



Нестабильные состояния во фрагментации релятивистских ядер

П.И. Зарубин (ЛФВЭ, ОИЯИ)

Представлена идентификация ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и состояния Хойла (HS) в релятивистской диссоциации изотопов ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ в ядерной эмульсии. Для идентификации распадов этих крайне короткоживущих достаточно определение инвариантной массы как функции углов в парах и тройках фрагментов He и H в приближении сохранения импульса на нуклон родительского ядра. Исследуется корреляция между образованием ядер ${}^8\text{Be}$ и множественностью сопровождающих α -частиц в диссоциации релятивистских ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{197}\text{Au}$. Обнаружено усиление вклада ${}^8\text{Be}$ в диссоциацию с множественностью α -частиц. Той же тенденции следуют распады ядер ${}^9\text{B}$ и состояния Хойла.



Hair - $60 \mu\text{m}$
AgBr Crystal - $0.2 \mu\text{m}$

Atom - $10^{-4} \mu\text{m}$

Proton - $10^{-9} \mu\text{m}$



The Study of Elementary Particles by the Photographic Method

*An account of
The Principal Techniques and Discoveries
illustrated by
An Atlas of Photomicrographs*

BY

C. F. POWELL

P. H. FOWLER and D. H. PERKINS

H. H. WILLS PHYSICAL LABORATORY
UNIVERSITY OF BRISTOL



PERGAMON PRESS

LONDON · NEW YORK · PARIS · LOS ANGELES

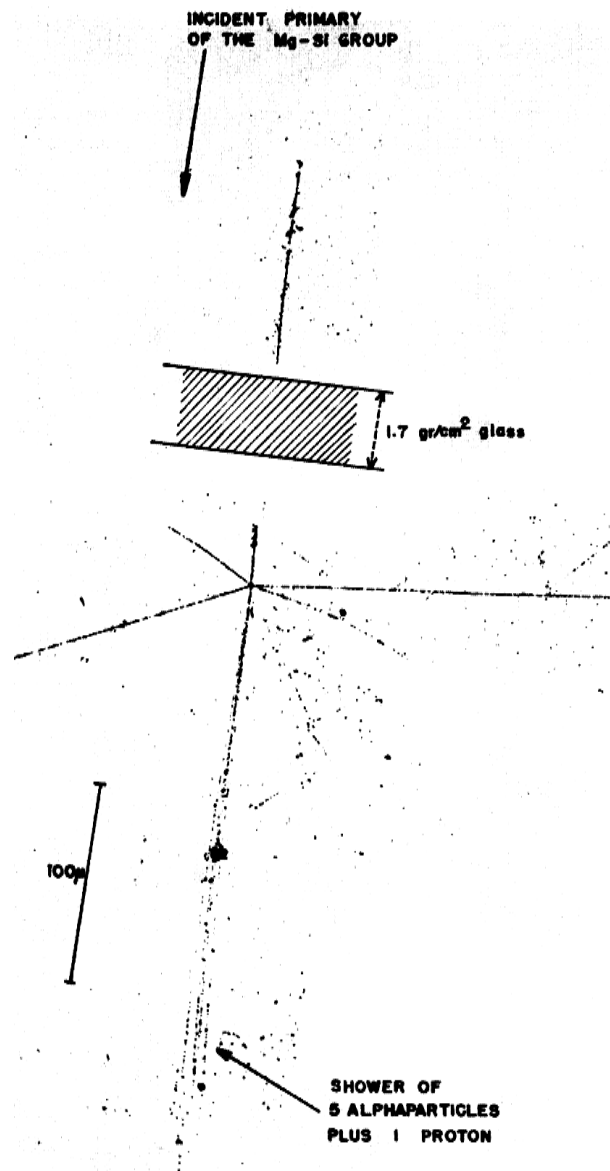
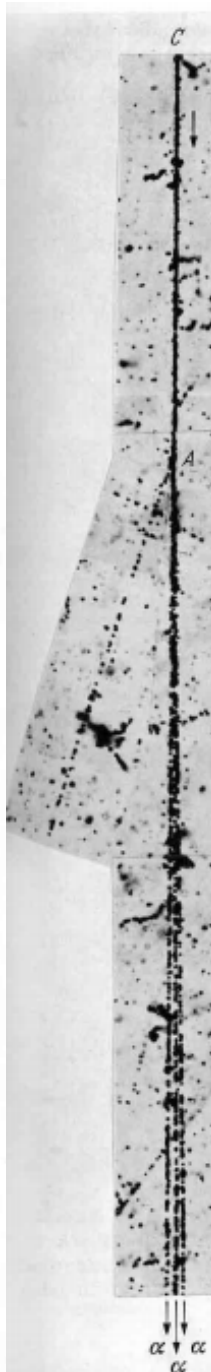
1959

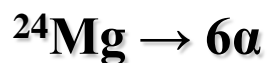
PHYSICAL REVIEW

VOLUME 77, NUMBER 1

The Heavy Nuclei of the Primary Cosmic Radiation

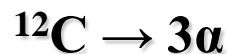
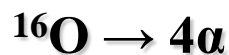
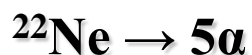
H. L. BRADT AND B. PETERS
University of Rochester, Rochester, New York
(Received September 9, 1949)

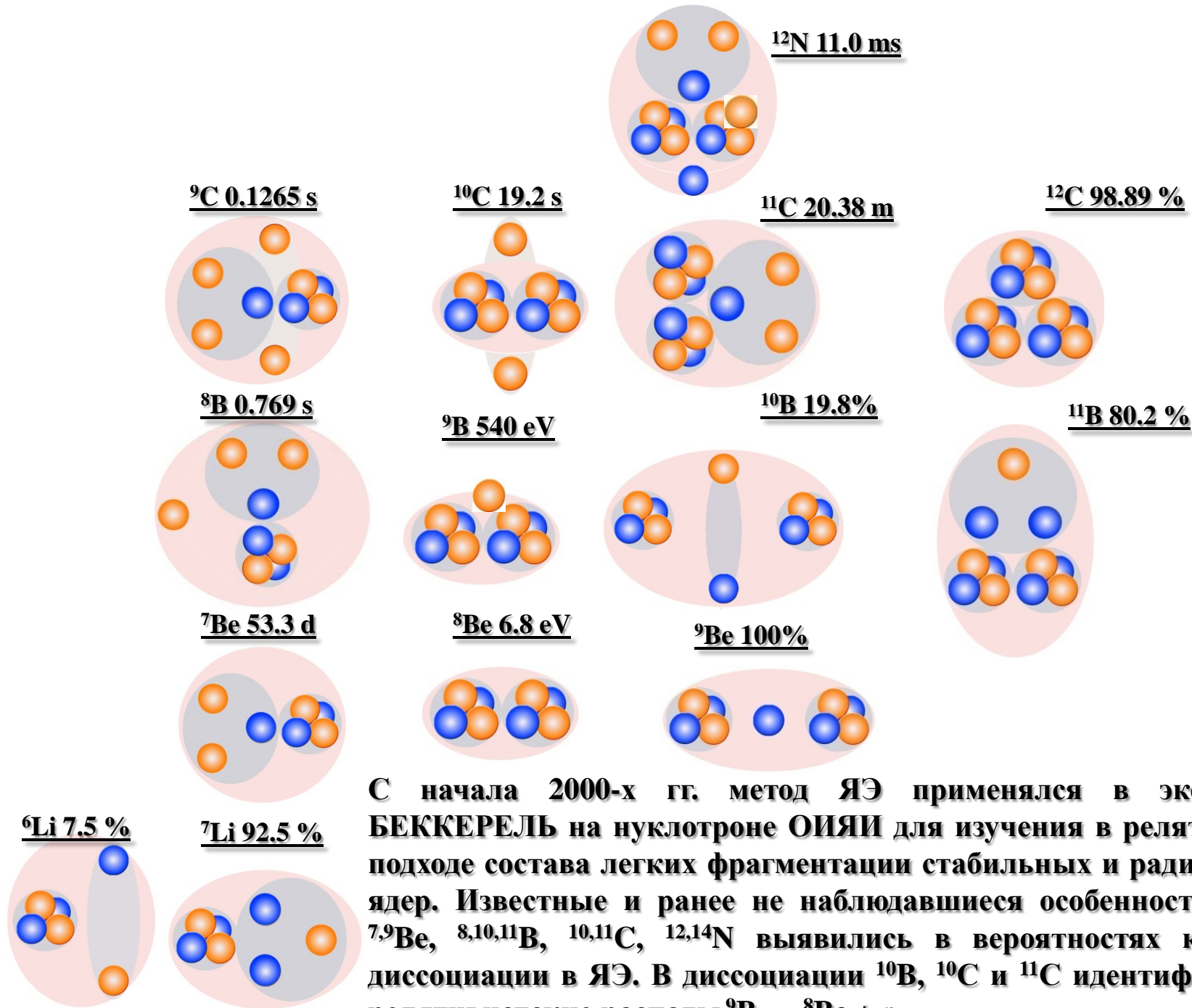




Генерация ансамблей, состоящих из нескольких ядер He и H возможна в периферической диссоциации релятивистских ядер. Потенциально, углубленное изучение их особенностей может пролить свет на актуальные вопросы ядерной физики нескольких тел. В фокусе теоретических разработок находится возможность существования состояний, обладающих выраженной α -конденсатной и ядерно-молекулярной структурой. В свою очередь находки соответствующих лабораторных поисков могли бы быть привлечены для развития многотельных сценариев ядерной астрофизики.

