

Фрагментация релятивистских ядер в периферических взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии

Д. А. Артеменков,^{1,*} В. Браднова,¹ С. Вокал,¹ А. Вокалова,¹ Л. А. Гончарова,²
П. И. Зарубин,^{1,**} И. Г. Зарубина,¹ Н. А. Качалова,¹ А. Д. Коваленко,¹
А. И. Малахов,¹ А. А. Моисеенко,³ Г. И. Орлова,² Н. Г. Пересадько,²
Н. Г. Полухина,² П. А. Рукояткин,¹ В. В. Русакова,¹ В. Р. Саркисян,³
Р. Станоева,^{1,4} М. Хайдук,⁵ С. П. Харламов,² М. М. Чернявский,² Т. В. Щедрина¹

¹*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия (ОИЯИ).*

²*Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН).*

³*Ереванский физический институт, Ереван, Армения.*

⁴*Институт ядерных исследований БАН, София, Болгария.*

⁵*Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния.*

Обсуждается использование метода ядерной эмульсии для исследования периферической диссоциации легких релятивистских ядер. Представлено детальное распределение релятивистской диссоциации $^8\text{В}$ по зарядовым модам фрагментов при различном сопровождении фрагментами мишени. На значительной статистике по каналу диссоциации $^9\text{Ве} \rightarrow 2\alpha$ прослеживается вклад состояний 0^+ и 2^+ $^8\text{Ве}$. Изучено сопровождение фрагментами мишени процессов $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + \text{X}$ и $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\text{He} + \text{X}$. Во всех этих случаях процесс диссоциации на ядрах фотоэмульсии существенно отличается от процесса на протонах мишени. Сделан вывод об уникальных возможностях периферической диссоциации релятивистских ядер как источника исследования многочастичных систем легчайших ядер и нуклонов в термоядерном масштабе энергии. Обсуждаются перспективные задачи в этом направлении.

* Electronic address: artemenkov@lhe.jinr.ru

** Electronic address: zarubin@lhe.jinr.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Пучки ядер с энергией выше 1 А ГэВ являются современным средством изучения структуры атомных ядер (недавний обзор [1]). Среди всего разнообразия ядерных взаимодействий события периферической диссоциации ядер несут уникальную по полноте информацию о возбужденных состояниях над порогами распадов. Периферическая диссоциация проявляется как струя релятивистских фрагментов, несущая суммарный заряд близкий к заряду первичного ядра. Несмотря на релятивистскую скорость движения, внутренние скорости в струе являются нерелятивистскими [2]. Данные о генерации таких фрагментных ансамблей могут быть востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния. Для использования этой возможности следует обеспечить полноту наблюдения фрагментов.

Принципиальные трудности состоят в следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра ведет к снижению отклика детектора фрагментов. Это обстоятельство затрудняет анализ релятивистских фрагментов, который необходим вплоть до изотопов He и H. Возбужденное состояние идентифицируется по инвариантной массе релятивистской струи фрагментов. Поэтому требуется наилучшие по точности измерения углов вылета фрагментов. Точность измерения импульсов не столь критична - можно предположить сохранение релятивистскими фрагментами первичного импульса на нуклон. Кроме того, отбор предельно периферических столкновений требует возможности детектирования фрагментов ядер мишени в полном телесном угле при минимальном пороге.

Метод ядерной эмульсии решает эти проблемы и позволяет весьма эффективно вести обзорные исследования на вновь формируемых пучках [3]. Ограничение на статистику компенсируется недоступностью для наблюдения структуры фрагментных струй в других методах. Уже получены сведения о структуре периферической диссоциации многих ядер [4–17, 19]. Сложный состав эмульсии, содержащий в близких концентрациях как ядра H, так и Ag, оказывается полезным при сравнении периферических взаимодействий. В одинаковых условиях можно наблюдать развал ядра в электромагнитном поле тяжелого ядра мишени (ЭМ диссоциация) и в столкновениях с протонами мишени.

