

ОБЛУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ В СМЕШАННОМ ПУЧКЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ^{12}N , ^{10}C И ^7Be

© 2010 Р. Р. Катгабеков^{1,2)}, К. З. Маматкулов^{1,3)}, Д. А. Артеменков¹⁾, В. Браднова¹⁾, С. Вокал⁴⁾, Д. М. Жомуродов^{1,3)}, П. И. Зарубин^{1)*}, И. Г. Зарубина¹⁾, З. А. Игамкулов^{1,3)}, Н. В. Кондратьева¹⁾, Н. К. Корнегруца¹⁾, Д. О. Кривенков¹⁾, А. И. Малахов¹⁾, Г. И. Орлова⁵⁾, Н. Г. Пересадько⁵⁾, Н. Г. Полухина⁵⁾, П. А. Рукояткин¹⁾, В. В. Русакова¹⁾, Р. Станоева^{1),6)}, М. Хайдук⁷⁾, С. П. Харламов⁵⁾

Поступила в редакцию 10.02.2010 г.

Ядерная эмульсия облучена в смешанном пучке релятивистских ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be с импульсом 2 А ГэВ/с, сформированном при перезарядке и фрагментации первичных ядер ^{12}C . Анализ указывает на доминирование в пучке ядер ^{10}C и присутствие ядер ^{12}N . Представлена зарядовая топология релятивистских фрагментов в когерентной диссоциации этих ядер.

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Физико-технический институт АН РУ, Ташкент, Узбекистан.

³⁾Джизакский педагогический институт, Джизак, Узбекистан.

⁴⁾Университет имени П. Й. Шафарика, Кошице, Словацкая республика.

⁵⁾Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва.

⁶⁾Юго-западный университет, Благоевград, Болгария.

⁷⁾Институт космических исследований, Бухарест, Румыния.

*E-mail: zarubin@lhe.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Использование ускоренных ядер, в том числе радиоактивных, позволяет качественно расширить и разнообразить спектроскопию кластерных систем. Конфигурационное перекрытие основного состояния ускоренного ядра с конечными кластерными состояниями наиболее полно проявляется при диссоциации на периферии ядра мишени с передачей возбуждения вблизи порогов связи кластеров. Определение взаимодействий как периферических упрощается при продвижении к энергии свыше 1А ГэВ благодаря коллимации фрагментов налетающего ядра. Пороги их детектирования исчезают, а теряемая фрагментами энергия в веществе детекторов минимальна. Таким образом, в релятивистской области для исследования кластерных систем возникают качественно новые возможности по сравнению с областью низких энергий. Метод ядерной эмульсии обеспечивает уникальную по полноте наблюдаемость множественных систем релятивистских фрагментов, образующихся при диссоциации с рекордным пространственным разрешением.

Среди наблюдаемых взаимодействий небольшую долю составляют события когерентной диссоциации ядер, протекающей без образования фрагментов ядер мишени и мезонов, в узкие струи легких и легчайших ядер с суммарным зарядом, близким к заряду начального ядра, а наиболее периферические из них не сопровождаются образованием фрагментов мишени [1] (так называемые “белые” звезды). В процессах когерентной диссоциации проявляются распределения вероятностей кластерных конфигураций, специфичные для каждого из этих ядер. Знание распределений зарядовой топологии “белых” звезд в ядерной эмульсии оказывается практически полезным при оценке состава вторичных пучков ядер, что позволило, например, убедиться в доминировании ядер ${}^8\text{B}$ [5] и ${}^9\text{C}$ [7]. Исследования когерентной диссоциации нейтронодефицитных ядер имеют особые преимущества благодаря большей полноте наблюдения.

Цикл облучения ядерной эмульсии по проекту БЕККЕРЕЛЬ [2] на нуклотроне ОИЯИ в пучках целого семейства кластерных ядер ${}^{7,9}\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{9,10}\text{C}$, ${}^{12,14}\text{N}$ [1,3-9] продолжил облучения на синхрофазотроне ОИЯИ, начавшиеся с кластерных ядер ${}^{12}\text{C}$ [10] и ${}^6\text{Li}$ [11]. Возникли предпосылки изучения в одинаковых условиях наблюдения разнообразных ансамблей легких и легчайших ядер. В настоящей работе сложившийся подход применен к изучению кластерных особенностей следующих ядер: ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$.