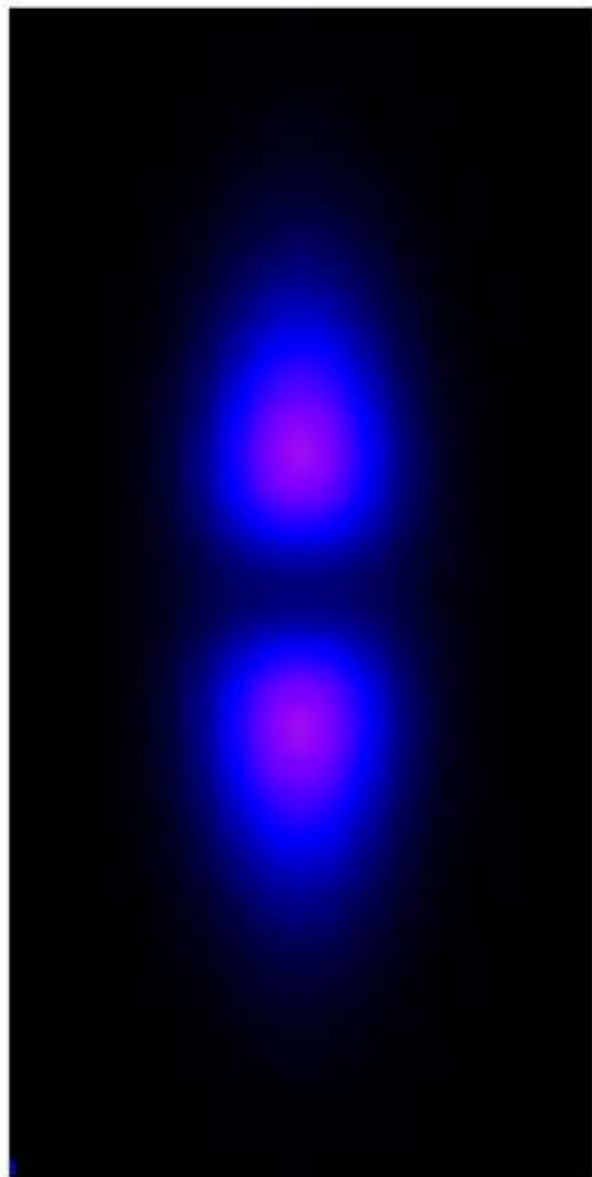
В слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами, следы фрагментов могут наблюдаться с исчерпывающей полнотой, а их направления определяться с наилучшим разрешением. Определение инвариантной массы групп релятивистских фрагментов в приближении сохранения скорости начального ядра позволяет спроецировать угловые корреляции фрагментов на энергетический масштаб ядерной физики. Тем самым, на основе релятивистски-инвариантного подхода возникает новая и вместе с тем наглядная возможность экспериментального изучения ансамблей легчайших ядер сразу над порогом связи.





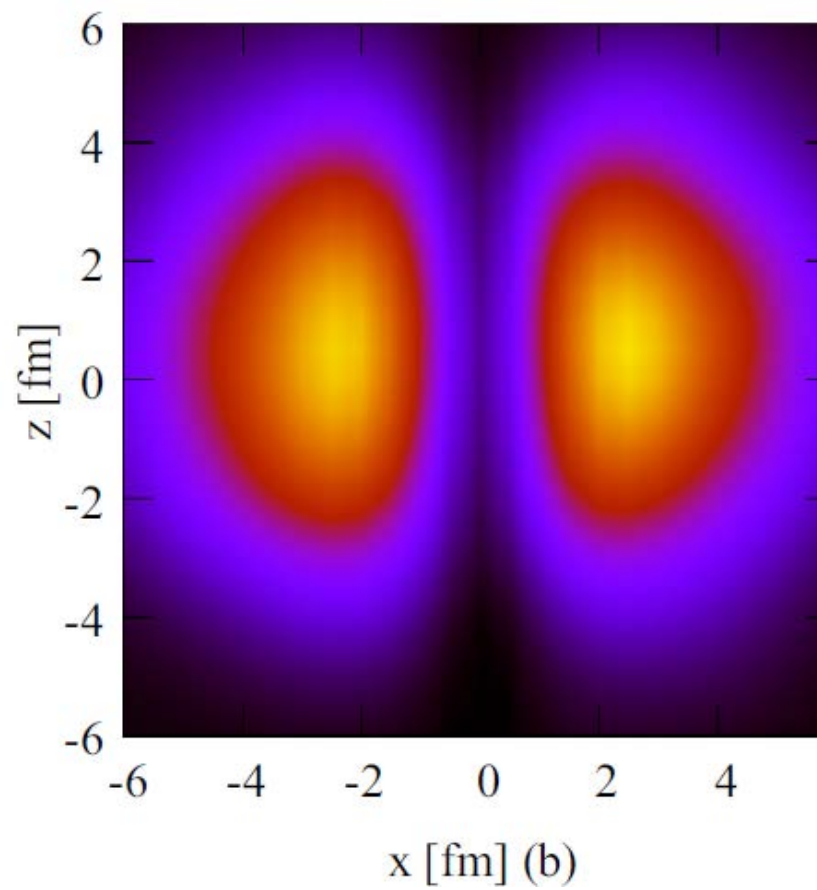
С начала 2000-х гг. метод ЯЭ применялся в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ для изучения в релятивистском подходе состава легких фрагментации стабильных и радиоактивных ядер. Известные и ранее не наблюдавшиеся особенности изотопов $^7,^9\text{Be}$, $^{8,10,11}\text{B}$, $^{10,11}\text{C}$, $^{12,14}\text{N}$ выявились в вероятностях каналов их диссоциации в ЯЭ. В диссоциации ^{10}B , ^{10}C и ^{11}C идентифицированы релятивистские распады $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$.

z [fm]



-4 -2 0 2 4

y [fm]



6

4

2

0

-2

-4

-6

-6

-4

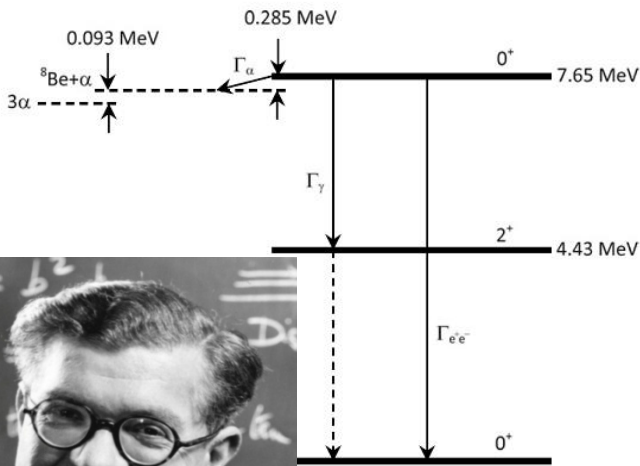
-2

0

2

4

x [fm] (b)



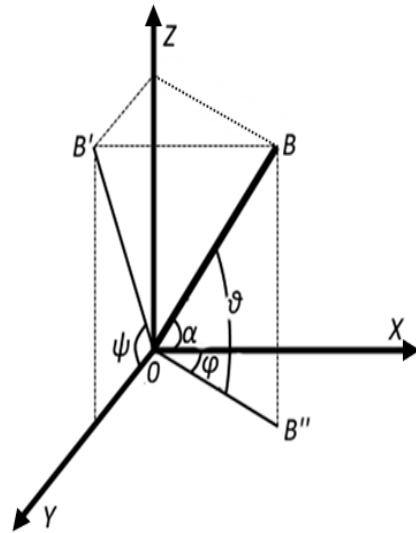
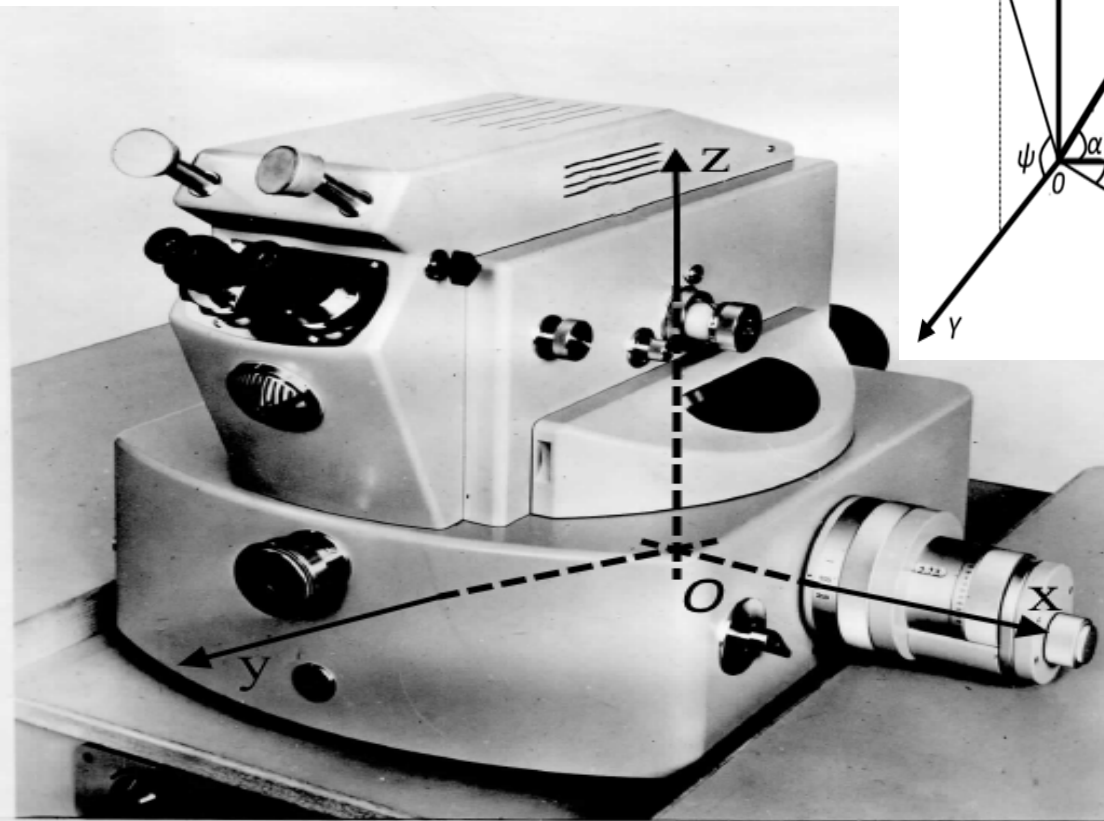
HS является вторым (и первым α -несвязанным) возбуждением 0^+_{2} ядра ^{12}C . Синтез ^{12}C возможен через $3\alpha \rightarrow \alpha^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2} \text{ или HS}) \rightarrow ^{12}\text{C}$.

