

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

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

На правах рукописи

ЩЕДРИНА

Татьяна Викторовна

Исследование фрагментации релятивистских ядер ^{14}N
методом ядерной фотографической эмульсии

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук**

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

Дубна 2008

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
В.1 Проявление альфа-частичной и дейтронной кластеризации в релятивистской диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$	7
В.2 Альфа – частичная кластеризация в диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$	11
В.2.1 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей α -частичной системы	11
В.2.2 Кинематические особенности процессов фрагментации ${}^{12}\text{C} @ 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} @ 4\alpha$	13
В.3 Предшествующие исследования α -кластерной фрагментации ядер и актуальные вопросы изучения фрагментации ядра ${}^{14}\text{N}$	17
ГЛАВА I. АНАЛИЗ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЯДЕР ${}^{14}\text{N}$ ПРИ ПОИСКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПО ПЕРВИЧНЫМ СЛЕДАМ	21
I.1 Облучение эмульсии, первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега	21
I.2 Определение зарядов ядер пучка и релятивистских фрагментов.....	24
I.3 Зарядовая топология каналов фрагментации ядра ${}^{14}\text{N}$	28
I.4 Методика и контроль качества угловых измерений в эмульсиях, облученных ядрами ${}^{14}\text{N}$	31
I.5 Использование метода многократного кулоновского рассеяния для идентификации фрагментов	34
ГЛАВА II. ИССЛЕДОВАНИЕ СОБЫТИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ${}^{14}\text{N} @ 3\alpha + X$ ПРИ УСКОРЕННОМ ПОИСКЕ	42
II.1 Угловые распределения одно- и двухзарядных фрагментов в диссоциации.....	42
II.2 Импульсные и азимутальные корреляции α -частиц.....	47
II.3 Идентификация одно- и двухзарядных фрагментов.....	56
II.4 Диссоциация с образованием фрагментов ядер мишени.....	58

ГЛАВА III. НАБЛЮДЕНИЕ ПОЛНОСТЬЮ ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ И РЕДКИХ КАНАЛОВ ДИССОЦИАЦИИ ЯДРА ^{14}N	62
III.1 Двухчастичные каналы фрагментации.....	62
III.2 Полностью идентифицированные моды диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$..	66
III.3 Наблюдение процессов неупругой перезарядки.....	68
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	71
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ.....	76
ЛИТЕРАТУРА.....	77
ПРИЛОЖЕНИЕ	82

ВВЕДЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена систематическому исследованию фрагментации ядер ^{14}N с энергией 2.1 A ГэВ методом ядерной фотографической эмульсии. Формирование пучка релятивистских ядер ^{14}N и облучение эмульсий осуществлено на нуклотроне ОИЯИ в 2003 г. Экспериментальные результаты, представленные в работе, получены автором при решении одной из актуальных задач эмульсионного сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ, объединяющего исследователей из ОИЯИ, ФИАН, Университета им. П. Шафарика (Кошице), ИКИ (Бухарест), ЕрФИ (Ереван) и ИИЯЭ БАН (София). В целом, научная программа сотрудничества направлена на изучение кластерных степеней свободы в периферических процессах при фрагментации легких релятивистских ядер в ядерных фотоэмульсиях [1]. Основными объектами кластеризации нуклонов рассматриваются малонуклонные системы, не имеющие возбужденных состояний, т. е. дейтроны, тритоны, ядра ^3He и ^4He . Кластеризация на основе дейтронов может выявиться при диссоциации легких нечетно-нечетных стабильных ядер. Такой тип нуклонной кластеризации был установлен в диссоциации более легких ядер ^6Li и ^{10}B , которые также как и ^{14}N принадлежат к этому редкому классу ядер.

Начальная цель настоящего исследования состояла в выявлении дейтронной кластеризации ядер ^{14}N в наиболее периферических взаимодействиях, протекающих с наименьшей передачей возбуждения. На начальном этапе поиск периферических взаимодействий ^{14}N велся по следам первичных ядер. Поэтому систематически накапливалась информация о соотношении различных каналов диссоциации, которая весьма полно характеризует возбужденные состояния за энергетическими порогами диссоциации.

Будучи важнейшим компонентом земной атмосферы, ядра ^{14}N могут быть источником генерации легких редкоземельных элементов Li , Be и B , а

также дейтерия в результате бомбардировки атмосферы за время ее существования космическими частицами высоких энергий. Поэтому изучение фрагментации ^{14}N в удобных условиях, обеспечиваемых в обратной кинематике, могут иметь приложения для решения проблемы распространенности изотопов.

В процессе исследования выявилась яркая роль 3α -частичной кластеризации во фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$. Поэтому на втором этапе исследования был применен метод поиска по площади эмульсионных слоев, обеспечивающий ускоренное обнаружение событий именно такого типа. Эта часть исследования стала естественным развитием ранних исследований периферических взаимодействий $^{12}\text{C} @ 3\alpha$ и $^{16}\text{O} @ 4\alpha$, а также более тяжелых ядер. Современный интерес к Na -частичным состояниям мотивирован поиском разреженного состояния холодной ядерной материи – альфа-частичного конденсата Бозе-Эйнштейна. Периферическая фрагментация релятивистских ядер может оказаться удобной “лабораторией” для исследования холодной и разреженной ядерной материи, проявляющей аналогию с квантовыми газами атомной физики.

Значительная статистика, накопленная на предыдущих этапах, позволила для части периферических взаимодействий провести полную идентификацию, что составило третий этап данного исследования. Наблюдение достаточно редких событий может стать экспериментальным основанием для понимания перехода ядра ^{14}N в многочастичные состояния, что даст дополнительные аргументы в пользу развития исследований структуры ядер методами релятивистской ядерной физики.

Проблемам кластерных степеней свободы посвящены многочисленные исследования, начиная с открытия расщепления легких ядер. В области релятивистских энергий выполнены циклы исследований эмульсионным методом и методикой пузырьковых камер. Однако исследования в условиях полного наблюдения и измерения характеристик заряженных фрагментов ядра азота, являющегося важным элементом общей картины, отсутствовали.

Во Введении мы сосредоточимся на недавних результатах и экспериментальных подходах, комбинированное использование которых стали отправными для настоящего исследования.

В.1 Проявление альфа-частичной и дейтронной кластеризации в релятивистской диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$

Ядро ${}^6\text{Li}$ является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относящимся к экзотическим ядрам, которые характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и узкими импульсными распределениями фрагментов из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов. Эти свойства ядра ${}^6\text{Li}$ проявились и в релятивистской фрагментации в эмульсии.

В ядерной фотоэмульсии, облученной в пучке ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом 4.5 A ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ, на длине 234.1 м было зарегистрировано 1657 неупругих взаимодействий ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии [2]. Поиск событий проводился просмотром по первичным следам, что позволило определить средний свободный пробег неупругих взаимодействий ядра ${}^6\text{Li}$ в фотоэмульсии $I_{\text{exp}}({}^6\text{Li}) = (14.13 \pm 0.35) \text{ см}$. Экспериментально полученная величина $I_{\text{exp}}({}^6\text{Li})$ существенно ниже вычисленной $I_{\text{th}}({}^6\text{Li}) = 16.5 \text{ см}$ по формуле Брадта - Питерса, что свидетельствует об аномально большом радиусе ядра ${}^6\text{Li}$.

Согласно полученным данным об изотопном составе фрагментов в каждом индивидуальном событии, реализуются все возможные каналы фрагментации. Основной отличительной особенностью изотопного состава фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ [2] является необычно большой выход дейтронов, практически равный выходу протонов, чего не наблюдалось при фрагментации ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{28}\text{Si}$ [3 - 5]. Отмечается большой вклад процесса ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$, что указывает на то, что в структуре слабосвязанного ядра ${}^6\text{Li}$ существенно проявляется система из α -частичного и дейтронного кластеров. Пример одного из таких взаимодействий представлен на фото В.1.

В пределах статистической точности наблюдаются одинаковые выходы ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ как при одиночном, так и при ассоциативном образовании

их с другими фрагментами. Зарегистрированы события когерентной диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ с высоким порогом по массе, которые можно отнести к проявлению другой возможной структуры ядра в виде двух ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{H}$ -кластеров. Зарегистрированы также события диссоциации, содержащие только однозарядные фрагменты ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^2\text{H} + {}^1\text{H}$. В последний канал вклад могут вносить обе указанные структуры.

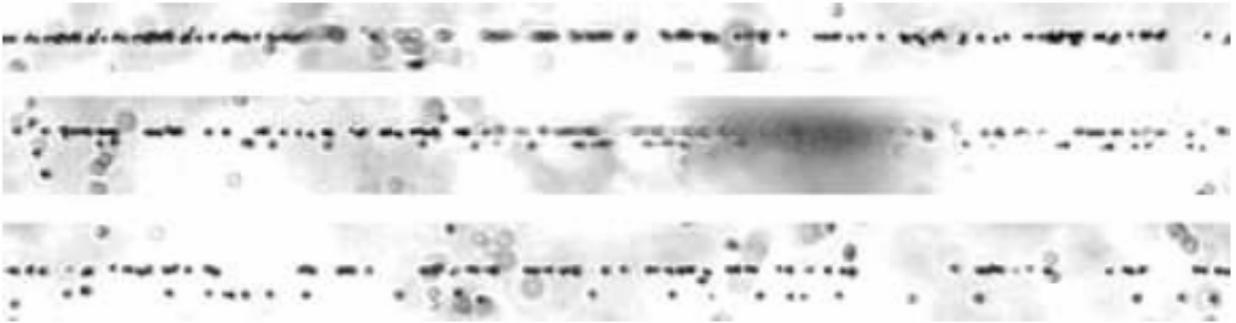


Фото В.1. Фрагментация релятивистского ядра ${}^6\text{Li}$ на одно- и двухзарядный фрагмент в эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и узкая струя их двух фрагментов. При смещении вдоль струи фрагментов (нижние фотографии) отчетливо разделяются один однозарядный и один двухзарядный фрагменты.

При диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ проявление структуры в виде ${}^3\text{He}$ и тритонного кластеров оказалось почти на порядок меньше, чем из α -частичного и дейтронного кластеров. Необычно большой выход дейтронных фрагментов объясняется тем, что существенный вклад вносят события, в которых с ядрами мишени эффективно взаимодействуют отдельные слабосвязанные кластеры ядра ${}^6\text{Li}$.

Вероятности изменения заряда ядра ${}^6\text{Li}$ в состояния с зарядами $Z = 2$ и $Z = 4$ составляют примерно по 1%, а вероятности перезарядки без рождения мезонов - не более 0.5%. Такие процессы могут быть связаны с перезарядкой слабосвязанных нуклонов дейтронного кластера.

Поскольку в структуре ядра ${}^6\text{Li}$ существенно проявляется система из α -частичного и дейтронного кластеров, некоторые свойства данного канала

фрагментации представлены авторами [2] наиболее детально. Значения средних поперечных импульсов фрагментов составляют $\langle p_t(He) \rangle = 150 \pm 14 \text{ МэВ/с}$ и $\langle p_t(H) \rangle = 134 \pm 16 \text{ МэВ/с}$.

Определялась величина поперечного импульса, полученного ядром ${}^6\text{Li}$ как векторная сумма поперечных импульсов отдельных фрагментов. Интервал значений поперечного импульса, переданного ядру лития, не превышает 300 МэВ/с , а среднее значение по всем событиям составляет $164 \pm 15 \text{ МэВ/с}$. Среднее значение поперечных импульсов фрагментов в их с. ц. м. $\mathbf{p}_t^*({}^4\text{He}) @ \mathbf{p}_t^*({}^2\text{H}) = 97 \pm 9 \text{ МэВ/с}$. Такие низкие значения поперечных импульсов согласуется с большим радиусом двухкластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$ и весьма малым дефектом масс.

По разности значений инвариантной M_{eff} системы $a + d$ и массы ядра ${}^6\text{Li}$ сделана оценка энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$. Основная часть событий располагается в области низших уровней, и диссоциация в рассматриваемом канале протекает в основном через стадию возбуждения низших уровней ядра ${}^6\text{Li}$. Сильное снижение энергетического порога неупругих взаимодействий должно приводить к соответствующему увеличению вклада в полное сечение взаимодействий с большими параметрами столкновения и вклада электромагнитных взаимодействий. Такие взаимодействия характеризуются малыми значениями передаваемого импульса. В согласии с этим, в половине событий когерентной диссоциации поперечный импульс, переданный ядру ${}^6\text{Li}$, не превышает 200 МэВ/с , что характерно для электромагнитных взаимодействий в ядро-ядерных столкновениях.

Размеры ядра ${}^{10}\text{B}$ не позволяют его отнести к числу экзотических ядер, а величина его спина соответствует оболочечной модели. Однако малость энергии связи позволяет рассчитывать на выявление роли дейтронного кластера. Это не может быть сделано по спектрам релятивистских дейтронов от всех неупругих взаимодействий, где вклад от развала a -кластеров слишком возрастает. Более подходящим подходом становится отбор периферических событий с образованием однозарядных фрагментов, в

которых присутствуют оба α -кластера. Таким образом, продолжением исследований периферической фрагментации ядра ${}^6\text{Li} @ a + d$ стало изучение вклада дейтронов в периферическую фрагментацию ${}^{10}\text{B} @ 2a + d$. На нуклотроне ОИЯИ был сформирован пучок ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1 A ГэВ [6]. Поиск ядерно-ядерных взаимодействий проводился прослеживанием следов пучковых частиц. Получена информация о зарядовом составе заряженных фрагментов и о каналах фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ в периферических взаимодействиях. На длине 138.1 м прослеженных следов найдено 960 неупругих взаимодействий ядер ${}^{10}\text{B}$. Средний свободный пробег ядер ${}^{10}\text{B}$ до неупругого взаимодействия в эмульсии составил, таким образом, $14.4 \pm 0.5 \text{ см}$.

Число найденных событий с суммарным зарядом фрагментов, равным 5 , в которых не наблюдается заряженных мезонов, равно 93 (10% от всех событий); в 41 событии не наблюдается фрагментов от развала ядра-мишени.

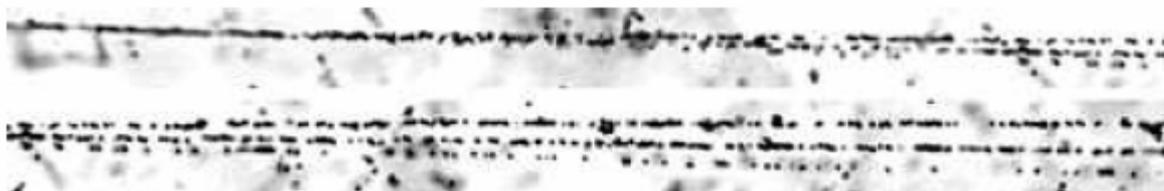


Фото В.2. Диссоциация ядра ${}^{10}\text{B} @ 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1 A ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

Как показал анализ, наличие (или отсутствие) фрагментации ядра-мишени практически не сказывается на распределении по заряду фрагментов налетающего ядра. В 65% периферических взаимодействий распад ядра ${}^{10}\text{B}$ происходит на две двухзарядные и одну однозарядную частицы, из них в 40% однозарядной частицей является дейтрон. Пример такого взаимодействия представлен на **фото В.2**. В 10% событий содержатся одновременно фрагменты с зарядами, равными $Z = 3$ и $Z = 2$ (изотопы Li и He). Образование ядра ${}^6\text{Li}$ в сопровождении α -частицы можно рассматривать как уже установленную корреляцию α -частичного и дейтронного кластеров.

В 2% событий содержатся фрагменты с зарядами, равными $Z = 4$ и $Z = 1$ (ядро ${}^9\text{Be}$ и протон). Канал фрагментации, содержащий один двухзарядный и три однозарядных фрагмента (развал одного из α -кластеров), составляет 15%. Соотношение каналов $\frac{2\text{He} + d}{2\text{He} + p} \approx 1$ находит аналогию с фрагментацией ядра ${}^6\text{Li}$, где $\frac{\text{He} + d}{\text{He} + p} \approx 1$, указывая на обильный выход дейтронов и в этом случае [2, 7]. В качестве следующего шага представляет интерес установить наличие дейтронной кластеризации при периферической фрагментации ядра ${}^{14}\text{N}$.

В.2 Альфа - кластеризация в диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$

В.2.1 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей $N\alpha$ -системы

Отличаясь по составу нуклонов от ${}^8\text{Be}$ на один нейтрон, ядро ${}^9\text{Be}$ демонстрирует свойства слабосвязанной $2\alpha + n$ системы. Энергетический порог развала ${}^9\text{Be} @ 2\alpha + n$ составляет 1.57 МэВ. Исследования фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ представляют интерес для астрофизики, в частности, для проблем ядерного синтеза химических элементов с атомным номером $A > 8$. Изучение фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$ при релятивистских энергиях открывает возможность наблюдения фрагментов реакции, являющихся продуктами распада несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$, ${}^5\text{He}$ [8].



Фото В.3. Фрагментация ядра ${}^9\text{Be} @ 2\text{He}$ при энергии 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

Методика ядерных фотоэмульсий позволяет наблюдать зарядовую компоненту канала релятивистской фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$. Пример такого взаимодействия представлен на [фото В.3](#). Благодаря рекордному угловому разрешению метода возможно выделение событий фрагментации ${}^9\text{Be}$, сопровождающихся образованием нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ с последующим распадом на две α -частицы.

Пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$ на мишени из полиэтилена. Ядра ${}^9\text{Be}$ составляли примерно 80% пучка, остальные 20%, приходились на ядра Li , He . При анализе данных работы [9] предполагалось, что оба фрагмента He наблюдаемые в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ являются α -частицами. Данное предположение мотивировано тем, что канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ с низким энергетическим порогом должен доминировать в области малых углов над каналом ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} + 2n$, имеющим энергетический порог 22.15 МэВ. Доля ${}^3\text{He}$ не превышает нескольких процентов в этой области углов.

В эмульсионной стопке, облученной ядрами ${}^9\text{Be}$, ускоренным просмотром по площади накоплена большая статистика из 370 событий фрагментации с образованием двух релятивистских фрагментов He . Для найденных событий выполняется требование сохранения заряда фрагментов в конусе фрагментации. При длине трека, используемой при измерениях, в 1 мм, точность измерения получена не хуже $4.5 \cdot 10^{-3}$ рад.

На основании угловых измерений получено среднее значение поперечных импульсов α -частиц в лабораторной системе $\langle P_T \rangle \approx 109$ МэВ/с. При переходе в систему центра масс двух α -частиц в распределении по поперечным импульсам P_T^* фрагментов ${}^4\text{He}$ наблюдается формирование двух пиков со средними значениями $\langle P_T^* \rangle = 25$ МэВ/с и $\langle P_T^* \rangle = 102$ МэВ/с, что не противоречит предположению о фрагментации ${}^9\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$. В распределении по инвариантной энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц наблюдается разделение практически всех событий по двум энергетическим интервалам:

от 0 до 1 МэВ с пиком в области 100 кэВ и от 2 до 4 МэВ. Эта особенность указывает на преобладающую роль фрагментации (порядка 80%) ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$, с распадом ${}^8\text{Be}$ из основного (0^+) и первого возбужденного (2^+) состояний с приблизительно одинаковыми весами на пару альфа-частиц.

Выводы о фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ в эмульсии дают методическое основание для оценки энергетических масштабов в более сложных $N\alpha$ системах.

В.2.2. Кинематические особенности процессов фрагментации ${}^{12}\text{C} @ 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} @ 4\alpha$

Результаты исследований процесса мультифрагментации ядер-снарядов ${}^{12}\text{C} @ 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} @ 4\alpha$ представлены в публикациях [10 - 24].



Фото В.4. Фрагментация релятивистского ядра ${}^{12}\text{C} @ 3\text{He}$ с импульсом 4.5 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. Верхнее фото: вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе. Среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов. Нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов. При таком удалении от вершины взаимодействия становятся отчетливо различимыми три фрагмента He .

Примеры событий периферической диссоциации ядер ^{12}C @ $3a$ и ^{16}O @ $4a$ представлены на фото В.4 и В.5 соответственно. Изучение процесса мультифрагментации ядер при сравнительно невысоких энергиях возбуждения – один из прямых и весьма перспективных способов получения информации об их структуре и виде уравнения состояния ядерной материи. При описании механизма этого процесса “конкурируют” две, в некотором смысле крайние точки зрения: представления о последовательных бинарных распадах возбужденной системы и о “мгновенной” диссоциации в систему наблюдаемых конечных фрагментов; разумеется, имеются и модельные подходы, сочетающие в себе оба указанных представления.

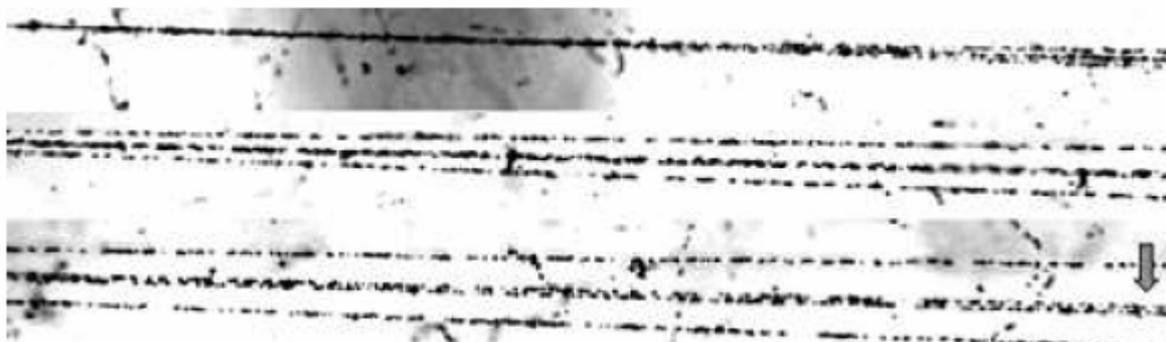


Фото В.5. Фрагментация релятивистского ядра ^{16}O @ 4He с импульсом 4.5 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе. Среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми два He фрагмента и очень узкая пара двух треков. Нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He , являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра ^8Be .

В работе [11] анализируется экспериментальный материал по реакции ^{12}C @ $3a$ без каких-либо признаков возбуждения или развала ядра-мишени. Величина среднего свободного пробега для диссоциации составила

$\lambda(^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha) = 10.3_{-1.4}^{+1.9}$ м. В данном исследовании сделано следующее допущение: все фрагменты с $Z = 2$ – считались ^4He . Отметим некоторые особенности основных характеристик релятивистских α -частиц из реакций $^{12}\text{C} @ 3\alpha$. Распределения по квадрату поперечного импульса, как в лабораторной системе, так и в системе покоя 3α - частиц не согласуются с формой распределения Рэлея.

Распределение по азимутальному углу e_{ij}^* в системе покоя 3α - частиц также неудовлетворительно описывается формой, следующей из предположения о прямом статистическом распаде ядра на α - частицы. Кроме того, данное распределение демонстрирует азимутальную асимметрию фрагментов в области $140^\circ - 180^\circ$. За отступление указанных выше распределений от статистических форм, могут быть ответственны такие факторы как: примесь различных “каскадных” каналов диссоциации ядра углерода на три α - частицы, возможное наличие углового момента у распадающегося возбужденного ядра, механизмы взаимодействия между α -частицами в конечном состоянии (эффекты тождественности) и между α -частицами и ядром-мишенью (перерассеяния) и некоторые другие. Для выяснения роли каскадного процесса ядра $^{12}\text{C} @ 3\alpha$ выполнен расчет этого распада методом Монте-Карло. По результатам оценки, доля α - частиц, являющихся продуктами распада промежуточного нестабильного ядра ^8Be в реакциях $^{12}\text{C} @ 3\alpha$, составила не менее 20%. Получено также указание на “приобретение” углового момента остаточным фрагментирующим ядром, как следствие, разлет α - частиц из реакции $^{12}\text{C} @ 3\alpha$ в поперечной плоскости реакции обнаруживает тенденцию к коллинеарности.

Результаты исследования периферических процессов при мультифрагментации релятивистских ядер ^{16}O в эмульсии представлены в работе [16]. Как и в работах по исследованию ядра ^{12}C , изучались реакции когерентной диссоциации без возбуждения ядра мишени, так называемые “белые” звезды. Для оценки среднего свободного пробега, был выполнен

просмотр “вдоль трека”. На суммарно просмотренной длине 375.2 м первичного трека было найдено 12 событий типа $^{16}\text{O} @ 4a$, таким образом, величина среднего свободного пробега для данного типа взаимодействий равна $\lambda(^{16}\text{O} \rightarrow 4a) = 31.3_{-7.0}^{+12.6}$ м.

Для увеличения статистики событий $^{16}\text{O} @ 4a$ проводился специальный ускоренный просмотр по площади, при котором выполнялось сканирование по полоскам, перпендикулярным направлению пучка первичных ядер кислорода. Таким образом, было найдено и измерено 641 событие с четырьмя хорошо идентифицированными релятивистскими фрагментами с $Z = 2$ в конечном состоянии. По аналогии с работой [11], все двухзарядные фрагменты из $^{16}\text{O} @ 4\text{He}$ считались ^4He . Анализ найденных событий проводился аналогично работе по изучению $^{12}\text{C} @ 3a$, т.е. исследовались спектры поперечных импульсов a -частиц и распределения по азимутальному углу для реакций $^{16}\text{O} @ 4a$ в л.с. и системе покоя $4a$ -частиц.

Форма распределений по квадрату поперечного импульса a -частиц из $^{16}\text{O} @ 4a$, как в л.с., так и в системе покоя $4a$ -частиц не согласуется с Рэлеевской, как и для случая $^{12}\text{C} @ 3a$. Распределение по азимутальному углу между каждой парой a -частиц из $^{16}\text{O} @ 4a$ в системе покоя $4a$ -частиц - асимметрично в области $140^\circ - 180^\circ$ и не описывается формой, вытекающей из предположения о прямом статистическом распаде ядра кислорода на четыре a -частицы. Также как и для ядра углерода, обнаружена тенденция к коллинеарному разлету a -частиц из $^{16}\text{O} @ 4a$ в поперечной плоскости реакции. Для выяснения вопроса о возможной “ответственности” различных каскадных каналов распада ^{16}O на a -частицы было выполнено моделирование некоторых возможных вариантов диссоциации [25]:

$$W(^{16}\text{O} @ 4a) @ 2\%,$$

$$W(^{16}\text{O} @ ^8\text{Be} + a + a @ 4a) @ 25\%,$$

$$W(^{16}\text{O} @ ^8\text{Be} + ^8\text{Be} @ 4a) @ 20\%.$$

Данные, полученные из проведенных расчетов для каждой из выше представленных реакций, свидетельствуют о большой вероятности рождения ${}^8\text{Be}$ в промежуточном состоянии при распаде ядра кислорода на четыре α -частицы.

В.3. Предшествующие исследования α -кластерной фрагментации ядер и актуальные вопросы изучения фрагментации ядра ${}^{14}\text{N}$

К одной из первых работ, связанных с изучением фрагментации ядер ${}^{14}\text{N}$ в ядерной эмульсии можно отнести работу Хекмана, Грайнера и Линдстрема, (Национальная лаборатория имени Лоуренса, Беркли). В работе представлены экспериментальные результаты по исследованию ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$, ускоренных на Беватроне с энергией 2.1 ГэВ на нуклон [26, 27]. В эксперименте получена величина среднего свободного пробега I_{exp} до неупругого взаимодействия для исследуемых ядер. Экспериментально полученная величина I_{exp} сравнивается с расчетами по геометрической модели (формула Брадта-Питерса [28]) и оптической модели (Barshay, Dover, Vary, Karol [29, 30]). Основной целью исследований стала скорее проверка концепции предельной фрагментации для группы легких ядер, чем их структурные особенности. Поэтому выполнялись измерения только проекций углов эмиссии фрагментов, что недостаточно для анализа внутренних характеристик многочастичных систем. Из всей выборки взаимодействий ядра-снаряда с ядрами фотоэмульсии исследовались события типа “белая” звезда без видимого возбуждения ядра-мишени. Вторичные фрагменты с зарядами с $Z \leq 4$ не идентифицировались и были сгруппированы в одну подгруппу. Фрагменты с $Z \leq 3$ разделялись визуально.

