

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКА НЕСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

© 2022 г. Д. А. Артеменков<sup>1)</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, О. Н. Кашанская<sup>2)</sup>, Н. В. Кондратьева<sup>1)</sup>,  
Н. К. Корнегруца<sup>1)</sup>, Э. Мицова<sup>1),3)</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>4)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>,  
Р. Станоева<sup>5),3)</sup>, А. А. Зайцев<sup>1),4)</sup>\*, И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1),4)</sup>

Поступила в редакцию 22.06.2022 г.; после доработки 22.06.2022 г.; принята к публикации 24.06.2022 г.

Представлены перспективы эксперимента БЕККЕРЕЛЬ, посвященного экспериментальному исследованию в релятивистском подходе проблем физики ядерных кластеров. Используемый метод ядерной эмульсии позволяет полно изучать релятивистские конечные состояния во фрагментации ядер. В фокусе представляемого исследования находится динамика возникновения ядра  ${}^8\text{Be}$  и состояния Хойла, а также поиск распадающегося через них  $4\alpha$ -частичного конденсата. В таком контексте представлено развитие анализа облучения ядрами  ${}^{84}\text{Kr}$  при 950 МэВ/нуклон. Как продолжение исследования легких ядер представлен статус поиска изобар-аналогового состояния ядра  ${}^{13}\text{N}$  во фрагментации ядер  ${}^{14}\text{N}$  при 2 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0044002722060034

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствие в структуре легких ядер квартетов протонов и нейтронов, спаренных по спину, проявляется в интенсивном образовании  $\alpha$ -частиц в самых разнообразных ядерных реакциях и распадах [1]. Изучение ансамблей, состоящих из нескольких  $\alpha$ -частиц, позволяет выявить роль нестабильных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$  и вести поиск их аналогов, начиная с  $3\alpha$ -состояния Хойла (HS). Наиболее ярким образом  $\alpha$ -кластеризация выражена в ядре  ${}^8\text{Be}$ . Энергия распада  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  составляет всего 91.8 кэВ. Его ширина, составляющая  $5.57 \pm 0.25$  эВ, отвечает времени жизни, на 8–9 порядков большему временному масштабу реакции.  ${}^8\text{Be}$  является неизменным продуктом распада  ${}^9\text{Be}$  и HS. Основное состояние ядра  ${}^9\text{Be}$  выше порога  ${}^8\text{Be}p$  на 185.1 кэВ, а его ширина, составляющая  $0.54 \pm 0.21$  кэВ, также указывает на него как на долгоживущее состояние.

Состояние HS является вторым возбуждением ядра  ${}^{12}\text{C}$  (обзор [2]) при 378 кэВ над  $3\alpha$ -порогом. Обособленность HS в начале спектра возбуждений  ${}^{12}\text{C}$  и значение ширины  $\Gamma(\text{HS}) = 9.3 \pm 0.9$  эВ делают его  $3\alpha$ -аналогом  ${}^8\text{Be}$ . Синтез  ${}^{12}\text{C}$  в среде красных гигантов возможен через слияние  $3\alpha \rightarrow \alpha^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow {}^{12}\text{C} (+2\gamma$  или  $e^+e^-$  с вероятностью порядка  $10^{-4}$ ). Дальнейший синтез  $\alpha^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O}\gamma$  через подходящий по энергии уровень  ${}^{16}\text{O}$  запрещен по четности, что определяет относительную распространенность  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  и фактически выживание  ${}^{12}\text{C}$  в астрофизических условиях горения гелия. Однако синтез  ${}^{16}\text{O}$  возможен в последовательности  ${}^{12}\text{C}{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}{}^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow {}^{16}\text{O}^8\text{Be}$  [2].

Определяя ключевую роль  ${}^8\text{Be}$  и HS в ядерной астрофизике, эти факты позволяют предположить возможность возникновения их более тяжелых аналогов. Не ограничиваясь ролью возбуждения ядра  ${}^{12}\text{C}$ , HS может проявляться в реакциях и с другими ядрами, что объединяет его, как и  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$ , с другими фрагментами. Экзотически большие размеры этих трех объектов (например, в [3]), предсказываемые теоретически, критичны для понимания механизма их генерации и фрагментации в целом. Обладая ядерно-молекулярной структурой, они могут служить родоначальниками собственных ветвей возбуждений и состояний с более сложным составом.

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь.

<sup>3)</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергии Болгарской АН, София, Болгария.

<sup>4)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

<sup>5)</sup>Юго-западный университет “Неофит Рильский”, Благоевград, Болгария.

\*E-mail: zaicev@jinr.ru

Возросший интерес к нестабильным состояниям  $\alpha$ -частиц мотивирован концепцией  $\alpha$ -частичного конденсата Бозе—Эйнштейна ( $\alpha$ ВЕС), выдвинутой в начале 2000-х гг. в аналогии с квантовыми газами атомной физики (обзор [3]). Проявлением  $\alpha$ ВЕС могут служить возбуждения  $n\alpha$ -кратных ядер сразу над порогами связи  $\alpha$ -частиц. Сосуществуя с фермионными возбуждениями, они рассматриваются на основе среднего поля бозонного типа, формируемого газом почти идеальных бозонов в  $S$ -состоянии при средней плотности в 4 раза ниже обычной.  ${}^8\text{Be}$  и  $\text{HS}$  описываются как состояния  $2\alpha$  и  $3\alpha$ ВЕС, а их распады могут служить сигнатурами более сложных распадов  $n\alpha$ ВЕС. Существование более тяжелых аналогов  $\text{HS}$  может обогатить сценарий нуклеосинтеза на пути к тяжелым ядрам. Предложены экспериментальные подходы к поиску  $\alpha$ ВЕС во фрагментации легких ядер, среди которых и представляемый здесь (обзор [4]). В фокусе — состояние  $0_6^+$  ядра  ${}^{16}\text{O}$  при 15.1 МэВ (или 660 кэВ над  $4\alpha$ -порогом), рассматриваемое как  $4\alpha$ -аналог  $\text{HS}$  с распадом на  $\alpha\text{HS}$  или  $2{}^8\text{Be}$ . Рассмотрение  $n\alpha$ ВЕС как слабосвязанных нестабильных состояний указывает на новые возможности их поиска с ростом энергии и массовых чисел порождающих ядер. Весьма ценно продемонстрировать на основе релятивистской инвариантности универсальность кандидатов  $n\alpha$ ВЕС.

При фрагментации релятивистских ядер ансамбли ядер  $\text{He}$  и  $\text{H}$  генерируются в предельно узком конусе. Пороги их детектирования отсутствуют, а потери энергии минимальны. Из-за предельно малой энергии распады  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$  и  $\text{HS}$  должны проявляться как пары и тройки релятивистских фрагментов  $\text{He}$  и  $\text{H}$  с наименьшими углами разлета. Согласно ширинам, распады  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$  и  $\text{HS}$  происходят при пробегах от нескольких тысяч ( ${}^8\text{Be}$  и  $\text{HS}$ ) до нескольких десятков ( ${}^9\text{B}$ ) атомных размеров и должны идентифицироваться минимальной инвариантной массой. Ответ на эти вызовы дает метод ядерной эмульсии (ЯЭ), применение которого продолжилось в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ. В слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами, следы фрагментов наблюдаются полностью, а их направления измеряются с наилучшим разрешением. Определение инвариантных масс ансамблей релятивистских фрагментов  $\text{He}$  и  $\text{H}$  в приближении сохранения скорости родительского ядра позволяет спроецировать их угловые корреляции на масштаб относительной энергии, начиная с распада  ${}^8\text{Be}$ . Возможности и статус этих исследований представлены в обзорных публикациях [5–7]. Среди достижений — идентификация  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$ , а также состояния Хойла во фрагментации легких ядер, в том числе радиоактивных [6].

