

«Томография» кластерной структуры легких ядер в релятивистской диссоциации

П. И. Зарубин

(Обзор принят к публикации в серии “Clusters in Nuclei”, Lecture Notes in Physics, vol. 3, 2012, Springer)

В этих лекционных заметках представлены возможности релятивистской ядерной физики для развития физики ядерных кластеров. Ядерная эмульсия остается эффективной методикой для поисковых исследований, в частности, позволяя изучать кластерную диссоциацию широкого разнообразия легких релятивистских ядер в едином подходе. Несмотря на то, что возможности релятивистской фрагментации для изучения ядерной кластеризации были осознаны достаточно давно, электронные эксперименты не смогли приблизиться к целостному анализу ансамблей релятивистских фрагментов. Продолжающаяся пауза в отношении исследования «тонкой» структуры релятивистской фрагментации привела к возобновлению последовательного облучения ядерной эмульсии на впервые формировавшихся пучках легких ядер нуклотрона ОИЯИ. К настоящему времени выполнен анализ периферических взаимодействий релятивистских изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных с ядрами из состава эмульсии, что позволяет представить картину кластеризации в целом семействе легких ядер.

ВВЕДЕНИЕ

Коллективные степени свободы, в которых группы из нескольких нуклонов ведут себя как составляющие кластеры, являются одним из ключевых аспектов ядерной структуры. Основными «строительными кирпичиками» кластеризации являются легчайшие ядра, не имеющие возбужденных состояний – прежде всего это ядра ${}^4\text{He}$ (α -частицы), а также дейтроны (d), тритоны (t) и ядра ${}^3\text{He}$ (гелионы). Эта особенность отчетливо проявляется в легких ядрах, где число возможных кластерных конфигураций невелико (рис.1). В частности, пороги отделения кластеров в ядрах ${}^7\text{Be}$, ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{11,10}\text{B}$, ${}^{11,12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ оказываются ниже порогов отделения нуклонов. Ярко выраженную кластерную природу имеют как стабильное ядро ${}^9\text{Be}$, так и несвязанные ядра ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. Кластерные ядра ${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ выступают в качестве основ в изотопах ${}^8\text{B}$ и ${}^{9-12}\text{C}$. Описания основных состояний легких ядер в оболочечной и кластерной модели является взаимодополняющим. В кластерной картине легкие ядра представляются как суперпозиции различных конфигураций кластеров и нуклонов. Интерес к таким состояниям связан с предсказанием их свойств, как молекулярно-подобных [1,2]. Кластеризация ядер традиционно рассматривается как прерогатива физики ядерных реакций низких энергий [3]. Целью настоящих лекционных заметок является представление потенциала одного из разделов физики высоких энергий – релятивистской ядерной физики – для развития концепций ядерной кластеризации.

В последнее десятилетие получили развитие концепции разреженной ультрахолодной ядерной материи, основанной на конденсации нуклонов в легчайшие ядра [4–6]. Как аналог атомных квантовых газов рассматривается α -частичный конденсат Бозе-Эйнштейна [5,7]. Эти

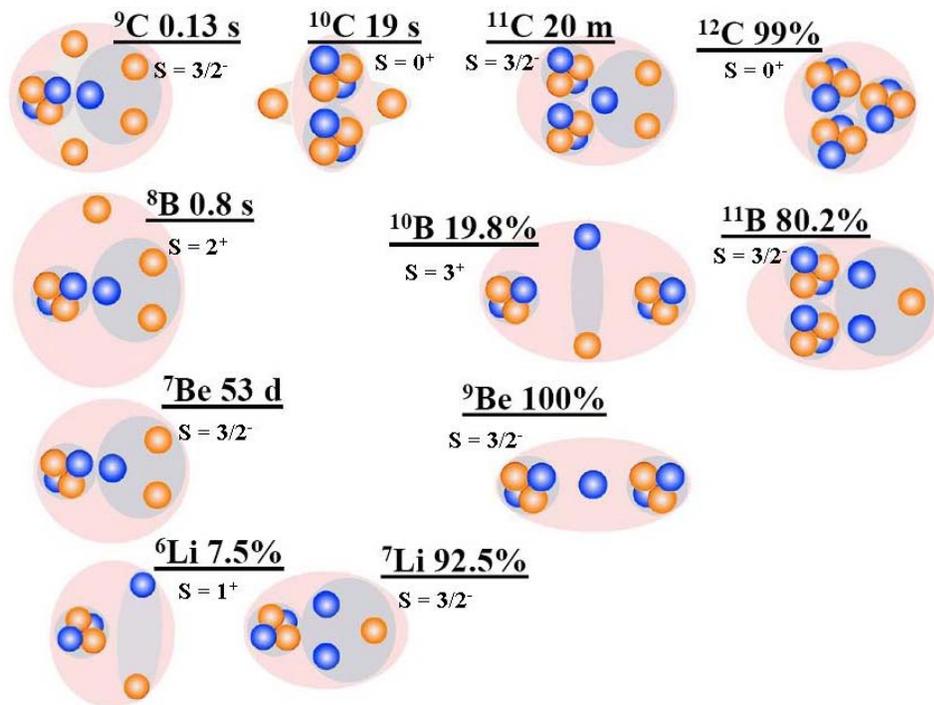


Рис. 1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности или времена жизни изотопов, их спины и четности; оранжевые кружки соответствуют протонам, голубые – нейтронам; кластеры выделены темным фоном.

разработки выдвигают проблему изучения разнообразных кластерных ансамблей и несвязанных ядер как фундаментальных компонент новых квантовых сред. Когерентные ансамбли кластеров в макроскопическом масштабе могут играть промежуточную роль в нуклеосинтезе, что придает изучению ядерной кластеризации значение, существенно выходящее за рамки проблем ядерной структуры. На первый взгляд исследования ядерных систем многих тел кажутся невозможными в лабораторных условиях. Тем не менее, они могут быть исследованы непрямым образом в процессах развала ядер при возбуждении несколько выше соответствующего порога. Конфигурационное перекрытие основного состояния фрагментирующего ядра с конечными кластерными состояниями полно проявляется при взаимодействиях на периферии ядра мишени, когда вносимое возмущение минимально. Представляется, что явление периферической диссоциации релятивистских ядер может служить альтернативной «лабораторией» для изучения беспрецедентного разнообразия кластерных ансамблей.

В основе этой идеи лежат следующие факты. При энергии столкновения ядер свыше 1А ГэВ кинематические области фрагментации ядра снаряда и ядра мишени отчетливо разделяются, а импульсные спектры фрагментов выходят на асимптотическое поведение. Тем самым достигается режим предельной фрагментации ядер, что также означает неизменность изотопического состава фрагментов при возрастании энергии столкновения. Особую ценность для кластерной физики имеют события периферической диссоциации налетающего ядра с сохранением числа нуклонов в области его фрагментации. При энергии налетающих ядер свыше 1А ГэВ вероятность такой диссоциации достигает нескольких процентов. Определение взаимодействий как периферических упрощается благодаря возрастающей

коллимации фрагментов. Пороги детектирования релятивистских фрагментов отсутствуют, а теряемая ими энергия в детекторах минимальна. Все эти обстоятельства принципиально важны для экспериментальных исследований.

Кластерные ансамбли, возникающие при фрагментации релятивистских ядер, наиболее полно наблюдаются в ядерной эмульсии. В качестве примера на рис. 2 представлена макрофотография взаимодействия в эмульсии ядра ^{28}Si с энергией 3.65 А ГэВ. Зернистость снимка составляет около 0.5 $\mu\text{м}$. Интерес представляет группа релятивистских фрагментов Н и Не с суммарным зарядом $\sum Z_{\text{fr}} = 13$. На верхней фотографии струя фрагментов в узком конусе, сопровождаемая четырьмя однозарядными релятивистскими частицами в широком конусе и тремя осколками ядра мишени. Со смещением по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить три фрагмента Н и 5 фрагментов Не. Интенсивный «след» на нижней фотографии (третий сверху) раздваивается в пару следов с $Z_{\text{fr}} = 2$ и углом разлета около $2 \cdot 10^{-3}$ рад, что соответствует распаду ядра ^8Be . Столь узкие распады достаточно часто наблюдаются при фрагментации релятивистских ядер. Они свидетельствуют о полноте наблюдения по всему спектру кластерных возбуждений.

Согласно наблюдениям в ядерной эмульсии степень диссоциации как легких ядер, так и самых тяжелых, может достигать полного развала на легчайшие ядра и нуклоны. До сих пор информация об этом явлении фрагментарна, а его интерпретация не предложена. Легкие ядра служат источниками для генерации простейших конфигураций легчайших кластеров и нуклонов. Будучи интересным само по себе, их исследование создает основу для понимания динамики множественной фрагментации тяжелых ядер. Качественно разнообразить «томографию» ядерной структуры позволяет ядерная эмульсия, облученная радиоактивными ядрами.

Изучение кластерной структуры в релятивистской диссоциации имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Прежде всего, вероятности, с которыми в диссоциации проявляются кластерные состояния, связаны с фундаментальными параметрами основных и возбужденных состояний легких ядер. Знание вероятностей позволяет определить возможные начальные конфигурации ядерных кластеров, что важно для анализа всего разнообразия ядерных реакций. Кластеризация лежит в основе процессов, сопровождающих явления физики ядерных изобар, гиперядер, кварк-партоновых степеней свободы. Представления о кластеризации ядер, полученные методами физики высоких энергий, важны для применений в ядерной астрофизике, физике космических лучей, ядерной медицине и, возможно, даже для ядерной геологии. В частности, распределения конечных кластерных состояний по вероятности могут подсказать новые варианты многочастичного синтеза ядер как процессов, обратных их диссоциации.

В 2002 г. вновь образованным сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ была выдвинута программа облучения на нуклотроне ОИЯИ стопок ядерной эмульсии в пучках релятивистских изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных (рис.1). Совпадая с именем знаменитого ученого, аббревиатура проекта БЕККЕРЕЛЬ указывает на ключевые задачи – *Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation* [8]. Физический замысел программы состоял в систематической проверке предположения о том, что при диссоциации легких релятивистских ядер возможно исследование особенностей их кластерной структуры. Эта идея не очевидна, а ее реализация, иными средствами, чем ядерная эмульсия, сталкивается с объективными трудностями. Анализ облучений эмульсии позволяет наиболее полно исследовать состав и кинематические характеристики разнообразных ансамблей релятивистских кластеров. Конечная цель использования эмульсии – это наиболее полная идентификация и метрология необычных конфигураций кластеров. Детальные сведения о структуре диссоциации будут весьма полезны для обоснования электронных экспериментов с высокой статистикой событий.

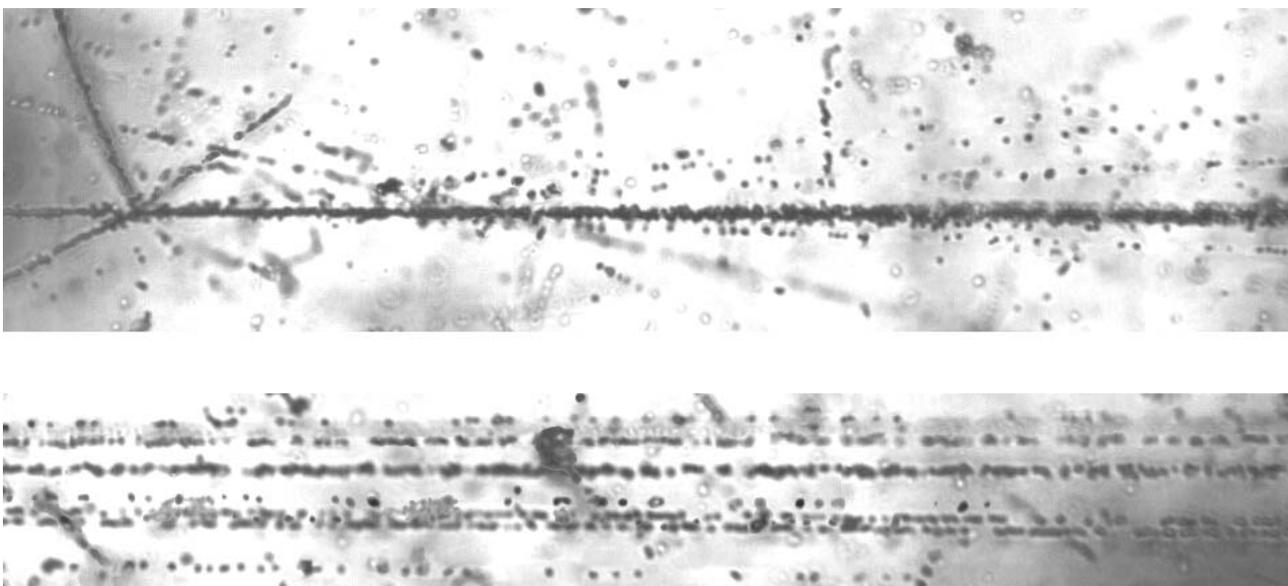


Рис. 2. Фрагментации ядра ^{28}Si с энергией 3.65А ГэВ в ядерной эмульсии.

Ранние из наблюдений, обсуждаемых далее, сделаны на облучениях ядерной эмульсии ядрами ^{12}C [9], ^{16}O [10], ^{22}Ne [11], ^6Li [12] и ^7Li [13], выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ в 70–90-е годы. В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ анализ периферических взаимодействий выполнен в слоях в ядерной эмульсии (рис. 2), облученной в следующем наборе ядер: ^6He [14], ^{10}B [15], ^7Be [16], ^{14}N [17], ^9Be [18,19], ^{11}B [20], ^8B [21], ^9C [22], ^{10}C и ^{12}N [23–27]. Эти экспериментальные результаты позволяют представить целостную картину кластеризации целого семейства ядер в начале таблицы изотопов.

Ссылки на работы, цитируемые в настоящих лекционных заметках, охватывают в основном экспериментальные результаты по фрагментации релятивистских ядер, полученные в методе ядерной эмульсии. Следует признать, что этот список не может претендовать на полноту. Наша цель ограничивается желанием дать начальные представления и вызвать интерес к самостоятельному погружению в увлекательную и перспективную тему фрагментации релятивистских ядер. Некоторые из уникальных материалов по этой теме недостаточно опубликованы по обстоятельствам, независящим от авторов, что затрудняет их формальное цитирование. Их препринты на русском языке сохраняются на сайте сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ [8]. Мы обращались к ним как к физическому «фольклору» и при написании этих заметок.

ФИЗИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Программа БЕККЕРЕЛЬ обязана своим возникновением славной эпохе исследований, заслуживающей хотя бы краткого напоминания. Открытие радиоактивности А. Беккерелем одновременно сделало его основателем фотографического метода ее детектирования. С тех пор поиски новых явлений в физике микромира поднимают все новые и новые волны интереса к применению ядерной фотографии. Несмотря на известные ограничения в статистике анализируемых событий, этот классический метод дает объективную топологию следов в полной геометрии, что позволяет видеть перспективу для технически продвинутых экспериментов. События множественной фрагментации релятивистских ядер наблюдались

еще в 40-е годы в ядерной эмульсии, облученной космическими лучами в стратосфере [28]. Их фотографии, представленные в классической книге С. Пауэлла, П. Фаулера и Д. Перкинса [29] среди других основополагающих наблюдений, в наши дни могут служить образцом наглядности. В русле этой традиции находится наше исследование.

Пучки легких ядер с энергией порядка нескольких ГэВ на нуклон были получены на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне и на БЕВАЛАКе в Лаборатории имени Лоуренса в Беркли в начале 70-х годов. Тем самым возникли предпосылки применения концепций и методов физики высоких энергий для развития релятивистской теории атомных ядер. В то же время стартовали экспериментальные исследования методами ядерной эмульсии, на спектрометрах и пузырьковых камерах. Их главной направленностью стал поиск универсальных закономерностей, описывающих столкновения релятивистских составных систем. Был установлен выход спектров ядерных фрагментов на режим предельной фрагментации и масштабно-инвариантное поведение. В случае некоррелированного образования групп релятивистских фрагментов описание их спектров могло бы свестись к суперпозициям универсальных функций. Однако, удовлетворяя обобщающим принципам, физика релятивистской фрагментации оказывается богаче и глубже.

А. М. Балдин предложил классифицировать множественное рождение частиц в соударениях ядер на основе релятивистски-инвариантного описания [30]. Частицы рассматриваются в пространстве 4-скоростей

$$u_i = P_i/m_i,$$

где P_i – 4-импульсы частиц, участвующих в реакции, а m_i – их массы. Экспериментальные данные представляются в безразмерных инвариантных переменных

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

Переменные b_{ik} непосредственно связаны с факторами Лоренца относительного движения частиц $\gamma_{ik} = (u_i u_k)$. В области относительных скоростей $b_{ik} \gg 1$ адроны, вовлеченные в процесс, теряют роль квазичастиц, поскольку взаимодействие их конstituентов ослабевает настолько, что они могут рассматриваться в рамках пертурбативной хромодинамики. В переходной области $0.1 < b_{ik} < 1$ субнуклонные степени свободы становятся существенными в перестройке структуры и взаимодействии адронов. Область $b_{ik} < 10^{-2}$, соответствующая взаимодействию слабосвязанных нуклонных систем и ядерных кластеров вблизи энергии связи, является областью классической ядерной физики. Именно эта область характерна для физики ядерной кластеризации. Инвариантное представление кинематических характеристик кластеров позволяет установить связь с выводами физики низких энергий.

Открытие экзотических ядер на БЕВАЛАКе вывело ядерные пучки на передовой фронт ядерной физики и привело к созданию пучков радиоактивных ядер на многих ускорителях. Были установлены принципиально новые явления, как в структуре легких радиоактивных ядер, так и в ядерных реакциях с их участием. Наблюдались аномально большие радиусы некоторых легких ядер, объясняемые на основе ядерных структур, состоящих из разделенных в пространстве нуклонов и ядер-основ.

Нуклотрон, сменивший синхрофазотрон в ОИЯИ в начале 2000-х годов, дает возможность исследовать ядерную материю в области $b_{ik} < 10^{-2}$ при оптимальном выборе начальной энергии и кинематики детектирования. С развитием исследований по релятивистской ядерной физике на нем созданы магнитооптические каналы транспортировки частиц, позволяющие формировать вторичные пучки ядер с импульсом 2А ГэВ/с [31]. Канал,

использованный в наших облучениях, имеет длину около 50 м и включает 4 отклоняющих магнита, а его аксептанс около 2-3%.

Использование ядерной эмульсии на синхрофазотроне ОИЯИ началось в 50-х годах с облучений протонами с энергией 10 ГэВ [32]. Анализ неупругих взаимодействий протонов с ядрами из состава эмульсии указал на значительную роль периферических взаимодействий. Зачастую протоны рождали группы мезонов на ядрах Ag или Br, которые видимым образом не были разрушены. Позже такие процессы, названные когерентной диссоциацией, изучались в эмульсии, облученной протонами с энергией 70 ГэВ [33]. Подобного рода реакции возможны в ядро-ядерных взаимодействиях, когда в качестве снаряда выступает атомное ядро, а конечным результатом когерентного взаимодействия является не рождение новых частиц, а диссоциация налетающего ядра. Для когерентной диссоциации ядра-снаряда с массой M_0 в систему фрагментов с массами m_i пороговой импульс ядра оценивается как

$$p_{0\min} \approx M_0 V^{1/2} \Delta / \mu,$$

где μ – масса π -мезона, V – массовое число ядра мишени и $\Delta = \sum m_i - M_0$ – «дефект массы» по отношению к рассматриваемому каналу диссоциации [9]. В частности, для когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядре Pb величина $p_{0\min}$ равна примерно 300 МэВ/с, а в случае $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ оценка $p_{0\min}$ становится примерно в два раза больше. Таким образом, события когерентной диссоциации ядер, характеризующиеся высокими порогами, должны исследоваться экспериментальными методами физики высоких энергий.

Становление в начале 70-х годов релятивистской ядерной физики было поддержано сообществами, имевшими богатый опыт применения ядерных эмульсий. Ускорители частиц открыли возможность изучения взаимодействий различных ядер определенной энергии, что позволило исследовать методом ядерной эмульсии спектры релятивистских фрагментов. Ядерная эмульсия облучалась ядрами, впервые ускорявшимися на синхрофазотроне ОИЯИ, БЕВАЛАКе, а затем, на ускорителях AGS (BNL) и SPS (CERN). Проявленные стопки слоев передавались для анализа в научные центры всего мира в духе традиций эмульсионных сотрудничеств, возникших еще в пионерский период исследований космических лучей. Сам метод [29,34] получил мотивацию для дальнейшего применения, что обусловлено его рекордной разрешающей способностью. Поньше он сохраняет уникальность в конусе релятивистской фрагментации. Пространственное разрешение ядерной эмульсии БР-2 (Россия) составляет 0.5 мкм, а ее чувствительность простирается от наиболее высокозарядных релятивистских ионов до релятивистских однозарядных частиц. Эти возможности можно оценить по фотографии, на которой совмещены снимок взаимодействия релятивистского ядра серы и микрофотография человеческого волоса толщиной около 60 μm (рис. 3). Оба снимка получены в одинаковых условиях с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры. Можно утверждать, что ядерная эмульсия дает наилучшую проекцию события, произошедшего в масштабе микромира. Со временем, наблюдение столь прекрасных образов событий стало считаться чем-то само собой разумеющимся. Демонстрация ядро-ядерных взаимодействий сменилась классификацией следов, неочевидной специалистам по другим методам. С ослаблением интереса к ядерной эмульсии, вызванным трудоемкостью измерений, стала забываться и ценность такой классификации. Чтобы сделать результаты доступными для восприятия, было возобновлено сохранение образов периферических взаимодействий релятивистских ядер в нашей видеокolleкции [8].