Ядро ^8Be является неизменным продуктом распада HS и ^9B . Энергия распада ^8Be составляет 91.8 кэВ, а ширина 5.57 ± 0.25 эВ. Обособленность HS среди возбуждений ^{12}C , предельно малые значения энергии над 3α -порогом (378 кэВ) и ширины распада (9.3 ± 0.9 эВ) указывают на его сходство с ядром ^8Be . Основное состояние ядра ^9B выше порога $^8\text{Be} + p$ на 185.1 кэВ, а его ширина 0.54 ± 0.21 кэВ. Значимость HS не ограничивается ролью возбуждения ядра ^{12}C . Вне зависимости от структурных особенностей HS проявляется в ядерных реакциях как универсальный объект подобный ^8Be и ^9B .

Согласно ширинам, ^8Be , ^9B и HS могут являться полноценными участниками в релятивистской фрагментации. Продукты их распада образуются при пробегах от нескольких тысяч (^8Be и HS) до нескольких десятков (^9B) атомных размеров, т. е. за время на много порядков большее, чем время возникновения других фрагментов. Вследствие наименьшей энергии распада ^8Be , ^9B и HS должны проявляться как пары и тройки релятивистских фрагментов He и H с наименьшими углами раскрытия, что их на фоне других продуктов фрагментации.

^8Be и HS рассматриваются как простейшие состояния α -частичного конденсата Бозе-Эйнштейна. Как 4α -конденсат рассматривается 6-е возбужденное состояние 0^+_{6} ядра ^{16}O при 15.1 МэВ (или 660 кэВ над 4α -порогом). Его α -распад мог бы идти в последовательности $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2}) \rightarrow ^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 2\alpha$ или же $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow 2^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 4\alpha$.

Кроме того, ^9B и HS могут служить основами в ядерных молекулах ^9Bp , ^9Ba и $\text{HS}p$. Как и α -конденсатным состояниям, нестабильным состояниям с участием протонов могут отвечать возбуждения, имеющие электромагнитные ширины распадов.



$$P_x = P_0 \cdot A \cdot \cos \alpha \cdot \cos \varphi$$

$$P_y = P_0 \cdot A \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi$$

$$P_z = P_0 \cdot A \cdot \sin \alpha$$

$$P_{tot} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

$$E_\alpha = \sqrt{P_0^2 \cdot A^2 + m_\alpha^2}$$

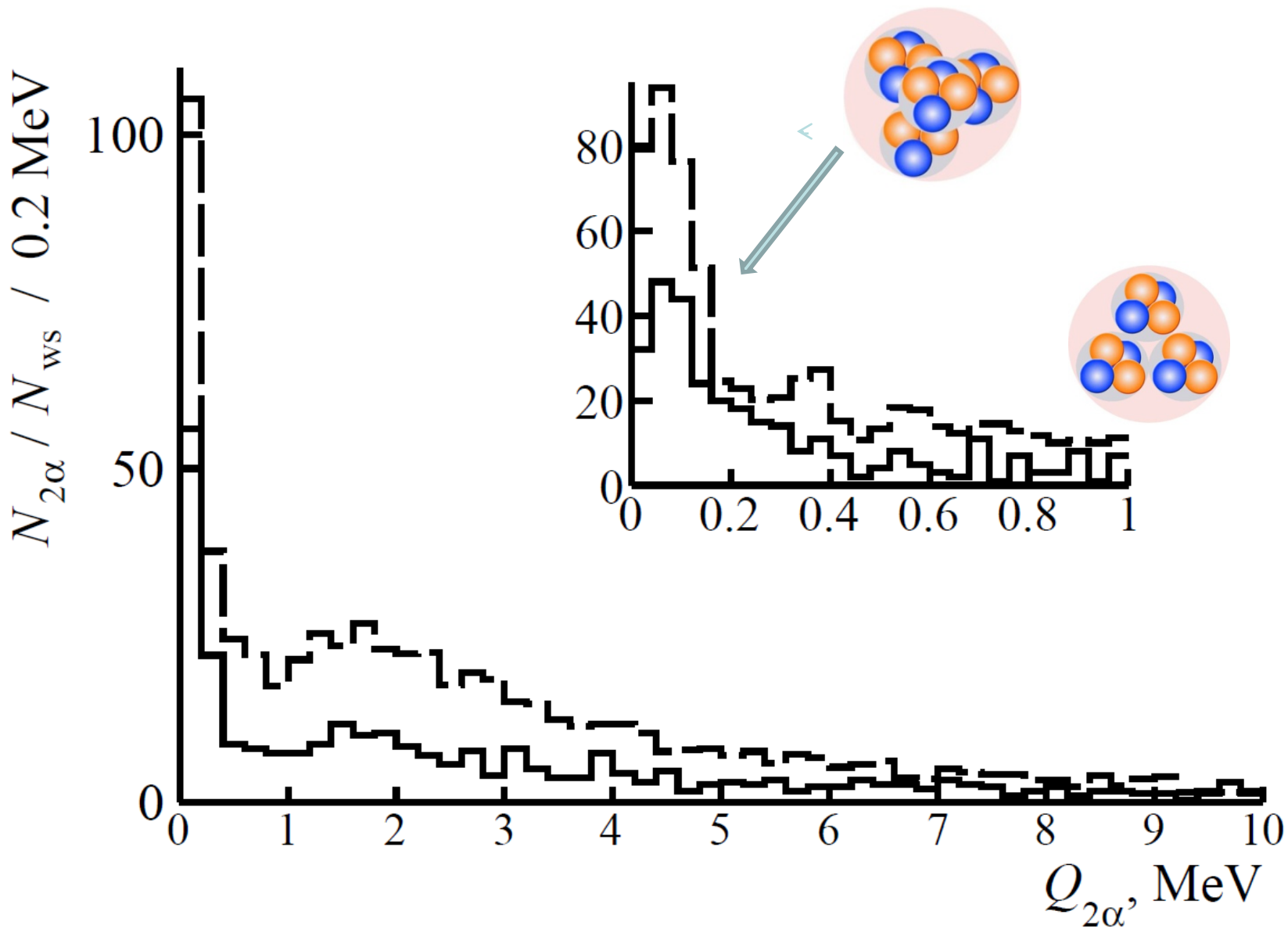
$$\Theta_{2\alpha} = \frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{tot1} \cdot P_{tot2}}$$

$$Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_\alpha$$

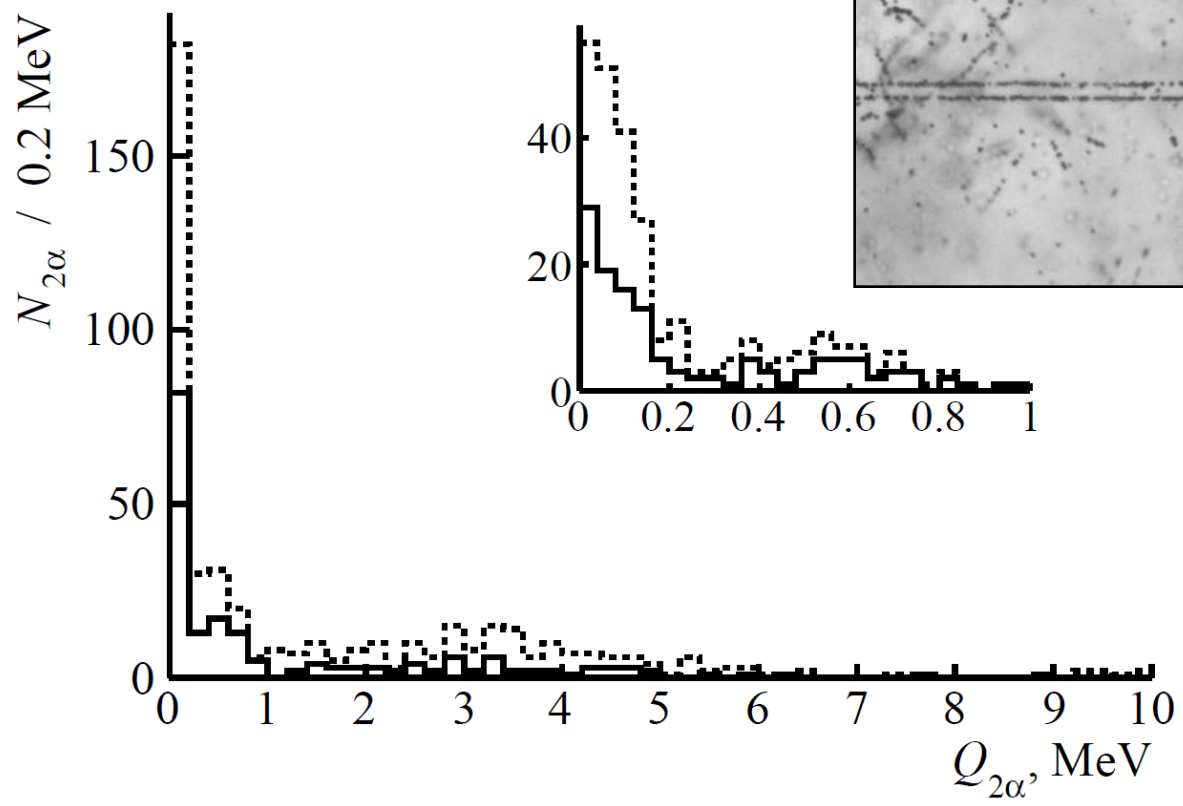
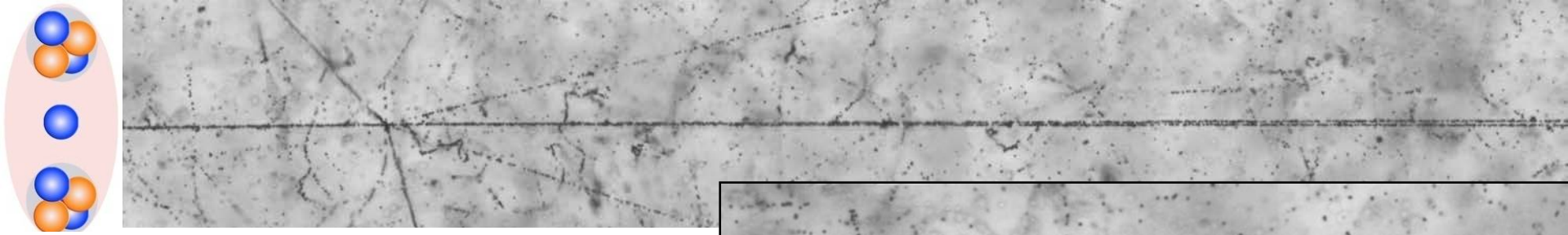
$$Q_{2\alpha} = \sqrt{2 \cdot [m_\alpha^2 + E_\alpha^2 - \vec{P}_{\alpha 1} \cdot \vec{P}_{\alpha 2}]} - 2 \cdot m_\alpha$$