Отклик ядер эмульсии включает множественность сильноионизирующих фрагмен-

тов мишени от α -частиц до ядер отдачи n_b (b-частицы) и нерелятивистских ядер Н n_g (g-частицы). Кроме того, реакции характеризуются множественностью рожденных мезонов n_s (s-частицы). События, в которых отсутствуют следы фрагментации ядер мишени относятся к диссоциации на ядрах фотоэмульсии и именуются “белыми” звездами ($n_b=0, n_g=0, n_s=0$) [5]. Диссоциация на протоне должна приводить к появлению его следа, т. е. $n_b=0, n_g=1$. Анализ и сравнение этих двух типов событий составляет предмет настоящей статьи.

Присутствие в вершине следов сильноионизирующих частиц ($n_b>0$) или следов релятивистских частиц вне конуса фрагментации ($n_s>0$) позволяет определить взаимодействие как произошедшее с перекрытием плотностей сталкивающихся ядер или же с ядрами С, N и О в случаях предельно коротких следов ядер отдачи. В принципе, в периферическом взаимодействии возможно взаимное возбуждение и одновременная фрагментация обоих сталкивающихся ядер. Обсуждение этих событий находится вне контекста настоящей статьи, а их статистика приводится для полноты описания.

Далее обсуждаются лидирующие каналы диссоциации ядер $^8\text{В}$, $^9\text{Ве}$ и ^{14}N . Представленные результаты получены в ядерной эмульсии ВР-2 с релятивистской чувствительностью, облученной на нуклотроне ОИЯИ. Вторичные пучки ядер $^9\text{Ве}$ и $^8\text{В}$ были сформированы при фрагментации первичного пучка ядер $^{10}\text{В}$ с энергией около 1,2 А ГэВ [20].

2. ФРАГМЕНТНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ $^8\text{В}$ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ $^9,^{10}\text{С}$

Благодаря малости энергии связи протона ядро $^8\text{В}$ является чувствительным пробником типа взаимодействия вплоть самых малых передач импульса. Изучение в эмульсии облученной ядрами $^8\text{В}$ событий с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\Sigma Z_{fr}=5$ позволило установить лидирующий вклад “белых” звезд $^8\text{В}\rightarrow^7\text{Ве}+p$ по сравнению со аналогичными звездами, но содержащими фрагменты мишени [15, 18]. В этом факте проявляется качественное отличие от ядер $^{10}\text{В}$, в для которых доминировали “белые” звезды $2\text{He}+H$ [12].

Детальное распределение диссоциации $^8\text{В}$ по конфигурациям релятивистских фрагментов ΣZ_{fr} и числу фрагментов мишени n_b и n_g представлено в Таблице 1. Прежде всего, можно отметить доминирование “белых” звезд $^7\text{Ве}+p$. В этом канале практически

отсутствует диссоциация на протонах ($n_g=1$). Различие связано с ростом сечения ЭМ диссоциации с зарядом ядра мишени (как Z^2). Половина числа “белых” звезд связана с 3- и 4-тельными модами диссоциации, имеющими существенно более высокие пороги. Это означает, что множественная фрагментация может инициироваться ЭМ возбуждением.

Кроме того, можно отметить, что в доля каналов $2\text{He}+\text{H}$ и $\text{He}+3\text{H}$ для событий на протонах ($n_g=1$) и событий с фрагментами мишени ($n_b>0$) по отношению к каналу ${}^7\text{Be}+p$ становится основной и возрастает в 5 раз по сравнению со случаем “белых” звезд ($n_b=0$, $n_g=0$). Очевидно, что такая тенденция связана с нарастанием прямых протон-нуклонных столкновений для, событий в которых присутствуют фрагменты мишени.

Представляет интерес дальнейшее увеличение статистики “белых” звезд ${}^8\text{B}\rightarrow 2\text{He}+\text{H}$. Как известно, по измерениям многократного кулоновского рассеяния можно идентифицировать релятивистские изотопы водорода ${}^{1,2,3}\text{H}$ и ${}^{3,4}\text{He}$. Несмотря на то, что эти измерения являются весьма трудоемкими, усилия с ними связанные могут оправдаться идентификацией 3-тельной моды ${}^8\text{B}\rightarrow 2{}^3\text{He}+2\text{H}$ (порог 20 МэВ). Эта возможность является нетривиальной, поскольку связана с глубоким переустройством кластерной структуры ядра ${}^8\text{B}$. Свойства этого состояния вблизи порога могут оказаться важными и для обратного процесса слияния. Особенностью $2{}^3\text{He}+2\text{H}$ процесса слияния могло бы быть заметно большее число вакансий для захвата нейтрона при формировании ядра ${}^4\text{He}$.