В эксперименте БЕККЕРЕЛЬ предложено распространить этот подход на поиск состояний  $\alpha$ ВЕС в событиях фрагментации средних и тяжелых ядер. Недавно был обнаружен быстрый рост вклада  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$  и  $\text{HS}$  с ростом числа сопровождающих  $\alpha$ -частиц. Объяснение этому эффекту может лежать в картине соединения образовавшихся  $\alpha$ -частиц с ростом их плотности в фазовом пространстве [7]. Такой сценарий позволяет предположить возникновение  $\alpha$ ВЕС не в результате подходящего возбуждения родительского ядра, а формирования состояний типа  $\alpha$ ВЕС последовательным подхватом сопровождающих  $\alpha$ -частиц. Тогда  $\alpha$ ВЕС может расцениваться как короткоживущее состояние ядерной материи предельно низкой плотности и температуры, не связанное с возбуждением родительского ядра. Отбор событий с высокой множественностью  $\alpha$ -частиц может быть использован как усиливающий фактор в статистику событий-кандидатов в  $\alpha$ ВЕС. Итак, поиск  $\alpha$ ВЕС на основе инвариантной массы ансамблей релятивистских  $\alpha$ -частиц с предельно близкими 4-импульсами — это ближайшая перспектива эксперимента БЕККЕРЕЛЬ, обсуждаемая далее.

Вместе с тем исследование образования легкими ядрами нестабильных состояний продолжится в отношении поиска изобар-аналоговых состояний (ИАС) методом ЯЭ в релятивистской постановке. Отвечая из-за массовых эффектов гораздо более высокой энергии и вместе с тем весьма малым ширинам. В этом аспекте заслуживают анализа имеющиеся облучения ЯЭ релятивистскими ядрами  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  и  ${}^{28}\text{Si}$ . В настоящее время ведется поиск ИАС  ${}^{13}\text{N}(15.065)$  во фрагментации  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$ , ИАС  ${}^8\text{Be}(16.6 + 16.9)$  в  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  и ИАС  ${}^9\text{B}(14.7)$  в  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$ . Его предварительные результаты представлены далее.

## 2. ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ЯЭ

Возможности метода ЯЭ, сохраняющие уникальность в представляемой теме, заслуживают напоминания. Облучаемые стопки собираются из слоев размером до  $10 \times 20$  см<sup>2</sup> толщиной ЯЭ 200 мкм на стеклянной подложке и 550 мкм без нее. Если пучок направляется параллельно плоскости слоев, то следы всех релятивистских фрагментов остаются достаточно долго в одном слое для трехмерной реконструкции углов. Подложка обеспечивает “жесткость” следов, а ее отсутствие позволяет вести их в соседние слои. Факторами получения значительной статистики служат толщина и полный телесный угол детектирования. В ЯЭ содержатся в близких концентрациях атомы  $\text{Ag}$  и  $\text{Vg}$  и  $\text{CNO}$ , а также в трехкратно большем числе атомы  $\text{H}$ . Прослеживанием на

микроскопах с объективами 20× следов исследуемых ядер обеспечивается обнаружение порядка тысячи взаимодействий без выборки или десятков периферических. Статистика в несколько сотен периферических взаимодействий с определенными конфигурациями релятивистских фрагментов достижима при поперечном сканировании.

Следы релятивистских фрагментов He и H, идентифицируемых по зарядам визуально, сосредоточены в конусе до  $\sin \theta_{fr} = p_{fr}/P_0$ , где  $p_{fr} = 0.2 \text{ ГэВ}/c$  — величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов в ядре-снаряде, а  $P_0$  — его импульс на нуклон. Благодаря зернистости порядка 0.5 мкм угловое разрешение на базе 1 мм не хуже  $10^{-3}$  рад. Поперечный импульс  $P_T$  фрагмента с массовым числом  $A_{fr}$  определяется как  $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta$  в приближении сохранения  $P_0$ . Присвоение массовых чисел H и He возможно по измерениям средних углов многократного рассеяния. Использование этого трудоемкого метода оправдано в особых случаях для ограниченного числа следов. В случае диссоциации стабильных ядер достаточно предположить соответствие He— $^4\text{He}$  и H— $^1\text{H}$ . Это упрощение особенно справедливо в случае чрезвычайно узких распадов  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$  [6].

Во фрагментации ядер ЯЭ могут наблюдаться следы  $b$ -частиц ( $\alpha$ -частицы и протоны с энергией ниже 26 МэВ),  $g$ -частиц (протоны с энергией выше 26 МэВ), а также  $s$ -частицы (рожденные мезоны). Приблизительное сохранение в событии фрагментами заряда ядер пучка при небольшом числе медленных фрагментов используется как критерии отбора взаимодействий периферического вида, составляющих несколько процентов от их общего числа звезд. Наиболее периферические взаимодействия, именуемые когерентной диссоциацией или “белыми” звездами, не сопровождаются фрагментацией ядер мишени и рождением мезонов. На сайте <http://becquerel.jinr.ru/> доступны фотографии и видеозаписи характерных взаимодействий.

Инвариантная масса ансамбля релятивистских фрагментов определяется как сумма всех произведений 4-импульсов  $P_{i,k}$  фрагментов  $M^{*2} = \sum (P_i P_k)$ . Вычитание массы начального ядра или суммы масс фрагментов  $Q = M^* - M$  является вопросом удобства представления. Компоненты  $P_{i,k}$  определяются в приближении сохранения фрагментами  $P_0$ . Реконструкция по инвариантной массе распадов релятивистских нестабильных ядер  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$ , освоенная в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ, подтвердила справедливость этого приближения [6].

Наиболее точные измерения углов обеспечиваются применением координатного метода на микроскопах KSM-1 (Карл Цейсс, Йена) с объективами 60× в иммерсионном масле. Измерения проводятся в декартовой системе координат. Слой ЯЭ разворачивается таким образом, чтобы направление анализируемого первичного следа совпадало с осью  $OX$  столика микроскопа с отклонением до 0.1–0.2 мкм на 1 мм длины. Тогда ось  $OX$  системы совпадает с направлением проекции первичного следа на плоскость слоя, а ось  $OY$  на ней перпендикулярна первичному следу. Ось  $OZ$  перпендикулярна к плоскости слоя. По  $OX$  и  $OY$  измерения производятся микровинтами горизонтального перемещения, а по  $OZ$  — микровинтом глубины резкости. Координаты измеряются на первичных и вторичных следах на длинах от 1 до 4 мм с шагом 100 мкм. По их линейной аппроксимации вычисляются планарные углы и углы погружения.

### 3. СТАТУС ИССЛЕДОВАНИЯ

В основном поиски  $\alpha\text{BEC}$  ведутся на базе компактных спектрометров, обеспечивающих значительный охват телесного угла, на пучках легких ядер при нескольких десятках МэВ на нуклон [5, 8–13]. Используются кремниевые детекторы с наилучшим энергетическим разрешением, размещаемые в вакуумных объемах вблизи сверхтонких мишеней. Идентификация нестабильных ядер и состояний осуществляется по энергетическим и угловым корреляциям в регистрируемых ансамблях  $\alpha$ -частиц.

Эксперимент с полной регистрацией  $\alpha$ -частичных фрагментов снаряда в реакции  $^{40}\text{Ca}(25 \text{ МэВ}/\text{нуклон}) + ^{12}\text{C}$  указал на растущий вклад  $^8\text{Be}$  до множественности  $\alpha$ -частиц, равной 6 [8]. Этот факт противоречит модели, предсказывающей его снижение (табл. 2 в [8]). Проведен поиск распадов состояния  $^{16}\text{O}(0_6^+, 15.1 \text{ МэВ})$   $^{20}\text{Ne}(12 \text{ МэВ}/\text{нуклон}) + ^4\text{He}$  [9] и  $^{16}\text{O}(160, 280, 400 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C}$  [11]. Недавно данные по  $^{16}\text{O}(45 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C} \rightarrow 4\alpha$  в полной кинематике [13] были проанализированы для всех возможных конфигураций. Была восстановлена функция возбуждения непосредственно из  $4\alpha$ , а также для особых каналов распадов, таких как  $^{12}\text{C}(0_2^+)\alpha$ ,  $^{12}\text{C}(3_1^-)\alpha$  и  $^8\text{Be}$ . Однако поиск состояния 15.1 МэВ во всех случаях остается безрезультатным [12]. Проводились измерения совпадений  $\alpha$ -частиц (386 МэВ), рассеянных на  $0^\circ$  в реакции  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')5\alpha$  [5]. Утверждается, что вновь наблюдаемые состояния при 23.6, 21.8 и 21.2 МэВ в  $^{20}\text{Ne}$  сильно связаны с кандидатом  $4\alpha\text{BEC}$   $^{16}\text{O}$  и сами являются кандидатами в  $\alpha\text{BEC}$ .

