

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ${}^8\text{B}$ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Р. Станоева^{1,2)}, Д. А. Артеменков¹⁾, В. Браднова¹⁾, С. Вокал^{1,3)}, Л. А. Гончарова⁴⁾, П. И. Зарубин^{1)*}, И. Г. Зарубина¹⁾, Н. А. Качалова¹⁾, А. Д. Коваленко¹⁾, Д. О. Кривенков¹⁾, А. И. Малахов¹⁾, Г. И. Орлова⁴⁾, П. А. Рукояткин¹⁾, В. В. Русакова¹⁾, Н. Г. Полухина⁴⁾, Н. Г. Пересадыко⁴⁾, М. Хайдук⁵⁾, С. П. Харламов⁴⁾, М. М. Чернявский⁴⁾, Т. В. Щедрина¹⁾

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

²⁾Институт ядерных исследований БАН, София, Болгария.

³⁾Университет имени П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия.

⁴⁾Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН).

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

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

Представлена систематическая картина распределения по зарядовым комбинациям фрагментов в периферических взаимодействиях ядер ${}^8\text{B}$ в ядерной эмульсии. Анализ угловых корреляций в событиях с фрагментами мишени и без них позволил обосновать отбор событий электромагнитной диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ по суммарному поперечному импульсу фрагментов, энергии возбуждения и азимутальному углу разлета фрагментов ${}^7\text{Be}$ и оценить величину их сечения. Описываются события периферической диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$, которые зарегистрированы в том же облучении.

PACS: 21.45.+v – Few-body systems, 23.60+e – α Decay, 25.10.+s – Nuclear reactions involving few-body systems

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее исследование посвящено изучению фрагментации ядер ${}^8\text{B}$ с энергией 1.2 A ГэВ в ядерной фотографической эмульсии. Работа опирается на возможности нуклотрона ОИЯИ по формированию пучков легких релятивистских ядер, включая радиоактивные. Как известно, создание пучков радиоактивных ядер открывает качественно новые возможности для изучения их структурных особенностей и возбужденных состояний (недавний обзор [1]). Особый интерес вызывают периферические взаимодействия при энергии $\approx 1 \text{ A ГэВ}$ как оптимальные по условиям

измерения и интерпретации. Например, представляет интерес изучение свойств системы ${}^7\text{Be} + p$, близкой к основному состоянию ${}^8\text{B}$, а также сильновозбужденных состояний как 3-центровых систем из нуклонных кластеров ${}^{1,2}\text{H}$, ${}^{3,4}\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Возможно, что изучение 3-кластерных особенностей структуры этого ядра даст основания дополнить сценарий нуклеосинтеза в быстрых процессах 3-тельным слиянием ${}^3\text{He} + {}^2\text{H} + {}^3\text{He}$. Указанные кластерные конфигурации должны проявляться при эксклюзивном наблюдении каналов диссоциации при передаче возбуждений вблизи соответствующих порогов.

В целом, периферические реакции сложны из-за действия различных механизмов, которые включают в себя электромагнитные и ядерные дифракционные взаимодействия, а также, реакции срыва нуклонов (стриппинга). В наиболее периферических соударениях ядра взаимодействуют между собой через зависящие от времени электромагнитные поля (обзор теории в [2-5]), что позволяет изучать взаимодействия ядер с квазиреальными фотонами мишени или даже их когерентными группами (многофотонные процессы). Интенсивность спектров эквивалентных фотонов возрастает с ростом энергии пучка. Кулоновским взаимодействием могут возбуждаться все более высоколежащие по энергии состояния, что ведет к новым каналам диссоциации ядер в добавление к возбуждениям с сохранением связи нуклонов. В случае радиоактивных ядер исследование их во вторичных пучках являются единственно возможными.

Несмотря на современный интерес к полной картине релятивистской фрагментации, из-за ряда объективных сложностей эксперименты в этой области прогрессируют медленно. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра приводит к радикальному снижению сигнала ионизации в любом типе детектора фрагментов пропорционально квадрату их зарядов. Это обстоятельство затрудняет детектирование релятивистских фрагментов вплоть до изотопов He и H . Благодаря рекордно малой энергии связи его внешнего протона, ядро ${}^8\text{B}$ является наиболее чувствительным пробником электромагнитного механизма взаимодействия с тяжелыми ядрами (рис. 1). Однако число работ, в которых регистрировалось не только ядро ${}^7\text{Be}$, но и протон весьма ограничено. Например, при энергии пучка до 250A MeV в электронном эксперименте в GSI [6] удалось изучить фоторасщепление ядра ${}^8\text{B}$ по каналу ${}^7\text{Be} + p$ на ядре Pb . В таких экспериментах остаются более сложные каналы недоступными из-за экспериментальных ограничений.

Метод ядерной эмульсии является наиболее подходящим для изучения релятивистской фрагментации легких нейтронодефицитных ядер, так как обеспечивает наибольшую полноту наблюдения взаимодействий [7,8]. Традиционная задача эмульсионного метода - на ограниченной статистике ядерных взаимодействий наметить

основные контуры этой картины, которые могут сориентировать будущие эксперименты с высокой сложностью и разнообразием детекторов. Ограничение на анализируемую статистику в известной степени компенсируется недоступностью для полного наблюдения состава фрагментов в других методах.

Содержание в ядерной эмульсии в близких концентрациях достаточно тяжелых ядер Ag и Br , группы легких ядер C , N и O и водорода оказывается полезным при сравнении периферических взаимодействий различных типов. В одинаковых условиях можно наблюдать как развал ядра электромагнитным полем тяжелого ядра мишени, так и в столкновениях с протонами мишени. Картина фрагментации ядер эмульсии включает множественность сильноионизирующих фрагментов мишени, 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 рожденных мезонов n_s (s -частицы). По этим характеристикам можно сделать предварительные выводы о характере взаимодействия.

Ядро 8B впервые исследуется этим методом, что делает возможным извлечение информации о каналах диссоциации как ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (пример на рис. 2), так и на легчайшие ядра He и H (пример на рис. 3). Особый интерес представляют события, в которых отсутствуют фрагменты ядер мишени и не наблюдаются заряженные мезоны или «белые» звезды, удовлетворяющие условиям ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$), согласно принятой классификации треков по типам вторичных частиц. Они составляют наблюдательную основу для поиска событий электромагнитной диссоциации. Цель настоящей работы состоит в поиске «белых» звезд, протекающих при минимальных передачах импульса, которые могли бы быть связаны с электромагнитной диссоциацией ядер 8B . Работа является продолжением исследования [11] и опирается на новые результаты достаточно трудоемких измерений по определению зарядов пучковых ядер и их релятивистских фрагментов.

Теоретический анализ вклада различных механизмов в сечение отделения протона от ядра 8B был выполнен в работе [9], содержащей предсказания сечения в зависимости от энергии 8B вплоть до $\approx 2A \text{ ГэВ}$, включая соотношение кулоновской, ядерной диссоциации и реакции стриппинга для случая мишени Pb . Все эти три механизма имеют максимальную величину сечения при прицельном параметре $b \approx 10 \text{ Ферми}$, т. е. при предельном сближении ядер без перекрытия плотностей. Вклад в сечение стриппинга превышает примерно в 5 раз кулоновский вклад и вклад ядерной дифракции, однако резко спадает с ростом b . С той же скоростью с ростом b спадает и ядерная дифракция. При прицельном параметре $b = 12-15 \text{ Ферми}$ кулоновская диссоциация становится

доминирующим процессом. Интегральные значения сечений при $1.2A$ ГэВ равны примерно 210 мб (кулоновское взаимодействие), 190 мб (стриппинг) и 50 мб (ядерная дифракция). В эмульсионном эксперименте реакции стриппинга достаточно эффективно наблюдаются. Протон из состава ядра 8B должен взаимодействовать с мишенью и порождать вторичные фрагменты и мезоны или сильно отклоняться. Это обстоятельство может быть использовано для исключения вклада стриппинга.