Выводы о диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ [16] создают основу для сравнительного анализа ядра ${}^9\text{C}$. Пучок этих ядер создан при фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$ с энергией 1,2 А ГэВ и в нем уже выполнено облучение эмульсии. Скорее всего, при диссоциации ${}^9\text{C}$ должна воспроизводиться картина диссоциации ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ с добавлением одного или двух протонов, соответственно. Кроме того, станет доступной для наблюдения диссоциация ${}^9\text{C}\rightarrow 3{}^3\text{He}$ (порог 16 МэВ). Наблюдение заселения $3{}^3\text{He}$ вблизи порога позволило бы поставить вопрос о расширении известного 3α -процесса слияния.

В облученной ядрами ${}^8\text{B}$ эмульсии наблюдались события с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\Sigma Z_{fr}=6$ от примеси в пучке ядер ${}^{10}\text{C}$, образовавшихся в производящей мишени при перезарядке ${}^{10}\text{B}\rightarrow {}^{10}\text{C}$. Их распределения по зарядовой топологии следов представлены в двух нижних строках Таблицы 2. Даже на ограниченной статистике есть указание на предпочтительность развала ${}^{10}\text{C}$ сохранением α -частичных кластеров в “белых” звездах. Таким образом, проявляется низкий порог канала ${}^8\text{Be}+2p$

равный 3,8 МэВ.

Перезарядку $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$ можно использовать для дальнейшего облучения эмульсии, не только для того чтобы исследовать основной канал диссоциаций $2\text{He} + 2\text{H}$, но и чтобы обнаружить моду диссоциации $2^3\text{He} + ^4\text{He}$ (порог 17 МэВ). Как и в случае ^9C его обнаружение также может расширить картину 3He процесса слияния в ядерной астрофизике. Для поиска ориентированного на каналы ЭМ диссоциации $^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ и $^{10}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ можно осуществить просмотр по площади уже применявшийся для ускорения поиска событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$, $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$ и, как обсуждается ниже, $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$.

3. ФРАГМЕНТНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$

Ядро ^9Be является источником для изучения в основном и возбужденных состояниях ядра ^8Be . Информация о генерации релятивистской 2α -частичной системы в отсутствие комбинаторного фона других α -частиц может быть использована в анализе более сложных $N\alpha$ -систем. Современный интерес к таким системам мотивирован поисками α -частичного конденсата Бозе-Эйнштейна [21], в котором сильнодеформированное основное 0^+ и первое возбужденное 2^+ состояний ядра ^8Be должны играть роль базовых элементов. Несомненно, обнаружение такого квантового состояния материи должно будет сыграть важную роль в развитии представлений о нуклеосинтезе. Представляется, что наиболее удобным вариантом его поиска может оказаться релятивистская диссоциация в $N\alpha$ струи [13].

В эмульсии облученной релятивистскими ядрами ^9Be было проанализировано 362 события фрагментации ^9Be в узкую пару релятивистских ядер He в предположении их соответствия 2α [17, 18], включая обсуждаемые ниже 283 событие с $n_s=0$. Благодаря отчетливому разделению двух пиков в распределении по инвариантной массе над массовым порогом пары α -частиц $Q_{2\alpha}$ был сделан вывод о проявлении 0^+ и 2^+ состояний ядра ^8Be в спектрах по $Q_{2\alpha}$.