Хотя статус наблюдений  $\alpha$ ВЕС остается неопределенным [11], во всех случаях HS образуется при фрагментации не только  $^{12}\text{C}$ . Этот факт указывает на независимость от порождающего ядра HS, как и  $^8\text{Be}$ . Подобную универсальность должны проявлять и кандидаты  $\alpha$ ВЕС. В целом складывается впечатление, что эксперименты по поиску состояний  $4\alpha$ ВЕС в отношении статистики пришли к практическому пределу. Требуется ориентация на периферические столкновения более тяжелых ядер с большей энергией. Для объединения данных, получаемых в возможно более широком энергетическом диапазоне, и на этой основе подтверждения универсальности  $\alpha$ ВЕС требуется представление нестабильных состояний в релятивистски-инвариантном виде.

Электронные эксперименты на пучках релятивистских ядер не преодолели сложности, обусловленные квадратичной зависимостью ионизации от зарядов, крайне малой расходимостью и совпадением по магнитной жесткости релятивистских фрагментов и ядер пучка. Единственная практическая альтернатива состоит в целенаправленном применении технически несложного и недорогого метода ЯЭ. Он дает гибкость и единообразие на поисковом этапе, а в теоретическом плане — прозрачность интерпретации. В 1970-х гг. стартовали облучения стопок ЯЭ легкими ядрами с энергией несколько ГэВ на нуклон на Синхрофазотроне ОИЯИ и Бевалаке LBL, а в 1990-х гг. — средними и тяжелыми на AGS (BNL) и SPS (CERN) при существенно более высоких значениях энергии. Полученные результаты и слои ЯЭ, сохраненные в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ, уникальны в отношении релятивистской фрагментации по настоящее время. К ним относится идентификация  $^8\text{Be}$ , свидетельствующая о наблюдении конечных состояний вплоть до минимальной энергии распада. В целом этот факт мотивировал выбор ядерной кластеризации в качестве объекта исследования методом ЯЭ в релятивистском подходе.

С начала 2000-х гг. применение метода ЯЭ продолжилось в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ для изучения фрагментации легких ядер (обзоры [5, 6]). Особенности изотопов  $^7,^9\text{Be}$ ,  $^{8,10,11}\text{B}$ ,  $^{10,11}\text{C}$ ,  $^{12,14}\text{N}$  выявились в вероятностях каналов диссоциации. Распады  $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$  были идентифицированы по инвариантной массе, вычисленной в предположении сохранения начального импульса. Продемонстрировано, что необходимым и достаточным является разрешение ЯЭ. Отбор  $^8\text{Be}$  определяется ограничением до 0.2 МэВ (рис. 1а и 1б), а  $^9\text{B}$  — до 0.5 МэВ (рис. 1в).

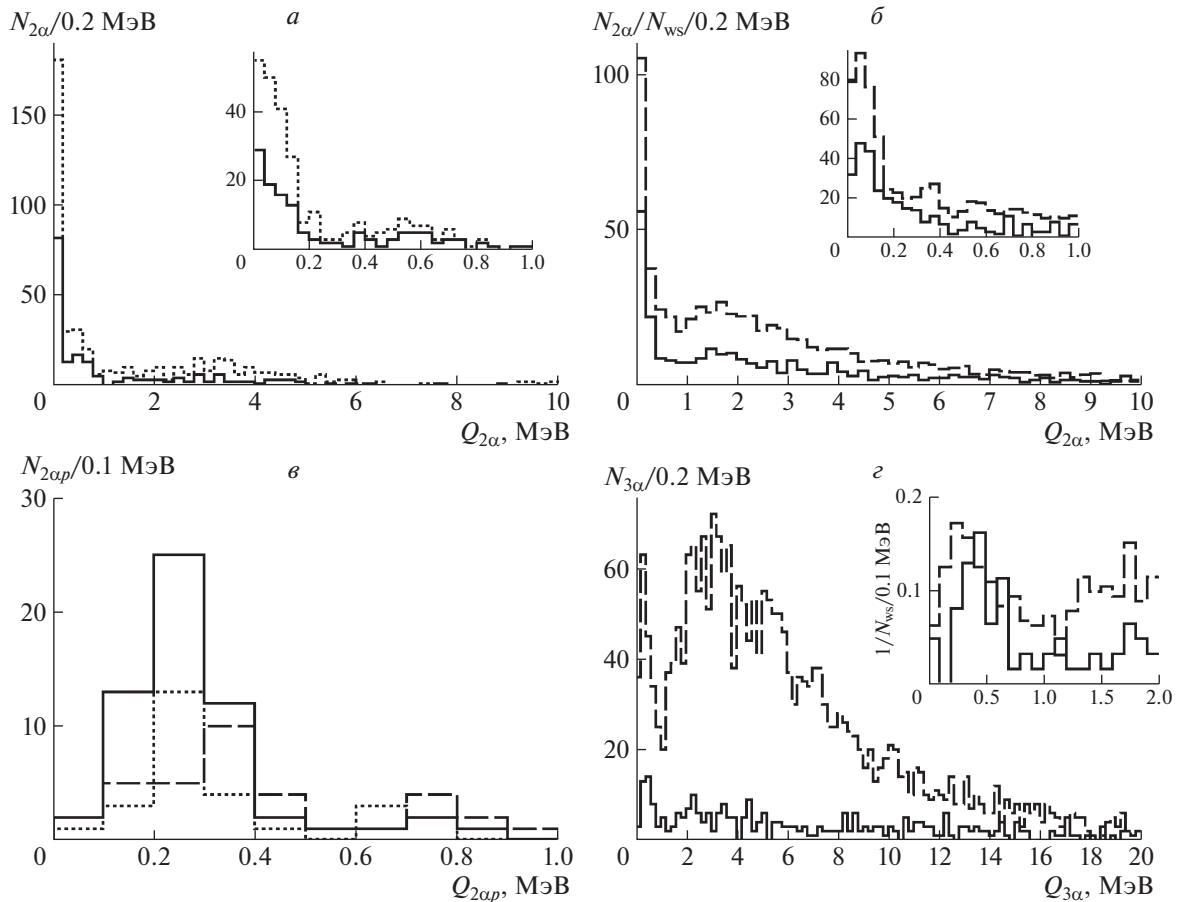
Идентификация  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$  стала основанием для поиска распадов HS в диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  (рис. 1г), где было установлено ограничение

инвариантной массы  $3\alpha$ -троек до 0.7 МэВ. Выбор этих трех условий как “отсечек сверху” достаточен, поскольку значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико для этих ядер.

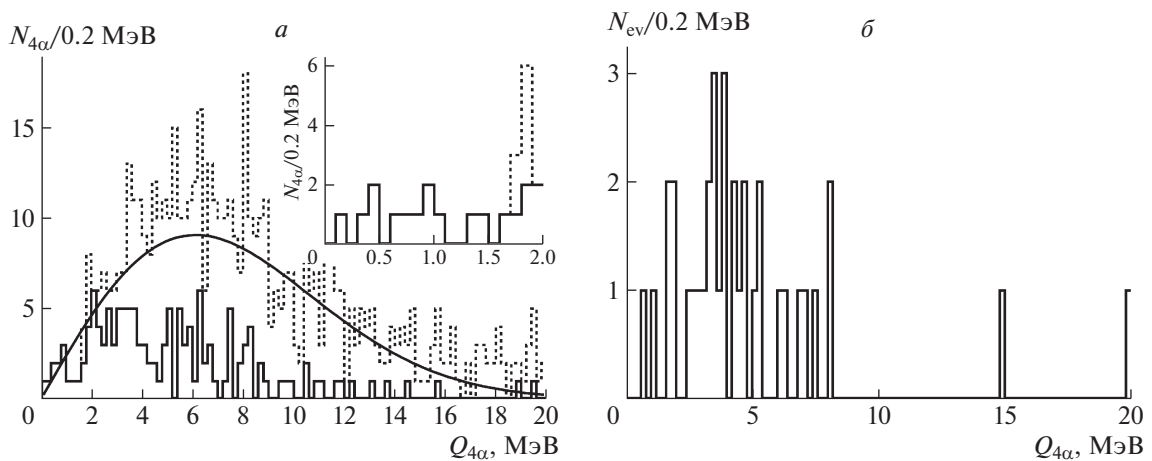
Анализ “белых” звезд  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ , не сопровождаемых фрагментами мишени, позволил установить, что доля событий, содержащих распады  $^8\text{Be}$  (HS), составляет  $45 \pm 4\%$  ( $11 \pm 3\%$ ) для  $^{12}\text{C}$  и  $62 \pm 3\%$  ( $22 \pm 2\%$ ) для  $^{16}\text{O}$  (рис. 1б). Можно усмотреть, что рост  $2\alpha$ - и  $3\alpha$ -комбинаций усиливает вклад  $^8\text{Be}$  и HS. Это наблюдение заслуживает проверки для более тяжелых ядер, когда  $\alpha$ -комбинаторика стремительно нарастает с массовым числом.