$$Q_{3\alpha} = \sqrt{3 \cdot m_\alpha^2 + 2 \cdot \sum_{i \neq j} (E_{\alpha i} \cdot E_{\alpha j} - \vec{P}_{\alpha i} \cdot \vec{P}_{\alpha j})} - 3 \cdot m_\alpha$$

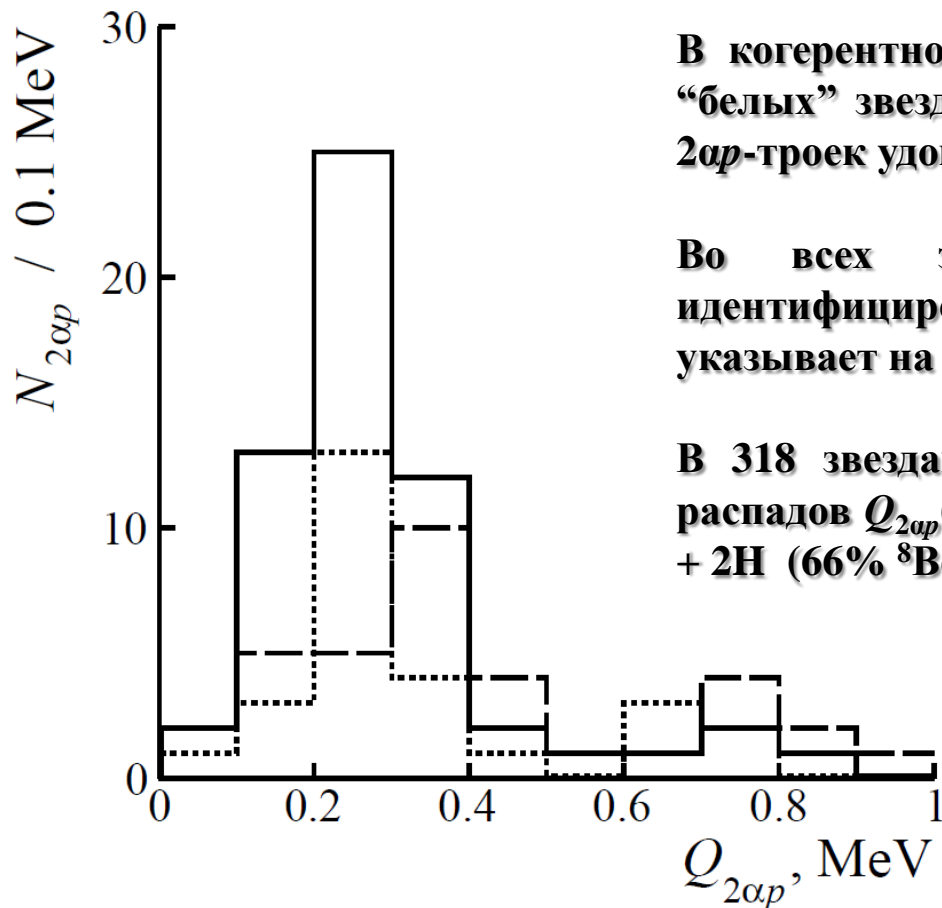
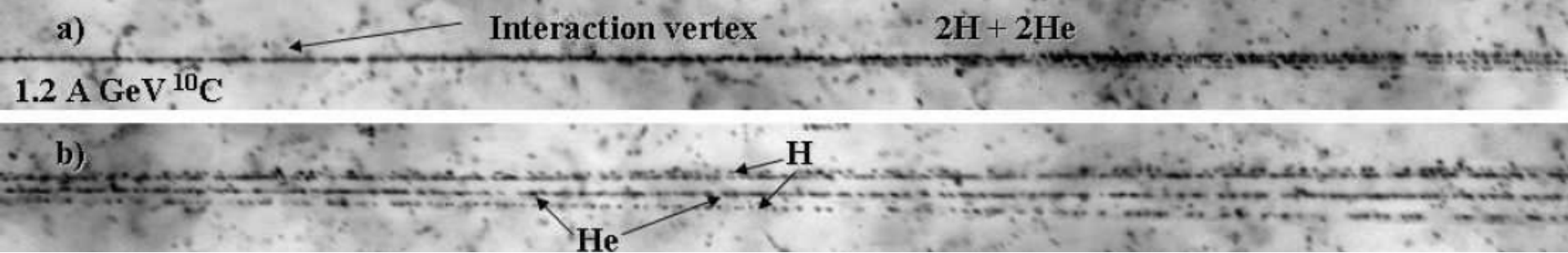
Инвариантная масса $Q = M^* - M$ задается суммой $M^{*2} = \sum(P_i \cdot P_k)$, где $P_{i,k}$ 4-импульсы фрагментов, а M их масса. Для вычисления инвариантных масс 2 α -пар $Q_{2\alpha}$ и 3 α -троек $Q_{3\alpha}$ в приближении сохранения α -частицами импульса на нуклон первичного ядра использовались только измерения углов их испускания. Предполагается соответствие He - ^4He и H - ^1H , поскольку в случае чрезвычайно узких распадов ^8Be и ^9Be измеренные вклады ^3He и ^2H малы.



Распределение числа 2α -пар $N_{2\alpha}$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha}$ в когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (сплошная) и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (пунктир) при 3.65 A ГэВ ; на вставке увеличенная часть $Q_{2\alpha} < 1 \text{ МэВ}$ (шаг 40 кэВ); гистограммы нормированы на числа “белых” звезд N_{ws} .



Распределение 500 пар ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при 1.2 А ГэВ/нуклон по $Q_{2\alpha}$ (пунктир), в том числе 198 “белых” (сплошная), указывает на ограничение $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ. Имеются два “наплыва” вокруг значений $Q_{2\alpha}$ равных 0.6 и 3 МэВ. Первый отражает возбуждение ${}^9\text{Be}$ при 2.43 МэВ, а второй – состояние ${}^8\text{Be} 2^+$.