Остановимся на некоторых основных результатах этой работы. Вычисления величины среднего свободного пробега, а соответственно и сечения взаимодействия по оптической модели, показали наибольшее

согласие экспериментальных данных с расчетными значениями. В этом приближении величины параметра перекрытия - b и константы пропорциональности - r_0 варьируются в некотором интервале значений: $0 \leq b \leq 1.5$, $1.1 \leq r_0 \leq 1.45$, в отличие от геометрической модели, где эти величины являются константами.

Идентификация одно и двухзарядных фрагментов производилась условно - по углу вылета вторичного фрагмента. Вследствие использования данной методики по разделению изотопов водорода и гелия, произвести детальный анализ с участием p , d , t и ^3He , ^4He , ^6He не представлялось возможным.

Отмечены некоторые топологические особенности событий типа “белая” звезда для ядер ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O , исследованных в [26, 27]. Так, например, есть указание на преобладание каналов фрагментации с участием двухзарядных фрагментов. Однако если для ядер $^{12}\text{C} @ 3a$ и $^{14}\text{N} @ 3a + H$ нижняя граница вероятности образования данной конфигурации составляет не менее 10%, то для ядра $^{16}\text{O} @ 4a$ около 1%.

Для ядер ^{12}C и ^{16}O зарегистрированы несколько случаев процессов неупругой перезарядки ядра, в которых сумма зарядов фрагментов на единицу меньше заряда первичного ядра-снаряда. Эти процессы отнесены к группе событий с перезарядкой $p @ n$ при взаимодействии ядра снаряда с ядрами, входящими в состав эмульсии. Вероятность процесса неупругой перезарядки для ядра ^{14}N выше, чем для ядер ^{12}C и ^{16}O .

Отличительной особенностью фрагментации ядра ^{14}N является высокая вероятность мультифрагментации, вдвое большая, чем для ядер ^{12}C и ^{16}O . Для ядра азота зарегистрированы несколько случаев фрагментации $^{14}\text{N} @ 7H$, вероятность такого разрушения ядра только на однозарядные фрагменты для ядер углерода и кислорода меньше в 2 и 6 раз соответственно.

Упомянутые ограничения в угловых измерениях и классификации следов релятивистских фрагментов стали мотивацией для продолжения изучения релятивистской диссоциации ядер ^{14}N .

Таким образом, общая цель настоящей работы состояла в получении экспериментальных результатов по кластерным особенностям диссоциации ядра ^{14}N во всем многообразии возможных каналов фрагментации с применением всех возможностей ядерной фотографической эмульсии – измерения зарядов, углов погружения и многократного рассеяния следов.

Эти соображения определили план диссертационной работы. Она состоит из введения, трех глав, разделенных на параграфы, заключения, списка литературы и публикаций, приложения.

Во Введении обсуждены вопросы, связанные с проявлением α -дейтронной кластеризации в ядрах ^6Li и ^{10}B , а также результаты, полученные при изучении α -кластерной структуры ядер $^9\text{Be} @ 2\alpha + n$, $^{12}\text{C} @ 3\alpha$, $^{16}\text{O} @ 4\alpha$. Представлен краткий обзор работ, связанных с предшествующими исследованиями ядра ^{14}N и актуальными вопросами по изучению фрагментации этого ядра.

В Главе I приводится описание анализируемого экспериментального материала и измерений продуктов реакции диссоциации ядра ^{14}N при систематическом поиске событий по следам первичных ядер.

Глава II посвящена детальному исследованию особенностей множественного канала диссоциации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$. Рассматриваются импульсные и корреляционные свойства α -частиц из данной реакции. Результаты, полученные для ядра ^{14}N , сравниваются с аналогичными данными по изучению фрагментации ядер $^{12}\text{C} @ 3\alpha$ и $^{16}\text{O} @ 4\alpha$.

В Главе III представлены некоторые характерные особенности полностью идентифицированных и редких мод диссоциации ядра ^{14}N , для которых необходима перегруппировка нуклонов за пределы α -частичных связей.

В Заключении перечисляются основные результаты экспериментального исследования фрагментации релятивистских ядер ^{14}N в ядерной фотографической эмульсии. Приводится список научных

мероприятий – семинаров и конференций, на которых представлялся материал, лежащий в основе данной диссертационной работы.

В списках опубликованных работ и литературы содержится перечень ссылок на статьи, опубликованные по материалам данной диссертационной работы; и на источники (статьи, монографии), прямо или косвенно упоминающиеся в тексте работы.

В Приложении представлены соответствующие микрофотографии разнообразия каналов фрагментации ядра ^{14}N , наблюдаемых в данном эксперименте.

ГЛАВА I. Анализ периферических взаимодействий ядер ^{14}N при поиске взаимодействий по первичным следам

I.1 Облучение эмульсии, первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега

Стопка ядерных фотоэмульсий типа *БР-2* ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА размером $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной 600 мкм была облучена ядрами ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с на нуклотроне ОИЯИ. Стопка состояла из 20 эмульсионных слоев. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны.

Для определения зарядового состава пучка, было произведено измерение заряда первичных ядер в рабочей области фотоэмульсионного слоя. Доля ядер ^{14}N составила 81% , остальные 15% и 4% приходятся на ядра ^{12}C и ^{10}B . Идентификация по зарядам более подробно представлена в параграфе I.2.

Поиск и отбор событий неупругого соударения ядер ^{14}N производился просмотром по следам первичных треков на микроскопах *МБИ-9*. Этот способ заключается в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой до взаимодействия или до места выхода трека из эмульсии. Данный метод просмотра дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействий без выборки, что позволяет получить длину свободного пробега для разного типа взаимодействия с высокой точностью.

На общей длине просмотренных следов 123.71 м было зарегистрировано 951 взаимодействие ядра ^{14}N с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Определенный таким образом средний свободный пробег ядра ^{14}N в фотоэмульсии составил $I_N = (13.0 \pm 0.4) \text{ см}$.

Эта величина и полученные ранее значения I_A для ряда других ядер-снарядов в фотоэмульсии, представлены в табл. I.1. В таблице представлены также значения I_A , вычисленные по формуле Брадта-Питерса [32].

Табл. I.1. Средние пробеги I_A для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии.

Ядро-снаряд	Импульс, A ГэВ/с	λ_{th} , см	λ_{exp} , см	Литература
4He	4.5	19.6	19.5 ± 0.3	[33]
6Li	4.5	16.5	14.1 ± 0.4	[2]
7Li	3.0	15.9	14.3 ± 0.4	[34]
8B	2.0	15.4	13.5 ± 0.4	[35, 36]
${}^{11}B$	2.0	13.7	13.2 ± 0.6	[37, 38]
${}^{12}C$	4.5	13.5	13.7 ± 0.5	[11]
${}^{14}N$	2.9	13.0	13.0 ± 0.4	[39]
${}^{16}O$	4.5	12.1	13.0 ± 0.5	[16]
${}^{22}Ne$	4.1	10.6	10.2 ± 0.1	[3]
${}^{24}Mg$	4.5	10.0	9.6 ± 0.4	[40]

Расчетные значения среднего свободного пробега вычислялись по формуле $\lambda_{Ap} = \frac{I}{\sum_r N_t \sigma_{ApAt}}$, где A_p и A_t – массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени, σ_{ApAt} – сечение их взаимодействия, а N_t – концентрация ядер A_t в эмульсии. Сечения σ_{ApAt} вычислены согласно перекрывающейся геометрической модели по формуле Брадта-Питерса

$$\sigma_{ApAt} = \pi r^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2,$$

где $r = 1.23$ Фм. Параметр перекрытия b определяется как:

$$b = 1.56 - 0.2(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3}).$$

Такая аппроксимация удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов (рис. I.1). Из рисунка видно, что экспериментально полученное

нами значение λ для $A = 14$ согласуется с вычисленным значением среднего свободного пробега по данной модели.

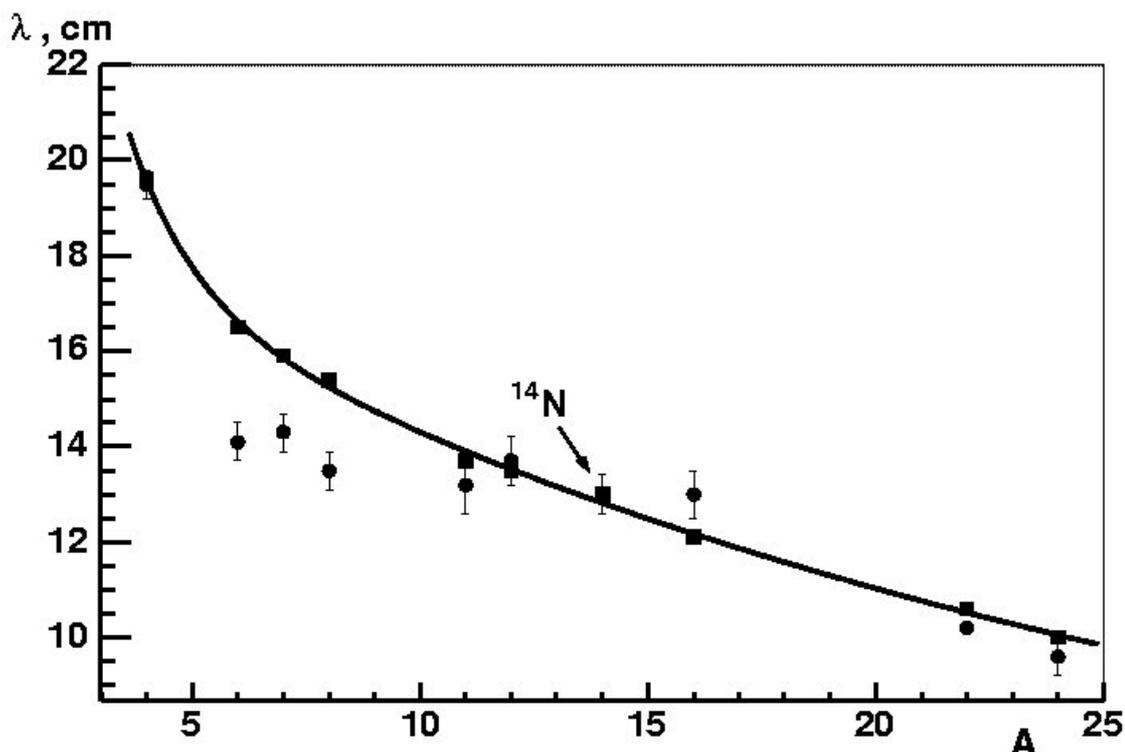


Рис. 1.1. Средняя величина свободного пробега λ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра A . Квадратами обозначены значения λ_{th} , вычисленные по формуле Брадта-Питерса, кружками – экспериментально полученные величины λ_{exp} . Стрелкой указано значение λ (^{14}N). Кривая – аппроксимация по геометрической модели.

На рис. 1.1 так же представлены данные, для ядер 6Li , 7Li , 8B , экспериментально определенные значения I для которых отличаются от предсказанных по модели Брадта-Питерса. Для ядер лития эта разница обусловлена аномально большим радиусом ядра 6Li и 7Li [2, 34]. Данные по неупругим сечениям взаимодействия [35, 36] указывают на то, что ядро 8B не имеет увеличенных размеров. Различие экспериментально полученной и предсказанной величины связано с малым порогом диссоциации ядер 8B и большим вкладом периферических взаимодействий. Результат по ядру ^{14}N

уже соответствует простой геометрической картине перекрытия ядерных плотностей.

I.2 Определение зарядов ядер пучка и релятивистских фрагментов

Определение заряда двух- и однозарядных частиц производилось визуально с высокой степенью достоверности, т.к. однократная ионизация (25 - 30 зерен на 100 мкм) однозарядных частиц надежно отличается от 4-кратной ионизации (100 – 120 зерен на 100 мкм) двухзарядных частиц. Поэтому, смешение этих двух классов (водорода и гелия) практически отсутствует. Для определения зарядов ядер пучка и релятивистских фрагментов с $Z \geq 3$, образующихся при развале ядра-снаряда ^{14}N , взаимодействующего с ядрами фотоэмульсии, использовался метод счета d -электронов (N_δ) на единице длины исследуемого трека.

Ввиду возможного различия условий проявления фотоэмульсионных слоев, в разных пластинках ионизация на треках, оставляемых частицами с одним и тем же зарядом может несколько отличаться. Затруднения в определении истинного числа N_δ возникают вследствие того, что отдельные d -электроны расположены близко друг к другу, имеют различную длину, находятся на различной глубине и т.д. Трудность может быть преодолена путем принятия каждым конкретным наблюдателем определенных критериев подсчета d -электронов. Необходимым и достаточным является условие неизменности результатов для каждого наблюдателя с течением времени.

Для определения зарядового состава пучка, было произведено измерение заряда первичных ядер в рабочей области фотоэмульсионного слоя. Измерения проводились на треках длиной 3 - 5 см. Доля ядер ^{14}N составила 81 %, остальные 15 % и 4 % приходятся на изотопы углерода и бора соответственно (см. [рис. I.2](#)). Несмотря на возникающие при подсчете d -электронов трудности, результаты определения зарядов $Z_{fr} = 3 \div 7$ данным методом иллюстрируют его высокую надежность (см. [рис. I.3](#)).

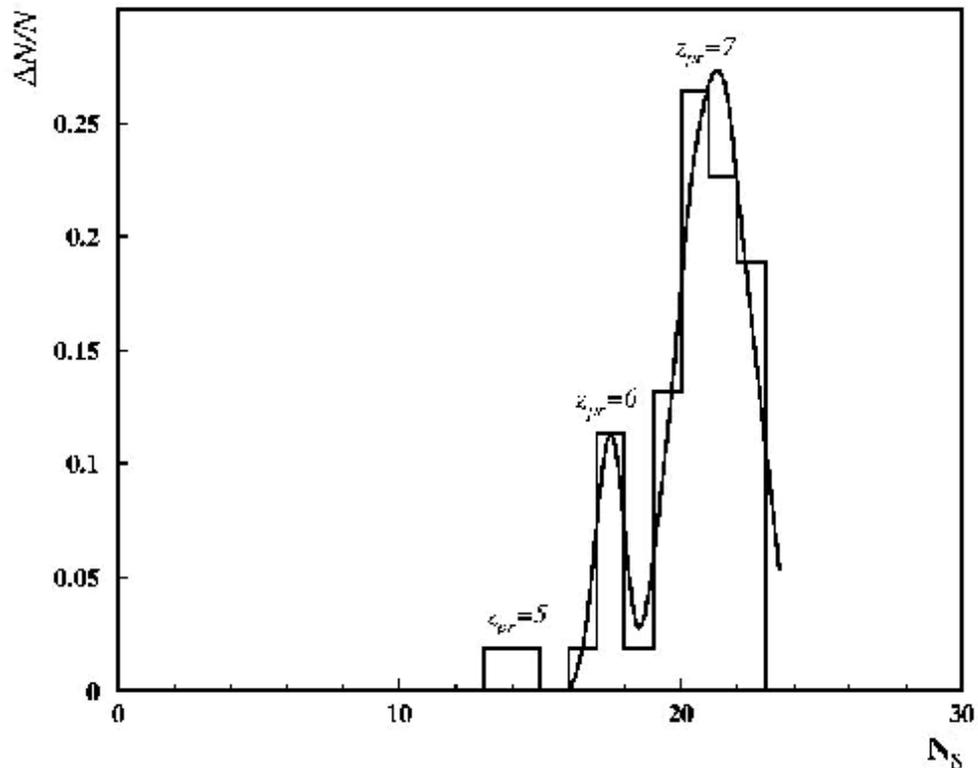


Рис. 1.2. Распределение по числу δ -электронов для следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия (53 следа). Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса.

Для определения зарядов фрагментов производилась калибровка. Для этого подсчитывались числа N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. С этой целью использовался счет d -электронов на треках до взаимодействия и треках фрагментов после взаимодействий для событий типа “белая” звезда (см. рис. 1.2, 1.3). Для рассматриваемого класса взаимодействий, заряд ядер фрагментов во фрагментационном конусе до и после взаимодействия сохраняется (за исключением процессов перезарядки). Таким образом, для калибровки можно взять число d -электронов для треков с $Z = 7$ (первичный трек) и $Z = 6$ (канал $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$).

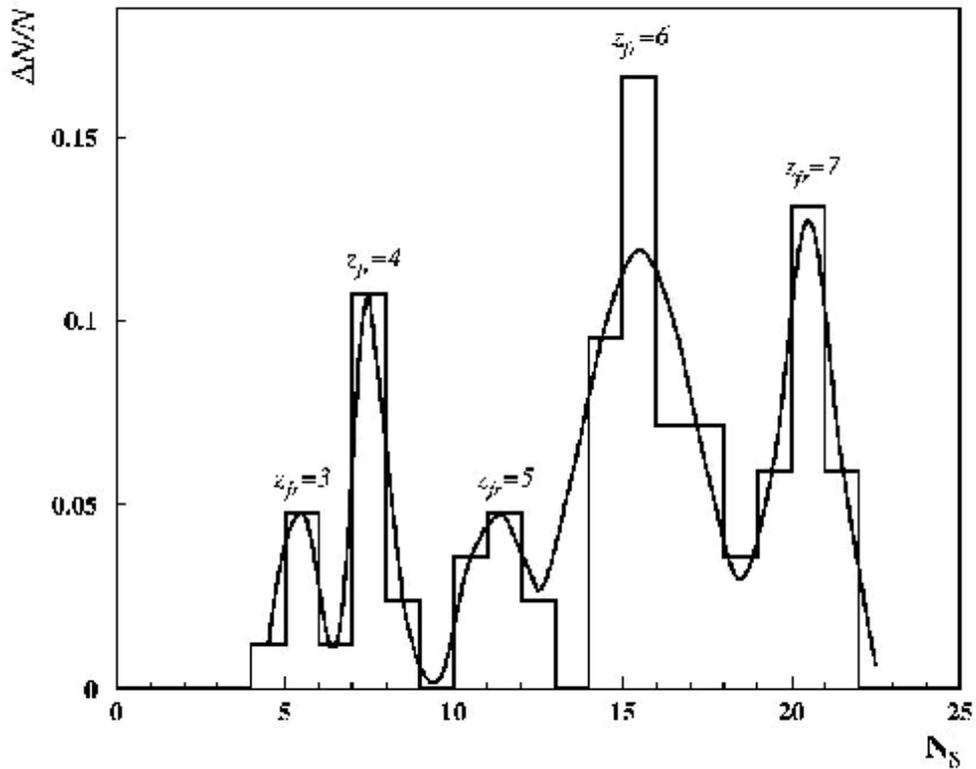


Рис. 1.3. Распределение по числу δ -электронов следов фрагментов-спектаторов ядра ^{14}N с зарядами $Z > 2$ (83 следа). Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса.

Полуэмпирическое соотношение между числом d -электронов на единицу длины (плотность d -электронов) и зарядом имеет следующий вид:

$$N_d = aZ^2 + b, \quad (1)$$

где N_d - число d -электронов на следе релятивистской частицы на единицу длины, Z - электрический заряд ядра. Имея набор «белых» звезд с известными зарядами фрагментов, например:

$$^{14}\text{N} \textcircled{\text{R}} (Z=6) + (Z=1),$$

$$^{14}\text{N} \textcircled{\text{R}} (Z=5) + (Z=2),$$

$$^{14}\text{N} \textcircled{\text{R}} (Z=4) + (Z=2) + (Z=1)$$

можно определить число d -электронов на единицу длины для различных Z .

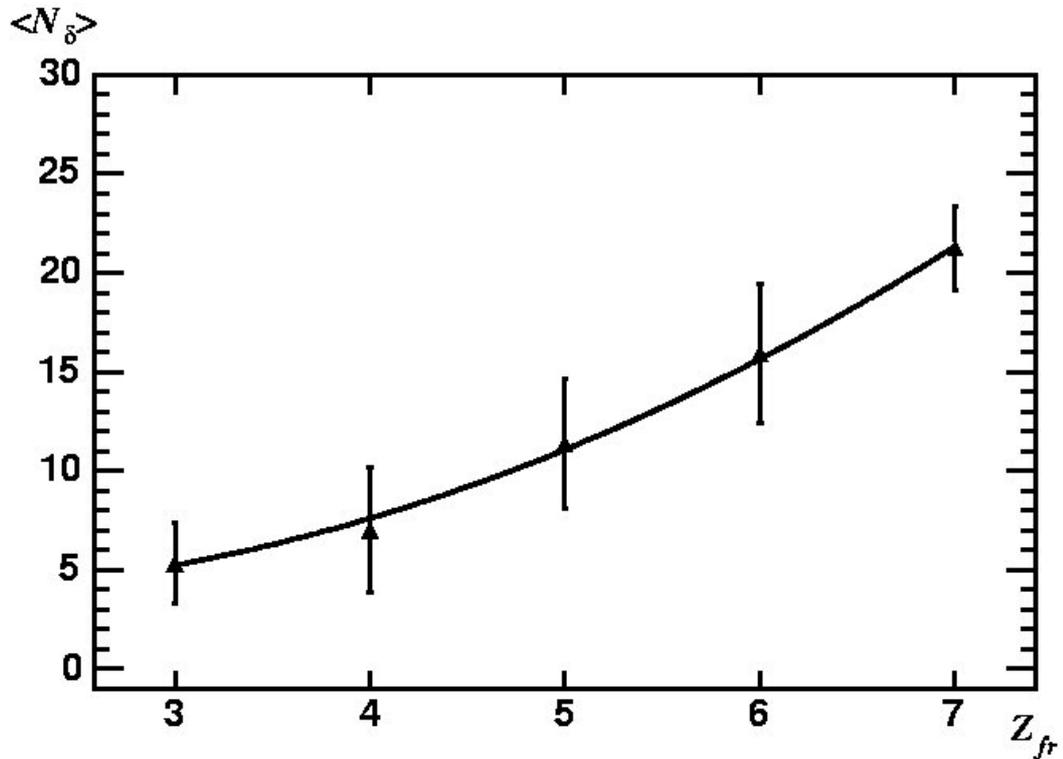


Рис. 1.4. Зависимость среднего числа d -электронов $\langle N_d \rangle$ на 100 мкм длины следа от величины идентифицированного (приписанного, предполагаемого) заряда фрагмента-спектатора Z_{fr} . Сплошная линия соответствует аппроксимации квадратичной функцией (1)

Полученная зависимость $\langle N_d \rangle$ от Z аппроксимирована квадратичной функцией $N_d = aZ^2 + b$, методом минимизации χ^2 (см. рис. 1.4). Параметры данной зависимости равны: $a = 0.55$, $b = 4.82$ и $\chi^2 = 0.05$. Используя данную калибровочную кривую $N_d(Z_i)$, определялся заряд исследуемого фрагмента. В случае неопределенностей с идентификацией заряда, длина следа, используемая для подсчета d -электронов, увеличивалась.

Измерения зарядов частиц первичного пучка и фрагментов ядер-снарядов позволяют проследить корреляцию между Z_{pr} и SZ_{fr} , т.е. событий с сохранением заряда в конусе фрагментации, как для “белых” звезд, так и для событий с фрагментацией ядра-мишени. Основным результатом состоит в том, что наблюдается заметная статистика событий, удовлетворяющих условию

$Z_{pr} = SZ_{fr} = 7$. Детально вопрос об особенностях зарядовой топологии найденных взаимодействий рассмотрен в [параграфе I.3](#).

I.3 Зарядовая топология каналов фрагментации ядра ^{14}N

На общей длине просмотренных следов 123.21 м было зарегистрировано 951 взаимодействие ядер ^{14}N с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Из них были отобраны события, в которых суммарный заряд фрагментов равен заряду ядра-снаряда $Z_0 = 7$ и отсутствуют рожденные частицы. Отобранные таким образом события, подразделялись на два класса: это события типа "белая" звезда (61 событие) и взаимодействия с образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени (100 событий).

"Белая" звезда это условное название для взаимодействий, в которых отсутствуют фрагменты мишени и рожденные частицы. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру, при этом в ядре разрушаются межкластерные связи и, как правило, не затрагиваются внутрикластерные связи, из-за чего они представляют особый интерес для изучения кластерной структуры ядер. Другой интересующий класс событий – одновременный развал обоих взаимодействующих ядер, в результате чего, образуются осколки ядра-мишени. Фрагменты налетающего ядра в этих событиях вылетают, главным образом, в пределах узкого переднего конуса.

Для событий, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, изучена зарядовая топология мультифрагментации, см. [таблицу I.2](#). В верхней строке указан заряд фрагмента с $Z > 2$, во второй – число однозарядных фрагментов, в третьей - число двухзарядных, в четвертой, пятой и шестой строках – число найденных событий с данной топологией для "белых" звезд, событий с возбуждением ядра-мишени и суммарное число взаимодействий для каждого канала соответственно. Величины в последних трех строках приведены в абсолютных величинах и в процентном соотношении.

Табл. I.2. Распределение периферических взаимодействий ядер ^{14}N с импульсом 2.86 A ГэВ/с (N_{in}) по зарядовым модам с $SZ_{fr} = 7$ (161 событие), в том числе 61 “белая” звезда (N_{ws}), и 100 событий с фрагментами мишени (N_{tf}) и без заряженных мезонов ($n_s = 0$). N_{z1} , N_{z2} , – число одно- и двухзарядных частиц соответственно. В процентах указаны доли событий данного типа.

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

Из данных, приведенных в [таблице I.2](#) видно, что при фрагментации ядер ^{14}N реализуются 9 каналов с разной зарядовой конфигурацией, начиная от канала $C+H$ (25 %) до почти полного расщепления $He + 5H$ (5%). Основной вклад вносят каналы $3He + H$ (35%), $C + H$ (25 %) и $2He + 3H$ (17%), которые в сумме составляют 77 %. Для каждого канала фрагментации в [Приложении](#) представлена соответствующая микрофотография.

Данные, приведенные в [таблице I.2](#), указывают на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией $2+2+2+1$, детальному анализу которого посвящена [Глава II](#) настоящей работы. Множественный канал диссоциации $^{14}\text{N} @ 3He + H$ дает одинаковый вклад - 35% процентов, как для “белых” звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени и мезонов. Значение среднего свободного пробега в фотоэмульсии для данного фрагментационного канала составляет $I_{3He+H} (^{14}\text{N}) = (2.5 \pm 0.36) \text{ м}$. Аналогичное значение для ядра углерода в четыре раза больше -

$I_{\text{He}}(^{12}\text{C}) = (10.3 \pm 1.9)$ м, а для ядра кислорода - $I_{\text{He}}(^{16}\text{O}) = (31.3 \pm 12.6)$ м. Можно заключить, что диссоциация ядра ^{14}N является весьма эффективным источником для изучения свойств 3α -частичных систем.

Обращает на себя внимание и канал $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$, вероятность которого, по имеющимся в результате просмотра по “следу” данным, составила около 25%. Стоит отметить, что в силу некоторых методических причин, реальное число данных взаимодействий может быть несколько больше представленной величины. Например, однозарядный фрагмент может иметь близкий с фрагментом $Z = 6$ по величине угол в плоскости эмульсии, т.е. $f_{\text{H}} @ f_{\text{C}}$, или однозарядный фрагмент будет иметь большой угол погружения в эмульсии a_{H} , вследствие чего наблюдателю будет сложно зарегистрировать данный фрагмент, а следовательно, часть таких взаимодействий может быть пропущена. Некоторые, характерные особенности для данного канала фрагментации $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$ представлены более детально в [Главе III](#) настоящей работы.