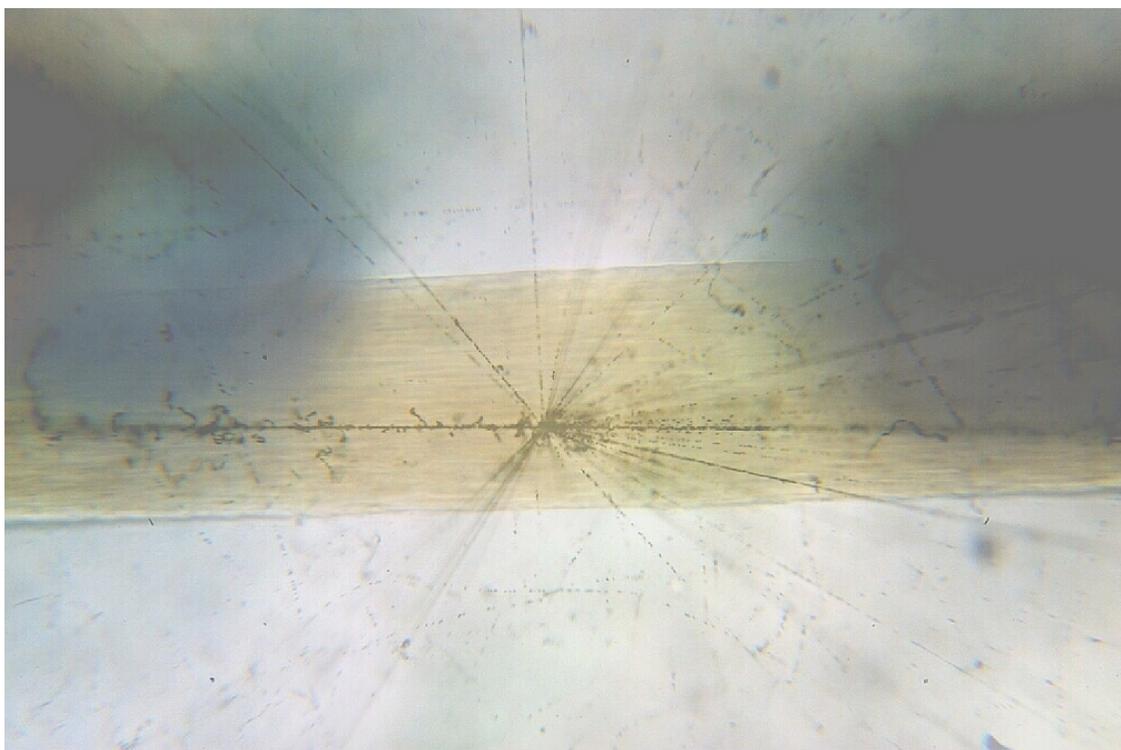
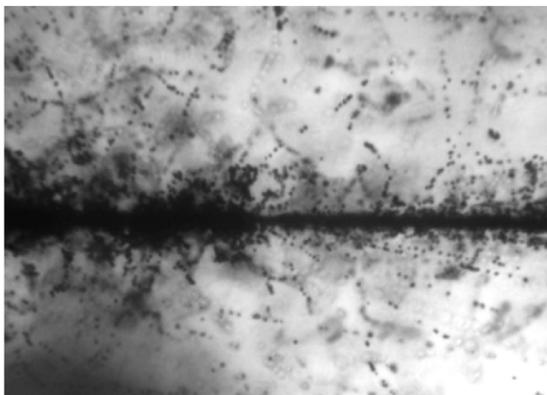


Рис. 3. Совмещенные в одном масштабе фотографии взаимодействия релятивистского ядра серы в ядерной эмульсии и человеческого волоса толщиной 60 $\mu\text{м}$, полученные с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры.

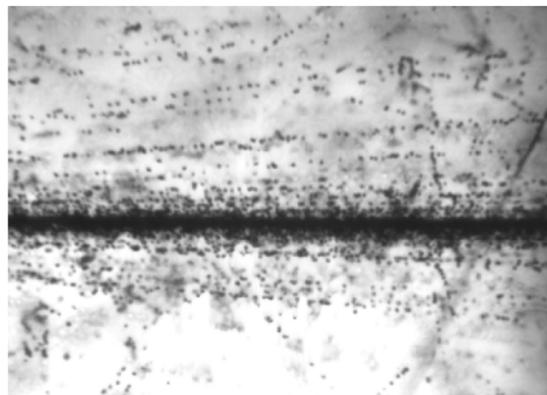
Эмульсионный метод внес вклад в установление фундаментальных свойств, характеризующих столкновения релятивистских составных систем. Как правило, поиск событий велся по первичным следам без выборки, что обеспечивало систематичность наблюдений. Однако такой подход ограничивает статистику редких событий. Особое внимание уделялось центральным соударениям как кандидатам в экзотические события. Трудоемкий анализ множества следов мотивировался поисками ядерной материи при наибольшей концентрации плотности и энергии – это и внутриядерный каскад, и ударные волны в ядерной материи, и, в наибольшей степени, кварк-глюонная плазма. Современное развитие этого направления широко известно.

Результаты 70–90-х гг. сохраняют ценность в аспекте релятивистской фрагментации. Среди наблюдавшихся взаимодействий несколько процентов составляли события периферической фрагментации ядер в узкие струи легких ядер, нуклонных кластеров и нуклонов с суммарным зарядом близким к заряду начального ядра [9-12,35-45]. Зачастую периферические события не сопровождалось образованием фрагментов ядер мишени, в чем проявляли аналогию с когерентной диссоциацией протонов, протекая при многократно меньшей разности масс конечного и начального состояния. Один из наиболее ярких примеров приведен на рис. 4, где отчетливо виден срыв ионизации в результате множественной фрагментации налетающего ядра Au.

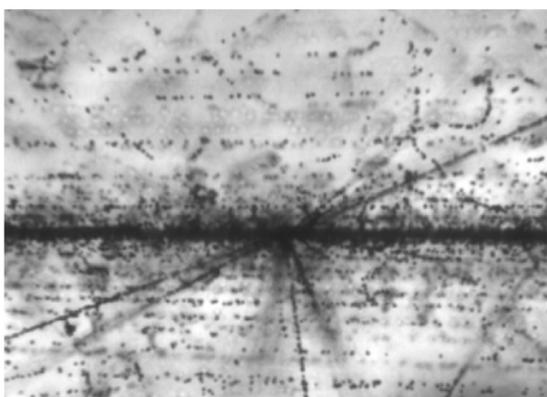
Говоря о природе этого явления, можно ассоциировать вероятности каналов диссоциации со спектроскопическими факторами различных кластерных компонент его основного состояния. Такие события указывают на исчезновение кулоновского барьера ядра и выход виртуальных кластеров на массовую поверхность с последующим перерасеянием. Возможно, генерация ансамблей фрагментов протекает не только в состоянии непрерывного спектра. В наиболее «деликатных» соударениях возможно заселение возбужденных



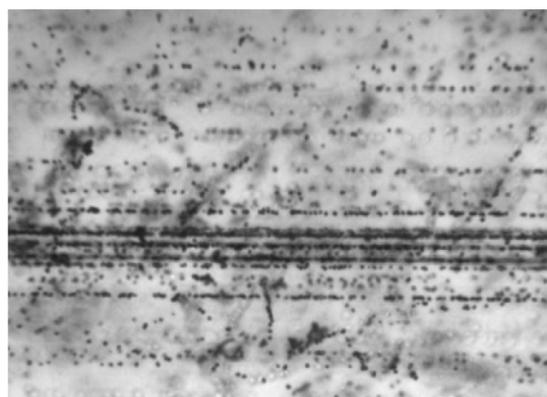
Shot 1



Shot 2



Shot 3



Shot 4

Рис. 4. Последовательно сфотографированное событие периферического взаимодействия ядра ^{207}Pb с энергией 158А ГэВ в ядерной эмульсии: след первичного ядра и вершина взаимодействия, из которой исходит только струя фрагментов (кадр 1); ствол ливня с появляющимися следами однозарядных и двухзарядных частиц (кадр 2); сердцевина ливня со вторичной звездой (кадр 3); полностью разрешенная сердцевина (кадр 4 в 3 см от вершины).

состояний над порогами распада на кластеры. Кроме того, нуклонные кластеры, образовавшиеся в периферической диссоциации релятивистского ядра, могут испытывать дифракционное рассеяние. Таким образом, периферические соударения содержат уникальную информацию о квантово-механических аспектах образования ансамблей кластеров. Это предположение требует проверок на отчетливо интерпретируемых примерах. Положительные выводы дадут основания для развития представлений о физике систем, состоящих из нескольких нуклонных кластеров.

Периферические взаимодействия, несмотря на их скрытую эстетику, привлекли ограниченный интерес. Их изучение оказалось в тени «романтической» физики центральных соударений. Не менее важно и то обстоятельство, что хотя возможности релятивистского подхода к изучению ядерной структуры были осознаны, его применение без полной регистрации релятивистских фрагментов оказалось ограниченным. Кажущаяся простота исследования конуса фрагментации обманчива. В отношении таких периферических взаимодействий ядерная эмульсия остается единственным средством наблюдения,

обеспечивающим не только уникальные наблюдения, но и неплохую статистическую обеспеченность. Конечно, ядерная эмульсия не обеспечивает импульсного анализа. Однако, благодаря развитию релятивистской физики малонуклонных систем на основе магнитных спектрометров и пузырьковых камер возможно привлечение разнообразных сведений о фрагментации релятивистских ядер.

Наше исследование нацелено на изучение когерентной диссоциации нейтронодефицитных ядер, соседствующих в начале таблицы изотопов (рис. 1), поскольку ядерная эмульсия дает для них особые преимущества. Были поставлены следующие вопросы:

1. Как отражает релятивистская диссоциация α кластерную структуру легких ядер?
2. Как проявляется в релятивистской диссоциации кластеризация на основе ядер ${}^2,3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$?
3. Возможно ли заселение кластерных ансамблей, требующих перегруппировки нуклонов за пределы α -кластеризации, в релятивистской диссоциации?
4. Каково соотношение ядерно-дифракционного и электромагнитного механизмов диссоциации на тяжелых ядрах состава ядерной эмульсии?

Этапы настоящего исследования оказались тесно связанными с возможностями, возникавшими на нуклотроне ОИЯИ в 2000-е годы. В завершающий период работы синхрофазотрона ОИЯИ (1999 г.) был получен первый опыт анализа облучения во вторичном пучке смеси ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. Создание системы медленного вывода ускоренных ядер на нуклотроне ОИЯИ (2002 г.) позволило выполнить облучение ядрами ${}^{10}\text{B}$. В диссоциации ${}^{10}\text{B}$ была установлена кластеризация $2\alpha + d$, что мотивировало облучения ядрами ${}^{14}\text{N}$ для изучения кластеризации $3\alpha + d$, а затем ядрами ${}^{11}\text{B}$ для изучения кластеризации $2\alpha + t$. Интерес к ядру ${}^{11}\text{B}$ ускорил анализ кластеризации $\alpha + t$ в раннем облучении ядрами ${}^7\text{Li}$. Для развития представлений о кластеризации на основе ядер ${}^3\text{He}$ выполнено облучение во вторичном пучке ядер ${}^7\text{Be}$, сформированном в реакциях перезарядки первичных ядер ${}^7\text{Li}$ (2004–2005 гг.). Ускорение ядер ${}^{10}\text{B}$ позволило создать вторичные пучки изотопов ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Итоги перечисленных облучений дали основания для облучений в пучках изотопов ${}^9,10\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$, формируемых в реакциях фрагментации или перезарядки первичных ядер ${}^{12}\text{C}$ (2005-2006 гг.). Возобновление применения ядерной эмульсии послужило сохранению технологии, опыта анализа и привлечению молодых исследователей.

В следующем разделе будут представлены принятые подходы к анализу взаимодействий релятивистских ядер в эмульсии и ключевые факты по периферической диссоциации легких стабильных ядер. Их комбинированное использование стало основой для предложений эксперимента БЕККЕРЕЛЬ по изучению радиоактивных ядер.

ДИССОЦИАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Достоинства эмульсионного метода

Эмульсионная камера собирается как стопка слоев с толщиной около 550 мкм и размерами $10 \times 20 \text{ см}^2$ (рис. 5). Факторами получения значительной статистики событий оказываются толщина, которая достигает 80 г/см^2 вдоль длинной стороны, и полная эффективность детектирования заряженных частиц. В ядерной эмульсии содержатся в близких концентрациях как тяжелые ядра Ag и Br , так и ядра H . По плотности водорода ядерная эмульсия близка к жидководородной мишени. Эта особенность позволяет сравнивать



Рис. 5. Фотография слоя ядерной эмульсии на стеклянной подложке и микроскопа с установленной фотокамерой.

в одинаковых условиях развалы ядер-снарядов как в результате дифракционной или электромагнитной диссоциации на тяжелом ядре-мишени, так и в результате столкновений с протонами.

Фрагменты релятивистского ядра сосредоточены в конусе, ограниченном углом

$$\sin \theta_{fr} = p_{fr} / p_0,$$

где $p_{fr} = 0.2 \text{ ГэВ/с}$ – величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов, а p_0 – импульс на нуклон ядра-снаряда. Если пучок направляется параллельно плоскости слоев, следы всех релятивистских фрагментов остаются достаточно долго в одном слое для 3-мерной реконструкции. Распределение событий по каналам взаимодействий с различным составом заряженных фрагментов (или зарядовая топология) является центральной характеристикой фрагментации релятивистских ядер. Результаты по зарядовой топологии когерентной диссоциации для релятивистских ядер ^{16}O , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S суммированы в работе [46].

В ядерной эмульсии угловое разрешение для следов релятивистских фрагментов составляет величину порядка 10^{-5} рад. Измерения полярных углов вылета фрагментов θ оказываются недостаточными для сравнения данных при различных значениях начальной энергии ядер. Более универсальным является сравнение по величинам поперечных импульсов P_T фрагментов с массовым числом A_{fr} согласно приближению

$$P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta,$$

что соответствует сохранению фрагментами скорости первичного ядра (или импульса на нуклон P_0). Очевидно, что наибольшее значение имеет разрешение по углу θ , распределение по которому «прижато» к нулю. Для ядер с α -кластерной основой является оправданным

предположение о соответствии релятивистского фрагмента с зарядом $Z_{fr} = 2$ изотопам ${}^4\text{He}$. Для нейтронодефицитных ядер требуется разделение изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

При фрагментации ядер состава эмульсии могут наблюдаться сильноионизирующие фрагменты мишени (рис. 2), включая α -частицы, протоны с энергией ниже 26 МэВ и легкие ядра отдачи – n_b (b-частицы), а также нерелятивистские протоны с энергией свыше 26 МэВ – n_g (g-частицы). Кроме того, реакции характеризуются множественностью мезонов, рожденных вне конуса фрагментации – n_s (s-частицы). По этим параметрам можно сделать вывод о характере взаимодействия.

В событиях когерентной диссоциации отсутствуют как фрагменты ядер мишени ($n_b = 0$, $n_g = 0$), так и заряженные мезоны ($n_s = 0$). События такого типа из-за отсутствия следов сильноионизирующих частиц n_h ($n_h = n_b + n_g$) получили неформальное наименование «белых» звезд. «Белые» звезды возникают при ядерном дифракционном и электромагнитном взаимодействии на тяжелых ядрах мишени. Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название «белые» звезды удачно отражает также «срыв» ионизации при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов вплоть до Z_{pr} раз. Эта особенность составляет основную трудность для электронных методов, поскольку чем больше в событии степень диссоциации, тем труднее его зарегистрировать. В ядерной эмульсии ситуация совершенно обратная.

Практической задачей определения зарядовой топологии события является идентификация зарядов фрагментов Z_{fr} . Благодаря 4-кратной разнице в ионизации заряды релятивистских фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 определяются уже при визуальном поиске. Величины зарядов фрагментов $Z_{fr} \geq 3$ определяются по плотности разрывов на следах или плотности δ электронов N_δ , зависящих от зарядов как Z_{fr}^2 . Ценным условием является сохранение релятивистскими фрагментами заряда ядер пучка Z_{pr} , т. е. $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ при интерпретации «белых» звезд в эмульсии, облученной в смешанных вторичных пучках. Оно позволяет отделить в пучке вклад более легких ядер с близким отношением заряда к массе. Этот критерий принципиально важен для облучений эмульсии в пучках, имеющих сложный состав. Пример разделения по заряду ядер пучка и вторичных фрагментов в облучении в смешанном пучке ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ для событий $\sum Z_{fr} = 6$ и 7 представлен на рис. 6 [25-27]. Зачастую определение зарядов позволят установить массовые числа в случае легких нейтронодефицитных ядер.

Релятивистские изотопы H и He идентифицируются их величинами $r\beta c$, где r – импульс, а βc – скорость частицы. Благодаря «квантованию» импульсов фрагментов их массовые числа A_{fr} определяются как $r_{fr}\beta_{fr}c/(r_0\beta_0c)$. Величина $r\beta c$ определяется по среднему углу многократного кулоновского рассеяния, оцениваемому по смещениям следа $|D|$ на участках 2–5 см. Необходимо измерить $|D|$ не менее чем в 100 точках для достижения точности 20-30 % определения $r\beta c$, сравнимой с разницей A_{fr} для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Этот трудоемкой метод не является рутинной процедурой, и его применение оправдывается в принципиально важных случаях для ограниченного числа следов фрагментов.

В частности, этот метод применялся при анализе облучения ядрами ${}^9\text{C}$ [22] с импульсом 2А ГэВ/с в условиях доминирования в составе пучка ядер ${}^3\text{He}$, имеющих ту же магнитную жесткость, что и ${}^9\text{C}$. Среднее значение $\langle r\beta c \rangle_{3\text{He}}$ для пучковых ядер ${}^3\text{He}$ составило (5.1 ± 0.1) ГэВ при RMS 0.8 ГэВ, что близко к ожидаемому значению 5.4 ГэВ (для ${}^4\text{He}$ – 7.2 ГэВ) и приемлемо для разделения изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. «Белые» звезды с фрагментами с $Z_{fr} = 5$ и 4 и зарядами частиц пучка $Z_{pr} = 6$, найденные в этом облучении, интерпретировались как ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$. Действительно, распределение для частиц $Z_{fr} = 1$ имеет $\langle r\beta c \rangle_H = (1.5 \pm 0.1)$ ГэВ и RMS 0.4 ГэВ, что соответствует протонам.

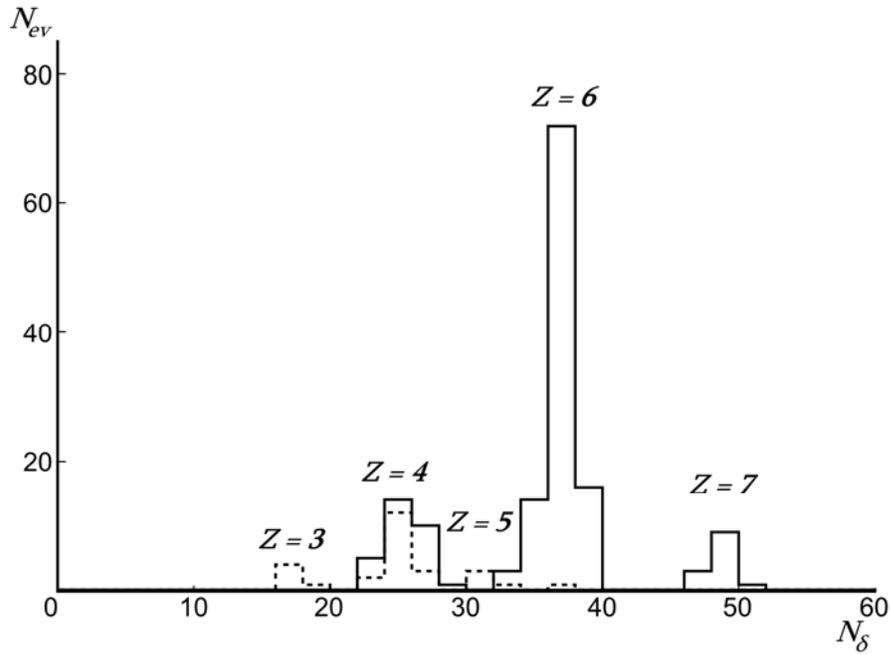


Рис. 6. Распределения следов пучковых ядер N_{ev} (сплошная линия) и вторичных фрагментов (пунктирная линия) по числу δ -электронов N_{δ} на 1 мм длины в ядерной эмульсии, облученной смешанным пучком ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$.