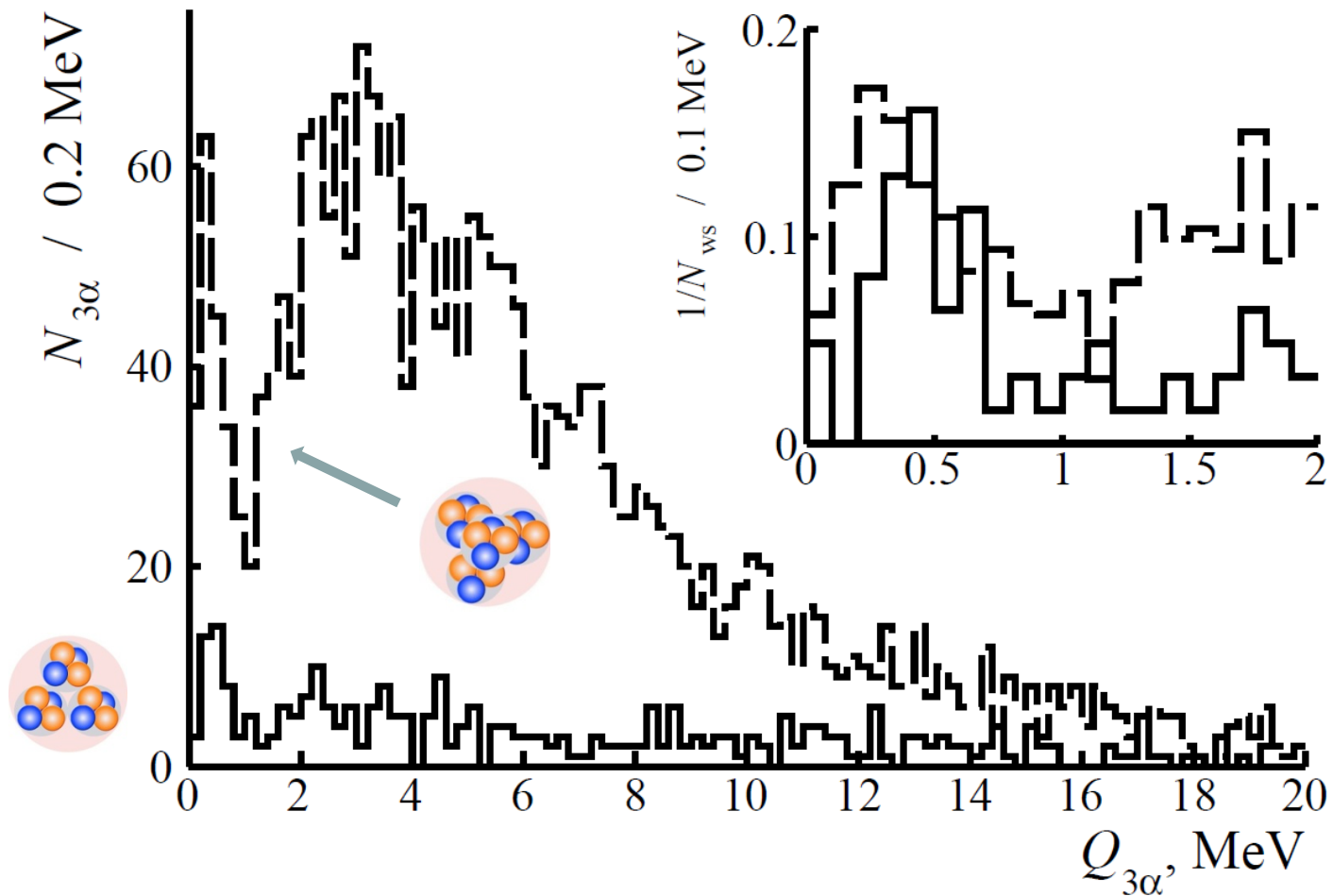


В когерентной диссоциации ^{10}C при 1.2 ГэВ/нуклон 186 “белых” звезд отвечают каналу $2\text{He} + 2\text{H}$ (82%), $30 \pm 4\%$ $2\alpha p$ -троек удовлетворяют $Q_{2\alpha p}(^9\text{B}) < 0.5 \text{ МэВ}$.

Во всех этих $2\alpha p$ -тройках и только в них идентифицированы также распады $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) < 0.2 \text{ МэВ}$, что указывает на доминирование $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$ и $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

В 318 звездах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ идентифицированы 20 распадов $Q_{2\alpha p}(^9\text{B}) < 0.5 \text{ МэВ}$ (50% ^8Be) и 22 в $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (66% ^8Be).

Распределение числа $2\alpha p$ -троек $N_{2\alpha p}$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha p}$ ($< 1 \text{ МэВ}$) в событиях когерентной диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$ (сплошная) и диссоциации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$ (точки) и $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{HeH}$ (пунктир).



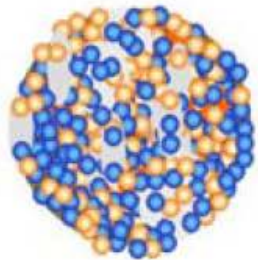
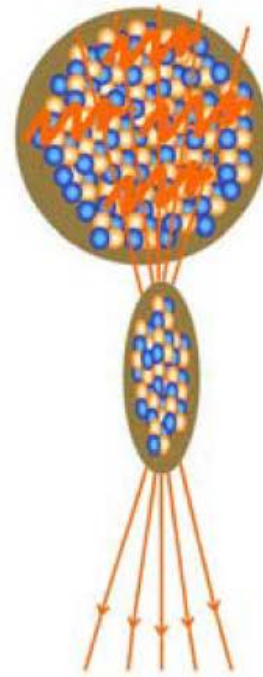
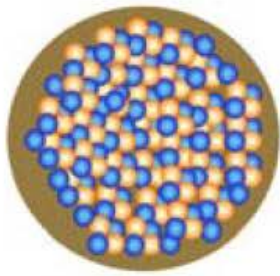
Несмотря на то, что доля когерентной диссоциации среди неупругих взаимодействий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ составляет всего 1-2%, целенаправленный поиск таких событий, проводившийся поперечным сканированием, позволил исследовать методом инвариантной массы 310 3α и 641 4α “белых” звезд и установить в обоих случаях вклады 3α -распадов состояния Хойла (HS).

Начальные участки распределений событий по переменным $Q_{2\alpha}$ и $Q_{3\alpha}$ содержат пики, отвечающие ^8Be и HS как в случае ^{12}C , так и ^{16}O . Поскольку значения энергии распада заметно меньше ближайших возбуждений возможен отбор $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ и $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$ МэВ. Их применение дает вклад ^8Be (HS) $45 \pm 4\%$ ($11 \pm 3\%$) для ^{12}C и $62 \pm 3\%$ ($22 \pm 2\%$) для ^{16}O .

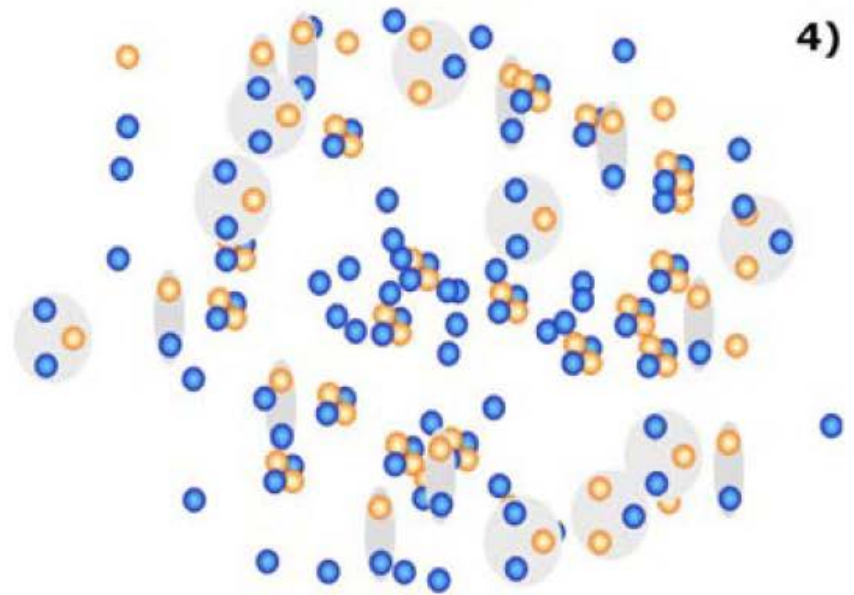
Можно предположить присутствие нестабильных состояний как виртуальных компонент в родительских ядрах, проявляющихся в релятивистской фрагментации. Однако, сохранение такой универсальности с ростом массового числа исследуемых ядер представляется все более проблематичным.

Альтернатива состоит в образовании ${}^8\text{Be}$ при взаимодействии в конечном состоянии рожденных α -частиц и последующим подхватом сопровождающих α -частиц и нуклонов с испусканием необходимых γ -квантов. Следствием такого сценария стало бы возрастание выхода ${}^8\text{Be}$ с множественностью α -частиц в событии, а возможно ${}^9\text{B}$ и HS , распадающихся через ${}^8\text{Be}$.