Ядро ${}^{10}\text{C}$ является единственным примером системы, которая обладает супербороминовскими свойствами (super-boromean), поскольку удаление из него одного из четырех кластеров в структуре $2\alpha + 2p$ (порог 3.8 МэВ) ведет к несвязанному состоянию. Особенность ядра ${}^{12}\text{N}$ состоит в малой энергии отделения протона (600 кэВ). Поэтому для “белых” звезд, рождаемых ${}^{12}\text{N}$, можно было бы ожидать лидирования канала ${}^{11}\text{C} + p$. Возможны каналы когерентной диссоциации $\alpha + {}^8\text{B}$ (порог 8 МэВ), $p + {}^7\text{Be} + \alpha$ и более сложные конфигурации с кластерной диссоциацией основ в виде ядер ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Генерация ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$ возможна в реакциях перезарядки и фрагментации ускоренных ядер ${}^{12}\text{C}$. Для ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ отношений зарядов к весам $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ отличаются всего на 3%, а импульсный аксептанс сепарирующего канала нуклотрона 2 - 3 % [8]. В этой связи сепарация этих ядер невозможна, и ядра ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ присутствуют в пучке, образуя так называемый пучковый коктейль. Вклад ядер ${}^{12}\text{N}$ мал по отношению к ядрам ${}^{10}\text{C}$, согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации. В составе пучка присутствуют и ядра ${}^7\text{Be}$, у которых отличие по $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ от ${}^{12}\text{N}$ только 2%. Из-за импульсного разброса по импульсу в канал могут проникать ядра ${}^3\text{He}$. Для соседних ядер ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$ отличие по $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ от ${}^{12}\text{N}$ оказывается около 10%, что обуславливает их подавление при облучении эмульсии. Идентификация ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^7\text{Be}$ в облученной эмульсии возможна по зарядам пучковых ядер, определяемых методом счета δ -электронов на пучковых следах. В случае ${}^{10}\text{C}$ необходимо убедиться в малом вкладе соседних

изотопов С на основе зарядовой топологии “белых” звезд. Эти соображения легли в основу предложения об облучении стопки ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be .

Пучок ядер ^{12}C с импульсом 2А ГэВ/с был ускорен на нуклотроне ОИЯИ и выведен на производящую мишень. Вторичный пучок с магнитной жесткостью, оптимальной для селекции ядер ^{12}N с тем же импульсом на нуклон, что и у ядер ^{12}C , был проведен по каналу транспортировки пучка, включающем четыре отклоняющих магнита на базе 70 м, до места облучения эмульсионной стопки [8]. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на этом месте, указывает на преобладание изотопов ^3He , ^7Be , С, а также на примесь ядер ^{12}N , и практическое отсутствие ядер ^8B (рис. 1). Во вторичном пучке такого состава была облучена стопка из 15 слоев ядерной эмульсии БР-2.

Начальный этап просмотра эмульсионных слоев состоял в визуальном поиске пучковых следов с зарядами $Z_{\text{pr}} = 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$. Отношение числа пучковых следов $Z_{\text{pr}} = 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$ составило $\approx 1 : 3 : 18$. Для сравнения в случае облучения ядрами ^9C это отношение составило $\approx 1 : 10 : 1$. Таким образом, в настоящем облучении вклад ядер ^3He резко снизился, что радикально подняло эффективность облучения и скорость поиска событий.

ЗАРЯДОВАЯ ТОПОЛОГИЯ “БЕЛЫХ” ЗВЕЗД

Поиск взаимодействий в эмульсионных слоях велся по первичным следам $Z_{\text{pr}} > 2$ без выборки. Полностью поиск и зарядовые измерения “белых” звезд выполнены в восьми слоях. На суммарной длине просмотра первичных следов 462.6 м было найдено 3258 неупругих взаимодействий, в том числе было 330 “белых” звезд, содержащих только релятивистские фрагменты He и H и 27 “белых” звезд, в которых имелись фрагменты $Z_{\text{fr}} > 2$. Угловой конус фрагментации был ограничен мягким условием $\theta_{\text{fr}} < 8^\circ$.