Используем приведенные данные для оценки сечений процесса электромагнитной и дифракционной диссоциации на ядрах эмульсии. В случае диссоциации на ядрах Ag кулоновское сечение уменьшится до 70 мб, а Br - до 40 мб. В предположении зависимости $A_r^{1/3}$ ядерная дифракция уменьшится только до 40 и 36 мб, соответственно. Эти механизмы взаимодействия на ядре серебра становятся конкурирующими. Поэтому использование ядер серебра в качестве электромагнитной мишени представляет компромисс между стремлением к большему заряду мишени и доступностью для детектирования вершины методом ядерной эмульсии. Отделение вклада ядерной дифракции становится весьма важным. В случае кулоновской диссоциации развал происходит не на массивном ядре, а на почти безмассовом фотоне и струя фрагментов должна получать минимальную отдачу. Существенным условием для определения взаимодействия как электромагнитной природы является предельно малая величина суммарного поперечного импульса, передаваемого фрагментируемой системе.

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ РЕЛЯТИВИСТКИХ ФРАГМЕНТОВ

Подробности облучения эмульсии во вторичном пучке релятивистских ядер 8B с импульсом $P_0 = 2.0$ А ГэВ/с и первичный анализ зарядовой топологии релятивистских фрагментов в диссоциации ядер 8B уже обсуждались в [11,12]. Сложный зарядовый состав пучка не позволил в [11] однозначно идентифицировать заряды первичных ядер Z_{pr} только по сумме зарядов фрагментов ΣZ_{fr} . Поэтому на всех следах пучковых ядер, вызывавших периферические события $\Sigma Z_{fr} > 2$, были выполнены измерения зарядов Z_{pr} методом подсчета числа δ -электронов N_d на 1 мм длины следа. Результаты определения зарядов на следах пучковых частиц, иллюстрирующие его точность приведены на рис. 2 (сплошная гистограмма). Зависимость среднего значения $\langle N_d \rangle$ от заряда ядра Z_{pr}^2 является достаточно линейной. В распределении наблюдается достаточно отчетливая группировка ядер по зарядам, что позволяет извлечь соотношение в пучке ядер Li, Be, B и C — $0.01 / 0.19 / 0.76 / 0.04$. Эти результаты совпадают с данными со сцинтилляционного монитора пучка. Тем же методом было получено распределение зарядов 75 вторичных фрагментов Z_{fr} (штриховая гистограмма на рис. 2). Наблюдается ожидаемое изменение распределения.

В эмульсии, облученной пучком такого состава, было найдено 1070 взаимодействий ядер с зарядами $Z_{pr} \geq 3$ на общей длине следов $L = 143.996$ м. Средний пробег до взаимодействия составил $I = (13.5 \pm 0.4)$ см, что соответствует ожидавшемуся на основе данных для ближайших кластерных ядер. Затем были отобраны 434 звезды периферической фрагментации N_{pf} , в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до 8° удовлетворяет условию $\Sigma Z_{fr} > 2$. Статистика N_{pf} была разделена на две группы события, сопровождающихся фрагментами ядра мишени или (и) рожденными мезонами N_{tf} и «белые» звезды N_{ws} . Сравнение этих групп позволяет отчетливее выявить особенности образования «белых» звезд.

Среди событий N_{pf} оказалось 320 взаимодействий соответствующих заряду первичного ядра $Z_{pr} = 5$ и суммарному заряду релятивистских частиц с углами вылета внутри конуса 8° $\Sigma Z_{fr} > 2$. Для этих событий распределение по зарядовой топологии фрагментов представлено в таблице 1. Основной ветвью диссоциации являются события с $\Sigma Z_{fr} = 5$. Главное отличие в статистике N_{tf} и N_{ws} для этой группы событий проявляется в 2-частичном канале $\Sigma Z_{fr} = 4 + 1$, который интерпретируется как ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (пример на рис. 2). Его доля резко возрастает при отборе «белых» звезд - с 13 % среди N_{tf} до 48 % для N_{ws} , что может быть связано с диссоциацией ядра 8B по каналу с наиболее низким порогом.

Среди событий с $\Sigma Z_{fr} = 5$, наблюдаются каналы $2He + H$ и $He + 3H$, составляющие ≈ 70 % для N_{tf} и ≈ 50 % для N_{ws} (пример на рис. 3). Возможно, что среди прочих факторов это обстоятельство отражает и эффект пересечения границы протонной стабильности при фрагментации ядра ${}^8B \rightarrow {}^7B$ в реакциях срыва нейтрона, с образованием фрагментов мишени или без, и распадом 7B на состояния ${}^4He - p - p - p$ и ${}^3He - {}^3He - p$. В реакциях срыва нейтрона энергетический порог не играет существенной роли, и эти состояния могут формироваться с сравнимой интенсивностью.

Статистика из 87 событий N_{tf} с $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$ (табл. 1), позволяет оценить соотношение реакции срыва протона ${}^8B \rightarrow {}^7Be$ и каналов с большей множественностью. Данная реакция исследовалась при измерении импульсных спектров релятивистских фрагментов 7Be [12,13]. В настоящем анализе было найдено всего 8 таких событий. Можно отметить весьма небольшую долю, которую они составляют в статистике $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 4$. События $He + 2H$ составляют примерно половину статистики данного класса, и за ними следуют $2He$ и $4H$. Аналогичная ситуация проявляется и в статистике $Z_{pr} = 5$ и $\Sigma Z_{fr} = 3$. Из 16 наблюдавшихся событий нет ни одного событий ${}^8B \rightarrow {}^6Li$. Таким образом, фрагментация со срывом протона, как правило, ведет к образованию кластеров He и H , а не одиночных более тяжелых ядер.

В табл. 2 представлено распределение событий N_{pf} с $\Sigma Z_{fr} = 5$ ядер 8B по числу сопровождающих фрагментов ядер мишени n_g и n_b . Доля событий ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ при условиях $n_g=1$ и $n_b=0$, относимых к взаимодействиям на ядрах водорода, оказывается весьма малой. Наблюдаемое «рассыпание» статистики по каналам с множественностью фрагментов n_b подчеркивает значимость N_{ws} , по сравнению с событиями с перекрытием плотностей сталкивающихся ядер N_{tf} .

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СОСТАВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ФРАГМЕНТОВ He и H

Несомненный интерес представляла бы полная идентификация фрагментов H и He ядра 8B методом измерения многократного рассеяния их импульсов $p\beta c$, несмотря на трудоемкость этого метода. Разделение релятивистских изотопов водорода и гелия происходит на основе предположения, что фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному, т.е., массовое число фрагмента равно $A_{fr} \approx P_{fr}\beta c / P_0\beta_0 c$. Тогда интерпретация события становится уникальной по детальности. Из-за технических проблем с использованными слоями эмульсий, а также ограничений, связанных угловым разбросом следов фрагментов, такие измерения оказалось возможным осуществить в ограниченном объеме.

Для 26 однозарядных фрагментов из событий ${}^8B \rightarrow Be + H$ и $2He + H$ результаты измерений $p\beta c_H$ представлены на рис. 5. В этих событиях фрагмент H идентифицируется как протон. Распределение описывается одной функцией Гаусса со средним значением $\langle p\beta c_{1H} \rangle = 1.7 \pm 0.2$ ГэВ при $\sigma = 0.5$ ГэВ, что соответствует ожидавшимся для протонов значениям.