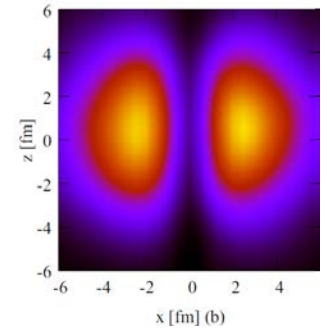
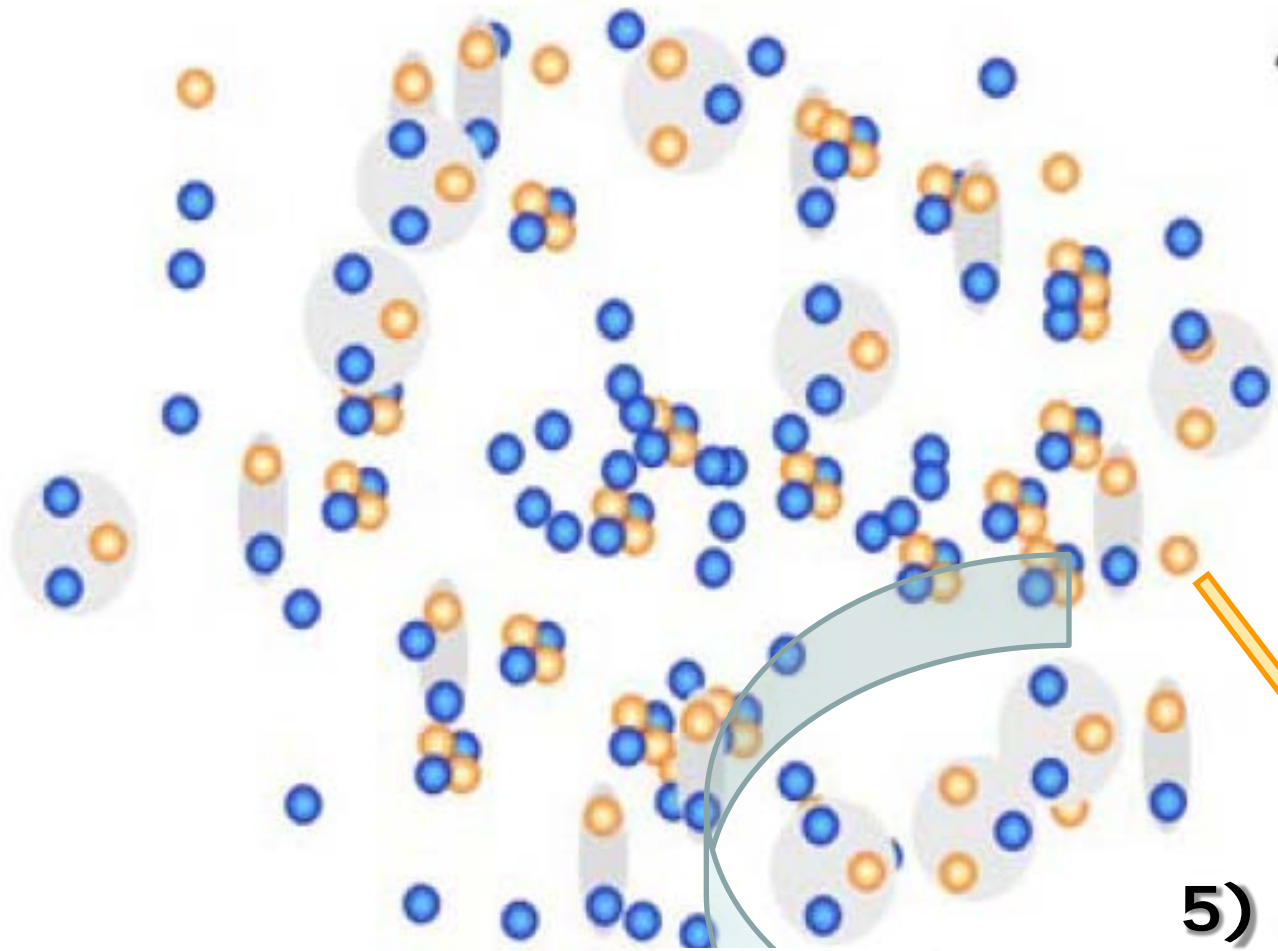
Цель настоящего исследования состоит в выявлении связи между образованием нестабильных состояний и сопровождающей множественностью.



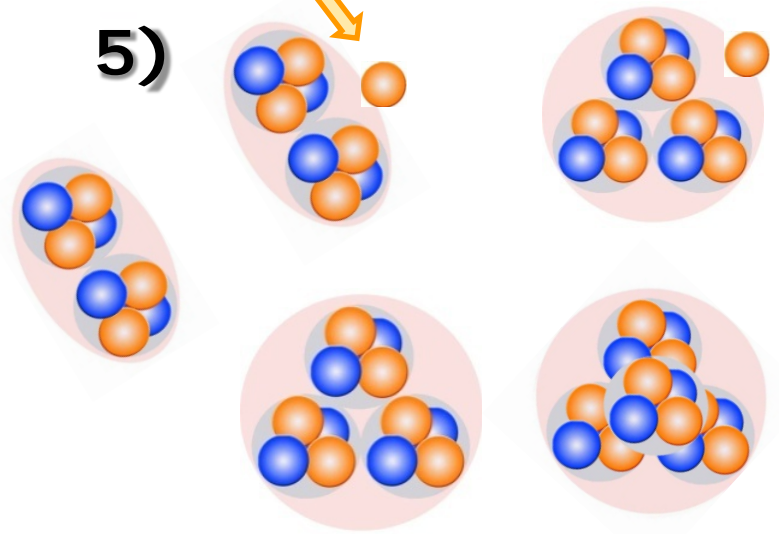
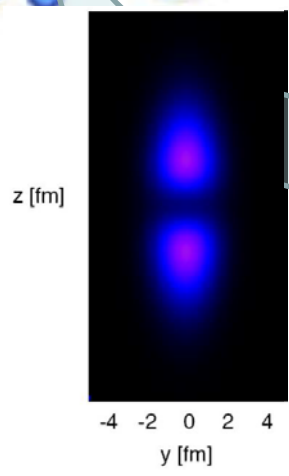
3)



4)



5)

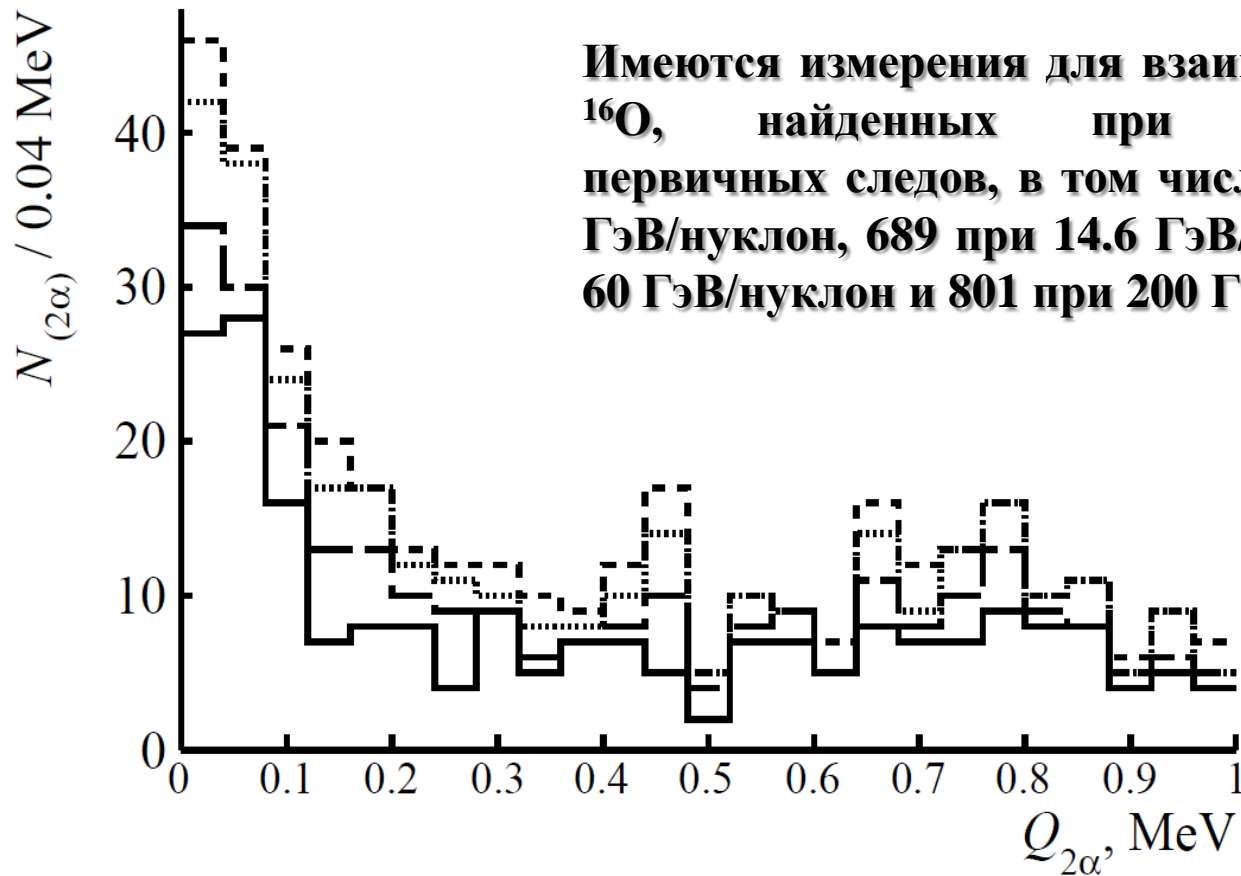


Прослеживание первичных следов в ЯЭ позволяет находить взаимодействия без выборки, в частности, с разным числом релятивистских фрагментов He и H. Данные полученные в таком подходе позволяют проследить вклад нестабильных состояний и дают опору при продвижении методом поперечного сканирования к большей статистике и более сложным состояниям.

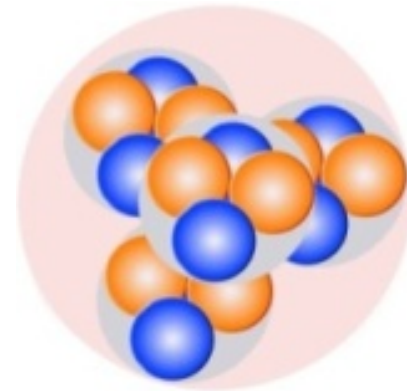
Хотя статистика множественных каналов, оказывается радикально ниже, зато может быть прослежена ее эволюция. Далее используются такие измерения фрагментации релятивистских ядер ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{197}Au , эмульсионного сотрудничества на синхрофазотроне ОИЯИ в 80-е гг и сотрудничества EMU на синхротронах AGS (BNL) и SPS (CERN) в 90-е гг.

