2He + 2H$. Вершина взаимодействия – IV и вторичные фрагменты - H и He.

Из-за отсутствия следов сильноионизирующих частиц такие события когерентной диссоциации именуются «белыми» звездами, что также отражает «срыв» плотности ионизации в вершине взаимодействия. «Срыв» составляет основную проблему для электронных методов, поскольку, чем больше степень диссоциации, тем труднее зарегистрировать событие. Напротив, такие события в ЯЭ наблюдаются наилучшим образом, а их распределение по различным каналам заряженных фрагментов, интерпретируется с исчерпывающей полнотой.

Ранние наблюдения «белых» звезд сделаны в ЯЭ, облученной ядрами ^{12}C[12], ^{16}O[13], ^{22}Ne [14], ^{6}Li [15] и ^{7}Li [16] на синхрофазотроне ОИЯИ в 70–90-е годы. По проекту БЕККЕРЕЛЬ анализ периферических взаимодействий выполнен в ЯЭ (рис. В.1), которая облучалась на нуклотроне ОИЯИ ядрами ^{10}B [17], ^{7}Be [18], ^{14}N [19], ^{9}Be [20,21], ^{11}B [22], ^{8}B [23], ^{9}C [24], ^{10}C и ^{12}N [1-8]. Эти результаты позволяют представить целостную картину кластеризации целого семейства ядер в начале таблицы изотопов. Они указывают на то, что кластерные особенности легких ядер определяют картину их когерентной диссоциации [25]. Вместе с тем, обнаруживаются события диссоциации глубоко связанных кластерных состояний, не возникающие при энергии столкновения в области десятков МэВ на нуклон.

В.3. Применение ядерной эмульсии

Представим основы метода ЯЭ, применяемые в проекте БЕККЕРЕЛЬ [26,27], которые будут использованы при анализе взаимодействий ядер ^{10}C. Эмульсионная камера собирается как стопка слоев ЯЭ толщиной до 550 мкм (рис. В.3), которая при облучении ориентируется длинной стороной вдоль входящего пучка ядер. Факторами получения значительной статистики событий оказываются толщина стопки по пучку, которая вдоль длинной стороны достигает 80 г/см^2, и полная эффективность детектирования заряженных частиц. В ядерной эмульсии содержатся в близких концентрациях как тяжелые ядра Ag и Br, так и ядра H. По плотности водорода ядерная эмульсия близка к жидководородной мишени. Эта особенность позволяет в одинаковых условиях изучать развалы ядер-снарядов как в результате дифракционной или электромагнитной диссоциации на тяжелом ядре-мишени, так и в результате столкновений с протонами.

Поиск в ЯЭ ядерных взаимодействий без выборки (или метод «по следу»), применявшийся в настоящей работе, обеспечивает достаточно равномерную эффективность обнаружения всех возможных типов взаимодействий и позволяет определить длину свободного пробега для определенного типа взаимодействия. Этот метод реализуется в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой до взаимодействия либо до выхода следа из данного слоя ЯЭ. Будучи достаточно трудоемким, он обеспечивает наилучшее качество и систематичность просмотра.

Рис. В.3. Фотография слоя ядерной эмульсии на стеклянной подложке и микроскопа МБИ-9 с установленной фотокамерой НИКОН.

Рассчитанные с использованием программ численного моделирования комплекса SRIM [28] удельные ионизационные потери для ядра ^{10}C при энергии $1.2 \cdot A$ ГэВ для ЯЭ БР-2 при плотности 4 г/см^3 составляют около 20 МэВ/мм. Данное обстоятельство позволяет утверждать, что эффект тороможения релятивистских частиц не критичен. Частым и удобным для анализа предположением является - сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон. Тем самым, возможно рассмотрение фрагментации на основе угловых распределений релятивистских фрагментов.

Распределение событий по каналам взаимодействий с различным составом фрагментов с зарядами Z_{fr} (или зарядовая топология) является центральной характеристикой фрагментации релятивистских ядер. Заряды релятивистских фрагментов Z_{fr} = 1 и 2 определяются визуально, поскольку ионизация однозарядных частиц (35 - 40 зерен на 100 мкм) надежно отличается от ионизации двухзарядных частиц (80 - 100 зерен на 100 мкм). Величины зарядов фрагментов $Z_{fr} \geq 3$ определяются по плотности δ электронов N_δ, имеющей зависимость от заряда как Z_{fr}^2.

Плотность следа, образуемого заряженной релятивистской частицей в ЯЭ, непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию. Однако на образование зерна вдоль следа идет только часть теряемой частицей энергии. Образующиеся атомные электроны могут создавать свои собственные ответвленные следы, называемые следами δ-электронов. Образование следов δ-электронов происходит при энергии электрона свыше 5 кэВ. При подсчете δ-электронов вдоль следа релятивистского ядра принято учитывать следы, фокусирующиеся одновременно со следом, которые состоят из не менее чем четырех зерен. Энергия таких δ-электронов составляет не менее 15 кэВ. Зависимость плотности δ-электронов N_δ от заряда ядра Z имеет вид близкий к зависимости $aZ^2 + b$. Для каждого измерителя проводящего счет δ-электронов, коэффициенты a и b подбираются экспериментально. Наличие фона обычно не вызывает серьезных затруднений при распознавании и подсчете δ-электронов. Типичная длина следа достаточная для идентификации заряда релятивистского ядра таким методом составляет 2 мм. Ввиду возможного различия условий проявки эмульсионных слоев, в разных пластинках ионизация на треках, оставляемых релятивистскими частицами с одинаковым зарядом может несколько отличаться. Затруднения в подсчете N_δ возникают вследствие того, что когда δ-электроны расположены близко друг к другу, имеют различную длину, находятся на различной глубине и т.д., что преодолевается путем принятия наблюдателем критериев подсчета δ-электронов. Необходимым и достаточным условием

корректности выполнения этой процедуры является условие неизменности результатов для данного наблюдателя с течением времени.

Ценным условием при интерпретации «белых» звезд в ЯЭ, облученной в смешанных вторичных пучках, является сохранение релятивистскими фрагментами заряда ядер пучка Z_{pr}, т. е. $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$. Оно позволяет отделить в пучке вклад более легких ядер с близким отношением заряда к массе. В случае легких нейтронодефицитных ядер определение зарядов Z_{fr} зачастую позволяет установить их массовые числа.

К фрагментам релятивистского ядра относят следы, которые сосредоточены в конусе, ограниченном углом $\sin\theta_{fr} = p_{fr}/p_0$, где p_{fr} = 0.2 ГэВ/c – величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов, а p_0 – импульс на нуклон ядра-снаряда. Если пучок направляется параллельно плоскости слоев, следы всех релятивистских фрагментов остаются достаточно долго в одном слое ЯЭ, что дает возможность для 3-мерной реконструкции или же прослеживания в соседних слоях. Угловое разрешение для следов релятивистских фрагментов в ЯЭ составляет порядка 10^{-4} рад.

Измерения полярных углов вылета фрагментов θ оказываются недостаточными для сравнения данных при различных значениях начальной энергии ядер. Более универсальным является сравнение по величинам поперечных импульсов P_T фрагментов с массовым числом A_{fr} согласно приближению $P_T \approx A_{fr}P_0\sin\theta$, что соответствует сохранению фрагментами скорости первичного ядра (или импульса на нуклон P_0). Очевидно, что наибольшее значение имеет разрешение по полярному углу образования фрагментов θ.

В начальный период исследований с релятивистскими ядрами для описания инклюзивных спектров фрагментов была предложена статистическая модель фрагментации [29-31]. В этой модели релятивистская фрагментация представляется как «быстрый» процесс, не зависящий от энергии первичного ядра и определяемый импульсами образующихся фрагментов, которые они имели в ядре до взаимодействия, существуя в виде виртуальных кластеров [32]. Зависимость

дисперсии σ^2_F импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ^2_0 определяется параболическим законом Гольдхабер (1).

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

Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $\sigma_0 = p_F/\sqrt{5}$ [33]. Статистическая модель, опирающаяся только на закон сохранения импульса, не содержит представление о кластеризации в ядрах, их спиновой структуре, корреляциях нуклонов.

Статистическая модель используется при планировании экспериментов [34], позволяя получить предсказания об угловых и импульсных распределениях образующихся фрагментов. В магнитных спектрометрах исследуются спектры продольных импульсов фрагментов, а в случае ЯЭ - распределения поперечных импульсов, или, фактически, их угловые распределения. Каждая из этих альтернатив имеет свою область применения.

Развитие статистической модели на основе термодинамических представлений о кластерах в ядрах предложено Ф. Г. Лепехиным и применено им к оценке доли канала фрагментации с образованием промежуточного ^{8}Be по отношению к другим возможным каналам для ядер ^{9}Be, ^{10}B, ^{12}C, ^{16}O [33]. Соответствующая оценка вероятности для канала ^{10}C → ^{8}Be + 2p в нашем эксперименте составляет 33.7%. Для сравнения, оценка вероятности для канала ^{9}Be → ^{8}Be + n составляет 30.8% [21]. А оценка вероятности канала ^{8}Be + d при фрагментации ^{10}B составляет 16.4%, притом, что доля канала ^{10}B → ^{8}Be + X дается на уровне (18 ± 3)% [17]. Описанная модель не чувствительна к существованию возбужденных состояний промежуточных ядер-фрагментов, а оценки выхода изотопа ^{8}Be приведены для его основного состояния.

Релятивистские изотопы H и He идентифицируются в ЯЭ по величинам $P\beta c$, где P – полный импульс, а βc – скорость ядра. Благодаря «квантованию» импульсов фрагментов их массовые числа A_{fr} определяются как $P_{fr}\beta_{fr}c/(P_0\beta_0 c)$. Величина $P\beta c$

определяется по среднему углу многократного кулоновского рассеяния, оцениваемому по смещениям следа $|D|$ на участках 2–5 см. Необходимо измерить $|D|$ не менее чем в 100 точках для достижения точности 20-30% определения $P\beta c$, сравнимой с разницей A_{fr} для ^{3}He и ^{4}He. Этот трудоемкой метод не является рутинной процедурой, и его применение оправдывается в принципиально важных случаях для ограниченного числа следов фрагментов. Для каналов, определяемых α-кластерной основой является оправданным предположением о соответствии релятивистского фрагмента с зарядом $Z_{fr} = 2$ изотопам ^{4}He. Оно проверяется на ограниченном числе следов He, служащих в качестве калибровочных. В редких событиях ^{10}C → 3He требуется разделение изотопов ^{3}He и ^{4}He.

Энергия возбуждения системы фрагментов Q определяется как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы M* и массой первичного ядра M, т. е. $Q = M^* - M$. M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum(P_i \cdot P_k)$. 4-импульсы $P_{i,k}$ определяются в приближении сохранения фрагментами начального импульса на нуклон.

Фрагментации ядер состава эмульсии характеризуются множественностью сильноионизирующих фрагментов мишени, включающей α-частицы, протоны с энергией ниже 26 МэВ и легкие ядра отдачи – n_b (b-частицы), а также нерелятивистские протоны с энергией свыше 26 МэВ – n_g (g-частицы). Кроме того, соударения ядер характеризуются множественностью мезонов, рожденных вне конуса фрагментации – n_s (s-частицы). По этим параметрам можно сделать вывод о характере взаимодействия. В событиях когерентной диссоциации, которые представляют основной интерес для данного исследования, отсутствуют как фрагменты ядер мишени ($n_b = 0$, $n_g = 0$), так и заряженные мезоны ($n_s = 0$).

При проведении экспериментов на ускорителях эмульсионная методика не требует больших затрат времени работы ускорителя, которое определяется в основном характеристиками пучка, используемого для облучения, и особенностями исследуемого явления. Применение ЯЭ оправдано в исследованиях, недостижимых для электронных методов детектирования. В

отношении множественной фрагментации релятивистских ядер ЯЭ остается единственным средством наблюдения, обеспечивающим не только уникальные наблюдения, но и неплохую статистическую обеспеченность.

В.4. Структурные особенности ядра ^{10}C

Ядро ^{10}C является единственным примером устойчивой структуры, в которой удаление α-кластера или нуклона ведет к несвязанному состоянию. Порог образования несвязанной системы $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ равен 3.73 МэВ. За ним следует порог по каналу $^{8}Be_{g.s.} + 2p$ – 3.82 МэВ (рис. В.4). $^{8}Be_{g.s.}$ – основное состояние 0^+ несвязанного ядра ^{8}Be с энергией 92 кэВ над порогом развала на 2α и шириной 6 эВ (рис. В.5).

Удаление одного из протонов из ^{10}C (порог 4.01 МэВ) приводит к образованию ядра $^{9}B_{g.s.}$, которое распадается на протон и ядро ^{8}Be. $^{9}B_{g.s.}$ – основное состояние $3/2^-$ несвязанного ядра ^{9}B с энергией 0.19 МэВ над порогом развала на $^{8}Be_{g.s.} + p$ и шириной 0.54 кэВ (рис. В.6).

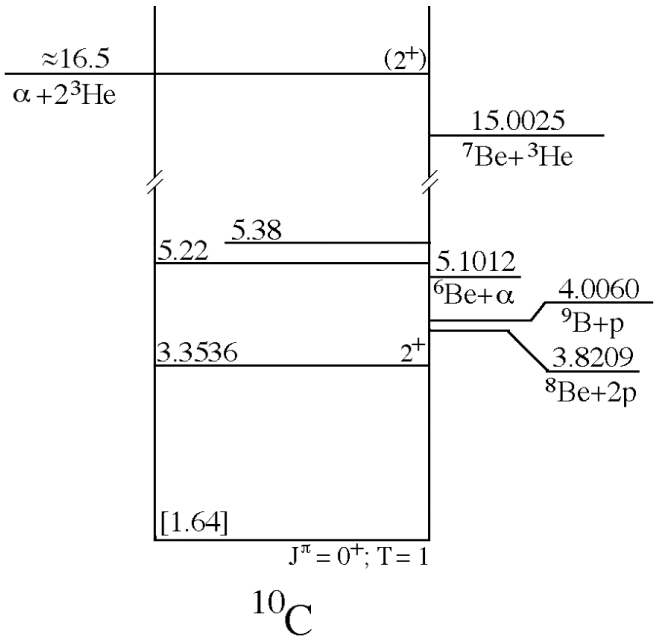

Рис. В.4. Диаграмма возбужденных состояний ядра ^{10}C; указаны пороги диссоциации [35].

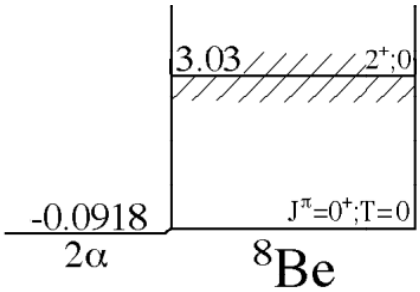

Рис. В.5. Диаграмма возбужденных состояний ядра ^{8}Be [35].

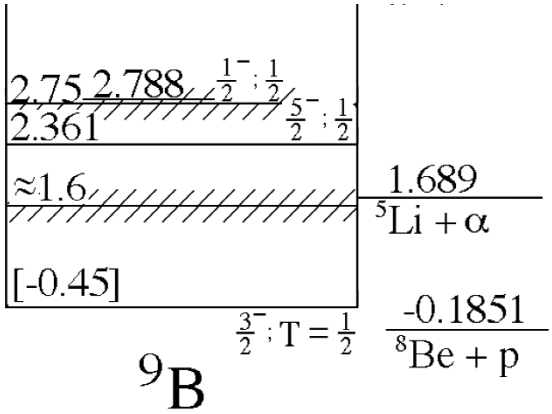

Рис. В.6. Диаграмма возбужденных состояний ядра ^{9}B [35].

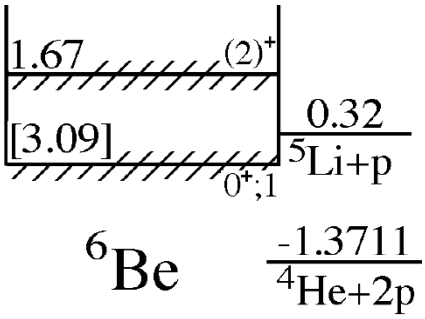

Рис. В.7. Диаграмма возбужденных состояний ядра ^{6}Be [35].

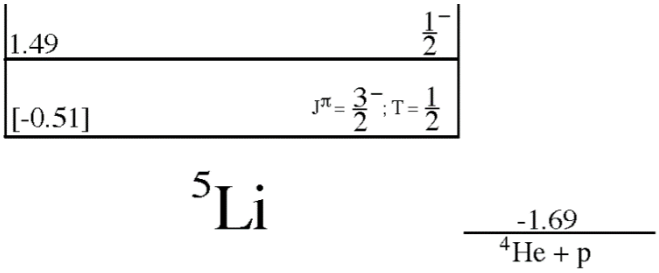

Рис. В.8. Диаграмма возбужденных состояний ядра ^{5}Li [35].

При отделении от ядра ^{10}C α-кластера возможно образование резонанса $^{6}Be_{g.s.}$ (порог 5.1 МэВ), который имеет энергию распада α + 2*p* 1.37 МэВ и ширину 92 кэВ (рис. В.7). Распад резонанса $^{6}Be_{g.s.}$ на резонанс $^{5}Li_{g.s.}$ (1.7 МэВ над α + 2*p* при ширине около 1.2 МэВ, рис. В.8) возможен только за счет ширины последнего, перекрывающей $^{6}Be_{g.s.}$. Порог образования системы $^{5}Li_{.g.s.}$ + *p* на 0.35 МэВ выше $^{6}Be_{g.s.}$.

Кроме того, из-за малости энергетического «окна» (185 кэВ) невозможен распад $^{9}B_{g.s.} \rightarrow {}^{5}Li_{g.s.} + \alpha$, порог которого на 1.5 МэВ выше основного состояния ^{9}B. Поэтому, резонансы $^{6}Be_{g.s.}$ и $^{5}Li_{\ g.s.}$ должны возникать непосредственно при диссоциации ядра ^{10}C.

Перечисленные каналы отражают особенности структуры ядра ^{10}C, и поэтому наиболее вероятны. Таким образом, нестабильные ядра могут составлять основу ядра ^{10}C. Вместе с тем, при релятивистской энергии столкновения открываются каналы и с существенно более сильной связью кластеров и нуклонов – $^{7}Be + {}^{3}He$ (15 МэВ) и $2{}^{3}He + {}^{4}He$ (17 МэВ), а также каналы, связанные с кластерной и нуклонной структурой уже ядер ^{7}Be, ^{3}He и ^{4}He. В то же время оно само обладает временем жизни 19 сек., что с позиций нашего исследования позволяет фактически отнести его к стабильным ядрам. Изучение множественных конечных конфигураций диссоциации ядра ^{10}C оказывается возможным только методом ЯЭ.

Ядерно-астрофизический синтез изотопа ^{10}C может протекать в смеси изотопов ^{3}He и ^{4}He через образование стабильного изотопа ^{7}Be, с последующей кластеризацией в четверку 2α + 2*p*. Распад ^{10}C ведет к образованию стабильного изотопа ^{10}B, наблюдаемого в составе космических лучей. Такой сценарий нуклеосинтеза не является признанным – изотопы $^{10,11}B$ считаются продуктами бомбардировки поверхности углеродных звезд высокоэнергичными протонами. Наблюдение каналов диссоциации ядер на $^{7}Be + {}^{3}He$ подтвердит существование в ядре ^{10}C виртуальных состояний, связанных с его синтезом.

В.5. План исследования ядра ^{10}C

Практические задачи исследования состоят в следующем. Прежде всего, следует убедиться в формировании пучка именно изотопа ^{10}C по характерной топологии «белых» звезд. Затем необходимо выполнить измерения углов испускания фрагментов в основных каналах когерентной диссоциации ^{10}C. На этой основе становиться возможным получение выводов о динамике диссоциации и структуре ядра ^{10}C. Решению этих задач следует изложение этапов настоящего исследования.

В Главе 1 представлены условия облучения в смешанном пучке ядер ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be, накопление статистики взаимодействий, зарядовая калибровка следов пучка фрагментов, зарядовая топология найденных «белых» звезд и применение метода многократного рассеяния для идентификации легчайших фрагментов. Глава 2 посвящена описанию угловых измерений основного канала диссоциации, дается сравнение со статистической моделью и данными по ядрам ^{9}Be, ^{12}C, ^{14}N. В Главе 3 обсуждается реконструкция вклада ядра ^{9}B и роль редких каналов в диссоциации ядра ^{10}C. В Заключении суммированы основные результаты экспериментального исследования фрагментации релятивистских ядер ^{10}C в ядерной фотографической эмульсии. Дается список опубликованных по этой теме работ, книг и работ, легших в основу исследования.

Глава 1. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ^{10}C

§ 1.1. Облучение ЯЭ в смешанном пучке изотопов Be, C и N

Для генерации релятивистских радиоактивных ядер в проекте БЕККЕРЕЛЬ используются ядра ^{7}Li, ^{10}B и ^{12}C, получаемые на лазерном источнике и последовательно ускоряемые на линейном инжекторе и, затем в кольце нуклотрона. Ускоренный пучок выводится на производящую мишень из полиэтилена толщиной 1.5 г/см^2, расположенную в фокусе Ф3. С развитием исследований по релятивистской ядерной физике на нуклотроне ОИЯИ в корпусе выведенных пучков №205 созданы магнитооптические каналы транспортировки частиц. Эти каналы позволяют формировать вторичные пучки ядер [34]. Оптимальная энергия ускорения первичных ядер, которая обеспечивается и вторичным ядрам, составляет 1.2·*A* ГэВ. С одной стороны, достигается режим минимальных ионизационных потерь ядер при детектировании, а с другой – сохраняется возможность сепарации вторичных ядер по магнитной жесткости. Очевидно, что более продуктивным анализ облученной ЯЭ делает большее обогащение пучка изучаемым изотопом.

Используемый в облучениях ЯЭ канал 1В-3В имеет длину около 50 м и включает 4 отклоняющих магнита, а его импульсный аксептанс около 3% (рис. 1.1.). Диагностика профиля и состава пучка осуществляется с помощью ионизационных и пропорциональных камер, а также сцинтилляционных счетчиков. Схема формирования пучков вторичных ядер предложена П. А. Рукояткиным, которым и осуществляется их настройка. В составе вторичного пучка присутствуют ядра с отношением заряда к массовому числу Z_{pr}/A_{pr} (или магнитной жесткостью), отличающимся в пределах 3 %. Сепарация этих ядер невозможна в канале с импульсным аксептансом 3 %. Они одновременно присутствуют в пучке, образуя так называемый пучковый коктейль. Это усложнение разрешается при анализе уже облученных слоев ЯЭ.

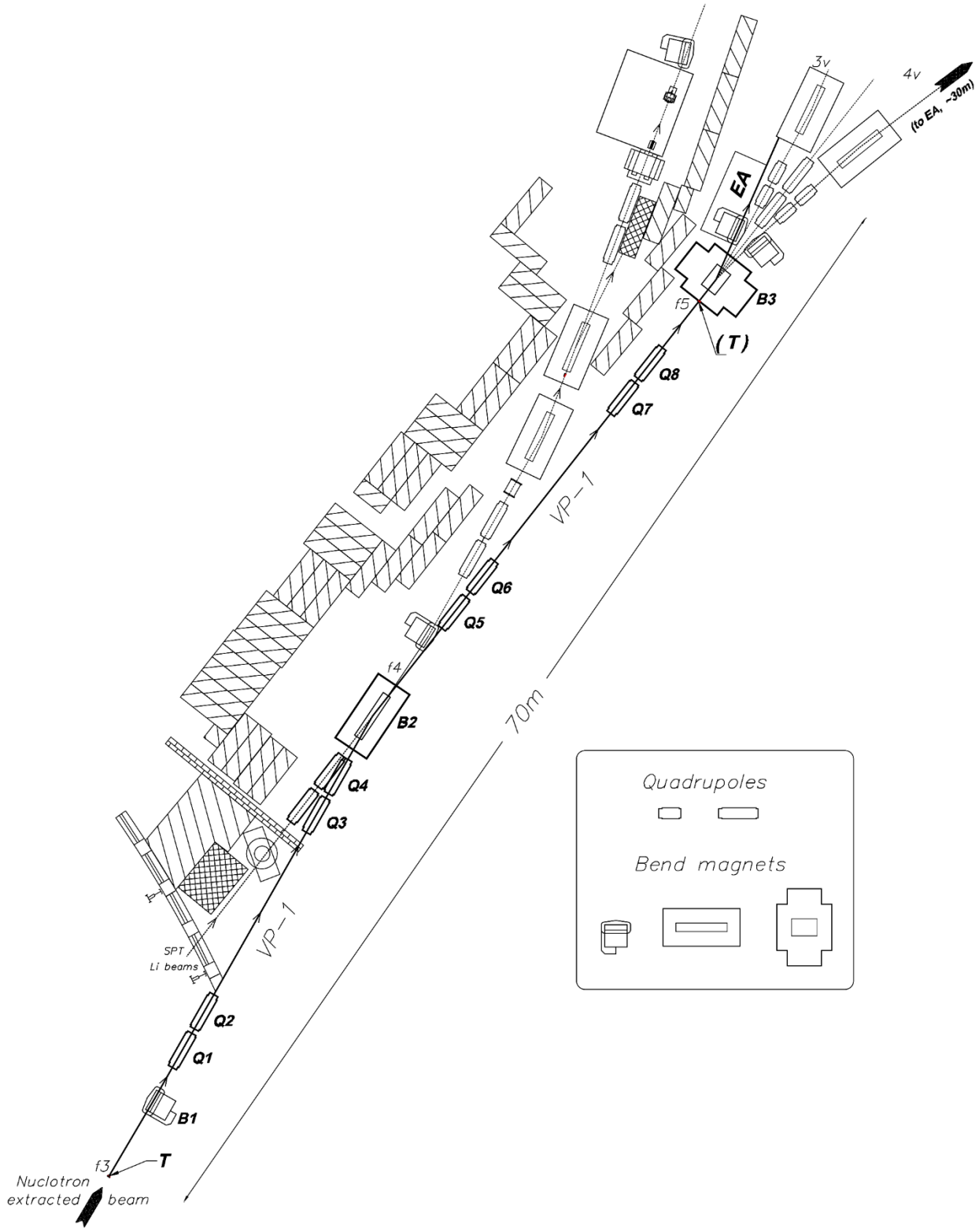

Рис. 1.1. Схема каналов ВП-1 пучка и 4в, использованных для формирования вторичного пучка на нуклотроне ОИЯИ и облучения ЯЭ [34].