Наличие фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$ сделало необходимой зарядовую идентификацию пучковых (Z_{pr}) и вторичных (Z_{fr}) следов. Для калибровки

этой процедуры были измерены значения средней плотности δ -электронов N_δ на 1 мм длины на следах пучковых ядер, образовавших “белые” звезды $2\text{He} + 2\text{H}$, 2He и $\text{He} + 2\text{H}$, а также в звездах с фрагментами $Z_{\text{fr}} > 2$, как кандидатов в ^{12}N (рис. 2). Наблюдается корреляция зарядовой топологии $\sum Z_{\text{fr}}$ и N_δ , что позволяет определить Z_{pr} каждого пучкового следа. Тем самым была выполнена калибровка, позволившая определить тем же методом и заряды фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$. Суммарное распределение по этим измерениям представлено на рис. 2г. Этот спектр указывает на наличие ядер ^{12}N в составе пучка.

В табл.1 приведено распределение по каналам диссоциации “белых” звезд N_{ws} , для которых выполняется условие $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 6$. Для случая $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ такое условие проверено только на двух слоях при калибровке, поскольку в полной проверке необходимости не было из-за доминирования ядер C . Наиболее вероятный канал представлен 91 событием $2\text{He} + 2\text{H}$, что и следовало ожидать для изотопа ^{10}C . Канал $\text{He} + 4\text{H}$ оказался подавленным. Действительно, для периферической диссоциации ^{10}C требуется преодоление высокого порога развала α -кластера.

Распределение по зарядовой топологии 20 найденных событий с $Z_{\text{pr}} = 7$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 7$, отвечающих диссоциации ядра ^{12}N , представлено в табл. 2. Примерно половина событий содержит фрагмент $Z_{\text{fr}} > 2$, что явно отличает от случаев ядер ^{14}N [9] и ^{10}C .

ОБРАЗОВАНИЕ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР ^8Be И ^9B

В структуре ядра ^{10}C роль основы играет нестабильное ядро ^8Be , что должно проявиться в диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}$. Распады релятивистских ядер $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ через основное состояние 0^+ идентифицируются по принадлежности α -частичных пар к характерной области наименьших углов разлета $\Theta_{2\alpha}$, ограниченной при импульсе $2A$ ГэВ/с условием $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад [4]. Физический смысл имеет энергия возбуждения α -пары $Q_{2\alpha} = M_{2\alpha}^* - M_{2\alpha}$, где $M_{2\alpha}^*$ - инвариантная масса системы фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$, а

$P_{i,k}$ - 4-импульсы фрагментов i и k , определяемые в приближении сохранения значения первичного импульса на нуклон; $M_{2\alpha}$ - удвоенная масса α -частицы.

Распределение по энергии возбуждения α -частичных пар $Q_{2\alpha}$ из 91 “белой” звезды $2\text{He} + 2\text{H}$ представлено на рис. 3. Из них для 30 событий $Q_{2\alpha}$ не превышает 500 кэВ (вставка на рис. 3). Среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ составляет 110 ± 20 кэВ при среднеквадратичном рассеянии $\sigma \approx 40$ кэВ, что отвечает распадам основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ [4]. Относительная доля этих распадов соответствует случаям соседних кластерных ядер

Другим продуктом когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$ должно быть нестабильное ядро ${}^9\text{B}$. На рис. 4 представлено распределение “белых” звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha p}$, определенной по разнице инвариантной массы тройки фрагментов $2\alpha + p$ и массой протона и удвоенной массой α -частицы. В 27 событиях величина $Q_{2\alpha p}$ для одной из двух комбинаторно возможных троек $\alpha + \alpha + p$ также не превышает 500 кэВ (вставка на рис. 4). Среднее значение $\langle Q_{2\alpha p} \rangle$ составляет 250 ± 15 кэВ при среднеквадратичном рассеянии $\sigma = 74$ кэВ. Эти величины соответствуют распаду основного состояния ядра ${}^9\text{B}$ по каналу $p + {}^8\text{Be} (0^+)$ с известными значениями энергии 185 кэВ и ширины (0.54 ± 0.21) кэВ [12]. В распределении $Q_{2\alpha} < 1$ МэВ и $Q_{2\alpha p} < 1$ МэВ имеется четкая корреляция в образования в основном состояниях ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. Можно отметить образование одного события $2\alpha + 2p$ со значениями $Q_{2\alpha p}$ равными 0.23 и 0.15 кэВ, т. е. обе тройки одновременно соответствуют распаду ядра ${}^9\text{B}$. Во всех остальных случаях образования ядра ${}^9\text{B}$ второе из двух возможных значений $Q_{2\alpha p}$ имеет величину больше 500 кэВ.