На рис. 6 приведено распределение измеренных $p\beta c_{He}$ для 24 случайно выбранных двухзарядных фрагментов (22 следа из событий - $2He + H$ и 2 следа из событий $He + 3H$), удовлетворительно описываемых суммой двух нормальных распределений. Параметры аппроксимирующих функций соответствуют ожидаемым значениям для релятивистских изотопов 3He и 4He и равны $\langle p\beta c_{3He} \rangle = 4.6 \pm 0.2$ ГэВ при $\sigma = 0.6$ ГэВ и $\langle p\beta c_{4He} \rangle = 7.1 \pm 0.3$ ГэВ при $\sigma = 0.9$ ГэВ, соответственно. Распределение указывает на примерно равное соотношение изотопов 3He и 4He , что также ожидалось для ядра 8B . Средние значения $p\beta c$ для 1H , 3He , 4He проявляют приблизительную кратность массовому числу фрагмента A_{fr} , а значения σ их распределений на возможность их разделения.

В 4 событиях $2He + H$ удалось измерить $p\beta c$ всех 3-х треков. Из них 3 идентифицированы как ${}^4He + {}^3He + {}^1H$ («белая» звезда, события с фрагментами $n_b = 1$ и $n_g = 1$, а также $n_b = 5$), одно – как ${}^3He + {}^3He + {}^1H$ (с фрагментом $n_g = 1$). Очевидно, что все они соответствуют предположению о диссоциации именно ядра 8B .

Таким образом, представленные результаты измерения $p\beta c$ убеждают в идентификации первичного изотопа как ядра 8B , а также демонстрируют возможности метода для полной идентификации систем фрагментов H и He , зарегистрированных в условиях, приемлемых для измерений.

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

На рис. 7 для событий N_{pf} приведены распределения измеренных полярных углов вылета θ релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} = 1, 2$ и $Z_{fr} > 2$. Для частиц с $Z_{fr} = 1$ (рис. 7 а) углы вылета измерены вплоть до $\theta \leq 15^\circ$. Максимальный угол анализируемых фрагментов $Z_{fr} = 1$ выбран 8° , чтобы исключить вклад протонов-участников. Углы фрагментов $Z_{fr} = 2$ ограничены условием $\theta \leq 6^\circ$ (рис. 7 б), а фрагментов с $Z_{fr} > 2$ - $\theta \leq 3^\circ$ (рис. 7 в). Благодаря отсутствию ограничений связанных с акцептансом, эти измерения могут быть полезными при планировании последующих экспериментов.

На рис. 8 для канала ${}^7Be + p$ представлены распределения по углу θ фрагментов ядра-снаряда с $Z_{fr} = 1$ (а) и $Z_{fr} = 4$ (б). Значения θ сосредоточены в области малых значений θ . Среднее значение $\langle\theta\rangle$ фрагментов $Z_{fr} = 1$ в событиях «белая» звезда равно $\langle\theta_p\rangle = (32.8 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 29 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$) (RMS – среднеквадратичное отклонение). Для фрагментов $Z_{fr} = 4$ среднее значение равно $\langle\theta_{Be}\rangle = (6.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Отличие в значениях $\langle\theta\rangle$ отражает разницу масс фрагментов.

Измерения θ позволяют вычислить значения поперечных импульсов P_T релятивистских фрагментов с массовым числом A_{fr} согласно приближению $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin\theta$. Переход в систему центра масс ${}^7Be + p$ позволяет компенсировать поперечный импульс, переданный релятивистскому ядру, что ведет к распределению P_T со средним значением $\langle P_T^* \rangle = 62 \pm 11 \text{ МэВ/с}$ ($RMS=54.2 \text{ МэВ/с}$). Таким образом, в распределении P_T слабая связь протона и ядра-основы проявляется в наиболее полных условиях наблюдения.

В табл. 3 представлены средние значения обсуждаемых поперечных импульсов для событий с различной топологией фрагментации ядер - мишени. Даже на небольшой статистике в событиях с возбуждением ядра-мишени можно заметить увеличение значения $\langle P_T({}^8B^*) \rangle$ по сравнению со случаем «белых» звезд. Это увеличение происходит за счет нарастания импульса $\langle P_{TBe} \rangle$ ядра 7Be при примерной неизменности импульса протона $\langle P_{Tp} \rangle$. Этот результат может служить указанием на независимое рассеяние ядра – кора 7Be с рождением фрагментов отдачи и протона, что объясняется большим размером тяжелого фрагмента.

Распределение векторной суммы поперечных импульсов фрагментов $P_T({}^8B^*)$ системы ${}^7Be + p$ может отражать механизмы ее генерации. На рис. 9 представлены

распределения по $P_T(^8B^*)$ для событий сопровождаемых фрагментами ядер - мишени и без них. Распределение, соответствующее «белым» звездам, имеет среднее значение $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 95 \pm 15 \text{ МэВ/с}$ при $RMS = 73 \text{ МэВ/с}$, а для событий с фрагментами ядра мишени и рожденными мезонами $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 251 \pm 29 \text{ МэВ/с}$ при $RMS = 112 \text{ МэВ/с}$. Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что условие $P_T(^8B^*) < 150 \text{ МэВ/с}$ позволяет достаточно эффективно выделить кинематическую область, характерную для образования «белых» звезд ${}^7\text{Be} + p$. С появлением в событиях фрагментов мишени заметно возрастают соответствующие значения $\langle P_T(^8B^*) \rangle$.

В спектрах углов Θ_{pBe} между фрагментами в канале ${}^7\text{Be} + p$ наблюдается отчетливые пики (рис. 10). Для «белых» звезд среднее значение распределения равно $\langle \Theta_{pBe} \rangle = (36 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS = 31 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Эти распределения позволяют оценить инвариантную массу пары фрагментов M^* в предположении сохранения первичных импульсов на нуклон P_0 .

На рис. 11 (а) для оценки энергии возбуждения ядра ${}^8\text{B}$ рассмотрим распределение разности инвариантной массы M^* системы ${}^7\text{Be} + p$ и суммы масс ${}^7\text{Be}$ и протона M . Его среднее значение равно $\langle Q_{pBe} \rangle = 4.3 \pm 1.5 \text{ МэВ}$ при $RMS = 7.6 \text{ МэВ}$. В интервале $Q_{pBe} < 2 \text{ МэВ}$ наблюдается группировка большинства событий. Более детальный вид распределения в этом интервале представлен на рис. 11 (b). К нему относится 64 % «белых» звезд (или 16 событий) со средним значением $\langle Q_{pBe} \rangle = 0.9 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ ($RMS = 0.5 \text{ МэВ}$). Это значение не противоречит предположению о распаде ядра ${}^8\text{B}$ через первое возбужденное состояние над порогом распада ${}^7\text{Be} + p$ при 0.8 МэВ и шириной 35 кэВ . Следующее возбужденное состояние находится уже при 2.3 МэВ .

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ

Продукты развала ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ под действием виртуального фотона ядра – мишени должны приобретать наименьшие значения суммарного поперечного импульса. Поэтому в этих событиях должна проявляться уже отмеченная в работе [11] корреляция по азимутальному углу ε_{pBe} между ними. Поэтому при отборе событий электромагнитной природы дополнительно может быть принят мягкий критерий $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.

На рис. 12 (а) приведено распределение по суммарному поперечному импульсу для «белых» звезд ${}^7\text{Be} + p$, которые удовлетворяют условиям $Q_{pBe} < 5 \text{ МэВ}$ и $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$. Оно содержит 14 событий со средним значением $\langle P_T(^8B^*) \rangle = 50 \pm 8 \text{ МэВ/с}$ при $RMS 30 \text{ МэВ/с}$. Этим событиям соответствует узкое угловое распределение (рис. 12 b) с параметрами $\langle \theta_{8B^*} \rangle = (3.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ($RMS 1.9 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). Именно эти события отвечают

предполагаемым критериям электромагнитного характера их образования и используются для оценки сечения электромагнитной диссоциации по каналу ${}^7\text{Be} + p$.