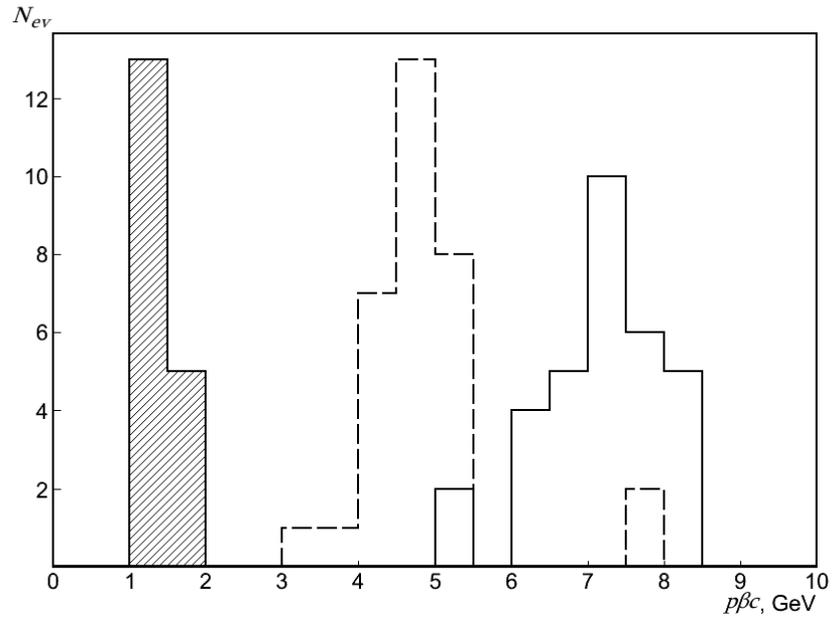


Рис. 7. Распределение измеренных величин $p\beta c$ для фрагментов из «белых» звезд ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (сплошная линия – He; штрихованная гистограмма – H) и ${}^9\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ (пунктирная линия).

Состояния ${}^3\text{He}$ стали центральным предметом исследования когерентной диссоциации ядер ${}^9\text{C}$. Только для 22 следов He в 16 найденных «белых» звездах $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ оказалось возможным выполнить измерения значений $p\beta c_{3\text{He}}$ (рис. 7). Среднее значение составляет $\langle p\beta c_{3\text{He}} \rangle = (4.9 \pm 0.3)$ ГэВ при RMS 0.9 ГэВ и соответствует калибровке на

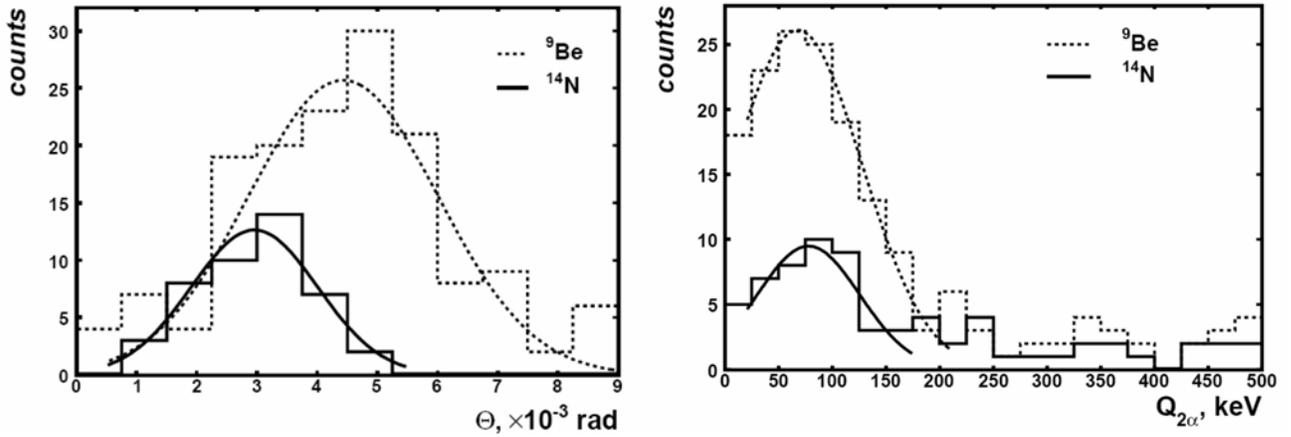


Рис. 8. Распределения углов разлета Θ в парах α -частиц (слева) и энергии $Q_{2\alpha}$ (справа) для событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}_{g.s.}(0^+)$ при 2А ГэВ/с и ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)$ при 2.9А ГэВ/с.

ядрах ${}^3\text{He}$ пучка. Только в трех «белых» звездах ${}^3\text{He}$ оказалось возможным определение величин $r\beta c$ для всех фрагментов, позволив максимально надежно идентифицировать эти события как ${}^3\text{He}$.

Величины $r\beta c_{4\text{He}}$ были измерены для следов Н и He из 16 «белых» звезд ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ в эмульсии, облученной в смешанном пучке изотопов ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ [25-27] с тем же импульсом, как и в случае ${}^9\text{C}$. Доминирование изотопов ${}^1\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ подтверждает сепарацию изотопа ${}^{10}\text{C}$ (Рис. 7). В случае ядер He были использованы 23 следа из распадов ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}(0^+)$. Для всех следов He, измеренных в облучении ${}^9\text{C}$ (включая калибровку ${}^3\text{He}$), среднее значение составляет $\langle r\beta c_{3\text{He}} \rangle = (5.0 \pm 0.1)$ ГэВ при RMS 0.8 ГэВ, а для облучения ${}^{10}\text{C}$ - $\langle r\beta c_{4\text{He}} \rangle = (7.9 \pm 0.2)$ ГэВ при RMS 0.8 ГэВ. Таким образом, две группы измерений явно соответствуют разным изотопам He. Для сравнения на рис. 7 приведено распределение измеренных значений $r\beta c$ для ${}^3\text{He}$ фрагментов из событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ [22]. Фрагменты ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ четко разделяются по $r\beta c$.

Энергия возбуждения системы фрагментов Q определяется как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы M^* и массой первичного ядра M , т. е. $Q = M^* - M$. M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$. 4-импульсы $P_{i,k}$ определяются в приближении сохранения фрагментами начального импульса на нуклон. На рис. 8 совмещены распределения по углам разлета в парах α -частиц Θ для диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}_{g.s.}$ при 2А ГэВ/с [18,19] и ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be}_{g.s.}$ при 2.9А ГэВ/с [17]. Их средние значения заметно различаются - $(4.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ рад и $(3.0 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ рад, что указывает на чувствительность измерений к сжатию конуса распада с ростом импульса. Совмещение при преобразовании к $Q_{2\alpha}$ (рис. 8) указывает на тождественность источника узких α -пар в обоих случаях распадам ${}^8\text{Be}_{g.s.}(0^+)$ со средними энергиями $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (68 \pm 14)$ кэВ для ${}^9\text{Be}$ и (78 ± 14) кэВ для ${}^{14}\text{N}$. Таким образом, наблюдение распадов ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния демонстрирует как прекрасное разрешение угловых измерений, так и удобство инвариантного представления.

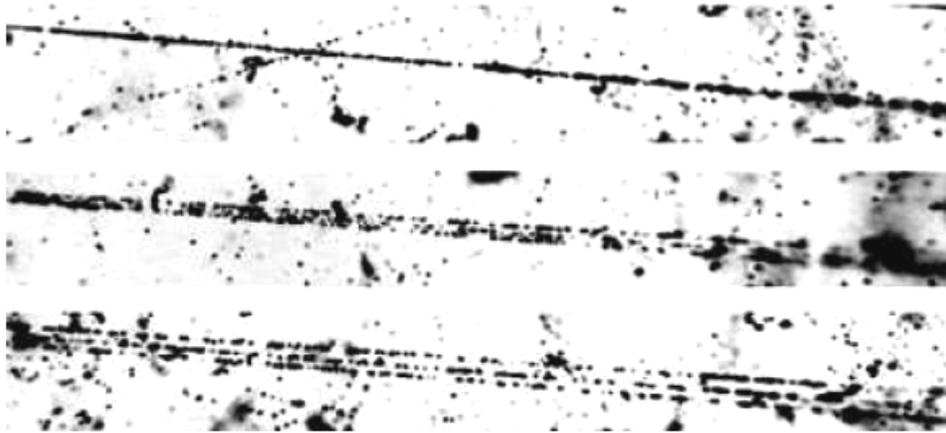


Рис. 9. Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ при 4.5А ГэВ/с; верхнее фото: вершина взаимодействия и струя фрагментов; среднее и нижнее фото: при смещении от вершины вдоль струи фрагментов можно различить три фрагмента He.

Когерентная диссоциация релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O

В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ эмульсия была облучена ядрами ^{12}C с энергией 3.65 А ГэВ. Статистика 2468 взаимодействий, найденных при просмотре по длине первичных следов 338 м, включала 28 «белых» звезд. Единственным вариантом этих звезд оказалась кластерный развал $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (порог $E_{\text{th}} = 7.3$ МэВ), ограниченный конусом $\theta < 3^\circ$ (пример на рис. 9). Позже эмульсия была обогащена свинцом для усиления электромагнитной диссоциации. Поиск событий велся ускоренным образом по площади эмульсионных слоев [9]. В результате статистика составила уже 72 «белых» звезды $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Ключевым наблюдением стали релятивистские распады ^8Be , составившие не менее 20%.

Таблица 1. Зарядовая топология фрагментов когерентной диссоциации ядер ^{16}O с энергией 3.65А ГэВ

N+N	C +He	C+2H	B+3H	B+He+N	Be+He	Be+He+N	4He	3He+2H
18	21	7	2	10	1	1	9	3

Тот же подход был распространен на ядро ^{16}O . Табл. 1 демонстрирует возросшее разнообразие каналов. Это распределение ведет к распределению вероятностей. Каналы C + He ($E_{\text{th}} = 7.2$ МэВ, пример на рис. 10) и N + H ($E_{\text{th}} = 12.1$ МэВ) лидируют. Статистика «белых» звезд $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (пример на рис. 11), найденных при ускоренном поиске, достигла 641 события [10], продемонстрировав возможность изучения процессов с сечениями $10^{-2} - 10^{-3}$ от неупругого сечения в эмульсии. Вероятности каскадных каналов, определенные на основе моделирования, составили $\approx 25\%$ для $^8\text{Be} + 2\alpha$ и $\approx 20\%$ для 2^8Be . Таким образом, релятивистская 4α -система оказалась сильно коррелированной.

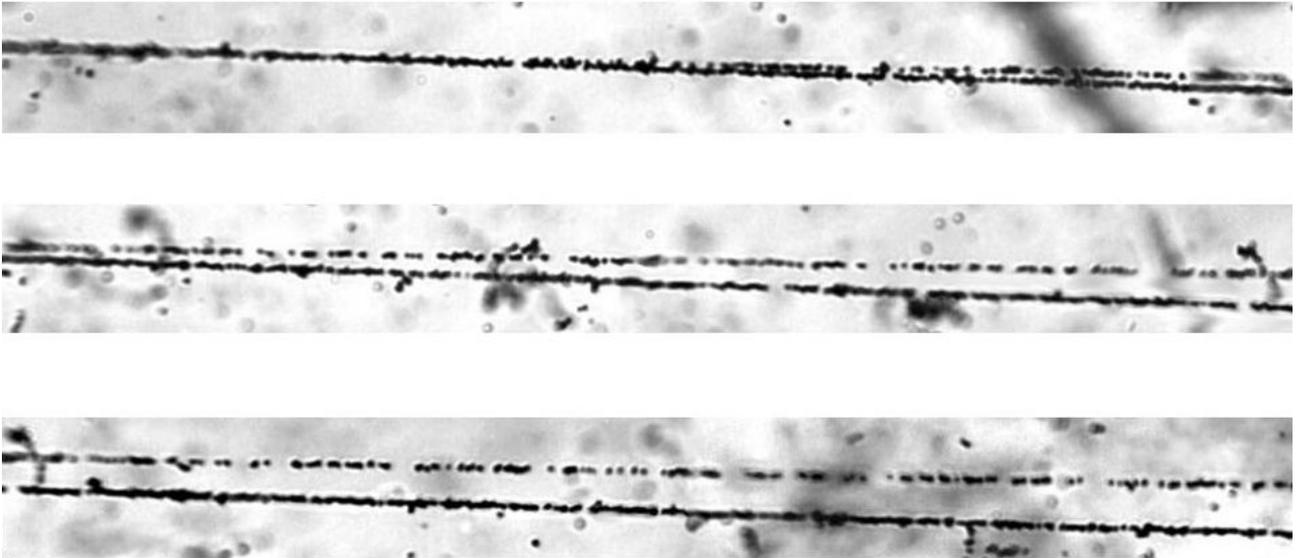


Рис. 10. Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow \text{C} + \text{He}$ при 4.5A ГэВ/с.

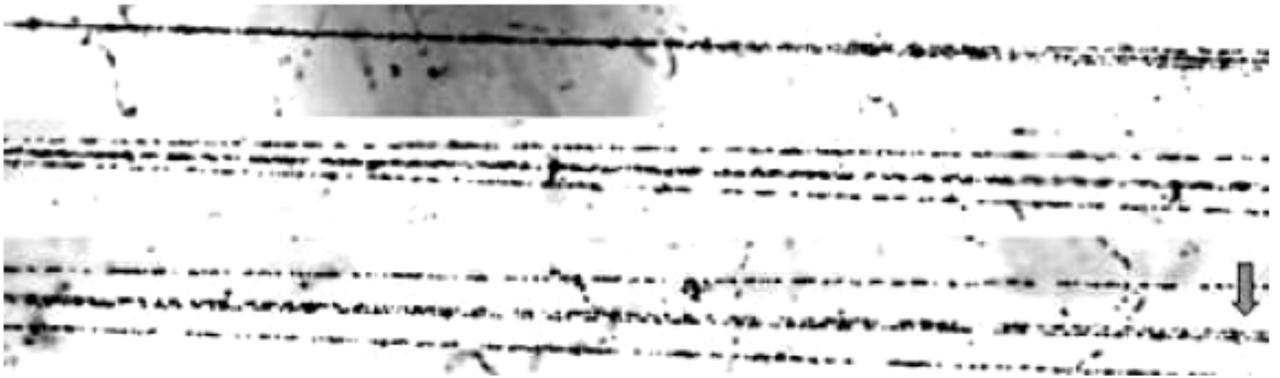


Рис. 11. Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$ при 4.5A ГэВ/с; стрелка указывает на следы распада $^8\text{Be}_{g.s.} \rightarrow 2\alpha$.

Особенности диссоциации более тяжелых ядер

Прогресс в развитии синхрофазотрона ОИЯИ как источника релятивистских ядер, достигнутый в 80-е годы, позволил выполнить облучения ядрами ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S . Сведения о периферической фрагментации ядер, полученные в тот период, сохраняют уникальность и служат мотивацией будущих экспериментов. Проиллюстрируем это утверждение на основе измерений взаимодействий ядер ^{22}Ne с энергией 3.22A ГэВ. Статистика событий прослеживается для каналов $\sum Z_{\text{fr}} = 10$ при различной множественности фрагментов мишени n_b и n_g (табл. 2). Присутствуют каналы, начиная от отделения одиночных фрагментов $Z_{\text{fr}} = 1$ и 2, и вплоть до разрушения на легчайшие ядра (пример на рис. 12). Очевидная особенность – доминирование «белых» звезд. Схожий характер имеют распределения для релятивистских ядер Mg, Si и S.

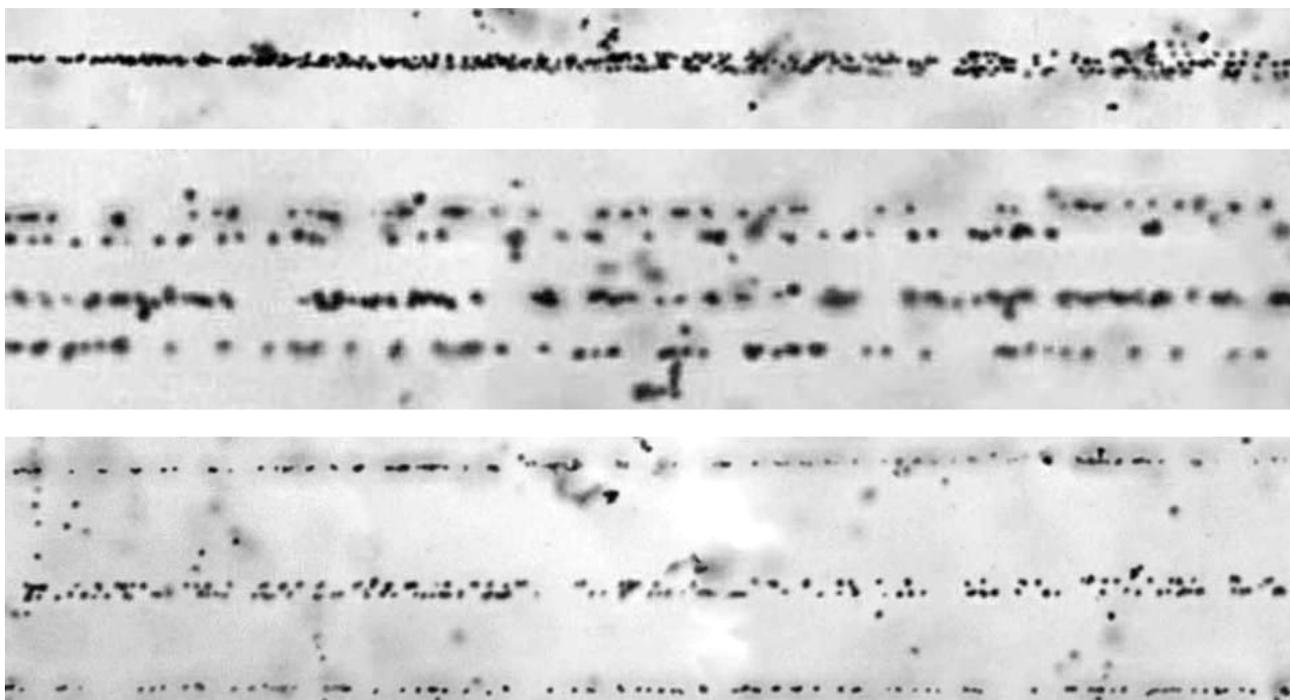


Рис. 12. Когерентная диссоциация $^{20}\text{Ne} \rightarrow 3\text{He} + {}^8\text{Be}_{g.s.}(0^+)$ при 4.5A ГэВ/с.

Таблица 2. Распределение периферических взаимодействий ядер ^{22}Ne с энергией 3.22A ГэВ по множественности следов фрагментов мишени n_b и n_g ($n_s = 0$); скобках – доля канала в процентах

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

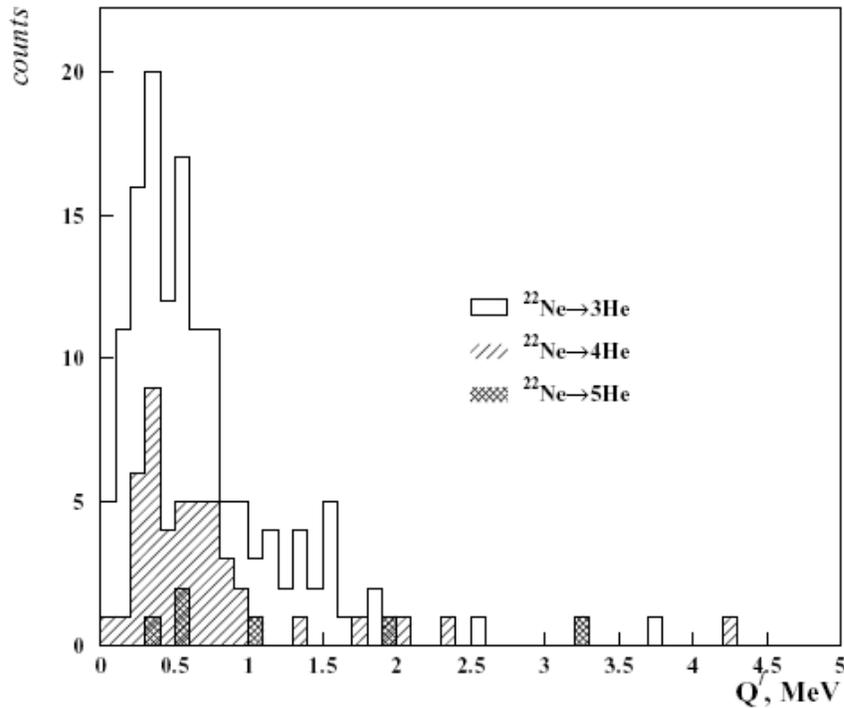


Рис. 13. Распределение α -частичных пар, рожденных при фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$, по энергии Q' (на нуклон фрагмента).