Благодаря использованию слоев ЯЭ, облученных в тот период статистика измеренных взаимодействий $^{28}\text{Si} \rightarrow n_\alpha (\geq 3)$ начала дополняться в рамках нашего эксперимента БЕККЕРЕЛЬ (ОИЯИ). Все эти измерения, единообразно представляемые в переменной инвариантной массы, позволяют оценить роль нестабильных состояний в множественной фрагментации ядер и сформулировать задачи их дальнейшего исследования.

n_α	3.65 ГэВ/нуклон $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$	15 ГэВ/нуклон $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$	60 ГэВ/нуклон $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$	200 ГэВ/нуклон $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$	Все $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$
2	32/390 (8 ± 2)	6/95 (6 ± 3)	9/97 (9 ± 3)	3/56 (5 ± 3)	50./638 (8 ± 1)
3	40/176 (23 ± 4)	13/51 (26 ± 8)	12/65 (19 ± 6)	8/29 (28 ± 11)	73/321 (23 ± 3)
4	13/28 (46 ± 15)	1/4 (25)	2/2 (100)	0/1 (0)	16/35 (46 ± 14)

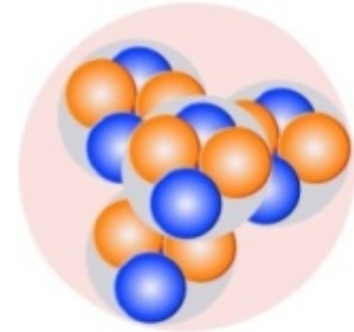
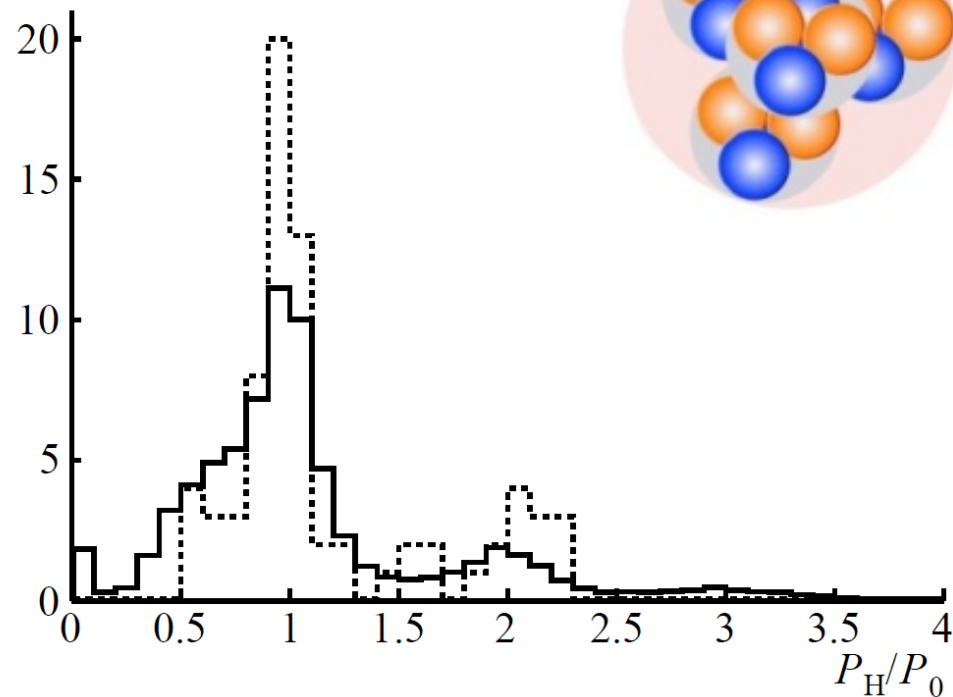
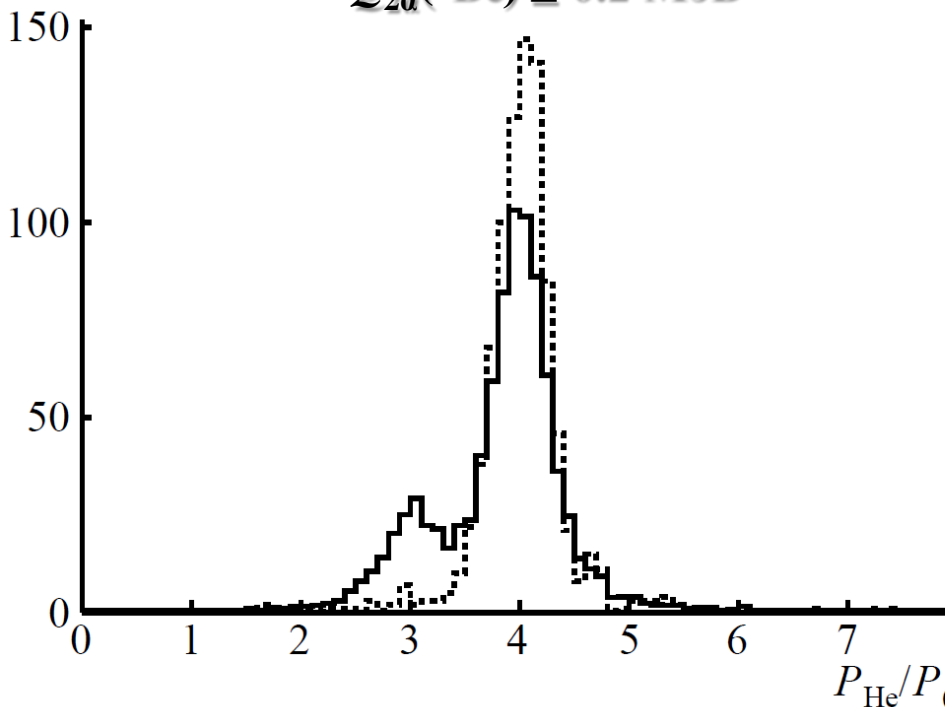


Имеются измерения для взаимодействий ядер ^{16}O , найденных при прослеживании первичных следов, в том числе, 2823 при 3.65 ГэВ/нуклон, 689 при 14.6 ГэВ/нуклон, 885 при 60 ГэВ/нуклон и 801 при 200 ГэВ/нуклон.

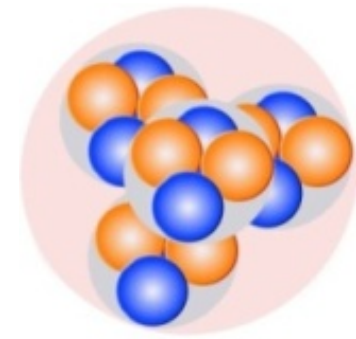
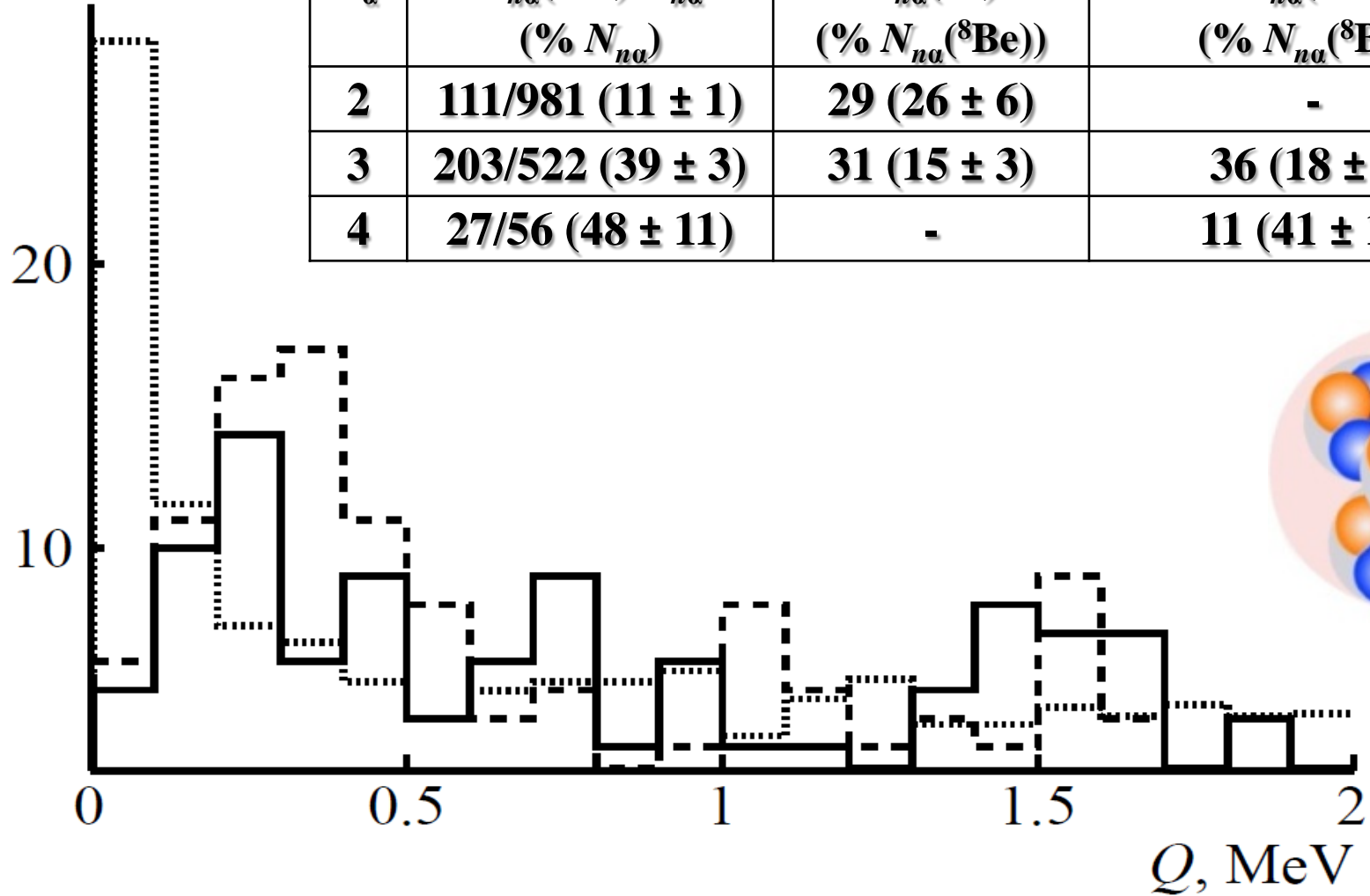


Распределение 2α -пар $N_{(2\alpha)}$ по инвариантной массе в диапазоне $Q_{2\alpha} (< 1 \text{ МэВ})$ во фрагментации ядер ^{16}O при 3.65 ГэВ/нуклон (сплошная линия); последовательно добавлены данные для 15 (длинный пунктир), 60 (точки) и 200 (короткий пунктир) ГэВ/нуклон.