Вместе с тем, сложный состав пучка позволяет в реальном времени контролировать качество настройки по амплитудному спектру сцинтилляционного

счетчика, устанавливаемого перед местом облучения. Характерной особенностью оказывается степень присутствия ядер ^{3}He, ^{6}Li, ^{7}Be и ^{8}B, в то время как отсутствие ^{5}Li, ^{8}Be и ^{9}B упрощает интерпретацию спектра. Успешную сепарацию радиоактивных изотопов ^{7}Be (перезарядка ядер ^{7}Li), ^{8}B (фрагментация ^{10}B) и ^{9}C (фрагментация ^{12}C) подтвердил анализ когерентной диссоциации этих ядер. Этот анализ включал идентификацию зарядов релятивистских фрагментов $Z_{fr} > 2$, а также массовых чисел фрагментов He и H. В частности, методом многократного рассеяния выполнена проверка примерного совпадения значения импульса на нуклон для ядра ^{9}C и сопровождающих ядер ^{3}He (кратность $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$, как и у ^{9}C), а также фрагментов диссоциации $^{9}C \rightarrow {}^{3}He$.

Первоначально для генерации ядер ^{10}C предполагалось использовать реакцию перезарядки $^{10}B \rightarrow {}^{10}C$. Основной аргумент для такого выбора состоял в желании упростить идентификацию «белых» звезд ^{10}C условием для массового числа ядра $A_{pr} = 10$. Действительно, при настройке канала на облучение ЯЭ ядрами ^{8}B среди «белых» звезд $\sum Z_{fr} = 6$ наблюдалась небольшая примесь ядер ^{10}C [23]. Однако из-за вклада «белых» звезд ^{7}Be и ^{8}B с образованием в конусе фрагментации мезонов возникает необходимость трудоемкого определения зарядов пучковых следов как соответствующих $Z_{fr} = 6$. Это обстоятельство резко снижает эффективность перезарядки. Вместе с тем, хорошая сепарация изотопов углерода на нуклотроне ОИЯИ, подтвержденная данными по их когерентной диссоциации, указывает на возможности облучений ЯЭ ядрами ^{10}C, рожденными при фрагментации релятивистских ядер ^{12}C, что позволяет резко увеличить статистику «белых» звезд.

Путем отбора продуктов реакций перезарядки и фрагментации релятивистских ядер ^{12}C может быть сформирован вторичный пучок, содержащий ядра ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be, с кратностями значения Z_{pr}/A_{pr} 7/12, 6/10 и 4/7, соответственно. Сложный состав пучка, создавая трудности анализа, позволяет в условиях единого облучения изучить диссоциацию трех изотопов.

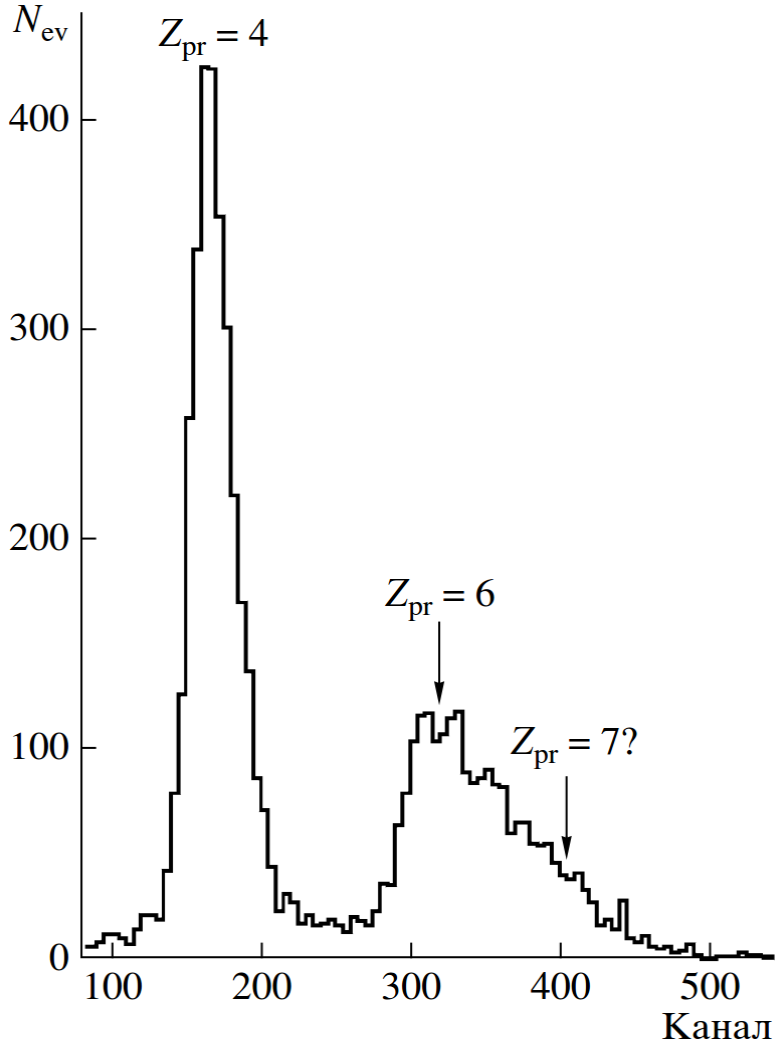

Рис. 1.2. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на месте облучения эмульсионной стопки при настройке канала транспортировки пучка на сепарацию ядер ^{12}N; указаны положения пиков для ядер с зарядами Z_{pr} = 4, 6 и 7.

Вклад ядер ^{12}N должен быть мал по отношению к ядрам ^{10}C, согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации, составляющему величину порядка 10^{-3}. Поэтому параметры канала оптимизируются на сепарацию именно ^{12}N, что несколько снижает долю ^{10}C. Из-за импульсного разброса в канал могут проникать ядра ^{3}He. Для соседних ядер ^{8}B, ^{9}C и ^{11}C отличие Z_{pr}/A_{pr} от ^{12}N оказывается около 10%, что обуславливает их подавление во вторичном пучке. В облученной ЯЭ идентификация ядер ^{12}N возможна среди «белых» звезд $\sum Z_{fr}$ = 7 с последующим определением пучковых следов Z_{pr} = 7, что служит критерием правильности настройки канала. В случае доминирования ядер ^{10}C достаточно

убедиться в малом вкладе соседних изотопов C по зарядовой топологии «белых» звезд.

Эти соображения стали основанием для облучения стопки ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be с импульсом на нуклон 2·*A* ГэВ/*c* (энергия 1.2·*A* ГэВ) [24, 30]. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика (рис.1.2.), установленного на месте облучения, указывал на преобладание изотопов ^{3}He, ^{7}Be, C, а также на малую примесь ядер ^{12}N при отсутствии ^{8}B. Во вторичном пучке такого состава была облучена стопка из 15 слоев ЯЭ БР-2 размерами 10×20 см^{2}, имевшими толщину 550 мкм. Проявка слоев выполнена в химической лаборатории сектора. Коэффициенты усадки слоев составили величины около 2.7.

§ 1.2. Анализ состава пучка

Из-за объема просмотра и измерений, определявшихся сложным составом пучка, анализ был выполнен в два этапа. Прежде всего, на ограниченном материале облучения следовало убедиться в сепарации изотопов ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be на основе зарядовой топологии «белых» звезд. «Белые» звезды, которые содержат только визуально определяемые фрагменты Z_{fr} = 1 и 2, позволяют выполнить калибровочные измерения для идентификации зарядов первичных следов Z_{pr}, а уже по ним – фрагментов $Z_{fr} > 2$.

Поиск взаимодействий в восьми слоях ЯЭ был проведен прослеживанием без выборки первичных следов на микроскопах МБИ-9 (рис. В.3). Вначале просматривалась входная область каждого слоя и фиксировались все входящие следы, визуально оценивавшиеся как $Z_{pr} > 2$. Попутно эта процедура позволила получить распределение входного профиля пучка с шагом 1 мм. Асимметрия полученного профиля отражает влияние магнитного поля последнего отклоняющего магнита на импульсный состав ядер (рис. 1.3).

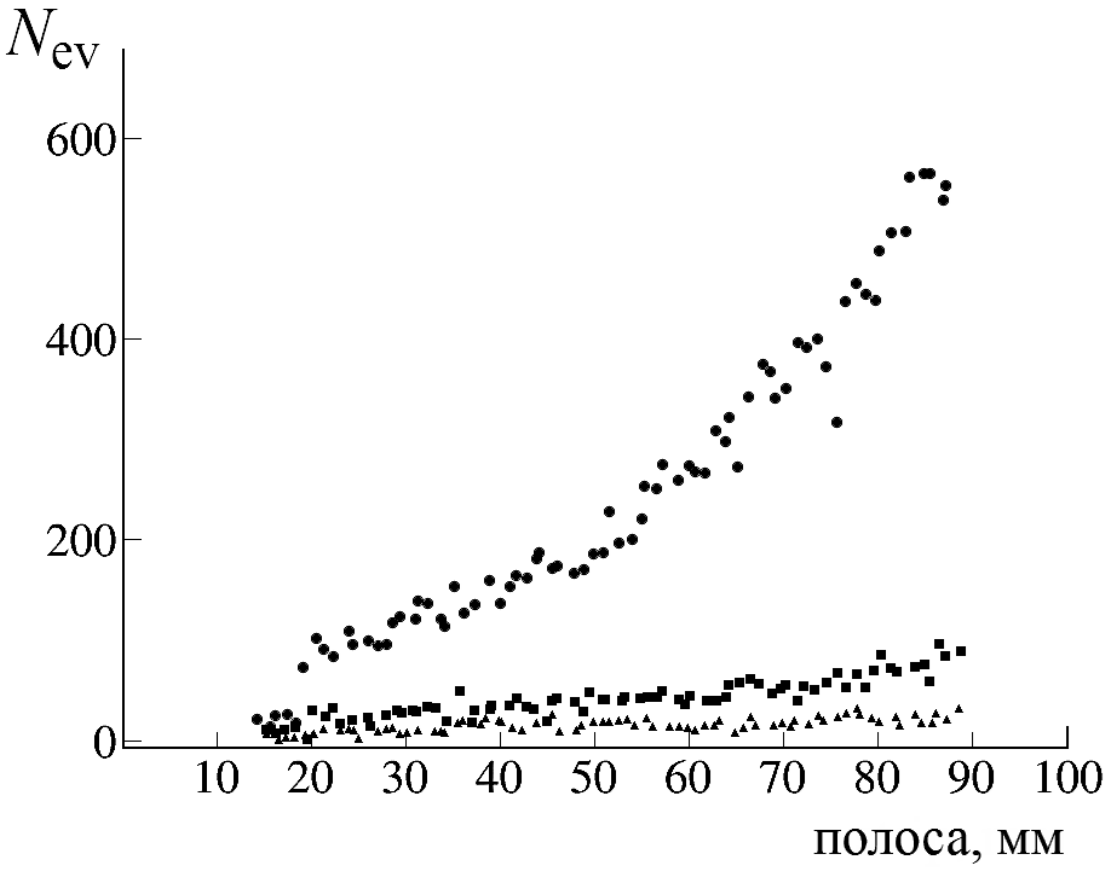

Рис. 1.3. Профиль вторичного пучка на входе в эмульсионную стопку. Распределения для частиц с $Z_{pr} > 2$ (круг), $Z_{pr} = 2$ (квадрат) и $Z_{pr} = 1$ (треугольник). По оси абсцисс указаны номера ячеек, соответствующие шагу разбиения 1 мм.

В частности, число следов в пластинках № 3, 5, 8 и 10, для $Z_{pr} = 1$ составило 1113, для $Z_{pr} = 2$ - 3144 и для $Z_{pr} > 3$ - 18702, а их отношение - 1/3/18 ($Z_{pr} = 1$ / $Z_{pr} = 2$ / $Z_{pr} > 3$). В случае облучения ядрами ^{9}C это отношение составило 1/10/1. Таким образом, в настоящем облучении, проведенном при магнитной жесткости пучка на 10% меньшей, вклад ядер ^{3}He радикально снизился, что резко подняло скорость нахождения событий $Z_{pr} > 3$ по сравнению с ^{9}C. Из-за большой разницы в ионизации частиц пучка, такие данные сложно было бы получить электронным методом.

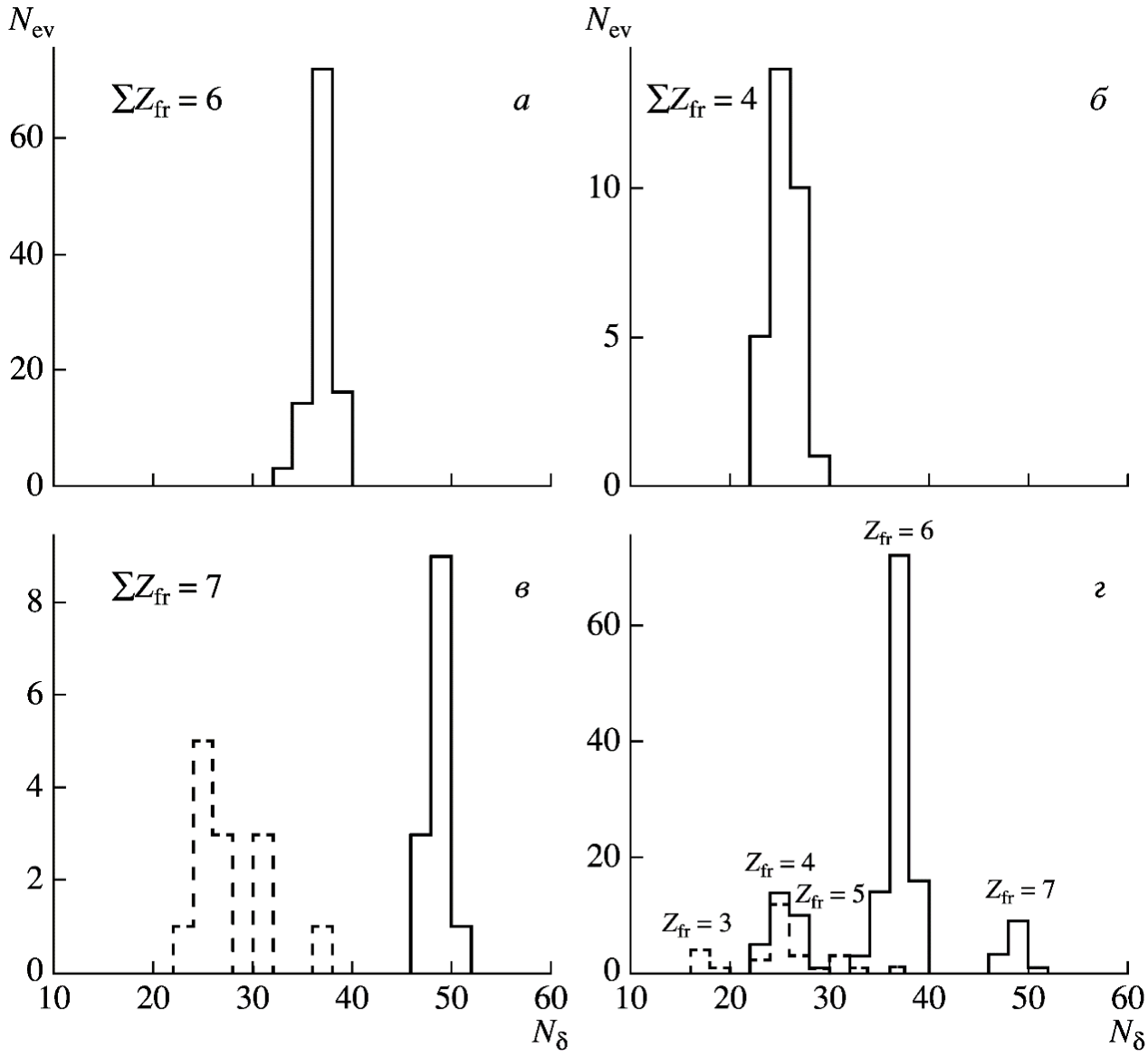

Рис. 1.4. Распределения числа N_{ev} следов пучковых частиц и вторичных фрагментов (пунктирная линия) по среднему числу δ-электронов на 1 мм длины N_δ в «белых» звездах 2He + 2H (а), 2He и He + 2H (б) и в событиях с фрагментами $Z_{fr} > 2$ (в); распределение N_{tr} по N_δ для всех измеренных событий (г).

На суммарной длине просмотра первичных следов 462.6 м было найдено 3258 неупругих взаимодействий, в том числе было 330 «белых» звезд, содержащих только релятивистские фрагменты He и H и 27 «белых» звезд, в которых имелись фрагменты $Z_{fr} > 2$ в конусе фрагментации, ограниченном мягким условием $\theta_{fr} < 8^o$. На следах пучковых ядер, образовавших «белые» звезды 2He + 2H, 2He и He + 2H, а также в «белых» звездах с фрагментами $Z_{fr} > 2$, как кандидатах в ^{12}N были

измерены значения средней плотности δ-электронов N_δ на 1 мм длины (рис. 1.4). Наблюдается соответствие зарядовой топологии $\sum Z_{fr}$ и N_δ, что позволяет определить Z_{pr} каждого пучкового следа.

Таблица 1.1. Распределение числа «белых» звезд N_{ws} по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 6$, найденных при предварительном поиске.

Канал	2He+2H	He + 4H	^{8}B + H	^{7}Be + He	^{7}Be + 2H
N_{ws}	91	14	1	5	3

Таблица 1.2. Распределение числа «белых» звезд N_{ws} по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 7$ и измеренным зарядом пучкового следа $Z_{pr} = 7$.

Канал	^{7}Be+3H	B+2H	C+H	2He+3H	He+5H	3He H	^{7}Be+He+H
N_{ws}	4	3	1	6	3	2	2

Тем самым была выполнена калибровка, позволившая определить тем же методом и заряды фрагментов $Z_{fr} > 2$. Суммарное распределение по этим измерениям представлено на рис. 1.4г. Этот спектр указывает на наличие ядер ^{12}N в составе пучка.

В табл. 1.1 приведено распределение по каналам диссоциации «белых» звезд N_{ws}, для которых выполняется условие $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ и $\sum Z_{fr} = 6$. Для случая $\sum Z_{fr} = 6$ такое условие проверено только на двух слоях, поскольку в полной проверке необходимости не было из-за доминирования ядер C. Наиболее вероятный канал представлен 91 событием 2He + 2H, что и следовало ожидать для изотопа ^{10}C. Канал He + 4H оказался подавленным. Действительно, для периферической диссоциации ^{10}C требуется преодоление высокого порога развала α-кластера.

Распределение по зарядовой топологии 21 найденных событий с $Z_{pr} = 7$ и $\sum Z_{fr} = 7$, отвечающих диссоциации ядра ^{12}N, представлено в табл. 1.2. Примерно половина событий содержит фрагмент $Z_{fr} > 2$, что явно отличается от случаев ядер ^{14}N [19] и ^{10}C [1-8].

Таким образом, зарядовая топология диссоциации представляется непротиворечивой, что стало основанием как для увеличения статистики «белых» звезд ^{12}N и ^{10}C, так и их детального анализа.

§ 1.3. Зарядовая топология «белых» звезд

Полный анализ основывается на сканировании 12 слоев из 15. На общей длине просмотренных следов $Z_{pr} > 2$, в итоге достигшей 1088.1 метров, было найдено 7241 неупругих взаимодействий, среди которых отобрано 2699 звёзд с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\Sigma Z_{fr} > 2$ в конусе фрагментации 8^0. Из них 2091 событие, содержало фрагменты мишени (N_{tf}). Остальные 608 событий содержали только следы релятивистских частиц в угловом конусе до $\theta_{fr} < 11^o$ и не сопровождались ни фрагментами ядра мишени, ни рожденными мезонами, т. е. представляли собой «белые» звезды (N_{ws}).

Проверка условия $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ методом счета числа δ-электронов N_δ позволила убрать из статистики «белых» звезд события перезарядки или дифракционного образования мезонов. В суммарном распределении N_δ для пучковых следов наблюдается группировка следов (рис. 1.5), позволяющая провести классификацию по зарядам ядер Z_{pr}. Доля изотопов C составила 40%, N – 11%, Be – 49%, что соотвествует данным со сцинтилляционного монитора пучка. Значения N_δ для следов с зарядом $Z_{pr} = 4$ составляют 25.2 ± 0.1 (RMS – 1.3 ± 0.1), $Z_{pr} = 6$ – 36.6 ± 0.1 (RMS –1.2 ± 0.1), $Z_{pr} = 7$ – 48.6 ± 0.2 (RMS –1.4 ± 0.3).

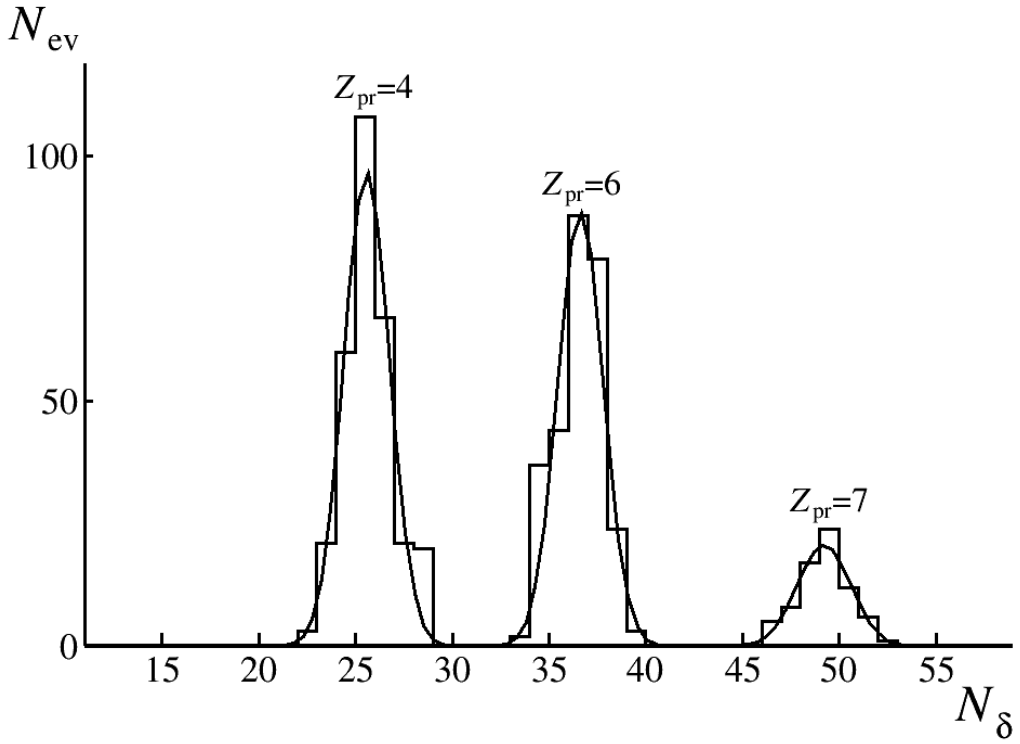

Рис. 1.5. Распределение по числу δ-электронов N_δ на 1 *мм* следов пучковых частиц, создавших «белые» звезды; сплошная кривая – сумма трех функций Гаусса.

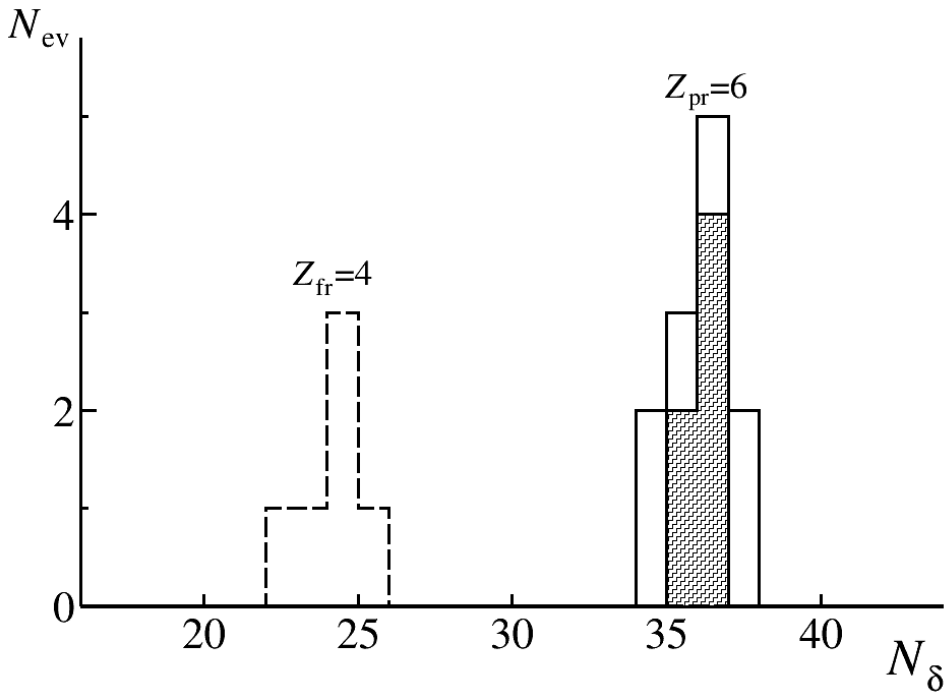

Рис. 1.6. Распределения по среднему числу дельта δ – электронов N_δ на 1 мм длины следа пучковых частиц в «белых» звездах 2He + 2H (сплошная гистрограмма, нормирована для удобства сравнения), Be + He (штрихованная гистограмма) и вторичных фрагментов (пунктирная гистограмма).