Ядерное состояние, аналогичное разреженному конденсату Бозе-Эйнштейна (БЭК), может проявиться в образовании $N\alpha$ -частичных ансамблей, имеющих узкое распределение по скоростям в системе центра масс. Однако определение с. ц. м. достаточно сложно, в то время как анализ струй в пространстве 4-скоростей b_{ik} позволяет представить $N\alpha$ -системы универсальным образом. Были отобраны события $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$, удовлетворяющие критерию $b_{ik} < 10^{-2}$ для каждой α -пары для $N_\alpha = 3, 4$ и 5 . На рис. 13 представлено распределение по энергии возбуждения $Q' = Q/(4N_\alpha)$. Несмотря на возрастание множественности, $N\alpha$ -струи остаются подобными. Среди событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ обнаружены 3 «белых» звезды. Среди них есть два «золотых» события, содержащие все α -частичные треки внутри конуса 1° . Для этих двух событий значения Q' весьма малы – 400 кэВ и 600 кэВ на нуклон. Детектирование таких 5α -состояний является аргументом в пользу поиска при релятивистской фрагментации α -частичного конденсату Бозе-Эйнштейна.

Кластерная структура ядер ^6Li и ^7Li

Данные по взаимодействиям ядер ^6Li с импульсом 4.5 А ГэВ/с [12] привлекли наше внимание к методу ядерной эмульсии для решения задач кластерной структуры. Ядро ^6Li является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относимых к ядрам с экзотической структурой. Из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов экзотические ядра характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и суженными импульсными распределениями их основ во фрагментации. Эти свойства ядра ^6Li проявились в релятивистской фрагментации в ядерной эмульсии.

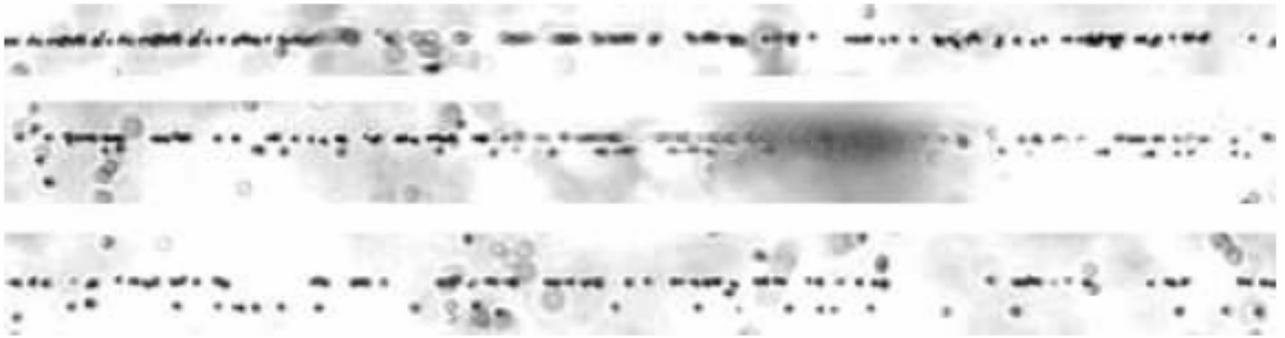


Рис 14. Когерентная диссоциация ${}^6\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ при 4.5A ГэВ/с.

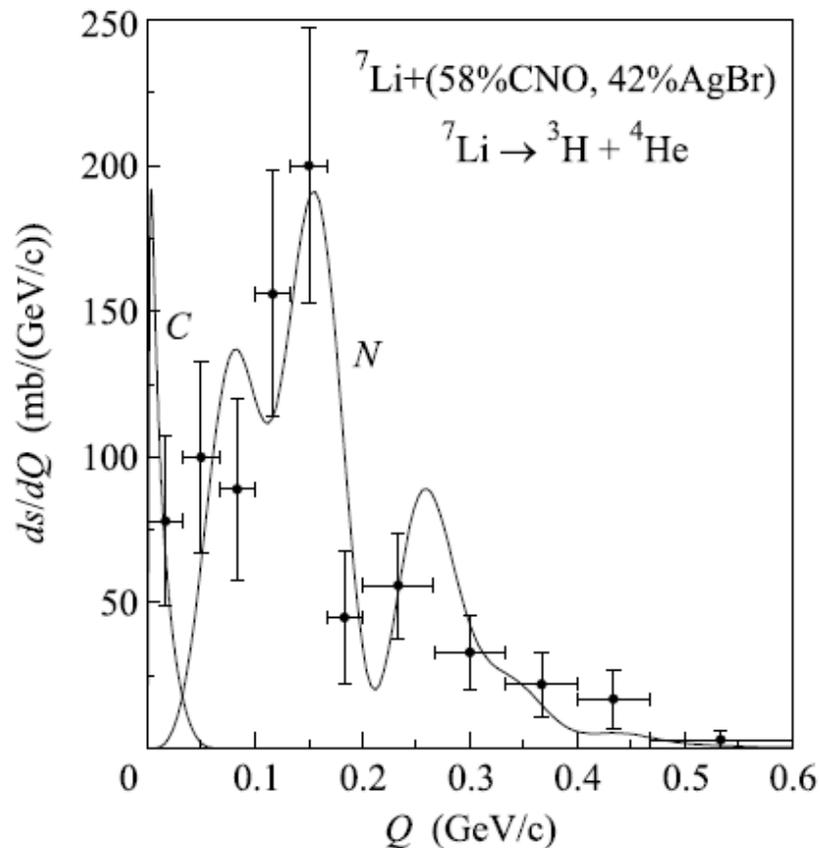


Рис. 15. Дифференциальное сечение когерентной диссоциации ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ при 4.5A ГэВ/с в зависимости от суммарного поперечного импульса Q [47]; экспериментальные данные и теоретические зависимости сечений кулоновского (C) и ядерного дифракционного (N) взаимодействий.

Средний пробег ядер ${}^6\text{Li}$ до неупругого взаимодействия, оказавшийся примерно на 3 см, менее вычисленного по формуле Брэдта-Питерса [28] (≈ 17 см), свидетельствует об аномально большом радиусе ядра ${}^6\text{Li}$. В модели геометрического перекрытия ядерных плотностей его значение равно (2.7 ± 0.1) Ферми, согласующемуся с данными по радиусу ядра ${}^6\text{Li}$. Особенностью изотопного состава фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ стал необычно большой выход дейтронов, практически равный выходу протонов, чего не наблюдалось при фрагментации ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{28}\text{Si}$. Для фрагментации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha$ значение среднего

поперечного импульса α -частиц оказалось пониженным – $\langle p_T^\alpha \rangle = (0.13 \pm 0.01)$ ГэВ/с, в то время как для взаимодействий ядер ^{12}C в эмульсии это значение равно $\langle p_T^\alpha \rangle = (0.24 \pm 0.01)$ ГэВ/с). Как «золотые» события можно рассматривать 31 «белую» звезду, в которых фрагменты были полностью идентифицированы (пример на рис. 14). Среди них 23 события соответствуют каналу диссоциации $\alpha + d$ ($E_{\text{th}} = 1.47$ МэВ), по 4 события в каналах $^3\text{He} + t$ ($E_{\text{th}} = 15.8$ МэВ) и $t + d + p$ ($E_{\text{th}} = 21.2$ МэВ). Тем самым отчетливо проявляется кластерная структура $\alpha + d$.

Вопрос о тритоне как кластере был разрешен на основе анализа «белых» звезд $^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ [13]. Определение массы релятивистских фрагментов показало, что 50% этих событий представляют канал $\alpha + t$ ($E_{\text{th}} = 2.5$ МэВ), в то время как каналы $\alpha + d + n$ – 30% ($E_{\text{th}} = 6.1$ МэВ) и $\alpha + p + 2n$ ($E_{\text{th}} = 7$ МэВ) – 20%. Эти данные стимулировали анализ соотношения ядерной дифракционной и электромагнитной механизмов кластерной диссоциации на смеси ядер состава эмульсии [47]. Первый тип взаимодействия для канала $\alpha + t$ охватывает диапазон по полному поперечному импульсу $50 < P_T < 500$ МэВ/с, а второй – существенно более узкий с $P_T < 50$ МэВ/с (рис. 15).

Облучение в смешанном пучке изотопов ^6He и ^3H

Перед началом облучений по проекту БЕККЕРЕЛЬ был получен опыт анализа ядерной эмульсии, облученной в пучковом «коктейле» смеси ядер ^6He и ^3H [14,29]. Выведенный пучок ядер ^6Li с импульсом 2.67 А ГэВ/с направлялся на мишень из плексигласа, расположенную в фокальной точке канала транспортировки пучка. Формирование пучка ядер ^6He выполнено с помощью отбора продуктов процесса перезарядки $^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He}$. Вторичные частицы, рожденные почти под нулевым углом, захватывались каналом, настроенным на отбор частиц с отношением заряда к массовому числу $Z_{\text{пр}}/A_{\text{ф}} = 1/3$. Доля ядер ^6He составила около 1%, а доминирующими оказались ядра ^3H .

Несколько «белых» звезд с заметным изменением направления двухзарядного следа, в которых ядро ^6He теряло пару нейтронов и испускалась α -частица, было найдено в этом облучении частиц. Средний поперечный импульс этих α -частиц $\langle P_T^\alpha \rangle$ равен ≈ 35 МэВ/с. Таким образом, получено указание на радикально более узкое распределение по P_T^α для когерентной диссоциации ^6He , в чем проявляется структурная особенность этого ядра – нейтронное гало. Однако значение среднего пробега ^6He , включая зарегистрированные когерентные взаимодействия, составило 16.3 ± 3.1 см, что существенно больше, чем для ^6Li . Можно предположить, что избыточный пробег для ^6He объясняется недостаточной эффективностью (не более чем 50%) наблюдения когерентной диссоциации $^6\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2n$. Такое предположение означает, что вклад когерентных взаимодействий составляет не менее 20%. Этот эксперимент указал на важность отбора «белых» звезд с нейтронами для выявления особенностей кластерной структуры. Следует признать, что в случае нейтроноизбыточных ядер лучшие перспективы имеют электронные эксперименты в области нескольких десятков ГэВ на нуклон с детектированием нейтронов калориметрами.

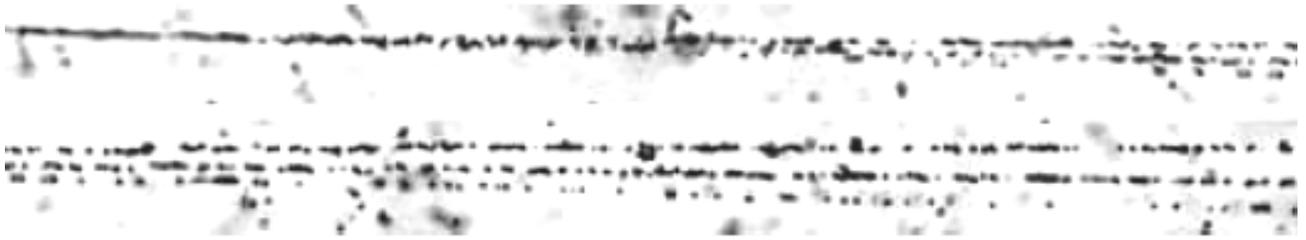


Рис. 16. Когерентная диссоциация $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при 1.8А ГэВ/с.

ПЕРВЫЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА НУКЛОТРОНЕ

Диссоциация ядра ^{10}B

Пороги отделения нуклонов и легчайших ядер для ^{10}B близки – $E_{\text{th}}(^6\text{Li} + \alpha) = 4.5$ МэВ, $E_{\text{th}}(^8\text{Be} + \text{d}) = 6.0$ МэВ, $E_{\text{th}}(^9\text{Be} + \text{p}) = 6.6$ МэВ. Кластеризация $\alpha + \text{d}$ ядра ^6Li , продемонстрированная с замечательной детальностью [12], привела к идее выявить более сложную кластеризацию $2\alpha + \text{d}$ в следующем нечетно-нечетном ядре – ^{10}B [15]. Было установлено, что примерно в 65% периферических взаимодействий ($\Sigma Z_{\text{fr}} = 5$, $n_s = 0$) ядер ^{10}B с энергией 1 А ГэВ происходят по каналу $2\text{He} + \text{H}$ (пример на рис. 16). Однозарядной частицей в примерно 40% этих событий является дейтрон. Обильный выход дейтронов, сравнимый со случаем ^6Li , указывает на дейтронную кластеризацию в ядре ^{10}B . События канала $\text{He} + 3\text{H}$ составляют 15%. 10% событий содержат одновременно фрагменты Li и He . Наличие (или отсутствие) фрагментов ядра-мишени практически не сказывается на зарядовой топологии фрагментации налетающего ядра.

Всего в 2% событий содержатся фрагменты с зарядами, равными $Z_{\text{fr}} = 4$ и 1, т. е. ядро ^9Be и протон. Это «негативное» наблюдение заслуживает внимания, поскольку оно служит тестом соотношения оболочечного и кластерного описания ядра ^{10}B . Действительно, спин этого ядра равен 3, что объясняется порядком заполнения р-оболочки. Удаление протона с р-оболочки ведет к образованию ядра ^9Be со спином 3/2. Таким образом, отделение протона не требует передачи углового момента. Тем не менее, этот канал оказывается подавленным, что косвенно свидетельствует в пользу лидирования структуры $2\alpha + \text{d}$ в основном состоянии ^{10}B .

Ценная находка этого облучения – событие когерентной диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 3\text{He}$. Связанный с перегруппировкой нуклонов в α -кластерах, процесс $^{10}\text{B} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$ мог протекать через реакцию перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + ^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$ ($E_{\text{th}} = 20$ МэВ). По зарядовому составу это событие почти однозначно идентифицируются как $^{10}\text{B} \rightarrow 2^3\text{He} + ^4\text{He}$, поскольку порог развала и второго α -кластера $^{10}\text{B} \rightarrow 3^3\text{He} + \text{n}$ еще на 16 МэВ выше. Измерения многократного рассеяния следов подтвердили такую интерпретацию.

Диссоциации ядра ^{11}B

Определяющая роль кластера ^3H во фрагментации ^7Li мотивировала исследование роли тритона как кластера в развалах ядер ^{11}B с импульсом 2.75А ГэВ/с [20]. Эксперимент был нацелен на каналы с низкими порогами отделения кластеров – $E_{\text{th}}(^7\text{Li} + \alpha) = 8.7$ МэВ, $E_{\text{th}}(2\alpha + \text{t}) = 11.2$ МэВ и $E_{\text{th}}(^{10}\text{Be} + \text{p}) = 11.2$ МэВ. Для ядра ^{11}B также установлен лидирующий

канал $2\text{He} + \text{H}$. Аналогично случаю ^{10}B , большая доля тритонов в «белых» звездах говорит в пользу его существования в качестве кластера в ^{11}B . Однако нарастающий избыток нейтронов, требуя (как и в случае ^7Li) нарастающего объема измерений многократного рассеяния, ведет к снижению эффективности нашего подхода.

Были обнаружены восемь «белых» звезд реакции перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^* \rightarrow ^7\text{Be} + ^4\text{He}$. Событий перезарядки по другим каналам не наблюдалось. Этот факт указывает на то, что, в то время как 3-тельный развал лидирует для ядер ^{10}B и ^{11}B , то 2-тельный лидирует в случае ядра ^{11}C . Эти наблюдения мотивируют прямое изучение диссоциации ядра ^{11}C по каналам $^7\text{Be} + \alpha$ ($E_{\text{th}} = 7.6$ МэВ), $^{10}\text{B} + \text{p}$ ($E_{\text{th}} = 8.7$ МэВ) и $^3\text{He} + 2\alpha$ ($E_{\text{th}} = 9.2$ МэВ).

Следует отметить практическую ценность сведений о структуре ядра ^{11}C для ядерной медицины. В отличие от ядра ^{12}C в конечных состояниях фрагментации ^{11}C должен быть значителен вклад стабильного ядра ^7Be . Это обстоятельство должно вести к меньшему «растеканию» ионизации от продуктов фрагментации ^{11}C .

Диссоциация ядра ^7Be

Следующим этапом стали периферические взаимодействия ядер ^7Be , полученных в реакциях перезарядки ядер ^7Li , энергией 1.2А ГэВ [16,29]. В табл. 3 приведены числа событий в различных каналах фрагментации ядер ^7Be с зарядовой топологией $\sum Z_{\text{fr}} = 4$ (примеры на рис. 17). Приведена статистика 94 когерентных N_{ws} ($n_{\text{h}} = 0$) и 55 некогерентных событий N_{tf} ($n_{\text{h}} > 0$). Указаны пороги диссоциации по данным каналам E_{th} (МэВ).

Таблица 3. Распределение числа взаимодействий ^7Be по идентифицированным каналам фрагментации $\sum Z_{\text{fr}} = 4$.

Канал E_{th} , MeV	$^4\text{He} + ^3\text{He}$ (1.6)	$^3\text{He} + ^3\text{He}$ (22.2)	$^4\text{He} + 2\text{p}$ (6.9)	$^4\text{He} + \text{d} + \text{p}$ (12.9)	$^3\text{He} + 2\text{p}$ (29.9)	$^3\text{He} + \text{d} + \text{p}$ (29.5)	$^3\text{He} + 2\text{d}$ (25.3)	$^3\text{He} + \text{t} + \text{p}$ (21.2)	$3\text{p} + \text{d}$ (35.4)	$^6\text{Li} + \text{p}$ (5.6)
N_{ws} (%)	30 (31)	11 (12)	13 (14)	10 (11)	9 (10)	8 (9)	1 (1)	1 (1)	2 (2)	9 (10)
N_{tf} (%)	11 (20)	7 (12)	9 (16)	5 (9)	9 (16)	10 (19)			1 (2)	3 (6)

Примерно в 50% события диссоциации происходят без испускания нейтронов, т. е. при $\sum A_{\text{fr}} = 7$. В основном, когерентная диссоциация $\sum Z_{\text{fr}} = 4$ и $\sum A_{\text{fr}} = 7$ определяется конфигурацией $^4\text{He} + ^3\text{He}$ в структуре ^7Be . Заметную роль играют каналы с высоким порогом, в которых отсутствует кластер ^4He . Статистика каналов с кластерами He проявляет слабую зависимость от значений порогов диссоциации. По-видимому, роль кластера ^3He в ядре ^7Be выходит за рамки простой связи $^4\text{He} + ^3\text{He}$. Табл. 3 дает ориентировку вероятностей возможных конфигураций в основном состоянии ^7Be с учетом ненаблюдаемых нейтронов.

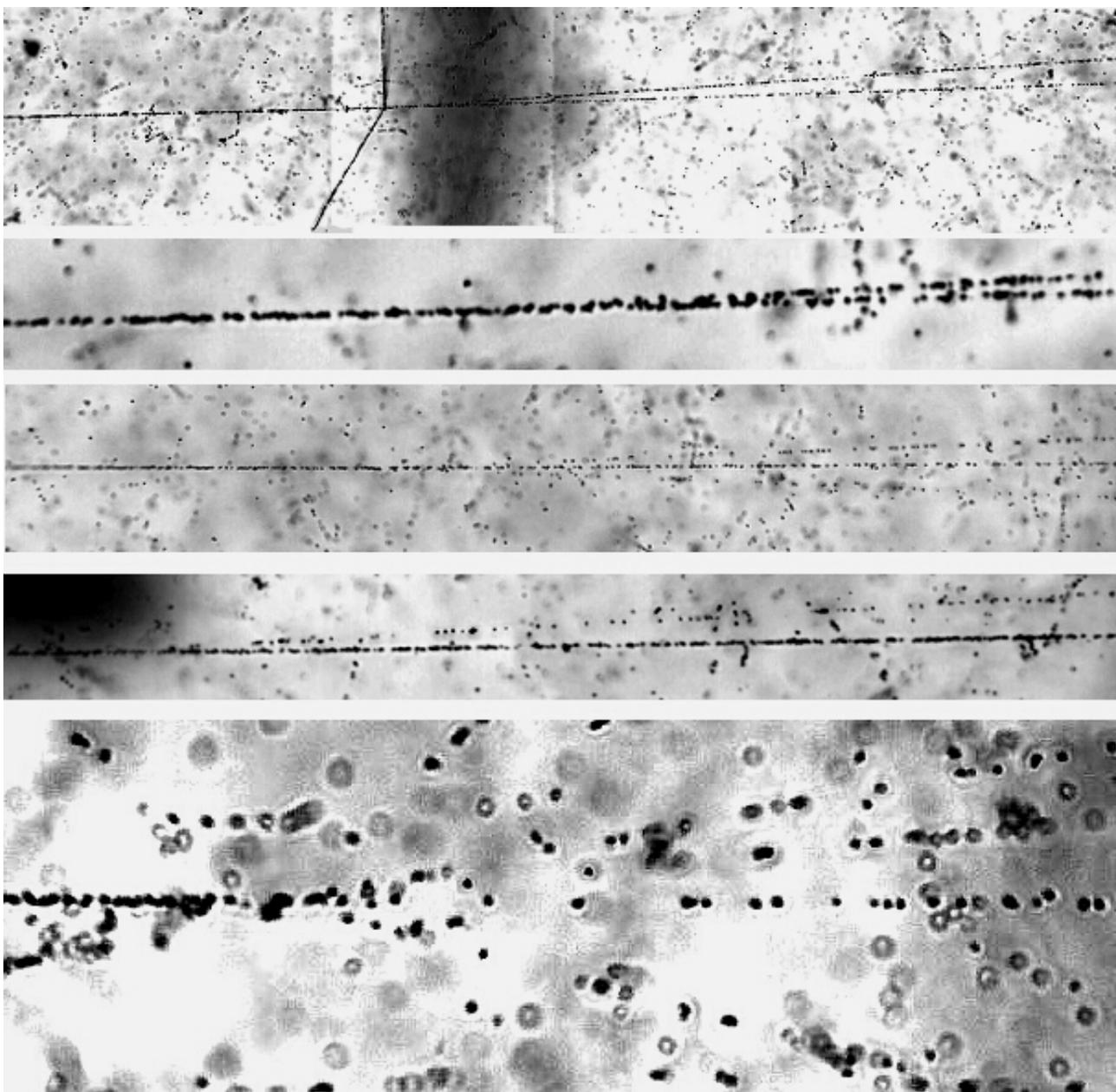


Рис. 17. Примеры событий периферической диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ при 2A ГэВ/с ; на верхней фотографии – расщепление на два фрагмента He с образованием пары фрагментов ядра мишени; ниже – «белые звезды» 2He , $\text{He} + 2\text{H}$, $\text{Li} + \text{H}$ и 4H .