Простой отбор распадов стал возможен благодаря тому, что значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико. Тот же подход можно распространить и на дальнейший поиск состояний сразу над порогами связи  $\alpha$ -частиц. Была исследована возможность возникновения HS через  $\alpha$ -распад  $^{16}\text{O}(0_6^+)$ . Распределение “белых” звезд  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  по инвариантной массе  $4\alpha$ -квартетов  $Q_{4\alpha}$  (рис. 2) в основной части описывается распределением Рэля с параметром  $\sigma_{Q_{4\alpha}} = (6.1 \pm 0.2)$  МэВ. Условие  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < < 700$  кэВ смещает распределение по  $Q_{4\alpha}$  в низкоэнергетическую сторону. Увеличенный вид распределения по  $Q_{4\alpha}$ , представленный на вставке рис. 2а, указывает на девять событий, удовлетворяющих  $Q_{4\alpha} < 1$  МэВ и имеющих среднее значение  $\langle Q_{4\alpha} \rangle (\text{RMS}) = 624 \pm 84(252)$  кэВ. Тогда оценка вклада распадов  $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha + \text{HS}$  составляет  $1.4 \pm 0.5\%$  при нормировке на  $N_{\text{ws}}(^{16}\text{O})$  и  $7 \pm 2\%$  при нормировке на  $N_{\text{HS}}(^{16}\text{O})$ .

Идентифицированы 33 события  $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$ , что составляет  $5 \pm 1\%$  “белых” звезд  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Тогда статистика  $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha\text{HS}$  имеет отношение  $0.22 \pm 0.02$ . Распределение по инвариантной массе  $Q_{4\alpha}$  событий  $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$ , представленное на рис. 2б, указывает на два кандидата  $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$  в области  $Q < 1.0$  МэВ. Таким образом, оценка отношения вероятности каналов  $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$  и  $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha\text{HS}$  составляет  $0.22 \pm 0.17$ . Можно заключить, что, хотя при образовании HS доминирует прямая диссоциация, поиск его  $4\alpha$ -“предшественника” возможен. Поскольку наращивание статистики событий  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  исчерпано, изучение  $\alpha$ -ансамблей продолжилось для более тяжелых ядер.



**Рис. 1.** Распределения по инвариантной массе [7]: *a* —  $Q_{2\alpha}$  в  ${}^9\text{Be}$  (1.2 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 2\alpha$  (точная кривая), “белые” звезды (сплошная); *б* —  $Q_{2\alpha}$  в  ${}^{12}\text{C}$  (3.65 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 3\alpha$  (сплошная кривая) и  ${}^{16}\text{O}$  (3.65 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 4\alpha$  (штриховая); *в* —  $Q_{2\alpha p}$  ( $< 1$  МэВ) в  ${}^{10}\text{C}$  (1.2 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 2\alpha 2p$  (сплошная) и  ${}^{11}\text{C}$  (1.2 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 2\alpha 2p$  (точечная), и  ${}^{10}\text{B}$  (1 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 2\alpha p$  (штриховая); *г* —  $Q_{3\alpha}$  в  ${}^{12}\text{C}$  (3.65 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 3\alpha$  (сплошная) и  ${}^{16}\text{O}$  (3.65 ГэВ/нуклон)  $\rightarrow 4\alpha$  (штриховая).



**Рис. 2.** Распределение по инвариантной массе  $Q_{4\alpha}$  [7] в 641 “белой” звезде  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  при 3.65 ГэВ/нуклон всех  $4\alpha$ -квартетов (*a*, точечная кривая), событий  $\alpha\text{HS}$  (*a*, сплошная) и  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 2{}^8\text{Be}$  (*б*); плавная кривая — распределение Рэлея; на вставке увеличенная часть  $Q_{3\alpha} < 2$  МэВ.

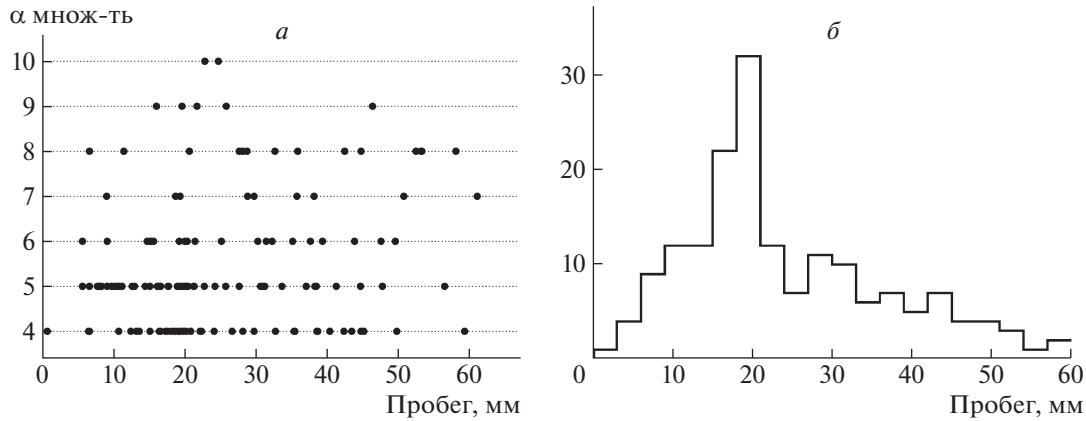


Рис. 3. Распределение по множественности образовавшихся  $\alpha$ -частиц в зависимости от продольной координаты вершины (*а*); распределение событий по пробегу ядер Кг до вершины взаимодействия (*б*).

#### 4. НЕСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДИССОЦИАЦИИ ЯДЕР Кг

Представляется маловероятным, что вышерассмотренные состояния — это универсальная, хотя и экзотическая часть структуры исследованных ядер. Альтернатива состоит в образовании ядер  $^8\text{Be}$  во взаимодействии пар уже сформировавшихся  $\alpha$ -частиц. Затем становится возможен последующий подхват ядрами  $^8\text{Be}$  других  $\alpha$ -частиц и нуклонов. Тогда с возрастанием множественности  $\alpha$ -частиц  $n\alpha$  следует ожидать роста выхода  $^8\text{Be}$  и, возможно,  $^9\text{Be}$  и  $\text{HS}$ . В таком сценарии возможна последовательная генерация состояний  $n\alpha\text{BEC}$ . Напротив, в первом варианте можно ожидать обратной корреляции — рост  $n\alpha$  вел бы к дефициту  $^8\text{Be}$ .

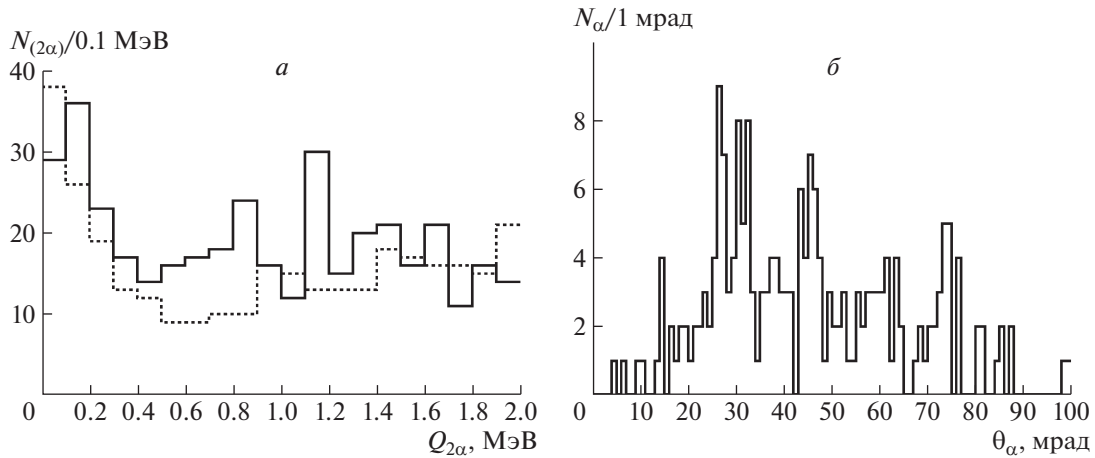
В таком контексте были проанализированы измерения взаимодействий ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{197}\text{Au}$  эмульсионного сотрудничества на синхротроне ОИЯИ и сотрудничества EMU на AGS (BNL) [14], полученные прослеживанием по следам, т.е. без выборки. Широкий охват по  $n\alpha$  обеспечивают измерения 1316 неупругих взаимодействий  $^{197}\text{Au}$  при 10.7 ГэВ/нуклон, доля событий с  $n\alpha > 3$  в которых составила 16%. Из-за усложнения измерений условие отбора  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be})$  было ослаблено до  $\leq 0.4$  МэВ. Оказалось, что отношения числа событий  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  с хотя бы одним идентифицированным распадом  $^8\text{Be}$  к их числу  $N_{n\alpha}$  демонстрируют сильный рост с  $n\alpha$ .