Таким образом, для исследования структуры ядра ^{10}C были отобраны 227 «белых» звезд N_{ws}, в которых суммарный заряд $Z_{pr} = \Sigma Z_{fr} = 6$, распределение которых по зарядовой топологии фрагментации представлено в таблице 1.3. Главная особенность этого распределения состоит в доминировании канала 2He + 2H, что и ожидалось для изотопа ^{10}C. Каналам с более высокими порогами соответствует значительно меньшая вероятность. Канал He + 4H оказался подавленным, поскольку для периферической диссоциации ^{10}C требуется развал α - кластера.

В статистику вошли редкие «белые» звезды вида ($Z_{fr} > 2$) + He, для которых было выполнены условие $Z_{pr} = \sum Z_{fr} = 6$. Распределение N_δ для следов пучка, имеющее среднее значение $\langle N_\delta \rangle = 36$, соответствует значениям для ядер ^{10}C (рис. 1.6). Эти события с фрагментами $Z_{fr} = 4$ и зарядами $Z_{pr} = 6$ интерпретируются как $^{10}C \rightarrow {}^{7}Be + {}^{3}He$. Кроме того, имеются 12 кандидатов для канала $^{10}C \rightarrow {}^{4}He + 2{}^{3}He$. Наблюдаются «белые» звезды с полным разрушением $^{10}C \rightarrow 6H$. Последний канал требует развала обоих α-кластеров и имеет высокий энергетический порог (свыше 50 МэВ).

Эта картина существенно изменяется для событий $\Sigma Z_{fr} = 6$ (N_{tf}), которые сопровождаются фрагментами мишени. Сравнение распределения по топологии N_{ws} с вариантом для 627 событий N_{tf} указывает на «включение» канала He + 4H в последнем случае (табл. 1.3). Тем самым подтверждается значительно меньшее возмущение кластерной структуры ^{10}C в «белых» звездах по сравнению со случаем N_{tf}. Такое условие весьма непросто обеспечить в электронной методике. Кроме того, сравнение показывает, что вероятности каналов фрагментации за пределом «чистой» 2α2*p*-кластеризации не слишком отличаются в случаях N_{ws} и N_{tf} (табл. 1.3). Это обстоятельство указывает на существование в структуре ^{10}C глубоко связанных кластерных конфигураций.

Таблица 1.3. Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} и событий с фрагментами мишени или рожденными мезонами N_{tf}.

Канал	N_{ws}	100%	N_{tf}	100%
2He + 2H	186	81.9	361	57.6
He + 4H	12	5.3	160	25.5
3He	12	5.3	15	2.4
6H	9	4.0	30	4.8
Be + He	6	2.6	17	2.7
B + H	1	0.4	12	1.9
Li + 3H	1	0.4	2	0.3
^{9}C + n	-	-	30	4.8

Настройку на ^{10}C подтверждает сравнение зарядовой топологии «белых» звезд, приписываемых ^{10}C, с аналогичными данными для изотопов ^{9}C [24] и ^{11}C [36]. Наиболее близким фоном для ^{10}C мог бы стать изотоп ^{11}C. Анализ слоев ЯЭ, облученных в декабре 2013 г. во вторичном пучке релятивистских ядер ^{11}C нуклотрона ОИЯИ, успешно продвигается в настоящее время. Ядра ^{11}C также рождались при фрагментации ядер ^{12}C с энергией 1.2·A ГэВ. При настройке канала на кратность Z_{pr}/A_{pr} = 6/11 сигналы B, Be (^{7}Be), Li и He в амплитудном спектре монитора различимы слабо и связаны с фрагментацией ядер ^{11}C. Особенно показательным представляется исчезновение в пучке ядер He, т. е. при уменьшении магнитной жесткости канала ядра ^{4}He уже исчезли, а ^{3}He еще не появились. Все эти факты указывают на достаточную сепарацию ядер ^{11}C, позволяющую пренебречь вкладом других изотопов.

Таблица 1.4. Распределение по зарядовым каналам диссоциации ядер для «белых» звезд, рожденных изотопами углерода с энергией 1.2·*A* ГэВ.

Канал	^{11}C [36]	^{10}C [1-8]	^{9}C [24]
B + H	6 (5%)	1 (0.4%)	15 (14%)
Be + He	18 (13 %)	6 (2.6 %)	
Be + 2H			16 (15%)
3He	25 (17%)	12 (5.3%)	16 (15%)
2He + 2H	72 (50%)	186 (82%)	24 (23%)
He + 4H	15 (11%)	12 (5.3%)	28 (27%)
Li + He + H	5 (3%)		
Li + 3H		1 (0.4%)	2 (2%)
6H	3 (2%)	9 (4%)	6 (6%)

В шести просканированных слоях ЯЭ найдено 144 «белые» звезды ^{11}C ΣZ_{fr} = 6. Их распределение по зарядовым состояниям дано в табл. 1.4. В ней также приведены данные по изотопам ^{10}C [1-8] и ^{9}C [24]. В отличие от ранее исследованных нейтронно-дефицитных ядер, наблюдается значительная доля событий Li + He + H, которые могли бы соответствовать структуре ^{6}Li + ^{4}He + *p*. Отсутствуют события Be + 2H (кластерная структура ^{9}Be + 2*p*). Вместе с тем, наблюдается значительная доля событий Be + He. Структура ^{11}C представляется как суперпозиция кластерных состояний с ядрами=основами ^{10}B и ^{7}Be.

В целом, распределения «белых» звезд имеют индивидуальный характер для каждого из изотопов ^{9}C, ^{10}C и ^{11}C и не противоречат их массовым числами. Отличием является доля «белых» звезд, содержащих фрагменты $Z_{fr} > 2$, которая составляет около 31%, 4% и 21 % для изотопов ^{9}C, ^{10}C и ^{11}C, соответственно. Таким образом, особенностью облучения ядрами ^{10}C является доминирование каналов когерентной диссоциации, содержащих релятивистские изотопы He и H.

Таблица 1.5. Среднее число δ-электронов $<N_\delta>$ на 100 мкм на следах пучковых ядер и релятивистских фрагментов $Z_{fr} > 2$; в скобках указаны значения энергии на нуклон (столбца 1) и RMS(столбцы 3-7); указаны фамилии измерителей.

Облучение, Наблюдатель	Ядра / $Z_{pr,fr}$ →	3	4	5	6	7
^{12}C(1.2·*A* ГэВ) → ^{12}N	Пучок Be, C, N		2.52 ± 0.01 (0.13 ± 0.01)		3.6 ± 0.01 (0.12 ± 0.01)	4.89 ± 0.02 (0.13 ± 0.02)
Маматкулов К.З. (^{10}C)	^{10}C → Li, Be, B	1.8	2.37 ± 0.04 (0.09 ± 0.03)	3.0		
Каттабеков Р.Р. (^{12}N)	^{12}N → Be, B, C		2.4 ± 0.04 (0.15 ± 0.03)	3.06 ± 0.03 (0.1 ± 0.02)	3.53 ± 0.04 0.08 ± 0.03	
Корнегруца Н.К. (^{7}Be)	^{7}Be → Li	1.67 ± 0.05 (0.09 ± 0.04)				
^{12}C (1.2·*A* ГэВ) → ^{9}C, Кривенков Д.О	Пучок C				3.3 (0.2)	
	^{9}C → Be, B		1.4 (0.12)	2.0 (0.12)		
^{14}N (2.1·*A* ГэВ) Щедрина Т.В.	B, C, N			14.0 (1.0)	16.7 (1.5)	21.10 (2.10)
	^{14}N → Li, Be, C	5.10 (2.40)	6.90 (3.20)	11.2 (3.1)	15.75 (3.55)	
^{10}B (1.2·*A* ГэВ) → ^{8}B Станоева Р.Ж	Пучок Be, B, C		13.6 (2.1)	22.1 (2.0)	32.8 (2.5)	
	^{8}B → Li, Be	4.0 (1.0)	12.0 (2.0)			
^{9}Be (1.2·*A* ГэВ) Артеменков Д.А.	Пучок Be		12.3 ± 0.3 (2.3 ± 0.2)			

Результаты зарядовых измерений для облучений ЯЭ во вторичных пучках ядер, выполненных участниками, по проекту БЕККЕРЕЛЬ сведены в табл. 1.5. Несмотря на некоторые различия значений среднего числа δ-электронов $<N_\delta>$, величины RMS позволяют идентифицировать заряды ядер пучка и в фрагментов в пределах данного облучения.

§ 1.4. Идентификация релятивистских изотопов H и He

При прохождении заряженной релятивистской частицы через ЯЭ направление её следа изменяется вследствие многократного рассеяния частицы. Измерение координат последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстоянии *t*, позволяет определить среднее угловое отклонения частицы. След выставляется параллельно оси *x*, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. И,

затем, измеряются смещения следа по отношению к оси x. Вторые разности координат $D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}$ дают последовательные взаимные отклонения хорд. Среднее значение второй разности исключает ошибки, связанные с шумами столика микроскопа, размерами зерен, перефокусировкой и дисторсией эмульсии.

Средняя величина модуля отклонения $<|D|>$ на ячейках длиной t связана с величиной $P\beta c$ выражением:

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

где Z_{fr} – заряд фрагмента, P – импульс, βc – скорость частицы, K = 28.5 – константа рассеяния [27]. По величинам $P\beta c$ разделяются изотопы H и He. При определении величины $P\beta c$ важным требованием является достаточная статистическая обеспеченность измерений, выражающаяся в необходимости использования треков длиной от 2 до 5 см. Данное обстоятельство не позволяет использовать имеющуюся статистику взаимодействий в полном объёме.

Следует оговориться, что этот метод был разработан для применения в физике космических лучей для определения энергии однозарядных частиц, начиная с нескольких ГэВ до предела 50 ГэВ. Затем метод был распространен на идентификацию релятивистских изотопов He и H в стопках ЯЭ, облучавшихся на ускорителях высоких энергий, в том числе на синхрофазотроне ОИЯИ при импульсе около $4 \cdot A$ ГэВ/c. Практические возможности магнитной сепарации радиоактивных ядер на нуклотроне заставляют ограничить начальный импульс величиной $2 \cdot A$ ГэВ/c, т. е. до нижней границы применимости метода многократного рассеяния и предложенной формулы. Тем не менее, задача классификации следов изотопов He и H по большему или меньшему рассеянию решается.

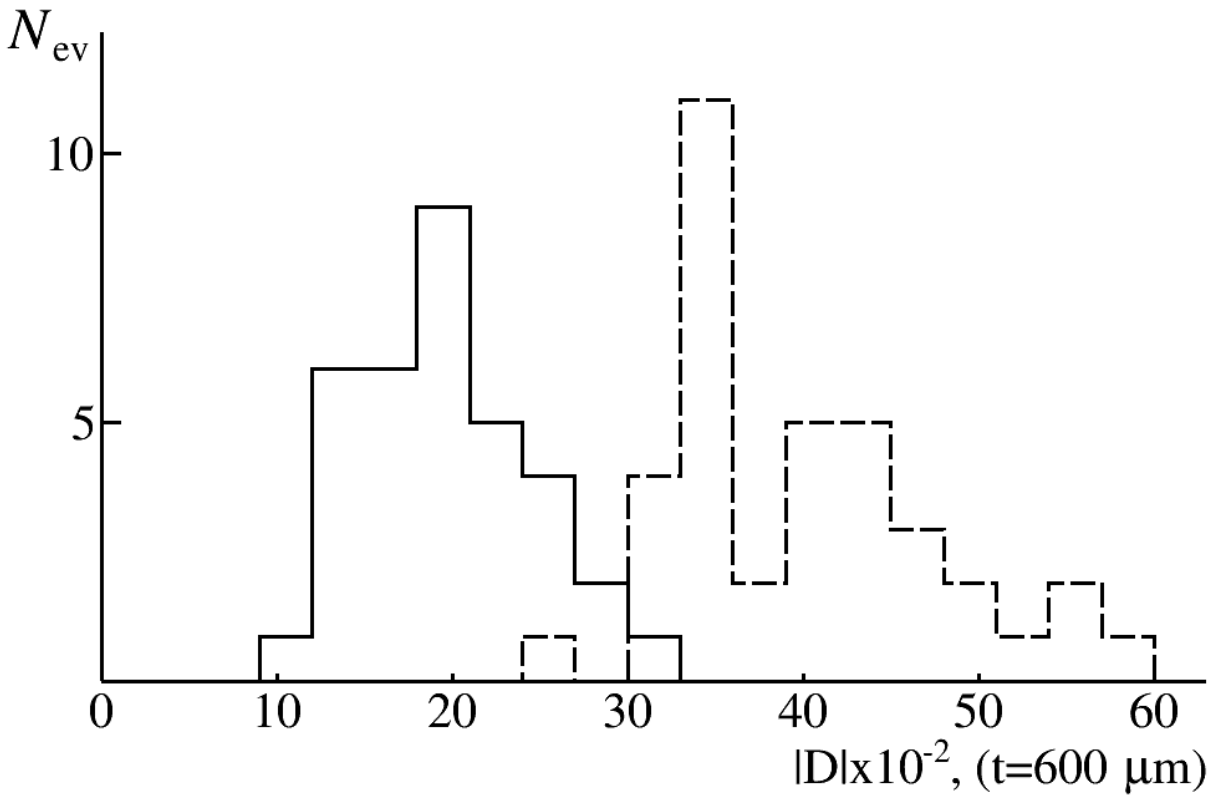

Рис. 1.7. Распределение He фрагментов по величине <|D|> на ячейках t = 600 мкм. Сплошная гистограмма соответствует фрагментам, идентифицированным как ^{4}He в «белых» звездах ^{10}C → 2^{4}He + 2H. Пунктирная гистограмма относятся к фрагментам, идентифицированных как ^{3}He в «белых» звездах ^{10}C → 2^{3}He + ^{4}He и в диссоциации ядер ^{9}C → 3^{3}He.

Определение изотопного состава фрагментов He проведено на 45 следах, принадлежащих к «белым» звездам ^{10}C → 2He + 2p, ^{10}C → Be + He, ^{10}C → 3He. Число отобранных звезд ограничивается требованием расположению этих следов, удобному для измерения рассеяния и минимальной длине следов свыше 1 см. Определение величин <|D|> и разделение изотопов He проводилось для ячеек t равных 500, 600, 700 и 800 мкм. На рисунке 1.7 представлен пример распределения He фрагментов по величине < |D| >, определенной на ячейке t равной 600 мкм. Гистограмма, соответствующая изотопу ^{4}He, иллюстрирует факт преобладания канала ^{10}C → 2^{4}He + 2p над возможными каналами ^{10}C → 2^{3}He + 2d или ^{10}C → ^{4}He + ^{3}He + p + d.

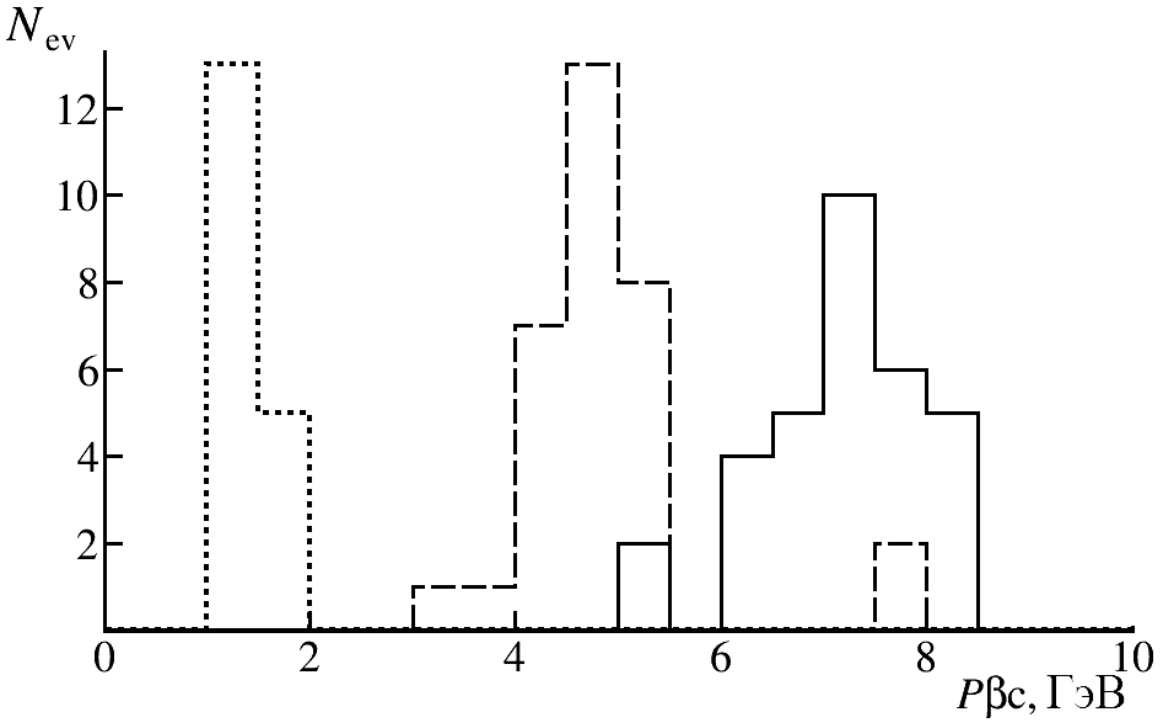

Рис. 1.8. Распределение измеренных величин $P\beta c$ для одно- и двухзарядных фрагментов из «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2He + 2p$ (^4He – сплошная и p – точечная гистограмма); для сравнение приведены значения $P\beta c$ фрагментов He из событий $^9C \rightarrow 3^3He$ (пунктирная гистограмма).

На рисунке 1.8 показан пример распределения по величине $P\beta c$ в «белых» звездах $^{10}C \rightarrow 2He + 2p$, в которых проводилась идентификация фрагментов с Z_{fr} = 1 и Z_{fr} = 2 данным методом. Полученные значения $P\beta c$ позволяют разделить изотопы H и He и сделать вывод о том, что в их случайной выборке отсутствует заметный вклад ^2H (область от 2 до 4 ГэВ) и ^3He. Так же приведено распределение по величине $P\beta c$ для фрагментов изотопа He в диссоциации ядер $^9C \rightarrow 3^3He$ [24]. Таким образом, принимается, что изотопы He и H в статистике «белых» звезд $C \rightarrow 2He + 2H$ соответствуют ^4He и p.

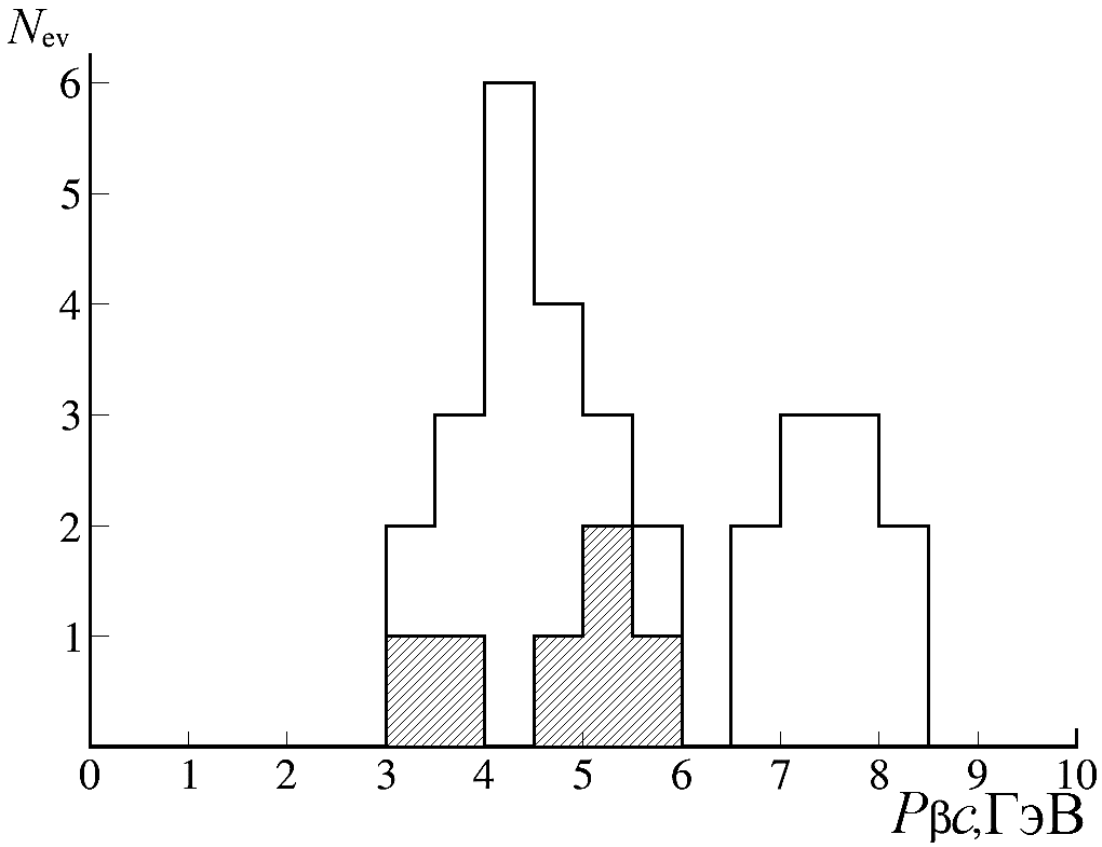

Рис. 1.9. Распределение по величине $P\beta c$ фрагментов He из «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 3He$ и $^{10}C \rightarrow Be + He$, идентифицированных как $2^3He + {}^4He$ (сплошная линия) и как $^7Be + {}^3He$ (штрихованная гистограмма).

Среди «белых» звезд наблюдались события Be + He и 3He (см. таблицу 1.3), имеющие для ядра ^{10}C энергетические пороги 15 и 17 МэВ. Идентификация фрагментов He по параметру $P\beta c$ (рис. 1.9) подтверждает интерпретацию этих событий как $^7Be + {}^3He$ и $2^3He + {}^4He$ и не противоречит предположению о диссоциации именно ядер ^{10}C. Заселение таких состояний требует перегруппировки нейтрона из α-частичного кластера в формирующийся кластер ^3He. Другая возможность состоит в присутствии в основном состоянии ядра ^{10}C глубоко связанных кластерных состояний $^7Be + {}^3He$ и $2^3He + {}^4He$ с весом 8%.

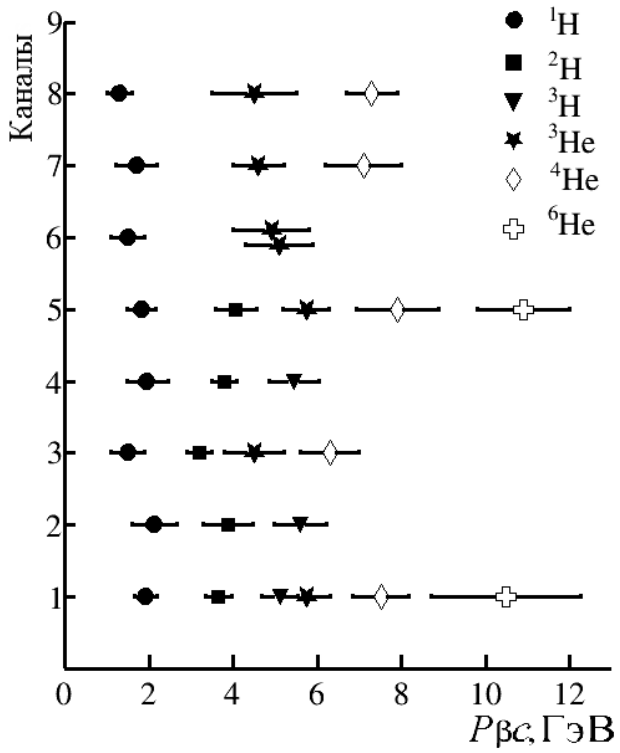

Рис. 1.10. Распределение одно и двухзарядных фрагментов по измеренным значениям $P\beta c$, по каналам фрагментации: $^{10}C \rightarrow 2^4He + 2H$, $^7Be + {}^3He$, $2^3He + {}^4He$ – (8); $^8B \rightarrow {}^4He + {}^3He + H$, $^7Be + {}^1H$ – (7); $^9C \rightarrow 3^3He$, $^8B + {}^1H$ и ядер пучка – ^3He (6); $^{14}N \rightarrow 3He + H$ – (5); $^{11}B \rightarrow 2He + H$, Be + H – (4); $^7Be \rightarrow {}^4He + {}^3He$, He+H – (3); $^7Li \rightarrow He + H$ – (2); $^6Li \rightarrow He + H$ – (1). Горизонтальные линии соответствуют RMS распределений по $P\beta c$.

Данные по средним значениям $< P\beta c >$ и их среднеквадратичному рассеянию RMS, для доступного разнообразия ядер, представлены на Рис. 1.10. Значения $<P\beta c>$, полученные при импульсах отличных от значения $2{\cdot}A$ ГэВ/c, приведены к этой величине. Несмотря на некоторые изменения от одной серии измерений $P\beta c$ к другой, можно отметить возможность разделения изотопов H и He в каждой из них. Более того, измерения при $2{\cdot}A$ ГэВ/c для изотопов ^8B, ^9C и ^{10}C хорошо согласуются между собой. Эти данные сведены в таблицы 1.6 и 1.7. Систематическое накопление этих данных важно для планируемого анализа диссоциации в ЯЭ релятивистских изотопов ^{10}B, ^{11}B и ^{11}C, а также других, для которых идентификация изотопов H и He не только усложняется, но и приобретает принципиальный характер.