В результате просмотра “по следу” были зарегистрированы также несколько взаимодействий, у которых суммарный заряд фрагмента изменился на ± 1 по отношению к заряду ядра-снаряда $Z_{\text{pr}} = 7$ – так называемые, события с неупругой перезарядкой. Во избежание ошибки, заряды, как первичного ядра-снаряда, так и как фрагментов в этих событиях измерялись несколько раз. Распределение событий неупругой перезарядки по зарядовым модам с $SZ_{\text{fr}} = 8$ и $SZ_{\text{fr}} = 6$ представлены в [таблице I.3](#).

Доля событий, представленных в [таблице I.3](#) не превышает 3% от всех найденных при первичном просмотре взаимодействий. Интересной особенностью событий неупругой перезарядки является тот факт, что во всех случаях распад происходит на фрагменты с зарядами 1 и 2. Неупругой перезарядки ядра ^{14}N с распадами по другим каналам найдено не было.

Табл. I.3. Распределение событий неупругой перезарядки ядер ^{14}N с импульсом 2.86 A ГэВ/с по зарядовым модам с $SZ_{fr} = 8$ и $SZ_{fr} = 6$. Обозначения как в табл. I.2.

	$SZ_{fr}=6$	$SZ_{fr}=6$	$SZ_{fr}=8$
N_{z1}	2	-	2
N_{z2}	2	3	3
N_{ws}	3	5	9
N_{tf}	2	7	1
N_{in}	5	12	10

В имеющейся статистике, 9 из 10 взаимодействий $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + 2\text{H}$ это “белые” звезды, в то время как доля событий с фрагментацией мишени и без для каналов $^{14}\text{N} @ 2\text{He} + 2\text{H}$ и $^{14}\text{N} @ 3\text{He}$, примерно, одинакова. Описанию данного класса взаимодействий посвящен параграф III.3.

I.4 Методика и контроль качества угловых измерений в эмульсиях, облученных ядрами ^{14}N

При исследовании взаимодействия быстрых частиц с ядрами, входящими в состав фотоэмульсии, в первую очередь измеряются и анализируются плоские углы f и глубинные углы a , на основе которых рассчитываются полярные углы J и азимутальные углы u . Для измерения углов вылета вторичных фрагментов ядер ^{14}N использовался координатный метод [41]. Измерения проводились на микроскопе МПЭ-11. Все измерения велись в системе координат микроскопа (правая система координат), а окончательные результаты приводятся в системе координат события, где продолжение первичного следа совпадает с положительным направлением оси X , а все оси образуют правую систему координат. В этой системе (рис. I.5): $J(0^\circ, 180^\circ)$ – угол между направлением вылета вторичной частицы и направлением первичной; $u(0^\circ, 360^\circ)$ – угол между осью Y и

проекцией следа на плоскость ZOY ; $f (-180^{\circ}, 180^{\circ})$ – плоский угол между положительным направлением оси X и проекцией следа на плоскость XOY ; $a (-180^{\circ}, 180^{\circ})$ – глубинный угол между положительным направлением оси X и проекцией следа на плоскость XOZ .

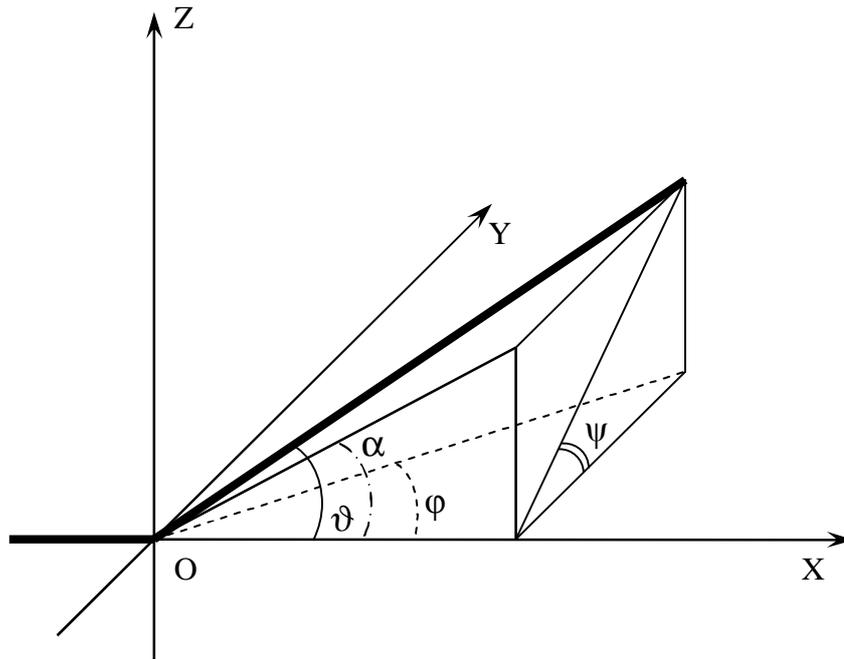


Рис. 1.5. Определение углов вторичных частиц. OX - направление первичной частицы. Все углы приведены в системе координат, связанной с первичной частицей.

Для оценки точности используемого метода, на обычно используемом нами микроскопе МПЭ-11 по рабочей программе угловых измерений были проведены многократные измерения углов J и y на вторичном следе альфа-частицы из реакции $^{14}N @ 3He + X$. Измерения проводились по 40 раз на одном и том же микроскопе для одного и того же фрагмента He из взаимодействия $^{14}N @ 3He + X$ и, примерно, на том же расстоянии от вершины взаимодействия, что и в случае первого измерения. При первом измерении углы исследуемого двухзарядного фрагмента составили: $J(He) = 2.13^{\circ}$ и $y(He) = 97.28^{\circ}$.

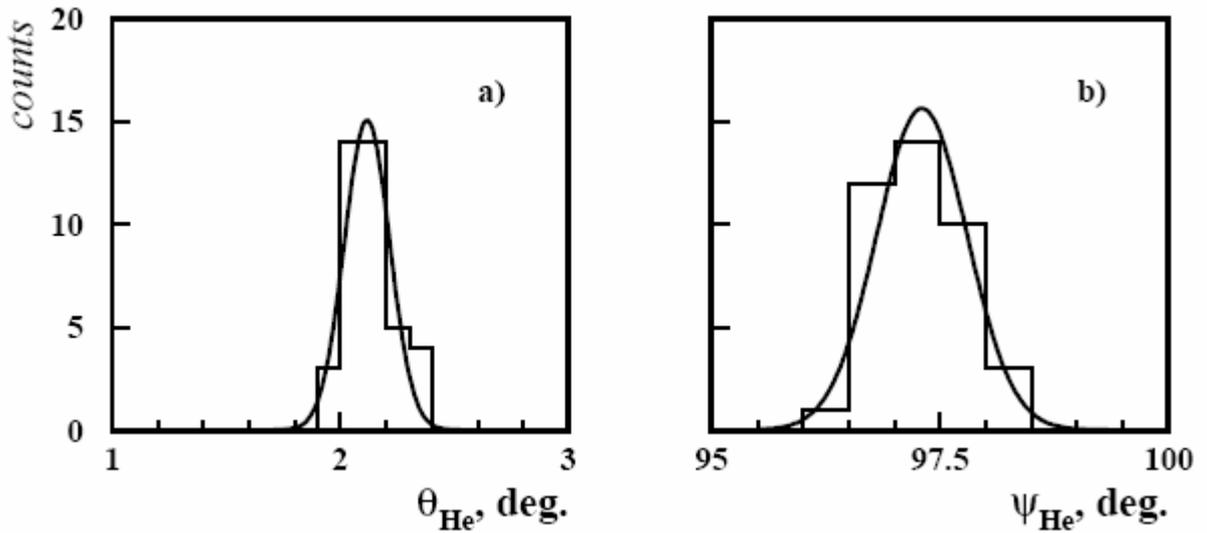


Рис. 1.6. Распределение по полярному углу J - а) и азимутальному углу ψ - б) для фрагментов He из $^{14}N @ 3He + H$, при 40-кратном измерении углов J и ψ . Сплошная линия в обоих случаях соответствует аппроксимации функцией Гаусса.

Целью этих измерений являются определение ошибки измерения величин $\overline{\sin J} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sin J_i$, $\overline{\sin \psi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sin \psi_i$ и проверка надежности микроскопа, на котором выполнялись измерения. Пусть $\sin J_1$ и $\sin J_i$ - результаты первого (основного) измерения и i -го контрольного измерения и

$$a_i = \sin J_1 - \sin J_i$$

$$b_i = \sin \psi_1 - \sin \psi_i, \text{ где } i = 1 \dots 40.$$

Математические ожидания величин a_i , b_i вычисленные по формулам

$$v(a) = \bar{a} \pm \frac{1}{40} \sqrt{\sum_{i=1}^{40} (a_i - \bar{a})^2} \text{ и } v(b) = \bar{b} \pm \frac{1}{40} \sqrt{\sum_{i=1}^{40} (b_i - \bar{b})^2} \text{ равны}$$

$$v(a) = 0.09^\circ \pm 0.02^\circ,$$

$$v(b) = 0.05^\circ \pm 0.01^\circ.$$

Эти цифры указывают на то, что ошибки измерения $\overline{\sin J}$ и $\overline{\sin \psi}$ достаточно малы и соответствуют целям эксперимента.

Пример распределений по углам J и Y для одного из двухзарядных фрагментов (с 40-кратным повтором измерения) из распада $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ представлен на [рисунке I.6](#).

Распределения, как и ожидалось, оказались нормальными со средними значениями: $\langle J \rangle = 2.12^\circ \pm 0.02^\circ$, $\langle Y \rangle = 97.30^\circ \pm 0.08^\circ$ и среднеквадратичными отклонениями: $S_J = 0.10^\circ \pm 0.02^\circ$, $S_Y = 0.50^\circ \pm 0.06^\circ$.

I.5 Использование метода многократного кулоновского рассеяния для идентификации фрагментов

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вблизи движения заряженной частицы. Для определения среднего углового отклонения частицы применяется два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются средние угловые отклонения [42, 28]. Во втором, так называемом координатном методе, когда изменения в направлении движения частицы очень малы, измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . В нашем случае углы между касательными измерять неудобно (вследствие малости углов рассеяния частиц) и предпочтительнее координатный метод измерения, предложенный Фаулером. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется приблизительно параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении вдоль следа он не выходил из поля зрения микроскопа. Через равные участки длины величиной t (которые

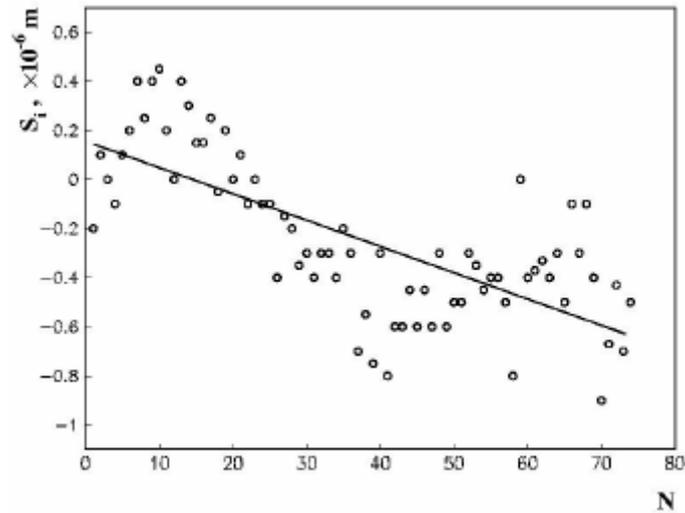


Рис. I.7. Зависимость значений первых разностей от номера отсчета. Измерения S_i сделаны с шагом 250 мкм. Длина трека, на которой проводилось измерение $rbс$, равна 20 мм. Прямая линия – аппроксимация методом наименьших квадратов.

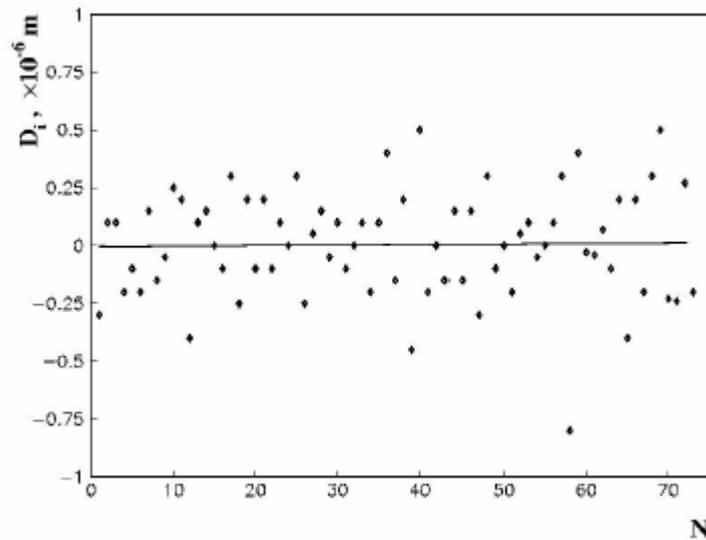


Рис. I.8. Зависимость значений вторых разностей от номера отсчета. Значения D_i определялись по первым разностям. Прямая линия – аппроксимация методом наименьших квадратов.

обычно называют ячейками) измеряется величина смещения следа по отношению к оси x (обозначим ее как S_i):

$$S_i = y_i - y_{i+1}$$

Первые разности дают для заданной ячейки t наклоны хорд (см. рис. I.7). Затем вычисляются вторые разности координат (обозначим их как D_i):

$$D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1},$$

которые дают последовательные взаимные отклонения хорд (см. рис. I.8). После вычисления среднего значения вторых разностей для каждого следа определялись отдельные, случайно выпадающие по своей большой величине значения D_i , обусловленные однократным рассеянием. При определении среднего углового отклонения частицы, значения D_i , превышающие $4\langle D \rangle$, заменялись на значения равные $4\langle D \rangle$. Этот прием, при котором сохраняется большее число первоначальных данных, был предложен Голдзаком и использован в нашем эксперименте.

Среднее значение отклонения частицы $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $pbcs$ выражением:

$$\langle |D| \rangle = (Z_f K t^{3/2}) / (573 pbc)$$

Откуда нетрудно получить величину $pbcs$:

$$pbcs = \frac{Z_f K t^{3/2}}{573 D},$$

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

Величина среднего второй разности включает ошибки отсчета, шумы зерен, перефокусировки, столика, дисторсию.

Шум отсчета – определяется в основном ошибками при установке биштриха окулярмикрометра на отдельные зерна или группы зерен трека или ценой деления датчика смещения биштриха в полуавтоматических микроскопах. Шум отсчета не зависит от длины ячейки.

Шум зерен – ошибка, обусловленная отклонением положения центров проявленных зерен от истинной траектории частицы. Этот шум вызывается, во-первых, тем, что частица, проходя через эмульсионный слой, активизирует кристаллы, которые она пересекает по хордам; и, во-вторых, тем, что на заключительной стадии проявления происходят микросмещения отдельных зерен серебра.

Шум перефокусировки – ошибки, обусловленные нелинейностью перемещения объектива микроскопа при перефокусировке. Величина этой ошибки зависит от угла погружения следа частицы в эмульсии.

Шум столика микроскопа – нелинейность перемещения столика микроскопа. При измерениях многократного рассеяния приходится работать на отрезках следов достаточно большой длины, поэтому необходим тщательный контроль и учет боковых смещений столика.

Дисторсии – искажения в эмульсии, основной причиной которых является разбухание и последующая усадка желатина в процессе проявления, фиксирования, промывки и сушки фотоэмульсии. При значительной дисторсии ложное рассеяние можно оценить с помощью третьих разностей, которые не подвержены дисторсии данного порядка.

Существует множество различных способов определения $\langle D \rangle$. В нашей работе использовался так называемый метод Голдзака, при котором сохраняется большее число первоначальных данных. Определению константы рассеяния - K частиц в эмульсии посвящено большое количество работ [43 - 45]. В настоящей работе использовалась постоянная рассеяния, рассчитанная по теории Вильямса-Мольера [44].

На [рисунке I.9](#) приведено сравнение константы рассеяния рассчитанной по теории Вильямса-Мольера и некоторой усредненной величины $K = 28.5$, используемой во многих эмульсионных экспериментах. Из рисунка видно, что при увеличении размера ячейки константа рассеяния увеличивается. В связи с этим, в данной работе был усовершенствован программный пакет для обработки экспериментальных данных по измерениям методом многократного кулоновского рассеяния, а именно введена соответствующая поправка постоянной рассеяния от величины ячейки $K(t)$ для данного типа эмульсии, вместо используемого ранее усредненного значения $\langle K(t) \rangle = 28.5$.

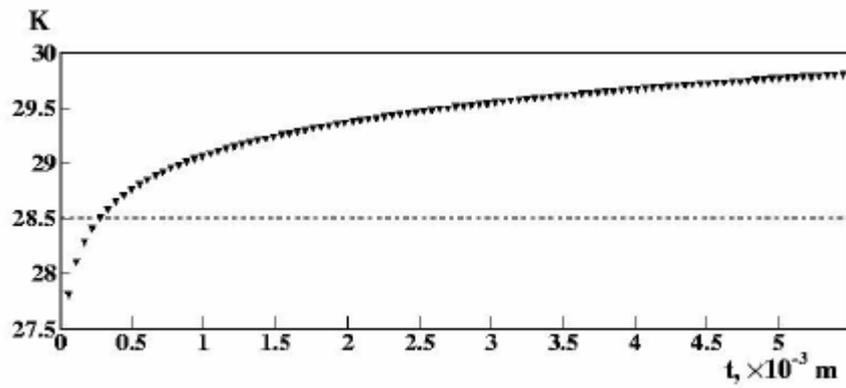


Рис. I.9. Зависимость константы рассеяния K от величины ячейки t по данным [44]. Пунктирная прямая линия – постоянное значение $K = 28.5$, используемое ранее в программном пакете для определения величины $p\beta c$.

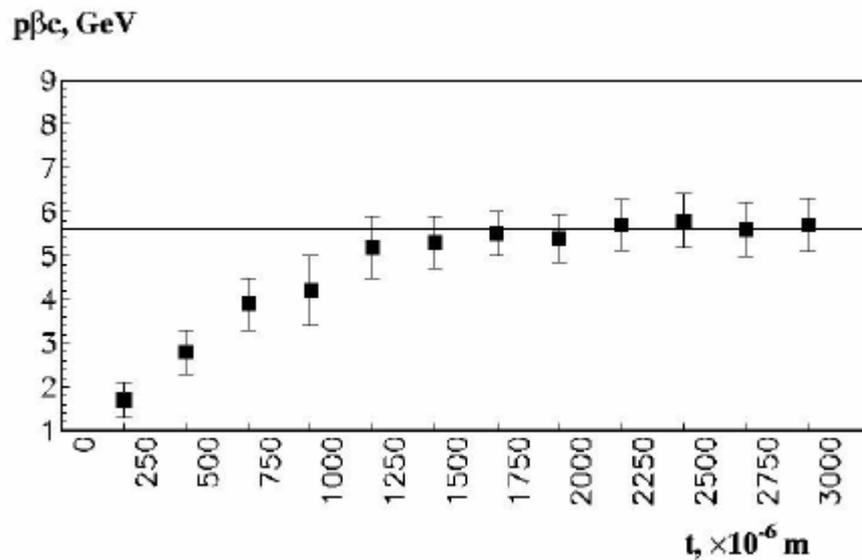


Рис. I.10. Зависимость значения $p\beta c$ от величины ячейки. Прямая линия – расчетное значение величины $p\beta c$ для дейтрона.

На рисунке I.10 представлен пример зависимости $p\beta c$ от величины ячейки t для однозарядного фрагмента. После того, как вклад в $\langle D \rangle$ шумов и дисторсии станет существенно меньше вклада сигнала, значения $p\beta c$ должны выходить на некоторое плато, когда величина $p\beta c$ практически не изменяется с увеличением t . Предполагая, что импульс фрагмента на нуклон сохраняется, легко подсчитать, что представленные данные на рисунке

соответствуют дейтрону, поскольку соответствуют значению $p = 2p_0 = 2.86 \cdot 2 = 5.7 \text{ A ГэВ/с}$.

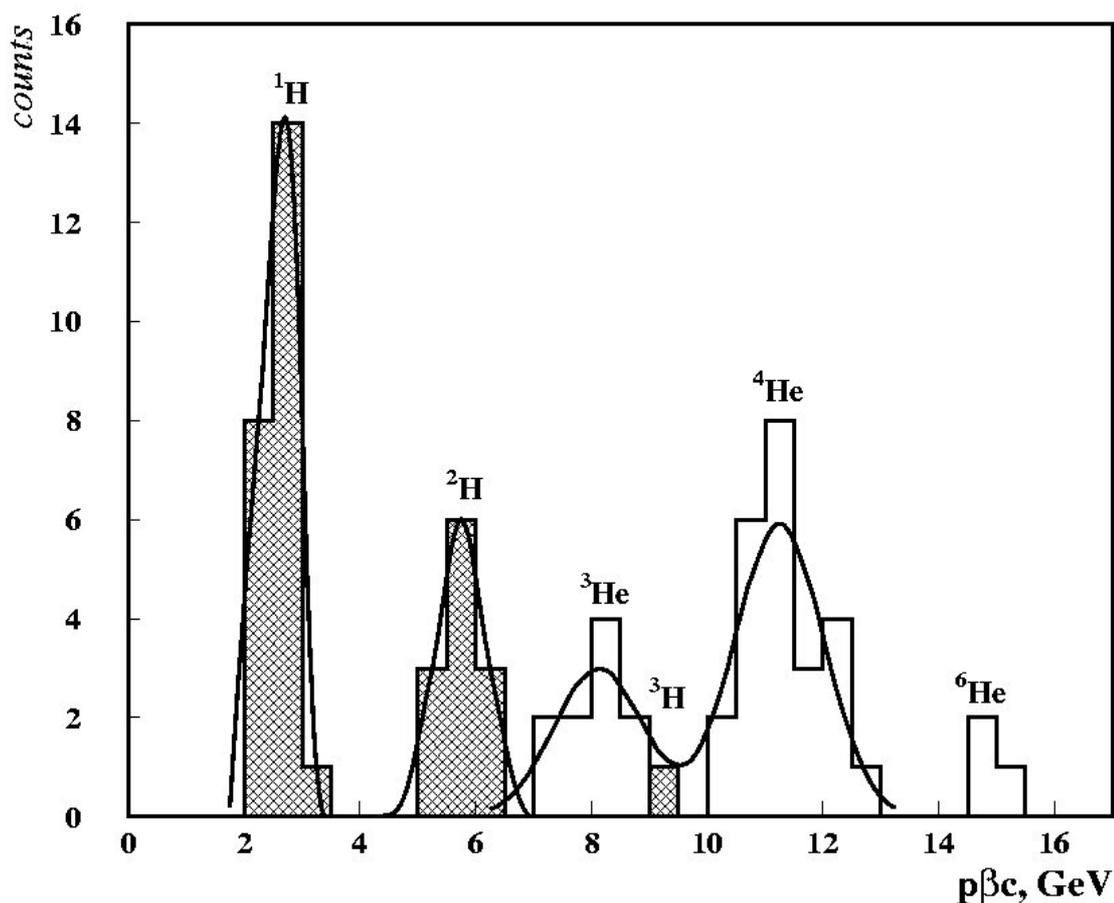


Рис. I.11. Распределение фрагментов-спектаторов ядра ^{14}N по измеренным значениям $p\beta c$ для каналов фрагментации: $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$, $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$. Незаштрихованная часть гистограммы соответствует двухзарядным фрагментам, заштрихованная часть гистограммы - однозарядным фрагментам. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса.

На рисунке I.11 показан пример распределения по величине $p\beta c$ для двух каналов фрагментации, в которых проводилась идентификация фрагментов-спектаторов с $Z = 1$ и $Z = 2$ данным методом: $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$, $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$. Полученные экспериментальные значения величины $p\beta c$ для

однозарядных и двухзарядных фрагментов позволяют надежно разделить изотопы гелия и водорода, что говорит о высокой эффективности используемого метода.

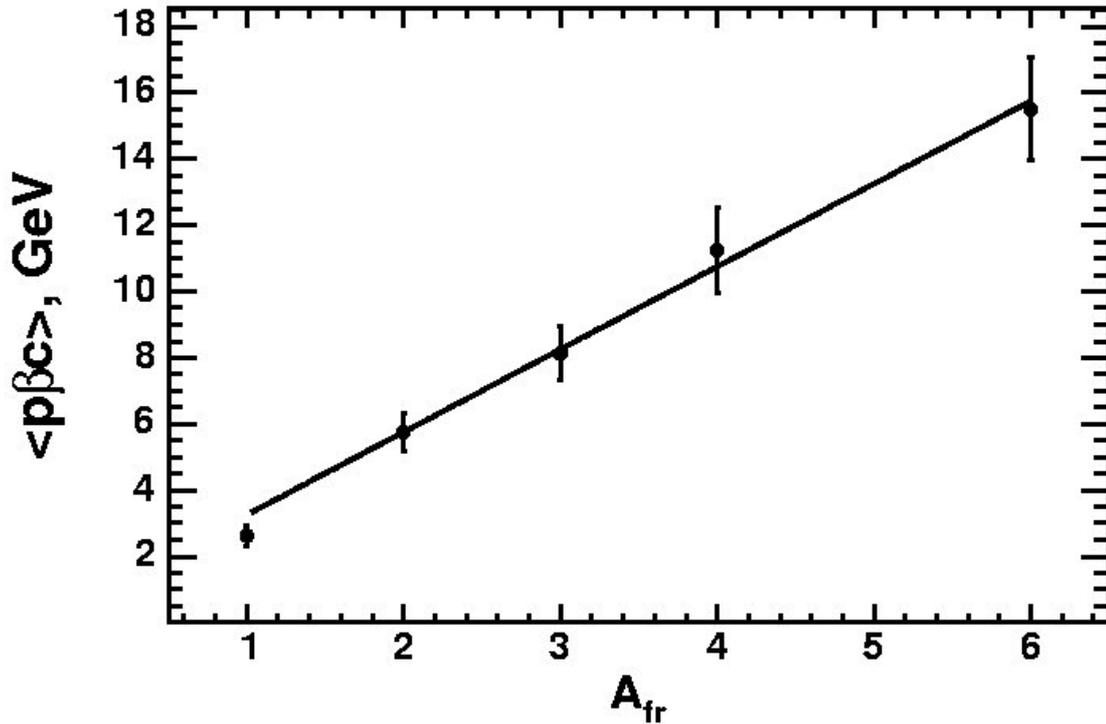


Рис. 1.12. Зависимость средней величины $\langle p\beta c \rangle$ для релятивистских фрагментов с $Z_{fr} = 1$ и $Z_{fr} = 2$ от идентифицированного (приписанного, предполагаемого) массового числа фрагмента A_{fr} для «белых» звезд $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$ и $^{14}\text{N} @ \text{C} + \text{H}$; линия – результат линейной аппроксимации.

Результаты разделения одно- и двухзарядных фрагментов по массовому числу $A_{fr} = p\beta c / p_0\beta$ (где $p\beta c$ – экспериментально полученное значение, $p_0 = 2.86 \text{ A ГэВ}/c$, $\beta = 0.9$), иллюстрирующие точность метода, приведены на [рис. 1.12](#). В распределении наблюдается достаточно отчетливая группировка фрагментов по массе A_{fr} . Средние значения величины $p\beta c$ для различных изотопов водорода и гелия равны соответственно: $\langle p\beta c (A_{fr} = 1) \rangle = 2.6 \text{ ГэВ}$, $\langle p\beta c (A_{fr} = 2) \rangle = 5.8 \text{ ГэВ}$, $\langle p\beta c (A_{fr} = 3) \rangle = 8.2 \text{ ГэВ}$, $\langle p\beta c (A_{fr} = 4) \rangle = 11.4 \text{ ГэВ}$, $\langle p\beta c (A_{fr} = 6) \rangle = 15.6 \text{ ГэВ}$. На [рисунке 1.12](#) приведены также ошибки измерения величины $p\beta c$ для различных фрагментов с $1 \leq A_{fr} \leq 6$. Полученная зависимость $\langle p\beta c (A_{fr}) \rangle$

аппроксимирована функцией вида $y = kx + b$ с числовыми коэффициентами $k = 0.8$, $b = 2.4$ и $c^2 = 0.19$.