Из-за весьма сильной зависимости электромагнитного сечения от заряда ядра мишени вида Z^2 можно предположить пропорциональный вклад ядер Ag и Br из состава эмульсии и пренебречь вкладом легких ядер. Тогда ≈ 9 событий ${}^7\text{Be} + p$ можно приписать диссоциации на ядрах Ag , а $\approx 5 - \text{Br}$. В этом предположении сечения их образования оценивается по формуле

$$\sigma_Z = N_{ev} / (N_Z L),$$

где N_{ev} - число событий в данном канале, N_Z - число атомов данного типа в см^{-3} , а L - полная длина следов на которых найдено N_{ev} . Плотность атомов Ag , как и Br , равна $N_Z = 1.03 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Просмотренная длина следов, соответствующая вкладу ядер ${}^8\text{B}$ в составе пучка, равна $L = 109.437 \text{ м}$, что приводит к значениям $\sigma_{\text{Ag}} = 81 \pm 21 \text{ мб}$ и $\sigma_{\text{Br}} = 44 \pm 12 \text{ мб}$.

Для электромагнитной диссоциации на ядре Pb экстраполяция σ_{Ag} ведет к значению $\sigma_{\text{Pb}} = 230 \pm 60 \text{ мб}$, которое близко к теоретическому значению $\approx 210 \text{ мб}$ [9] и не противоречит предположению об электромагнитной природе отобранных событий. Можно констатировать эффективность использованного подхода к поиску и отбору электромагнитных событий ${}^7\text{Be} + p$. Оставшиеся 11 «белых» звезд ${}^7\text{Be} + p$ вне критериев отбора можно отнести к вкладу дифракционной диссоциации [9]. Для оценки сечений с большей точностью необходимо провести дальнейшие измерения с существенно большей статистикой.

Для канала ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$ (пример на рис. 3) число событий, удовлетворяющих принятым критериям электромагнитной диссоциации, а значит, и величина парциального сечения, примерно в 3 раза меньше чем для ${}^7\text{Be} + p$. Можно констатировать только факт их генерации. Они могут служить основой для планирования будущих экспериментов с ускоренным поиском событий $2\text{He} + \text{H}$ по площади эмульсионных слоев, в том числе с идентификацией наиболее интересных из них - $2{}^3\text{He} + {}^2\text{H}$.

СОБЫТИЯ ДИССОЦИАЦИИ ЯДЕР ${}^{10}\text{C}$

Образование некоторых звезд с $\Sigma Z_{fr} > 5$ (табл. 1) могло быть связано с примесью ядер ${}^{10}\text{C}$ в составе использованного пучка. Ядра ${}^{10}\text{C}$ могли рождаться путем перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ в мишени, предназначенной для генерации ${}^8\text{B}$, и захватываться во вторичный пучок из-за малой разницы по магнитной жесткости с ${}^8\text{B}$ (около 4 %) и разброса ядер по их импульсу. Идентификация зарядов первичных следов позволила выделить события с $Z_{pr} = 6$ (рис. 2). Их зарядовая топология представлена в табл. 4. «Белые» звезды с $\Sigma Z_{fr} = 6$ не содержат фрагментов с $Z > 2$. Их топология соответствует диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$, имеющего основу в виде ${}^8\text{Be}$, по наиболее вероятному каналу ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2p$. В событиях

с наличием фрагментов мишени наблюдается более сильная дезинтеграция изотопа углерода.

Поскольку это первые столь полные наблюдения событий диссоциации ^{10}C , представим характеристики одного из них. В качестве примера на рис. 13 представлено событие фрагментации ядра ^{10}C , сопровождаемое парой b -частиц. Угол между следами He равен $\Theta_{2\text{He}} = 0.36^\circ$, что, в предположении тождественности их ^4He , ведет к разности эффективной массы и суммы $Q_{2\text{He}} = 0.17 \text{ МэВ}$. Эта величина удовлетворяет условию распада несвязанного ядра ^8Be . Вблизи пары He присутствует однозарядный трек, который соответствует протону. Парные углы между первой α -частицей и протоном, а также между второй α -частицей и протоном равны $\Theta_{\text{HeH}} = 0.82^\circ$ и $\Theta_{\text{He2H}} = 0.52^\circ$, соответственно. Тогда разность эффективной массы He , He и H и суммы масс покоя He , He и H равняется $Q_{2\text{HeH}} = 0.438 \text{ МэВ}$. Таким образом, эта группа треков может соответствовать распаду несвязанного ядра $^9\text{B} \rightarrow p + ^8\text{Be}$, образовавшемуся при выбивании протона с большим углом из ядра ^{10}C с образованием пары фрагментов мишени. Поэтому для всей системы энергия возбуждения составляет значительную величину $Q_{2\text{He2H}} = 12.87 \text{ МэВ}$ и $P_T(^{10}\text{C}^*) = 214 \text{ МэВ/с}$. На рисунке далее алее одна из релятивистских α -частиц произвела вторичную звезду с большой множественностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии периферических столкновений, угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов ^1H , ^3He и ^4He , указывает на то, что в использованной эмульсии доминируют пучковые следы именно ядер ^8B . Таким образом, получено подтверждение, что впервые задача облучения эмульсии ядрами ^8B на нуклотроне ОИЯИ решена успешно.

Получена систематическая картина распределения по зарядовым комбинациям фрагментов в периферических взаимодействиях ядер ^8B в ядерной эмульсии. Главный вывод состоит в том, что в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов канал диссоциации $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ имеет лидирующий вклад.

Анализ угловых корреляций в событиях с фрагментами мишени и без них позволил обосновать отбор событий электромагнитной диссоциации $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_T(^8\text{B}^*) < 150 \text{ МэВ/с}$, энергии возбуждения $Q_{p\text{Be}} < 5 \text{ МэВ}$ и азимутальному углу разлета фрагментов ^7Be и p $\varepsilon_{p\text{Be}} > \pi/2$. Для событий $^7\text{Be} + p$ без образования фрагментов мишени и рожденных мезонов впервые получена оценка сечения

электромагнитной диссоциации на ядрах из состава эмульсии. Экстраполяция этого значения на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.

Впервые наблюдались события периферической диссоциации ядра ^{10}C . Получено указание на то, что канал диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ преобладает в событиях без образования фрагментов ядер мишени и заряженных мезонов. Идентификация изотопа ^{10}C указывает на перспективность формирования пучка ^{10}C в реакции перезарядки $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$ в условиях, удобных для исследований в эмульсии.

Выводы работы представляют ценность для сравнительного анализа результатов по облучениям эмульсии ядрами ^9C и ^{12}N , выполненных недавно во вторичных пучках нуклотрона ОИЯИ.

Авторы приносят благодарность за большую работу по накоплению статистики сотрудницам ОИЯИ И. И. Сосульниковой, А. М. Сосульниковой и Г. В. Стельмах. Эта работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079, 04-02-17151 и 04-02-16593 РФФИ, грантом VEGA №1/2007/05 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 2002–7 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Aumann, Eur. J. Phys., A26, 441(2005).
2. G. Baur and C. A. Bertulani, Phys. Rep. 163, 299 (1988).
3. G. Baur and H. Rebel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46, 321(1996).
4. G. Baur, S. Typel, and H. N. Wolter, arXiv: nucl-th/9710060.
5. G. Baur, K. Hencken, and D. Trautmann, Prog. Part. Nucl. Phys. 51, 487 (2003); arXiv: nucl-th/0304041.
6. N. Iwasa et al., Phys. Rev. Lett. 83, 2910 (1999).
7. The BECQUEREL Project, Web-site <http://becquerel.jinr.ru/>.
8. М. И. Адамович и др., ЯФ 68, 484(2005) [M. I. Adamovich *et al.*, Phys. At. Nucl. 68, 455(2005)]; arXiv:nucl-ex/0605015.
9. H. Esbensen and K. Hencken, Phys. Rev. C61, 054606 (2000).
10. М. И. Адамович и др., ЯФ 62, 1461(1999) [M. I. Adamovich *et al.*, Phys. At. Nucl. 62, 1378(1999)].
11. Р. Станоева и др., ЯФ, 70 №7 1255(2007); [R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl., 70, 1216 (2007)]; arXiv:nucl-ex/0605013.