Кроме того был изучены возбуждения $\alpha + 2p$ на оставшейся статистике “белых” звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ без распадов ядра ${}^9\text{B}$. В спектре $Q_{\alpha 2p}$ не наблюдается явный сигнал от распадов основного и первого возбужденного состояния нестабильного ядра ${}^6\text{Be}$ [12], а оценка его вклада не превышает 20%. Этого аспекта заслуживает дальнейшего анализа с учетом угловых корреляций протонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом зарядовая топология диссоциации исследованных ядер представляется непротиворечивой, а выполненное облучение эмульсии - имеющим перспективы увеличения статистики “белых” звезд ^{12}N и ^{10}C , так и их детального анализа. Уже на настоящем этапе анализа можно сделать и некоторые физические выводы о кластерных особенностях ядер ^{12}N и ^{10}C .

В практическом плане, анализ угловых корреляций подтверждает вывод о доминировании в пучке ядер ^{10}C . Образование в диссоциации ядер ^{10}C ядер ^8Be носит каскадный характер $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}$. Отсутствует заметный вклад от распадов $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ через первое возбужденное состояние 2^+ , что качественно отличает ядро ^{10}C от ^9Be . В случае ядра ^9Be [4] вклады состояний 0^+ и 2^+ ядра ^8Be в $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}$ оказались близкими и соответствующими весам этих состояний, принятым в вычислениях в двухтельной $n - ^8\text{Be}$ магнитного момента ядра ^9Be [13,14].

Можно предположить, что состояние 2^+ ядра ^8Be не дает вклада в основное состояния ядра ^{10}C , а его основу составляет только протяженное состояние 0^+ [15]. Спаренные протоны могут иметь значение ковалентной пары в молекулярно-подобной системе ^{10}C с двуцентровым потенциалом $\alpha + 2p + \alpha$. Проверка таких предположений будет выполнена при анализе корреляций в парах $2p$, 2α и αp , а затем и для более сложных конфигураций с нестабильными ядрами $p + ^9\text{B}$, $2p + ^8\text{Be}$ и $\alpha + ^6\text{Be}$.

Для прояснения кластеризации нуклонов в ядре ^{12}N требуется увеличения статистики и идентификация изотопов N и He методом многократного рассеяния. Ядро ^{11}C не проявляет себя как основа ядра ^{12}N . Неожиданным представляется отсутствие событий $^8\text{B} + \text{He}$ (порог 8 МэВ). Возможно, что основу ядра ^{12}N составляет ядра ^7Be и ^8B , а остающиеся нуклоны не формируют α частичный кластер.

Работа поддержана грантами 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079, 04-02-17151. 04-02-16593 и 09-02-9126 СТ-а РФФИ, грантом

VEGA №1/2007/05 и №1/0080/08 Агентства науки Министерства образования Словацкой республики и Словацкой академии наук, а также грантами Полномочных представителей в ОИЯИ Болгарии, Словацкой республики, Чешской республики и Румынии в ОИЯИ в 2002–2009 гг. Авторы выражают благодарность за поддержку действительному члену Академии наук Узбекистана У.С Салихбаеву, а также проф. Бекмирзаеву Р. Н (ДПИ, г. Джизак) и д. ф.-м. н. К. Олимову (ФТИ, Ташкент).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. П. Андреева и др., ЯФ **68**, 484 (2005) [N. P. Andreeva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **68**, 455(2005)]; N. P. Andreeva *et al.*, nucl-ex/0605015.
2. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
3. Н. Г. Пересадько и др., ЯФ **70**, 1226 (2007) [N. G. Peresadko *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1266 (2007)]; nucl-ex/0605014.
4. Д. А. Артеменков и др., ЯФ **70**, 1222 (2007) [D. A. Artemenkov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1226 (2007)]; nucl-ex/0605018.
5. Р. Станоева и др., ЯФ **72**, 731 (2009) [R. Stanoeva *et al.*, Phys. of At. Nucl. **72**, 690 (2009)]; arXiv: 0906.4220.
6. М. Карабова и др., ЯФ **72**, 329(2009) [M. Karabova *et al.*, Phys. of Atom. Nucl. **72**, 300 (2009)]; nucl-ex/0610023.
7. D. O Krivenkov *et al.*, *NATO Science for Peace and Security, Series -B: Progress in High-Energy Physics and Nuclear Safety*, Ed. By C. Begun *et al.* (Springer/2009), p. 149; arXiv: 0811.1880.
8. Р. А. Рукояткин, L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, P. I. Zarubin, EPJ ST **162**, 267(2008).
9. Т. В. Щедрина и др., ЯФ **70**, 1271(2007) [T. V. Shchedrina *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1230 (2007)]; arXiv:nucl-ex/0605022.
10. В. В. Белага и др., ЯФ **58**, 2014 (1995) [V. V. Belaga *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **58**, 1905(1995)].