ГЛАВА II. Исследование событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\alpha + X$ при ускоренном поиске

Для увеличения статистики событий $^{14}\text{N} @ 3\alpha + X$ проводился специальный ускоренный просмотр по площади, при котором выполнялось сканирование по полоскам, перпендикулярным направлению пучка первичных ядер азота. Таким методом было найдено 132 события с тремя релятивистскими фрагментами с $Z = 2$. Эти события и составляют предмет изучения в настоящей главе.

II.1 Угловые распределения одно- и двухзарядных фрагментов в диссоциации

Фрагменты налетающего ядра вылетают, главным образом, в пределах узкого переднего конуса, угол раствора которого определяется соотношением

$$\sin\theta_{fr} = \frac{p_f}{p_0}, \quad (2)$$

где $p_f = 0.2 \text{ ГэВ/с}$ — Ферми-импульс, а p_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда. Из приведенной формулы видно, что чем больше энергия снаряда, тем меньше углы вылета фрагментов ядра-снаряда. Для ядра азота, при импульсе первичного пучка $p_0 (^{14}\text{N}) = 2.86 \text{ А ГэВ/с}$, фрагментационный угол составил около 4° , см. формулу (3).

$$\sin\theta_{fr} (^{14}\text{N}) = \frac{0.2\text{ГэВ/с}}{2.86\text{ГэВ/с}} = 0.07 \Rightarrow \theta_{fr} \cong 4^\circ, \quad (3)$$

На рисунках II.1 и II.2 представлены распределения по полярному углу θ для одно- и двухзарядных фрагментов из реакции диссоциации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$. На обоих рисунках верхняя гистограмма соответствует всем двухзарядным фрагментам (с фрагментацией мишени и без нее); а заштрихованная гистограмма - “белым” звездам.

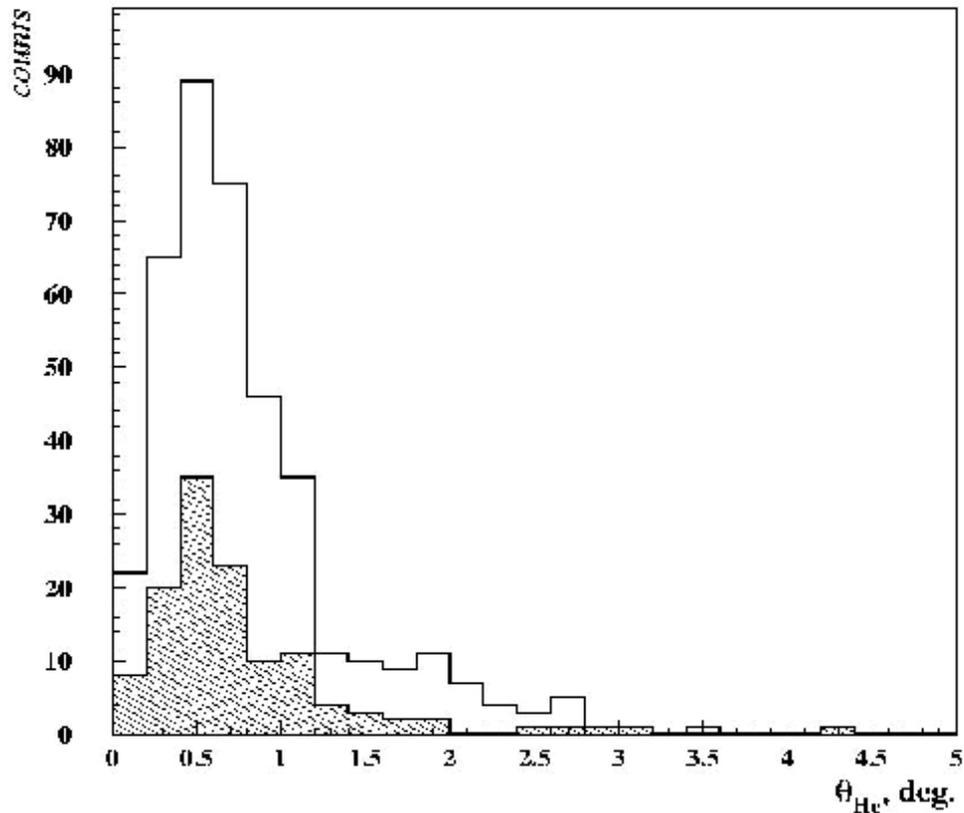


Рис. П.1. Распределения по полярному углу q_{He} для двухзарядных фрагментов из реакции диссоциации $^{14}N @ 3He + H$. Незаштрихованная гистограмма соответствует всем двухзарядным фрагментам, с фрагментацией мишени и без (132 события), $\langle q_{He} \rangle_{in} = 0.82^0$; заштрихованная гистограмма соответствует “белым” звездам (41 событие), $\langle q_{He} \rangle_{ws} = 0.76^0$.

Из данных, представленных на рисунках видно, что распределение для однозарядных фрагментов шире, чем для двухзарядных фрагментов. Данный результат легко объясним: чем легче фрагмент-спектатор, тем больший средний угол относительно первичного ядра-снаряда он имеет. Средние величины полярного угла q_{He} двухзарядных фрагментов равны $\langle \theta_{He} \rangle_{in} = (0.82 \pm 0.07)^0$, $\langle \theta_{He} \rangle_{wh} = (0.76 \pm 0.12)^0$ соответственно. Средние значения углов q_H однозарядных фрагментов равны:

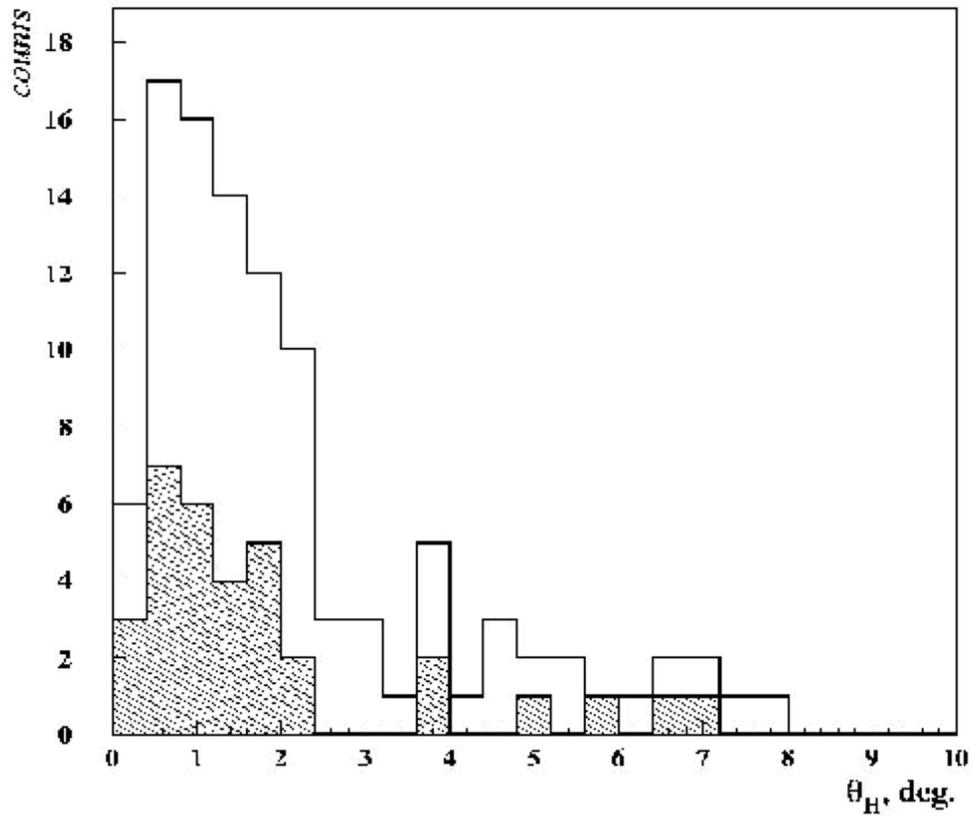


Рис. П.2. Распределения по полярному углу q_H для однозарядных фрагментов из реакции диссоциации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$. Незаштрихованная гистограмма соответствует всем двухзарядным фрагментам, с фрагментацией мишени и без (132 события), $\langle q_H \rangle = 2.17^\circ$; заштрихованная гистограмма соответствует “белым” звездам (41 событие), $\langle q_H \rangle_{ws} = 1.87^\circ$.

$\langle \theta_H \rangle_{in} = (2.17 \pm 0.19)^\circ$, $\langle \theta_H \rangle_{wh} = (1.87 \pm 0.29)^\circ$. Как для однозарядных, так и для двухзарядных фрагментов средняя величина угла $q_{H,He}$ меньше среднего предельного значения конуса фрагментации q_{fr}^0 . При сравнении величины среднего полярного угла для событий с фрагментацией мишени и без нее, есть указание на тенденцию $\overline{\theta(He, H)_{in}} > \overline{\theta(He, H)_{wh}}$.

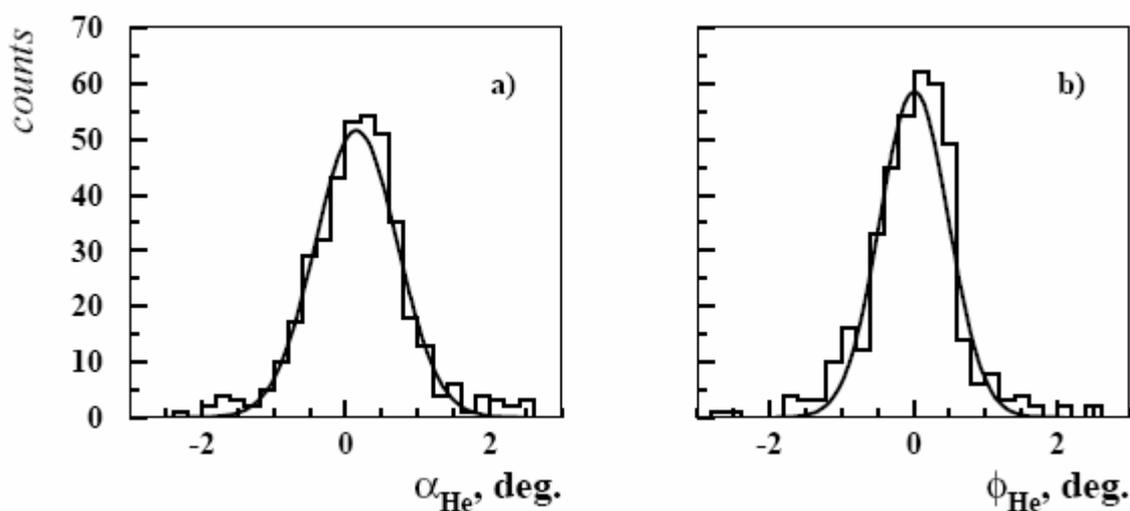


Рис. II.3. Распределение по глубинному углу a (градус) - а) и по углу в плоскости эмульсии f_{He} (градус) – б) для фрагментов He из взаимодействий $^{14}N @ 3He + X$ (132 события). Сплошная линия в обоих случаях соответствует аппроксимации функцией Гаусса.

Перейдем к рассмотрению одночастичных угловых распределений фрагментов He . Возможности эмульсионной методики позволяют измерить не только плоские углы, но и углы погружения в эмульсию. На рис. II.3 (а, б) представлены соответствующие распределения по глубинному углу - a_{He} и углу в плоскости эмульсии - f_{He} фрагментов He из взаимодействий $^{14}N @ 3He + X$. Инклюзивное распределение углов f в плоскости эмульсии, и углов a в плоскости перпендикулярной к ней, должны соответствовать гипотезе выборки их из генеральной совокупности нормального распределения.

Действительно, в эксперименте не наблюдается статистических корреляций между указанными величинами. Распределения по величине глубинного - a_{He} (рис. II.3 а) и плоского f_{He} (рис. II.3 б) углов характеризуются следующими значениями: $\langle a_{He} \rangle = (0.146 \pm 0.030)^0$ и $\langle f_{He} \rangle = (0.012 \pm 0.027)^0$. Отличие от нуля величины $\langle a_{He} \rangle$ объясняется тем, что точность измерения угла погружения в эмульсию меньше точности измерения угла в плоскости эмульсии. Величины среднеквадратичных

Табл. II.1. Параметры распределений двухзарядных фрагментов из событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ (см. рис. II.3 а, б).

	Все события α	Все события f
Число событий	396	396
Среднее значение,	0.146 ± 0.030	0.012 ± 0.027
σ	0.569 ± 0.025	0.476 ± 0.030
χ^2	1.133	2.409
$\chi^2_{\text{крит}}$ при $w=0.05\%$	32.671	32.671
n	21	21
d	0.776	0.759
$d_{\text{крит.}}$ при $w=0.05\%$	1.358	1.358

отклонений для этих величин равны соответственно $S_a = (0.476 \pm 0.030)^0$, $S_f = (0.570 \pm 0.025)^0$. Плавная кривая в обоих случаях на рис. II.3 (а, б) соответствует аппроксимации функцией Гаусса. Гипотеза нормальности распределения на $w = 0.05\%$ уровне значимости не отвергается. Соответствующие экспериментальные и критические параметры распределений представлены в табл. II.1, где χ^2 , d – значения критериев χ^2 – Пирсона при числе степеней свободы n и Колмогорова на уровне значимости $w = 0.05\%$.

Из данных, представленных на рис. II.3 (а, б) и табл. II.1 видно, что 95% экспериментально полученных значений глубинных $-a$ и плоских углов $-f$ характеризуются нормальным законом распределения. Экспериментально полученные значения критерия χ^2 -квадрат Пирсона и значения критерия Колмогорова много меньше соответствующих критических значений $\chi^2_{\text{крит}}$ и $d_{\text{крит}}$, что также подтверждает гипотезу о нормальном законе распределения на уровне значимости $w = 0.05\%$.

II.2 Импульсные и азимутальные корреляции α -частиц

Перейдем к рассмотрению основных кинематических характеристик релятивистских α -частиц – фрагментов ядра-снаряда из реакции $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$. Одной из важнейших характеристик вторичных частиц является их поперечный импульс. При анализе p_t -распределений и обсуждении результатов нами делалось два допущения. Во-первых, предполагалось, что все двухзарядные фрагменты являются ^4He , как это часто делалось в аналогичных эмульсионных экспериментах ранее [22, 16]. Во-вторых, анализ делался только на основе данных He фрагментов. Как было показано в работе [9], фрагментация ядра $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ удовлетворительно описывается в приближении $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$, когда нерегистрируемый в фотоэмульсии нейтрон не учитывается совсем.

Поперечные импульсы фрагментов He в л.с. p_t вычислялись по известной формуле:

$$p_t = Ap_0 \sin J$$

где p_0 - импульс нуклона ядра-снаряда, A – массовое число фрагмента, J - измеренный полярный угол испускания фрагмента. При этом мы исходили из того факта, что фрагмент ядра-снаряда имеет с хорошей точностью тот же импульс на нуклон, что и ядро-снаряд. 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 (обычно называемого эффектом “bounce off”).

Значения импульсов в системе 3 α -частиц получены путем учета (вычитания) импульса, получаемого системой при взаимодействии:

$$p_{ii}^* = p_{ii} - \sum_i \frac{p_{ii}}{3}$$

На рис. II.4 представлены дифференциальные распределения поперечных импульсов в лабораторной системе и системе 3-х α -частиц. О степени

согласия полученных экспериментальных результатов с модельным описанием процесса фрагментации [46, 47] можно судить, сравнивая оценки с распределением Рэлея.

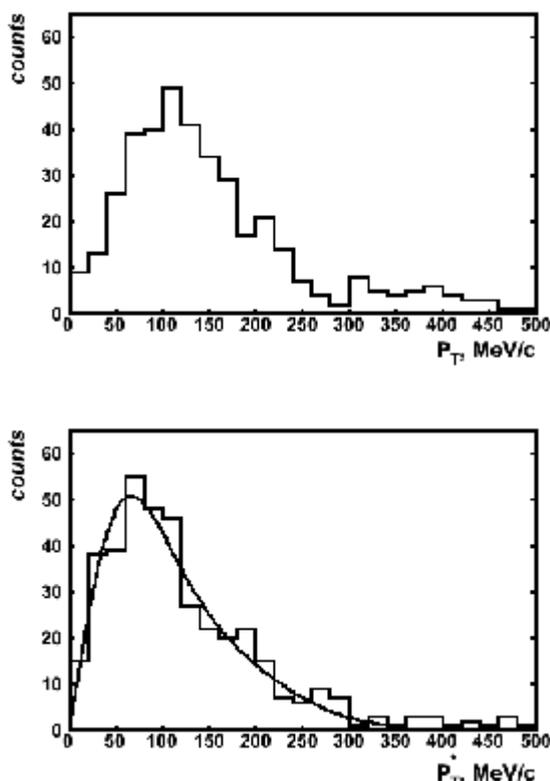


Рис. II.4. Распределение по поперечному импульсу фрагментов *He* из периферических взаимодействий $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ в лабораторной системе - p_t и в системе покоя α -частиц - p_t^* . Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух распределений Рэлея.

Как видно из рис. II.4, если описывать импульсное распределение $p_t^*(\text{He})$ суммой двух функций Рэлея, то получим наибольшее согласие теории и эксперимента. Подобная ситуация имела место и ранее в целом ряде работ при анализе данных по инклюзивной фрагментации ряда релятивистских ядер, полученных в условиях 4π -геометрии эксперимента. В частности, при исследовании фрагментации ядер $^{12}\text{C} @ 3\alpha$ [11], $^{16}\text{O} @ 4\alpha$ [16], p_t^* - распределения фитировались суперпозицией из двух распределений

Табл. II.2. Средние значения переданных поперечных импульсов двухзарядных фрагментов из событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ (см. рис. II.4) в системе $3a$ -частиц для всех зарегистрированных событий с развалом на $3a$ -частицы с фрагментацией мишени и без.

	$\langle p_t \rangle$, МэВ/с	$\langle p_t^* \rangle$, МэВ/с	$s_1(p_t^*)$, МэВ/с $s_2(p_t^*)$, МэВ/с	c^2, n	$c^2_{\text{критичь}}$ $w=0.05\%$
$^{14}\text{N}_{in} @ 3\text{He} + X$ (396 He фрагментов)	151.0	124.7	56.3 ± 7.5 111.8 ± 8.3	14.4, 14	23.7

Рэлея. Аналогичная процедура аппроксимации данных проведена и для $^{14}\text{N} @ 3a + X$, методом минимизации величины c^2 .

$$f(p_t) = C_1 \frac{P_t}{\sigma_1^2} \exp^{-p_t^2/2\sigma_1^2} + C_2 \frac{P_t}{\sigma_2^2} \exp^{-p_t^2/2\sigma_2^2}$$

где C_1 и C_2 – соответствующие константы, определяющие вес распределения при минимальном значении величины c^2 .

Средние значения $\langle p_t \rangle$, $\langle p_t^* \rangle$ приведены в табл. II.2, там же представлены соответствующие параметры аппроксимации $s_1(p_t^*)$ и $s_2(p_t^*)$ функции, являющейся суммой двух рэлеевских распределений с приблизительно равными весами. Средние значения $\langle p_t^* \rangle$ значительно меньше, чем $\langle p_t \rangle$ в лабораторной системе, и одинаковы для ядер ^{14}N [39], ^{12}C [11], ^{16}O [16] в пределах погрешности.

При анализе поперечных импульсов He фрагментов, как уже было упомянуто выше, принималось предположение, что все фрагменты He являются являются ^4He . Однако, как известно из экспериментальных данных, примесь ^3He среди двухзарядных фрагментов может быть весьма существенна. В нашем эксперименте, при фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$, примесь ^3He составила 30%. Детально вопрос идентификации двухзарядных фрагментов в канале фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$ описан в третьем

параграфе второй главы. В связи с этим, полезно проверить как может повлиять примесь ${}^3\text{He}$ на спектры по p_t . Для этого построены спектры по p_t для событий, в которых было проведено разделение двухзарядных фрагментов на ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, отдельно для каждой группы рис. II.5 а); а также для сравнения всех He вместе в предположении, что они являются ${}^4\text{He}$ рис. II.5 б).

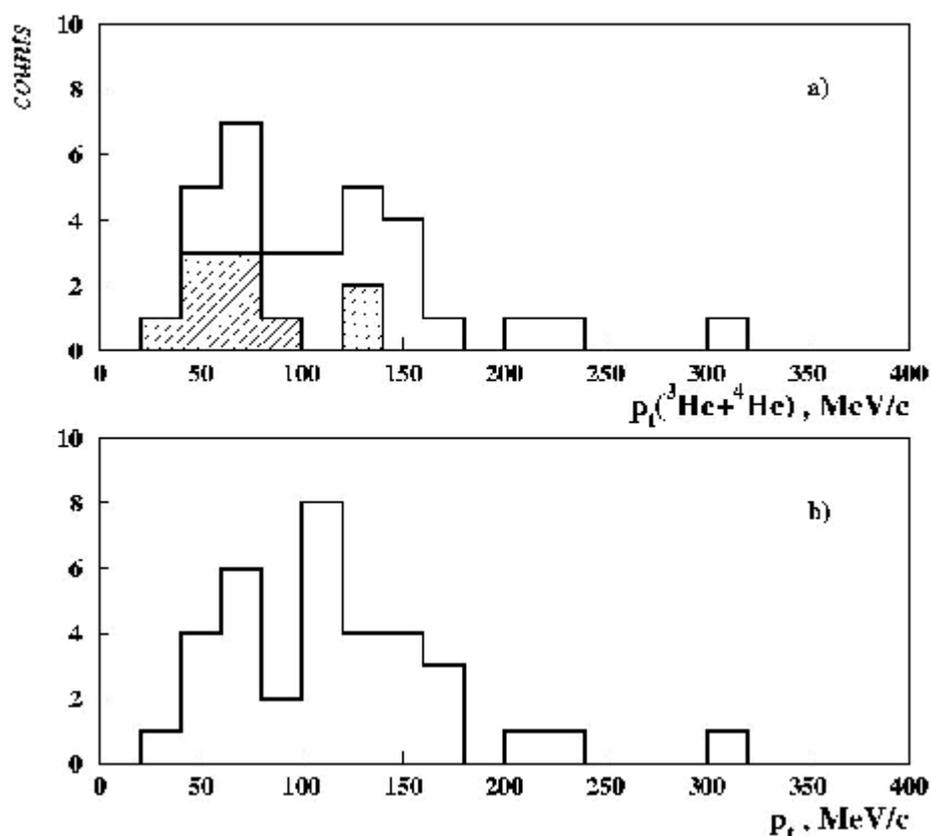


Рис. II.5. Распределение по поперечному импульсу фрагментов He из периферических взаимодействий ${}^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ а) - с разделением изотопов гелия. Незаштрихованная гистограмма соответствует ${}^4\text{He}$, заштрихованная гистограмма соответствует ${}^3\text{He}$; б) - в предположении, что все двухзарядные фрагменты являются ${}^4\text{He}$.

Как видно из рис. II.5 влияние замены ${}^3\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ приводит к незначительному изменению вида спектра.

Ожидаемое значение параметра распределения Рэля для поперечных импульсов, испускаемых из ядра ${}^{14}\text{N}$ α -частиц, равно $S(p_t) = 160 \text{ МэВ}/c$;

значение радиуса ядра $R(^{14}N) = 2.55 \text{ фм}$ для определения $S(p_i)$ заимствовано из работы [48], что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением $\langle p_i \rangle = 151 \text{ МэВ/с}$, в предположении что все двухзарядные фрагменты в инклюзивном распределении по величине p_i в л. с. являются ^4He .

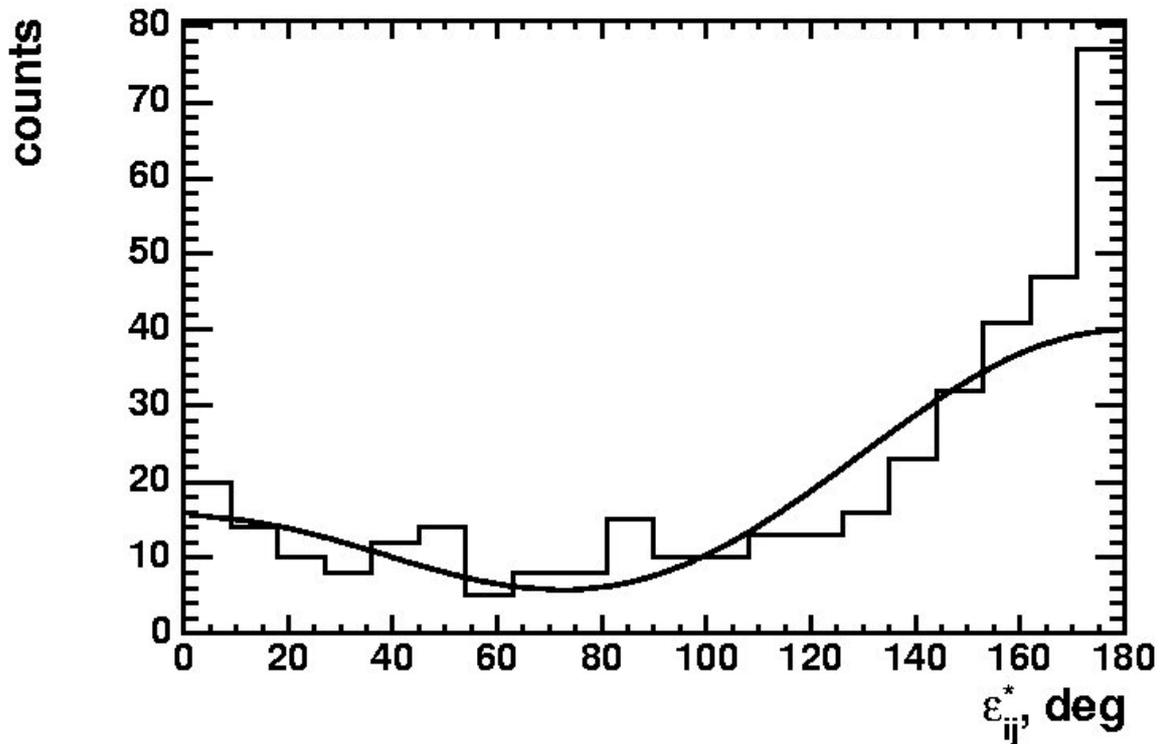


Рис. II.6. Распределение по парному азимутальному углу e_{ij}^* в системе покоя 3α -частиц для процесса $^{14}N \rightarrow 3\alpha + X$. Кривая – расчет по модели прямого статистического распада $^{14}N \rightarrow 3\alpha + X$.

Одной из возможных причин возникновения двух функций Рэлея для описания по величине p_i^* , может быть наличие последовательных распадов ядра азота на три α -частицы, т.е. образование нестабильного ядра ^8Be или какой-либо другой “резонансоподобной” системы, распадающейся на две α -частицы. В частности, на это указывает асимметрия в распределении по парному азимутальному углу e_{ij}^* между векторами поперечных импульсов

p_i, p_i^* α -частиц из одного акта взаимодействия. Асимметрия парного азимутального угла e_{ij}^* обнаруживает себя и для α -фрагментов для распада ядер ^{12}C [11], ^{16}O [16]. На рис. II.6 представлено распределение по парному азимутальному углу $\varepsilon_{ij}^* = \arccos \frac{p_{ii}^* p_{ij}^*}{p_{ii}^* p_{ij}^*}$ в системе покоя 3α -частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. Распределение по e_{ij}^* тоже неудовлетворительно описывается формой

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

вытекающей из предположения о прямом статистическом распаде ядра на наблюдаемые α -частицы. Как уже отмечалось выше, одной из возможных причин может быть фрагментация с образованием промежуточного нестабильного ядра. Роль ^8Be ясно проявляется и в распределении событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ (формула 4) пары α -частиц, образующихся в реакции, рис. II.7.