Таблица 1.6. Параметры распределений Гаусса одно и двухзарядных фрагментов по значениям $P\beta c$; в скобках значения RMS; курсивом выделены значения, приведенные к импульсу $2{\cdot}A$ ГэВ/c).

Каналы		^{6}He	^{4}He	^{3}He	^{1}H	^{2}H	^{3}H
^{10}C →	2He + 2H 3He Be + He		7.3 ± 0.1 (0.6 ± 0.1)	4.5 ± 0.3 (1.0 ± 0.4)	1.3 ± 0.07 (0.3 ± 0.1)		
^{8}B →	2He + H Be + H		7.1 ± 0.3 (0.9)	4.6 ± 0.2 (0.6)	1.7 ± 0.2 (0.5)		
^{9}C →	3He B + *p*			4.9 ± 0.3 (0.9 ± 0.1)	1.5 ± 0.1 (0.4 ± 0.2)		
Пучок	^{3}He			5.1 ± 0.1 (0.8 ± 0.1)			
^{14}N →	3He + H	*10.9(1.1)*	*7.9 (1.0)*	*5.7 (0.6)*	*1.8 (0.4)*	*4.1 (0.5)*	
^{11}B →	H + 2He Be + H				*2.0 (0.5)*	*3.8 (0.3)*	*5.5 (0.6)*
^{7}Be →	^{4}He + ^{3}He He + H		6.3 (0.7)	4.5 (0.7)	1.5 (0.4)	3.2 (0.3)	
^{7}Li →	He + H				*2.1 (0.5)*	*3.9 (0.6)*	*5.6 (0.6)*
^{6}Li →	He + H	*10.5(1.8)*	*7.5 (0.7)*	*5.7 (0.6)*	*1.9 (0.3)*	*3.6 (0.3)*	*5.1 (0.4)*

Таблица 1.7. То же, что и в таблица 1.6 с нормировкой на массовое число фрагмента A_{fr}.

Канал		^{6}He	^{4}He	^{3}He	^{1}H	^{2}H	^{3}H
^{10}C →	2^{4}He + 2^{1}H 2^{3}He + ^{4}He ^{7}Be + ^{3}He		1.8 ± 0.1 (0.2 ± 0.1)	1.5 ± 0.1 (0.3 ± 0.1)	1.3 ± 0.1 (0.2 ± 0.1)		
^{8}B →	^{4}He+^{3}He+^{1}H ^{7}Be + ^{1}H		1.8 ± 0.1 (0.2)	1.5 ± 0.1 (0.2)	1.7 ± 0.2 (0.5)		
^{9}C →	3^{3}He ^{8}B + ^{1}H			1.6 ± 0.03 (0.1 ± 0.03)	1.5 ± 0.1 (0.4 ± 0.2)		
Пучок	^{3}He			1.6 ± 0.07 (0.3 ± 0.06)			
^{14}N →	3He + H	*1.8(0.2)*	*2.0 (0.3)*	*1.9 (0.2)*	*1.8 (0.4)*	*2.0 (0.3)*	
^{11}B →	H + 2He Be + H				*2.0 (0.5)*	*1.9 (0.3)*	*1.8 (0.6)*
^{7}Li →	He + H				*2.1 (0.5)*	*1.9 (0.6)*	*1.9 (0.6)*
^{7}Be →	^{4}He + ^{3}He He + H		1.6 (0.2)	1.5 (0.2)	1.5 (0.4)	1.6 (0.2)	
^{6}Li →	He + H	*1.8(0.3)*	*1.9 (0.2)*	*1.9 (0.2)*	*1.9 (0.3)*	*1.8 (0.2)*	*1.7 (0.2)*

§ 1.5. Резюме

При ускорении ядер ^{12}C до энергии 1.2·*A* ГэВ на нуклотроне ОИЯИ сформирован пучок, настроенный на сепарацию изотопа ^{12}N. В этом вторичном пучке, в состав которого основной вклад дали изотопы C и Be, облучена стопка из 15 слоев ЯЭ. В результате просмотра проявленной ЯЭ на длине 1088.1 метров всех следов первичных ядер найдено 608 «белых» звезд. Вначале были идентифицированы заряды первичных ядер и более тяжелых фрагментов в тех событиях, которые содержат только фрагменты с визуально определимыми зарядами 1 и 2, а затем во всех найденных «белых» звездах. В результате их доля, относящаяся к изотопу N, составила 11%, C – 40%, Be – 49%. Идентификация изотопа ^{12}N по «белым» звездам и их зарядовая топология, указывают на правильность настройки вторичного пучка.

Зарядовую топологию 227 «белых» звезд, созданных ядрами углерода, отличает доминирование событий, содержащих только фрагменты с зарядами 1 и 2. Их вероятность составила 96%, причем 82% в канале C → 2He + 2H, что указывает на изотоп ^{10}C, для которого ожидаем основной вклад распадов нестабильных ядер и резонансов. В «белых» звездах C → 2He + 2H идентификация случайной выборки фрагментов H и He демонстрирует их соответствие ^{4}He и *p* и подтверждает попутное формирование пучка изотопа ^{10}C. Этот результат ожидаем, поскольку изотоп ^{10}C наиболее близок к ^{12}N по магнитной жесткости. Таким образом, зарядовая топология диссоциации изотопов N и C представляется непротиворечивой, а выполненное облучение эмульсии имеющим перспективы детального анализа, обеспеченного достаточной статистикой «белых» звезд ^{10}C.

Глава 2. Угловые распределения фрагментов

§ 2.1. Метод измерения углов

В настоящем исследовании были выполнены угловые измерения фрагментов в 184 «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$. Для измерения углов образования релятивистских фрагментов использован измерительный микроскоп KSM-1 (Рис. 2.1). Процедура измерения углов состоит в следующем. Пластинку закрепляют на столике микроскопа. Она разворачивается таким образом, чтобы направление трека первичной частицы совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью около 0.1-0.2 мкм отклонения на 1 мм длины трека. Все измерения проводятся в стандартной трехмерной геометрии в правосторонней декартовой системе координат.

Рис. 2.1. Измерительный микроскоп KSM-1.

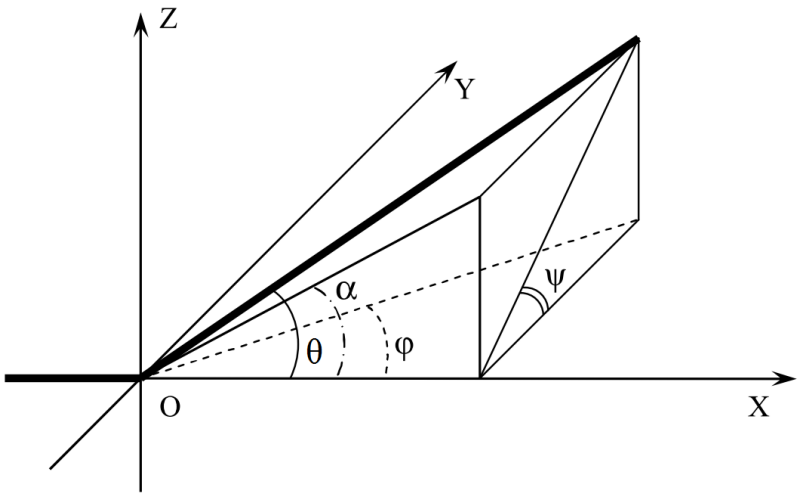

Рис. 2.2. Определение углов вторичных частиц. OX – направление первичной частицы. Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей.

Ось OX системы совпадает с направлением проекции первичного следа на плоскость эмульсии. Ось OZ направлена от стекла к поверхности перпендикулярно плоскости эмульсии, ось OY – таким образом, чтобы получилась правосторонняя система координат (рис. 2.2). За начало принимается координата вершины события. В описанной координатной системе последовательно определяются координаты точек следов первичной и вторичных частиц. По измеренным координатам (x, y, z) точек на следе в вычисляются углы. При измерениях на микроскопе количество измеряемых точек на следах определяются количеством следов и приемлемой точности измерений.

В этой системе измерения углов приняты следующие обозначения: θ (0^0, 180^0) – угол между направлением вылета вторичной частицы и направлением первичной; ψ (0^0, 360^0) – угол между осью Y и проекцией следа на плоскость ZOY; φ (-180^0, 180^0) – плоский угол между положительным направлением оси X и проекцией следа на плоскость XOY; α (-180^0, 180^0) – глубинный угол между положительным направлением оси X и проекцией следа на плоскость XOZ. Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, производится вычисление глубинного угла α_0 и угла в плоскости эмульсии φ_0 первичного трека.

Переход в систему координат, связанную с первичным следом, производится по формулам (3)

$$\begin{aligned} x &= x'\cdot\cos(\alpha_0)\cdot\cos(\phi_0) + y'\cdot\cos(\alpha_0)\cdot\sin(\phi_0) + z'\cdot\sin(\alpha_0) \\ y &= -x'\cdot\sin(\phi_0) + y'\cdot\cos(\phi_0) \\ z &= -x'\cdot\sin(\alpha_0)\cdot\cos(\phi_0) - y'\cdot\sin(\alpha_0)\cdot\sin(\phi_0) + z'\cdot\cos(\alpha_0) \end{aligned} \qquad (3)$$

Координаты со штрихом, относятся к системе координат, связанной с микроскопом, без штриха – к системе координат, связанной с первичным ядром. Выражение (3) представляет собой поворот системы координат на угол α_0 вокруг оси OY и на угол φ_0 вокруг оси OZ. Вычисление углов φ, α, θ и ψ проводится по следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} & tg(\theta) = \frac{\sqrt{z^2+y^2}}{x}, \quad && \cos(\theta) = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \\ & tg(\psi) = \frac{z}{y}, && \cos(\psi) = \frac{y}{\sqrt{z^2+y^2}} \\ & \cos(\phi) = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}, && \sin(\phi) = \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} \\ & \cos(\alpha) = \frac{x}{\sqrt{x^2+z^2}}, && \sin(\alpha) = \frac{z}{\sqrt{x^2+z^2}} \end{aligned} \qquad (4)$$

При измерении углов необходимо учитывать измерения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. При определении координат z точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии $\Delta = h_0/h$, который представляет собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя h_0 к её толщине во время проведения измерений h.

Измерение координат точек треков проводилось последовательно в одном направлении (слева направо и от поверхности слоя к стеклу) по ходу пучка начиная с первичного трека и далее для всех треков фрагментов одновременно. На треке первичного ядра и треках фрагментов измерялись по 6 троек (x, y, z) координат точек. Шаг измерений составлял 200 мкм, при общей длине следа, используемой для измерения, 1 мм.

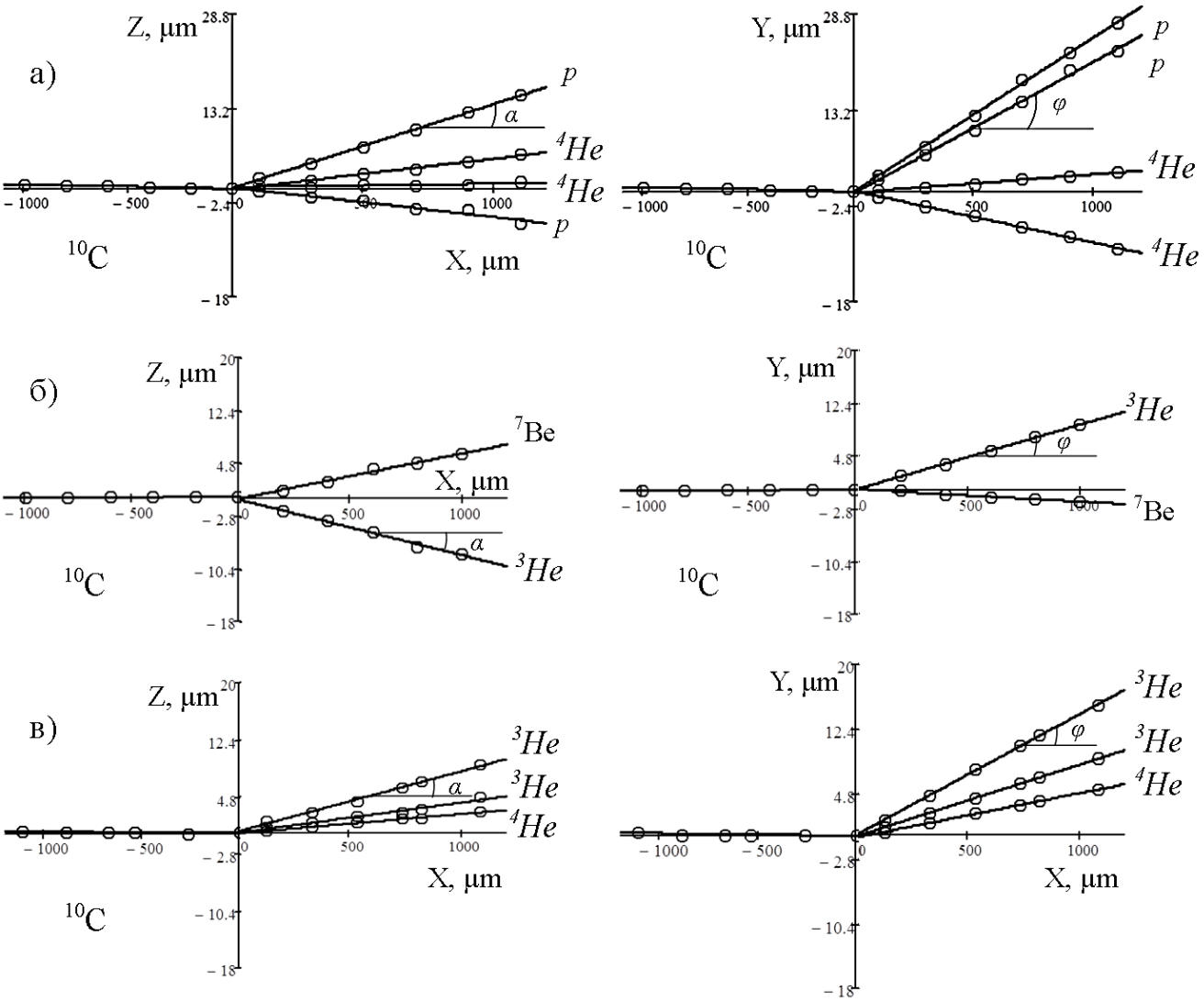

Рис. 2.3. Пример восстановленных направлений вылета (α, φ) фрагментов, образующихся в «белых» звездах: а) $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$; б) $^{10}C \rightarrow {}^7Be + {}^3He$ и в) $^{10}C \rightarrow {}^4He + 2{}^3He$.

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}C и вторичных фрагментов. На рис. 2.3. приведены примеры восстановленных направлений вылета фрагментов (углов α, φ) в «белых» звездах $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (а), $^{10}C \rightarrow {}^7Be + {}^3He$ (б) и $^{10}C \rightarrow {}^4He + 2{}^3He$ (в) по измеренным координатам точек на следах.

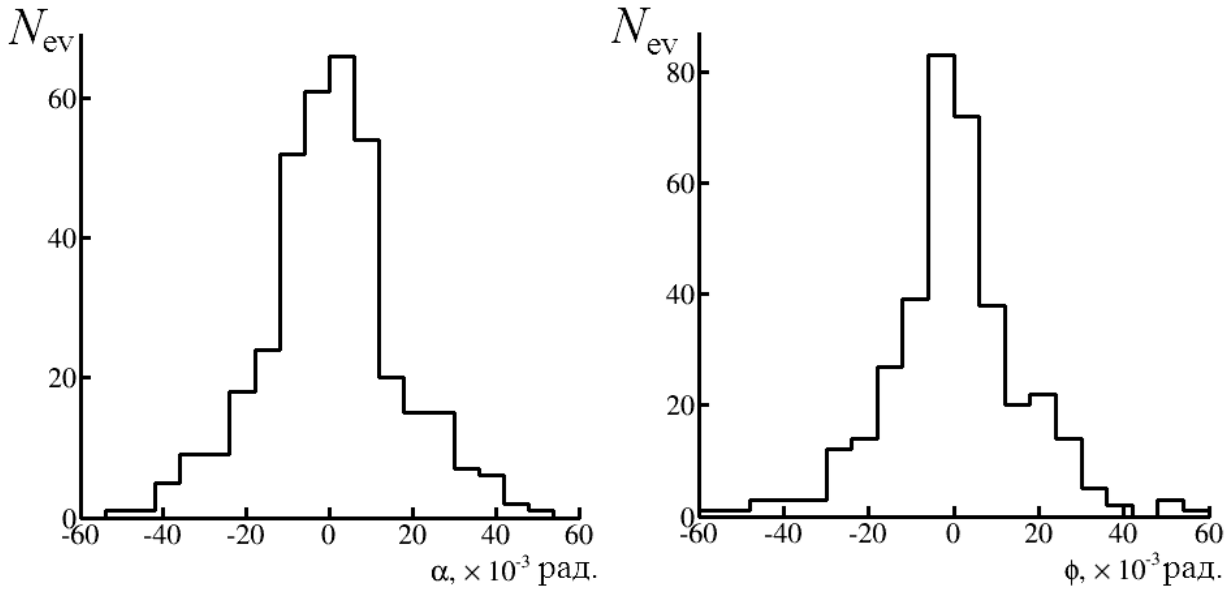

Рис. 2.4. Распределения α-частиц по углам α, φ в «белых» звездах $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$.

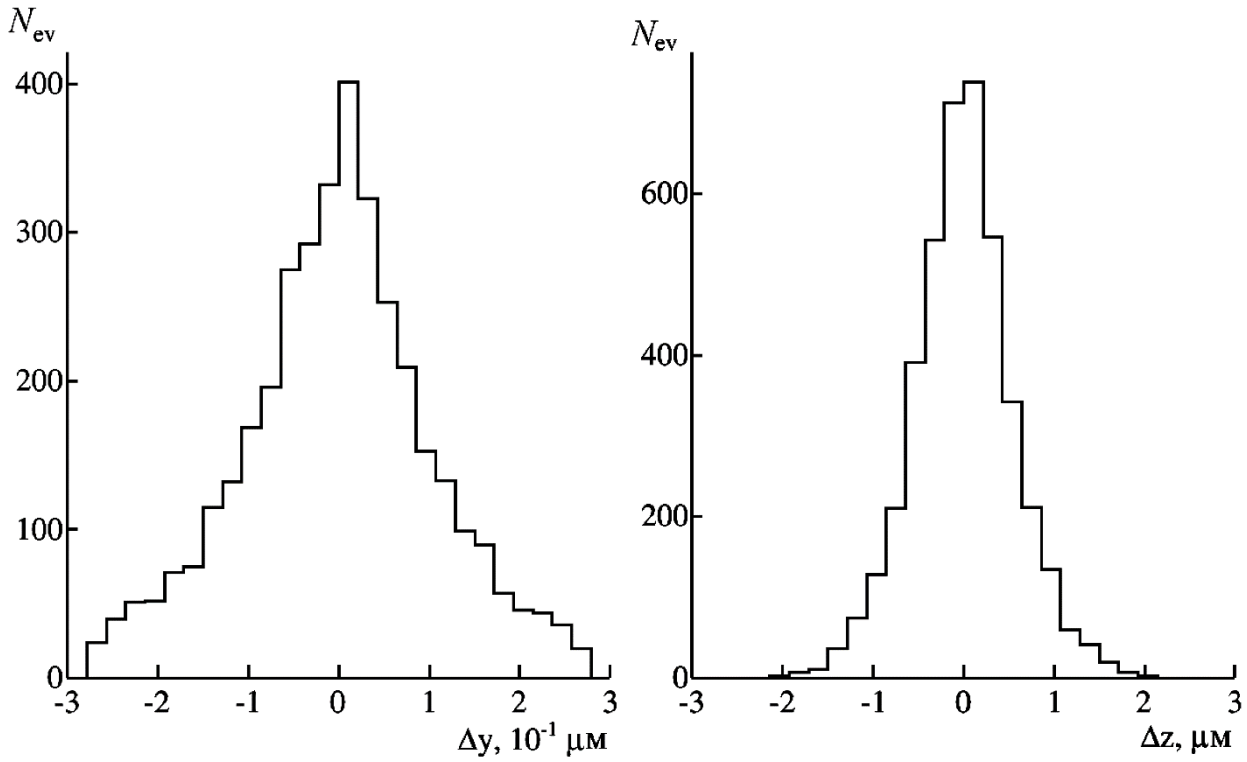

Рис. 2.5. Распределения величин отклонений Δy, Δz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами.

Распределения α-частиц по углам α, φ из «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ представлены на рис. 2.4. Распределения глубинного (α) и плоского (φ) углов α-частиц характеризуются средними значениями <α> = (–0.45 ± 0.6) мрад и <φ> =

(0.04 ± 0.6) мрад, близкими к нулю. Величины среднеквадратичных отклонений равны σ_α = (9.5 ± 0.5) мрад, σ_φ = (10.5 ± 0.6) мрад, соответственно. По определению величины углов α и φ являются независимыми. В данных измерениях также не наблюдается корреляций между указанными величинами.

Приблизительно 95% значений измерений глубинных и плоских углов в интервале -24 < α, φ < 24 мрад, характеризуется нормальным законом распределения с параметрами (-0.45, 10.3) мрад, (0.03, 10.4) мрад, соответственно. Значения критерия χ-квадрат Пирсона составляют - χ^2_α = 32 ($\chi^2_{крит}$ = 36.4), χ^2_φ = 29.6 ($\chi^2_{крит}$ = 33.9) при числе степеней свободы n_α= 24, n_φ= 22, и уровне значимости ω=0.05.

При определении величин углов экспериментальные точки, полученные при измерениях, описывались полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов. На рисунке 2.5. приведены распределения величин отклонений Δ*y*, Δ*z* координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами ($y = a_y x + b_y$ и $z = a_z x + b_z$). При значениях <Δ*y*> и <Δ*z*> близких к нулю (вершина события), значения величин среднеквадратических отклонений для выборки из 184 измеренных треков фрагментов составили $\sigma_{\Delta y}$= (0.08 ± 0.003) мкм, $\sigma_{\Delta z}$ = (0.6 ± 0.02) мкм. Распределения величин Δ*y* и Δ*z* подчиняются нормальному закону с $\chi^2_{\Delta y}$=26.7 ($\chi^2_{крит}$=30.1), $\chi^2_{\Delta z}$=31.1 ($\chi^2_{крит}$=35.2) при числе степеней свободы $n_{\Delta y}$=19, $n_{\Delta z}$=23, и уровне значимости ω=0.05.

Разброс величин Δ*y* и Δ*z* отличается, приблизительно в 10 раз, но не превышает более чем в 2 – 3 раза толщину измеряемого следа. Различие объясняется тем, что при измерении координата *z* определяется менее точно. Причина заключается в шумах, возникающих при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа, наличии коэффициента усадки и искажениях формы следа (в основном вертикальных) во время проявки слоя ЯЭ [37].

При длине трека, используемой при измерениях равной 1 мм, установленная точность измерения углов α, φ лежит в интервале (1.1, 0.2) мрад. Нижняя граница

указанного интервала определяется инструментальными возможностями микроскопа KSM–1, размером зерна эмульсии, базой измерения. Верхняя граница интервала 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 [20].

При определении углов между парами следов (или углов разлета) Θ использовалась процедура, позволяющая сократить вклад ошибок, связанных с перемещением столика микроскопа в направлении y, шумов, возникающих при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа, и искажения следа, связанные с деформациями пластинки в направлениях y и z. Для этого вычислялись измерения координат треков $\Delta y = y_2 - y_1$ и $\Delta z = z_2 - z_1$. Далее координатным методом определялся полярный угол одного следа относительно другого. Углы разлета пар фрагментов Θ использовались для определения значений инвариантной массы ансамблей фрагментов.

§ 2.2. Угловые корреляции фрагментов

Представление угловых характеристик «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ следует подходу Г. М. Чернова, в котором изучался вклад распадов нестабильного ядра ^{8}Be в угловые спектры и корреляции α-частиц при когерентной диссоциации $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ [12] и $^{16}O \rightarrow 4\alpha$ [13]. Распады ^{8}Be достаточно часто наблюдаются при фрагментации релятивистских ядер, проявляясь как пары α-частиц с наименьшими углами разлета. Их реконструкция служит объективным критерием наблюдения кластерных возбуждений вплоть до минимальных. В этом же подходе фрагментации $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$ была выявлена лидирующая роль распадов ^{8}Be как из основного состояния 0^+, так и сравнимый вклад распадов из первого возбужденного состояния 2^+ [21]. Для систематичности сравнения и проверки на физических процессах качества измерений полезно применить тот же план и в данном случае.

На рис. 2.6. представлены распределения по полярному углу вылета θ фрагментов H и He. Как для однозарядных, так и для двухзарядных фрагментов

средняя величина угла $\theta_{H,He}$ меньше предельного значения конуса фрагментации θ_{fr} равного 0.1 радиан. Сплошная гистограмма соответствует двухзарядным фрагментам; а пунктирная гистограмма – однозарядным фрагментам. Из данных, представленных на рисунках видно, что распределение для однозарядных фрагментов шире, чем для двухзарядных фрагментов, т. е. чем легче фрагмент-спектатор, тем больший в среднем угол относительно первичного ядра-снаряда он имеет. Параметры описывающих их распределений Релея равны $\sigma_{\theta_{\mathrm{H}}} = (51\pm3)\times10^{-3}$ рад и $\sigma_{\theta_{\mathrm{He}}} = (17 \pm 1) \times 10^{-3}$ рад. Эти величины согласуются со значениями статистической модели [31,32] $\sigma_{\theta_p} \approx 47 \times 10^{-3}$ рад и $\sigma_{\theta_\alpha} \approx 19 \times 10^{-3}$ рад для фрагментов ^{1}H и ^{4}He.