12. P. A. Rukoyatkin, L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, Czech. J. Phys., Suppl. C, Vol. 56, C379 (2006)/
13. M. H. Smedberg et al. , Phys. Lett. B 452 1(1999).
14. D. Cordina-Gil et al., Nucl. Phys. A 720, 3 (2003).

ТАБЛИЦЫ

Таблица 1. Распределение по зарядовой топологии взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 5$.

ΣZ_{fr}	N_z					N_{ws}	N_{tf}
	5	4	3	2	1		
7	-	-	-	3	1	-	1
7	-	-	-	2	3	-	1
6	-	-	-	2	2	1	12
6	-	-	-	1	4	4	7
6	-	-	-	-	6	1	2
6	-	1	-	1	-	-	1
6	-	1	-	-	2	-	4
6	1	-	-	-	1	1	2
5	-	-	-	1	3	12	42
5	-	-	-	2	1	14	44
5	-	-	1	-	2	-	5
5	-	-	1	1	-	-	2
5	-	1	-	-	1	25	16
5	1	-	-	-	-	1	13
5	-	-	-	-	5	-	2
4	-	-	-	-	4	-	17
4	-	-	-	2	-	-	16
4	-	-	-	1	2	1	45
4	-	1	-	-	-	-	8
4	-	-	1	-	1	-	1
3	-	-	-	1	1	-	11
3	-	-	-	-	3	-	5

Таблица 2. Распределение диссоциации 8B по зарядовым модам $\Sigma Z_{fr} = 5$ при различном сопровождении фрагментами мишени.

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

Таблица 3. Средние значения поперечных импульсов фрагментов $\langle P_T \rangle$ и их векторной суммы $\langle P_T(^8B^*) \rangle$ (МэВ/с) во взаимодействиях $^8B \rightarrow ^7Be + p$ при различном сопровождении фрагментами мишени и без образования заряженных мезонов ($n_s = 0$).

n_g	0	1	0	0	0
n_b	0	0	1	2	3
Событий $^7Be + p$	25	1	3	3	1
$\langle P_{Tp} \rangle$	66 ± 12	38	52 ± 11	64 ± 12	65
$\langle P_{TBe} \rangle$	97 ± 13	130	301 ± 36	129 ± 60	298
$\langle P_T(^8B^*) \rangle$, МэВ/с	95 ± 15	152	324 ± 45	170 ± 78	350

Таблица 4. Распределение по зарядовой топологии числа взаимодействий периферического типа N_{pf} , с $Z_{pr} = 6$, наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер 8B .

ΣZ_{fr}	N_z					N_{ws}	N_{tf}
	5	4	3	2	1		
7	-	-	-	1	5	-	1
7	-	-	-	2	3	1	-
6	-	-	-	2	2	3	5
6	-	-	-	1	4	-	10
6	-	-	-	-	6	-	2
5	-	-	-	2	1	-	5

РИСУНКИ

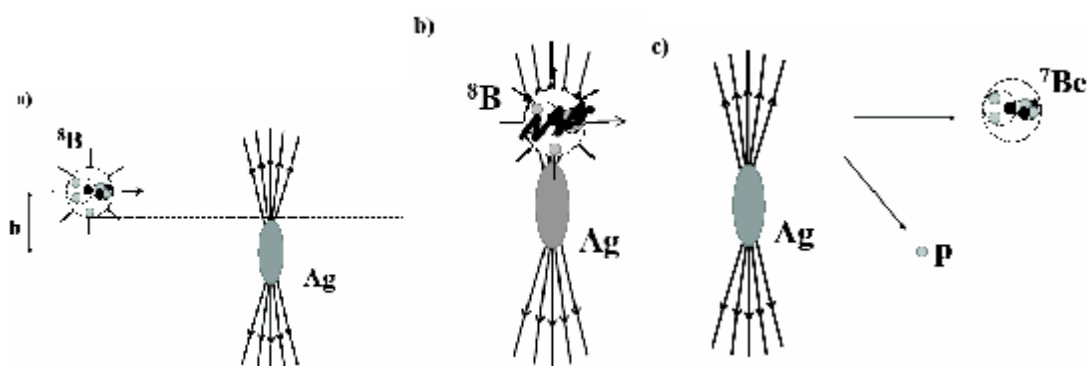


Рис. 1. Схема электромагнитного процесса диссоциации релятивистского ядра 8B в поле ядра Ag: сближение ядер с прицельным параметром b (а), поглощение ядром 8B квазиреального фотона (б), диссоциация на пару фрагментов $p + ^7Be$.

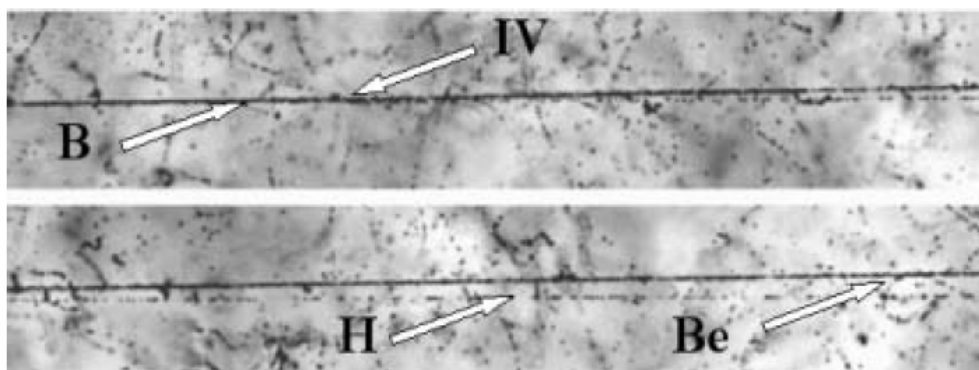


Рис. 2. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ с энергией 1.2 A ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 1 фрагмент *Be* и 1 фрагмент *H*.

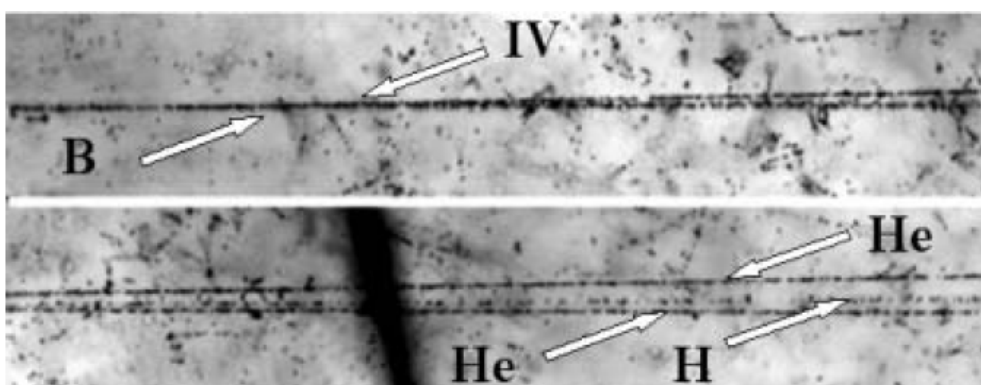


Рис. 3. Фрагментация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1.2 A ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента *He* и 1 фрагмент *H* (трек в середине).