В ряде работ [25, 11, 16] показано, что ядра ^{12}C , ^{16}O фрагментируют с большой вероятностью с образованием промежуточного нестабильного ядра ^8Be . Это обстоятельство проявляется и в нашем эксперименте. Первый пик распределения на рис. II.7 соответствует значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . Эта часть спектра представлена в 20-кратно увеличенном масштабе на вставке рис. II.7. На ней видно хорошее совпадение центра распределения с энергией распада основного состояния ^8Be ($Q = 91.8 \text{ кэВ}$). На имеющейся статистике, получено что доля α -частиц, являющихся продуктами распада ^8Be составляет - 25 , 30 %.

Экспериментально факт существования ядра ^8Be установил Дж. А. Уиллер в 1940 г. Он изучал рассеяние α -частиц в гелии [49]. Им было показано, что две α -частицы, наблюдавшиеся в конечном состоянии, возникают из двух метастабильных состояний с четным полным моментом и

положительной четностью. Определенные им энергии этих состояний (0.125 и 2.9 МэВ) и ширины (~ 100 эВ и 0.8 МэВ) мало отличаются от современных данных о низших состояниях ядра ${}^8\text{Be}$.

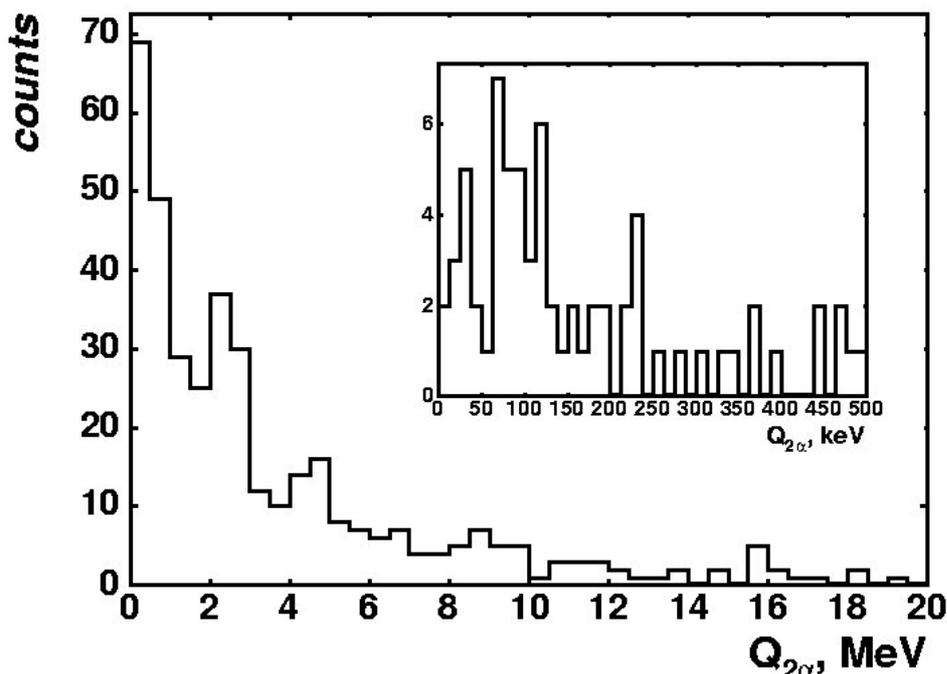


Рис. II.7. Распределение событий фрагментации ${}^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ по величине энергии Q_{2a} пары α -частиц, образующихся в реакции. На вставке: часть распределения в интервале между $0 - 500$ кэВ.

На рис. II.8 приведено распределение событий фрагментации ${}^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ по величине относительного пространственного угла Q между α -частицами, на вставке: часть распределения в интервале между $(0 - 6) \cdot 10^{-3}$ рад., соответствующая значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии 0^+ . Из рис. II.8 отчетливо видно, что величина относительного пространственного угла Q между α -частицами в случае распада через промежуточное ядро ${}^8\text{Be}$ значительно меньше величины этого же угла в случае фрагментации ${}^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$, без образования “префрагментов”.

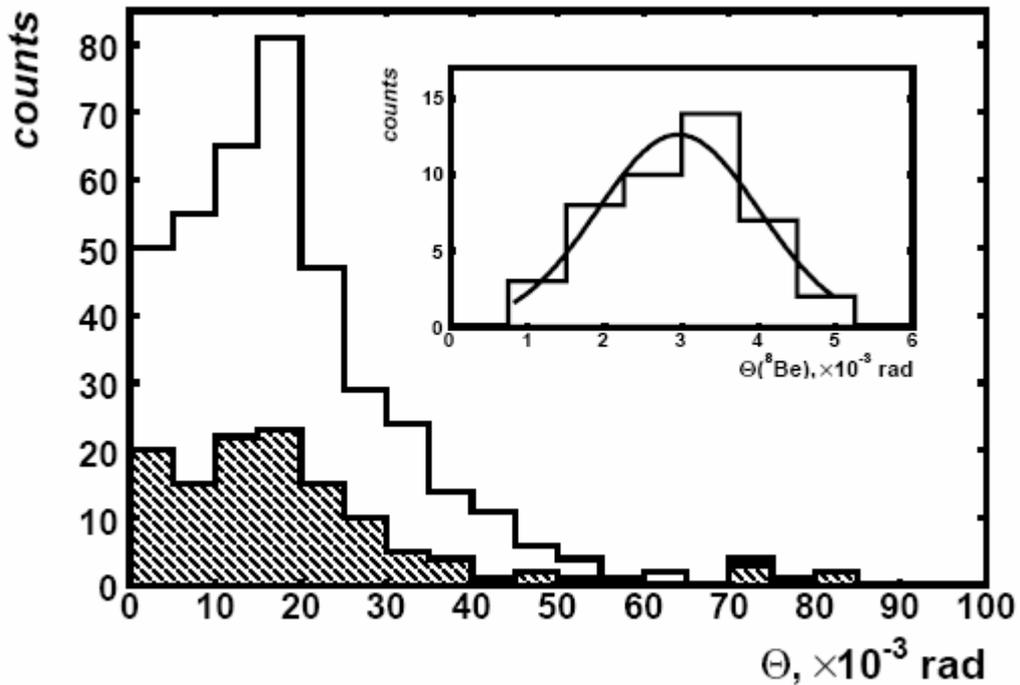


Рис. II.8. Распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ по величине относительного пространственного угла Q между α -частицами. Незаштрихованная гистограмма соответствует всем двухзарядным фрагментам, с фрагментацией мишени и без (132 события); заштрихованная гистограмма соответствует “белым” звездам (41 событие). На вставке: часть распределения в интервале между $(0 - 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад.}$, соответствующая значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . Величина $\langle Q(^8\text{Be}) \rangle = (2.96 \pm 0.18) \cdot 10^{-3} \text{ рад.}$, $\chi^2 = 0.93$, $n = 3$. Сплошная линия соответствует аппроксимации функцией Гаусса.

Для оценки энергетического масштаба образования 3α -систем в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$, представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения Q относительно основного состояния ядра ^{12}C (рис. II.9):

$$Q = M^* - M, \quad (4)$$

где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы, M^* – инвариантная масса системы фрагментов $M^{*2} = (\Sigma P_j)^2 = \Sigma(P_i \cdot P_k)$, где $P_{i,k}$ – 4-импульсы фрагментов i и k .

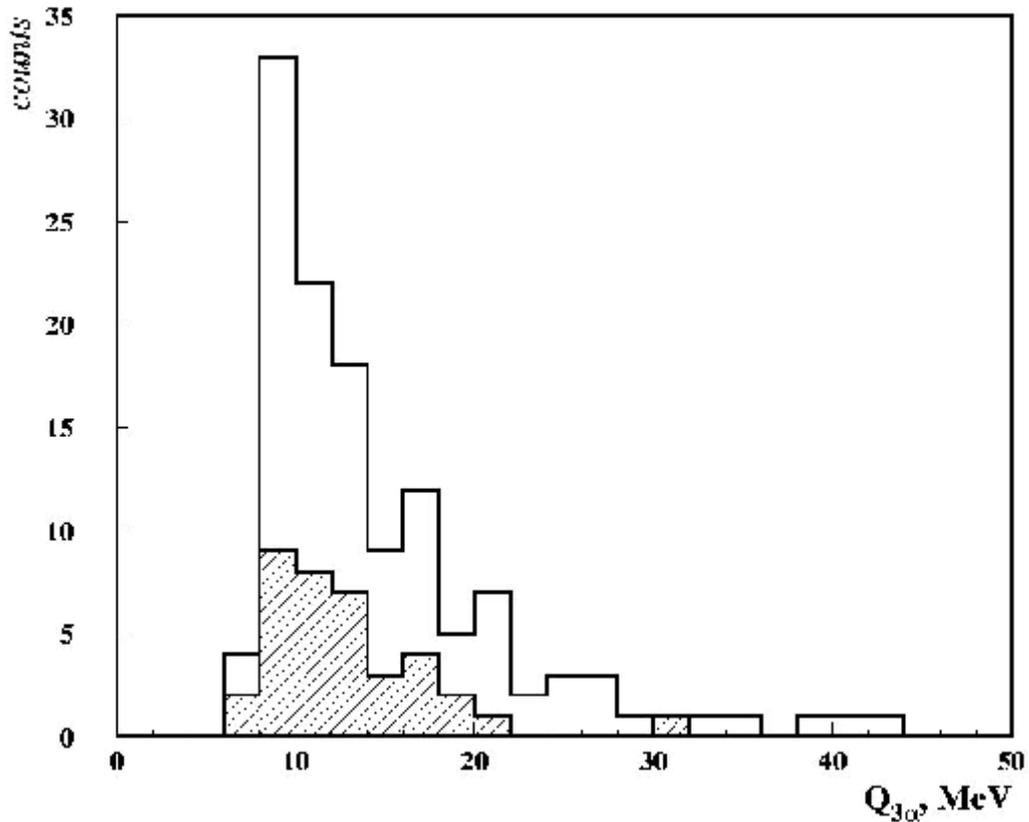


Рис. II.9. Распределение по инвариантной энергии возбуждения $Q_{3\alpha}$ троек α -частиц относительно основного состояния ядра ^{12}C для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. Незаштрихованная гистограмма соответствует всем двухзарядным фрагментам, с фрагментацией мишени и без (132 события); заштрихованная гистограмма соответствует “белым” звездам (41 событие).

Основная часть событий на [рисунке II.9](#) сконцентрирована в области Q от 8 до 14 МэВ, перекрывающей известные уровни ^{12}C . Смягчение условий отбора для событий $3\text{He} + \text{H}$, при котором разрешено образование фрагментов мишени, не ведет к смещению пика 3α -возбуждений. Это обстоятельство указывает на универсальность механизма заселения 3α -состояний.

II.3 Идентификация одно- и двухзарядных фрагментов

Разделение изотопов водорода и гелия проводилось по результатам измерения их импульсов ($p\beta c$), в предположении, что спектаторные фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному. Детальное описание метода дано в параграфе I.5.

При многократном кулоновском рассеянии распределение $p\beta c$ для отдельных частиц с одинаковым зарядом и импульсом должно быть близким к нормальному распределению. Поэтому для группы фрагментов с одинаковой скоростью и одинаковым зарядом, но разными массами распределение по $p\beta c$ должно представлять собой суперпозицию нескольких нормальных распределений.

На рис. II.10 представлены результаты измерения многократного рассеяния для одно- и двухзарядных фрагментов событий типа “белая” звезда. Измеренные значения импульсов для однозарядных фрагментов (заштрихованная часть гистограммы) удовлетворительно аппроксимируются суммой двух гауссианов, максимумы которых расположены при 2.6 ГэВ и 5.8 ГэВ и соответствуют изотопам ^1H и ^2H . Полученное таким образом отношение выхода изотопов ^1H к ^2H , примерно, равно $2 : 1$. Это указывает на заметное снижение в нашем случае доли дейтронов среди однозарядных фрагментов по сравнению со случаями релятивистской фрагментации ядер ^6Li (канал $\text{He} + \text{H}$) и ^{10}B (канал $2\text{He} + \text{H}$), где выходы протонов и дейтронов примерно равны [38, 2].

На рис. II.10 приведено также распределение измеренных $p\beta c$ для 37 двухзарядных фрагментов (незаштрихованная часть гистограммы), максимумы данного аппроксимирующего распределения расположены при значениях $p\beta c$, равных 8.2 ГэВ , 11.2 ГэВ и 15.0 ГэВ , что достаточно близко к значениям $p\beta c$, соответствующим изотопам ^3He , ^4He , ^6He .

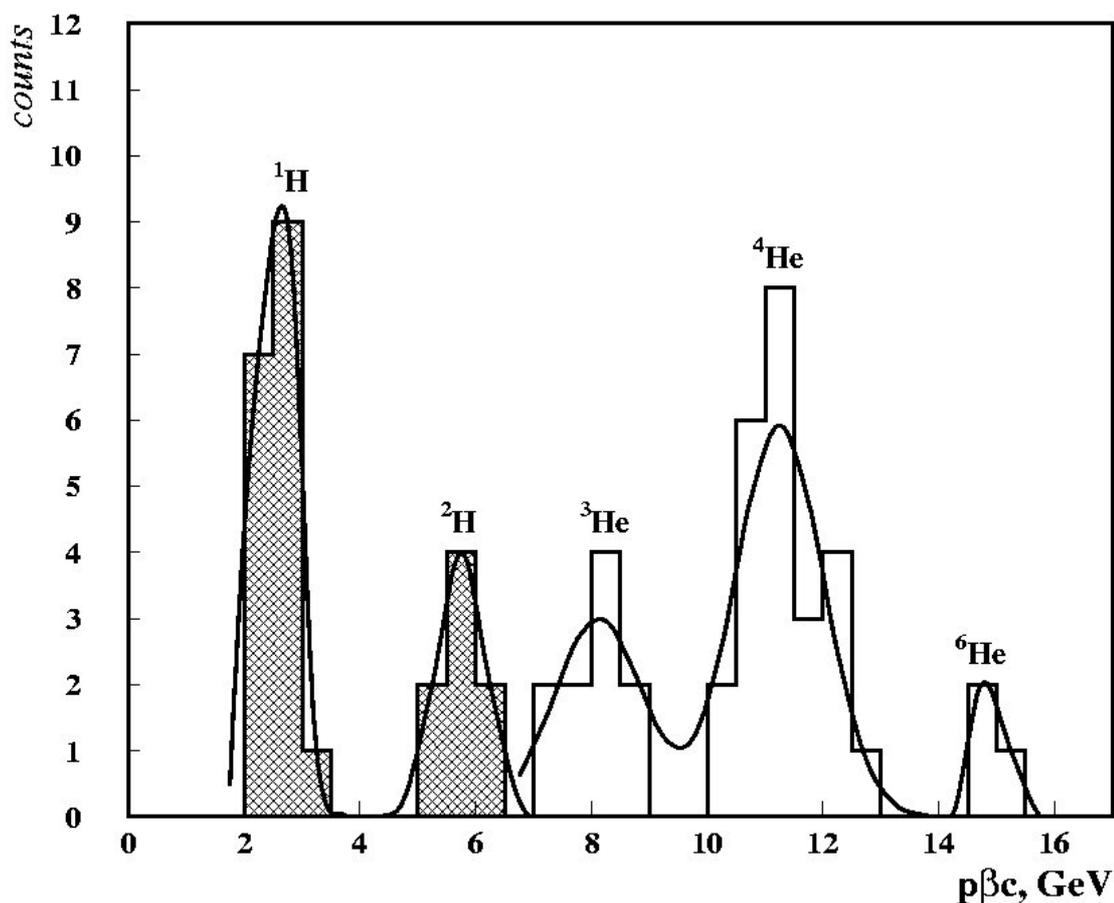


Рис. II.10. Распределение одно- и двухзарядных фрагментов ядра ^{14}N по измеренным значениям $p\beta c$ в канале диссоциации $3\text{He} + \text{H}$ (37 следов для двухзарядных фрагментов, 25 следов для однозарядных фрагментов). Незаштрихованная часть гистограммы соответствует двухзарядным фрагментам, заштрихованная часть гистограммы - однозарядным фрагментам. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух функций Гаусса для однозарядных фрагментов, и трех функций Гаусса для двухзарядных фрагментов. Максимумы аппроксимирующих распределений расположены при значениях $p\beta c$, равных 2.6 ГэВ и 5.8 ГэВ; 8.2 ГэВ, 11.2 и 15.0 ГэВ, и соответствуют изотопам водорода ^1H , ^2H и гелия: ^3He , ^4He , ^6He .

Выход фрагментов в процентном соотношении составляет для ${}^3\text{He}$ приблизительно 30 - 35%, для ${}^4\text{He}$ – 65 - 70%. Имеется также несколько изотопов гелия в районе pbc от 14 до 16 ГэВ, которые были идентифицированы как ${}^6\text{He}$ (5% от общего числа взаимодействий). Значение pbc (${}^6\text{He}$) @ 15 ГэВ несколько ниже ожидаемого, что связано с некоторыми методическими вопросами в определении данной величины. Эта задача была успешно решена после разделения всех фрагментов из реакции: ${}^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$, в которой было указание на существование изотопа ${}^6\text{He}$. По результатам данного комплексного исследования, двухзарядный фрагмент был идентифицирован как ${}^6\text{He}$ в диссоциации ${}^{14}\text{N} @ {}^6\text{He} + {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + {}^1\text{H}$ (см. детальное описание в Главе III).

II.4 Диссоциация с образованием фрагментов ядер мишени

Идентификация ядра-мишени в эмульсионном эксперименте является нетривиальной задачей, т.к. в состав эмульсии входят несколько ядер: H , C , N , O , Ag и Br со своими удельными весами. Такая задача подробно описана в работах [22, 23] для различного типа взаимодействий. Таким образом, взаимодействия на различных ядрах мишени классифицированы следующим образом:

- 1) события, сопровождающиеся $n_g = 1$, $n_b = 0$ могут быть интерпретированы как взаимодействия на водороде - H эмульсии;
- 2) события, в которых $1 \leq n_g + n_b < 8$ принадлежат к группе CNO и AgBr , за исключением событий попадающих под первый пункт;
- 3) события, в которых $n_g + n_b > 8$ относят к группе AgBr .

Наибольшая трудность в данной классификации состоит в разделении событий по группам CNO и AgBr , т.к. интерпретация событий с $n_g + n_b > 1$ требует дополнительного анализа свойств фрагментов мишени (определение пробега и заряда фрагмента ядра-мишени). Исследование указанной проблемы не являлось задачей данного исследования, поэтому в настоящей

работе приведена лишь оценка вероятности взаимодействий ядер ^{14}N на H эмульсии и на группе ядер $\text{CNO} + \text{AgBr}$.

Табл. II.3. Распределение статистики из 109 событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + H + X$ в интервале $Q_{3\alpha} < 20 \text{ МэВ}$ для различных множественностей сопровождающих частиц ($n_s = 0$). В скобках указано число событий при $n_s > 0$. SP_t - суммарный поперечный импульс системы из 3α -частиц для “белых” звезд ($n_g = 0, n_b = 0$), фрагментации на водороде ($n_g = 1, n_b = 0$), фрагментации на тяжелых ядрах эмульсии ($n_g = 0, n_b = 1$ и $n_b = 2$).

	$n_g = 0,$ $n_b = 0$	$n_g = 1,$ $n_b = 0$	$n_g = 0,$ $n_b = 1$	$n_g = 0,$ $n_b = 2$	$n_g = 0,$ $n_b = 3$	$n_g = 0,$ $n_b = 4$	$n_g = 0,$ $n_b = 5$	$n_g = 0,$ $n_b = 6$	$n_g > 0,$ $n_b > 0$	$n_g > 1,$ $n_b = 0$	$n_g = 1,$ $n_b = 3$
$Q_{3\alpha} \leq 20$ МэВ	41 -	6 -	23 (6)	16 (7)	3 (3)	2 (1)	1 (1)	1 (1)	8 (2)	7 (1)	1 -
$SP_t,$ МэВ	215.7 ± 20.6	166.7 ± 28.1	360.3 ± 28.5								

Для оценки сечения взаимодействий ядер ^{14}N на различных компонентах, входящих в состав ядерной фотоэмульсии, проведен анализ событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + H + X$ для различных множественностей сопровождающих частиц. В табл. II.3 представлено распределение статистики из 109 событий исследуемого класса взаимодействий в интервале $Q_{3\alpha} < 20 \text{ МэВ}$ по числу и типу сопровождающих фрагментов ядра мишени. Там же представлено среднее значение суммарного поперечного импульса для системы из 3α -частиц для фрагментации на легких и тяжелых ядрах эмульсии.

Из данных, представленных в таблице видно, что среднее значение величины суммарного поперечного импульса системы из 3α -частиц для “белых” звезд ($n_g = 0, n_b = 0$) и взаимодействий на водороде эмульсии ($n_g = 1, n_b = 0$) в пределах ошибок одинаковы. При образовании более тяжелых фрагментов мишени ($n_g = 0, n_b = 1, 2$) среднее значение суммарного поперечного импульса системы из 3α -частиц существенно увеличивается.

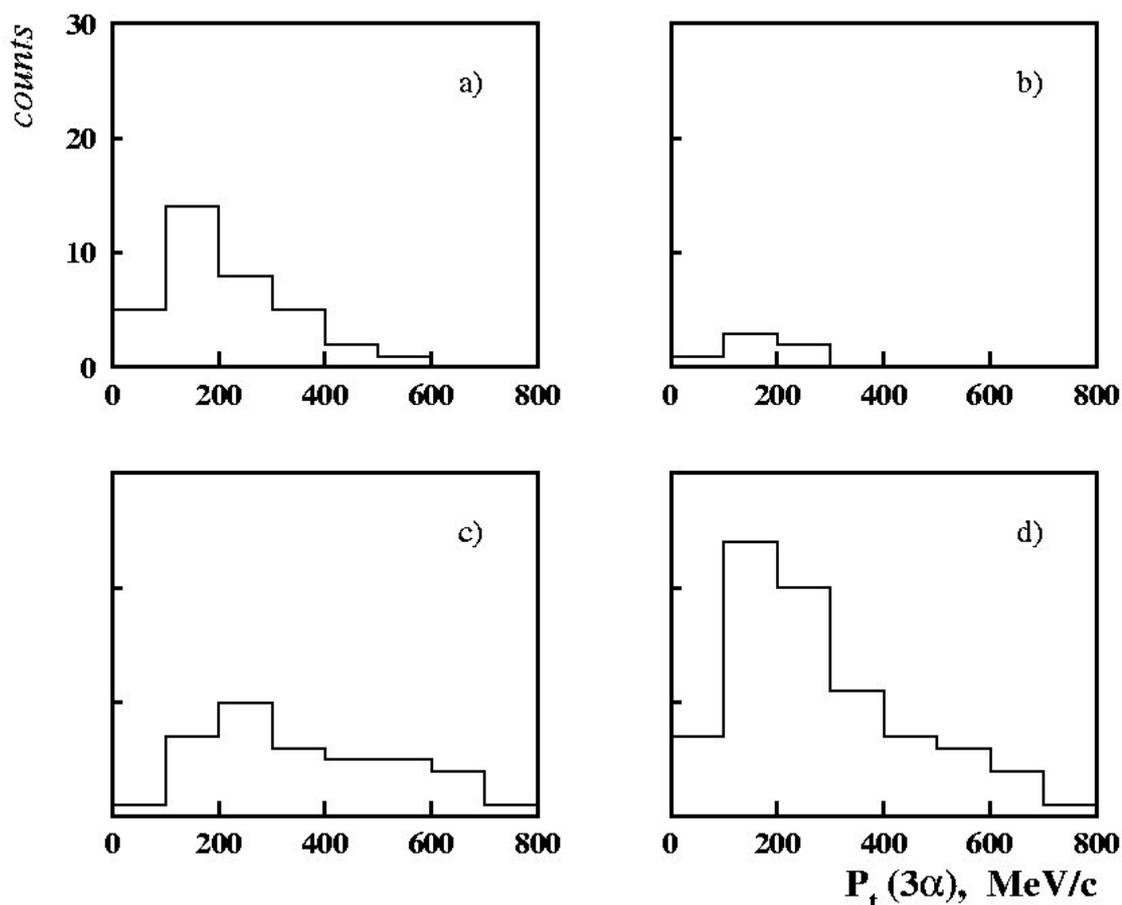


Рис. II.11. Распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ по суммарному поперечному импульсу системы из 3α -частиц $P_t(3\alpha)$ для а) - “белых” звезд $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$ (35 событий), $\langle P_t(3\alpha) \rangle = 215.7 \pm 20.6 \text{ МэВ/с}$; б) - фрагментации на водороде (6 событий), без заряженных мезонов ($n_s = 0$), $\langle P_t(3\alpha) \rangle = 166.7 \pm 28.1 \text{ МэВ/с}$; в) - фрагментации на тяжелых ядрах эмульсии (39 событий), без заряженных мезонов ($n_s = 0$), $\langle P_t(3\alpha) \rangle = 360.3 \pm 28.5 \text{ МэВ/с}$; д) - сумма распределений а), б), в) $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$ (80 событий), $\langle P_t(3\alpha) \rangle = 282.5 \pm 18.8 \text{ МэВ/с}$.

Следует отметить также, что доля событий $^{14}\text{N} @ 3\alpha + X$, сопровождающихся образованием ливневых s - частиц составляет приблизительно 20%. Аналогичные результаты были получены и для ядра $^9\text{Be} @ 2\alpha + X$, для которого доля событий с образованием s - частиц $\approx 22\%$.

На [рис. II.11](#) представлены распределения по величине суммарного поперечного импульса системы из 3α -частиц для различных множественностей фрагментов мишени и без рожденных мезонов. Из данных, представленных на [рис. II.11](#), можно видеть, что сечение фрагментации на водороде эмульсии невелико ([II.11 b](#)), при этом характерна небольшая передача суммарного поперечного импульса 3α -системе. При образовании более тяжелых фрагментов ядра-мишени ([II.11 c](#)) распределение смещается в область больших значений.

ГЛАВА III. Наблюдение полностью идентифицированных и редких каналов диссоциации ядра ^{14}N

Для части исследуемых в работе каналов фрагментации удалось выполнить полную идентификацию фрагментов. Идентификация изотопов водорода и гелия проводилась по результатам измерения величины $p\beta c$ методом многократного кулоновского рассеяния, в предположении, что спектаторные фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному значению.

Идентификация фрагментов с зарядом $Z \cong 3$ производилась комплексным образом. При определении заряда таких фрагментов использовался метод счета d -электронов. Далее, в предположении сохранения числа нуклонов до и после взаимодействия, фрагменту с $Z \cong 3$ приписывалось недостающее до $A = 14$ массовое число. В соответствии с данной идентификацией фрагментов, обсуждаются структурные особенности каналов фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow C + H$, $^{14}\text{N} \rightarrow B + He$, $^{14}\text{N} \rightarrow 3He + H$ для различных конфигураций изотопов. Дана оценка вероятности процесса неупругой перезарядки ядра ^{14}N . Несмотря на небольшую статистику представленных мод диссоциации, сам факт их наблюдения полезен для понимания динамики релятивистской мультифрагментации.

III.1 Двухчастичные каналы фрагментации

Согласно представленному в I Главе распределению периферических взаимодействий ядер ^{14}N по зарядовым модам с $SZ_{fr} = 7$ реализуются следующие 2-хтельные каналы фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow C + H$, $^{14}\text{N} \rightarrow B + He$, $^{14}\text{N} \rightarrow Li + Be$. Микрофотографии для реакций $^{14}\text{N} \rightarrow C + H$, $^{14}\text{N} \rightarrow B + He$ содержит приложение к данной диссертации, фото П.2, П.3. Вероятность образования 2-хтельной моды $^{14}\text{N} \rightarrow Li + Be$ крайне мала, из 61

взаимодействия типа “белая” звезда зарегистрировано только одно событие с развалом на два примерно равных по массе ядра. Вследствие чего остановимся на более детальном изложении 2-хтельных мод $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow \text{B} + \text{He}$ с более высокой статистической обеспеченностью.