Информацию о механизме образования пар α-частиц несет спектр их углов разлета $\Theta_{2\alpha}$. В наших измерениях угол $\Theta_{2\alpha}$ разлета пары α-частиц измерялся как угол одного из треков по отношению ко второму. Данный способ измерения позволяет существенно повысить точность угла $\Theta_{2\alpha}$, уменьшив влияние искажений эмульсионного слоя в области измерения. На рисунке 2.7 представлено распределение событий фрагментации $^{10}\mathrm{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ по величине относительно пространственного угла Θ между α–частицами. Особенность этого распределения состоит в формировании двух пиков. Таким образов, парное рождение α-частиц оказывается сильно коррелированным по углу разлета $\Theta_{2\alpha}$.

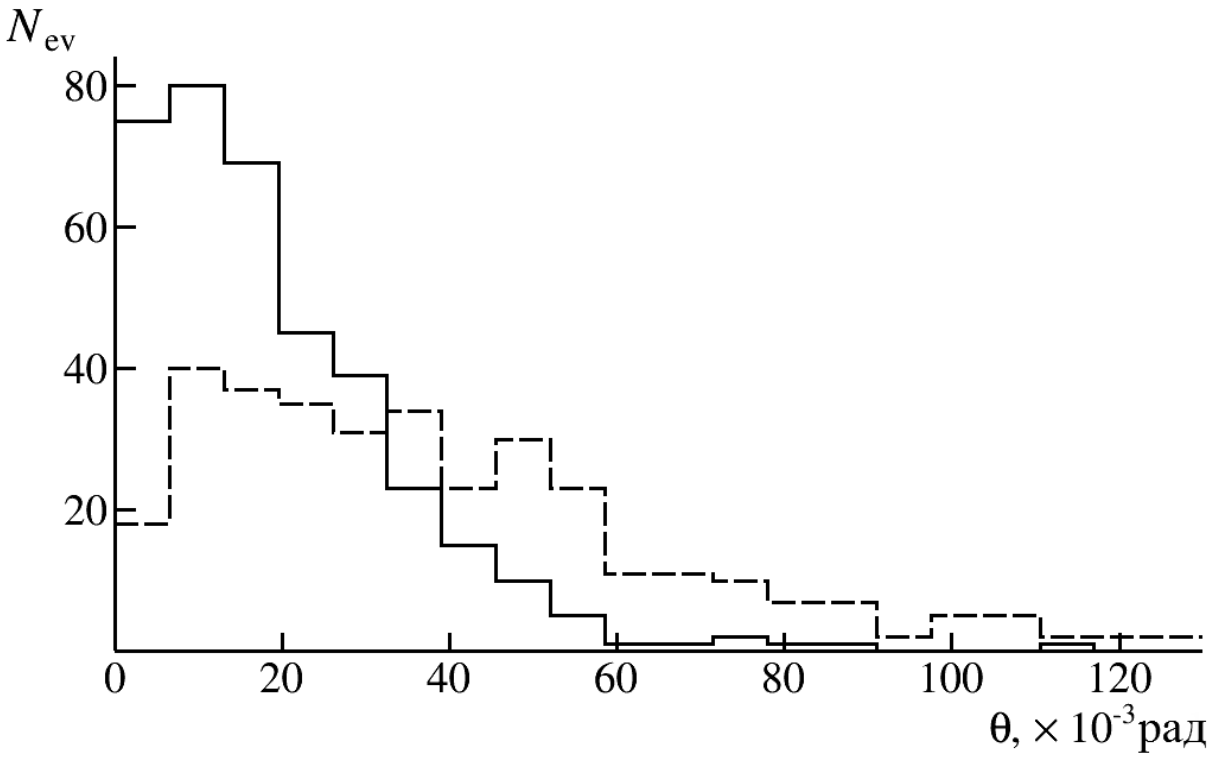

Рис. 2.6. Распределение фрагментов по полярному углу вылета θ образующихся в «белых» звездах для канала $^{10}C \rightarrow 2He + 2H$. (пунктирная линия – H, сплошная линия – He).

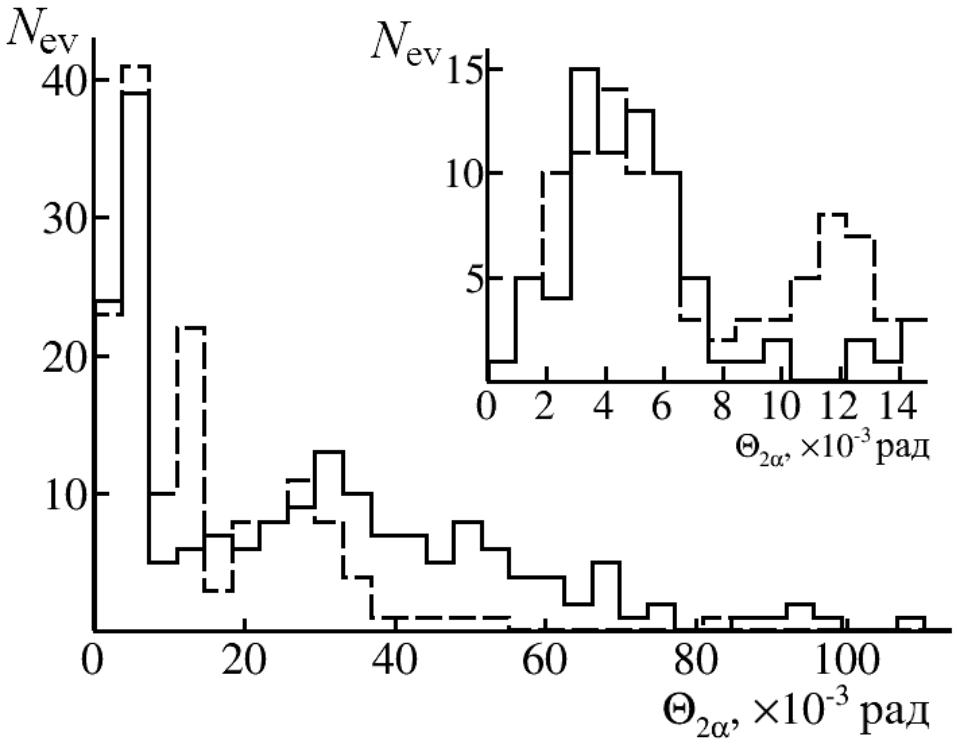

Рис. 2.7. Распределения «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (сплошная гистограмма) и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$ (пунктирная гистограмма) по величине угла $\Theta_{2\alpha}$. На вставке – распределения событий в области Θ_n.

Таблица 2.1. Параметры распределений белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$ событий по величине угла разлета α-частиц $\Theta_{2\alpha}$.

Угол Θ, мрад		$^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$	$^{9}Be \rightarrow 2\alpha$
0 - 10.5	<Θ>, σ_Θ, мрад	4.6 ± 0.2 1.9 ± 0.2	4.6 ± 0.3 2.2 ± 0.2
15.0 – 45.0		30.4 ± 0.9 8.2 ± 0.7	27.1 ± 0.9 5.7 ± 0.6

Согласно исследованию фрагментации ядра $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$ [21], имеется основание разбить имеющуюся статистику событий на четыре интервала по углу $\Theta_{2\alpha}$ – это «узкие» α-пары в интервале $0 < \Theta_{n(\text{-arrow})} < 10.5$ мрад и «широкие» – $15.0 < \Theta_{w(\text{-ide})} < 45.0$ мрад. Остальные 25% событий отнесены к «промежуточным» парам $10.5 < \Theta_{m(\text{-edium})} < 15.0$ мрад и более широким – $45.0 < \Theta_{v(\text{ery})w(\text{ide})} < 114.0$ мрад. Образование «узких» пар Θ_n соответствует распадам ядер ^{8}Be из основного состояния 0^+, а пар Θ_w – из первого возбужденного состояния 2^+. Полученные данные также согласуются с экспериментальными данными и с предсказаниями модели КФМИ в работах [38-40]. В малозаселенной области $\Theta_{m(\text{-edium})}$ имеется небольшой пик, отражающий уровень $5/2^-$ (2.43 МэВ) ядра ^{9}Be. Параметры распределений и статистика событий в этих группах приведена в табл. 2.1.

Доли событий в областях Θ_n и Θ_w составляют 0.49 ± 0.06 и 0.51 ± 0.06. Эти величины демонстрируют соответствие весам 0^+ и 2^+ состояний ^{8}Be, принятым в теоретических работах [41,42]. Они указывают на возможное присутствие этих состояний как компонент основного состояния ядра ^{10}C.

На рисунке 2.8а представлено распределение по величине относительного пространственного угла пары H частиц, в событиях «белых» звезд. В нем отсутствует указание на образование узких пар протонов в когерентной диссоциации $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$.

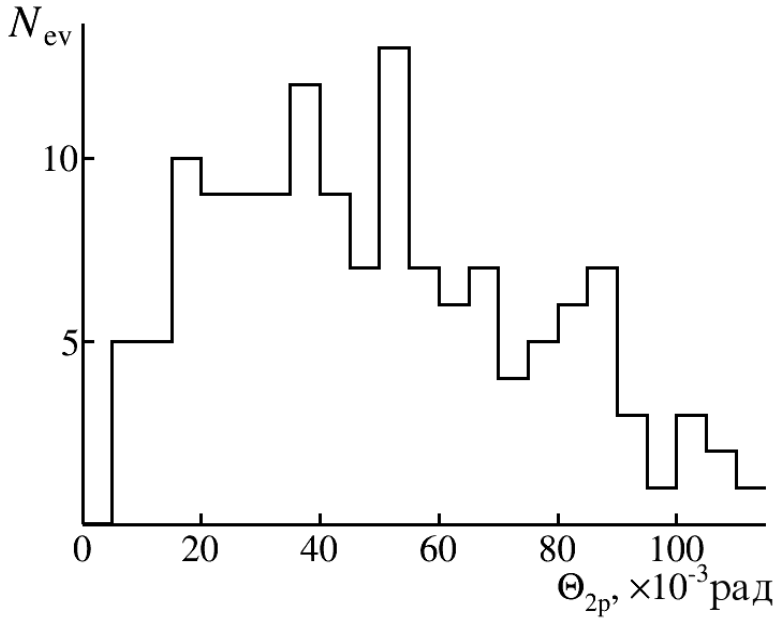

Рис. 2.8 а. Распределение по величине относительно пространственного угла Θ между *p*-частицами, в событиях «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$.

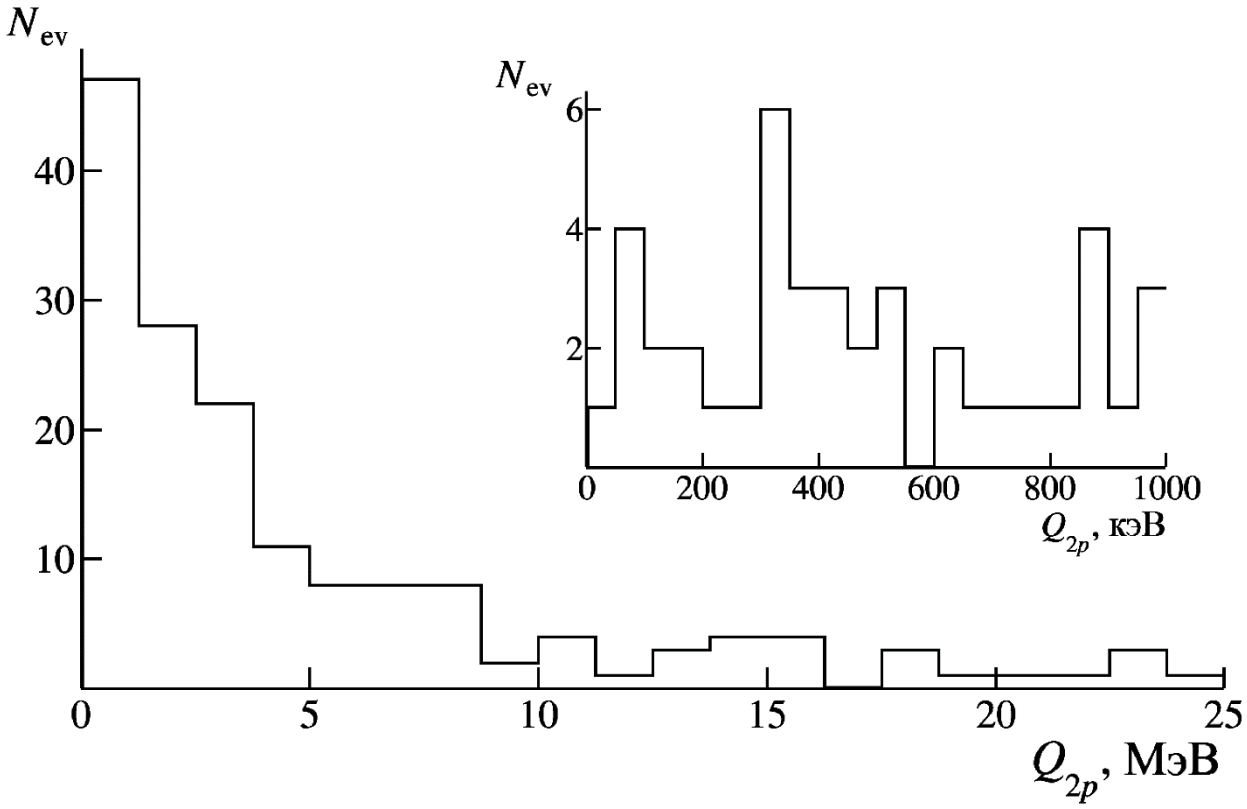

Рис. 2.8 б. Распределение «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ по энергии возбуждения Q_{2p} пар α-частиц; на вставке – увеличенное распределение Q_{2p}.

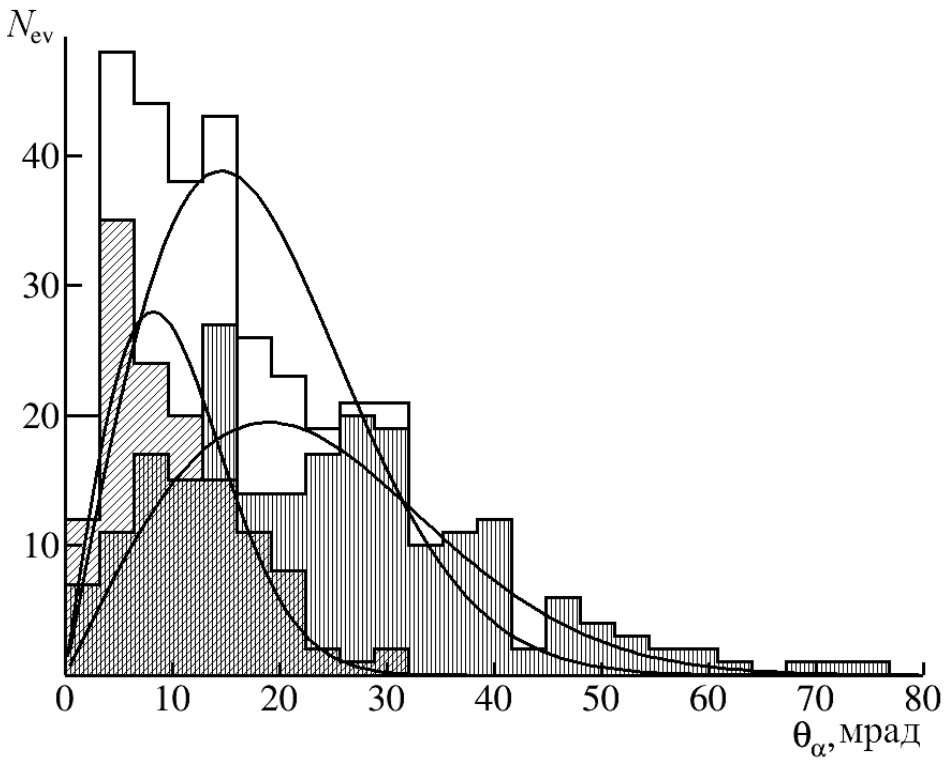

Рис. 2.9. Распределение по величине полярного угла θ *α*-частиц из «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$; наклонно заштрихованная гистограмма соответствует *α*-частицам с узкими углами разлёта из области Θ_n, а вертикально заштрихованная гистограмма – с величинами углов разлета из области Θ_{w+vw}; сплошная гистограмма – суммарное распределение.

Величина угла эмиссии α-частиц θ относительно направления первичного следа ^{10}C определяется по измерению угла погружения следа α и угла в плоскости эмульсии φ. На рис. 2.9 представлено распределение α-частиц, образующихся при фрагментации $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$, по величине полярного угла θ. Ожидалось, что экспериментальное распределение значений величин углов θ будет соответствовать распределению Релея (5) с параметром σ_θ = (17.5 ± 0.9) мрад. Выражение (5) для оценки значения параметра *σ*, получено по методу максимального правдоподобия. Максимум функции *f*(θ), достигается при θ = σ (*N* – число элементов выборки). Наилучшее описание распределения по углу θ даёт сумма двух распределений Релея с параметрами $\sigma_{\theta 1}$= (8.4 ± 0.7) мрад и $\sigma_{\theta 2}$= (21.5±1.4) мрад.

$$f(\theta) = \frac{\theta}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma^2}\right) \qquad (5)$$

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N} \theta_i^2}{2N}$$

Таблица 2.2. Параметры распределений Релея для α-частиц по величине полярного угла θ.

Угол θ, мрад	σ_θ, мрад	Относительный вес (%)	Число α-частиц
0 – 13 (Θ_n)	5.1 ± 0.5	44	88
0 – 80.8 (Θ_{w+vw})	15.9 ± 1.5	56	113

Значения углов образования *α*-частиц θ можно разделить по принадлежности *α*-частиц к одному из интервалов значений углов разлета $\Theta_{2\alpha}$ (рис. 2.7). События из интервалов Θ_w и Θ_{vw} были объединены в Θ_{w+vw}. Тогда каждое из распределений по величине полярного угла θ для *α*-частиц из этих групп описывается собственным распределением Релея. Параметры распределений представлены в табл. 2.2.

Для того лучшего описания данных из этого распределения были исключены 20 α-частиц (10 пар). Они принадлежат узким α-парам Θ_n. Эти события замечательны тем, что представляют собой случаи рассеяния узкой α-пары как целого на «большие углы» (>13 мрад). Доля таких событий составляет 17% от числа взаимодействий с малыми углами Θ_n. Они не принадлежат к компоненте фрагментации ^{10}C, для которой были бы характерны значения θ, сравнимые с углом Θ, и могут интерпретироваться как образование и рассеяние ядра ^{8}Be на тяжелом ядре мишени. Ядро ^{8}Be нередко относят к ядерным резонансам. Однако в данном случае оно проявляет себя как долгоживущее ядро. Ранее такое наблюдение было сделано для случая ^{9}Be.

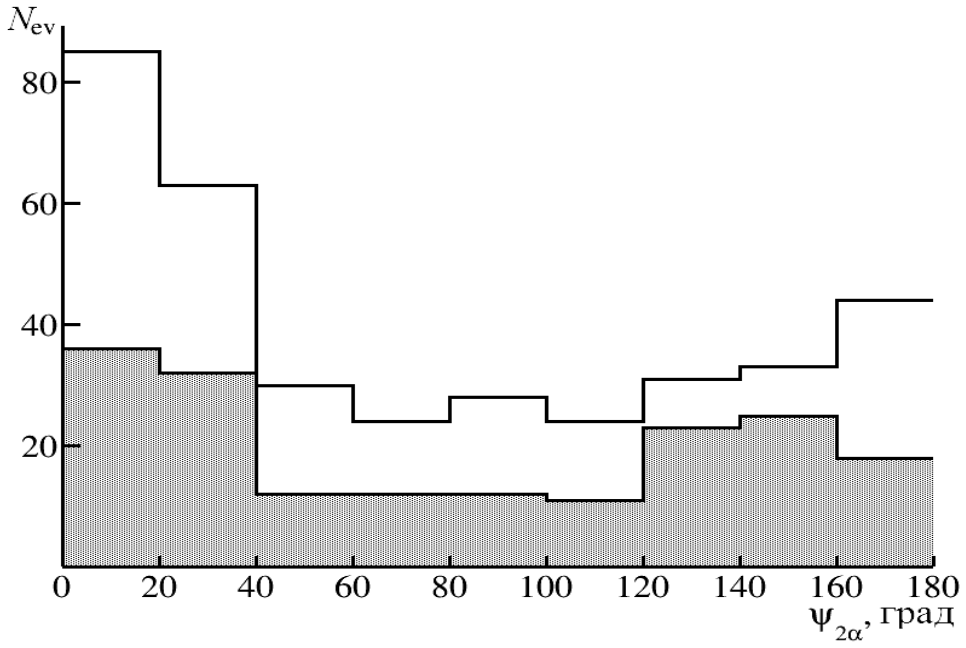

Рис. 2.10а. Распределение по величине относительного азимутального угла для пар *α*-частиц $\psi_{2\alpha}$ для «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (заштрихованная гистограмма) и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha + n$ (гистограмма без штриховки).

Действительно, средний пробег ядра ^{8}Be согласно соотношению неопределенности и его ширине должен составлять порядка нескольких сот атомных размеров. То есть, это пробег вполне реален, однако недоступен для измерения. В этом отношении ядро ^{8}Be столь же реально, как и π^0 – мезон. Наблюдение рассеяния узких α-пар указывает на рассеяние ядра ^{8}Be в когерентной диссоциации ^{10}C. С другой стороны, оно указывает на существование ^{8}Be как структурного элемента ^{10}C.

Характеристикой 2-частичных азимутальных корреляций является величина (6) – парный азимутальный угол $\psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов пары α-частиц, образующихся при фрагментации $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$.

$$\psi_{2\alpha} = \arccos\left(\vec{P}_{T1}\vec{P}_{T2} / P_{T1}P_{T2}\right) \quad (6)$$

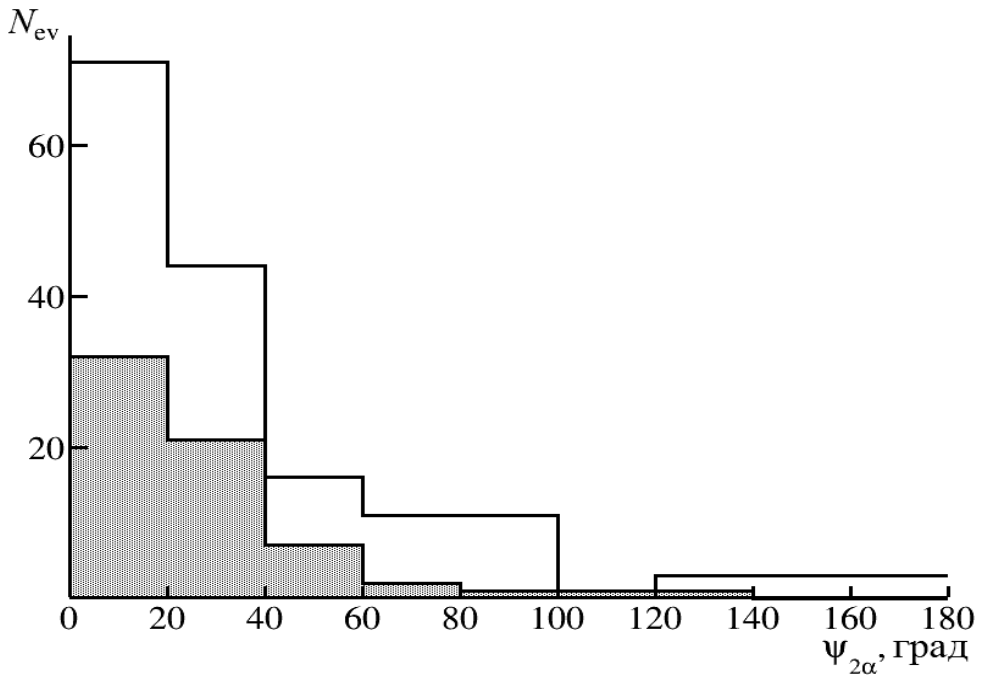

Рис. 2.10б. Распределение по величине относительного азимутального угла для пар *α*-частиц $\psi_{2\alpha}$ в области Θ_n для «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (заштрихованная гистограмма) и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha + n$ (гистограмма без штриховки).

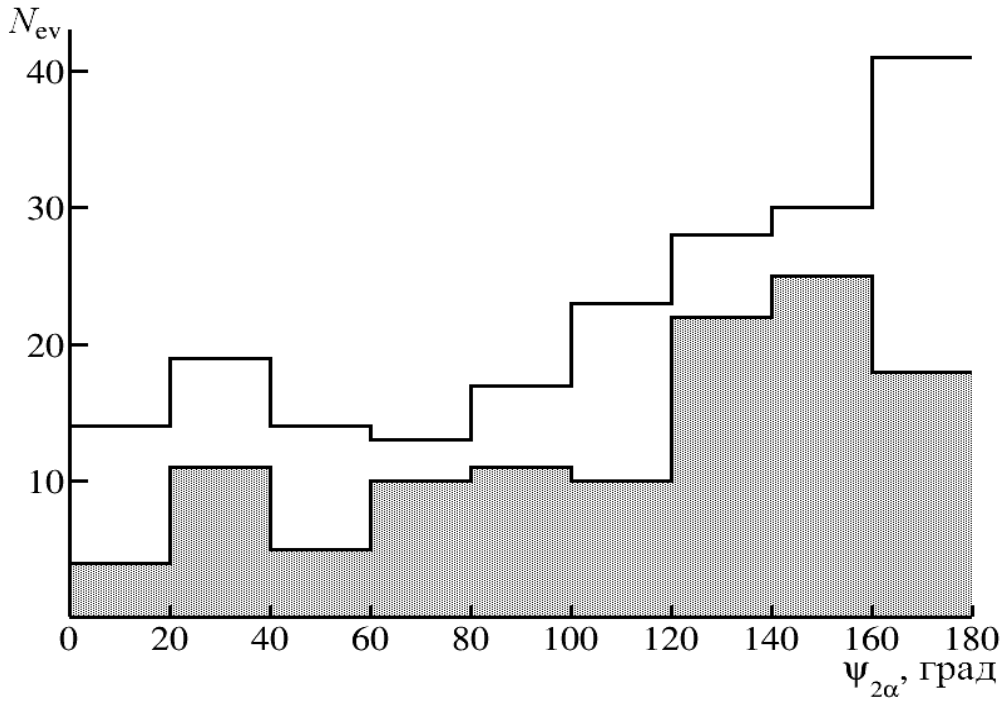

Рис. 2.10в. Распределение по величине относительного азимутального угла для пар *α*-частиц $\psi_{2\alpha}$ в области Θ_{w+vw} для «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (заштрихованная гистограмма) и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha + n$ (гистограмма без штриховки).