Во взаимодействиях  $^{197}\text{Au}$  присутствуют тройки  $Q_{2\alpha p}(^9\text{Be}) \leq 0.5$  МэВ и  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$  МэВ. Отношение числа событий  $N_{n\alpha}(^9\text{Be})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  и  $N_{n\alpha}(^28\text{Be})$  к  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  не проявляет заметного изменения с  $n\alpha$ , указывая на рост относительно  $N_{n\alpha}$ . Однако малая статистика позволяет отметить

только такую тенденцию. Суммирование статистики  $N_{n\alpha}(^9\text{Be})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  и  $N_{n\alpha}(^28\text{Be})$  по множественности  $n\alpha$  и нормировка на сумму  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  ведут к относительным вкладам, равным  $25 \pm 4\%$ ,  $6 \pm 2\%$  и  $10 \pm 2\%$  соответственно. Распределение по  $Q_{4\alpha}$  указывает на  $\alpha$ -четверки почти на самом пороге, в которых реконструированы распады  $\text{HS}$  и  $^28\text{Be}$  с условием  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ. Одно из них с  $Q_{4\alpha} = 1.0$  ( $16\alpha$ ,  $\text{HS}$ ) МэВ служит ориентиром поиска  $4\alpha\text{BEC}$ .

В настоящее время статистика ансамблей  $n\alpha$  наращивается путем поперечного сканирования слоев ЯЭ, облученных ядрами  $^{84}\text{Kr}$  при 950 МэВ/нуклон (ГСИ, начало 1990-х гг.) [15]. Распределение по  $n\alpha$  и продольной координате вершин найденных событий представлено на рис. 3. В этом случае потери энергии до 6 см примерно равномерны и составляют около 9 МэВ/мм (полный пробег около 8 см) [16]. Этот эффект учитывается по пробегу до каждого взаимодействия соответствующим уменьшением импульсов  $\alpha$ -частиц при вычислении  $Q_{(2-4)\alpha}$ . Кроме того, импульс фрагментов взят с коэффициентом 0.8. Будучи неприципиальным для отбора  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ, далее он позволяет сохранить условие отбора  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < 0.7$  МэВ, ориентируясь на пик  $Q_{3\alpha}(\text{HS})$ .

На рис. 4а представлено распределение по  $Q_{2\alpha}$  173 измеренных звезд  $n\alpha > 3$ . Для наилучшего отбора распадов  $^8\text{Be}$  углы испускания в этой выборке определялись по усредненным значениям пятикратных измерений координат пяти точек на следе каждой из  $\alpha$ -частиц на удалении до 500 мкм от вершины. В это распределение добавлены значения  $Q_{2\alpha}$  184 звезд  $n\alpha > 3$  из полного числа  $N_{\text{ev}} = 875$  взаимодействий ядер  $^{84}\text{Kr}$  при 950–800 МэВ/нуклон [15]. Из-за отсутствия



**Рис. 4.** Распределение всех комбинаций пар  $\alpha$ -частиц, рожденных во фрагментации ядер  $^{84}\text{Kг}$ , по инвариантной массе  $Q_{2\alpha} < 2$  МэВ (*а*) согласно новым измерениям и ранним данным [15] (точечная кривая) и распределения следов  $\alpha$ -частиц  $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4$  МэВ по полярным углам (*б*).

информации о положении вершин принята энергия 875 МэВ/нуклон, а коэффициент 0.8 не использовался. Эти моменты не критичны для идентификации  $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4$  МэВ. На рис. 4б представлены распределения следов  $\alpha$ -частиц  $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4$  МэВ по полярным углам относительно направления следов ядер Кг.

Статистика  $N_{n\alpha}$  звезд  $n\alpha > 3$  как по новым измерениям, так и по данным [15] близка в обоих случаях. Схожесть распределений  $N_{n\alpha}$  по  $n\alpha$  в пределах статистических ошибок указывает на корректность поперечного сканирования. Отношение  $N_{n\alpha}/N_{ev}$  по данным [15] дает представление о вкладе звезд  $n\alpha > 3$  в сечение взаимодействия с ядрами из состава ЯЭ. В табл. 1 приведена статистика звезд  $n\alpha > 3$ , у которых имеется хотя бы один или два распада  $^8\text{Ве}$ , а также HS. Статистика обеих выборок суммирована в отношении  $N_{n\alpha} (\geq 1^8\text{Ве})/N_{n\alpha}$ . Можно заключить, что универсальный эффект возрастания вероятности обнаружения  $^8\text{Ве}$  в событии с ростом в нем  $n\alpha$  проявляется для еще одного ядра и при наиболее низком значении энергии.

Новые измерения позволили идентифицировать 12 распадов  $2^8\text{Ве}$  и 9 — HS (табл. 1). Распределение по  $Q_{3\alpha}$  до 2 МэВ (рис. 5а) указывает на ожидаемое сосредоточение  $\alpha$ -троек вблизи энергии распада HS. Принимая этот факт как калибровку, поправочный коэффициент 0.8 на импульсы  $\alpha$ -частиц также внесен в вычисления  $Q_{4\alpha}$ . На рис. 5б представлены распределения следов  $\alpha$ -частиц  $Q_{3\alpha} (\text{HS}) \leq 0.4$  МэВ по полярным углам относительно направления следов ядер Кг.

Распределения по  $Q_{4\alpha}$  до 10 МэВ представлены на рис. 6 при условиях  $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4$  МэВ и

$Q_{3\alpha} (\text{HS}) < 0.7$  МэВ (*а*), а также условия на две пары  $\alpha$ -частиц  $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4$  МэВ (*б*). Оба распределения указывают на  $4\alpha$ -квартет при  $n\alpha = 6$  с изолированным значением  $Q_{4\alpha} = 0.6$  МэВ, отвечающий как варианту  $\alpha\text{HS}$ , так и  $2^8\text{Ве}$ . Энергия ядра Кг с учетом поправки в этом событии составляет 700 МэВ/нуклон, а полярные углы относительно направления следа Кг в квартете  $\alpha$ -частиц равны 58, 63, 73 и  $75 \times 10^{-3}$  рад соответственно. Не противореча распаду  $^{16}\text{O}(0_6^+)$ , это единичное наблюдение служит отправным пунктом дальнейшего накопления статистики по проблеме  $4\alpha\text{BEC}$ .