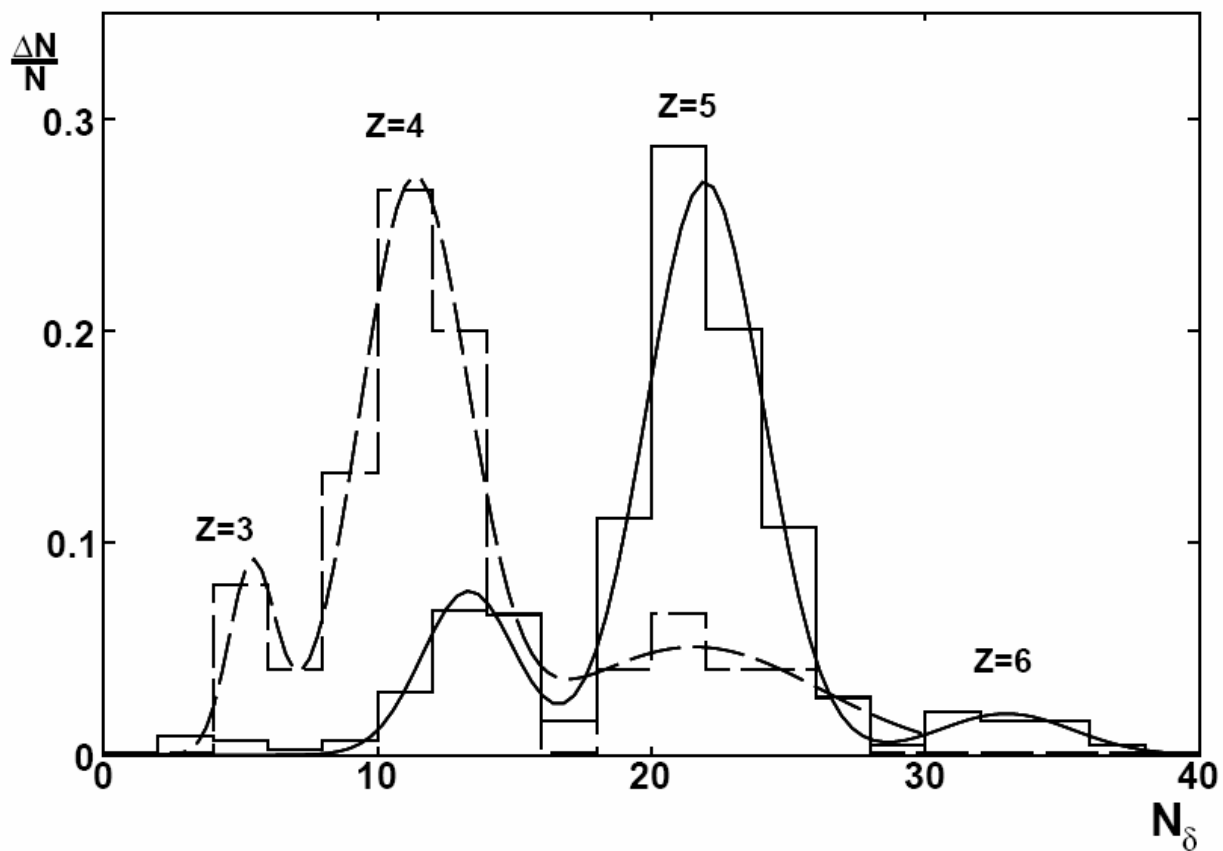


Рис. 4. Распределения по числу δ -электронов на 1 мм длины следов пучковых частиц, давших изучаемые взаимодействия, (440 событий, сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z > 2$ (75 событий, штриховая гистограмма). Кривые соответствуют аппроксимациям суммами функций Гаусса.

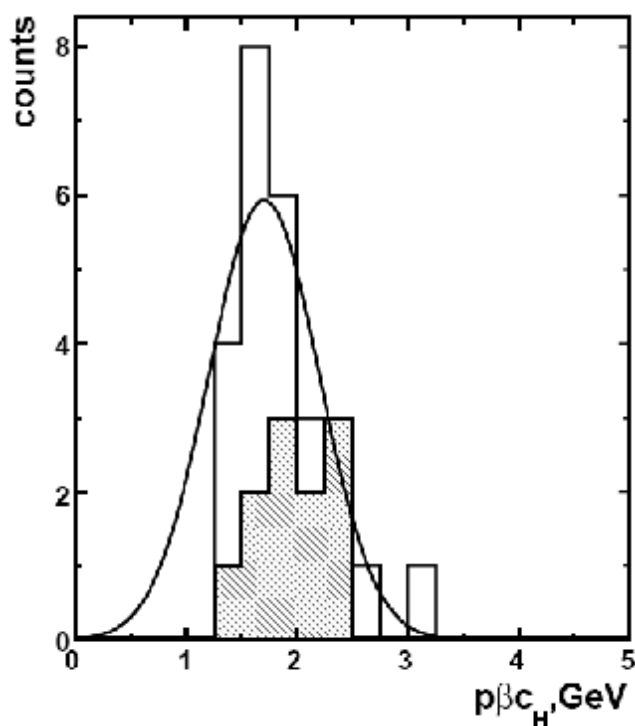


Рис. 5. Распределение однозарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$ в каналах диссоциации $Be + H$ (15 следов в «белых» звездах) и $2He + H$ (11 следов, в том числе 5 следов в «белых» звездах). Заштрихованная часть гистограммы относится к каналу $2He + H$; сплошная линия соответствует аппроксимирующей функции Гаусса, максимум которой расположен при 1.7 ГэВ .

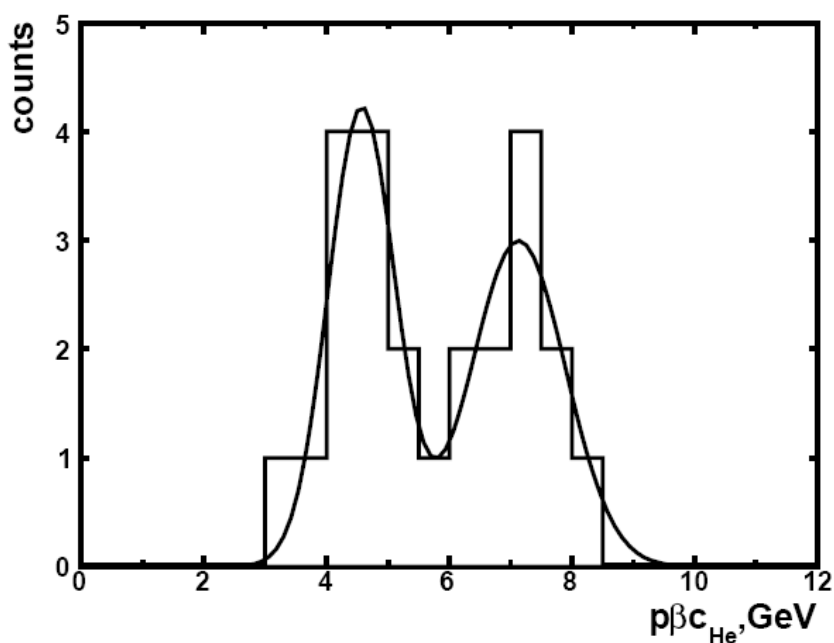


Рис. 6. Распределение двухзарядных фрагментов ядра 8B по измеренным значениям $p\beta c$. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой двух функций Гаусса.