На рис. 2.10а-в представлены распределения «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ событий по величине относительных азимутальных углов в α-парах $\psi_{2\alpha}$ и для «белых» звезд $^{9}Be \rightarrow 2\alpha + n$ [21]. В них можно заметить качественные различия для событий с углами разлёта из групп Θ_n и $\Theta_w + \Theta_{vw}$. Узкие пары Θ_n проявляют явную корреляцию и по азимутальному углу.

§ 2.3. Сравнение со статистической моделью

Представление особенностей фрагментации, основанное на измерениях полярных углов θ вылета фрагментов, недостаточно универсально для сравнения экспериментальных данных при различных значениях энергий. Угловые измерения позволяют с большой точностью восстановить спектры поперечных импульсов фрагментов P_T согласно формуле

$$P_T \approx A_{fr}\, P_0 \sin\theta \qquad (7).$$

Наблюдаемые в л.с. значения импульсов фрагментов ядра-снаряда P_T складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-снаряда и импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (так называемый эффект отскока или “bounce off”).

Угловые измерения, выполненные для 184 «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$, позволяют оценить поперечные импульсы фрагментов согласно выражению (7). Векторные суммы компонент поперечных импульсов дают значения полного переданного импульса $P_{T2\alpha 2p}$, распределение которых представлено на рис. 2.11. Распределение этих событий по полному поперечному импульсу P_T описывается распределением Релея с параметром $\sigma_{P_T}(2\alpha + 2p) = (160 \pm 13)$ МэВ/c, значение которого характерно для дифракционной диссоциации [11].

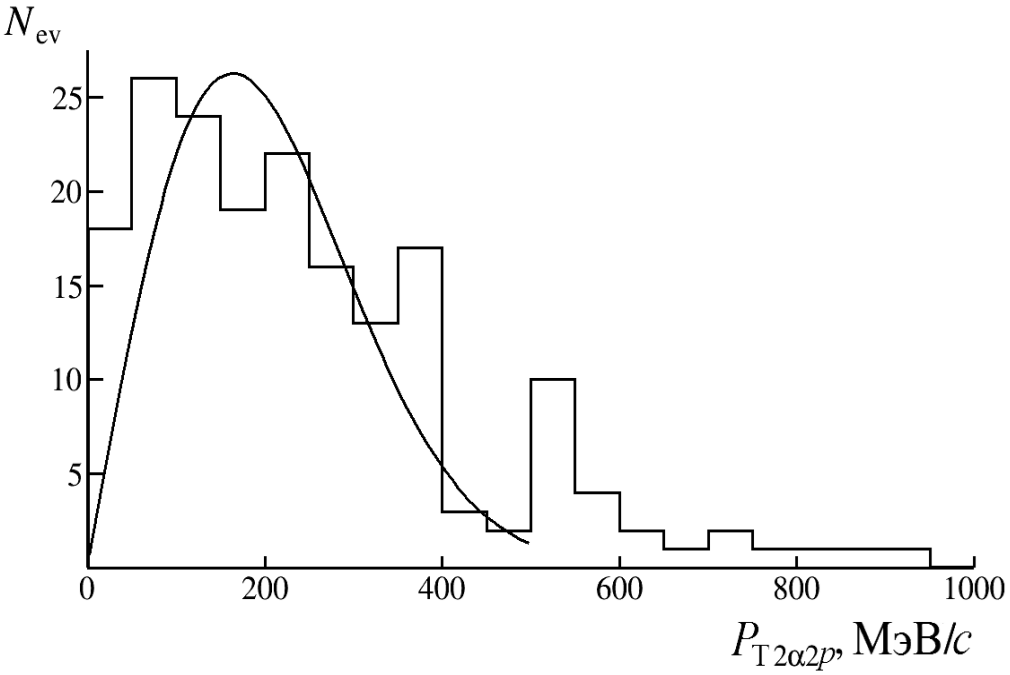

Рис. 2.11. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_{T2\alpha 2p}$ «белых» звезд $^{10}C \to 2\alpha + 2p$.

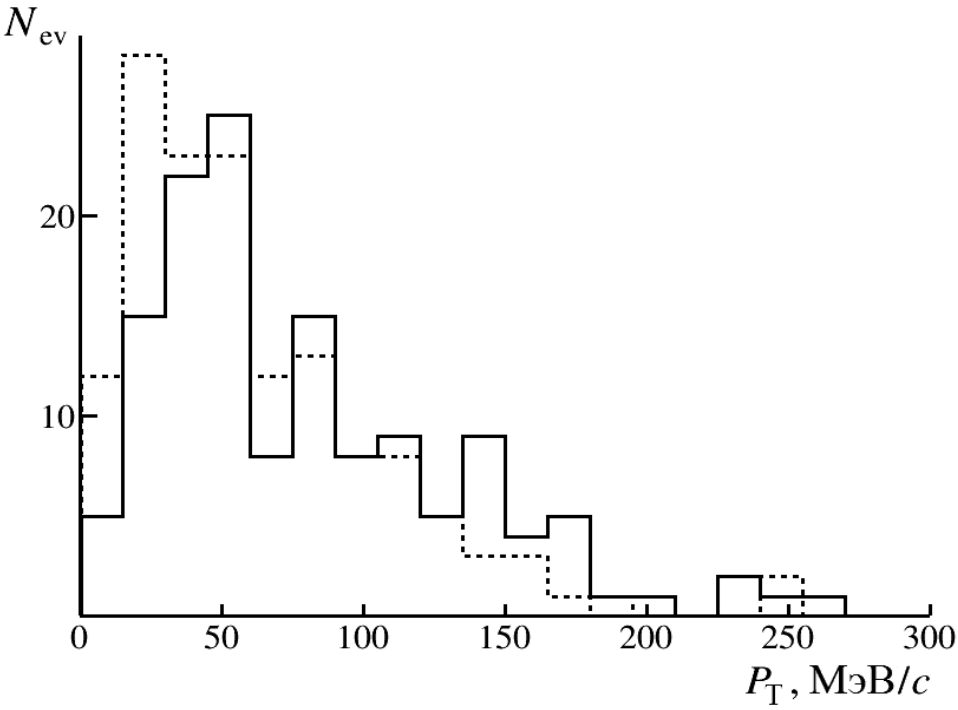

Рис. 2.12 а. Распределение по поперечному импульсу P_T пар α-частиц в области узких углов разлета Θ_n для «белых» звезд $^{10}C \to 2\alpha + 2p$ (сплошная гистограмма) и $^{9}Be \to 2\alpha + n$ (пунктирная гистограмма).

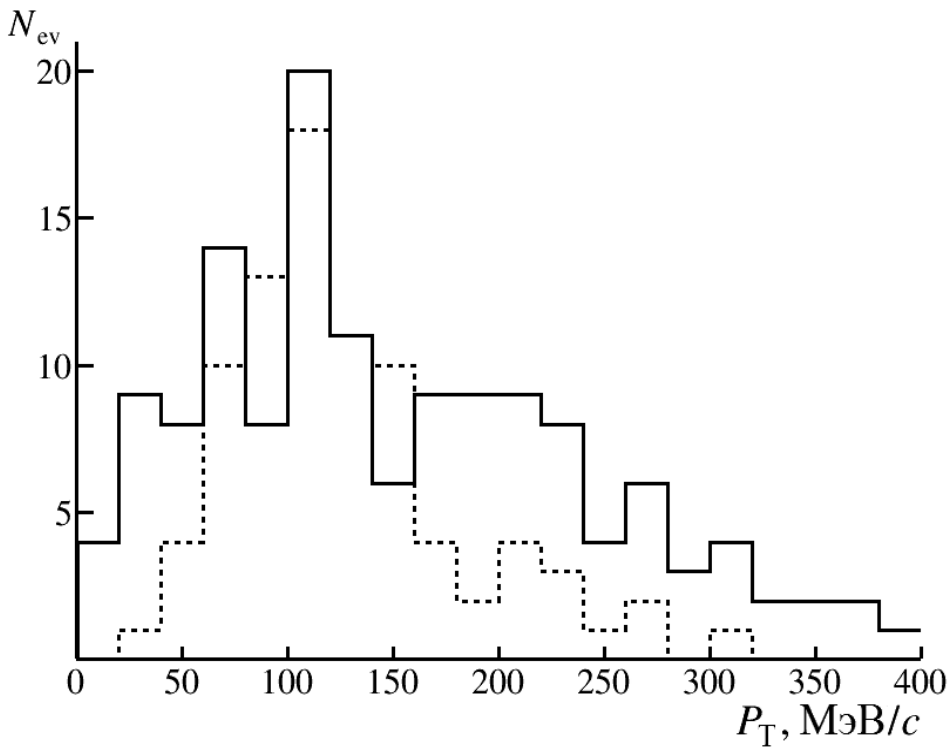

Рис. 2.12 б. Распределение по поперечному импульсу P_T в лабораторной системе пары α-частиц в области «широких» углов разлета Θ_w для «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ (сплошная гистограмма) и $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$ (пунктирная гистограмма).

На рис. 2.12а представлено распределение α-частиц по поперечному импульсу P_T в лабораторной системе координат. Так как в области углов θ до 60 мрад отношение $\sin(\theta)/\theta \rightarrow 1$, то форма P_T – спектра не отличается от случая полярных углов θ. Распределения α-частиц по P_T в лабораторной системе, описывается суммой распределений Релея с параметрами $\sigma_1(P_T) = (68 \pm 6)$ МэВ/c и $\sigma_2(P_T) = (164 \pm 10)$ МэВ/c для, соответственно, событий с узкими углами разлёта Θ_n и остальными углами Θ_{m+w+vw}.

Для интерпретации распределения α-частиц по P_T в лабораторной системе воспользуемся статистическими представлениями, используемыми для описания фрагментации [12, 13, 14, 33, 43]. Согласно статистической модели фрагментации, [31,32] зависимость дисперсии σ^2_F импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ^2_0 определяется параболическим законом Гольдхабер (1). Величина

σ^2_F может быть определена из эксперимента как квадрат параметра - σ^2 в P_T – распределении для α-частиц (формула (5)). Теоретическое значение σ^2_F может быть получено из соотношения (1) в котором A_F = 4, A_0 = 10. В данном случае предполагаем, что α-частица испускается ядром ^{10}C.

Величина σ_0 может быть определена из соотношения $\sigma_0 r_0 = \hbar/2$, где r_0 определяется радиусом ядра $R = r_0 A^{1/3}$. Значение радиуса ядра ^{10}C может быть взято из работы [44] R = 2.27 Ферми. Таким образом, могут быть определены значения величин σ_0 = 93.6 МэВ/*c*, импульса Ферми $p_F \approx 200$ МэВ/*c* и параметра распределения P_T испускаемых α-частиц $\sigma(P_T)$=153 МэВ/с.

Предположение в рамках статистической модели об испускании α-частиц фрагментирующим ядром ^{10}C не позволяет объяснить наблюдаемый вид P_T – распределения α-частиц в лабораторной системе. Теоретическое значение $\sigma(P_T)$ = 153 МэВ/*c* близко к значению $\sigma_2(P_T)$= (164 ± 10) МэВ/*c* для α-частиц с Θ_{m+w+vw}.

Если α-пары с узкими углами разлета из области Θ_n, образуются при фрагментации $^{10}C \rightarrow {}^8Be + 2p \rightarrow 2\alpha + 2p$ через основное состояние 0^+ ядра ^8Be, то предположив, что радиус ядра ^{10}C равен R = 2.49 Ферми [45], получим значение параметра P_T-распределения Релея для α-частиц σ_0 = 79.2 МэВ/*c*, что также близко к экспериментальному значению $\sigma_1(P_T)$ = (68 ± 6) МэВ/*c*. Если ограничиться событиями из области Θ_w, то значение $\sigma_2(P_T)$ изменится – $\sigma_2(P_T)$ = (128 ± 10) МэВ/*c*.

Было бы логичным предположить, что α-частицы образуются через первое возбужденное состояние 2^+ ядра ^8Be. Тогда теоретическое значение параметра Релея для распределения по P_T α-частиц, испускаемых ^8Be в 2^+ составляет $\sigma(P_T)$ = 120 МэВ/*c*, что также близко к экспериментальному значение ($\sigma_2(P_T)$ = (128 ± 10) МэВ/*c*). Таким образом, описание распределений по P_T фрагментации $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ в рамках статистической модели, как и в случае $^9Be \rightarrow 2\alpha$, требует раздельного описании распадов состояний 0^+ и 2^+ ядра ^8Be.

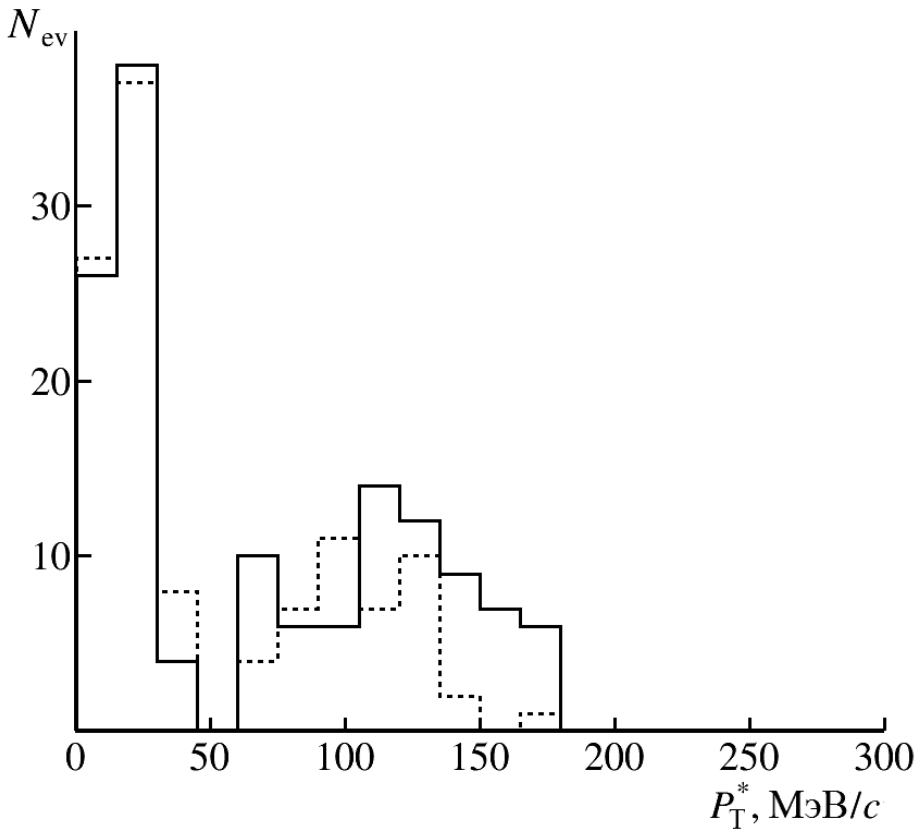

Рис. 2.13. Распределение по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс пар α-частиц в областях Θ_n и Θ_w для «белых» звезд $^{10}C \to 2\alpha + 2p$ (сплошная гистограмма) и $^{9}Be \to 2\alpha + n$ (пунктирная гистограмма).

Значение импульсов в системе 2α-частиц можно получить путем (вычитания) учета импульса, получаемого системой при взаимодействии:

$$\mathbf{P}_{Ti}^* \cong \mathbf{P}_{Ti} - \sum_{i=1}^{2} \mathbf{P}_{Ti} / 2 \quad (8)$$

Распределение α-частиц по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс α-пары, определяемому выражением (8), где P_T – поперечный импульс i-ой (i = 1,2) α-частицы в лабораторной системе, представлено на рис. 2.13. Средние значения $\langle P_T^* \rangle$ меньше, чем $\langle P_T \rangle$ в лабораторной системе, и их параметры для сравнения приведено в таб. 2.3. Средние значения величин поперечных импульсов для ядер ^{12}C, ^{14}N и ^{16}O практически одинаковы. Разница наблюдается для узких α-пар из развалов $^{10}C \to 2\alpha + 2p$ и $^{9}Be \to 2\alpha + n$.

Таблица 2.3. Сравнение характеристик α-частиц, полученных в экспериментах по ^{10}C, ^{9}Be, ^{14}N, ^{12}C и ^{16}O.

	$^{10}C \rightarrow$ $2\alpha + 2p$	$^{9}Be \rightarrow$ $2\alpha + n$	$^{14}N \rightarrow$ $3\alpha + X$	$^{12}C \rightarrow$ 2α	$^{16}O \rightarrow$ 4α
P_0, А ГэВ/с	2.0	2.0	2.86	4.50	4.50
$\langle P_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с Θ_n Θ_w $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$	 80 ± 5 155 ± 8 192 ± 9	 74 ± 4 156 ± 9 177 ± 8	152 ±14	192 ± 10	167 ±4
$\langle P_T^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с Θ_n: Θ_w: $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$:	 18.1 ± 0.9 118.5 ± 3.8 159.4 ± 7.2	 18.0 ± 0.6 105.7 ± 3.4 130 ± 9	125 ± 11	141 ± 7	145 ± 3

§ 2.4. Резюме

Выполнены измерения полярных и азимутальных углов фрагментов, а также независимые измерения углов разлета фрагментов в 184 «белых» звездах $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ и проведено их сравнение с данными для «белых» звезд $^{9}Be \rightarrow 2\alpha$, играющими в данном случае роль репера.

Как и в случае ^{9}Be, доминируют α-пары с узкими и широкими углами разлета, соответствующими распадам ядра ^{8}Be из 0^+ и 2^+ состояний с равными вероятностями. Зарегистрированы 10 случая рассеяния узких α-пар как целого на «большие углы», которые интерпретируются как образование и рассеяние ядер ^{8}Be. Корреляции α-пар по азимутальному углу разлета имеют тот же характер, что и для ^{9}Be и определяются в основном распадами ядер ^{8}Be из 0^+ и 2^+ состояний.

Распределение по полному переданному импульсу в «белых» звездах $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ имеет параметры характерные для дифракционной диссоциации. Описание распределений по поперечному импульсу α-частиц в рамках статистической

модели, как и в случае ^{9}Be, требуется раздельного описание распадов состояний 0^{+} и 2^{+} ядра ^{8}Be.

Таким образом, в части α-пар накопленный для ^{10}C массив угловых измерений демонстрирует соответствие данным для ^{9}Be и может быть использован для представления анализа в более сложных переменных.

Глава 3. Распады нестабильных ядер и редкие события

§ 3.1. Образование ядер ^{9}B

В структуре ядра ^{10}C большую роль играет нестабильное ядро ^{8}Be, что демонстрирует распределение $\Theta_{2\alpha}$ в диссоциации $^{10}C \rightarrow {}^{8}Be$. Распады основного состояния $^{+8}Be_{g.s}$ идентифицируются по принадлежности α-частичных пар к характерной области наименьших углов разлёта $\Theta_{2\alpha}$, ограниченной при импульсе $2{\cdot}A$ ГэВ/c условием $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад. Очевидно, что такое определение не является универсальным. Для представления распадов предложено использовать распределение по инвариантной массе ансамблей фрагментов, определенное по углам разлета фрагментов в приближении сохранения ими продольного импульса, с вычетом массы начального ядра. Ранее анализ спектров $Q_{2\alpha}$ при фрагментации релятивистских ядер ^{9}Be позволил надежно выявить образование несвязанных ядер ^{8}Be в основном и первом возбужденном состоянии [20, 21].

$$
\begin{aligned}
&A = 4,\ P_0 = 2.0 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c,\ \ \mathrm{m}_\alpha = 3.728\ \text{ГэВ}\\
&P_x = P_0 \cdot A \cdot \cos\alpha \cdot \cos\varphi\\
&P_y = P_0 \cdot A \cdot \cos\alpha \cdot \sin\varphi\\
&P_z = P_0 \cdot A \cdot \sin\alpha\\
&P_{\mathrm{Tot}} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \qquad\qquad (9)\\
&E_\alpha = \sqrt{P_0^2 \cdot A^2 + \mathrm{m}_\alpha^2}\\
&\Theta_{\alpha_1\alpha_2} = \frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{\mathrm{Tot}1} \cdot P_{\mathrm{Tot}2}}\\
&Q_{2\alpha} = \sqrt{2 \cdot \left[\mathrm{m}_\alpha^2 + E_\alpha^2 - P_{\mathrm{Tot}1} \cdot P_{\mathrm{Tot}2} \cdot \cos(\Theta_{\alpha_1\alpha_2})\right]} - 2 \cdot \mathrm{m}_\alpha
\end{aligned}
$$

На рис. 3.1 приведено распределение событий канала $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар 2α и $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ определяемой по формуле (9). Как и в случае $^{9}Be \rightarrow {}^{8}Be_{g.s} \rightarrow 2\alpha$, для 68 «белых» звезд в канале $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ наблюдаются α-частичные пары с углами разлета $\Theta_{2\alpha}$ не превышающими 10 мрад (рис. 2.7.вставка) при $\langle\Theta_{2\alpha}\rangle = (4.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ рад.

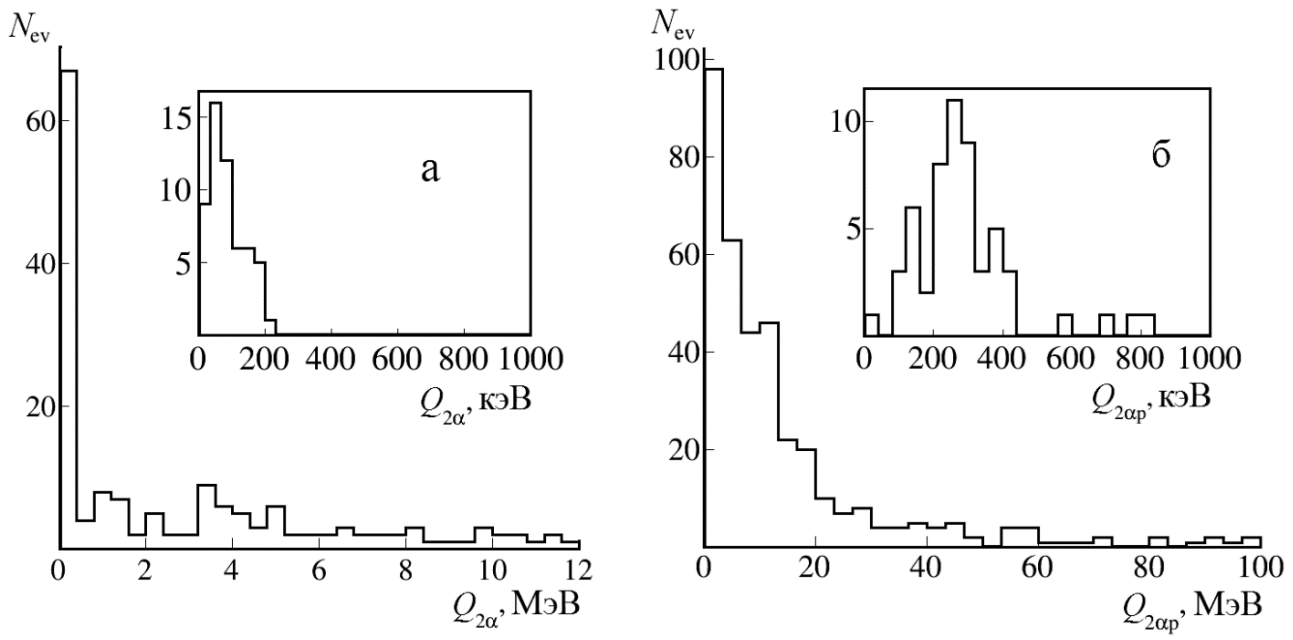

Рис. 3.1. Распределение «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар α-частиц; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$ (a); распределение событий $Q_{2\alpha p}$ троек 2α + p; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$ (b).

Распределение $Q_{2\alpha}$ (рис. 3.1 а) позволяет заключить, что в этих событиях образовались ядра $^{8}Be_{g.s.}$, что подтверждается их средним значением $<Q_{2\alpha}> = (63 \pm 30)$ кэВ при RMS равном 83 кэВ (по вставке на рис. 3.1 а).

В свою очередь, распределение для троек 2α + p величин $Q_{2\alpha p}$ (рис. 3.1 б) указывает на то, что 57 событий диссоциации $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ из 184 сопровождается образованием несвязанного ядра ^{9}B. Среднее значение $<Q_{2\alpha p}> = (254 \pm 18)$ кэВ и RMS равном 96 кэВ (по вставке на рис. 3.1b) близки к значениям энергии и ширины распада $^{9}B_{g.s.} \rightarrow {}^{8}Be_{g.s.} + p$. Четкая корреляция между значениями величин $Q_{2\alpha}$ и $Q_{2\alpha p}$ для данной группы событий указывает на каскадный характер процесса $^{10}C \rightarrow {}^{9}B \rightarrow {}^{8}Be$. В двух случаях образование обоих протонов удовлетворяет распаду $^{9}B_{g.s.}$. Таким образом, в структуре ядра ^{10}C с вероятностью около (30 ± 4) % проявляется ядро ^{9}B, а ядро ^{8}Be проявляет себя только как компонента ^{9}B.