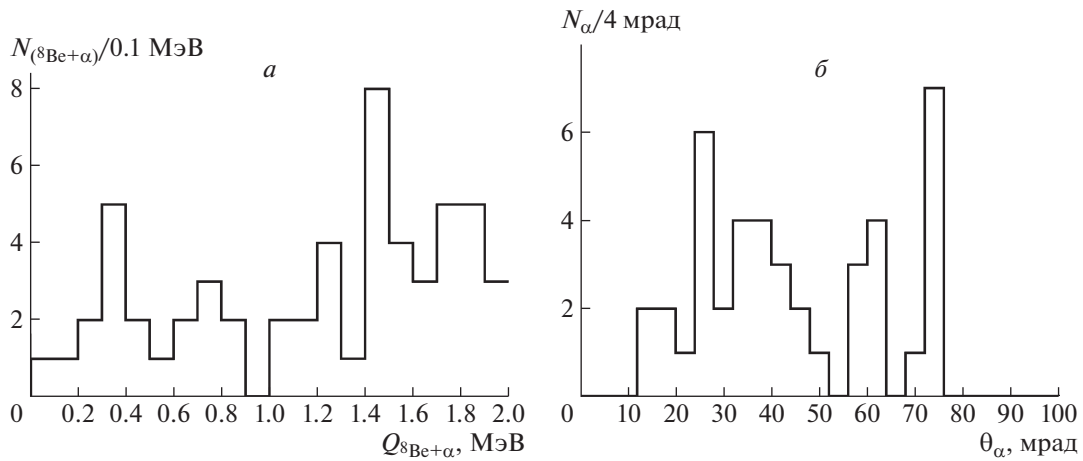
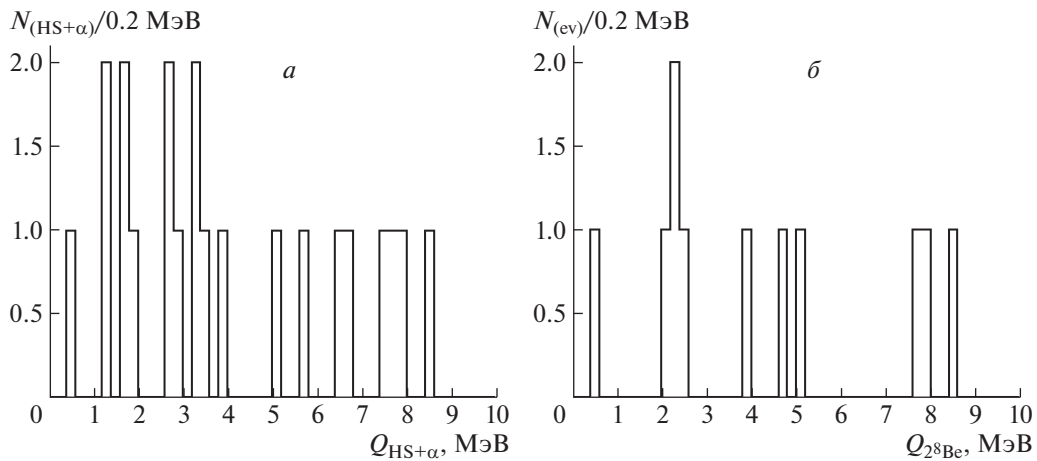
### 5. ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Исследование нестабильных состояний указывает возможность поиска более сложных возбуждений в легких ядрах: изобар-аналоговых состояний, указывающих на перестройку в направлении сходства с менее стабильными изобарами с меньшей  $\alpha$ -кластеризацией. Несмотря на высокую энергию (13–18 МэВ), ИАС отличают ширины  $\Gamma$  меньшие, чем у соседних возбуждений, связанные с запретом их распадов по изоспину  $\Delta T = 1$ , т.е. с возрастанием  $\alpha$ -кластеризации. Можно предположить, что ИАС в легких ядрах возбуждаются конфигурации  $hn$  и  $tp$  с  $T = 1$  до порога связи (рис. 7). Здесь кластер  $^3\text{He}$  обозначен как  $h$  (helion). Такой виртуальный переход может быть результатом переворота спинов нуклонов в  $\alpha$ -квартетах  $nn-pp$  (рис. 7а). Будучи невозможен в свободной  $\alpha$ -частице, он может сказываться в дифракционном рассеянии  $\alpha$ -частиц.

Проявление пар  $hn-tp$  прослеживается, начиная с  $^8\text{Ве}$  (рис. 7б), в котором присутству-

**Таблица 1.** Статистика  $N_{n\alpha}$  звезд  $n\alpha > 3$ ; в скобках приведена статистика выборки [14]

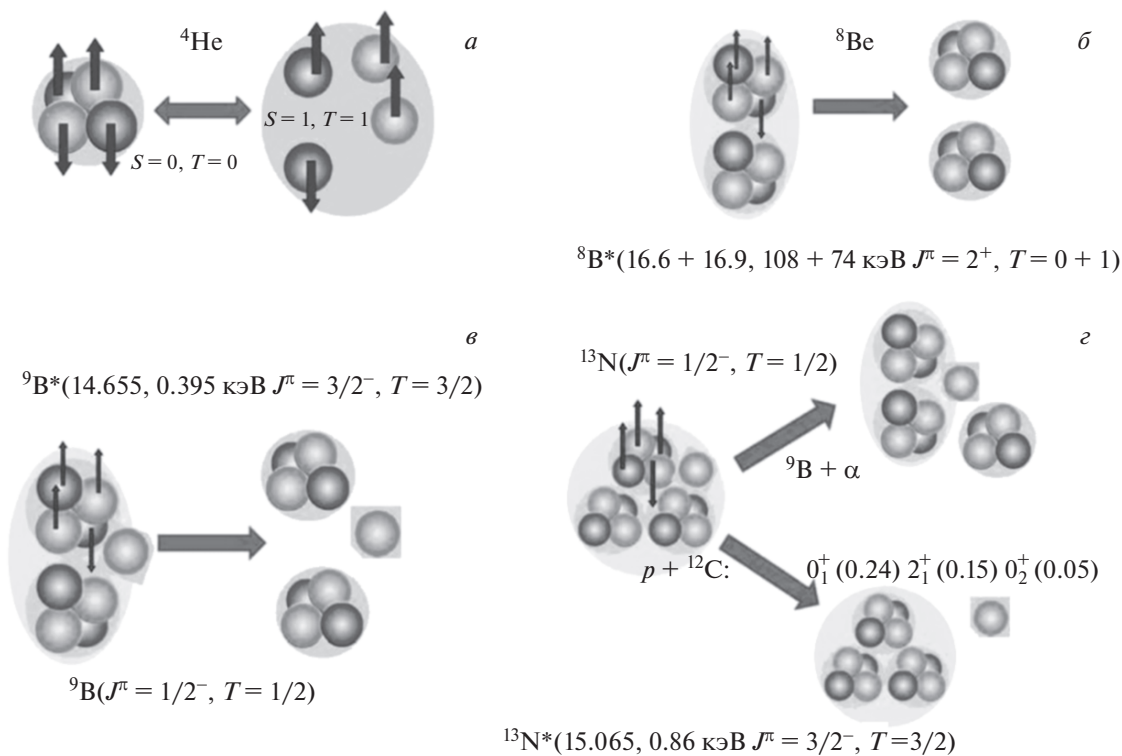
$n\alpha$	4	5	6	7	8	9–13
$N_{n\alpha}$	40(69)	50(54)	21(27)	10(19)	15(12)	7(3)
$N_{n\alpha}/N_{ev}, \%$	$(7.9 \pm 1.0)$	$(6.2 \pm 0.9)$	$(3.1 \pm 0.6)$	$(2.2 \pm 0.5)$	$(1.4 \pm 0.4)$	$(0.4 \pm 0.2)$
$N_{n\alpha}(\geq 1^8\text{Be})$	5(15)	16(10)	12(13)	4(10)	11(8)	4(3)
$N_{n\alpha}(\geq 1^8\text{Be})/N_{n\alpha}, \%$	$19 \pm 5$	$25 \pm 6$	$52 \pm 13$	$48 \pm 16$	$70 \pm 21$	$70 \pm 35$
$N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$	0	2	2	1	5	2
$N_{n\alpha}(\text{HS})$	1	2	1	1	2	2

**Рис. 5.** Распределение всех комбинаций троек  $\alpha$ -частиц, рожденных во фрагментации ядер  $^{84}\text{Kr}$ , при условии  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ по инвариантной массе в области  $Q_{3\alpha} < 2$  МэВ (*a*) и распределения следов  $\alpha$ -частиц при  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$  и  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ по полярным углам (*б*).**Рис. 6.** Распределение всех комбинаций квартетов  $\alpha$ -частиц, рожденных во фрагментации ядер  $^{84}\text{Kr}$ , по инвариантной массе в области  $Q_{3\alpha} < 10$  МэВ при условиях  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ и  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < 0.7$  МэВ (*a*) и условия на две пары  $\alpha$ -частиц.  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ (*б*).

ет дублет возбуждений  $^8\text{Be}(16.6)$  с шириной  $\Gamma = 108$  кэВ и  $^8\text{Be}(16.9)$  с  $\Gamma = 74$  кэВ, смешанных по изоспину  $T = 0 + 1$ . Располагаясь ниже

порога  $^7\text{Li} + p$  (17.255) и распадаясь только на  $\alpha$ -пару, эти уровни — кандидаты в конфигурацию  $\alpha + (hn/tp)$ . Уровни  $^8\text{Be}(16.6 + 16.9)$  достаточно





**Рис. 7.** Сценарий возникновения ИАС в легких ядрах на основе возмущения  $\alpha$ -частичной конфигурации (а), в  ${}^8\text{Be}$  (б),  ${}^9\text{B}$  (в) и  ${}^{13}\text{N}$  (г).