Возможность разделения зарегистрированных событий $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ на ЭМ и нуклонные взаимодействия позволяет сравнить доли их проявления в 0^+ и 2^+ состояниях ядра ^8Be . В таблице 2 представлено распределение событий $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в основных интервалах по $Q_{2\alpha}$ и конфигурациям сопровождающих следов. Основной особенностью распределения является преобладание “белых” звезд ($n_b=0$, $n_g=0$) среди найденных распадов

${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ - около 60 %. К звездам от столкновений ${}^9\text{Be}$ с протонами ($n_b=0, n_g=1$) относятся только около 10% событий. Отношение числа “белых” звезд из состояний 0^+ ($Q_{2\alpha} < 1$ МэВ) и 2^+ ($1 < Q_{2\alpha} < 4$) МэВ равно $R_{0/2} = 3 \pm 0,6$, а в случае столкновений с протонами мишени (рис 2 в) - $R_{0/2} = 1 \pm 0,5$. Таким образом, при ЭМ диссоциации образование α -частичной пары через основное состояние ${}^8\text{Be}$ идет более интенсивно, чем для процессов нуклонного выбивания. Тот же вывод следует и для событий, в которых проявляется только один фрагмент ядра мишени ($n_b=1$), а значение $R_{0/2} = 1,5 \pm 0,5$.

Следуя представлениям о ядре ${}^9\text{Be}$ как о кластерной системе α -n- α , можно предположить, что в основном состоянии этого ядра с заметной вероятностью присутствует пара α -частичных кластеров с угловым моментом равным $L=2$. Присутствие нейтрона дает известное значение спина этого ядра $S=3/2$. После выбивания нейтрона протоном мишени в ${}^9\text{Be}$ происходит или разлет α -частичной пары из состояния 2^+ или радиационный переход в основное состояние ${}^8\text{Be}$ 0^+ . По-видимому, α -частичная пара заметно чаще успевает совершить такой переход в случае фотодиссоциации ${}^9\text{Be}$. Обратный процесс синтеза ${}^9\text{Be}$ можно было бы рассматривать как радиационный переход ${}^8\text{Be}$ $0^+ \rightarrow 2^+$ в присутствии нейтрона. Другими словами, сближающаяся α -пара уходит с массовой поверхности с испусканием γ -кванта. Такая картина заслуживает проверки в экспериментах с регистрацией γ -квантов.

На рис. 1 представлены распределения по суммарному поперечному импульсу пар α -частиц - $\langle P_T^{2\alpha} \rangle$. Получено, что для “белых” звезд ($n_b=0, n_g=0$) - $\langle P_T^{2\alpha} \rangle = 138 \pm 12$ МэВ/с и для событий развала на протонах ($n_b=0, n_g=1$) - $\langle P_T^{2\alpha} \rangle = 194 \pm 28$ МэВ/с. Таким образом, имеется, заметная разница в средних значениях и форме распределений, что указывает на различия кинематических условий образования α -пар. Развал ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ на протоне оказывается заметно более жестким механизмом реакции, чем диссоциация на ядрах группы AgBr. Как и можно было ожидать, нарастание множественности фрагментов мишени ведет к явному росту значения $\langle P_T^{2\alpha} \rangle$ (Таблица 2). Дальнейшее возрастание множественности, соответствующее большему перекрытию ядер, ведет к подавлению статистики событий 2He из-за разрушения структуры ядра. Таким образом, в предельно чистых условиях наблюдается образование нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ с доминированием в “белых” звездах его основного состояния.

4. ФРАГМЕНТНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ДИССОЦИАЦИИ $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$

Изучение диссоциации ядер ^{14}N с энергией 2.1 А ГэВ в состоянии $\Sigma Z_{fr}=7$ [18, 19] привело к выводу о лидирующей роли канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Поэтому периферическая диссоциация ядра ^{14}N может быть использована как весьма эффективный источник 3α -частичных систем. Было показано, что основная часть событий сконцентрирована в интервале инвариантной массы 3α частиц над массой ядра ^{12}C $7 < Q_{3\alpha} < 20$ МэВ, перекрывающего α -частичные уровни у порога диссоциации ^{12}C . Таким образом, проблемы ядерной физики нескольких тел вблизи порога слияния могут быть исследованы с использованием методических преимуществ релятивистского масштаба энергии.

Сопровождение фрагментов мишени при диссоциации ядра ^{14}N (Таблица 3) проявляет сходство со случаем для ^9Be . Несмотря на некоторый рост порога по $Q_{3\alpha}$, основным 3α -частичным каналом систем является диссоциация на тяжелых ядрах. “Белые” звезды доминируют, а вклад диссоциации на водороде невелик. В пределах статистических ошибок отношение числа событий с $n_b=0$ и $n_b=1$ для ^{14}N и ^9Be одинаково, что является указанием на сходство механизмов диссоциации 2 и 3α -частичных ансамблей.