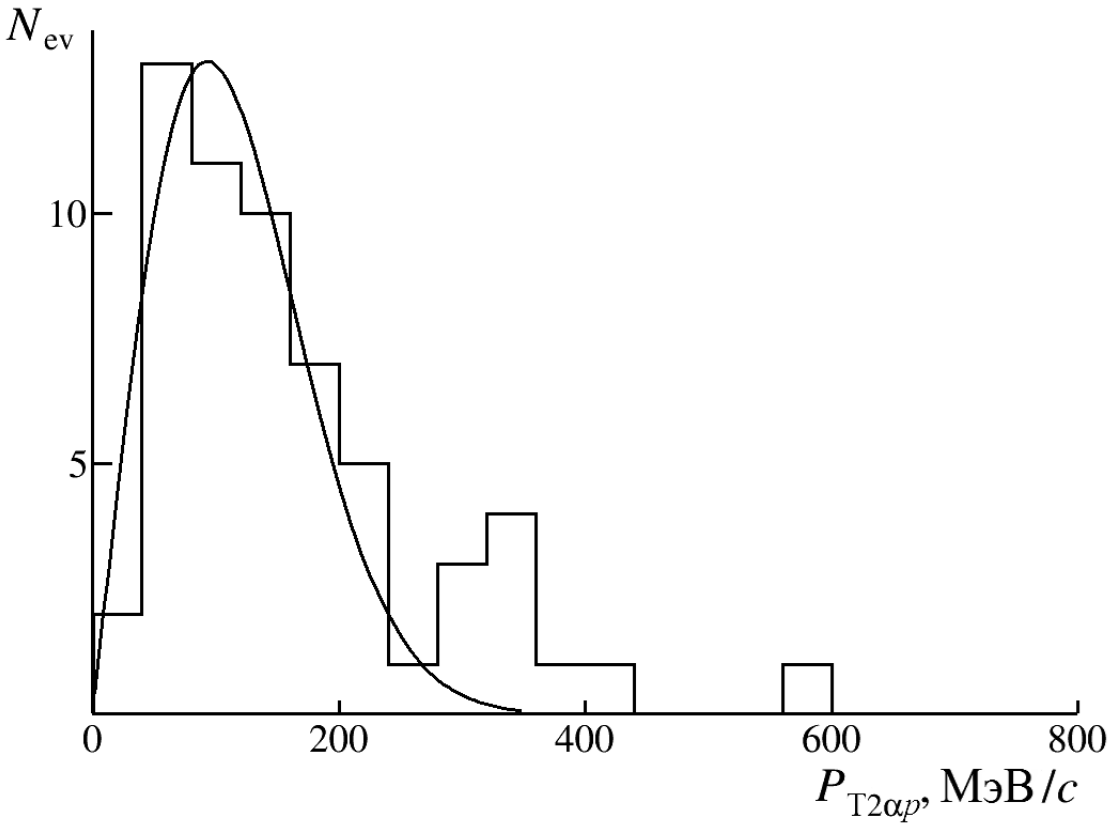

Рис. 3.2. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_{T2\alpha p}$ троек 2α + p из распадов ядер ^{9}B, образованных в «белых» звездах ^{10}C → 2α + 2p; сплошная линия – расчет по статистической модели.

В пользу этого утверждения свидетельствует распределение по полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha p}$ троек 2α + p из «белых» звезд ^{10}C → ^{9}B (рис. 3.2). Для группы из 47 событий (82%) величина σ_{PT}(^{9}B) составляет (92 ± 15) МэВ/c, что соответствует значению 93 МэВ/c, ожидаемому в статистической модели [31,32]. В рамках этой модели радиус области испускания внешнего протона ядром ^{10}C равен R_p = (2.3 ± 0.4) Ферми, что не противоречит значению, извлеченному из данных по измерению неупругого сечения на основе модели геометрического перекрытия [46]. Сравнение распределения по полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha 2p}$ «белых» звезд ^{9}B + p не выявляет его отличия от случая для полной статистики всех четверок 2α + 2p из «белых» звезд ^{10}C → 2α + 2p (рис. 3.3).

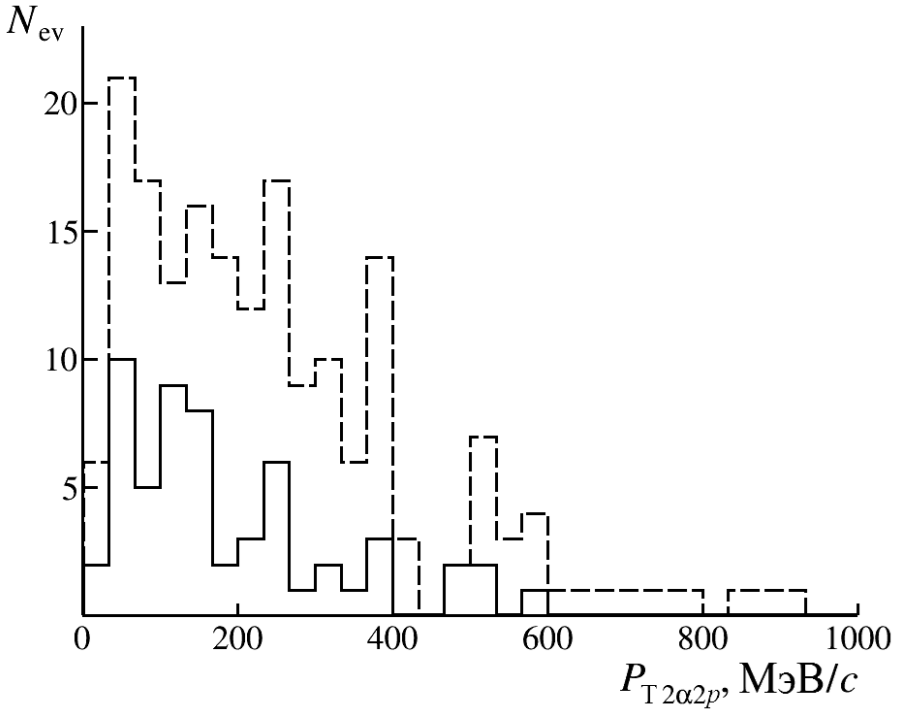

Рис. 3.3. Распределение по полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha 2p}$ «белых» звезд ^{9}B + p (сплошная гистограмма) и всех четверок 2α + 2p из «белых» звезд ^{10}C → 2α + 2p (пунктирная гистограмма).

Оценки σ_{PT9B} и R_p можно сравнить с данными по фрагментации ядра ^{10}C в ядро ^{9}C. К таким событиям отнесены взаимодействия, в которых образуются фрагменты ядер мишени, а тяжелый фрагмент сохраняет заряд первичного ядра. В 21 взаимодействии такого типа наблюдалось не более одной b- или g-частицы, что позволяет сопоставить их случаям выбивания нейтронов из ядер ^{10}C ядрами водорода из состава ЯЭ. На рис. 3.4 представлено распределение по поперечному импульсу ядер ^{9}C P_{T9C}, которому соответствует σ_{PT9C} = (224 ± 49) МэВ/c. Таким образом, спектр P_{T9C} ядер ^{9}C оказывается существенно более жестким, чем спектр $P_{T2\alpha p}$ для ядер ^{9}B. Этот факт связан с выбиванием нейтронов, существенно более сильно связанных, чем внешние протоны. Оценка радиуса области выбивания нейтрона по статистической модели составляет (1.0 ± 0.2) Ферми. Конечно, эта модель не учитывает кластеризацию нуклонов в ядре ^{10}C. Тем не менее, она дает указание на то, что пространственное распределение нейтронов в ядре ^{10}C является более компактным, чем распределение протонов.

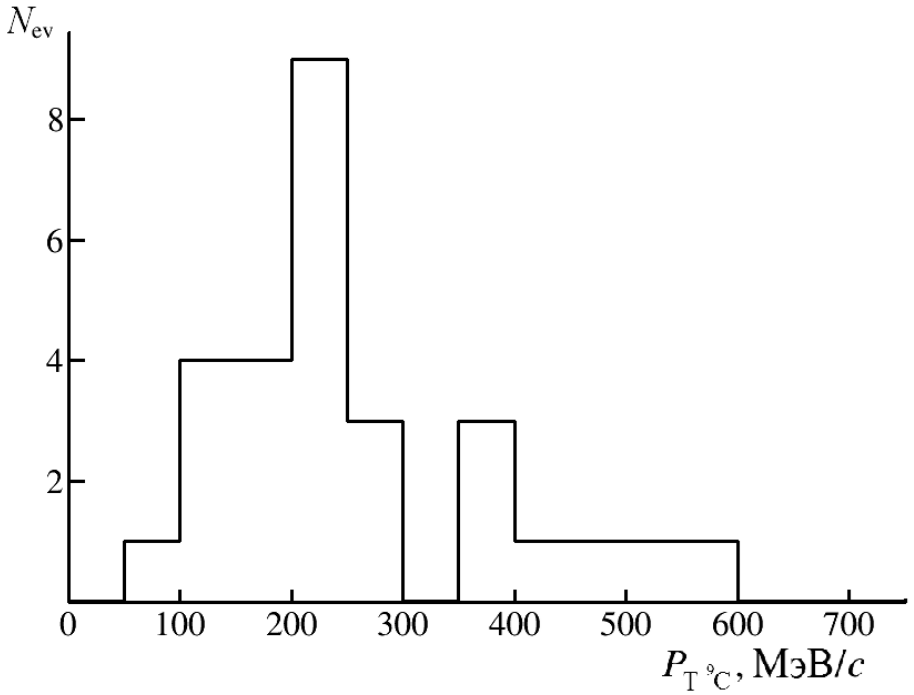

Рис. 3.4. Распределение по поперечному импульсу P_{T9C} ядер ^9C в реакции фрагментации $^{10}C \rightarrow {}^9C$.

§ 3.2. Случаи рассеяния ядер ^9B

На рис. 3.5 представлено распределение по углу образования ядер ^9B θ_{9B} (аналог $P_{T2\alpha p}$). Среднее значение $<\theta_{9B}>$ составляет 9.2 ± 0.8 мрад при RMS равном 6.2 ± 0.6 мрад. В распределении θ_{9B} обращает на себя внимание 10 событий с $\theta_{9B} > 13$ мрад ($P_{T2\alpha p} > 250$ МэВ/c). В этих событиях 2α + p соответствуют упомянутыми (Глава 2, § 2.2) рассеяниям на «большие» углы узких α-пар как целого (свыше 13 мрад). При исключении этих 10 событий, среднее значение $<\theta_{9B}>$ уменьшается до 6.7 ± 0.4 мрад при RMS = (3.1 ± 0.3) мрад. Доля этих событий составляет 17% от числа взаимодействий с малыми углами Θ_n. Они не принадлежат к компоненте фрагментации ^{10}C, для которой были бы характерны значения θ, сравнимые с углом Θ, и могут интерпретироваться как образование и рассеяние ядра ^9B на тяжелом ядре мишени. Для примера на рис. 3.6. представлена трехмерная картина одного из событий, восстановленная по измеренным данным.

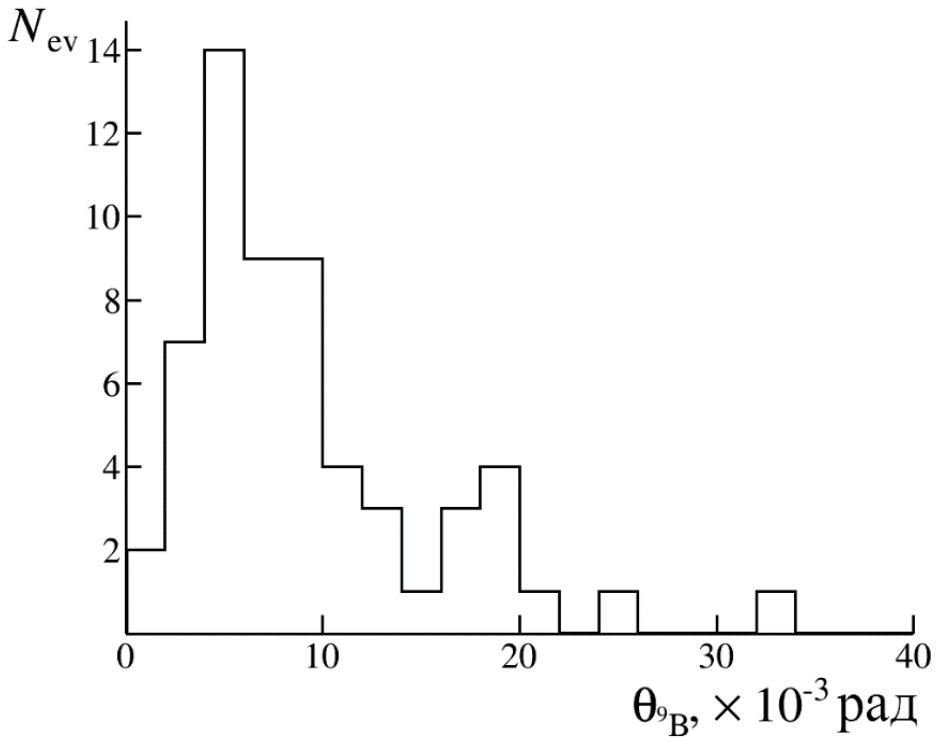

Рис. 3.5. Распределение по углу испускания ядер ^{9}B в «белых» звездах ^{10}C → 2α + 2*p*.

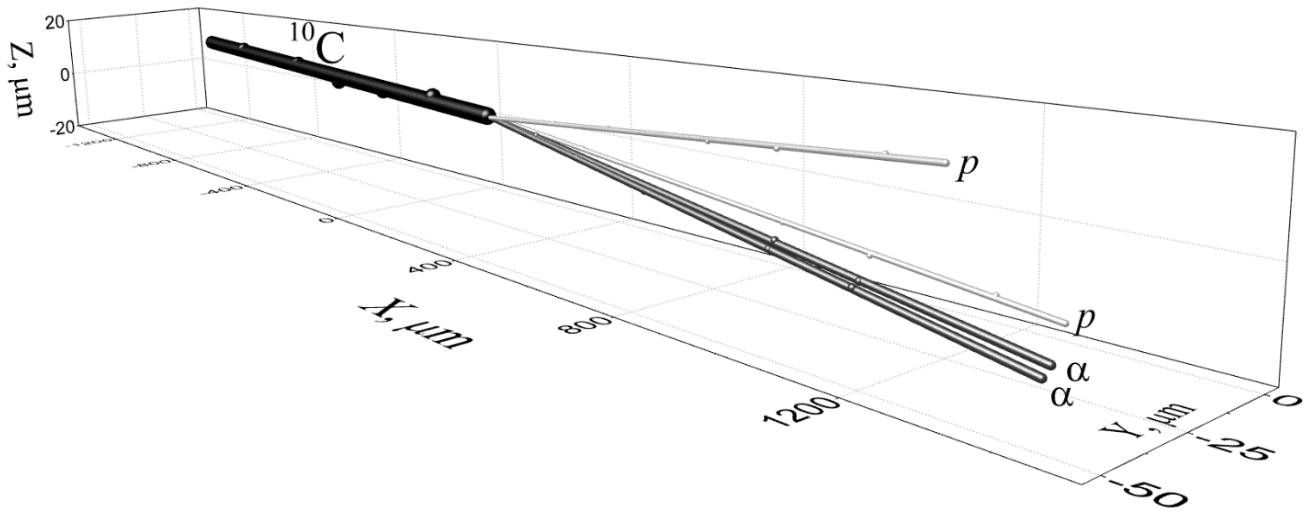

Рис. 3.6. 3-мерная картина направлений вылета ядра ^{9}B (2α + *p*) на большие углы в «белых» звездах ^{10}C → ^{9}B + *p* (событие № 602-04-11).

Имея время жизни на два порядка меньшее, чем ^{9}Be, ядро ^{9}B еще с большим основанием относят к резонансам. Средний пробег ядра ^{9}B составляет порядка размера атома. Однако, и это нестабильное ядро, представляющее собой ядерно-молекулярную ассоциацию из пары реальных альфа-частиц и протона, проявляет себя как достаточно долгоживущее ядро. Факт его рассеяния подтверждает

существование ^{9}B как структурного элемента ^{10}C. Изучение такого рассеяния лежит вне возможностей метода ЯЭ, который дает только указание на его существование. Оно осуществимо методами электронного эксперимента, поскольку продукты распада ^{9}B в данном случае выходят из пучка и конуса фрагментации ядра ^{10}C.

§ 3.3. Отражение ядерных резонансов

Распределение углов разлета $\Theta_{\alpha p}$ для 184 измеренных событий позволяет оценить вклад в диссоциацию ^{10}C распадов резонанса «^{5}Li» по каналу «^{5}Li$_{g.s.}$» → α + *p* (рис. 3.7). Его вклад из анализа распределений по энергии возбуждения $Q_{\alpha p}$ и $\Theta_{\alpha p}$ оценивается на уровне 93 событий (50.5 %). На рисунке рис. 3.8 значение для данных событий представлены в виде пунктирной гистограммы. Соответствующие значения углов лежат в области $(20 < \Theta_{\alpha p} < 45) \times 10^{-3}$ рад.

Пары α*p* в интервале $(20 < \Theta_{\alpha p} < 45) \times 10^{-3}$ рад (рис. 3.7) группируются в области $Q_{\alpha p}$, отвечающей распадам «^{5}Li». Среднее значение этого распределения равно (1.8 ± 0.1) МэВ и RMS равном 0.7 МэВ, что согласуется с массой (1.7 МэВ) и шириной (1.0 МэВ) резонанса «^{5}Li». Согласно гауссиану с параметрами резонанса (рис. 3.8) около 126 пар α*p* не противоречат предположению о распаде резонанса «^{5}Li$_{g.s.}$». В 25 событиях комбинации $\alpha_1 p_1$, $\alpha_2 p_2$ не противоречат парному рождению резонансов «^{5}Li». Для примера на рис. 3.9. представлена трехмерная картина одного из событий – рождение парных резонансов «^{5}Li», восстановленная по измеренным данным.

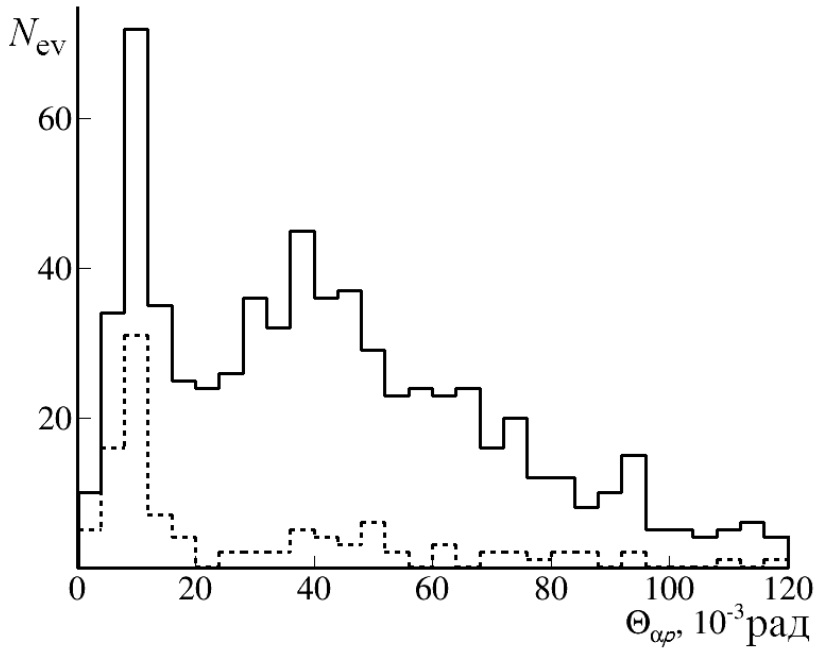

Рис. 3.7. Распределение по углу разлета $\Theta_{\alpha p}$ между фрагментами α и *p* – сплошная гистограмма; пунктирная гистограмма – распределение $\Theta_{\alpha p}$ с образованием ^{9}B.

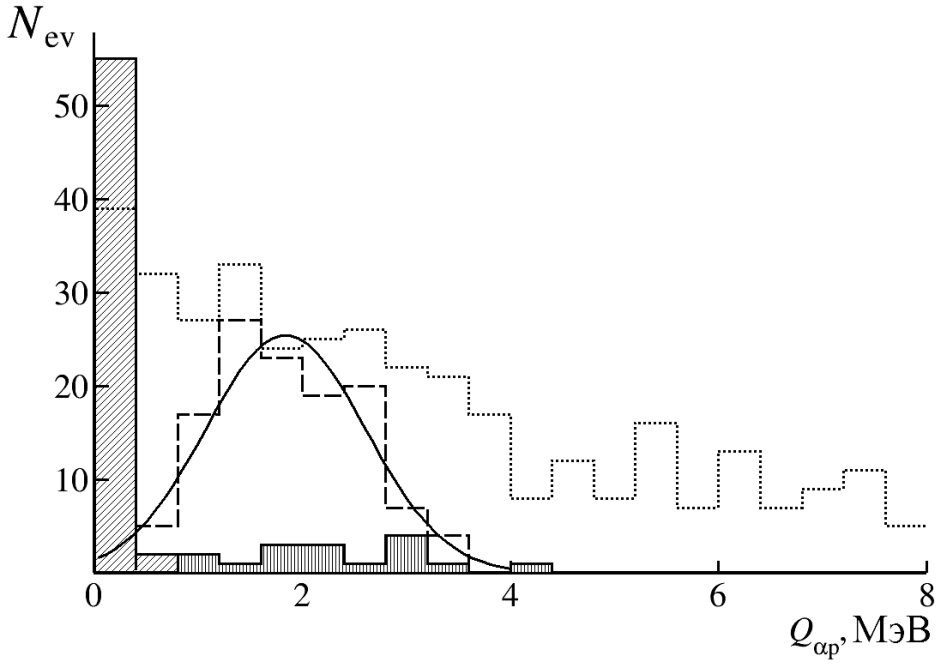

Рис. 3.8. Распределение по энергии возбуждения пар фрагментов *α* и *p* в «белых» звездах ^{10}C → 2α + 2*p*. Наклонно штрихованная гистограмма – $Q_{\alpha p}$ в событиях с образованием ^{9}B; вертикально штрихованная гистограмма – $Q_{\alpha p}$ в событиях с образованием ^{9}B с участием второго протона; точечная гистограмма – $Q_{\alpha p}$ в событиях без образования ^{9}B; пунктирная гистограмма – возможное положение резонанса «^{5}Li» при условии $(20 < \Theta_{\alpha p} < 45) \times 10^{-3}$ рад и без образования ^{9}B.

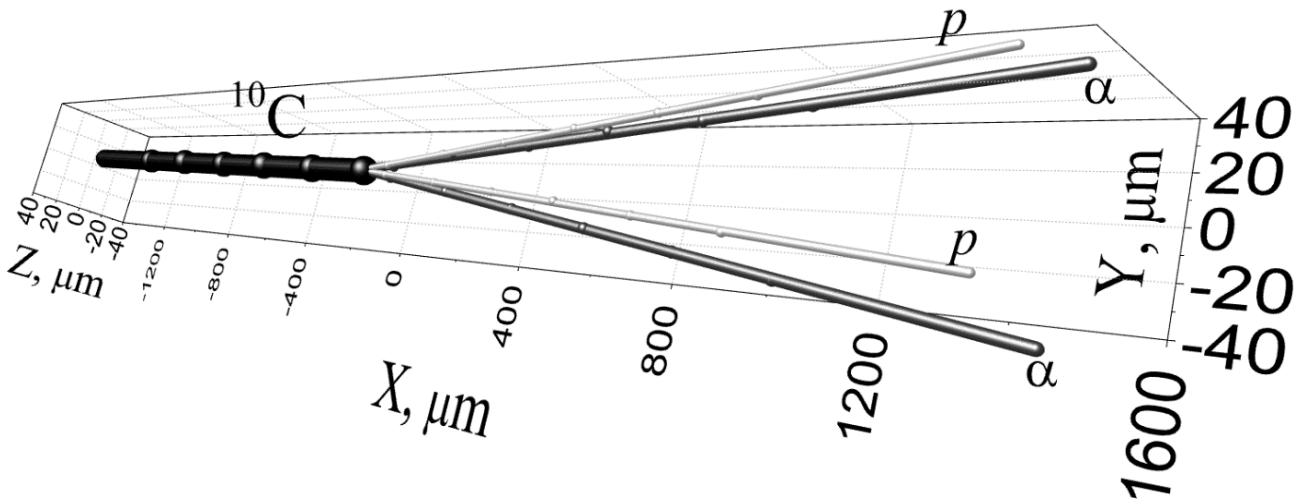

Рис. 3.9. Направления вылета пар «2^{5}Li» (α + *p*) на большие углы в «белой» звезде ^{10}C → «^{5}Li» → α + *p* (событие № 602-10-64).