далеки от ближайшего возбуждения  ${}^8\text{Be}_{4+}$  (11.4) с  $\Gamma = 3.5$  МэВ, что позволяет их совместную идентификацию в релятивистской фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ . Выше них имеется ИАС  ${}^8\text{Be}$  (17.640) с  $T = 1$  и  $\Gamma = 10.7$  кэВ над порогом разрешенного по изоспину распада  ${}^7\text{Li} + p$ . Из-за разницы в магнитной жесткости продуктов распада идентификация последнего удобна в электронном эксперименте.

Присоединение протона ведет к возбуждению  $\alpha + (hn/tp) + p$  с  $T = 3/2$  (рис. 7в), которое могло бы соответствовать ИАС  ${}^9\text{B}$  (14.655) с шириной  $\Gamma = 0.395$  кэВ. При исследовании когерентной диссоциации ядер  ${}^{10}\text{C}$  при энергии 2 ГэВ на нуклон было установлено лидирование канала  $2\text{He}2\text{H}$  (82%), обусловленное в значительной степени распадами  ${}^9\text{B}$  (30%) (обзор [5]). Проявилось полное совпадение распадов основных состояний  ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}$ , что делает  ${}^{10}\text{C}$  эффективным источником  ${}^9\text{B}$ . Имеющиеся угловые измерения в “белых” звездах  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$  позволяют проверить присутствие в них распадов  ${}^9\text{B}$  (14.655). Их дополняют измерения звезд  $2\alpha 2p$ , содержащих фрагменты мишени или рожденные мезоны, статистика которых наращивается.

В настоящее время ведется ускоренный поиск событий  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha(+\text{H})$  при 2 ГэВ/нуклон на основе поперечного сканирования слоев ЯЭ. Ранее

было установлено лидирование канала  $3\text{HeH}$  в распределении по каналам фрагментации с сохранением заряда  ${}^{14}\text{N}$  и выявлен вклад распадов  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  25–30% [6, 17]. Начальная цель — определение вкладов  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$  и  $\text{HS}$ . Поскольку фрагментация  ${}^{14}\text{N}$  оказывается источником ансамблей  $3\alpha p$ , еще одним объектом служит ИАС  ${}^{13}\text{N}$  (15.065) с изоспином  $T = 3/2$  в спектре возбуждений  ${}^{13}\text{N}$  на 5.6 МэВ над порогом  ${}^9\text{B}\alpha$ . Как следствие запрета по изоспину ширина  ${}^{13}\text{N}$  (15.065) составляет всего  $\Gamma = 0.86$  кэВ. В принципе распады  ${}^{12}\text{C}(0_2^+)p$  и  ${}^9\text{B}\alpha$ , имеющие вероятности по 5%, могут служить сигнатурами  ${}^{13}\text{N}$  (15.065) [18].

Рассмотрим  ${}^{13}\text{N}$  (15.065) в  $\alpha$ -кластерной картине (рис. 7г). Значения  $T = 3/2$  и  $J = 3/2$  возможны в конфигурациях  $2\alpha + (hn) + p$  и  $2\alpha + (tp) + p$  с участием виртуальных пар  $hn$  или  $tp$  со спином  $J = 1$ . Переход возможен при перевероте спина  $S$ -волнового нуклона в ансамбле  $3\alpha p$ , без полного преодоления порога связи  $hn$  и  $tp$  (около 20 МэВ). Распад  ${}^{13}\text{N}$  (15.065) инициируется возвращением нуклона в  $\alpha$ -кластер, а высвобождающаяся энергия реализуется через эмиссию протона или  $\alpha$ -частицы, возбужденные и основные состояния  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^9\text{B}$  соответственно. Как сигнал ветви ИАС обнаружение  ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{N}$  (15.065) моти-

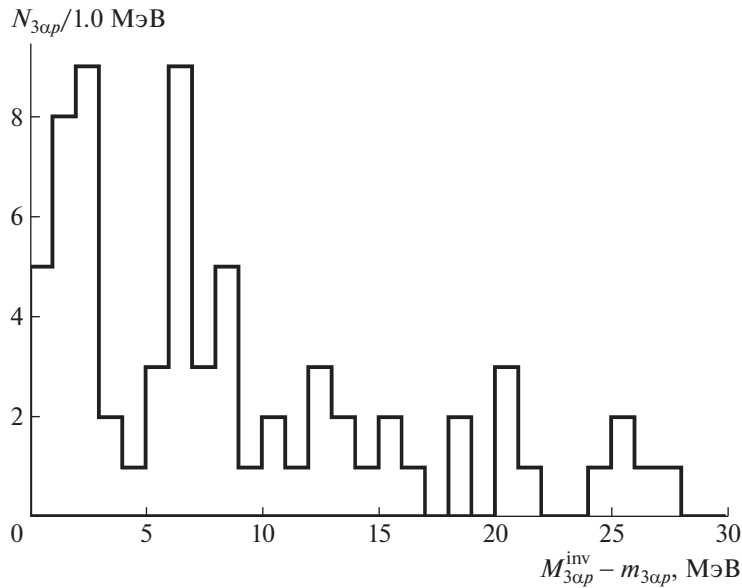


Рис. 8. Распределения по инвариантной массе  $Q_{3\alpha p}$  в 60 событиях  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$ .

вировало бы их поиски во фрагментации соседних ядер. Еще одна возможность — это поиск состояния  $^{14}\text{N} (>20.4 \text{ МэВ})$   $T = 1$  по распадам  $3\alpha d$ , также подавленным по изоспину.

Рисунок 8 представляет состояние анализа. Он указывает на возможное присутствие ИАС в диапазоне от 5–9 МэВ над порогом  $3\alpha p$ , что удовлетворительно в данном подходе. Таким образом, связанная  $\alpha$ -частица проявляется как упруго деформируемый объект, лежащий в основе целого семейства достаточно долгоживущих состояний. Его релаксация в  $S$ -состояние определяет конечные состояния распадов ИАС.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен статус эксперимента БЕККЕ-РЕЛЬ, нацеленного на решение актуальных проблем физики ядерных кластеров. Благодаря уникальной чувствительности и пространственному разрешению используемый метод ядерной эмульсии позволяет изучать в едином подходе множественные конечные состояния, возникающие в диссоциации широчайшего разнообразия ядер.

В настоящее время в фокусе исследования находится концепция  $\alpha$ -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна предельно холодного состояния нескольких  $S$ -волновых  $\alpha$ -частиц вблизи порогов связи. Нестабильное ядро  $^8\text{Be}$  описывается как  $2\alpha\text{BEC}$ , а возбуждение  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  или состояние Хойла как  $3\alpha\text{BEC}$ . Распады  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  и  $^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow ^8\text{Be}\alpha$  могут служить сигнатурами более сложных распадов  $n\alpha\text{BEC}$ . Так, состояние  $0_6^+$  ядра  $^{16}\text{O}$  при 660 кэВ над  $4\alpha$ -порогом, рассматриваемое как  $4\alpha\text{BEC}$ , может последовательно распадаться,

$^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha^{12}\text{C}(0_2^+)$  или  $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$ . Его поиски ведутся в нескольких экспериментах по фрагментации легких ядер при низких энергиях. Подтверждение существования этой и более сложных форм  $\alpha\text{BEC}$  могло бы дать основу для расширения сценариев синтеза средних и тяжелых ядер в ядерной астрофизике.

Рассмотрение  $\alpha\text{BEC}$  как инвариантного явления указывает на возможность его поиска в слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами. В этом случае инвариантная масса ансамблей фрагментов He и H может быть определена по углам испускания в приближении сохранения импульса на нуклон родительского ядра. Благодаря предельно малым значениям энергии и ширин распады  $^8\text{Be}$  и HS, а также  $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}p$  идентифицируются во фрагментации легких ядер ограничением сверху на инвариантную массу.