11. М. И. Адамович и др., ЯФ **62**, 1461 (1999) [M. I. Adamovich *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **62**, 1378 (1999)].
12. The Nuclear Data Evaluation Project “Energy Levels of Light Nuclei, $A = 5 - 20$ ”, <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>.
13. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, Phys. Rev. C **72**, 054304 (2005).
14. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, Phys. Rev. C **72**, 024312 (2005).
15. R. B. Wiringa, Steven C. Pieper, J. Carlson, and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C **62**, 014001 (2000).

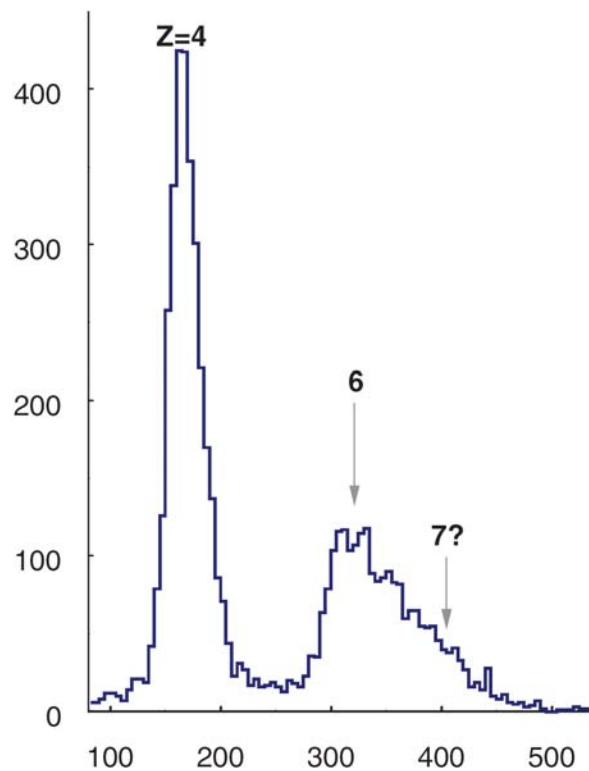


Рис. 1. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на месте облучения эмульсионной стопки при настройке канала транспортировки пучка на сепарацию ядер ^{12}N ; указаны положения пиков для ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} = 4, 6$ и 7