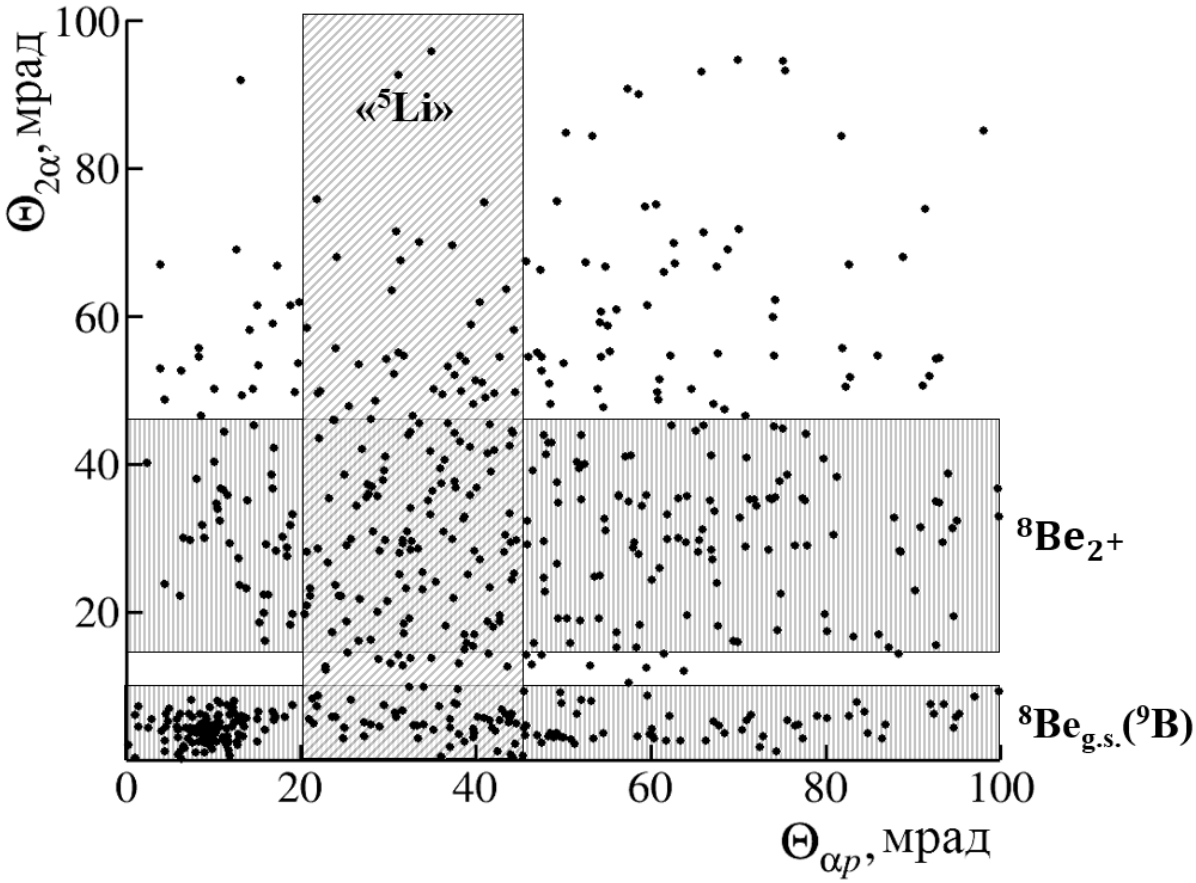

Рис. 3.10. Распределения по углам разлета между α-частицами $\Theta_{2\alpha}$ и парами α*p* $\Theta_{\alpha p}$ в «белых» звездах ^{10}C → 2α + 2*p*.

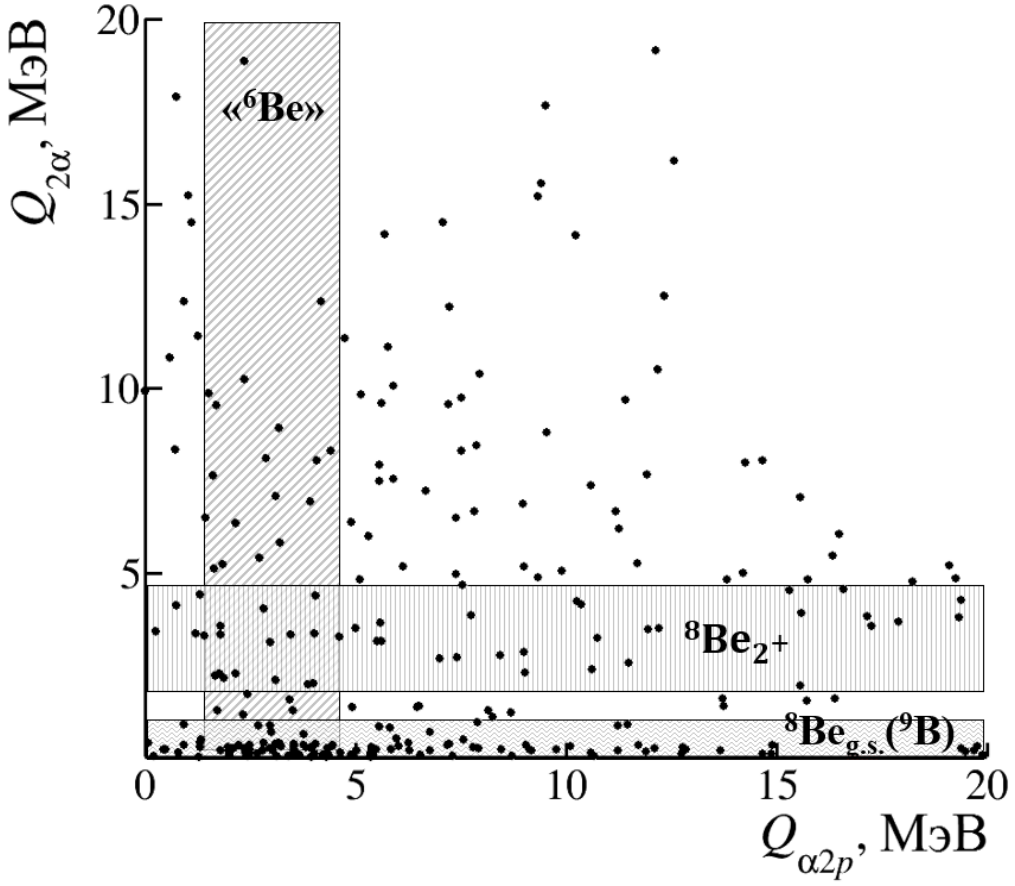

Рис. 3.11. Распределение по энергии пар α-частиц $Q_{2\alpha}$ и троек α2*p* $Q_{\alpha 2p}$ в «белых» звездах ^{10}C → 2α + 2*p*.

В распределении $Q_{\alpha p}$ (рис. 3.8) имеется заметный вклад значений, меньших по отношению к максимуму. Своим происхождением он может быть, обязан распадам резонанса «^{6}Be». В распределении троек α2*p* по $Q_{\alpha 2p}$ при условии $0 < \Theta_{\alpha p} <$ 20 мрад и без образования ядра ^{9}B примерно 34 события (18.5 %) можно отнести к распадам «^{6}Be» (рис. 3.11).

Интерпретация долей статистики, связанной с резонансами ^{5}Li и ^{6}Be, носит ориентировочный характер и может служить в качестве верхних оценок для будущих исследований. Необходимо привлечение данных по когерентной диссоциации ядра ^{7}Be в ЯЭ, в которой эти резонансы проявятся с большей определенностью. Однако исследование ядра ^{7}Be только происходит в настоящее время [47].

§ 3.4. Диссоциация глубоко связанных состояний

Согласно распределению «белых» звезд по зарядовым конфигурациям фрагментов $\Sigma Z_{fr} = 6$, представленному в Главе I, для ядер ^{10}C наблюдались редкие события в каналах He + 4H (5.3%), 3He (5.3%), 6H (4%), Be + He (2.6%) (табл. 3.1). Несмотря на небольшую статистику представленных мод диссоциации, факты их наблюдения полезны для оценки роли глубоко связанных конфигураций в структуре ^{10}C.

Для каналов 3He и Be + He по измерениям $P\beta c$ удалось выполнить полную идентификацию изотопов He. При определении заряда таких фрагментов с $Z_{fr} > 2$ использовался метод счета δ-электронов. Далее, в предположении сохранения числа нуклонов до и после взаимодействия фрагменту приписывалось недостающее массовое число. Конечно, условие стабильности данного ядра дает определенность.

В идентифицированных событиях $^{10}C \rightarrow 2^3He + {}^4He$ и $^{10}C \rightarrow {}^7Be + {}^3He$ были измерены полярные углы образования фрагментов θ. Распределения θ описываются распределением Релея (σ_θ) с параметрами, приведенными в таблице 3.2. Параметры распределений по поперечному импульсу в каналах с отделением одиночных нуклонов He, H и для сравнения ожидаемые значения, извлеченные из статистической модели, приведены в таблице 3.3. Для сравнения приведены параметры подобных распределений из других работ по проекту БЕККЕРЕЛЬ [21, 23, 24, 48]. Для сравнения также приведены параметры распределений по полному поперечному импульсу $\sum P_T$ по каналам диссоциации ядра ^{10}C в таблице 3.4.

Таблица 3.1. Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws}.

Канал	N_{ws}	%
He + 4H	12	5.3
3He	12	5.3
6H	9	4.0
Be + He	6	2.6
B + H	1	0.4
Li + 3H	1	0.4

Таблица 3.2. Параметры распределений фрагментов по полярному углу вылета θ.

Канал	Фрагмент	<θ>, мрад	σ_θ, мрад	Число частиц
$2^3He + {}^4He$	^4He	11 ± 1.3	8.6 ± 2	12
	^3He	30 ± 2.5	23.5 ± 4	24
$^7Be + {}^3He$	^7Be	7.7 ± 1.9	6.4 ± 3	6
	^3He	11.7 ± 2	9.0 ± 4	6

Таблица 3.3. Параметры экспериментальных распределений по поперечному импульсу в каналах с отделением одиночных нуклонов σ_{exp} и сравнительные значения, извлеченные из статистической модели (σ_{PT}).

Канал	$P_{T(Zfr=1,2)}$, МэВ/*c*	σ_{exp}, МэВ/*c*	σ_{PT}, МэВ/*c*
$^{10}C \to {}^9B + p$	91 ± 6	39 ± 4	93
$^{10}C \to {}^7Be + {}^3He$	69 ± 12	30 ± 9	143
$^{12}N \to {}^{11}C + p$	97 + 32	64 ± 23	90
$^9Be \to {}^8Be(0^+)$	71 ± 8	91 ± 5	81
$^9Be \to {}^8Be(2^+)$	127 ± 6	56 ± 4	119
$^8B \to {}^7Be + p$	66 ± 12	58	75
$^9C \to {}^8B + p$	77 ± 14	51 ± 10	76

Таблица 3.4. Параметры распределений по полному поперечному импульсу $\sum P_T$ по каналам диссоциации ядра ^{10}C.

Канал	N_{ev}	$\sum P_T$, МэВ/*c*	RMS, МэВ/*c*
$^{10}C \to 2\alpha + 2p$ (все соб.)	184	253 ± 14	193 ± 10
$^{10}C \to 2\alpha + 2p$ (без ^9B)	127	283 ± 18	205 ± 13
$^{10}C \to {}^9B + p$	57	185 ± 19	142 ± 13
$^{10}C \to {}^7Be + {}^3He$	6	133 ± 27	65 ± 19
$^{10}C \to {}^4He + 2^3He$	12	287 ± 28	96 ± 20

§ 3.5. Резюме

Выполнен анализ распределений по инвариантной массе троек и пар фрагментов из 184 «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$. Для 57 троек $2\alpha + p$ установлено их образование через распады ядер ^{9}B. Реконструкция идентификация релятивистского ядра ^{9}B выполнена впервые. Случаи образования ядер ^{8}Be полностью соответствуют каскадному процессу $^{10}C \rightarrow {}^{9}B \rightarrow {}^{8}Be_{g.s.}$. Сделан вывод о том, что в структуре ядра ^{10}C с вероятностью около (30 ± 4) % проявляется ядро ^{9}B, а ядро ^{8}Be в основном состоянии 0^{+} проявляет себя только как компонента ^{9}B. Распределение по поперечному импульсу ядер ^{9}B описывается распределением Релея с параметром (92 ± 15) МэВ/*c*. Эта величина соответствует статистической модели. 10 случаев образования ядер ^{9}B фрагментации ^{10}C интерпретируются как рассеяние ядра ^{9}B на тяжелом ядре мишени.

«Оставшаяся» статистика «белых» звезд $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ может иметь двоякую интерпретацию. В основном она должна соответствовать распадам основы ^{10}C в виде ядра ^{8}Be в состоянии 2^{+}, а, кроме того, определяться распадами резонансов ^{5}Li и ^{6}Be. Интерпретация пар αp и троек $\alpha 2p$, как связанных с резонансами ^{5}Li и ^{6}Be, носит ориентировочный характер и может служить в качестве верхних оценок. Для обоснованного разделения этих долей необходимо прямое определение параметров этих резонансов в когерентной диссоциации ядра ^{7}Be.

Обнаружены редкие события диссоциации, указывающие на существование в ядре ^{10}C глубоко связанных кластерных состояний $^{7}Be + {}^{3}He$ и $2{}^{3}He + {}^{4}He$ с весом 8%. С вероятностью 4% наблюдались события полной когерентной диссоциации ядер ^{10}C на шесть ядер водорода.

Заключение

В представленном исследовании изучены особенности структуры радиоактивного ядра ^{10}C в процессах его когерентной диссоциации при энергии 1.2 ГэВ на нуклон. Оригинальность сделанных наблюдений, их уникальная детальность и рекордное угловое разрешение обеспечены применением ядерной эмульсии на вторичном пучке релятивистских ядер нуклотрона ОИЯИ. Основные выводы состоят в следующем.

1. Обеспечен поиск ядерных взаимодействий на длине порядка 1088 метров в слоях ядерной эмульсии, облученной в смешанном пучке, релятивистских ядер ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be. Сканирование позволило отобрать 227 событий когерентной диссоциации ядер углерода ^{10}C, не сопровождаемых образованием фрагментов мишени и рождением мезонов.

2. Установлено, что число событий в канале диссоциации с двумя ядрами гелия и двумя ядрами водорода составляют 82% от общего числа найденных событий когерентной диссоциации ядра ^{10}C. Лидирование этого канала соответствует представлениям о структуре изотопа ^{10}C и подтверждает правильность формирования пучка. Среди изотопов He и H, в канале $^{10}C \rightarrow 2He + 2H$ присутствуют в основном изотопы ^{4}He и ^{1}H, что подтверждается методом идентификации по многократному кулоновскому рассеянию.

3. Для массива из 184 событий когерентной диссоциации ядер $^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$ осуществлены измерения полярных и азимутальных углов вылета фрагментов, а также относительных пространственных углов разлета фрагментов.

4. Установлено, что в распределении по инвариантной массе приблизительно 60 событий в канале два альфа и два протона соответствуют каскадному распаду ядра ^{9}B через ядро ^{8}Be. Таким образом, в структуре ядра ^{10}C с вероятностью не менее чем (30 ± 4) % проявляется нестабильное ядро ^{9}B, а нестабильное ядро ^{8}Be проявляет себя только как компонента ^{9}B. Этот вывод подтверждается распределением по полному поперечному импульсу ядер ^{9}B, которое в основной части описывается распределением Релея с параметром (92 ± 15) МэВ/*c*,

соответствующим статистической модели. Обнаружены 10 событий рассеяния ядра ^{9}B за пределы конуса фрагментации.

5. Обнаружены редкие события диссоциации, указывающие на существование в ядре ^{10}C глубоко связанных кластерных состояний ^{7}Be + ^{3}He и 2^{3}He + ^{4}He с весом порядка 8%. Для 4% от общей статистики наблюдались события полной диссоциации ядер ^{10}C на шесть однозарядных фрагментов и нейтроны.

Литература

1. К. З. Маматкулов и др. «Диссоциация ядер ^{10}C с энергией 1.2 *A* ГэВ в ядерной фотографической эмульсии». Ядерная физика, т. 76, № 10, с. 1286–1291 (2013). [Phys. At. Nucl. Vol. 76, No. 10, pp. 1224-1229 (2013)]; arXiv: 1309.4241 [nucl-ex].

2. D. A. Artemenkov, … K. Z. Mamatkulov et al. «Dissociation of relativistic ^{10}C nuclei in nuclear track emulsion». Few-Body Systems, Vol. 50, Issue 1-4, pp 259-261 (2011); arXiv: 1105.2374 [nucl-ex].

3. D. A. Artemenkov, … K. Z. Mamatkulov et al. «Clustering in relativistic dissociation of ^{9}Be, ^{9}C, ^{10}C and ^{12}N nuclei». International Journal of Modern Physics E. Vol. 20, No. 4, pp 993-998 (2011); arXiv: 1106.1748 [nucl-ex].

4. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др. «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be». Ядерная физика, т. 73, № 12, с. 2166–2171 (2010). [Phys. At. Nucl. Vol. 73, 2110 (2010)]; arXiv: 1104.5320 [nucl-ex].

5. К. З. Маматкулов и др. «Кластеризация в диссоциация релятивистских ядер ^{10}C». Доклады АН РУз. № 1, с. 43-46 (2013).

6. С. С. Аликулов, … К. З. Маматкулов и др. «Диссоциация релятивистских ядер ^{10}C в ядерной фотоэмульсии в ^{10}C → ^{9}C + n». ДАН РУз. № 3, с. 33-36 (2013).

7. К. З. Маматкулов и др. «Диссоциация релятивистских ядер ^{10}C в ядерной фотоэмульсии». Доклады АН РУз. № 5, с. 43-47 (2011).

8. R. Sh. Stanoeva, ... K. Z. Mamatkulov et al. «Clustering in relativistic dissociation of ^{9}C, ^{10}C and ^{12}N nuclei». Nuclear theory. Vol. 29, pp. 250-256 (2010).

9. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом». Издательство иностранной литературы М. (1962).

10. Веб-сайт проекта БЕККРЕЛЬ http://becquerel.jinr.ru/.

11. N. G. Peresadko et al. «Role of the Nuclear and Electromagnetic Interactions in the Coherent Dissociation of the Relativistic ^{7}Li Nucleus into the ^{3}H + ^{4}He Channel». JETP Lett. **88**, pp. 75-79 (2008); arXiv: 1110.2881 [nucl-ex].

12. В. В. Белага и др. «Когерентная диссоциация ^{12}C → 3α при 4.5 *A* ГэВ/*c* на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом» Ядерная физика, т. 58, с. 2014-2020 (1995).

13. Ф. А. Аветян и др. «Когерентная диссоциация ^{16}O → 4α в фотоэмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон», Ядерная физика, т. 59, с.110-116 (1996).

14. A. El-Naghy et al. «Fragmentation of ^{22}Ne in emulsion at 4.1 *A* GeV/*c*». J. Phys. G **14**, 1125 (1988).

15. M. I. Adamovich et al. «Interactions of relativistic ^{6}Li nuclei with photoemulsion nuclei». Phys. At. Nucl. **62**, 1378 (1999); arXiv: 1109.6422 [nucl-ex].

16. M. I. Adamovich et al. «Dissociation of relativistic ^{7}Li in photoemulsion and structure of ^{7}Li nucleus» Phys. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30**, 1479-1485 (2004).

17. M. I. Adamovich et al. «Investigation of light nucleus clustering in relativistic multifragmentation processes». Phys. At. Nucl. **67**, pp. 514-517 (2004); arXiv: nucl-ex/0301003 [nucl-ex].

18. N. G. Peresadko et al. «Fragmentation channels of relativistic ^{7}Be nuclei in peripheral interactions». Phys. Atom. Nucl. **70**, pp. 1226-1229 (2007); arXiv: nucl-ex/0605014 [nucl-ex].

19. T. V. Shchedrina et al. «Peripheral interactions of relativistic ^{14}N nuclei with emulsion nuclei». Phys. Atom. Nucl. **70**, 1230 (2007); arXiv: nucl-ex/0605022 [nucl-ex].

20. D. A. Artemenkov et al. «Special features of the ^{9}Be → 2He fragmentation in emulsion at energy of 1.2 *A* GeV». Phys. Atom. Nucl. **70**, pp. 1222-1225 (2007); arXiv: nucl-ex/0605018 [nucl-ex].

21. D. A. Artemenkov et al. «Detailed study of relativistic ^{9}Be → 2α fragmentation in peripheral collisions in a nuclear track emulsion». Few Body Syst. **44**, 273 (2008).

22. M. Karabova et al. «Peripheral fragmentation of relativistic ^{11}B nuclei in photoemulsion». Phys. Atom. Nucl. **72**, 300 (2009); arXiv: nucl-ex/0610023 [nucl-ex].

23. R. Stanoeva et al. «Electromagnetic dissociation of relativistic ^{8}B nuclei in nuclear track emulsion» Phys. Atom. Nucl. **72**, 690 (2009); arXiv: 0906.4220 [nucl-ex].

24. D. O. Krivenkov et al. «Coherent dissociation of relativistic ^{9}C nuclei» Phys. Atom. Nucl. **73**, 2103 (2010); arXiv: 1104.2439 [nucl-ex].

25. P. I. Zarubin «“Tomography” of the cluster structure of light nuclei via relativistic dissociation» Lecture Notes in Physics, Volume 875, “Clusters in Nuclei”, Vol. 3, Springer International Publishing Switzerland, pp 51-93. (2014).

26. К. Ф. Поуэлл, У. Камерини и др. «Ядерные расщепления, вызываемые космическими частицами большой энергии». (1951)

27. В. Г. Воинов, И. Я. Часников «Многократное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии», Издательство «Наука», Алма-Ата (1969).

28. J. F. Ziegler, «SRIM-2003» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 219-220, pp. 1027-1036 (2004).

29. D. E. Greiner et al. «Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles», Phys. Rev. Lett. **35**, pp. 152–155 (1975).

30. H. H. Heckman and P.J. Lindstrom «Coulomb dissociation of relativistic ^{12}C and ^{16}O nuclei», Phys. Rev. Lett. **37**, pp. 56-59 (1976).

31. H. Feshbach and K. Huang «Fragmentation of relativistic heavy ions», Phys. Lett. B **47**, pp. 300-302, (1973).

32. A. S. Goldhaber «Statistical models of fragmentation processes», Phys. Lett. B **53**, pp. 306-308 (1974).

33. F. G. Lepekhin «The formation of ^{8}Be nuclei and their role in the fragmentation of light nuclei», Physics of Particles and Nuclei vol. 36 №2, pp. 233-245 (2005).

34. P. A. Rukoyatkin , L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, and P. I. Zarubin «Secondary nuclear fragment beams for investigations of relativistic

fragmentation of light radioactive nuclei using nuclear photoemulsion at Nuclotron». Eur. Phys. J. Special Topics 162, 267–274 (2008).

35. Nuclear Data Evaluation Project, Triangular Universities Nuclear Laboratory, http://www.tunl.duke.edu/nucldata/.

36. D. A. Artemenkov et al. «Charge topology of coherent dissociation of ^{11}C and ^{12}N relativistic nuclei» Направлено в «Ядерная физика» (To be published by the Physics of Atomic Nuclei (2015)); arXiv: 1411.5806 [nucl-ex].

37. В. Г. Воинов, М. М. Чернявский «Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях». Труды ФИАН, т. 108 М., «Наука», с. 166-172 (1979).

38. В. В. Глаголев и др. «Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях». Ядерная физика, т. 58, №11, с. 2005-2008 (1995).

39. Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев и др. «Феноменологический анализ каналов образования трех и четырех α-частиц в ^{16}O*p*-соударених при 3.25 *A* ГэВ/*c*». Ядерная физика, т. 67, №4, с. 730-735 (2004).

40. В. В. Глаголев и др. «К вопросу о фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протоном». Ядерная физика, т. 63, №3, с. 575-576 (2000).

41. P. Descouvemont «Microscopic three-cluster study of the low-energy ^{9}Be photodisintegration», Eur. Phys. J. A **12**, pp. 413-419 (2001).

42. L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov «Three-body resonant radiative capture in astrophysics», Phys. Rev. C **72**, 015803 (2005).

43. F. G. Lepekhin et al. «Yields and transverse momenta of the ^{6}Li fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon», Eur. Phys. J. A **1**, 137-141 (1998).

44. A. Ozawa et al. «Interaction cross sections and radii of light nuclei». Nuclear Physics A **608**, pp. 63-76 (1996).

45. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain «Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution». Phys. Rev. C **72** (2005); arXiv: nucl-th/0502032v4.

46. A. Ozawa, T. Suzuki, and I. Tanihata «Nuclear sizes and related topics» Nucl. Phys. A **693**, 32 (2001).

47. N. K. Kornegrutsa et al. «Clustering features of the ^{7}Be nucleus in relativistic fragmentation». Few-Body Systems, Vol. 55, pp. 1021-1023 (2014); arXiv: nucl-th/1410.5162.

48. R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov, S. S. Alikulov, D. A. Artemenkov et al. «Coherent dissociation of relativistic ^{12}N nuclei». Physics of Atomic Nuclei, Vol. 76, No. 10, pp. 1219–1223 (2013).

Благодарности

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям: кандидату физико-математических наук, старшему научному сотруднику НЭОФТИ ЛФВЭ ОИЯИ, Артеменкову Денису Александровичу и доктору физико-математических наук, заведующему кафедрой общей физики, Джизакского Государственного Педагогического института профессору, Бекмирзаеву Рахматилле Нурмурадовичу, а также доктору физико-математических наук, начальнику сектора НЭОФТИ ЛФВЭ ОИЯИ, руководителю сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ Зарубину Павлу Игоревичу за постановку задачи, всестороннюю помощь и поддержку в ее выполнении.

Автор выражает благодарность лаборантам Стельмах Галине Владимировне и Щербаковой Нине Сергеевне за их кропотливый труд при сканировании эмульсионных слоев; Марьину Игорю Ивановичу за обеспечение работы микроскопов; участникам сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ: Зарубиной Ирине Геннадиевне, Корнегруца Надежде Константиновне, Каттабекову Расулджону Рузикуловичу и Русаковой Валерии Викторовне за сотрудничество в проведенном исследовании; химической группе ЛФВЭ во главе с Брадновой Верой за химическую обработку эмульсионных слоев; Рукояткину Павлу Александровичу за формирование вторичного пучка для облучения эмульсии; коллегам по сотрудничеству из ФИАН им. Лебедева кандидату физико-математических наук Харламову Сергею Петровичу и доктору физико-математических наук Полухиной Наталье Геннадьевне за предоставленную важную помощь и консультации.

Автор благодарен начальнику НЭОФТИ ЛФВЭ ОИЯИ доктору физико-математических наук, профессору Малахову Александру Ивановичу за поддержку проведенного исследования.

Автор благодарит ЛФВЭ ОИЯИ за предоставленную возможность проведения эксперимента.

Выражаю самую сердечную благодарность моей семье, за поддержку и понимание на протяжении всего времени, связанного с работой над диссертацией.