Как пример более сложной системы в Таблице 3 описано сопровождение 5 событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\text{He} + \text{X}$ ($n_s=0$) при 3.2 А ГэВ, отобранных на статистике 4100 неупругих взаимодействий [13]. Несмотря на ограниченность статистики, можно констатировать наибольшую вероятность генерации 5α -частичных систем путем именно диссоциации на ядрах Ag, Br ($n_b=0$, $n_g=0$). Значение среднего поперечного импульса, переданного 5α -частичным системам в этих событиях, при нормировке на число α -частиц лежит в области характерной для диссоциации легких ядер с выраженной α -кластеризацией. Распределение событий фрагментации ^{22}Ne по зарядовым модам ΣZ_{fr} при различном сопровождении фрагментами мишени приведено в Таблице 4.

Следует отметить, что исследования с легкими ядрами создают методическую основу для изучения исключительно сложных систем He-H-n при термоядерном масштабе энергий. В этом отношении, обоснованные перспективы связаны с детальным анализом уже обнаруженных фрагментных струй в событиях диссоциации ядер Au при 10,6 А ГэВ и Pb при 160 А ГэВ в эмульсии (см. рис. 2).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обладая рекордным пространственным разрешением, метод ядерной эмульсии сохраняет уникальные возможности в изучении структурных особенностей легких ядер, прежде всего ядер с дефицитом нейтронов. Представленные результаты эксклюзивного изучения взаимодействий релятивистских ядер ^8B и ^9Be в ядерной эмульсии приводят к заключению об отчетливом проявлении главных особенностей их структуры при периферической диссоциации. Несмотря на необычно большое отличие от энергии возбуждения ядер, релятивистский масштаб не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий в масштабах энергии характерных для ядерной астрофизики, но, наоборот, дает новые методические преимущества. Главным из них является принципиальная возможность наблюдения и исследования многочастичных систем. На эту перспективу указывает пример релятивистской диссоциации ядра ^{14}N в систему 3He .

Представленные наблюдения могут служить также иллюстраций уникальных перспектив самого эмульсионного метода для ядерной астрофизики при использовании релятивистских ядер. Поэтому при сохранении принципов детектирования, была бы полезна его модернизация для ускорения поиска достаточно редких событий периферической диссоциации релятивистских ядер.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 04-02-16593 и 04-02-17151 Российского фонда фундаментальных исследований, грантом VEGA №1/9036/02 агентства науки Министерства образования Словацкой республики и Словацкой академии наук, а также грантами Полномочных представителей в ОИЯИ Болгарии, Словакии, Чехии и Румынии в ОИЯИ в 2002-2005 гг.

-
1. T. Aumann, Eur. Phys. J. A, **26**, 441(2005).
 2. D. A. Artemenkov, G. I. Orlova, P. I. Zarubin, T. Čechák at al.(eds.) Nuclear Science and Safety in Europe (2006) 189-200, Springer; arXiv:nucl-ex/0604007v2.
 3. Web site of the BECQUEREL project: <http://becquerel.jinr.ru>.

4. A. El-Naghy et al., J. Phys. G, **14**, 1125 (1988).
5. G. Baroni et al., Nucl. Phys., A **516**, 673(1990).
6. G. Baroni et al., Nucl. Phys., A **540**, 646(1992).
7. V. V. Belaga et al., Phys. At. Nucl., **58**, 1905 (1995).
8. N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl., **59**, 106 (1996).
9. M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl., **62**, 1378 (1999).
10. M. I. Adamovich et al., J. Phys. G, **30**, 1479 (2004).
11. M. A. Jilany, Phys. Rev., **70** 014901(2004).
12. N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl., **68**, 455 (2005); arXiv:nucl-ex/0605015v2.
13. N. P. Andreeva et al., Eur. Phys. J. A 27, s01, 295-300(2006); arXiv:nucl-ex/0604003v2.
14. D. A. Artemenkov et al., arXiv:nucl-ex/0610023v1.
15. R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1216 (2007); arXiv:nucl-ex/0605013v3.
16. N. G. Peresadko et al., Phys. At. Nucl., **58**, 1266 (2007); arXiv:nucl-ex/0605014v1.
17. D. A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1222 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.
18. D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2006), 2006, Khanty-Mansiysk, Russia. To be published in AIP Proceedings; arXiv:0704.0384v1 [nucl-ex].
19. T. V. Shchedrina et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1271 (2007); arXiv:nucl-ex/0605022v1.
20. P. A. Rukoyatkin et al., Czech. J. Phys., 56, C379-384 (2006).
21. P. Schuck, H. Horiuchi, G. Roepke, and Tohsaki, C. R. Physique **4**, 537 (2003).

FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC NUCLEI IN PERIPHERAL INTERACTIONS IN NUCLEAR TRACK EMULSION

D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, L. A. Goncharova,
M. Haiduc, N. A. Kachalova, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko,
A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko,
N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan,
R. Stanoeva, T. V. Shchedrina, S. Vokál, A. Vokálová, P. I. Zarubin, and
I. G. Zarubina

The technique of nuclear track emulsions is used to explore the fragmentation of light relativistic nuclei down to the most peripheral interactions - nuclear "white" stars. A complete pattern of the relativistic dissociation of a ${}^8\text{B}$ nucleus with target fragment accompaniment is presented. Relativistic dissociation ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ is explored using significant statistics and a relative contribution of ${}^8\text{Be}$ decays from 0^+ and 2^+ states is established. Target fragment accompaniments are shown for relativistic fragmentation ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ and ${}^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\text{He}$. The leading role of the electromagnetic dissociation on heavy nuclei with respect to break-ups on target protons is demonstrated in all these cases. It is possible to conclude that the peripheral dissociation of relativistic nuclei in nuclear track emulsion is a unique tool to study many-body systems composed of lightest nuclei and nucleons in the energy scale relevant for nuclear astrophysics.

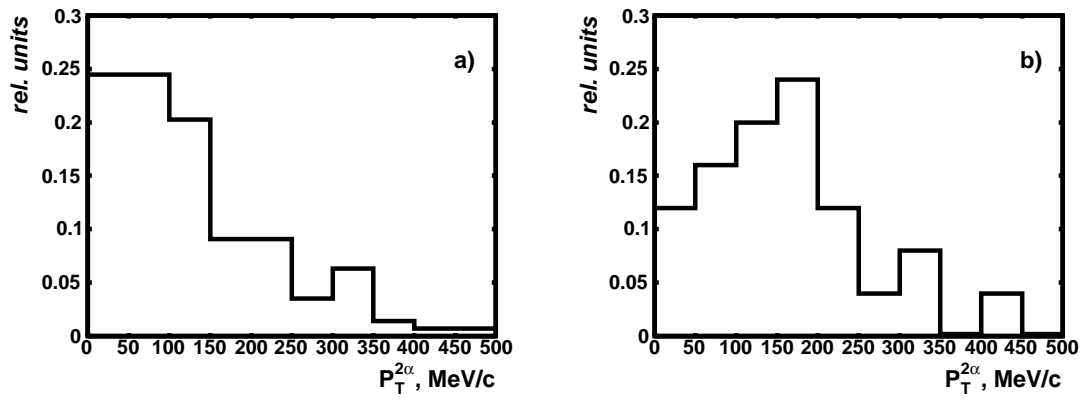


Рис. 1. Распределения по суммарному поперечному импульсу пар α -частиц - $P_T^{2\alpha}$ при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ для “белых” звезд ($n_b=0, n_g=0$) - а) и для событий развала на протонах ($n_b=0, n_g=1$) - б).