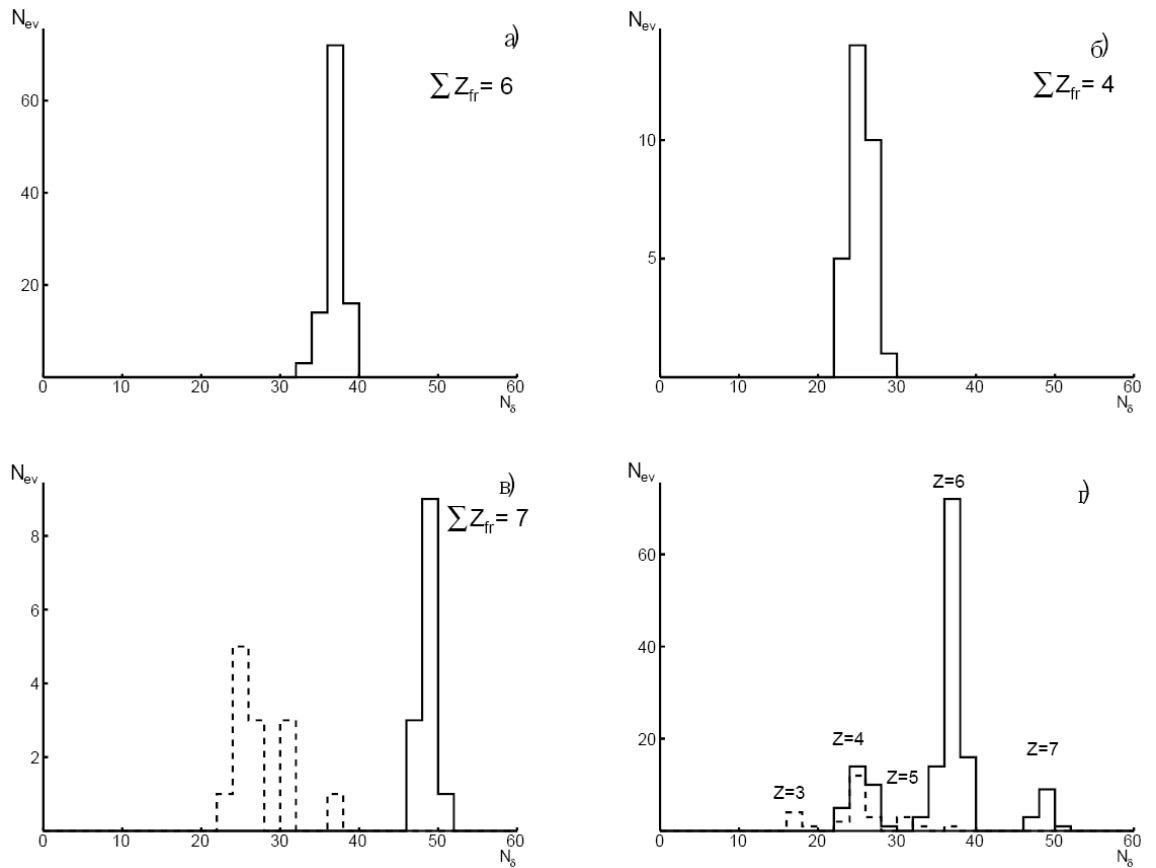


Рис. 2. Распределения числа N_{tr} следов пучковых частиц и вторичных фрагментов (пунктирная линия) по среднему числу δ -электронов на 1 мм длины N_δ в “белых” звездах $2\text{He} + 2\text{H}$ (а), 2He и $\text{He} + 2\text{H}$ (б) и в событиях с фрагментами $Z_{fr} > 2$ (в); распределение N_{tr} по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