Можно было бы ожидать, что значения вероятности каналов диссоциации будут снижаться по мере возрастания массового порога Q . Наибольшая вероятность могла бы соответствовать каналам $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13,12}\text{C} + ^{1,2}\text{H}$ со значениями $Q \approx 7.6$ и 10.2 МэВ. Следующим по вероятности мог бы быть канал $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^4\text{He}$ ($Q \approx 11.6$ МэВ). Действительно, доля событий $\text{C} + \text{H}$ оказалась достаточно значительной – 25%.

Однако лидирующую роль в данном эксперименте надежно занимает множественный канал $^{14}\text{N} \rightarrow 3\ ^4\text{He} + p$ с массовым порогом $Q \approx 19$ МэВ. Доля событий $\text{B} + \text{He}$, вопреки ожиданиям, оказалась малой – всего 8%. Стоит отметить, что схожая ситуация наблюдалась при изучении “белых” звезд, образованных в ядерной эмульсии релятивистскими ядрами ^{10}B [6]. Среди них лидировал 3-хтельный канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ ($Q \approx 6$ МэВ) – 75%, а 2-хтельный канал $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He}$ ($Q \approx 4.5$ МэВ) составил всего 15%. Таким образом, как для ядра ^{10}B , так и для ^{14}N канал связанный с отделением ^4He оказывается подавленным по сравнению с множественной диссоциацией.

Согласно разделению одно- и двухзарядных фрагментов на соответствующие изотопы детально представлены некоторые структурные особенности 2-хтельных мод $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^1\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^2\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{C} + ^3\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^4\text{He}$.

Результаты идентификации 11 однозарядных фрагментов методом многократного кулоновского рассеяния для событий $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$ представлены на рис. III.1. Полученное распределение по массовому числу однозарядных фрагментов для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$ указывает на следующее соотношение изотопов $p : d : t = 6 : 4 : 1$.

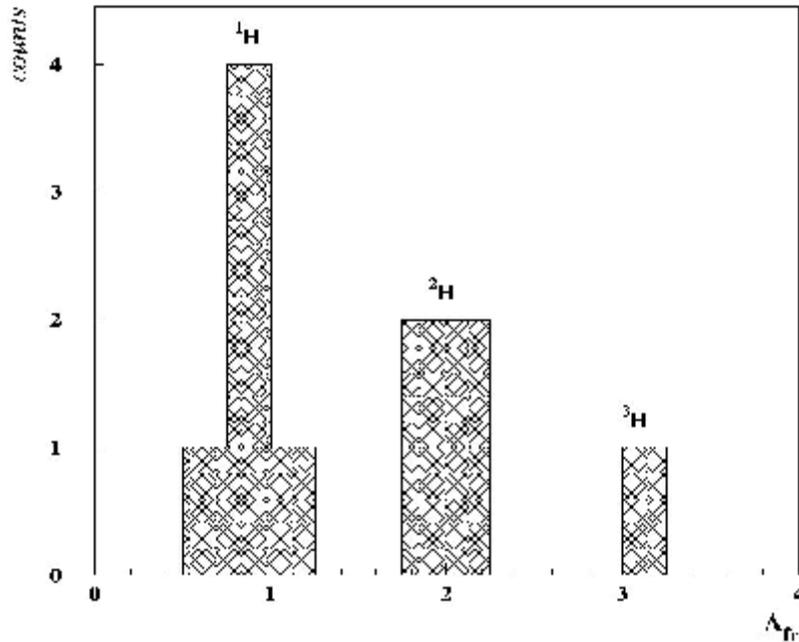


Рис. III.1. Распределение по массовому числу $A = p\beta c / p_0\beta$ (где $p\beta c$ - экспериментально полученное значение, $p_0 = 2.86$ А ГэВ/с, $\beta = 0.9$) однозарядных фрагментов для канала фрагментации $^{14}\text{N} @ C + H$.

Следует отметить, что для данного канала фрагментации, как и ожидалось, вероятности каналов диссоциации снижаются по мере возрастания массового порога Q :

$$\begin{aligned}
 W(^{14}\text{N} @ ^{13}\text{C} + ^1\text{H}) &\gg 55\%, & Q_{Cp} &= 8 \text{ МэВ}; \\
 W(^{14}\text{N} @ ^{12}\text{C} + ^2\text{H}) &\gg 35\%, & Q_{Cd} &= 11 \text{ МэВ}; \\
 W(^{14}\text{N} @ ^{11}\text{C} + ^3\text{H}) &\gg 10\%, & Q_{Ci} &= 23 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}$$

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

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

образующихся фрагментов. Интересной особенностью данной 2-хтельной моды является указание на корреляцию по азимутальному углу разлета

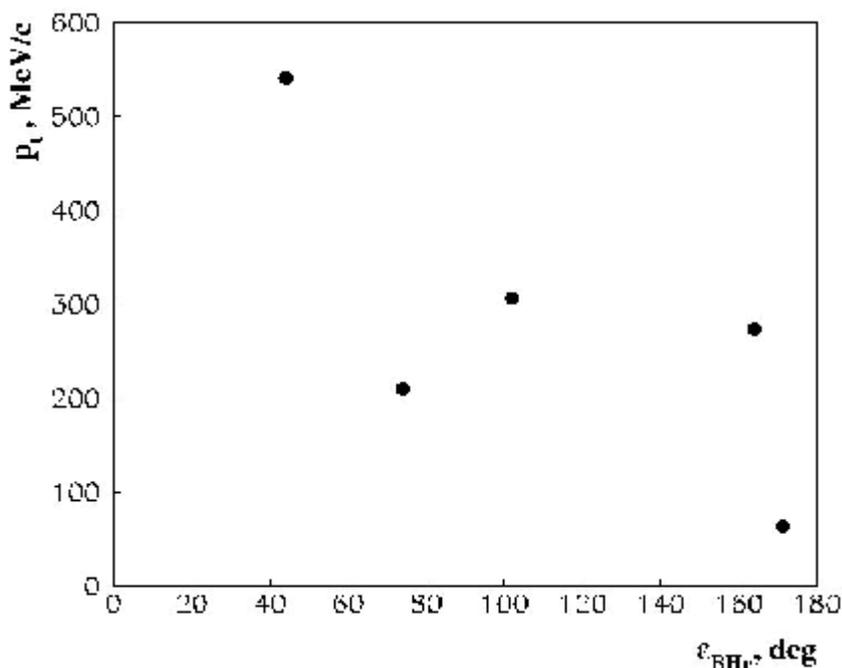


Рис. III.2. Зависимость суммарного переданного импульса системе $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^4\text{He}$ (5 событий) от азимутального угла ϵ_{BHe} между фрагментами ^{10}B и ^4He в лабораторной системе координат.

фрагментов ϵ_{BHe} , возрастающую при уменьшении суммарного переданного системе фрагментов $^{10}\text{B} + ^4\text{He}$ поперечного импульса, что проиллюстрировано на [рис. III.2](#).

Следует отметить прикладное значение накопления данных по вероятностям образования и составу продуктов релятивистской фрагментации ядер ^{14}N . При бомбардировке верхних слоев земной атмосферы релятивистскими протонами галактического происхождения за время ее существования могла происходить наработка легких редкоземельных элементов *Li*, *Be* и *B* с последующим накоплением их в земной поверхности. Исследования в обратной кинематике структуры фрагментации ядра ^{14}N могут привести к важным выводам о запасах изотопов в земной коре.

III.2 Полностью идентифицированные моды диссоциации

$^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$

Для части “белых” звезд $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$ удалось выполнить полную идентификацию фрагментов.

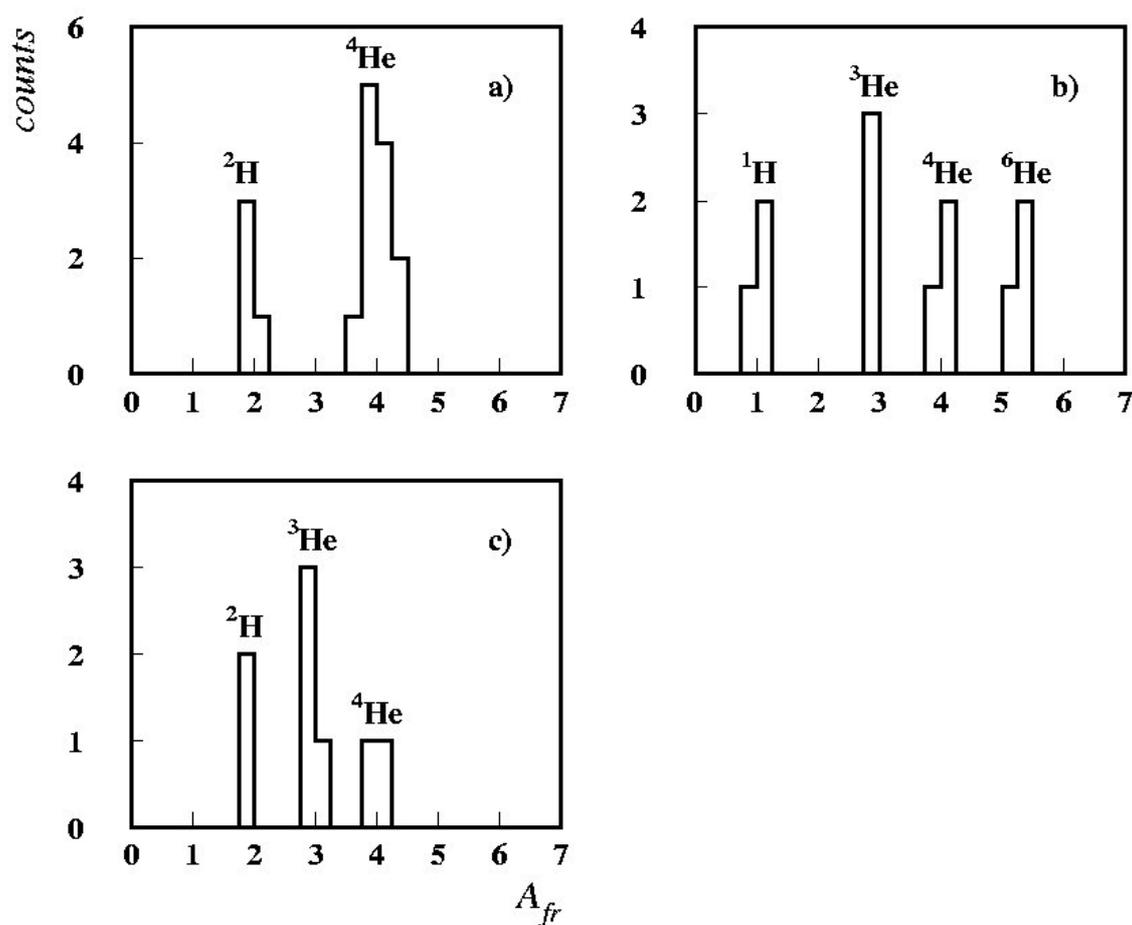


Рис. III.3. Распределение по массовому числу $A = p\beta c / p_0\beta$ (где $p\beta c$ -экспериментально полученное значение, $p_0 = 2.86 A \text{ ГэВ}/c$, $\beta = 0.9$) однозарядных и двухзарядных фрагментов для каналов фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + ^2\text{H}$ – а), $^{14}\text{N} @ ^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + ^1\text{H}$ – б), $^{14}\text{N} @ ^4\text{He} + 2\text{He} + ^2\text{H}$ – в).

Несмотря на невозможность систематического представления данных, стоит отметить образование необычных состояний, для которых

необходима перегруппировка нуклонов за пределы α -частичных связей, а, значит, и преодоление высоких энергетических порогов Q . Всего идентифицировано 36 одно- и двухзарядных фрагментов из множественных каналов фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$. Все многообразие конфигураций изотопов водорода и гелия для данной зарядовой моды представлено на рис. III.3 а, б, с. Из них 4 события $3^4\text{He} + ^2\text{H}$, $Q \approx 18 \text{ МэВ}$ (рис. III.3 а); 3 события $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + p$, $Q \approx 39 \text{ МэВ}$ (рис. III.3 б); 2 события $^4\text{He} + 2 ^3\text{He} + ^2\text{H}$, $Q \approx 59 \text{ МэВ}$ (рис. III.3 с). Для протекания последнего из вышеперечисленных процессов необходимо разрушение двух α -кластеров и эмиссия пары нейтронов.

Представленные на рисунке III.3 распределения одно- и двухзарядных фрагментов по величине A_{fr} демонстрируют исключительную надежность при разделении изотопов водорода и гелия.

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

Эффект лидирования множественной фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$ несомненно заслуживает теоретического объяснения. Возможно, что эти процессы, обсуждаемые здесь для легких ядер, лежат в основе множественной фрагментации (полного разрушения) и более тяжелых ядер.

III.3 Наблюдение процессов неупругой перезарядки

К событиям неупругой перезарядки относились события, в которых первичный трек имел заряд 7, а суммарный заряд во фрагментационном конусе равнялся 7 ± 1 (фото П.10, П.11, П.12 в Приложении). Во избежание ошибки, заряды, как первичного ядра-снаряда, так и фрагментов в этих событиях измерялись несколько раз. Распределение событий неупругой перезарядки по зарядовым модам с $SZ_{fr} = 8$ и $SZ_{fr} = 6$ представлены в табл. I.3. Доля событий данного класса не превышает 3% от всех найденных при первичном просмотре взаимодействий.

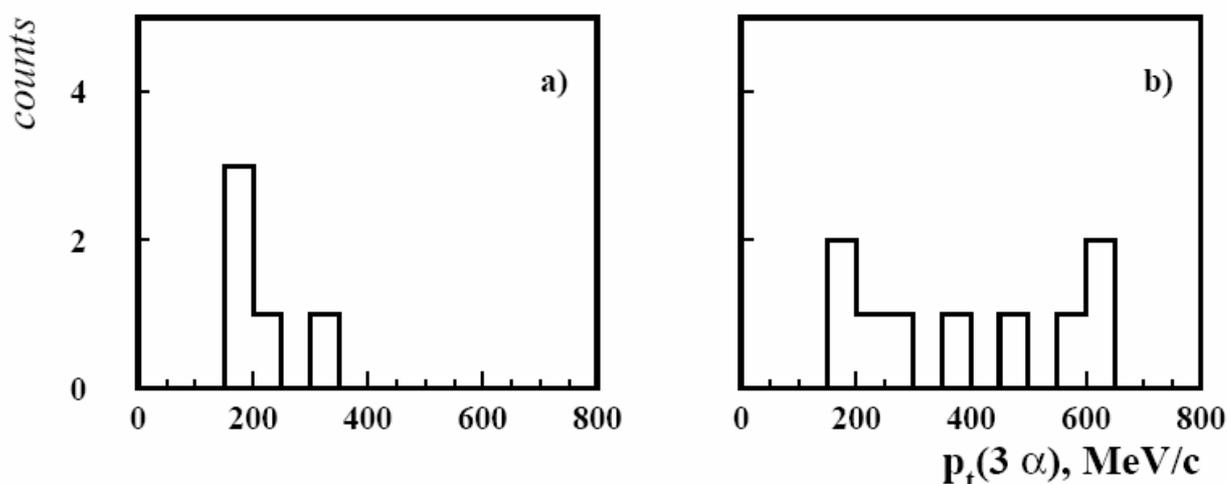


Рис. III.4. Распределение по суммарному поперечному импульсу системы из 3α -частиц “белых” звезд процессов неупругой перезарядки ядра для 5-ти событий $^{14}N_{ws} \text{ @ } 3He$ - а), 9-ти событий $^{14}N_{ws} \text{ @ } 3He + 2H$ - б).

Величина среднего значения поперечного импульса двухзарядного фрагмента из $^{14}N \text{ @ } 3He$ существенно меньше, чем в случае $^{14}N \text{ @ } 3He + 2H$ и равна $p_t(^{14}N \text{ @ } 3He) = 160 \pm 16 \text{ МэВ/с}$, $p_t(^{14}N \text{ @ } 3He + 2H) = 220 \pm 40 \text{ МэВ/с}$ соответственно. При анализе p_t -распределений и обсуждении результатов все двухзарядные фрагменты считались 4He . Величина поперечного импульса, полученная системой трех α -частиц в процессах неупругой перезарядки $^{14}N \text{ @ } 3He + 2H$ и $^{14}N \text{ @ } 3He$, определялась как векторная

сумма поперечных импульсов двухзарядных фрагментов, распределение приведено на [рисунке III.4](#).

Согласно представленным данным, средняя величина суммарного переданного системе из 3α -частиц поперечного импульса $p_t(3\alpha) = 221 \pm 20$ МэВ/с при $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + 2\text{H}$ ([рис. III.4 а](#)) значительно меньше по сравнению с $p_t(3\alpha) = 391 \pm 40$ МэВ/с, полученным ядром в процессе неупругой перезарядки $^{14}\text{N} @ 3\text{He}$ ([рис. III.4 б](#)).

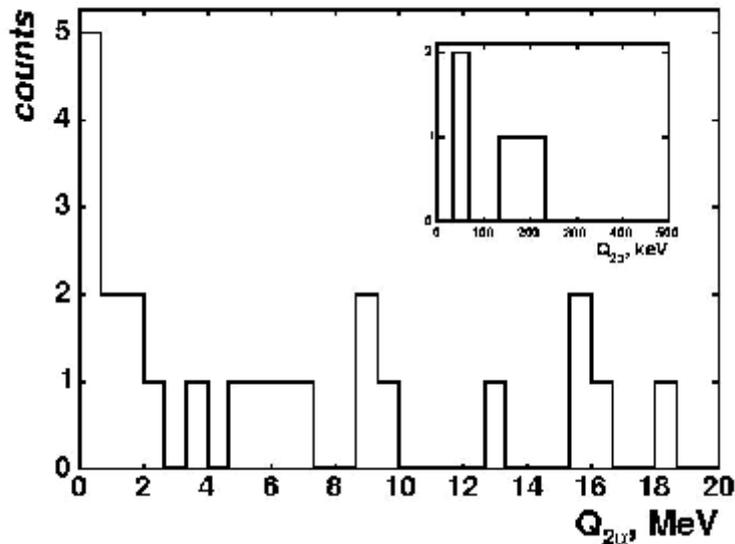


Рис. III.5. Распределение событий фрагментации $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + 2\text{H}$ по величине энергии Q_{2a} пары α -частиц, образующихся в реакции. На вставке: часть распределения в интервале между 0 - 500 кэВ.

По аналогии с фрагментацией $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + \text{H}$ была произведена оценка вероятности образования промежуточного нестабильного ядра ^8Be в процессах неупругой перезарядки ядра ^{14}N . Из пяти событий $^{14}\text{N} @ 3\text{He}$ нет ни одной пары α -частиц с указанием на формирование нестабильного ядра ^8Be . Распределение событий неупругой перезарядки $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + 2\text{H}$ по величине энергии пары α -частиц указывает на $\approx 20\%$ вероятность образования ^8Be из данной конфигурации, [рисунок III.5](#). Часть спектра в интервале от нуля до 500 кэВ в распределении по величине энергии пары α -частиц, представленной на вставке [рисунка III.5](#), соответствует ожидаемому

значению продуктов распада ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии 0^+ . Согласно имеющейся статистике, две пары α -частиц из девяти фрагментируют через образование ${}^8\text{Be} (0^+)$.

В целом, представленные результаты иллюстрируют исследовательский потенциал релятивистской диссоциации ядер для исследования разнообразных систем легчайших ядер. Эти возможности могут быть реализованы в ядерных экспериментах нового поколения с весьма высокой сложностью и разнообразием детекторов. Для мотивации и планирования таких экспериментов возможности метода ядерных эмульсий оказываются весьма ценными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые изучена детальная картина релятивистской диссоциации ядер ^{14}N в ядерной фотографической эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ. Уникальные возможности эмульсионного метода позволили систематически изучить зарядовую топологию, угловые распределения и изотопический состав релятивистских фрагментов ядер ^{14}N как в наиболее периферических взаимодействиях («белых» звездах), так и в событиях с образованием фрагментов ядер мишени и мезонов. Основные выводы выполненного исследования состоят в следующем:

1. Установлено, что множественный канал диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ лидирует в распределении по зарядовой топологии фрагментов. Он дает вклад примерно 50%, как для «белых» звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени и мезонов. Таким образом, ядро ^{14}N оказывается эффективным источником образования 3α -частичных систем.
2. Получена значительная статистика для канала диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$, позволившая оценить по угловым измерениям энергетический масштаб образующихся в периферической фрагментации 3α -частичных систем. Установлено, что 80% взаимодействий соответствуют кластерным возбуждениям ядра ^{12}C с энергиями от порога диссоциации до 14 МэВ.
3. Выполнена оценка образования ядра ^8Be для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Из анализа угловых корреляций следует, что ядро ^{14}N с вероятностью не менее 20% фрагментируют через образование промежуточного состояния $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.
4. Установлено заметное снижение доли дейтронов по отношению к протонам в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по сравнению с ранее изученными случаями релятивистской фрагментации более легких ядер.

5. Впервые изучены спектры по суммарному поперечному импульсу α -фрагментов в событиях $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + X$. Среднее значение величины суммарного переданного системе из 3α -частиц поперечного импульса для “белых” звезд существенно меньше, чем для полупериферических взаимодействий, сопровождающихся образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени.
6. Впервые для ядра ^{14}N были идентифицированы процессы релятивистской диссоциации $^{11}\text{C} + ^3\text{H}$, $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + p$, $^4\text{He} + 2\ ^3\text{He} + d$, для которых характерны глубокая перегруппировка α -частичной структуры этого ядра и преодоление высоких энергетических порогов. Кроме того, обнаружены процессы неупругой перезарядки $^{14}\text{N} @ 3\text{He} + 2\text{H}$, $^{14}\text{N} @ 3\text{He}$, $^{14}\text{N} @ 2\text{He} + 2\text{H}$.

Полученные результаты указывают на перспективность дальнейших исследований многочастичных систем легчайших ядер методом релятивистской фрагментации в экспериментах с более высокой статистической обеспеченностью.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность и искреннюю признательность научному руководителю к.ф.-м.н. Зарубину П. И. за постановку задачи, многочисленные обсуждения в ходе анализа и постоянное руководство при выполнении настоящей работы.

Автор выражает благодарность коллегам по сотрудничеству в рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ из Физического института им. П.Н.Лебедева РАН - к.ф.-м.н. Орловой Г.И., к.ф.-м.н. Харламову С.П., к.ф.-м.н. Чернявскому М.М., а также коллеге из Петербургского института ядерной физики РАН - Лепехину Ф.Г. за интерес к работе и ценные обсуждения результатов.

Настоящее исследование в полной мере опирается на научные традиции и экспериментальные возможности в области релятивистской ядерной физики, которые многие годы развивались в Лаборатории высоких энергий имени В. И. Векслера и А. М. Балдина. В этой связи автор выражает особую благодарность проф. А. И. Малахову, под руководством которого развивались и научная программа и комплекс нуклотрона в период выполнения данной работы.

Результаты исследования, вошедшие в данную диссертационную работу, представлялись автором на следующих научных мероприятиях:

1. *8-th International Workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», Dubna, Russia, May 23-28, 2005.*

Title of report: Investigation of clustering in ^{14}N nuclei by means of relativistic-multifragmentation processes.

2. *Рабочее совещание “Исследование процессов фрагментации релятивистских ядер на Нуклотроне методом ядерных фотоэмульсий. Сотрудничество БЕККЕРЕЛЬ”, 4–5 октября, 2005.*

Название доклада: Импульсные и корреляционные характеристики для канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ и их сравнение с каналом $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

3. *Юбилейная научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», ИТЭФ, Москва, 5-9 декабря 2005.*

Название доклада: Исследование фрагментации релятивистских ядер ^{14}N с импульсом 2.86 A ГэВ/с методом ядерных эмульсий.

4. *Совместный семинар ЛВЭ и ЛФЧ «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоэмульсии», Дубна, 20 января, 2006.*

5. *International A.M. Baldin Seminar of High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics», Dubna, Russia, September 25-30, 2006.*

Title of report: Peripheral interactions of relativistic ^{14}N nuclei with emulsion nuclei.

6. *Fourth European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics, Santa Tecla, Sicily, Italy, 26 September – 3 October, 2007.*

Title of report: Peculiarities in the dissociation channel $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$.

7. *Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», ИТЭФ, Москва, 26-30 ноября, 2007.*

Название доклада: Особенности фрагментации ^{14}N и ^{11}B .

8. *Специализированный научный семинар по релятивистской ядерной физике, №669, 14 мая 2008.*

Название доклада: Особенности диссоциации и редкие каналы релятивистских ядер ^{14}N в ядерной эмульсии.

9. *The 2-nd International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, NPAE, Kyiv, UKRAINE, June 9-15, 2008.*

Title of report: Clustering features of ^{14}N in relativistic multifragmentation process.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

1. D.A. Artemenkov, ... T.V.Shchedrina et al., «*Invariant analysis of the fragmentation of relativistic nuclei in emulsion*», In: Proceedings of the 26th International A.M. Baldin seminar on high energy physics problems, 339-346, Dubna, September 27 – October 2, (2004) 339-346.
2. N.P. Andreeva, ... T.V.Shchedrina et al., «*Light nuclei clustering in fragmentation above 1 A GeV*», In: Proceedings of the 8th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 203-213, Dubna, May 23-28, (2005) 203-213.
3. D.A. Artemenkov ... T.V.Shchedrina et al., «*Clustering features of ^{11}B , ^7Be , ^8B , ^9Be , and ^{14}N nuclei in relativistic fragmentation*», In: Proceedings of the 9th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 48-65, Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006) 48-65.
4. D.A. Artemenkov ... T.V.Shchedrina et al., «*Experimental studies of clustering features of some light nuclei in peripheral fragmentation above 1 A GeV*», In: Proceedings of 25th International workshop «Nuclear theory/25», Rila Mountains, Bulgaria, June 26 – July 1, (2006) 139-147.
5. N.P. Andreeva, ... T.V.Shchedrina et al., «*Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV*», Eur.Phys.J. A 27S1 (2006) 295-300.
6. D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva and P.I. Zarubin, «*Clustering features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B nuclei in relativistic fragmentation*», In Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei «EXON06», Khanty-Mansiysk, Russia, July 17-22, (2006), AIP conference proceedings vol. 912 (2007) 78-87.
7. Т.В. Щедрина и др., «*Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоэмульсии*», ЯФ 70 (2007) 1271-1275.
8. T.V. Shchedrina and P.I. Zarubin, «*Clustering features of ^{14}N in relativistic multifragmentation process*», In Proceedings of the 2nd International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy «NPAE08», Kyiv, Ukraine, June 9-15, (2008).

ЛИТЕРАТУРА

1. Веб-сайт проекта БЕККЕРЕЛЬ <http://becquerel.jinr.ru/> или <http://becquerel.lhe.jinr.ru>.
2. М.И. Адамович и др. *Взаимодействие релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами фотоэмульсии* ЯФ 62, 1461 (1999).
3. Н. П. Андреева и др. *Фрагментация релятивистских ядер ${}^{22}\text{Ne}$ на ядрах фотоэмульсии* ЯФ 47 №1, 157- 167 (1988).
4. А Марьин и др. *Взаимодействия ядер ${}^{12}\text{C}$ с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон с ядрами фотоэмульсии и каскадно-испарительная модель* ЯФ 29 №1, 105- 117 (1979).
5. Shchabratova G.S. et al. *Inelastic interactions of 16.5 GeV/c α -particles with light (H, C, O) and heavy (Br, Ag) nuclei* Acta. Phys. Slov. Vol.28, №2, p.132 – 151, (1978).
6. Ф. Г. Лепехин *Выход фрагментов ядра ${}^{10}\text{B}$* Письма в ЭЧАЯ №3, с.25-31 (2002).
7. F.G.Lepexhin et al. *Yields and transverse momenta of the ${}^6\text{Li}$ fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon* Eur. Phys. J. A1, 137 (1998).
8. D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin *Clustering features of ${}^9\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^7\text{Be}$, and ${}^8\text{B}$ nuclei in relativistic fragmentation* International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2006), Khanty-Mansiysk, Russia, 17-24 July 2006 Published in AIP Conf. Proc. 912, 78(2007); arXiv: 0704.0384.
9. D.A.Artemenkov, V.Bradnova, P.I.Zarubin, ...T.V.Shchedrina ... *Особенности фрагментации ${}^9\text{Be}$ @ 2He в ядерной эмульсии при энергии 1,2 А ГэВ* ЯФ 70, №7, 1261 (2007); перевод на англ. яз. D.A.Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., 70, 1222 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.