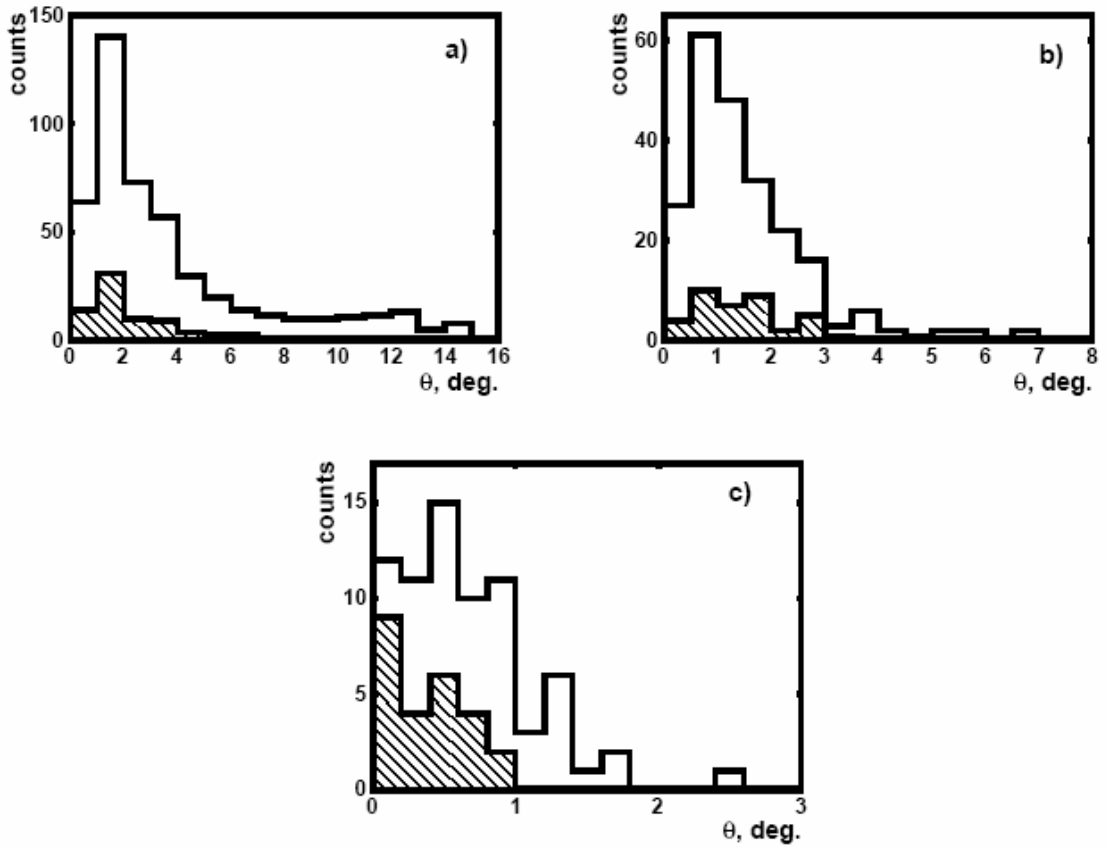


Рис. 7. Распределения по полярному углу q (градус) для фрагментов с $Z_{fr} = 1$ (а, 479 следов), $Z_{fr} = 2$ (б, 224 следа) и $Z_{fr} > 2$ (с, 72 следа). Заштрихованная часть гистограммы соответствует вкладу «белых» звезд.

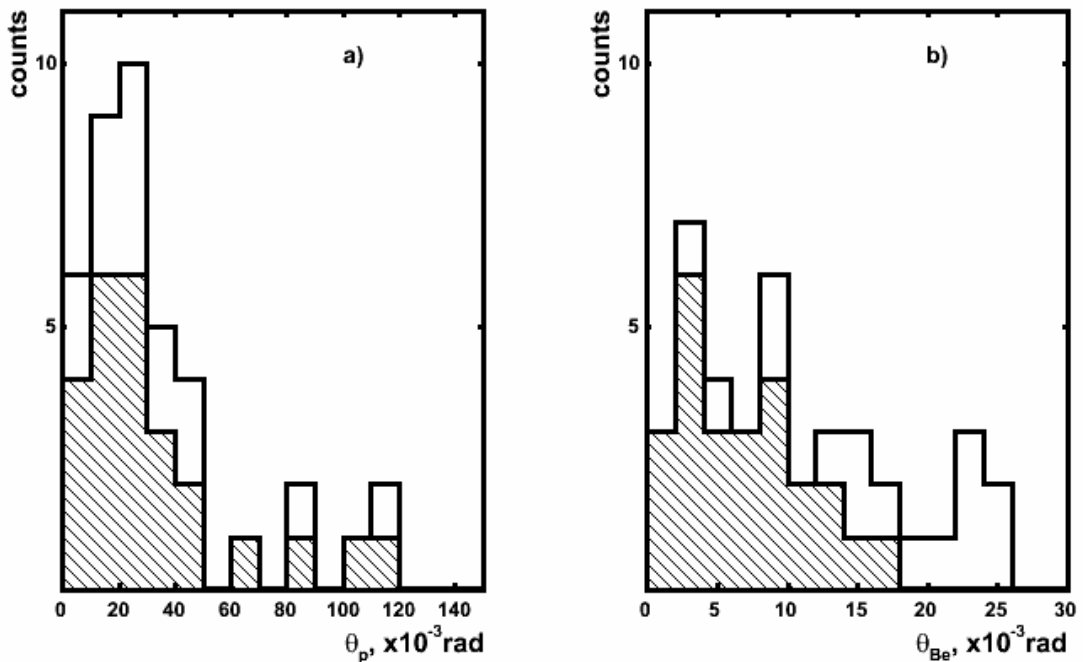


Рис. 8. Распределение по полярному углу θ (rad) во взаимодействиях ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ (40 событий): а) для фрагментов с $Z = 1$; б) для фрагментов с $Z = 4$. Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (25 событий).

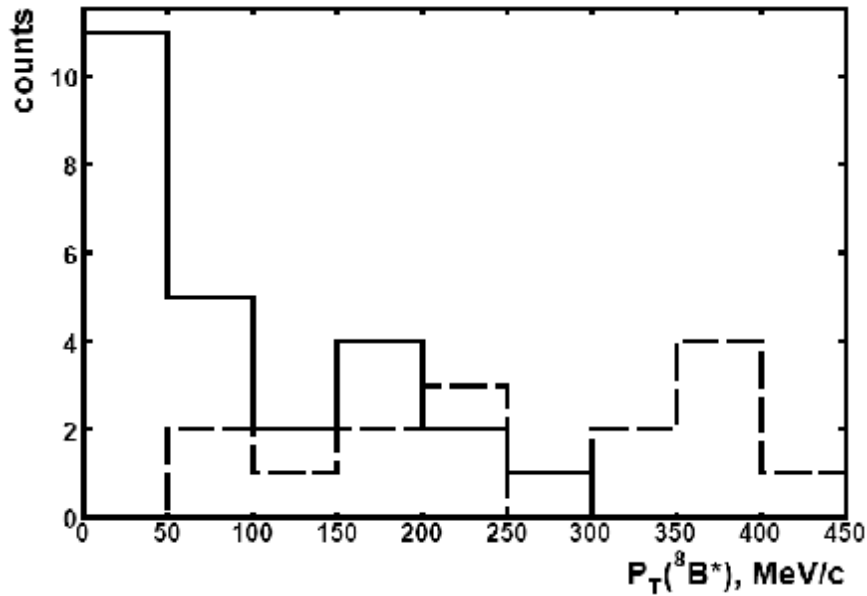


Рис. 9. Распределение по суммарному поперечному импульсу $P_T(^8B^*)$ пар $^7Be + p$, рожденных во взаимодействиях $^8B \rightarrow ^7Be + p$. Сплошная гистограмма соответствует «белым» звездам (25 событий); штриховая гистограмма – взаимодействиям, которые сопровождаются фрагментами мишени и рожденными частицами ($n_s + n_g + n_b \neq 0$, 15 событий).