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА ${}^9\text{Be}$

Ядро ${}^9\text{Be}$, обладающее свойствами слабосвязанной системы $2\alpha + n$, является «краеугольным камнем» кластерной физики. Благодаря низкому порогу отделения нейтрона диссоциация ядер ${}^9\text{Be}$ может служить наиболее удобным источником нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$. Изотоп ${}^8\text{Be}$ известен как единственное ядро, основное состояние которого характеризуется как α -частичный Бозе-конденсат. Исследование фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ на пару α -частиц кажется очевидным отправным пунктом к более сложным $\text{N}\alpha$ -системам. Однако имеется

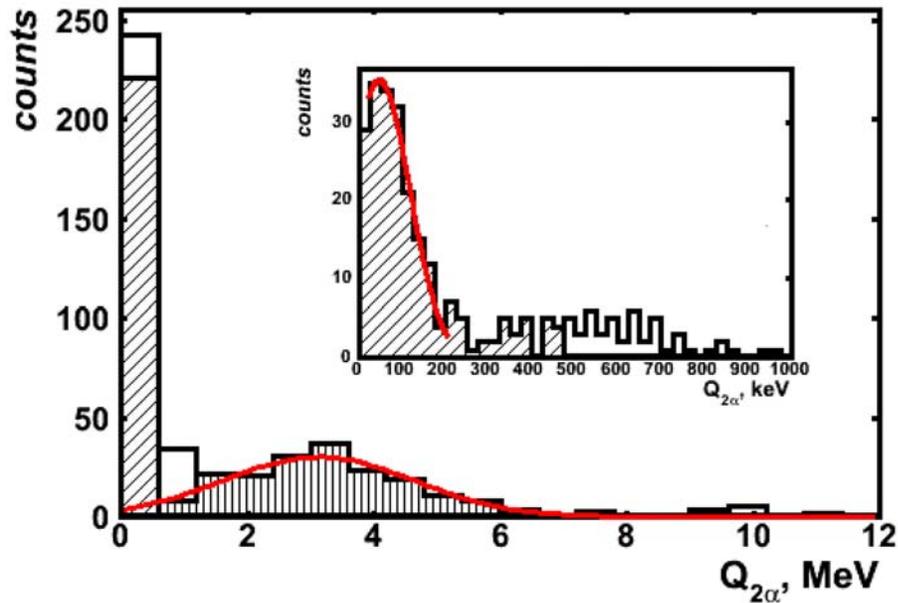


Рис. 18. Распределение событий периферической фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при 2 А ГэВ/с. по энергии $Q_{2\alpha}$; наклонно заштрихованная гистограмма – события с углами разлета Θ_n ; вертикально заштрихованная гистограмма - события с углами разлета Θ_w ; сплошная линия – суммарное распределение углов разлета Θ ; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$ для области углов Θ_n .

практическое препятствие на пути к изучению этого стабильного ядра. Бериллий является токсичным элементом, что делает невозможным непосредственное ускорение ядер ${}^9\text{Be}$. Поэтому вторичный пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$ [18,19,29]. Доля ядер ${}^9\text{Be}$ составила примерно $\frac{2}{3}$, в то время как $\frac{1}{3}$ пришлось на изотопы He и Li .

В двухтельной модели, использованной для вычисления его магнитного момента [48,49], ядро ${}^9\text{Be}$ представлено как связанное состояние нейтрона и кора ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ (g.s.) и 2^+ с порогами отделения нейтрона $E_{th} = 1.67$ и 4.71 МэВ. Веса этих состояний равны 0.535 и 0.465. Поэтому при диссоциации ядра ${}^9\text{Be}$ возможно наблюдение состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими интенсивностями в наиболее простых условиях. В ядре ${}^8\text{Be}$ существует отчетливое разделение по энергии E_{ex} и ширине Γ основного 0^+ ($E_{ex} = 92$ кэВ, $\Gamma = 5.6$ эВ), первого 2^+ ($E_{ex} = 3.1$ МэВ, $\Gamma = 1.5$ МэВ) и второго возбужденного 4^+ ($E_{ex} = 11.4$ МэВ, $\Gamma = 3.5$ МэВ) состояний. Наблюдение этих состояний может служить проверкой спектроскопических возможностей эмульсионного метода. Структура возбуждений самого ${}^9\text{Be}$ заметно сложнее – от порога до 12 МэВ насчитывается 10 уровней. Имеется неопределенность относительно вклада состояния $\alpha + {}^5\text{He}$.

Ускоренный поиск событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ осуществлялся «по полоскам». Ориентация на простую топологию позволила обойти усложнившуюся проблему идентификации ядер вторичного пучка. В результате сканирования найдено 500 пар α -частиц в конусе фрагментации налетающего ядра. Для всех α -пар выполнены измерения углов погружения следов и углов в плоскости эмульсии, что позволило определить их углы разлета Θ . Особенность полученного распределения по Θ состоит в формировании двух пиков. Около 81% событий по величине угла разлета Θ образуют две примерно равные группы – это «узкие» α -пары в интервале $0 < \Theta_{n(\text{arrow})} < 10.5$ мрад и «широкие» - $15.0 < \Theta_{w(\text{ide})} < 45.0$ мрад.

Остальные 19% событий отнесены к «промежуточным» парам $10.5 < \Theta_{m(\text{medium})} < 15.0$ мрад и более широким – $45.0 < \Theta_{v(\text{ery})w(\text{ide})} < 114.0$ мрад.

Физический смысл этого наблюдения явным образом проявляется в распределении энергии α -пар $Q_{2\alpha}$ (рис. 18). $(75 \pm 10)\%$ событий с «узкими» углами разлета Θ_n распределение $Q_{2\alpha}$ характеризуются средним значением $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (86 \pm 4)$ кэВ со среднеквадратичным отклонением $\sigma(Q_{2\alpha}) = (48 \pm 2)$ кэВ. Такая величина $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ соответствует распаду состояния ${}^8\text{Be}_{g.s.} 0^+$. Величина $\sigma(Q_{2\alpha})$ может служить оценкой разрешения. Для событий с «широким» углом разлета Θ_w величина $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ равна (3.1 ± 0.11) МэВ при $\sigma(Q_{2\alpha}) = (1.30 \pm 0.08)$ МэВ. В этом случае $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ и $\sigma(Q_{2\alpha})$ соответствуют состоянию 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. События с «промежуточными» углами разлета Θ_m , могут быть связаны с образованием ${}^5\text{He}$, а Θ_{vw} - с распадом 4^+ высоковозбужденного состояния ${}^8\text{Be}$. Для событий Θ_{vw} существенным фактором становится точность измерения энергии и идентификации изотопов He. Таким образом, образование «узких» пар Θ_n сопоставляется распадам ядер ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ , а пар Θ_w – из первого возбужденного состояния 2^+ . Доли событий Θ_n и Θ_w составляют 0.56 ± 0.04 и 0.44 ± 0.04 . Эти величины демонстрируют соответствие весам 0^+ и 2^+ состояний, принятым в теоретических работах [48,49], и указывают на присутствие этих состояний как компонент основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$.

В двух важных случаях событию можно приписать ядро мишени, участвовавшее во взаимодействии. Во-первых, это «белые» звезды ($n_b + n_g = 0$) от взаимодействий на тяжелых ядрах мишени Ag и Br. Во-вторых, события с одиночными следами g-частиц, которыми сопровождаются взаимодействия с ядрами H. Приблизительно 80% «белых звезд» ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, образующихся на ядрах группы AgBr, характеризуются параметром распределения Релея $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{T\text{sum}}) = (77 \pm 7)$ МэВ/с. Такое значение объяснимо в рамках статистической модели для фрагмента с массовым числом $A = 8$ и внешнего нейтрона в ядре ${}^9\text{Be}$. При радиусе ядра ${}^9\text{Be}$ 2.5 Ферми соответствующее значение дисперсии импульсного распределения нейтронов должно быть равно величине $\sigma_0 = 81.4$ МэВ/с. Остальные 20% событий группы AgBr связаны с рассеянием на «большие» углы пары α -частиц как целого с параметром $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{T\text{sum}}) = (267 \pm 45)$ МэВ/с. Распределение 88% событий по величине $P_{T\text{sum}}$ для группы H характеризуется величиной $\sigma_H(P_{T\text{sum}}) = (126 \pm 23)$ МэВ/с. Такое значение указывает на то, что за развал ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на протонах отвечает более жесткое взаимодействие (менее периферическое), чем в случае ядер Ag и Br.

Значительная статистика «белых» звезд позволяет проверить, имеется ли корреляция между передаваемым импульсом α -паре $P_{T\text{sum}}$ и возникновением ядра ${}^8\text{Be}$ в основном и возбужденных состояниях. Выборки из интервалов Θ_n и $\Theta_m + \Theta_w + \Theta_{vw}$ описываются распределением Релея с параметрами $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{T\text{sum}}) = (75 \pm 9)$ МэВ/с и (80 ± 10) МэВ/с. Таким образом, отсутствует значимое различие распределений по $P_{T\text{sum}}$ для событий когерентной диссоциации через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. В целом, представленные данные можно рассматривать как доказательство того, что в структуре ядра ${}^9\text{Be}$ с высокой вероятностью имеется кор в виде двух состояний ядра ${}^8\text{Be}$ и внешнего нейтрона. Полученные результаты согласуются с описанием структуры ядра ${}^9\text{Be}$, предполагающим присутствие состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ приблизительно с одинаковыми весами.

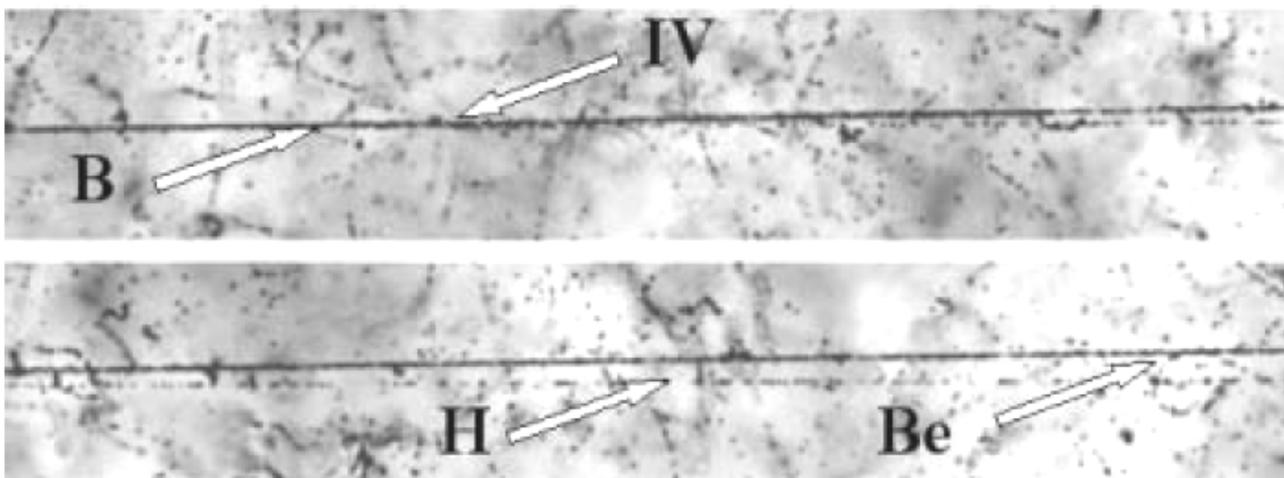


Рис 19. Когерентная диссоциация ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{p}$ при $2\text{A ГэВ}/c$ (IV – вершина взаимодействия).

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ${}^{14}\text{N}$

Ядро ${}^{14}\text{N}$ представляет интерес как промежуточное между кластерным ядром ${}^{12}\text{C}$ и дважды магическим ядром ${}^{16}\text{O}$. Изучение ядра ${}^{14}\text{N}$ позволяет расширить представления об эволюции усложняющейся кластерной структуры за пределами α -кластеризации. Сведения о структуре ${}^{14}\text{N}$ имеют прикладную ценность. Будучи главным компонентом атмосферы Земли, ядра ${}^{14}\text{N}$ могут быть источником легких редкоземельных элементов Li, Be и B, а также дейтерия. Генерация этих элементов происходит в результате бомбардировки атмосферы за время ее существования космическими частицами высоких энергий. Поэтому кластерные особенности фрагментации ядра ${}^{14}\text{N}$ могут определять распространенность более легких изотопов. Пучки ядер ${}^{14}\text{N}$ могут применяться в радиационной терапии, что также придает практический интерес получению сведений о особенностях фрагментации ${}^{14}\text{N}$.

Таблица 4. Распределение периферических взаимодействий ядер ${}^{14}\text{N}$, в том числе «белых» звезда N_{ws} и событий N_{tf} с фрагментами мишени, по конфигурациям $\sum Z_{fr} = 7$

	C+ H	B+ He	B+ 2H	Be+ He+H	Li + 4H	Li + He+2H	2He+3H	3He+ H	He+5H
N_{ws}	16	5	5	2	1	-	6	21	5
N_{tf}	24	4	3	5	2	3	21	35	3

Впервые фрагментация релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ изучалась в ядерной эмульсии, облученной на Беватроне в 70-х годах [35]. Ограничения в измерениях углов и идентификации фрагментов в работе [35] стали мотивацией для исследования диссоциации ядер ${}^{14}\text{N}$ с импульсом $2.9\text{A ГэВ}/c$ в эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ [17]. Отправная задача состояла в выявлении роли кластеризации внешних нуклонов в виде дейтрона. Такой тип кластеризации ожидаем для легких нечетно-нечетных стабильных ядер, число которых невелико.

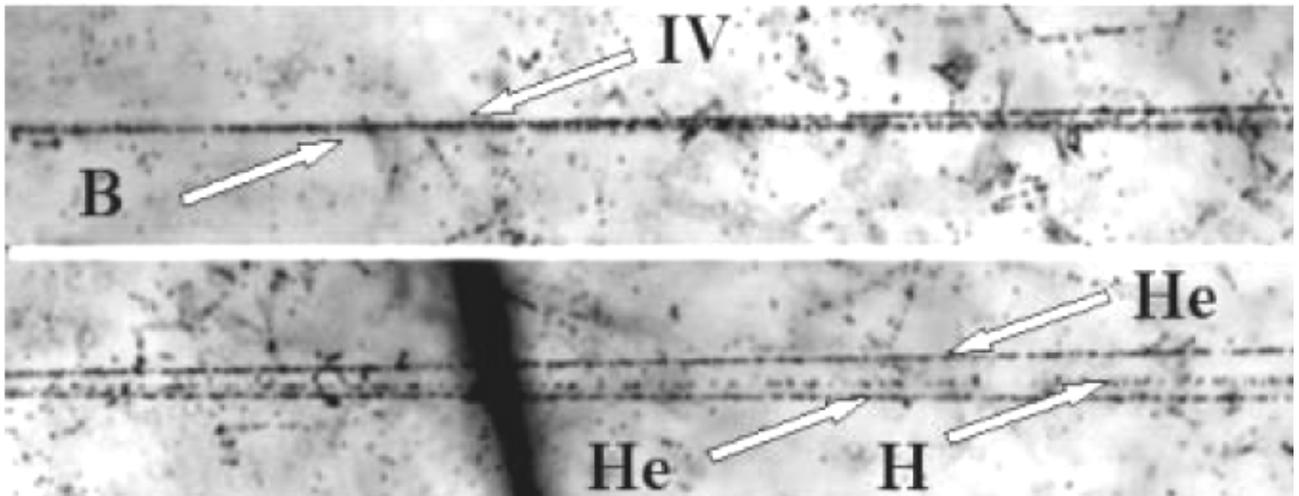


Рис 20. Когерентная диссоциация ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при 2А ГэВ/с.

Были отобраны события, в которых суммарный заряд фрагментов $\sum Z_{\text{fr}}$ равен заряду ядра-снаряда $Z_{\text{пр}} = 7$ и отсутствуют рожденные мезоны (табл. 4). Основной вклад обеспечивают каналы $\text{C} + \text{H}$, $3\text{He} + \text{H}$ и $2\text{He} + 3\text{H}$ (77%). Доля событий $\text{C} + \text{H}$ ($E_{\text{th}} = 7.6$ МэВ) достаточно значительна – 25%. Доля событий $\text{B} + \text{He}$ ($E_{\text{th}} = 20.7$ МэВ) оказалась малой – всего 8%. Проявилось заметное снижение доли дейтронов по отношению к протонам по сравнению с ядрами ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$. Лидирующую роль для «белых» звезд и событий с образованием фрагментов мишени занимает множественный канал ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ ($E_{\text{th}} = 15$ МэВ), имеющий вероятность 35%. Тем самым ядро ${}^{14}\text{N}$ проявляется как эффективный источник 3α -систем. Установлено, что 80% ансамблей 3α соответствуют возбуждениям ядра ${}^{12}\text{C}$ от порога развала до 14 МэВ. Ядро ${}^{14}\text{N}$ с вероятностью не менее 20% фрагментирует в канале $3\text{He} + \text{H}$ через образование ${}^8\text{Be}$. Идентифицированы события ${}^{11}\text{C} + {}^3\text{H}$, ${}^6\text{He} + {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + \text{p}$, ${}^4\text{He} + 2{}^3\text{He} + \text{d}$, для которых требуется перегруппировка α -частичной структуры.

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ${}^8\text{B}$

Для облучения эмульсии отбирались фрагменты ${}^8\text{B}$ рожденных во взаимодействиях ядер ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1.2А ГэВ [21,29]. Зарядовый состав релятивистских фрагментов для событий $\sum Z_{\text{fr}} = 5$, сопровождаемых фрагментами ядра-мишени или (и) рожденными мезонами N_{mf} , и для «белых» звезд N_{ws} (примеры на рис. 19 и 20) проявляют качественное отличие (табл. 5). Главный вывод состоит в том, что диссоциация ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{p}$ лидирует среди «белых» звезд. Данная ситуация качественно отличается от диссоциации изотопа ${}^{10}\text{B}$. Данные по N_{ws} могут быть полезны как оценки вероятностей многотельных конфигураций в основном состоянии ядра ${}^8\text{B}$.

Благодаря рекордно малой энергии связи внешнего протона ($E_{\text{th}} = 138$ кэВ) ядро ${}^8\text{B}$ является наиболее чувствительным пробником электромагнитного взаимодействия с ядром мишени. В центре масс системы ${}^7\text{Be} + \text{p}$ среднее значение поперечных импульсов частиц составляет $\langle P_{\text{T}}^* \rangle = (62 \pm 11)$ МэВ/с при RMS 54 МэВ/с. Столь малая величина указывает на слабую связь протона и кора. Распределение по полному поперечному импульсу этих пар в «белых» звездах имеет среднее значение $\langle P_{\text{T}}({}^8\text{B}^*) \rangle = (95 \pm 15)$ МэВ/с при RMS 73 МэВ/с, и

существенно большее для событий с фрагментами ядра-мишени или рожденными мезонами $\langle P_T(^8B^*) \rangle = (251 \pm 29) \text{ МэВ}/c$ при RMS 112 МэВ/c.

Таблица 5. Распределение периферических взаимодействий ядер 8B по конфигурациям $\sum Z_{fr} = 5$

Канал $E_{th}, \text{ МэВ}$	B	Be+H (0.138)	2He+H (1.72)	He+3H (6.9)
$N_{ws} (\%)$	1 (2)	25 (48)	14 (27)	12 (23)
$N_{tf} (\%)$	11 (19)	8 (14)	17 (29)	22 (38)

Анализ угловых корреляций позволил установить критерии событий электромагнитной диссоциации по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_T(^8B^*) < 150 \text{ МэВ}/c$, энергии $Q_{pBe} < 5 \text{ МэВ}$ и азимутальному углу $\epsilon_{pBe} > \pi/2$ между фрагментами. Из-за зависимости Z^2 электромагнитного сечения от заряда ядра мишени, можно предположить пропорциональный вклад ядер Ag и Br. Тогда полученные величины сечений составляют $\sigma_{Ag} = (81 \pm 21) \text{ мбн}$ и $\sigma_{Br} = (44 \pm 12) \text{ мбн}$. Анализ соотношения кулоновской и ядерной диссоциации и стриппинга в диссоциации $^8B \rightarrow ^7Be + p$ для мишени Pb до энергии 2А ГэВ проведен в работе [50]. Экстраполяция σ_{Ag} на ядро Pb ведет к значению $\sigma_{Pb} = (230 \pm 60) \text{ мбн}$, которое близко к теоретическому значению $\approx 210 \text{ мбн}$ [50].