10. В.В. Белага и др. *О «температурной» зависимости механизма диссоциации возбужденного ядра углерода в три альфа-частицы* Препринт ОИЯИ Р1-95-41, Дубна (1995).
11. В.В. Белага и др. *Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом ЯФ 58, 2014 (1995).*
12. В.В. Белага и др. *Эффективные массы и относительные углы пар альфа-частиц из реакции когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон* Препринт ОИЯИ Р1-95-40, Дубна (1995).
13. Tz. Kokalova et al. *Emission of unbound ^8Be and $^{12}\text{C}^*(0^{+2})$ clusters in compound nucleus reaction* Eur. Phys. J. A 23, 19 (2006).
14. В.В. Кириченко *Альфа-частичное фоторасщепление легких ядер ^{12}C и ^{16}O , Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 32, вып.4, 802, (2001).*
15. R. Pichler et al. *Three-alpha structures in ^{12}C* Nuclear Physics A, 618, 55 (1997).
16. Ф.А. Аветян и др. *Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в фотоэмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон ЯФ 59, 110 (1996).*
17. M. Freer et al. *$^8\text{Be} + ^8\text{Be}$ decay of excited states in ^{16}O* Phys. Rev. C 70, 064311 (2004).
18. В.В. Глаголев и др. *Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях ЯФ 58, 2005 (1995).*
19. M.I. Adamovich et al. *Production of helium ($Z=2$) projectile fragments in ^{16}O -emulsion interactions $E/A=2$ to 200 GeV* Phys. Rev. C 40, 66 (1989).
20. В.В. Глаголев и др. *К вопросу о фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами ЯФ 63, 575 (2000).*
21. V.V. Glagolev et al. *Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton* Eur.Phys.J. A 11, 285 (2001).
22. B.Jakobsson and R.Kullberg *Interactions of 2-GeV/nucleon O-16 with light and heavy emulsion collision, Phys.Scripta, 13, 327, (1976).*

23. J.Babecki et al. *On the Dependence of the Multiplicity of Particles Produced in Proton-Nucleus Interactions at High-Energies on the Mass Number of Target*, Acta Phys.Pol. B6, 443-45, (1975).
24. A.Abdelsalam et al. *Inelastic interactions of p, d, ⁴He, ¹²C projectiles with light (CNO) and heavy (ArBr) nuclei at 4.5 GeV/c per nucleon* preprint JINR, Dubna, E1-81-623 (1981).
25. F.G. Lepekhin *The formation of ⁸Be nuclei and their role in the fragmentation of light nuclei* Physics of Particles and Nuclei Vol. 36, №2, 233, (2005).
26. H .H.Heckman, D.E.Greiner, P.J.Lindstrom, and Shwe *Fragmentation of ⁴He, ¹²C, ¹⁴N and ¹⁶O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon* Phys.Rev. C 17, №5 1735 (1978).
27. D.E.Greiner, P.J.Lindstrom, H.H.Heckman Bruce Cork and F.S.Bieser *Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ¹²C and ¹⁶O projectiles* Phys. Rev. Lett. 35, №3, 152 (1975).
28. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* Издательство иностранной литературы М., (1962).
29. Saul Barshay, C.B.Dover, and J.P.Vary *Nucleus-nucleus cross sections and the validity of the factorization hypothesis at intermediate and high energies* Phys.Rev. C11, 360 (1975).
30. Paul J. Karol *Nucleus-nucleus reaction cross sections at high energies: Soft-spheres model* Phys.Rev. C11, 1203 (1975).
31. H.H.Heckman and D.E.Greiner, P.J.Lindstrom, and F.S.Bieser *Fragmentation of ¹⁴N nuclei at 29 GeV: inclusive isotope spectra at 0°* Phys. Rev. Lett. 28, №14, 926 (1972).
32. H.L. Bradt and B. Peters *The heavy nuclei of the primary cosmic radiation* Phys. Rev. 77, 54 (1950).

33. Н. П. Андреева, ... Т.В. Щедрина ... *Топология «белых» звезд в релятивистской фрагментации легких ядер* ЯФ 68 №3, 484(2005); перевод на англ. яз. N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl., 68, 455 (2005); arXiv:nucl-ex/0605015v2.
34. M.I.Adamovich et al. *Dissociation of relativistic ${}^7\text{Li}$ in photoemulsion and structure of ${}^7\text{Li}$ nucleus.* Phys. J.Phys.G: Nucl.Part.Phys., 30, 1479-1485 (2004).
35. I. Tanihata et al. *Measurement of interaction cross-sections using beams of Be and B and isospin dependence of nuclear radii* Phys. Lett. B 206, 592(1988).
36. Р. Станоева и др. *Периферическая фрагментация ядер ${}^8\text{B}$ с энергией 1.2A ГэВ в ядерной эмульсии,* ЯФ 70, №7, 1255(2007); перевод на англ. яз. R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl., 70, 1216 (2007); arXiv:nucl-ex/0605013v3.
37. N. P. Andreeva,..., T.V.Shchedrina,.... *Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV* Eur. Phys. J. A27 s01, 295(2006); arXiv:nucl-ex/0604003.
38. М. И. Адамович и др. *Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации,* ЯФ 67, №3 533(2004); перевод на англ. яз. M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl., 67, 514 (2004).
39. Т.В.Щедрина и др. *Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами фотоэмульсии* ЯФ 70 №7, 1271(2007); перевод на англ. яз. T. V. Shchedrina et al., Phys. At. Nucl., 70, 1230 (2005); arXiv:nucl-ex/0605022v1.
40. El-SharkawyS. et al *Study of inclusive ${}^{24}\text{Mg}$ collisions with light and heavy emulsion nuclei* Phys.Src., v.47, p.512 (1993).

41. Чернов Г.М. *Угловые распределения вторичных частиц в столкновениях протонов высокой энергии с нуклонами и ядрами*, Диссертация кандидата физ.-мат. наук, Ташкент, 85 стр., (1964).
42. В.Г. Воинов, М.М. Чернявский *Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях* Труды ФИАН том 108 М., «Наука», 166 (1979).
43. Scott W.T. *Mean-value calculations for projected multiple scattering* Phys.Rev., Vol.85, 245, (1952).
44. Voyvodic L., Pickup E. *Multiple scattering of fast particles in photographic emulsions* Phys.Rev., Vol.85, 91, (1952).
45. Sood P.M., Ahuja S.D.M. *Scattering factor in nuclear emulsions* Ind.J. of Pure.Appl.Phys. A46, 167, (1967).
46. H. Feshbach and K. Huang *Fragmentation of relativistic heavy ions* Phys. Lett. 47B, 300-302, (1973).
47. A.S. Goldhaber *Statistical models of fragmentation processes* Phys. Lett. 53B, 306-308, (1974).
48. I. Angeli *Recommended values of rms charge radii* Heavy Ion Physics, Vol.8, p.23, (1998).
49. J.A. Wheeler *The alpha-particle model and the properties of the nucleus ${}^8\text{Be}$* Phys. Rev. 59, 27 (1941).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Микрофотографии взаимодействий релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоэмульсии

Трехмерный образ событий реконструирован как проекция с помощью микрофотографирования на комплексе ПАВИКОМ (ФИАН).

Обозначения ***IV*** - вершина взаимодействие, ***H*** – однозарядный фрагмент, ***He*** – двухзарядный фрагмент, фрагменты с ***Z*** > 2 обозначены в соответствии с названиями элементов в периодической таблице элементов Д.И.Менделеева.

Взаимодействия типа “белая” звезда (фото П.1 – П.12)

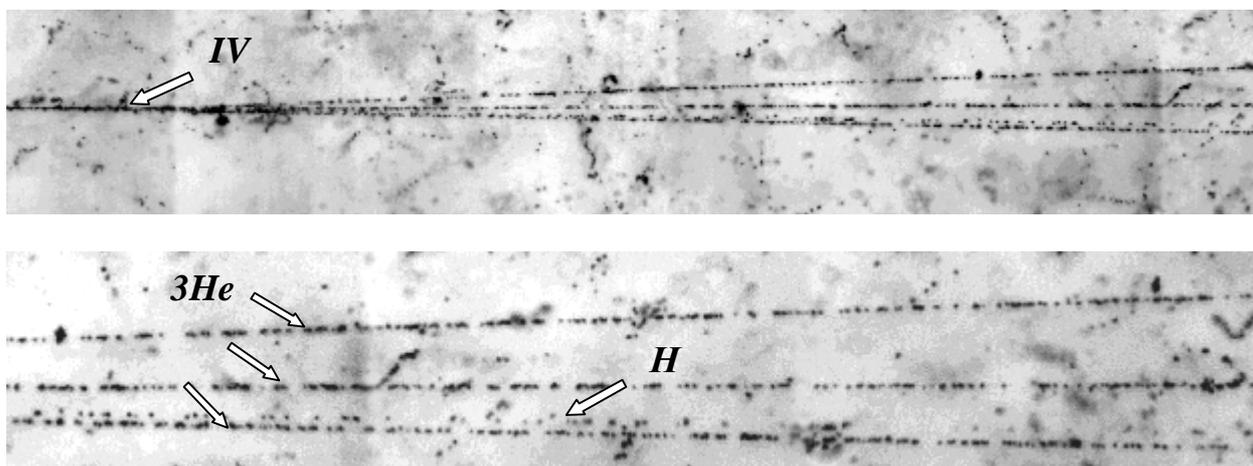


Фото П.1. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 12-25-1286).

На верхней фотографии четко видна вершина взаимодействия и струя фрагментов. При смещении вдоль струи фрагментов (см. нижнее фото), можно разделить три двухзарядных (He) и один однозарядный фрагмент (H).

В результате измерения импульса методом многократного кулоновского рассеяния определены массы всех фрагментов данного взаимодействия, а именно двухзарядные фрагменты в данном событии являются ^4He , а однозарядный фрагмент – дейтрон. Зная массу каждого фрагмента, можно определить суммарный переданный системе импульс, $p_{\text{sum}} = 217 \text{ МэВ/с}$.

Данный класс событий – фрагментация на три α -частицы занимает лидирующую роль - 35% от общего числа взаимодействий, изучен наиболее детально, результаты этих исследований представлены в [Главе II](#).

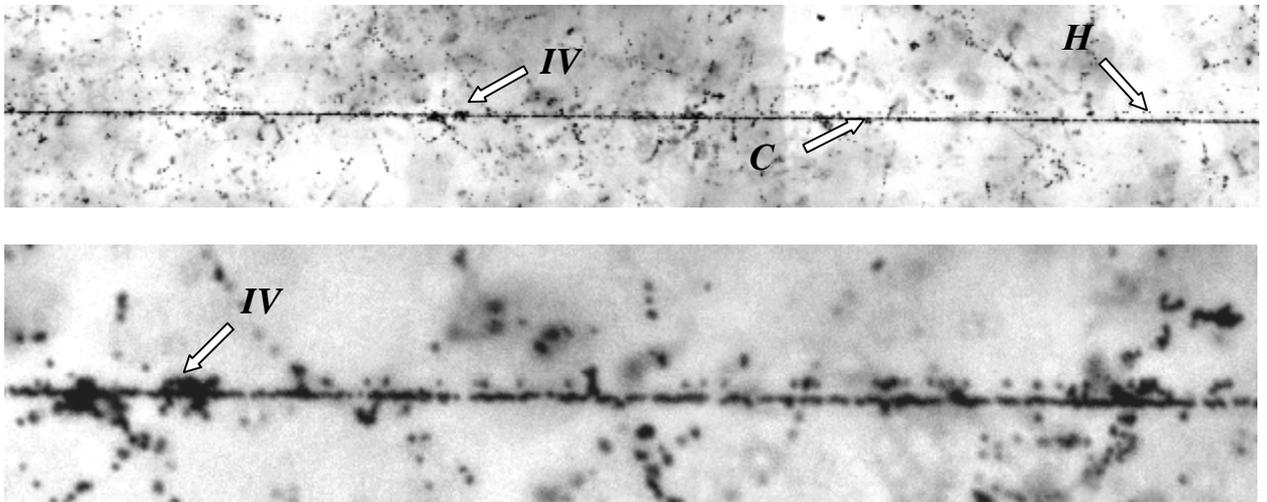


Фото П.2. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 15-31-1983).

На фото отчетливо видна вершина взаимодействия (см. увеличенный фрагмент, нижнее фото) и затем узкая струя из двух фрагментов. Один из них, после определения заряда методом счета d -электронов, идентифицирован как $Z = 6$ или углерод (C), второй является однозарядным фрагментом. Однозарядный фрагмент идентифицирован по измерениям $p\beta c$ как протон (p).

Данный канал фрагментации заметно проявляет себя в распределении периферических взаимодействий ядер ^{14}N по зарядовым модам - 25% от общего числа рассматриваемых событий (см. подробнее [Глава III](#) настоящей работы).

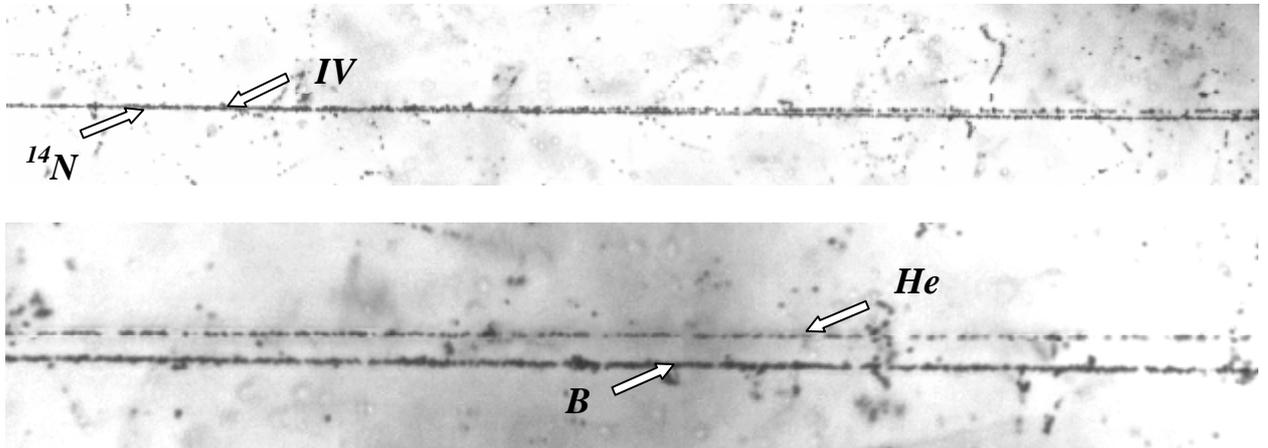


Фото П.3. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow B + \text{He}$ с импульсом 2.86 А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 11-170-1145).

На верхнем фото видна вершина взаимодействия и узкая струя, состоящая из двух фрагментов. При более детальном рассмотрении (нижнее фото), можно увидеть, что данные фрагменты являются изотопами бора – B и гелия – He .

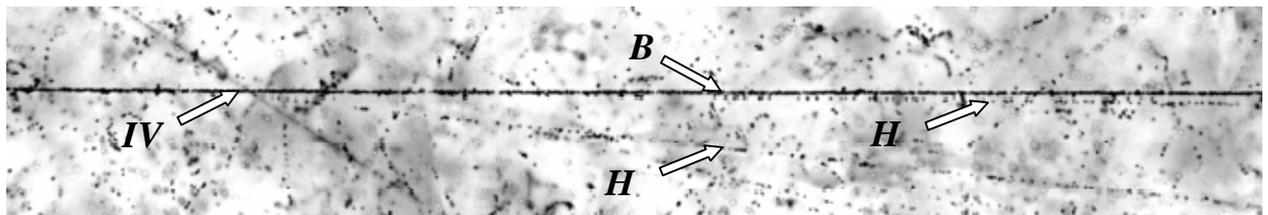


Фото П.4. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow B + 2H$ с импульсом 2.86 А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 11-153-7343).

На фото видна вершина взаимодействия затем узкая струя из двух фрагментов (B) и (H) и еще один однозарядный фрагмент (H), летящий под большим углом.

Данный вид фрагментации ядра ^{14}N является редкой модой возбуждения, вероятность его обнаружения в данном эксперименте не превышает 5%.

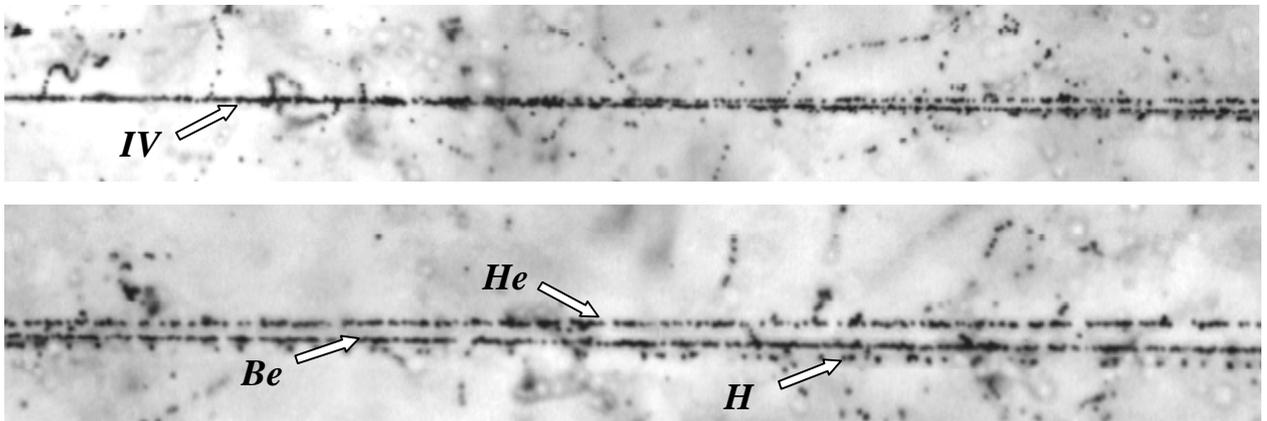


Фото П.5. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Be} + \text{He} + \text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 13-38-1122).

На верхнем фото отчетливо видна вершина взаимодействия (*IV*) и узкая струя из трех фрагментов. При смещении по направлению движения струи фрагментов (нижнее фото) становятся хорошо различимыми один однозарядный фрагмент (*H*), один фрагмент с зарядом $Z = 4$ (*Be*), и один двухзарядный фрагмент (*He*). Данная микрофотография является ярким примером разницы удельной ионизации одно- и двухзарядных фрагментов, пропорциональной квадрату их заряда.

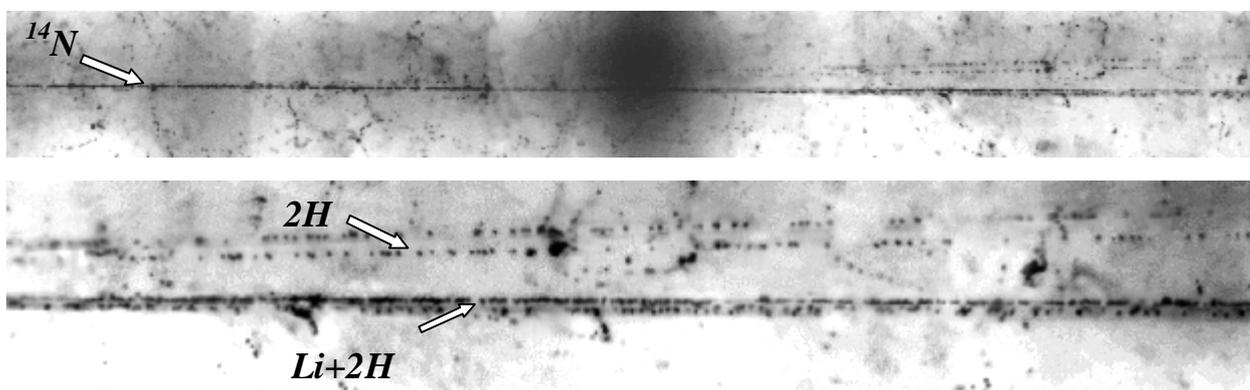


Фото П.6. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + 4\text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 14-43-5281).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе.

Звезда расположена близко к поверхности эмульсии, результатом чего является наблюдение маркировки (черные пятна на верхнем фото). При смещении по направлению струи фрагментов Li и 4H (см. нижнее фото), можно различить два однозарядных фрагмента с близким углом α по глубине эмульсии ($\alpha_1 = 2.4^\circ$, $\alpha_2 = 3.1^\circ$); фрагмент ядра-снаряда Li и еще два однозарядных фрагмента, расположенных также очень близко друг к другу по глубинному углу α ($\alpha_3 = -0.4^\circ$, $\alpha_4 = -0.2^\circ$, $\alpha_5 = -0.7^\circ$). Вследствие малых углов погружения в эмульсию, фрагменты трудно различимы в плоской проекции.

Однозарядные фрагменты идентифицированы по измерениям $p\beta c$ как протоны (p) и дейтрон (d), т.е. $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + 3p + d$.

Данный вид фрагментации ядра ^{14}N является чрезвычайно редкой модой возбуждения, вероятность его обнаружения в данном эксперименте не превышает 2%.

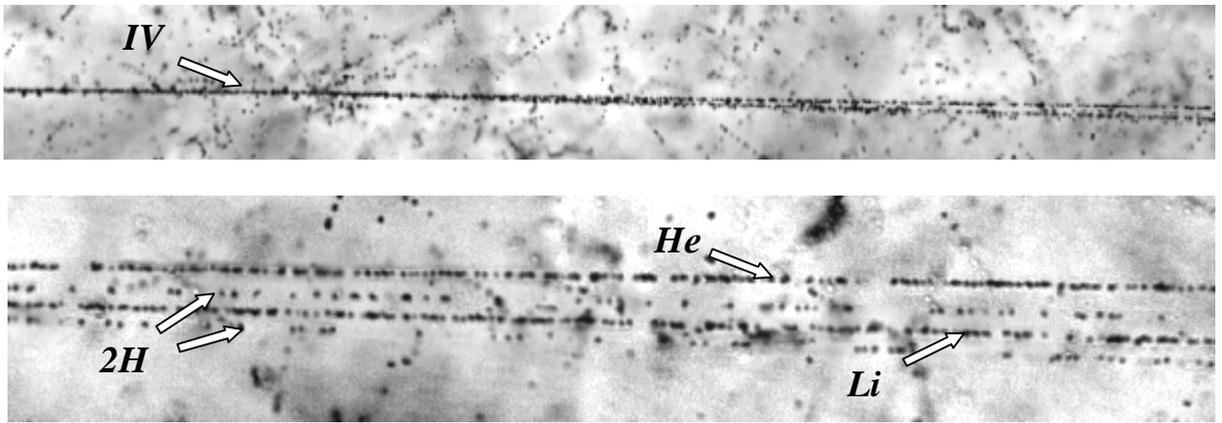


Фото П.7. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + \text{He} + \text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 11-7-1713).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и очень узкая струя фрагментов, раствор угла $\gg 1^0$. При смещении по направлению движения фрагментов, можно различить (по направлению сверху вниз) один двухзарядный фрагмент, один однозарядный, фрагмент с $Z = 3$ (идентификация методом счета d -электронов), и еще один однозарядный фрагмент. Данный вид фрагментации ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + \text{He} + \text{H}$ также как и $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + 5\text{H}$ является редкой модой возбуждения, вероятность его обнаружения в данном эксперименте не превышает 2%.

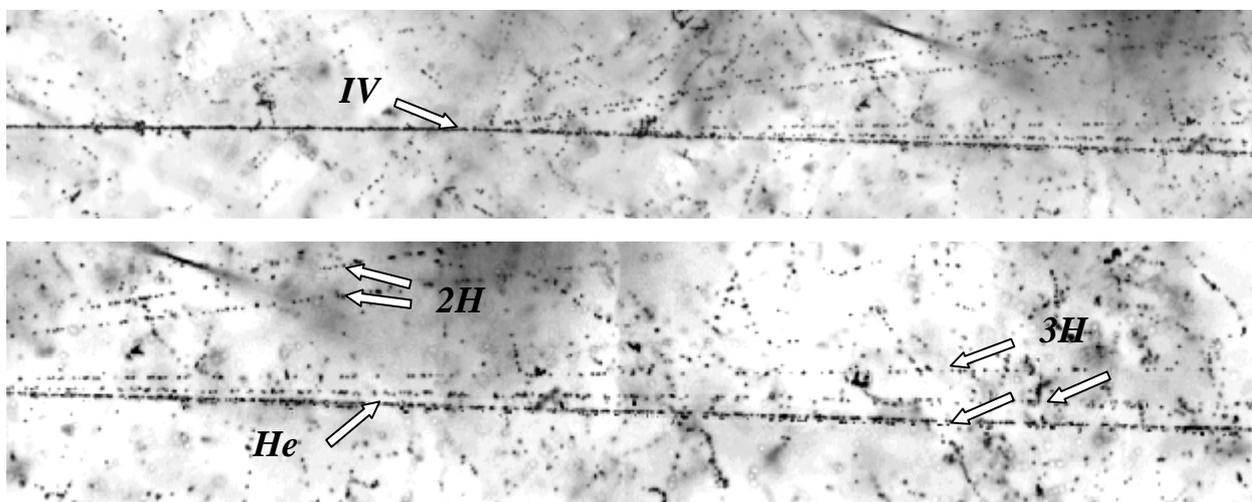


Фото П.8. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow \text{He} + 5\text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 11-152-3943).

На верхнем фото видна вершина взаимодействия (IV), и струя фрагментов. Нижнее фото является продолжением верхнего, на нем можно отчетливо различить два однозарядных фрагмента ($2H$) - левый верхний угол, один двухзарядный фрагмент (He) и еще три однозарядных фрагмента ($3H$). Данный вид фрагментации ядра ^{14}N является редкой модой возбуждения, вероятность его обнаружения в данном эксперименте не превышает 5%.

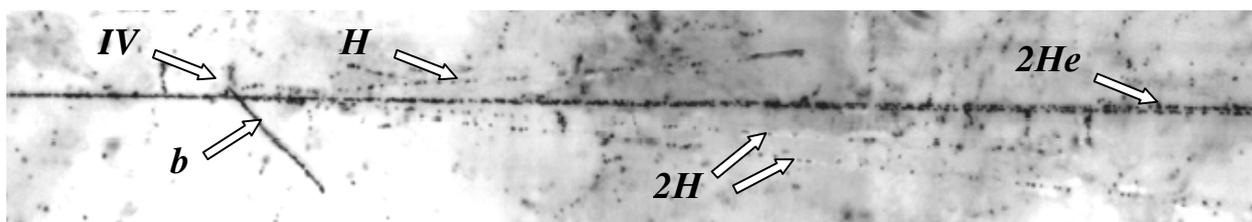


Фото П.9. Фрагментация ядра $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 3\text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии (событие № 13-208-4955).

На фото обозначена вершина взаимодействия (IV), из вершины выходит черный трек (b), образованный тяжелым ядром, входящим в состав эмульсии. Далее по направлению движения струи фрагментов, можно различить три однозарядных фрагмента (H) и узкую пару двухзарядных фрагментов (He). Вероятность обнаружения данного канала фрагментации - 17% от общего числа рассматриваемых событий.