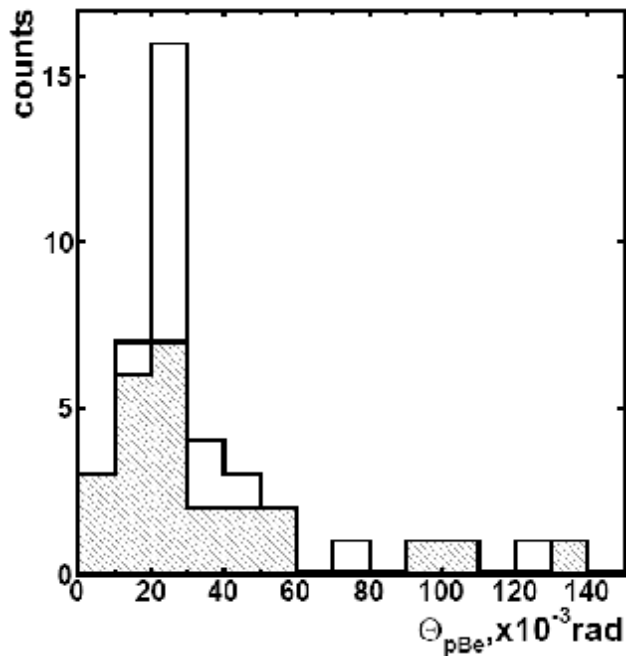


Рис. 10. Распределение по углу между фрагментами в канале $^7Be + p$ (40 событий). Заштрихованная часть гистограммы соответствует «белым» звездам (25 событий).

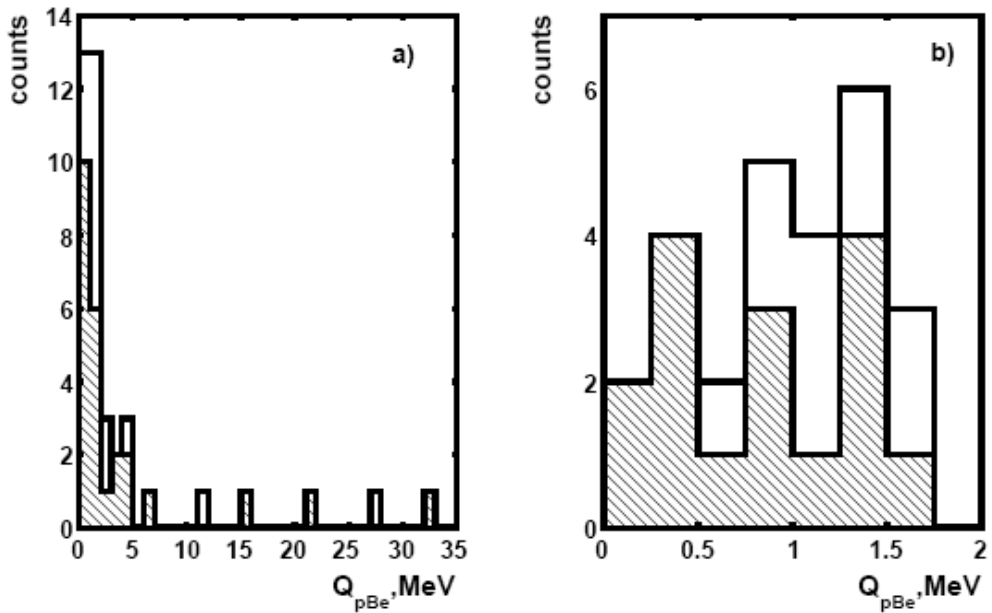


Рис. 11. Распределение по инвариантной энергии возбуждения: а) для канала ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ (40 событий); б) то же распределение в интервале $0 - 2$ МэВ (25 событий). Заштрихованная часть гистограмм соответствует событиям типа «белая» звезда.

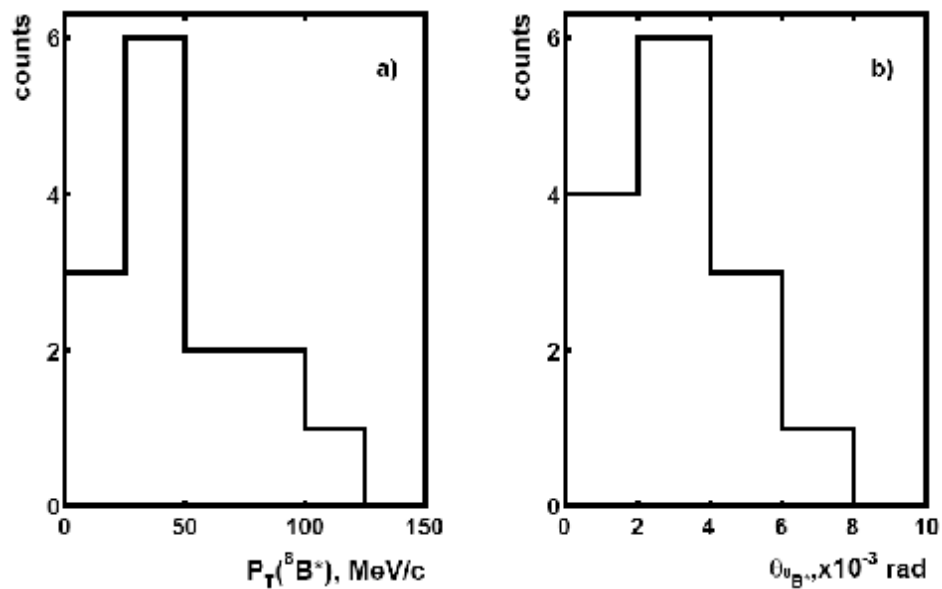


Рис. 12. Распределение «белых» звезд ${}^7Be + p$ (14 событий) по суммарному поперечному импульсу $P_T({}^8B^*)$ – а и по углу θ_{8B^*} – б; условия отбора $Q_{pBe} < 5$ МэВ и $\varepsilon_{pBe} > \pi/2$.

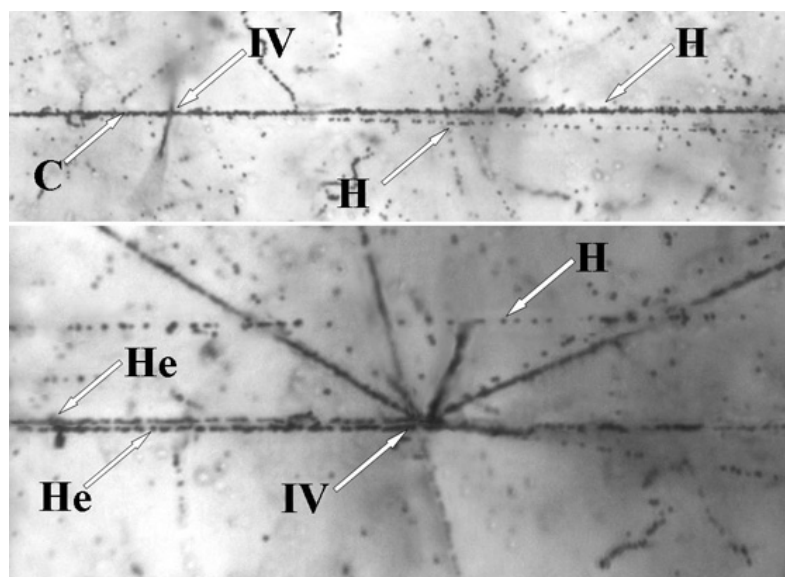


Рис. 13. Фрагментация ядра ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и 2 фрагмента H .