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР 9C

Ядро 9C стало следующим объектом исследования на протонной границе ядерной стабильности. Когерентная диссоциация ядра 9C может протекать по каналам $^8B + p$ ($E_{th} = 1.3 \text{ МэВ}$), $^7Be + 2p$ ($E_{th} = 1.4 \text{ МэВ}$) и через развалы основы 7Be ($E_{th} > 3 \text{ МэВ}$). Кроме того, возможно заселение состояния 3He , которое имеет относительно невысокий порог 16 МэВ, через перегруппировку нейтрона из кластера 4He в формирующийся кластер 3He . Вероятность $^9C \rightarrow ^3He$ может указать на вес компоненты 3He в основном состоянии ядра 9C . Эта величина может представлять ценность при вычислении характеристик ядра 9C на основе кластерных волновых функций с учетом такого глубоко связанного состояния. Будучи нетривиальным кластерным возбуждением, 3He может оказаться для ядерной астрофизики еще одним начальным состоянием реакции слияния, аналогичной 3α -процессу. Интригующая проблема состоит в поиске резонансного состояния 2He в диссоциации $^9C \rightarrow ^3He$ аналогичного $^{12}C \rightarrow ^4He + ^8Be$.

При исследовании взаимодействий ядра 9C возникает необходимость преодолеть две практические проблемы. Во-первых, это доминирование в сформированном пучке ядер 3He , имеющих то же отношение заряда Z_{pr} к массовому числу A_{pr} . Поэтому в данном облучении было важно избежать избыточного облучения эмульсии ядрами 3He . Во-вторых, необходимо было убедиться в доминировании ядер 9C над вкладом изотопов $^{10,11}C$. Сравнительный анализ когерентной диссоциации исследуемого изотопа углерода и соседних ядер позволил решить эту проблему.

Ионы $^{12}C^{6+}$, созданные на лазерном источнике, были ускорены до 1.2А ГэВ и выведены на производящую мишень. Далее вторичный пучок, настроенный на селекцию ядер 9C , выводился на эмульсионную стопку [22,29]. При доминировании ядер C пучок содержал незначительную примесь ядер 6Li , 7Be и 8B .

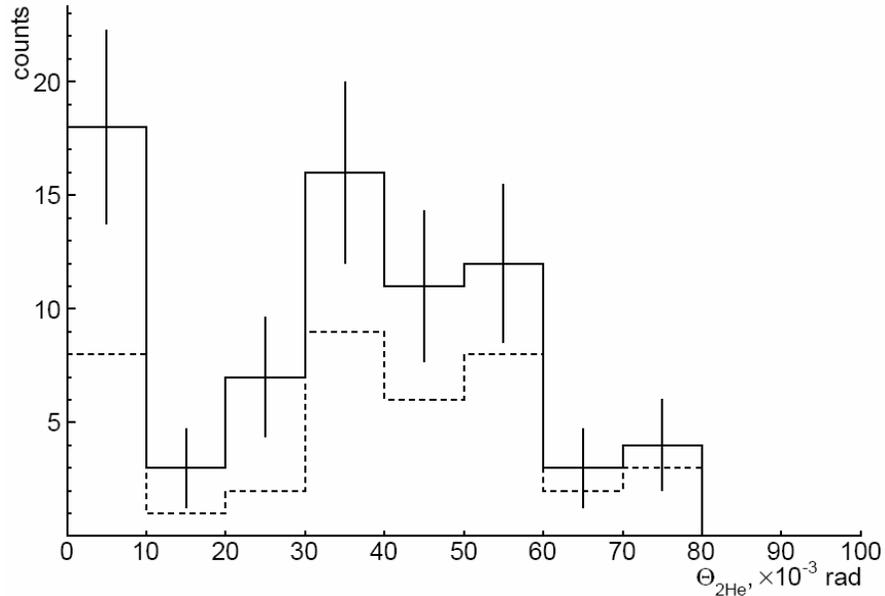


Рис. 21. Распределение релятивистских фрагментов He по углам разлета $\Theta_{2\text{He}}$ в «белых» звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ и в событиях ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с образованием фрагментов мишени или мезонов; пунктирная линия указывает вклад «белых» звезд ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$.

Таблица 6. Распределение «белых» звезд N_{ws} ядер ${}^9\text{C}$ по конфигурациям $\sum Z_{\text{fr}} = 6$

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

Основная ветвь когерентной диссоциации представлена событиями $\sum Z_{\text{fr}} = 6$, что следовало ожидать из-за доминирования в пучке ядер углерода. События $Z_{\text{pr}} = 6$ и $Z_{\text{fr}} = 5$ и 4 интерпретируются как ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + \text{p}$ и ${}^7\text{Be} + 2\text{p}$. События в канале 3He отнесены к когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$. Доминируют события 2He + 2H и He + 4H (табл. 6). В случае ядра ${}^9\text{C}$ события с такой топологией возникают в этих каналах с примерно равной вероятностью из-за диссоциации ядра-основы ${}^7\text{Be}$ [16]. Такое соотношение совершенно не соответствует изотопу ${}^{10}\text{C}$, для которого вероятность канала 2He + 2H примерно на порядок выше, чем для He + 4H [25,27]. Кроме того, наблюдались «белые» звезды на ${}^6\text{Li} + 3\text{p}$ и 6H, образованные в результате диссоциации основы ${}^7\text{Be}$.

Состояния $3{}^3\text{He}$ являются центральным предметом настоящего исследования. Вероятность диссоциации ($\approx 14\%$) по этому каналу сравнима с каналами отделения нуклонов. Значительная вероятность канала когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ делает его источником для поиска резонанса $2{}^3\text{He}$ аналогичного ядру ${}^8\text{Be}$. Распределение по углу разлета пар фрагментов $\Theta_{2\text{H}}$ в «белых» звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ представлено на рис. 21. Основная его часть, соответствующая 30 парам 2He, описывается распределением Гаусса с параметрами $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (46 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ рад при RMS $16 \cdot 10^{-3}$ рад. Соответствующее распределение по энергии ограничено областью $Q(2{}^3\text{He}) < 20$ МэВ.

Благодаря разрешению эмульсии уверенно наблюдаются восемь пар 2He с углом разлета $\Theta_{2\text{He}} < 10^{-2}$ рад. Эти пары выделяются в особую группу со средним значением $\Theta(2{}^3\text{He}) = (6 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ рад при RMS $3 \cdot 10^{-3}$ рад. Распределение этих пар по энергии имеет среднее значения $\langle Q(2{}^3\text{He}) \rangle = (142 \pm 35)$ кэВ при RMS 100 кэВ. Таким образом, несмотря на

невысокую статистику, данное распределение указывает на интригующую возможность существования резонансного состояния 2^3He практически над самым массовым порогом 2^3He [51].

Для проверки возможного резонанса в системе 2^3He – «дигелиона» – были привлечены данные по взаимодействиям ядер $^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, сопровождаемым фрагментами ядра мишени или мезонами [21]. При таком условии происходит эффективный отбор событий с выбиванием нейтрона из кластера ^4He в ядре ^8B . Тогда в распределении $\Theta(2^3\text{He})$ для ядра ^8B проявляется группа пар с параметрами $\langle\Theta(2^3\text{He})\rangle = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ рад при RMS $1.5 \cdot 10^{-3}$ рад, подобно случаю «белых» звезд $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$. Суммарное распределение $\Theta_{2\text{He}}$, в событиях $^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в «белых» звездах $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$, представленное на рис. 21, усиливает указание на существование резонанса 2^3He . Более того, возникает вопрос о природе широкого пика с максимумом в районе $\Theta(2^3\text{He}) \approx (40 - 50) \cdot 10^{-3}$ рад. Возможно, в этой области распад системы $\Theta(2^3\text{He})$ проявляет сходство с распадом состояния 2^+ ядра ^8Be [23,24].

Конечно, эта важная находка заслуживает проверки и изучения на значительно большей статистике. Более простым вариантом может служить канал диссоциации $^7\text{Be} \rightarrow 2^3\text{He}$ с выбиванием нейтрона как в случае ядра ^8B . Однако возможно, что образование дигелиона связано с присутствием компоненты 2^3He в структуре ядер ^9C и ^8B . В более легком ядре ^7Be такая компонента может быть подавлена, что означает подавление образования «дигелиона» во фрагментации этого ядра. Поэтому важно осуществить поиск резонанса 2^3He с большой статистикой во фрагментации ядер низких энергий ^9C и ^8B . Указывая на существование «дигелиона», это наблюдение мотивирует и поиск зеркального состояния пары ядер ^3H – «дитритона».

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ^{10}C И ^{12}N

Облучение в смешанном пучке ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be

Путем отбора продуктов реакций перезарядки и фрагментации релятивистских ядер ^{12}C может быть сформирован вторичный пучок, содержащий ядра ^{12}N , ^{10}C и ^7Be . Такой состав не столько желаем, сколько неизбежен, поскольку отношения $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$ этих ядер отличаются всего на 3%. Сепарация этих ядер невозможна в канале с импульсным аксептансом 2 – 3 %, и они одновременно присутствуют в пучке, образуя так называемый пучковый коктейль. Вклад ядер ^{12}N мал по отношению к ядрам ^{10}C , согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации. Из-за разброса по импульсу в канал могут проникать ядра ^3He . Для соседних ядер ^8B , ^9C и ^{11}C отличие $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$ от ^{12}N оказывается около 10%, что обуславливает их подавление во вторичном пучке. В облученной эмульсии событийная идентификация ядер ^{12}N возможна для «белых» звезд по зарядовой топологии и по зарядам пучковых ядер, определяемых методом счета δ -электронов на пучковых следах. В случае доминирующих ядер ^{10}C достаточно убедиться в малом вкладе соседних изотопов C по общей картине состава «белых» звезд.

Эти соображения легли в основу предложения об облучении стопки ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер с импульсом $2\text{A ГэВ}/c$ ^{12}N , ^{10}C и ^7Be [25,29]. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на месте облучения, указывал на преобладание изотопов ^3He , ^7Be , C, а также на малую примесь ядер ^{12}N при практическом отсутствии ядер ^8B . Во вторичном пучке такого состава была облучена стопка из 15 слоев ядерной эмульсии. Начальный этап анализа состоял в поиске пучковых следов с зарядами Z_{pr}

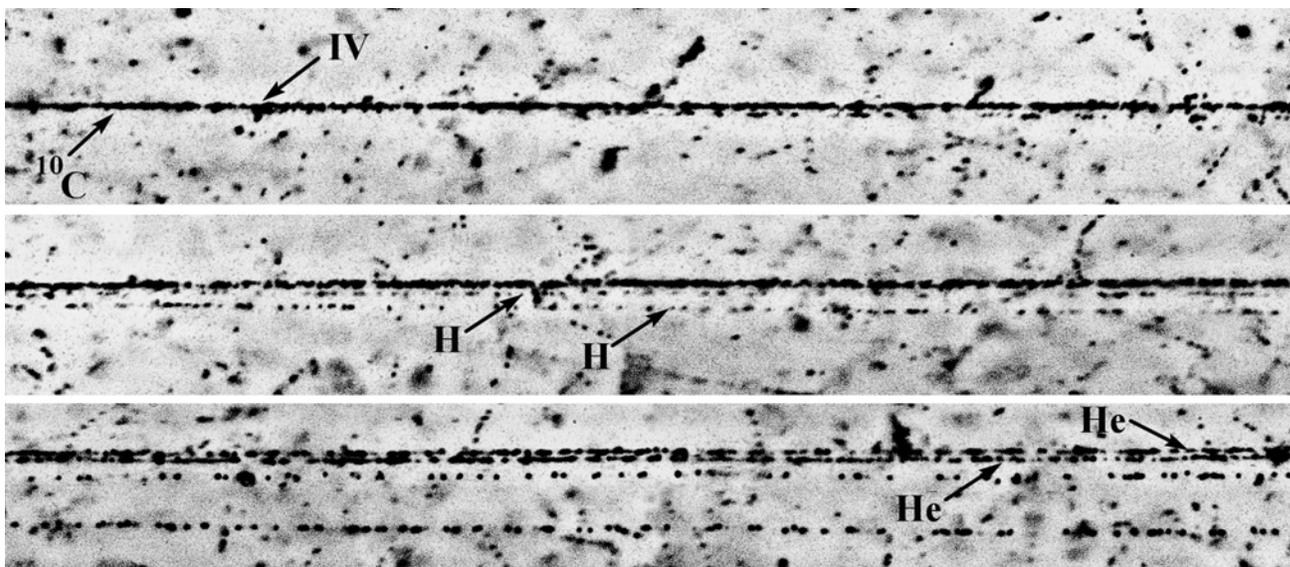


Рис. 22. Когерентная диссоциация $^{10}\text{C} \rightarrow \text{p} + {}^9\text{Be}_{\text{g.s.}}$ при $2\text{A ГэВ}/c$.

$= 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$. Отношение числа пучковых следов $Z_{\text{pr}} = 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$ составило $1 : 3 : 18$. Таким образом, в настоящем облучении вклад ядер ${}^3\text{He}$ резко снизился по сравнению со случаем ${}^9\text{C}$.

Представленный ниже анализ основывается на поиске событий первичных частиц с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{\text{pr}} > 2$, на длине около 1088 м . В итоге найдено 7241 неупругое взаимодействие, в том числе 608 «белых» звезд, содержащих только следы релятивистских частиц в угловом конусе до $\theta_{\text{fr}} < 11^\circ$. В «белых» звездах, которые могли бы быть созданы ядрами ${}^{12}\text{N}$, выполнены измерения средних плотностей δ -электронов N_δ на следах пучковых ядер и вторичных фрагментов с зарядами $Z_{\text{fr}} > 2$. Как было показано при изучении ядер ${}^8\text{B}$ [21] и ${}^9\text{C}$ [22], применение этого метода позволяет устранить вклад от реакций перезарядки с рождением мезонов более легких сопровождающих ядер. Доминирование в данном облучении ядер C сделало такой отбор особенно актуальным и оправдало применение трудоемкой процедуры счета δ -электронов.

Диссоциация ядер ${}^{10}\text{C}$

Ядро ${}^{10}\text{C}$ является единственным примером устойчивой 4-тельной структуры, в которой удаление любого из составляющих кластеров или нуклонов ведет к несвязанному состоянию. Порог развала ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2\text{p}$ равен $E_{\text{th}} = 3.73\text{ МэВ}$. Следующий порог диссоциации по каналу ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + 2\text{p}$ немного выше $E_{\text{th}} = 3.82\text{ МэВ}$. Выбивание одного из протонов ($E_{\text{th}} = 4.01\text{ МэВ}$) приводит к образованию нестабильного ядра ${}^9\text{B}$, которое распадается на протон и ядро ${}^8\text{Be}$. При отделении α -кластера ($E_{\text{th}} = 5.10\text{ МэВ}$) возможно образование резонанса ${}^6\text{Be}$, который имеет энергию распада 1.37 МэВ . Распад ${}^6\text{Be}$ через резонанс ${}^5\text{Li}$ невозможен, поскольку порог образования системы ${}^5\text{Li}_{\text{g.s.}} + \text{p}$ на 0.35 МэВ выше основного состояния ${}^6\text{Be}$. Кроме того, закрыт канал ${}^5\text{Li}_{\text{g.s.}} + \alpha$, поскольку этот порог выше основного состояния ${}^9\text{B}$ на 1.5 МэВ . Поэтому резонансы ${}^6\text{Be}_{\text{g.s.}}$ и ${}^5\text{Li}_{\text{g.s.}}$ в диссоциации ${}^{10}\text{C}$ могут возникать только прямым образом, а не через каскадные распады ${}^9\text{B}$.

Среди найденных периферических взаимодействий [25,27] были отобраны события $\sum Z_{\text{fr}} = 6$. Их распределение по зарядовой топологии представлено в табл. 7. Предмет анализа

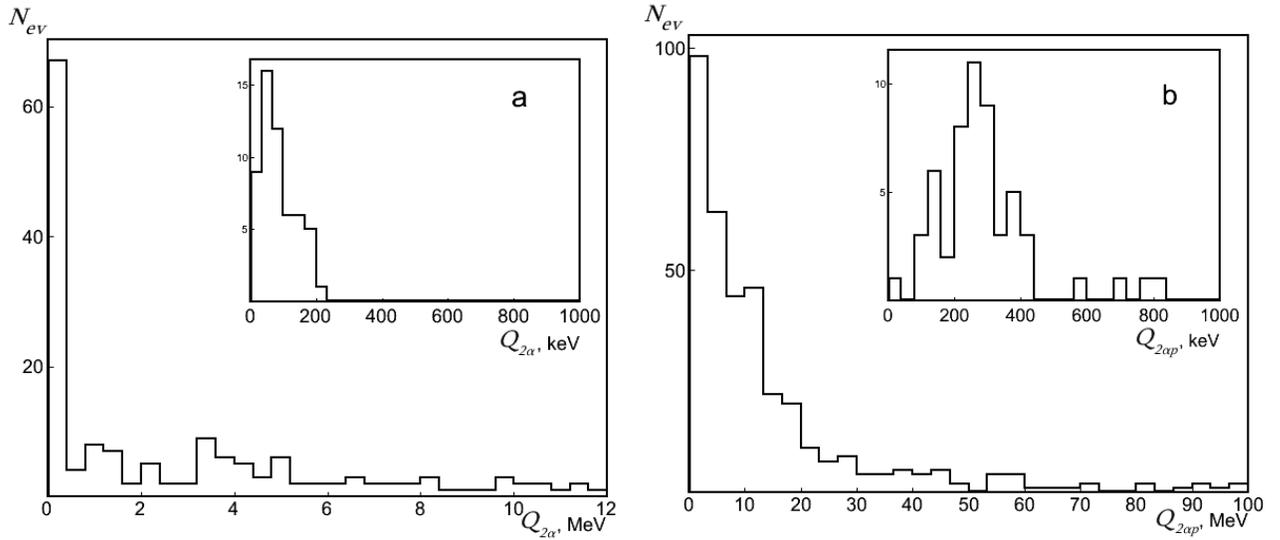


Рис. 23. Распределение «белых» звезд $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ по энергии $Q_{2\alpha}$ пар 2α (а) и $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$; на вставках – увеличенные распределения $Q_{2\alpha}$ и $Q_{2\alpha p}$.

составили 227 «белых» звезд N_{ws} . Особенностью событий этого класса является доминирование канала $2\text{He} + 2\text{H}$, который действительно наиболее ожидаем для изотопа ^{10}C . Каналы N_{ws} , требующие разрушения α -кластеризации ядер ^{10}C и имеющие существенно более высокие пороги, проявляются со значительно меньшими вероятностями. Макрофотография одного из типичных событий представлена на рис. 22. Вершина взаимодействия, в которой образовалась группа фрагментов, отмечена на верхней фотографии. Далее можно различить два фрагмента H (средняя фотография) и два фрагмента He (нижняя фотография). Более удаленный след H возник при диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B}_{g.s.} + p$. Остальные следы соответствуют распаду несвязанного ядра ^9B . Пара следов He соответствует распаду другого несвязанного ядра ^8Be .

Таблица 7. Распределение по зарядовым конфигурациям релятивистских фрагментов событий диссоциации ядер ^{10}C $\Sigma Z_{fr} = 6$ для «белых» звезд N_{ws} и соударений с рожденными мезонами, фрагментами мишени или протонами N_{tf}

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

Сравнение распределения по топологии N_{ws} с вариантом для 627 событий фрагментации ^{10}C N_{tf} , сопровождаемых образованием мезонов, фрагментов ядер мишени или протонов отдачи, указывает на «включение» в последнем случае канала $\text{He} + 4\text{H}$ (табл. 7). Прежде всего подтверждается значительно меньшее возмущение кластерной структуры ^{10}C в «белых» звездах по сравнению со случаем N_{tf} . Кроме того, сравнение показывает, что вероятности каналов фрагментации за пределом «чистой» кластеризации 2α - $2p$ не слишком отличаются в случаях N_{ws} и N_{tf} (табл. 7). Это обстоятельство указывает на возможность существования в структуре ^{10}C небольшой примеси виртуальных состояний с участием глубоко связанных кластерно-нуклонных конфигураций.