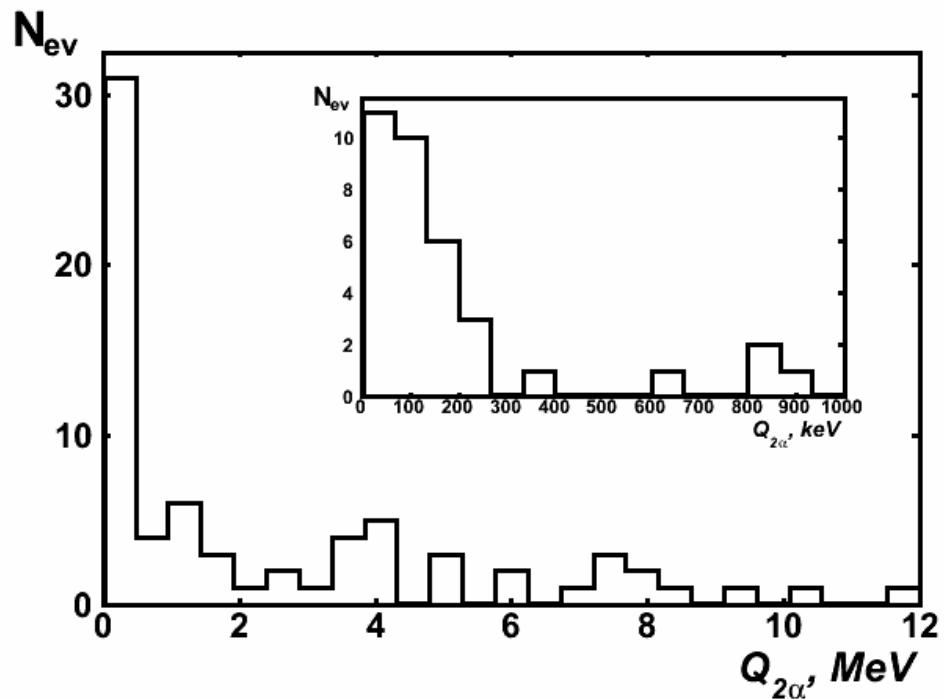


Рис. 3. Распределение числа “белых” звезд N_{ws} топологии $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$

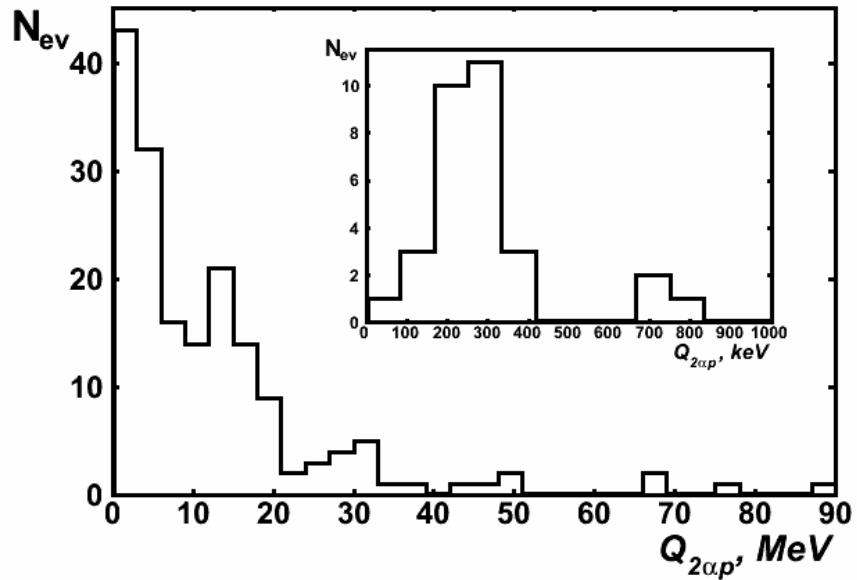


Рис. 4. Распределение числа “белых” звезд N_{ws} топологии $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$

Таблица 1. Распределение числа “белых” звезд N_{ws} по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 6$

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

Таблица 2. Распределение числа “белых” звезд N_{ws} по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 7$ и измеренным зарядом пучкового следа $Z_{pr} = 7$

Канал	N_{ws}
${}^7\text{Be} + 3\text{H}$	4
${}^8\text{B} + 2\text{H}$	3
$\text{C} + \text{H}$	1
$2\text{He} + 3\text{H}$	6
$\text{He} + 5\text{H}$	3
$3\text{He} + \text{H}$	2
${}^7\text{Be} + \text{He} + \text{H}$	2

**EXPOSURE OF NUCLEAR EMULSION IN THE MIXED BEAM
OF RELATIVISTIC NUCLEI ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ AND ${}^7\text{Be}$**

**R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov, D. A. Artemenkov, V. Bradnova,
S. Vokál, D. M. Zhomurodov, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, Z. A. Igamkulov,
N. V. Kondratieva, N. K. Kornegrutsa, D. O. Krivenkov, A. I. Malakhov, G. I.
Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova,
R. Stanoeva, M. Haiduc, S. P. Kharlamov**

Nuclear track emulsion exposed to a mixed beam of relativistic nuclei ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ and ${}^7\text{Be}$ which was formed in the charge exchange and fragmentation reactions of the primary nuclei ${}^{12}\text{C}$ with momentum 2 A GeV/c accelerated at the JINR Nuclotron. Projectile nucleus and secondary fragment charges are identified for the most peripheral collisions which occur without the production of target nucleus fragments and charged mesons. These data indicate the dominance of beam nuclei ${}^{10}\text{C}$ and the presence of ${}^{12}\text{N}$ ones. A pattern of the charge fragment topology in the dissociation of these nuclei is obtained for the first time.