Будучи апробирован, этот подход стал применяться для идентификации  $^8\text{Be}$  и HS и поиска более сложных состояний  $n\alpha\text{BEC}$  во фрагментации средних и тяжелых ядер. Недавно на статистике десятков распадов  $^8\text{Be}$  было установлено возрастание вероятности обнаружения  $^8\text{Be}$  в событиях с ростом числа релятивистских  $\alpha$ -частиц. Сделан предварительный вывод о том, что вклады распадов  $^9\text{B}$  и HS также растут. Экзотически большие размеры и времена жизни  $^8\text{Be}$  и HS позволяют предположить возможность синтеза  $\alpha\text{BEC}$  последовательным соединением возникающих  $\alpha$ -частиц  $2\alpha \rightarrow ^8\text{Be}$ ,  $^8\text{Be}\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0_2^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0_2^+)\alpha \rightarrow ^{16}\text{O}(0_6^+)$ ,  $2^8\text{Be} \rightarrow ^{16}\text{O}(0_6^+)$  и далее с вероятностью, падающей на каждом шаге, при испускании  $\gamma$ -квантов или частиц отдачи.

Главная задача предстоящего этапа — прояснение связи между возникновением  $^8\text{Be}$  и HS и множественностью  $\alpha$ -ансамблей и поиск на этой основе распадов состояния  $^{16}\text{O}(0_6^+)$ . В этой связи эксперимент БЕККЕРЕЛЬ нацелен на измерение множественных каналов фрагментации ядер  $^{84}\text{Kr}$  до 1 ГэВ/нуклон. Имеется достаточное количество слоев ЯЭ, поперечное сканирование которых позволяет достичь требуемой статистики. Представленные данные — первый вклад в целенаправленный поиск  $4\alpha\text{BEC}$ . Хотя полученные данные обнадеживают, для подтверждения  $4\alpha\text{BEC}$  требуется кратное наращивание статистики.

В продолжение исследования фрагментации легких ядер начат поиск распадов изобар-аналоговых состояний. Проявляясь при высокой энергии возбуждения, но также имея весьма малые ширины, ИАС служат “маяками” перестройки структуры в направлении сходства с их менее стабильными изобарами. В этом контексте возобновляется анализ облучения ЯЭ ядрами  $^9\text{Be}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ .

Решение поставленных задач осуществимо с применением моторизованного микроскопа Olympus VХ63, недавно поставленного для эксперимента БЕККЕРЕЛЬ. Освоение его возможностей — особый методический вызов. Стоит надеяться, что его применение и прогресс анализа изображений позволит придать совершенно новый размах использованию метода ЯЭ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988); TUNL Nuclear Data Evaluation Project.
2. M. Freer and H. O. U. Fynbo, Prog. Part. Nucl. Phys. **78**, 1 (2014), <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2014.06.001>
3. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Rev. Mod. Phys. **89**, 011002 (2017), <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002>
4. W. von Oertzen, Lect. Notes Phys. **818** (Springer, 2010), Vol. 1, [https://doi.org/10.1007/978-3-642-13899-7\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13899-7_3)
5. S. Adachi, Y. Fujikawa, T. Kawabata, H. Akimune, T. Doi, T. Furuno, T. Harada, K. Inaba, S. Ishida, M. Itoh, C. Iwamoto, N. Kobayashi, Y. Maeda, Y. Matsuda, M. Murata, S. Okamoto, *et al.*, Phys. Lett. B **819**, 136411 (2021), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136411>
6. P. I. Zarubin, Lect. Notes Phys. **875** (Springer, 2013), Vol. 3, p. 51, [https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3)
7. D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, E. Furu, M. Haiduc, N. K. Kornegrutza, A. I. Malakhov, E. Mitsova, A. Neagu, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, R. Stanoeva, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, and I. G. Zarubina, Eur. Phys. J. A **56**, 250 (2020), <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3>
8. B. Borderie, Ad. R. Raduta, G. Ademard, M. F. Rivet, E. De Filippo, E. Geraci, N. Le Neindre, R. Alba, F. Amorini, G. Cardella, M. Chatterjee, D. Guinet, P. Lattes, E. La Guidara, G. Lanzalone, G. Lanzano, *et al.*, Phys. Lett. B **755**, 475 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.061>
9. M. Barbui, K. Hagel, J. Gauthier, S. Wuenschel, R. Wada, V. Z. Goldberg, R. T. deSouza, S. Hudan, D. Fang, X.-G. Cao, and J. B. Natowitz, Phys. Rev. C **98**, 044601 (2018), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.044601>
10. R. J. Charity, K. W. Brown, J. Elson, W. Reviol, L. G. Sobotka, W. W. Buhro, Z. Chajecski, W. G. Lynch, J. Manfredi, R. Shane, R. H. Showalter, M. B. Tsang, D. Weisshaar, J. Winkelbauer, S. Bedoor, D. G. McNeel, *et al.*, Phys. Rev. C **99**, 044304 (2019), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044304>
11. J. Bishop *et al.*, Phys. Rev. C **100**, 034320 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.034320>
12. R. Smith, J. Bishop, J. Hirst, Tz. Kokalova, and C. Wheldon, Few Body Syst. **61**, 14 (2020); <https://doi.org/10.1007/s00601-020-1545-5>
13. S. Manna, T. K. Rana, C. Bhattacharya, S. Kundu, R. Pandey, K. Banerjee, Pratap Roy, A. Sen, T. K. Ghosh, G. Mukherjee, Debasish Mondal, Md. Moin Shaikh, J. K. Meena, P. Karmakar, D. Paul, K. Atreya, *et al.*, Eur. Phys. J. A **57**, 286 (2021), <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00592-8>
14. A. A. Zaitsev, D. A. Artemenkov, V. V. Glagolev, M. M. Chernyavsky, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, and P. I. Zarubin, Phys. Lett. B **820**, 136460 (2021), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136460>
15. S. A. Krasnov, T. N. Maksimkina, G. J. Musulmanbekov, F. Schussler, A. Dirner, L. Just, M. Karabová, A. Pavuková, M. Tóthová, S. Vokál, J. Vrláková, B. Jakobsson, K. Soderstrom, M. I. Adamovich, M. M. Chernyavsky, S. P. Kharlamov, *et al.*, Czech J. Phys. **46**, 531 (1996), <https://doi.org/10.1007/BF01690674>
16. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1818 (2010), <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
17. T. V. Schedrina, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, A. I. Malakhov, G. I. Orlova, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, S. Vokal, A. Vokalova, P. I. Zarubin, and I. G. Zarubina, Phys. At. Nucl. **70**, 1230 (2007); <https://doi.org/10.1134/S1063778807070149>; nucl-ex/0605022.
18. E. G. Adelberger, A. B. McDonald, C. L. Cocke, C. N. Davids, A. P. Shukla, H. B. Mak, and D. Ashery, Phys. Rev. C **7**, 889 (1973), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.7.889>

## PROSPECTS FOR SEARCHING FOR UNSTABLE STATES IN RELATIVISTIC NUCLEAR FRAGMENTATION

**D. A. Artemenkov<sup>1)</sup>, V. Bradnova<sup>1)</sup>, O. N. Kashanskaya<sup>2)</sup>, N. V. Kondratieva<sup>1)</sup>,  
N. K. Kornegrutsa<sup>1)</sup>, E. Mitsova<sup>1),3)</sup>, N. G. Peresadko<sup>4)</sup>, V. V. Rusakova<sup>1)</sup>, R. Stanoeva<sup>5),3)</sup>,  
A. A. Zaitsev<sup>1),4)</sup>, I. G. Zarubina<sup>1)</sup>, P. I. Zarubin<sup>1),4)</sup>**

*<sup>1)</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

*<sup>2)</sup>Francisk Skorina Gomel State University, Belarus*

*<sup>3)</sup>Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences,  
Sofia, Bulgaria*

*<sup>4)</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

*<sup>5)</sup>South-West University Neofit Rilski, Blagoevgrad, Bulgaria*

The prospects of the BECQUEREL experiment, devoted to the experimental study in the relativistic approach of problems of nuclear cluster physics, are presented. The nuclear emulsion method used makes it possible to fully study the relativistic final states in the fragmentation of nuclei. The focus of the presented research is the dynamics of the emergence of the  $^8\text{Be}$  nucleus and the Hoyle state, as well as the search for the  $4\alpha$ -particle condensate decaying through them. In this context, the development of the analysis of exposure to  $^{84}\text{Kr}$  nuclei at 950 MeV/nucleon is presented. As a continuation of the study of light nuclei, the status of the search for the isobar-analog state of the  $^{13}\text{N}$  nucleus in the fragmentation of  $^{14}\text{N}$  nuclei at 2 GeV/nucleon is presented.