Угловые измерения следов проведены для «белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$. Параметры распределения Релея, описывающих статистику углов вылета фрагментов, равны $\sigma_{\text{OH}} = (51 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ рад и $\sigma_{\text{OHe}} = (17 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ рад. Эти величины согласуются со значениями статистической модели [52,53] $\sigma_{\text{Op}} \approx 47 \cdot 10^{-3}$ рад и $\sigma_{\text{Oa}} \approx 19 \cdot 10^{-3}$ рад для фрагментов ^1H и ^4He . Измерения углов позволяют оценить поперечные импульсы фрагментов и их ансамблей. Распределение «белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ по полному поперечному импульсу P_T описывается распределением Релея с параметром $\sigma_{PT}(2\alpha + 2p) = (161 \pm 13)$ МэВ/с. Такое значение является ожидаемым для дифракционной диссоциации [47].

Распределение этих событий по энергии $Q_{2\alpha}$ пар 2α и $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ приведено на рис. 23. В 68 из них наблюдаются 2α пары с углами разлета не превышающими 10^{-2} рад. Распределение $Q_{2\alpha}$ этих 2α пар со средним значением $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (63 \pm 30)$ кеВ при RMS 83 кэВ позволяет заключить, что в этих событиях наблюдается образование $^8\text{Be}_{g.s.}$. В свою очередь распределение $Q_{2\alpha p}$ указывает на то, что диссоциация $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ сопровождается образованием несвязанного ядра ^9B . Среднее значение $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = (254 \pm 18)$ кэВ и RMS 96 кэВ соответствуют энергии и ширине распада $^9\text{B}_{g.s.} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s.} + p$. Четкая корреляция между $Q_{2\alpha}$ и $Q_{2\alpha p}$ указывает на каскадный процесс $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}$. Вклад таких распадов позволяет заключить, что ядро ^9B с вероятностью проявляется $(30 \pm 4)\%$ в кластерной структуре ядра ^{10}C . Ранее ядра ^9B от фрагментации полурелятивистских ядер ^{12}C были реконструированы в эксперименте с поперечной ориентацией слоев эмульсии [54].

Для 40 событий $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B}$ (73%) величина $\sigma_{PT}(^9\text{B})$ распределения по полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ составляет (92 ± 15) МэВ/с. Эта величина соответствует значению 93 МэВ/с, ожидаемому по статистической модели. В рамках этой модели радиус области испускания внешнего протона ядром ^{10}C равен $R_p = (2.3 \pm 0.4)$ Ферми, что не противоречит значению, извлеченному из модели геометрического перекрытия [28] на основе измерений неупругих сечений. Неучтенные в данном описании распады ^9B относятся к рассеяниям ядер ^9B на большие углы по сравнению с угловым конусом распада.

Значения $\sigma_{PT9\text{B}}$ и R_p можно сравнить с данными по фрагментации $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$. К таким событиям отнесены те взаимодействия, в которых образуются фрагменты ядер мишени и мезоны, а тяжелый фрагмент сохраняет заряд первичного ядра (табл. 7). В 21 взаимодействии такого типа наблюдалось не более одной b - или g -частицы, что позволяет отнести их к выбиванию нейтронов. Распределение по поперечному импульсу $P_{T9\text{C}}$ ядер ^9C описывается при параметре Релея $\sigma_{PT9\text{C}} = (224 \pm 49)$ МэВ/с. Таким образом, спектр $P_{T9\text{C}}$ оказывается существенно более жестким, чем спектр $P_{T2\alpha p}$ для ядер ^9B . Этот факт связан с выбиванием нейтронов, существенно более сильно связанных, чем внешние протоны. С другой стороны, выбивание нейтрона протоном, вообще говоря, не является периферическим процессом, а скорее «зондированием» всей плотности налетающего ядра. Радиус области выбивания нейтрона составляет (1.0 ± 0.2) Ферми по статистической модели. Конечно, это наивная оценка. Тем не менее, она указывает на более компактную «упаковку» нейтронов в ядре ^{10}C , чем протонов.

Распределение углов разлета $\Theta_{\alpha p}$ для 736 пар αp позволяет оценить вклад распадов резонанса $^5\text{Li}_{g.s.} \rightarrow \alpha p$ (рис. 24). Особенности $\Theta_{\alpha p}$, которыми являются узкий пик и широкий максимум, проясняются в распределении пар αp по энергии $Q_{\alpha p}$. Пик, прижатый к нулю, отражает распады ядер ^9B . Пары αp из области $20 \cdot 10^{-3} < \Theta_{\alpha p} < 45 \cdot 10^{-3}$ рад группируются в области $Q_{\alpha p}$, отвечающей распадам ^5Li . Их распределение описывается гауссианом со средним значением (1.9 ± 0.1) МэВ при $\sigma = 1.0$ МэВ, что согласуется с энергией распада (1.7 МэВ) и шириной (1.0 МэВ) резонанса ^5Li . Примерно 110 пар αp можно отнести к распадам $^5\text{Li}_{g.s.}$. Присутствует небольшой вклад от распадов резонанса ^6Be в промежуточной области значений $Q_{\alpha p}$, меньших значений для распадов ^5Li .

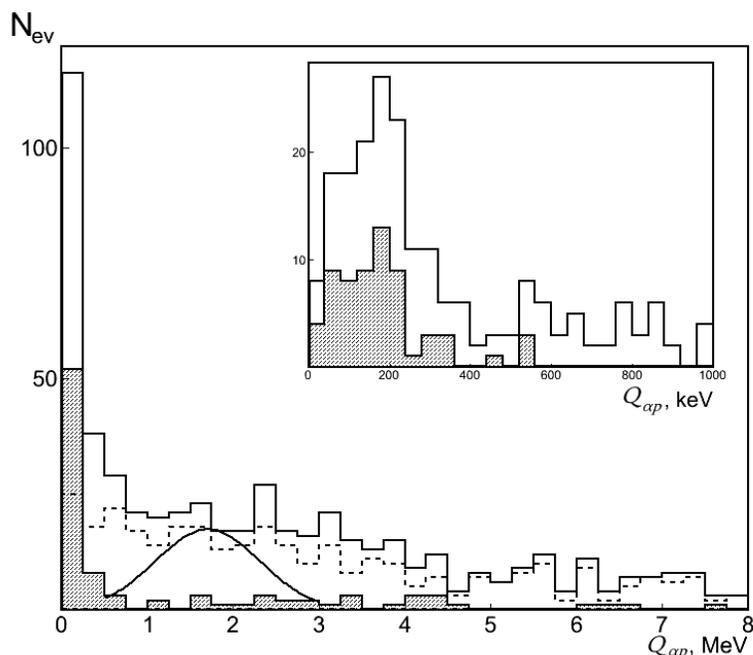


Рис. 24. Распределение по энергии $Q_{\alpha p}$ пар αp в «белых» звездах $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$; сплошная линия – гистограмма всех комбинаций $Q_{\alpha p}$; пунктирная гистограмма – $Q_{\alpha p}$ без образования ^9Be и ^8Be ; штрихованная гистограмма – $Q_{\alpha p}$ с образованием ^9Be и ^8Be ; кривая указывает на ожидаемое положение резонанса ^5Li ; на вставке увеличенное распределение по $Q_{\alpha p}$.

Среди «белых» звезд наблюдались события $\text{Be} + \text{He}$ и 3He (табл. 7), имеющие для ядра ^{10}C пороги $E_{\text{th}} = 15$ МэВ и 17 МэВ. Идентификация фрагментов He по параметру $\rho\beta c$ подтверждает их интерпретацию как $^7\text{Be} + ^3\text{He}$ и $2^3\text{He} + ^4\text{He}$ и не противоречит предположению о диссоциации именно ядер ^{10}C . Заселение таких состояний требует перегруппировки нейтрона из одного из α -частичных кластеров в формирующийся кластер ^3He . Другая интерпретация указывает на присутствие в основном состоянии ядра ^{10}C глубоко связанных кластерных состояний $^7\text{Be} + ^3\text{He}$ и $2^3\text{He} + ^4\text{He}$ с весом 8 %.

Обратная «упаковка» $2^3\text{He}^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}^3\text{He} \rightarrow 2p^2^4\text{He} \rightarrow ^{10}\text{C}$ приведет к мощному выделению энергии. Замена еще одного ядра ^3He на ^4He дает состояние, близкое к основному состоянию ядра ^{11}C . Образование $^{10,11}\text{C}$ в астрофизических средах $^3\text{He}-^4\text{He}$ ведет к изотопам $^{10,11}\text{B}$. Их распространенность в космических лучах может свидетельствовать о нуклеосинтезе в смесях ^3He и ^4He . Такое утверждение не является общепринятым. Считается, что изотопы бора возникают при бомбардировке высокоэнергичными частицами углеродных звезд или в расщеплении более тяжелых ядер космических лучей. Тем не менее, исследования состояний 3He с вариацией изотопического состава могут привести к дополнению известных сценариев нуклеосинтеза.

Когерентная диссоциация ядер ^{12}N

Кластеризация малоизученного ядра ^{12}N является следующей целью в развитии исследований ядер ^7Be , ^8B и $^{9,10,11}\text{C}$ методом релятивистской диссоциации. В астрофизическом смысле его существование обеспечивает альтернативный сценарий синтеза изотопа ^{12}C через слияние $^{11}\text{C} + p$. Для «белых» звезд ^{12}N можно было ожидать лидирующей

роли каналов $^{11}\text{C} + p$ ($E_{\text{th}} = 0.6$ МэВ), $^8\text{B} + ^4\text{He}$ ($E_{\text{th}} = 8$ МэВ) и $p + ^7\text{Be} + ^4\text{He}$ ($E_{\text{th}} = 7.7$ МэВ), а также каналов связанных с кластерной диссоциацией ядра-основы ^7Be . Порог канала $^3\text{He} + ^9\text{Be}_{\text{g.s.}}$ расположен при $E_{\text{th}} = 10$ МэВ. Небольшая разница в энергии связи по сравнению с каналами, содержащими фрагменты с зарядом $Z_{\text{fr}} > 2$, ведет к предположению о возможной двойственности ядра ^{12}N . С одной стороны его основа может быть представлена связанными ядрами ^7Be и ^8B , а с другой – несвязанными $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ и $^9\text{Be}_{\text{g.s.}}$. Поэтому особенностью когерентной диссоциации ядра ^{12}N может быть конкурирующий вклад от каналов с распадами ядер ^8Be и ^9Be .

Таблица 8. Распределение «белых» звезд ^{12}N ; средняя строка – отбор с условием $\theta_{\text{fr}} < 11^\circ$; нижняя строка – $\theta_{\text{fr}} < 6^\circ$

He + 5H	2He + 3H	3He + H	$^7\text{Be} + 3\text{H}$	$^7\text{Be} + \text{He} + \text{H}$	$^8\text{B} + 2\text{H}$	$^8\text{B} + \text{He}$	C + H
9	24	2	10	9	11	3	4
2	12	2	5	8	9	3	4

Измерение зарядов ядер пучка и релятивистских фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$ в событиях-кандидатах диссоциации ^{12}N позволило отобрать 72 «белых» звезды, удовлетворяющих условию $Z_{\text{pr}} = 7$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 7$ [25,26]. Для изотопов $Z_{\text{fr}} > 2$ становится определенным и массовое число A_{fr} . Распределение этих звезд по зарядовой топологии представлено в табл. 8. Согласно статистике «белых» звезд доля ядер ^{12}N в пучке оценивается в 14 %, а ^{10}C и ^7Be по 43% (без учета ядер H и He). Эти величины не отражают соотношение сечений реакций перезарядки и фрагментации и имеют техническое значение. Значительный вклад в пучок продуктов перезарядки $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ по сравнению с фрагментами ^{12}C связан с тем, что пучок настраивался на кратность $^{12}\text{N} Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}} = 5/12$, которая несколько отличается от значений для ^{10}C и ^7Be .

Для дальнейшего отбора событий, содержащих именно фрагменты ядер ^{12}N (не «участников»), условие на угловой конус когерентной диссоциации было усилено до $\theta_{\text{fr}} < 6^\circ$, что определяется «мягким» ограничением на импульс ферми-движения нуклонов. В распределении 45 отобранных событий (табл. 8) доля каналов с тяжелыми фрагментами $Z_{\text{fr}} > 2$ достигает примерно $\frac{2}{3}$, и вклад каналов, содержащих только легкие фрагменты He и H, остается достаточно значительным. Заметный вклад предельно «хрупкого» ^8B указывает на «холодную» фрагментацию с минимальным возмущением структуры ядер ^{12}N . Исходя из фактов приблизительного равенства вероятности каналов 2He и He + 2H при диссоциации ядра ^7Be [16], основы ^7Be в ^8B [21] и ^9C [22], следовало бы ожидать для ядра ^{12}N приблизительного равенства вероятностей каналов 2He + 3H и 3He + H. Напротив, статистика в канале 2He + 3H оказалась неожиданно большой.

На основе угловых измерений был исследован вклад распадов ^8Be . Только два кандидата в распад $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ были найдены в распределении по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ для «белых» звезд 2He + 3H и 3He + H. Таким образом, вклад $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ в структуру ^{12}N оценивается на уровне всего 4 ± 2 %. Для соседних ядер ^{12}C [8], ^{10}C [25,27], ^{10}B [15] и ^{14}N [17] он составил около 20%. Данные по $\Theta_{2\text{He}}$ для ^{12}N не исключают возможности диссоциации через распад состояния $2^+ ^8\text{Be}$. Последний вопрос требует нового уровня статистики.

При поиске аналогии ^{12}N с ядром ^9C путем замены одного из внешних протонов в системе $2p + ^7\text{Be}$ на α -кластер возникает затруднение, состоящее в следующем. Вероятность каналов, для которых требуется расщепление внешнего α -кластера в ядре ^{12}N , примерно совпадает со значениями для каналов, которые можно ассоциировать с отделением только α -кластера. По-видимому, «простая» картина ядра ^{12}N как структуры $p + ^7\text{Be} + ^4\text{He}$ является

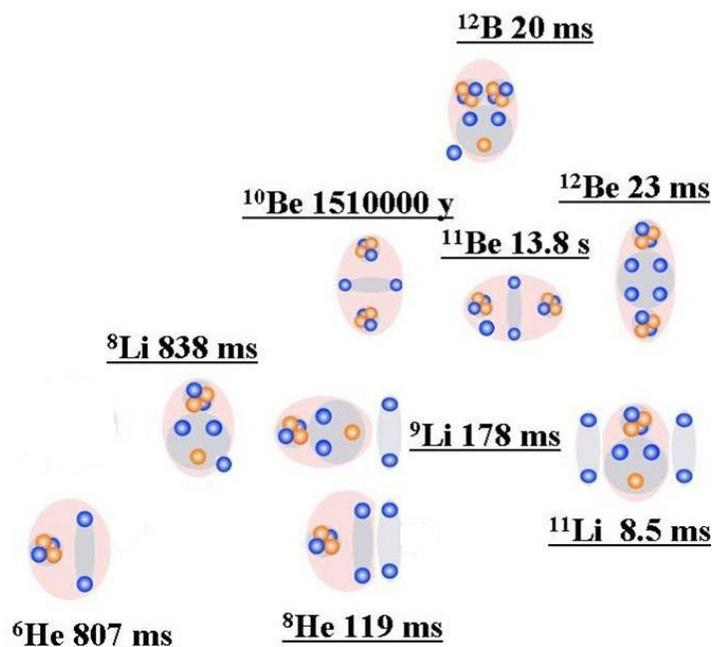


Рис. 25. Диаграмма кластерных степеней свободы в легких нейтроноизбыточных ядрах; указаны времена жизни изотопов.

недостаточной. Скорее кластерная структура основного состояния ядра ^{12}N предстает как сложная смесь состояний ядра-основы ^7Be и всевозможных конфигураций протонов и легчайших ядер.

ОСТАНОВИВШИЕСЯ РАДИОАКТИВНЫЕ ЯДРА

Исследования ядер вдоль границы нейтронной стабильности сформировали направление исследований – физика ядер с экзотической структурой (рис. 25). Большие успехи достигнуты в изучении структуры ядер ^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be [55]. Установлены новые явления в структуре экзотических ядер и протекании ядерных реакций с их участием. Малые значения энергии связи позволяют определить структуру экзотических ядер как молекулоподобную. Получены свидетельства их аномально больших радиусов, интерпретируемых как образование разделенных в пространстве кластеров и нуклонов.

Экзотический характер структуры был установлен по измерениям сечений взаимодействий релятивистских ядер с избытком нейтронов, оказавшимися усиленными по сравнению с зависимостью геометрического типа. Однако релятивистский диапазон энергии оказался неудобным для более глубокого исследования этих ядер. Для получения все большего нейтронного избытка в исследуемых релятивистских ядрах требовалось бы ускорение все более тяжелых ядер с большими интенсивностями. Поэтому исследования с движущимися нейтроноизбыточными ядрами сместились на ускорители низких энергий, где имеются преимущества для магнитного анализа и детектирования нейтронов.

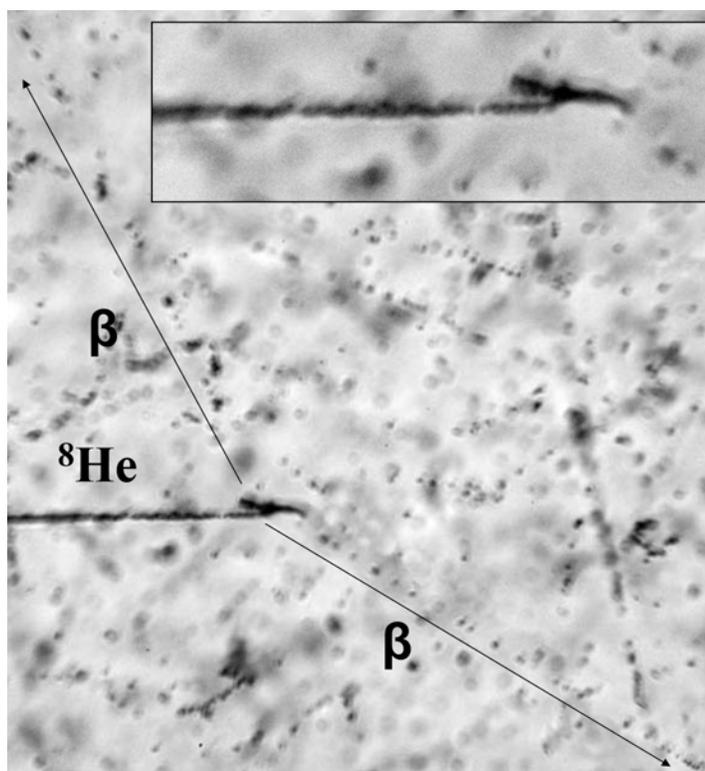


Рис. 26. Распад остановившегося ядра ${}^8\text{He}$; стрелками указаны направления вылета релятивистских электронов; на вставке – увеличенная вершина распада с парой следов α -частиц (пробеги около $5\ \mu\text{m}$).

В диапазоне энергии ядер несколько МэВ на нуклон возникает возможность имплантации радиоактивных ядер в вещество детектора. Конечно, в таком подходе исследуются не сами ядра, а их дочерние состояния. В этой связи заслуживают упоминания известные, хотя и несколько забытые возможности эмульсии для детектирования медленных радиоактивных ядер. Более полувека назад наблюдались «молоточковые» следы от распадов ядер ${}^8\text{Be}$ через первое возбужденное состояние 2^+ с энергией около $2.9\ \text{МэВ}$, возникавших в β -распадах остановившихся фрагментов ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$, рожденных в свою очередь частицами высоких энергий [29]. Другой пример – это первое наблюдение ядра ${}^9\text{C}$ по распаду $2\alpha + p$ [56]. При использовании достаточно чистых вторичных пучков ядерная эмульсия оказывается эффективным средством для систематического исследования распадов легких ядер как с избытком нейтронов, так и протонов. В ядерной эмульсии направления и длины пробега пучковых ядер и медленных продуктов их распада могут быть измерены, что дает основу для α -спектрометрии. Первоочередной интерес представляет дополнение 3α -спектроскопии распадов ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{12}\text{B}$ [57-59] данными об угловых 3α корреляциях.

В марте 2012 г. ядерная эмульсия вновь была облучена в Лаборатории ядерных реакций имени Г. Н. Флерова (ОИЯИ) на спектрометре ACCULINNA [60,61]. Использованный пучок был обогащен ядрами ${}^8\text{He}$ с энергией около $7\ \text{А МэВ}$. При облучении слой эмульсии толщиной $107\ \mu\text{m}$ ориентировался под углом 10° , что обеспечивало примерно 5-кратное увеличения эффективного слоя торможения. На рис. 26 приведен распад ядра ${}^8\text{He}$, остановившегося в эмульсии. За десять минут облучения получена статистика около двух тысяч таких распадов. Приятно отметить, что была использована эмульсия, воспроизведена недавно предприятием «Славич» (г. Переславль-Залесский, Россия) [62].



Рис. 27. Автоматизированный комплекс ПАВИКОМ-2 (ФИАН, г. Москва).

Использование автоматических микроскопов для поиска и измерения таких распадов откроет перспективу беспрецедентного уровня статистики и детальности. Одним из таких микроскопов является ПАВИКОМ-2 (рис. 27) в ФИАН (г. Москва). Комплекс ПАВИКОМ [63] изначально создавался для обработки ядерных фотоэмульсий, облученной ядрами свинца на ускорителе SPS (ЦЕРН). В настоящее время на ПАВИКОМ обрабатываются практически все типы твердотельных трековых детекторов (фотоэмульсии, рентгеновские пленки, майлар, пластик, кристаллы). Автоматический анализ распадов ядер составляет заманчивую перспективу применения опыта группы ПАВИКОМ. Тогда можно ожидать синергетического эффекта от объединения классической научной культуры и современной технологии.