Процессы неупругой перезарядки (фото П.10 – П.12)

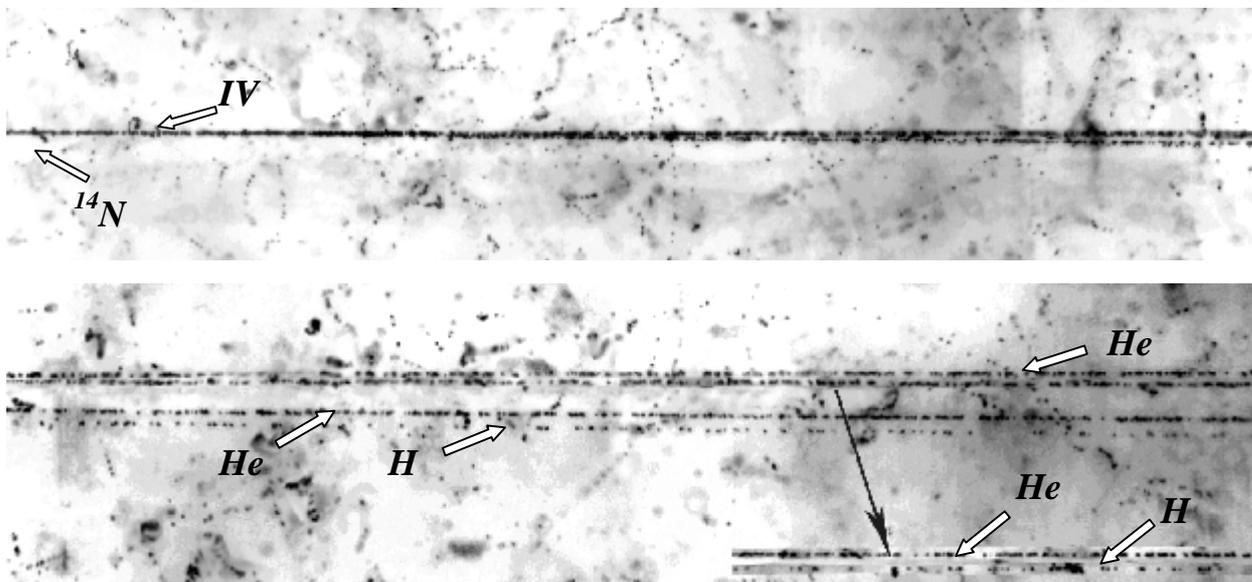


Фото П.10. Процесс неупругой перезарядки ядра $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с ядром эмульсии (событие № 14-15-0884).

На верхнем фото видна вершина фрагментации и очень узкая струя фрагментов. При увеличении изображения этой струи (см. нижнее фото), можно разделить по направлению сверху вниз следующие фрагменты: двухзарядный фрагмент (He), черной стрелкой вынесено изображение пары фрагментов (He) и (H), имеющих близкий угол погружения в эмульсию, далее еще один двухзарядный (He) и один однозарядный фрагмент (H).

Данный процесс можно отнести к неупругой перезарядке с увеличением заряда на единицу по отношению к $Z (^{14}\text{N}) = 7$. Для события типа $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$ определен переданный системе из 3α -частиц суммарный поперечный импульс $\langle P_t (^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}) \rangle = 390 \pm 40 \text{ МэВ/с}$. Не смотря на достаточно большую ошибку в величине $\langle P_t (^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}) \rangle$, отчетливо видна следующая тенденция - для событий неупругой перезарядки типа $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$, величина среднего переданного системе из 3α -частиц суммарного поперечного импульса в два раза больше, чем для событий неупругой перезарядки типа $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$.

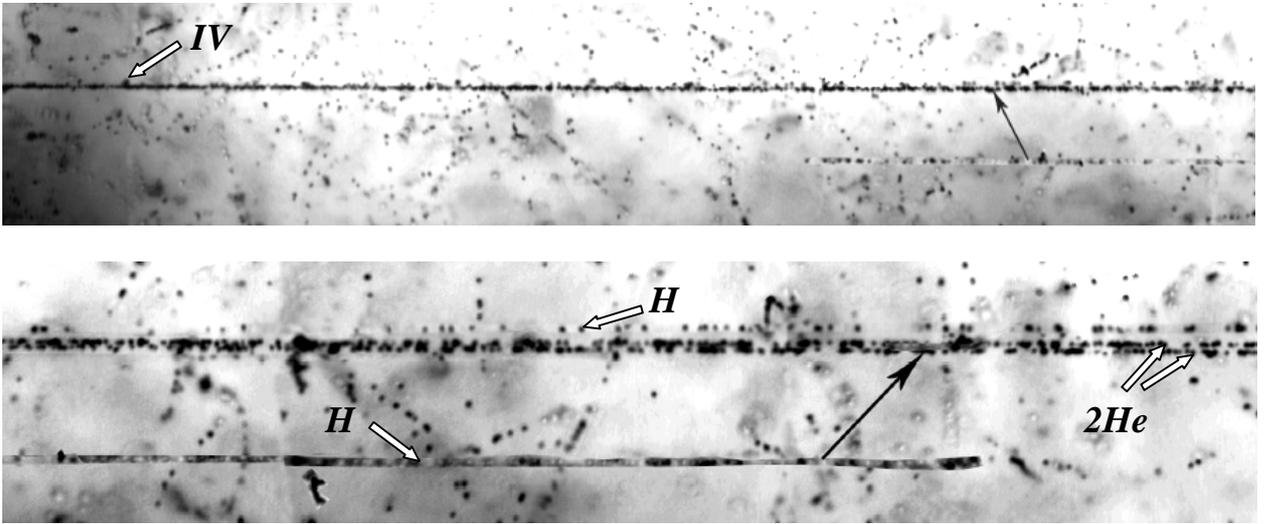


Фото П.11. Процесс неупругой перезарядки $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с ядром эмульсии (событие № 11-164-5045).

На верхнем фото можно различить вершину взаимодействия и чрезвычайно узкую струю фрагментов. При увеличении данной струи фрагментов можно различить два двухзарядных фрагмента, расположенных на близкой глубине в эмульсии и два однозарядных фрагмента, один из которых имеет большой угол погружения в эмульсию и геометрически находится под двухзарядным фрагментом (частично изображение данного однозарядного фрагмента вынесено за черной стрелкой).

Данный процесс также отнесен к неупругой перезарядке (как и взаимодействие на фото П.10.) с той лишь разницей, что в данном случае сумма зарядов фрагментов в данном взаимодействии уменьшается на единицу.

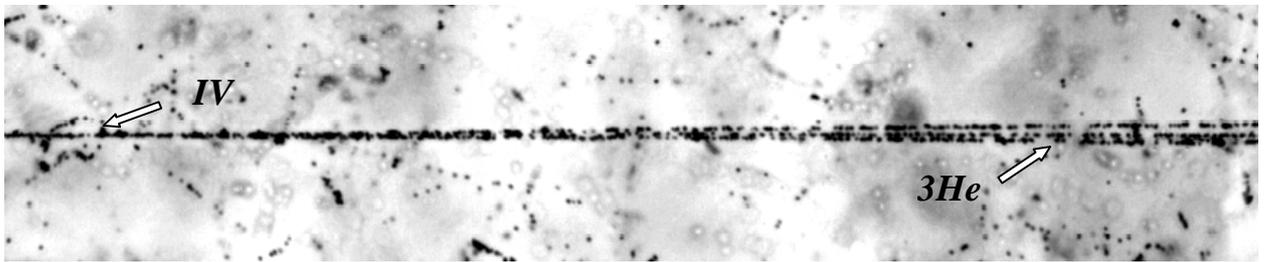


Фото П.12. Процесс неупругой перезарядки ядра $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$ с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с ядром эмульсии (событие № 13-58-5045).

На фото отчетливо видна вершина взаимодействия и узкая струя двухзарядных фрагментов. Методом счета d -электронов определен заряд первичного пучка $Z = 7$, суммарный заряд после взаимодействия равен шести. На всей имеющейся статистике было зарегистрировано всего пять таких “белых” звезд. События данного класса имеют переданный системе из 3α -частиц суммарный поперечный импульс $\langle P_t (^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}) \rangle = 215.0 \text{ МэВ/с}$, величина которого в два раза меньше чем при перезарядке $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$.

Детально процессы неупругой перезарядки описаны в [Главе III](#) настоящей работы.

События с фрагментацией ядра мишени (фото П.13 – П.20)

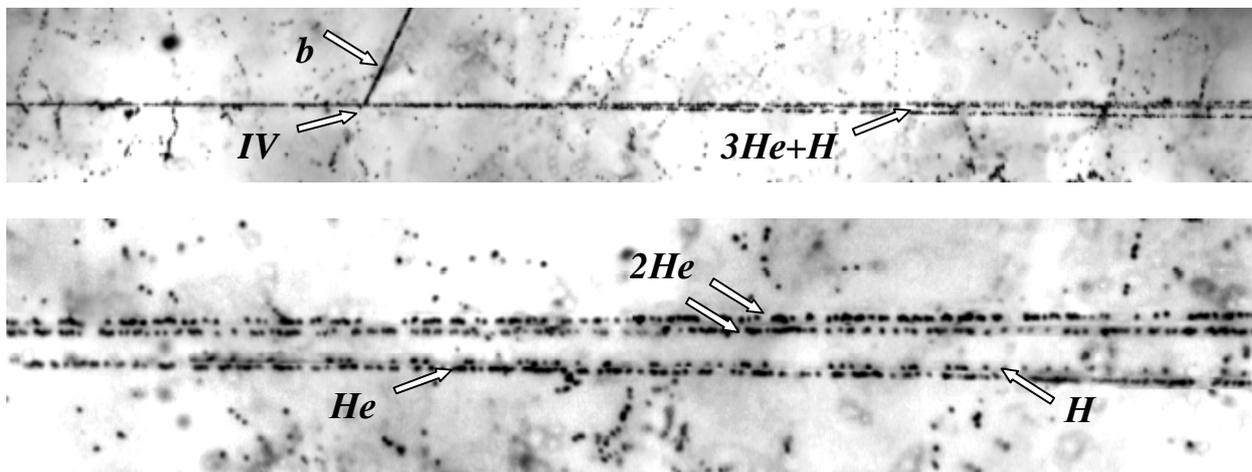


Фото П.13. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + 1b$ (событие № 13-46-4224).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия - IV с образованием единственного осколка тяжелого ядра-мишени ($n_b = 1, n_g = 0$) и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижнее фото) можно различить три двухзарядных фрагмента и один однозарядный фрагмент. Черный след образован b -частицей, которая была испущена под углом $q \gg 75^\circ$ и имела пробег менее 0.5 мм .

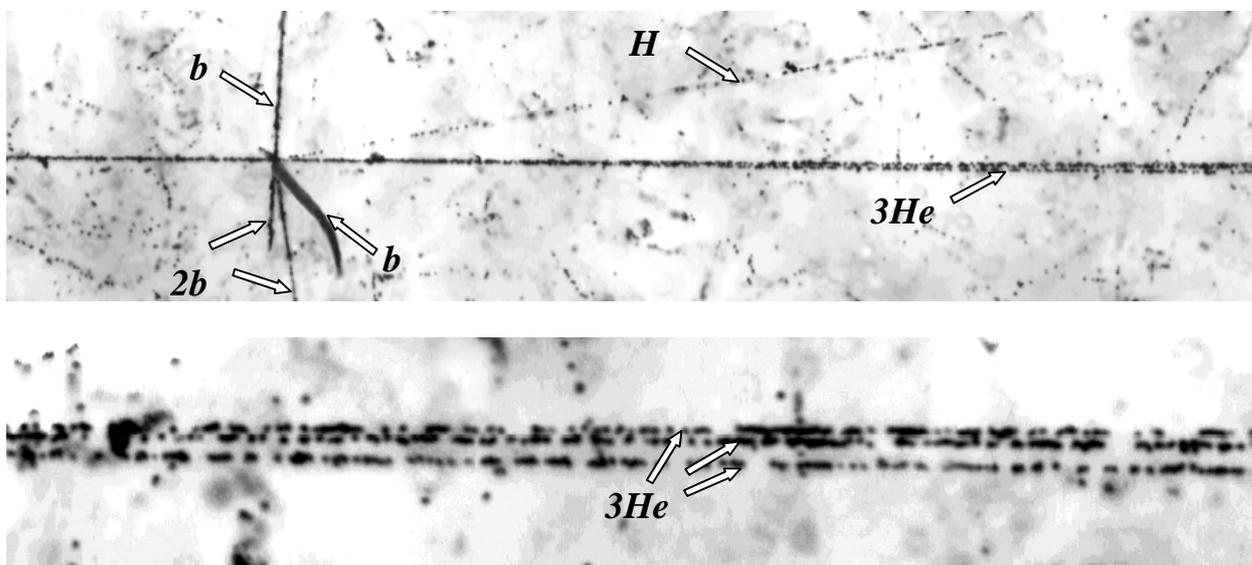


Фото П.14. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + 4b$ (событие № 13-111-1437).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия, деление ядра-мишени на четыре осколка ($n_b = 4, n_g = 0$) и узкая струя фрагментов. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить три фрагмента *He*. Однозарядный фрагмент, вследствие большого угла погружения в эмульсию быстро выходит на поверхность.

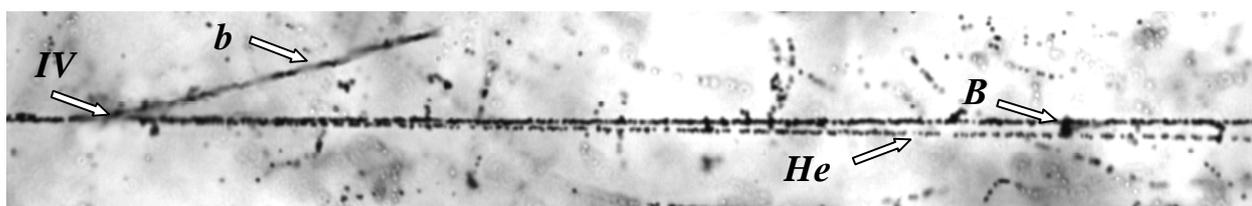


Фото П.15. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow B + \text{He} + 1b$ (событие № 11-69-4229).

На фотографии видна вершина взаимодействия - *IV* с образованием единственного осколка тяжелого ядра-мишени ($n_b = 1, n_g = 0$) и узкая струя из двух фрагментов *He*, *B*. Вероятность обнаружения данного вида взаимодействия $^{14}\text{N} \rightarrow B + \text{He}$ не превышает 4% в случае с фрагментацией мишени, а в случае событий с аналогичной зарядовой конфигурацией типа “белая” звезда возрастает в два раза.

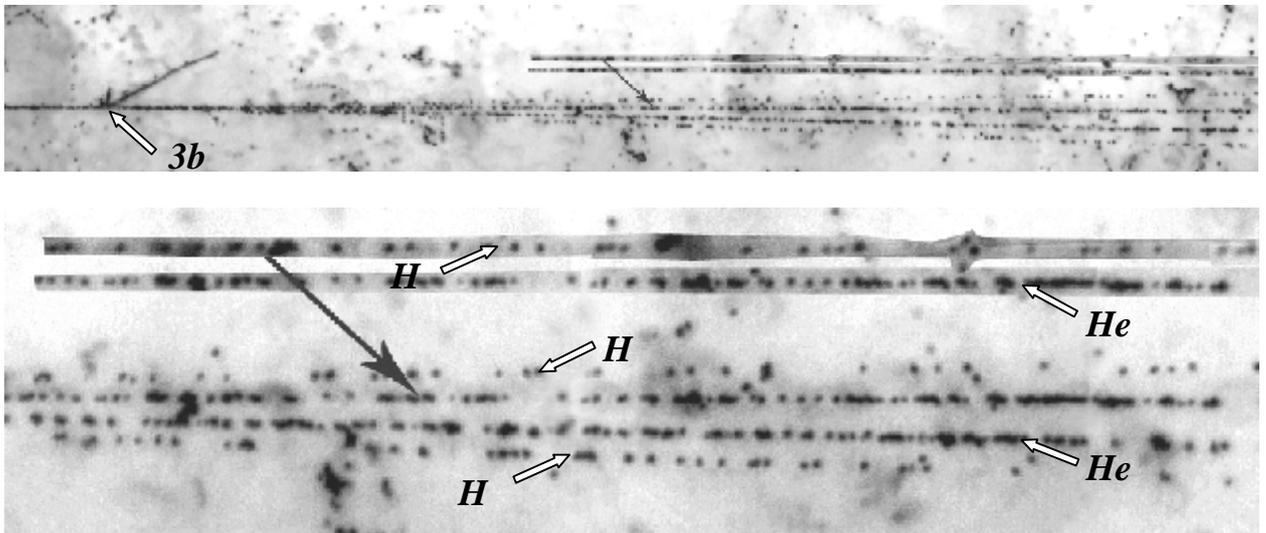


Фото П.16. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 3\text{H} + 3b$ (событие № 18-30-5883).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия, три фрагмента ядра-мишени ($n_b = 3, n_g = 0$) и узкая струя фрагментов налетающей частицы.

При увеличении струи фрагментов (нижнее **фото П.16**) можно различить два двухзарядных фрагмента и три однозарядных фрагмента, один из которых имеет практически тот же угол погружения в эмульсию, что и двухзарядный фрагмент и геометрически находится над ним (частично изображение данной пары одно- и двухзарядного фрагмента вынесено за черной стрелкой). Так по направлению сверху вниз в фрагментационный конус ядра-снаряда входят $\text{H}, \text{H}, \text{He}, \text{He}, \text{H}$.

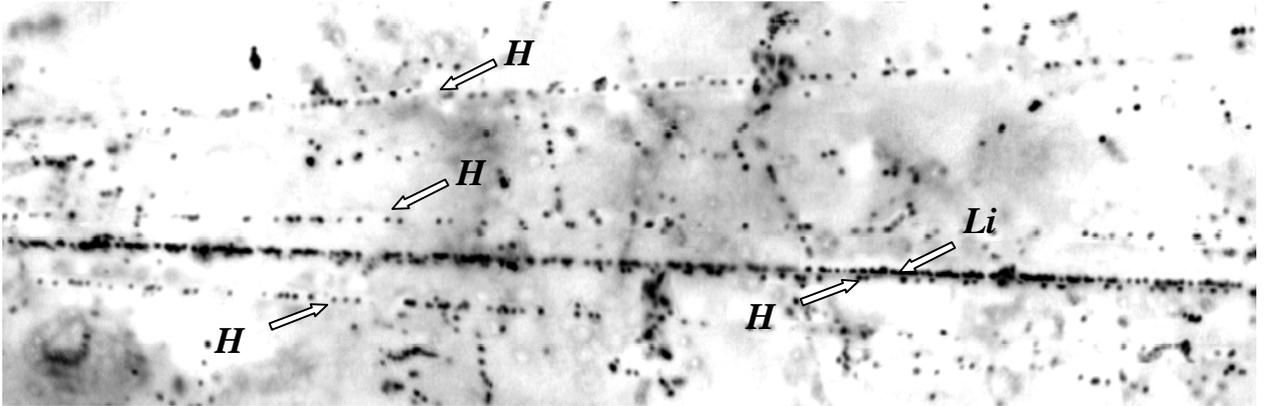
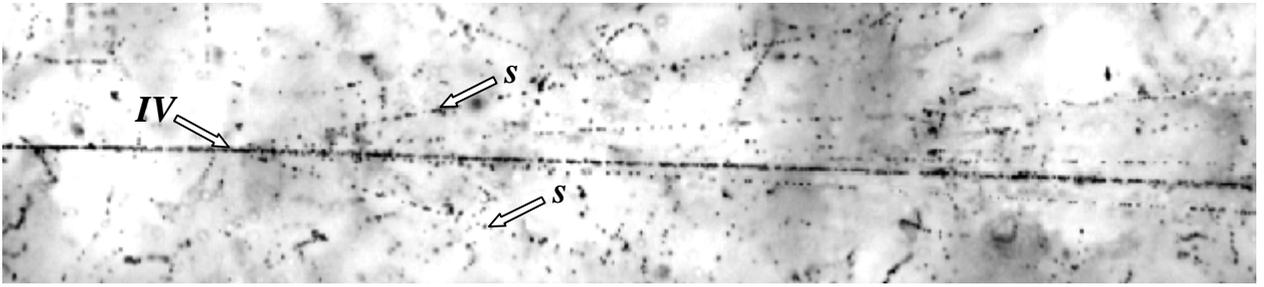


Фото П.17. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Li} + 4\text{H} + 2\text{s}$ (событие № 13-132-1842).

На верхней фотографии видна вершина взаимодействия, два фрагмента ядра-мишени ($n_b = 0, n_g = 0, n_s = 2$) и струя фрагментов налетающей частицы ^{14}N .

При увеличении струи фрагментов налетающей частицы (нижнее фото) можно различить один фрагмент Li (определение заряда путем счета d -электронов) и четыре однозарядных фрагмента. Пара однозарядных фрагментов в широком конусе $n_s = 2$ вероятнее всего являются парой $p^+ p^-$ мезонов.

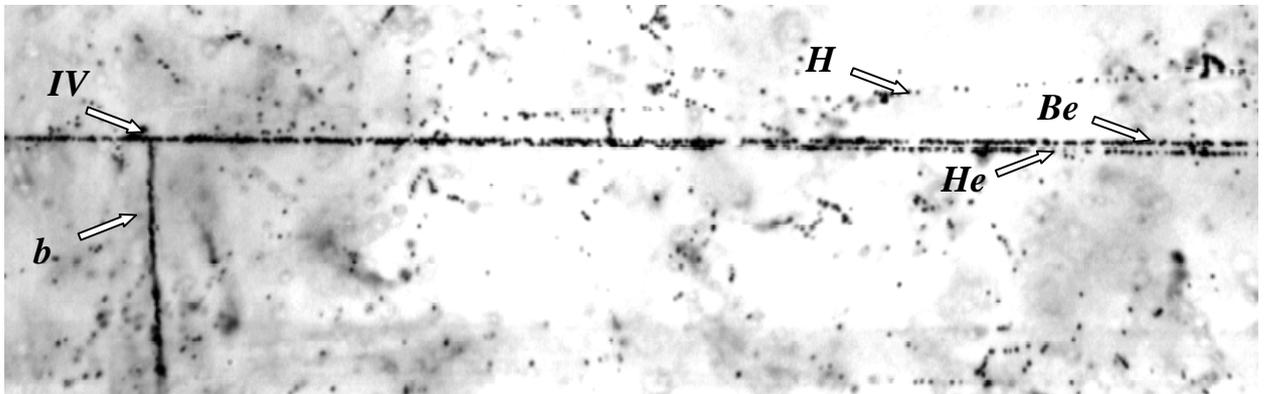


Фото П.18. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Be} + \text{He} + \text{H} + 1b$ (событие № 15-32-3782).

На фотографии отчетливо видна вершина взаимодействия - *IV* с образованием единственного осколка тяжелого ядра-мишени ($n_b = 1, n_g = 0$) и струя из трех фрагментов *H, He, Be*. Доля событий данного типа: $^{14}\text{N} \rightarrow \text{Be} + \text{He} + \text{H}$ с фрагментацией мишени составляет 5% от общего числа неупругих взаимодействий, что превышает вероятность обнаружения событий типа “белая” звезда с аналогичной зарядовой конфигурацией примерно в два раза.

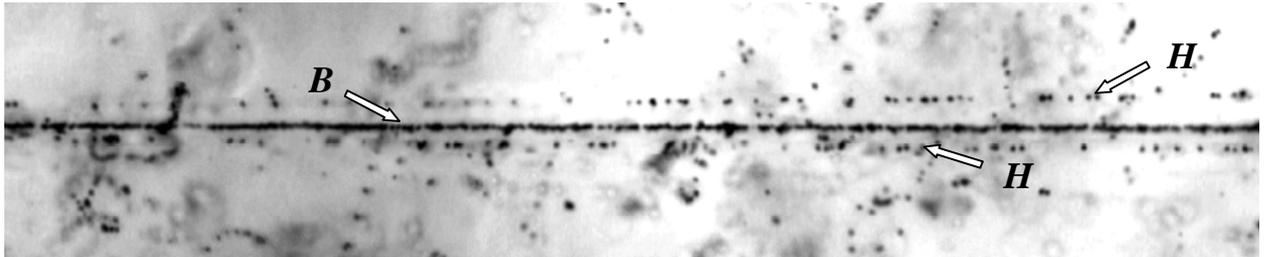
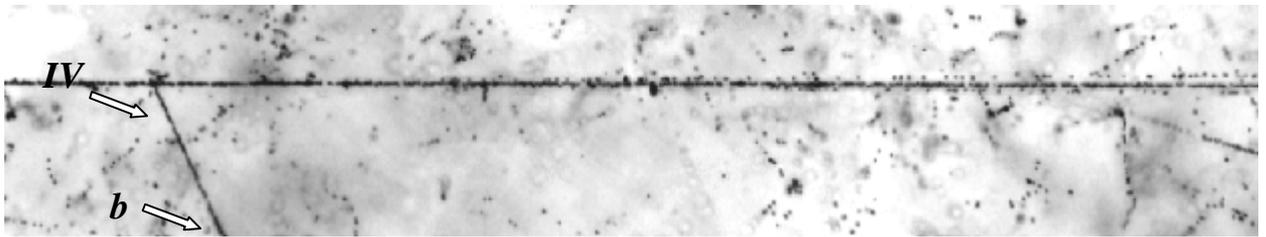


Фото П.19. Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow B + 2H + 1b$ (событие № 13-146-7945).

На верхней фотографии отчетливо видна вершина взаимодействия с образованием единственного осколка тяжелого ядра-мишени ($n_b = 1, n_g = 0$) и узкая струя из трех фрагментов: одного изотопа бора и двух изотопов водорода. При смещении по направлению движения струи фрагментов (нижнее фото) становятся различимыми каждый из фрагментов налетающей частицы. Вероятность обнаружения данного вида взаимодействия $^{14}\text{N} \rightarrow B + 2H$ не превышает 3% в случае с фрагментацией мишени, а в случае событий с аналогичной зарядовой конфигурацией типа “белая” звезда возрастает в три раза.

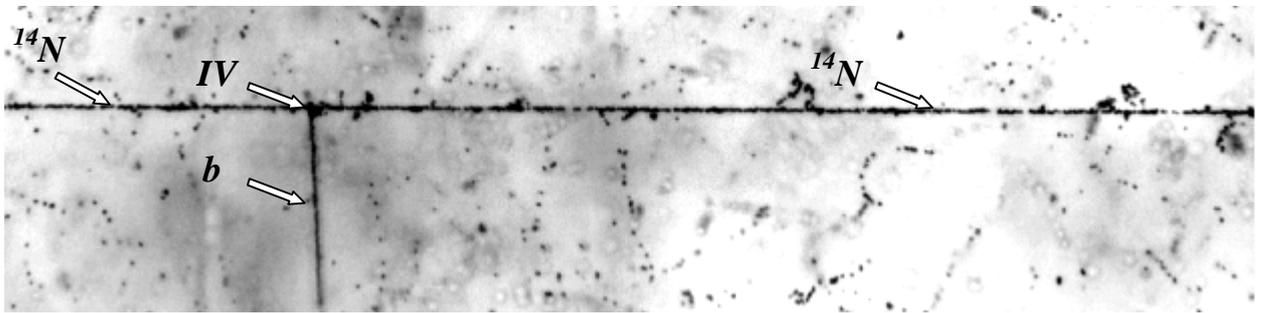


Фото П.20. Упругое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 A $\text{ГэВ}/c$ во взаимодействии с ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow \text{N} + 1b$ (событие № 13-59-3826).

На фотографии отчетливо видна вершина взаимодействия с образованием единственного осколка ядра-мишени ($n_b = 1$). Заряд фрагмента после взаимодействия определен путем счета d -электронов и равен $Z = 7$. На имеющейся статистике зарегистрировано порядка $8 - 10 \%$ упругих взаимодействий с фрагментацией ядра мишени и не зарегистрировано аналогичных событий типа “белая” звезда. Отсутствие “белых” звезд объясняется трудностями, связанными с визуальным наблюдением отклонения фрагмента на малый угол $\gg 0.5^\circ$.