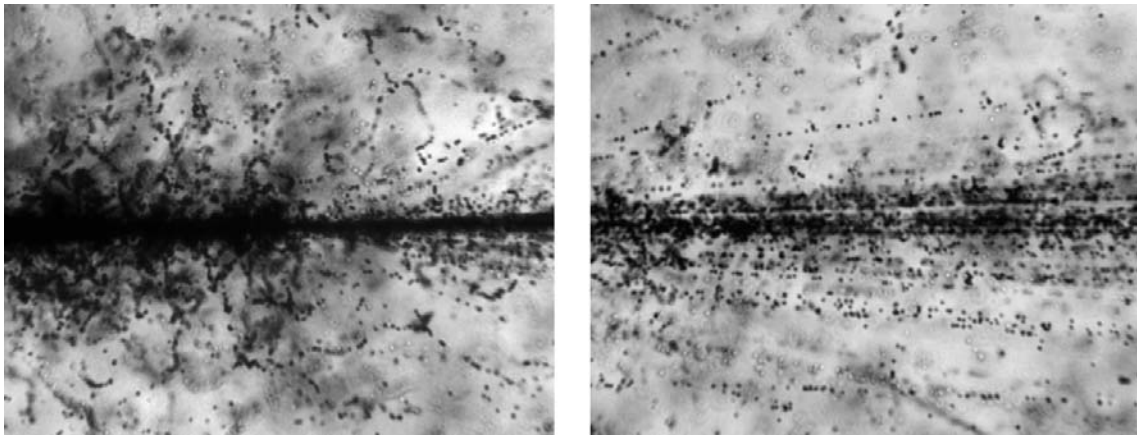


Рис. 2. Фотография события периферической фрагментации ядра ${}^{197}\text{Au}$ в эмульсии с полным развалом на фрагменты с $Z_{fr}=1, 2, 3$ при энергии 10,6 А ГэВ.

Таблица 1. Распределение диссоциации ^8B по зарядовым модам ΣZ_{fr} при различном сопровождении фрагментами мишени.

n_b	0	0	1	2	3	4	5
n_g	0	1	0	0	0	0	0
He+3H	12	6	3	3	2	3	-
2He+H	14	3	8	2	4	-	1
Be+H	25	1	3	3	1	-	-
2He+2H	3	-	-	2	-	1	-
He+4H	-	1	3	1	1	-	1

Таблица 2. Распределение событий $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в разных интервалах $Q_{2\alpha}$ при различном сопровождении фрагментами мишени.

n_b	0	0	1	2	3	4	5
n_g	0	1	0	0	0	0	0
$Q_{2\alpha} < 1 \text{ MeV}$ $\langle P_T^{2\alpha} \rangle, \text{ MeV}/c$	98 133±16	10 166±40	21 154±14	8	1	3	1
$1 \text{ MeV} < Q_{2\alpha} < 4 \text{ MeV}$ $\langle P_T^{2\alpha} \rangle, \text{ MeV}/c$	33 127±15	10 195±54	14 178±23	3	2	1	-
$4 \text{ MeV} < Q_{2\alpha}$ $\langle P_T^{2\alpha} \rangle, \text{ MeV}/c$	13 202±31	7 232±42	4 281±51	2	2	3	1

Таблица 3. Распределение событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + \text{X}$ и $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\text{He} + \text{X}$ при различном сопровождении фрагментами мишени.

n_b	0	0	1	2	3	4	5
n_g	0	1	0	0	0	0	0
^{14}N	41	6	23	16	3	2	1
$\langle P_T^{3\alpha} \rangle, \text{MeV}/c$	222 ± 21	217 ± 51	262 ± 31	378 ± 54			
^{22}Ne	3	-	1	-	-	1	-
$\langle P_T^{5\alpha} \rangle, \text{MeV}/c$	518 ± 85						

Таблица 4. Распределение событий диссоциации ^{22}Ne по зарядовым модам ΣZ_{fr} при различном сопровождении фрагментами мишени. В скобках приведены доли каналов в процентах (

n_b	0	0	1	2	3	≥ 4
n_g	0	1	0	0	0	0
Ne	3	17	118	4	5	4
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 (1,5)	-	-	-	-	-
B+Li+He	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)	-	-	-	-
Be+Li+3H	1 (0,8)	-	-	-	-	-
Be+3He	2 (1,5)	-	-	-	-	-
Be+2He+2H	-	-	-	-	1	-
Be+He+4H	1 (0,8)	-	-	-	-	-
Li+3He+H	-	1 (1,7)	-	-	-	-
5He	3 (2,3)	-	1 (3,4)	-	-	1
4He+2H	1 (0,8)	5 (8,3)	2 (6,9)	-	-	-
3He+4H	-	-	-	2	-	-
сумма	136	77	147	10	7	7