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ГРАНИЦА

Представленные исследования легких ядер являются только первыми ступенями к сложнейшим кластерно-нуклонным ансамблям $He - N - n$, рождаемым при диссоциации тяжелых ядер. Стоит задаться вопросом, какая физика лежит в основе «катастрофического» разрушения, представленного на рис. 4? События множественной фрагментации релятивистских ядер вплоть до полного разрушения на легчайшие ядра и нуклоны без видимого возбуждения ядер мишени надежно наблюдались в ядерной эмульсии для ядер Au и Pb и даже U [36]. Существование этого явления не вызывает сомнения. Возможно, что в нем подтверждается существенная роль квантово-электродинамического взаимодействия. Заряды тяжелых релятивистских ядер делают возможными многофотонные обмены и переходы в многочастичные состояния (рис. 28), которые практически невозможно наблюдать в электрон-ядерных взаимодействиях.

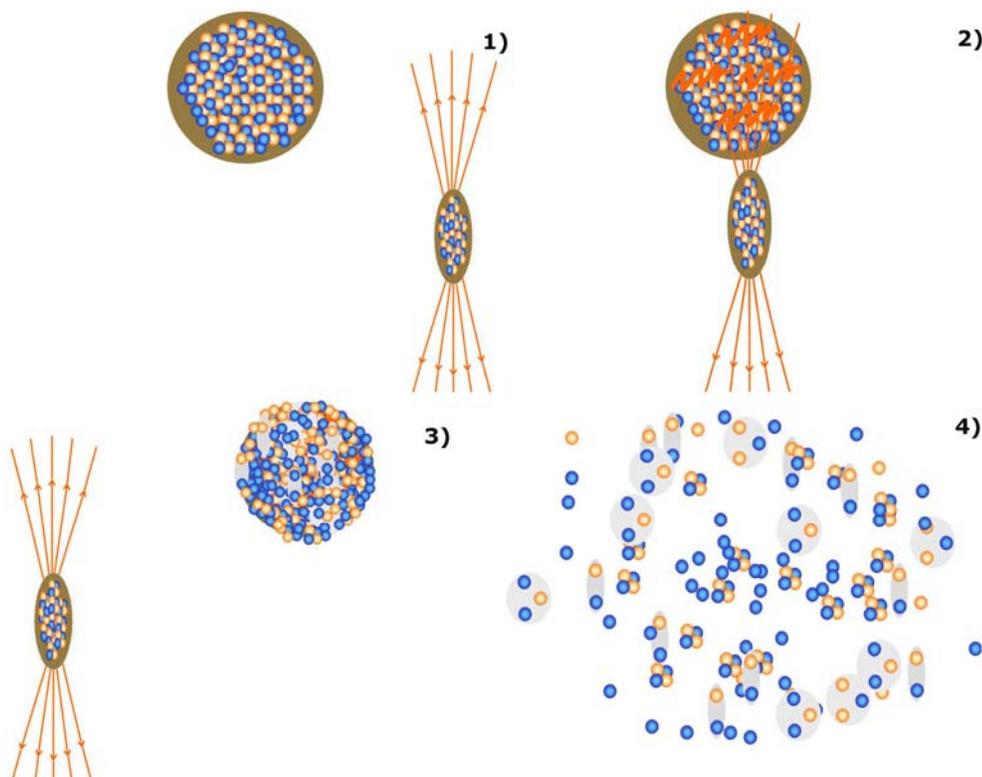


Рис. 28. Сценарий когерентной диссоциации тяжелого ядра в электромагнитном поле тяжелого ядра мишени. Ядра сближаются с прицельным параметром большим, чем их радиусы (1). Пересечение электромагнитного поля ядра мишени ведет к поглощению нескольких виртуальных фотонов и возбуждению налетающего ядра (2). Налетающее ядро превращается в ансамбль легчайших фрагментов и нуклонов (3). Ансамбль распадается (4).

Предсказанная зависимость таких процессов от заряда ядра мишени имеет вид Z^{2n} , где n – число виртуальных фотонов во взаимодействии [64]. Экспериментально такое явление может быть установлено с помощью адронной калориметрии по усиленной зависимости сечения от заряда ядра мишени. Альтернативный сценарий когерентной диссоциации состоит в обмене виртуальными мезонами. В любом случае возбуждение кратных гигантских ядерных резонансов может приводить к появлению неожиданных и даже экзотических конфигураций нуклонов и кластеров в конечных состояниях распадов этих резонансов.

Явление электромагнитной диссоциации релятивистских ядер было обнаружено в Беркли в 70-х годах, когда изучалась фрагментация ядер ^{12}C и ^{16}O в разнообразные изотопы при энергиях 1.05А и 2.1А ГэВ [65]. Наблюдался резкий рост сечения по сравнению с зависимостью перекрытия сталкивающихся ядер. Обнаруженный эффект нашел объяснение в зависимости от заряда ядра мишени Z^2 и был описан в методе эквивалентных фотонов с использованием данных по сечениям фотон-ядерных взаимодействий. Для ядра ^{18}O при энергии 1.7А ГэВ были получены сечения фрагментации с отделением одного или двух нуклонов во взаимодействиях с ядрами от Ве до U [66]. Несмотря на достаточно высокий порог отделения нуклонов (свыше 12 МэВ), был также обнаружен рост сечений кулоновского типа Z^2 . Каналы с более низкими порогами остались недостижимыми (например, $^{18}\text{O}(\gamma, \alpha)^{14}\text{C}$ с $E_{\text{th}} = 6$ МэВ). Тем не менее, электромагнитная природа эффекта выявилась очевидным образом.

Наблюдения когерентной диссоциации в ядерной эмульсии и фрагментации в магнитных спектрометрах индуцируют идеи экспериментов с нейтроноизбыточными ядрами

при энергии свыше 10А ГэВ, когда становится возможной эффективная идентификация релятивистских ядер и нейтронов в сегментированных адронных калориметрах. Идентификация каналов диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + t$, ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ и ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2{}^3\text{He} + \alpha$ выдвигает проблему поиска зеркальных переходов с заменой гелионов на тритоны. Вероятности когерентной диссоциации по каналам ${}^6\text{He} \rightarrow 2t$, ${}^9\text{Li} \rightarrow 3t$ и ${}^{10}\text{Be} \rightarrow 2t + \alpha$ позволят установить роль глубоко связанных конфигураций с участием тритонов. С другой стороны, тритон является долгоживущим ядром. Генерация и последующее слияние тритонов в астрофизических процессах может вести к новым ветвям синтеза нейтроноизбыточных ядер. Для изучения исследования кластерных ансамблей с участием тритонов калориметрический метод обеспечивает альтернативу подходам ядерной физики низких энергий.

Продолжает дискутироваться возможность существования кластера из 4-нейтронов или тетранейтрона 4n [67-73]. Даже не будучи стабильным, состояние 4n может проявиться как резонанс. Эксперимент на основе калориметров по фоторасщеплению ядер ${}^8\text{He}$ с энергией свыше 10А ГэВ, которые формируются во фрагментации релятивистских ядер ${}^{12}\text{C}$ [74], позволит осуществить поиск тетранейтрона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря рекордному пространственному разрешению и чувствительности метод ядерной эмульсии позволил осуществить в едином подходе «томографию» целого семейства легких ядер, в том числе нейтронодефицитных. В случае периферических взаимодействий релятивистский масштаб соударения ядер не только не препятствует исследованию кластерных аспектов ядерной структуры, но, напротив, дает преимущества для изучения многочастичных систем. Факты, собранные в «мозаику» в этих заметках, могут служить «маяками» в применении концепций ядерной кластеризации, а также при планировании новых экспериментальных исследований с релятивистскими ядрами.

В диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ лидируют трехтельные каналы $2\text{He} + \text{H}$ (около 75%). Для ядра ${}^{10}\text{B}$ наблюдается усиленный выход дейтронов, сравнимый со случаем ядра ${}^6\text{Li}$, что указывает на дейтронную кластеризацию в ${}^{10}\text{B}$. Большая доля тритонов в диссоциации релятивистских ядер ${}^{11}\text{B}$ и ${}^7\text{Li}$ указывает тритоновую кластеризацию в этих ядрах. Наблюдение когерентной перезарядки ${}^{11}\text{B}$ только по двухтельному каналу ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ (${}^{11}\text{C}^*$) указывает на чувствительность диссоциации к особенностям зеркальных ядер.

В событиях когерентной диссоциации ядер ${}^6\text{He}$ средний поперечный импульс α -частиц равен приблизительно 35 МэВ/с. Его величина, заметно меньшая, чем в инклюзивной фрагментации ${}^6\text{He}$, указывает на желательность использования наиболее периферических взаимодействий в исследовании нейтронного гало в ядрах.

Доля фрагментов ${}^3\text{He}$ в диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$, вдвое превышающая содержание фрагментов ${}^4\text{He}$, указывает на кластеризацию на основе гелиона (ядра ${}^3\text{He}$). Наиболее явно она проявляется в лидирующей роли когерентной диссоциации ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$. В то же время роль кластера ${}^3\text{He}$ выходит за рамки партнерства в связи ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$, и в структуре ${}^7\text{Be}$ возможно присутствие более сложных конфигураций с участием ${}^3\text{He}$.

Фрагментация ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ протекает в основном (около 80%) через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими вероятностями. Для когерентной диссоциации через эти состояния отсутствует различие распределений по суммарным поперечным импульсам α -пар. Эти выводы подтверждают представления о ядре ${}^9\text{Be}$, предполагающие присутствие суперпозиции состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими вероятностями в его основном состоянии .

В периферической фрагментации ядер ^{14}N канал $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ является лидирующим, проявляя себя как эффективным источником ансамблей 3α . Образование 80% 3α троек соответствует возбуждениям ядра ^{12}C от порога до 14 МэВ. Ядро ^{14}N с вероятностью около 20% фрагментирует через ядро ^8Be .

В когерентную диссоциацию ядер ^8B вклад канала $^7\text{Be} + \text{p}$ является лидирующим. Вклад многотельных конфигураций, состоящих из ядер He и H, в структуру ^8B оценивается на уровне 50 %. При электромагнитной диссоциации ядер ^8B предельное значение полного поперечного импульса пар $^7\text{Be} + \text{p}$ не превышает 150 МэВ/с.

Особенностью для ядра ^9C являются события когерентной диссоциации в три ядра ^3He , вероятность которых приблизительно совпадает со значениями для каналов с отделением одного или пары протонов (около 14 %). Это наблюдение указывает на значительный вклад компоненты 3^3He в основное состояние ^9C . В канале $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ обнаружены пары ядер ^3He с углами разлета до 10^{-2} рад, что указывает на возможность существования резонансного состояния 2^3He («дигелиона») с энергией распада (142 ± 35) кэВ.

Для ядра ^{10}C доля событий когерентной диссоциации $2\alpha + 2\text{p}$ составляет около 80 %. Около 30 % из них относятся к каналу $^9\text{B}_{\text{g.s.}} + \text{p}$ с последующим распадом $^8\text{Be} + \text{p}$.

В когерентной диссоциации ядра ^{12}N отсутствуют явно лидирующие каналы. В то же время происходит интенсивное образование фрагментов с зарядом свыше 3. Наиболее вероятно роль основы ^{12}N может быть приписана ядру ^7Be .

Дальнейшее продвижение эмульсионным методом к более тяжелым нейтронодефицитным изотопам сохраняет перспективу, хотя и становится все сложнее. На этом пути возможно дальнейшее нарастание разнообразия изучаемых ансамблей $\text{p-}^3\text{He-}\alpha$.

В целом, представленные результаты подтверждают предположение о том, что известные особенности легких ядер определяют картину их релятивистской диссоциации. Распределения по вероятности конечных конфигураций фрагментов позволяет выявить их вклады в структуру исследуемых ядер. Такие распределения имеют индивидуальный характер для каждого из представленных ядер, являясь их своеобразным «автографом». Сами ядра представляются как разнообразнейшие суперпозиции легких ядер-основ, легчайших ядер-кластеров и нуклонов. Поэтому выделение какой-то одной или даже пары конфигураций было бы упрощением, определяемым стремлением понять наиболее существенные аспекты ядерных реакций и свойств ядер, а не реальной ситуацией. Представленные данные призваны помочь в оценке степени и влияния таких упрощений.

Подход, основанный на диссоциации релятивистских ядер, открывает новый горизонт в исследовании кластерной структуры ядер и несвязанных кластерных систем. По-существу, пока сделаны совершенно необходимые, но только первые шаги. Диссоциация релятивистских ядер ведет к появлению многочастичных комбинаций с кинематическими характеристиками движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и которые невозможно сформировать в других лабораторных условиях. С другой стороны при множественной диссоциации нейтроноизбыточных ядер на легкие фрагменты становится неизбежным присутствие значительной нейтронной компоненты, что обуславливается симметричным составом легких ядер-фрагментов. Тем самым возникает перспектива исследования полинейтронных состояний. Кроме того, здесь возникает и прикладной интерес.

Итак, давая новые знания, ядерная фотография будит «ядерное воображение». Нельзя исключить, что полнота наблюдений, обеспечиваемая в ядерной эмульсии, может остаться недостижимой для электронных методов детектирования. В этом случае выводы эмульсионных работ позволят оценить их ограниченность и придать уверенность «богатым» экспериментам с большим разнообразием детекторов.

Автор считает своим приятным долгом высказать признательность коллегам по проекту БЕККЕРЕЛЬ. Привлечение внимания к цитируемым публикациям представляется подходящей формой для такой благодарности. Тем не менее, поддержка проф. А. И. Малахова (ОИЯИ) заслуживает особой оценки. Именно под его руководством была запущена система вывода пучка из сверхпроводящего нуклотрона, сделавшая возможными наши облучения.

Автор искренне благодарен проф. К. Беку (Страсбургский университет) за приглашение написать этот обзор. Исключительно ценная помощь была оказана моими коллегами при подготовке этой рукописи. Мой старший товарищ проф. С. П. Харламов (ФИАН) критически проанализировал начальную версию. И. Г. Зарубина (ОИЯИ) сделала корректуру текста начальной версии и подготовила иллюстрации. Д. О. Кривенков (ОИЯИ) выполнил верстки этих заметок и цитируемых публикаций. И. С. Балдина и О. К. Кронштадтов (ОИЯИ) отредактировали английскую версию.

Подготовка обзора была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00067, а также грантами полномочных представителей Болгарии и Румынии и в ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Freer, Rep. Prog. Phys., **70**, 2149 (2007)
2. W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo, Phys. Rep., **432**, 43 (2006).
3. C. Beck and P. Papka, Lect. Notes Phys. **848**, 229(2012)
4. C. J. Horowitz, M. A. Pérez-García, D. K. Berry, and J. Piekarewicz, Phys. Rev. C **72**, 035801 (2005)
5. S. Shlomo, G. Röpke, J. B. Natowitz, L. Qin, K. Hagel, R. Wada, and A. Bonasera. Phys. Rev. C **79**, 034604 (2009)
6. T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Roepke, P. Schuck, A. Tohsaki, . Lect. Notes Phys. **848**, 109(2012)
7. W. von Oertzen, Lect. Notes Phys. **848**, 109(2012)
8. The BECQUEREL Project <http://becquerel.jinr.ru>
9. V. V. Belaga *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **58**, 1905 (1995);arXiv:1109.0817
10. N. P. Andreeva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **59**, 102 (1996);arXiv:1109.3007
11. A. El-Naghy *et al.*, J. Phys. G **14**, 1125 (1988).
12. M. I. Adamovich *et al.*, Phys. At. Nucl. **62**, 1378 (1999);arXiv:1109.6422
13. M. I. Adamovich *et al.*, J. Phys. G **30**, 1479 (2004)
14. M. I. Adamovich *et al.*, Part. Nucl. Lett. **110**, 29 (2002);nucl-ex/0206013
15. M. I. Adamovich *et al.*, Phys. At. Nucl. **67**, 514 (2004);arXiv:nucl-ex/0301003
16. N. G. Peresadko *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1266 (2007); nucl-ex/0605014
17. T. V. Shchedrina *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1230 (2007);arXiv:nucl-ex/0605022

18. D. A. Artemenkov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1226 (2007); nucl-ex/0605018
19. D. A. Artemenkov *et al.*, Few Body Syst. **44**, 273 (2008)
20. M. Karabova *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **72**, 300(2009);arXiv:nucl-ex/0610023
21. R. Stanoeva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **72**, 690 (2009);arXiv:0906.4220
22. D. O. Krivenkov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **73**, 2103 (2010);arXiv:1104.2439
23. D. A. Artemenkov *et al.*, Few Body Syst. **50**, 259 (2011);arXiv:1105.2374
24. D. A. Artemenkov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 993 (2011) arXiv:1106.1749
25. R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **73**, 2110 (2010);
arXiv:1104.5320
26. R. R. Kattabekov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. *to be published*
27. K. Z. Mamatkulov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. *to be published*
28. H. L. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. **77**, 54 (1950)
29. C. F. Powell, P. H. Fowler, and D. H. Perkins, «The Study of Elementary Particles by
the Photographic Method» Pergamon Press (1959)
30. A. M. Baldin, L. A. Didenko, Fortsch. Phys. **38**, 261 (1990)
31. P. A. Rukoyatkin *et al.*, EPJ ST **162**, 267 (2008)
32. V. S. Barashenkov *et al.*, Nucl. Phys. **9**, 77 (1958/59)
33. M. G. Antonova *et al.*, Phys. Lett. B **39**, 285 (1972)
34. W. H. Barkas «Nuclear research emulsions» Academic Press (1963)
35. H. H. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, and H. Shwe, Phys. Rev. C **17**, 173
(1978)
36. E. M. Friedlander, H. H. Heckman, and Y. J. Karant, Phys. Rev. C **27**, 2436 (1983)
37. P. L. Jain *et al.*, Phys. Rev. **52**, 1763 (1984)
38. G. Singh *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 999 (1990)
39. G. Singh, P. L. Jain, Z. Phys. A **344**,73 (1992)
40. G. Baroni *et al.*, Nucl. Phys. A **516**, 673 (1990)
41. G. Baroni *et al.* Nucl. Phys. A **540**, 646 (1992)
42. M. I. Adamovich *et al.* Nucl. Phys. A **351**, 311 (1995)
43. M. I. Adamovich *et al.* Z. Phys. A, **359**, 277 (1997)
44. M. I. Cherry *et al.*, Eur. Phys. J. C **5**, 641 (1998)
45. M. I. Adamovich *et al.*, Eur. Phys. J. A **5**, 429 (1999)
46. N. P. Andreeva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **68**, 455 (2005);arXiv:nucl-ex/0605015
47. N. G. Peresadko, V. N. Fetisov *et al.*, JETP Lett. **88**, 75 (2008);arXiv:1110.2881

48. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, Phys. Rev. C **72**, 054304 (2005)
49. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, Phys. Rev. C **72**, 024312(2005)
50. H. Esbensen and K. Hencken, Phys. Rev. C **61**, 054606 (2000)
51. D. A. Artemenkov *et al.*, J. Phys. Conf. Series **337**, 012019 (2012)
52. H. Feshbach and K. Huang, Phys. Lett. B **47**, 300 (1973)
53. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974)
54. T. Toshito *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 067602 (2008)
55. T. Aumann, Eur. Phys. J. A **26**, 441 (2005)
56. M. S. Swami, J. Schneps, and W. F. Fry, Phys. Rev. **103**, 1134(1956).
57. S. Hyldegaard *et al.* Phys. Lett. B **678**, 459 (2009)
58. S. Hyldegaard *et al.* Phys.Rev.C80:044304(2009)
59. S. Hyldegaard *et al.* Phys.Rev.C81:024303(2010)
60. A.M.Rodin *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. B **204**, 114 (2003)
61. The ACCULINNA Project <http://aculina.jinr.ru/>
62. TD Slavich www.slavich.ru
63. A. B. Aleksandrov *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **535**, 542 (2004)
64. W.J. Llope, P. Braun-Munzinger, Phys. Rev. C **45**, 799(1992)
65. H. H. Heckman and P.J. Lindstrom Phys. Rev. Lett. **37**, 5 (1976)
66. D. L. Olson *et al.*, Phys. Rev. C **24**, 1529 (1981)
67. F. M. Marques *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 044006 (2002)
68. A. V. Nesterov, V. S. Vasilevsky, O. F. Chernov, arXiv:nucl-th/0006001
69. N. K. Timofeyuk, arXiv:nucl-th/0203003
70. N. K. Timofeyuk, arXiv:nucl-th/0301020
71. I. V. Simenog, B. E. Grinyuk, Yu. M. Bidasyuk, arXiv:nucl-th/0511006
72. C. A. Bertulani and V. Zelevinsky, J. Phys. G. **29**, 2431 (2003)
73. N. Orr, F. M. Marques, arXiv:nucl-th/0303005
74. L. Anderson *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 1224 (1983)