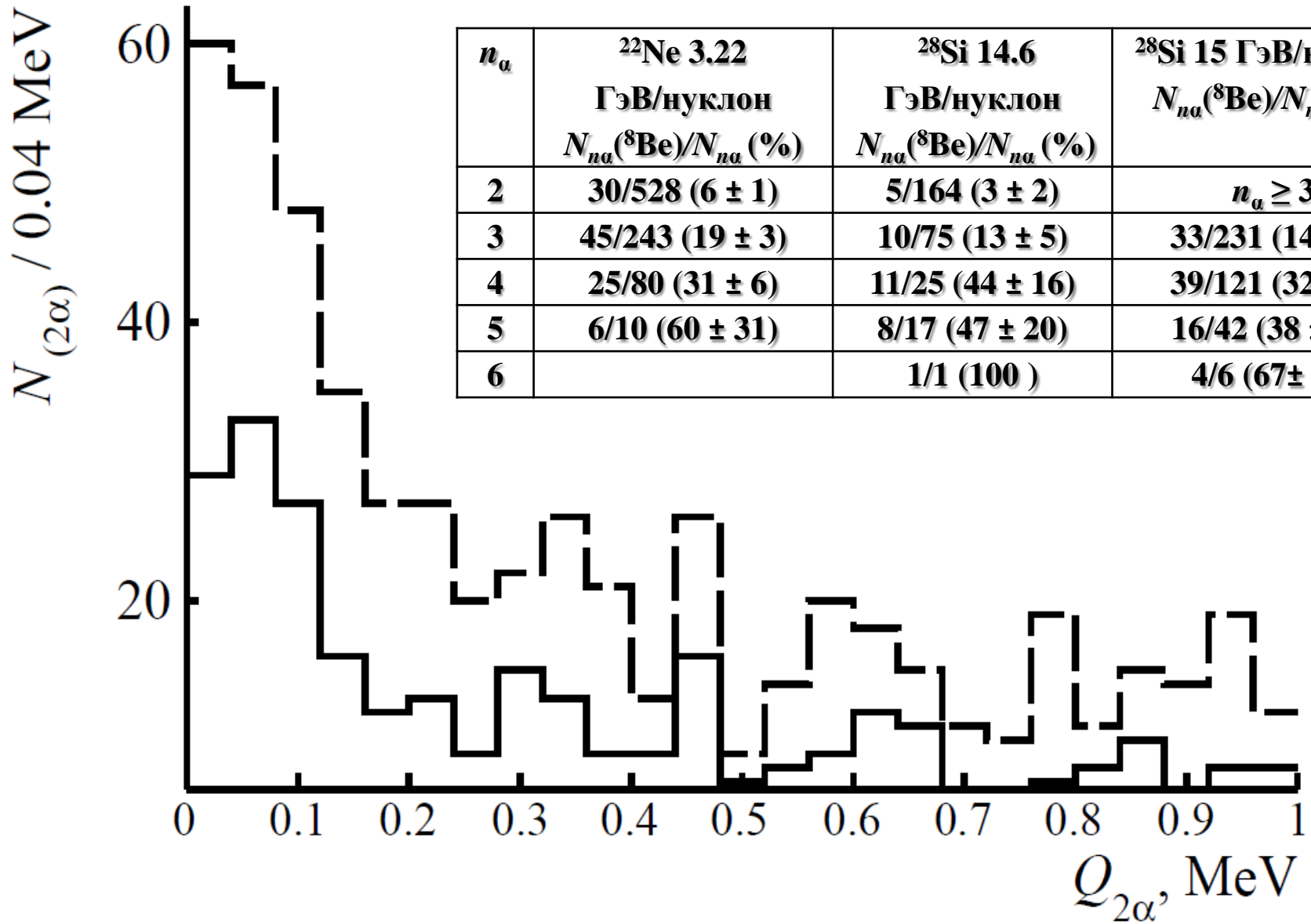
$$Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2 \text{ МэВ}$$



Проверить принятые приближения позволяют данные, полученные при облучении ядрами ${}^{16}\text{O}$ с энергией 2.4 ГэВ/нуклон 1-метровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ (ВПК-100), помещавшейся в магнитное поле. Набор данных включает измерения в полной геометрии векторов импульсов продуктов реакции ${}^{16}\text{O} + p$ в 11104 соударениях всех видов. В этом случае также имеется пик в начальной части распределения по углу разлета 2α -пар $\Theta_{2\alpha}$, соответствующий распадам ${}^8\text{Be}$. Согласно измеренным импульсам фрагментов условие $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2 \text{ МэВ}$ удаляет вклад ${}^3\text{He}$, а вклад протонов составляет 90% среди фрагментов H.

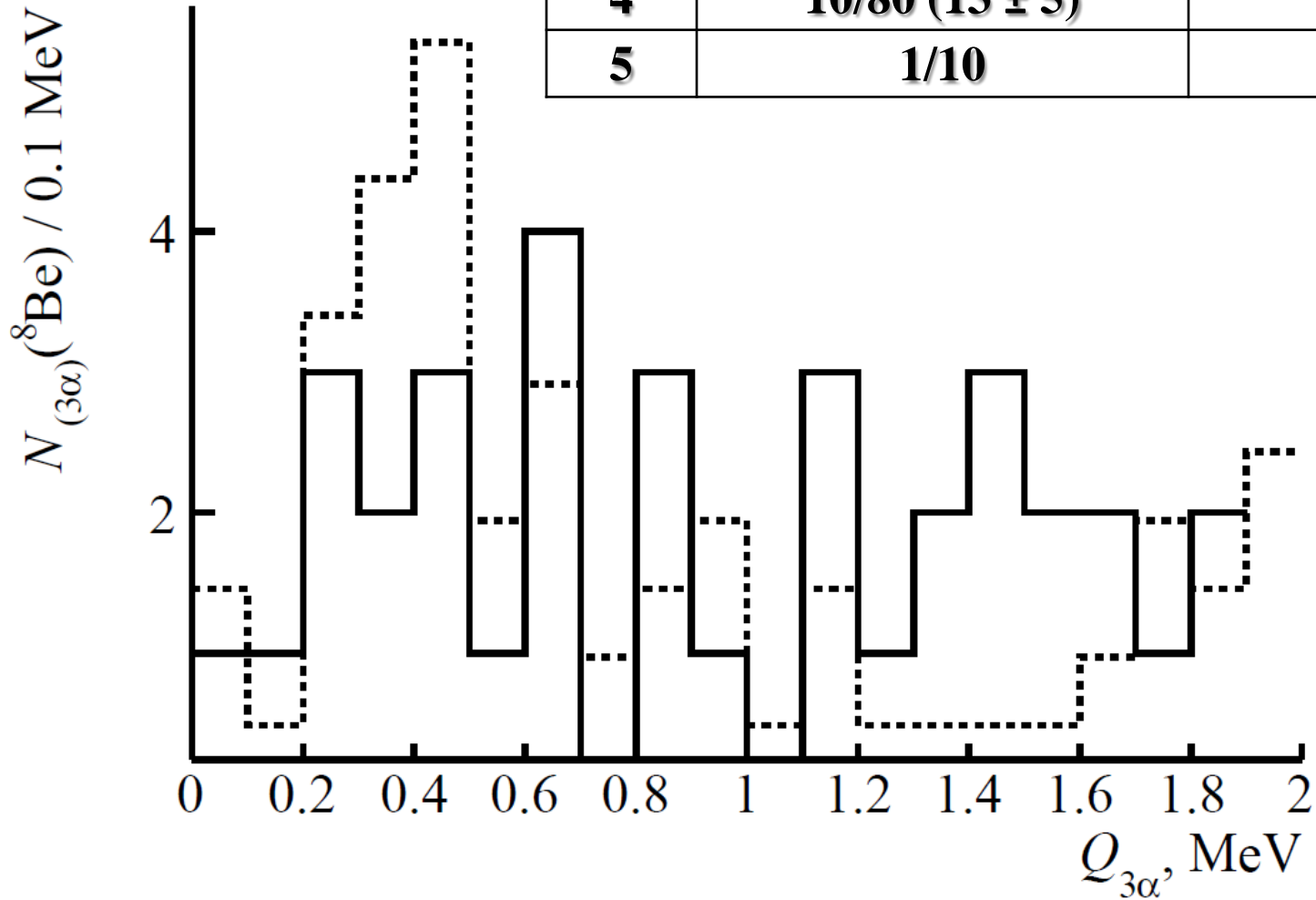
$N / 0.1 \text{ MeV}$ 

Распределение событий фрагментации ядер ${}^{16}\text{O}$ при энергии 2.4 ГэВ/нуклон на протонах по инвариантным массам всех 2α -пар $Q_{2\alpha}$ (точки), 2α -троек $Q_{2\alpha\beta}$ (пунктир) и 3α -троек $Q_{3\alpha}$ (сплошная).



Распределение 2α -пар $N_{(2\alpha)}$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha}$ (< 1 МэВ) во фрагментации ядер ^{22}Ne при 3.22 ГэВ/нуклон (сплошная линия) и ^{28}Si при 14.6 ГэВ/нуклон (добавлено пунктиром).

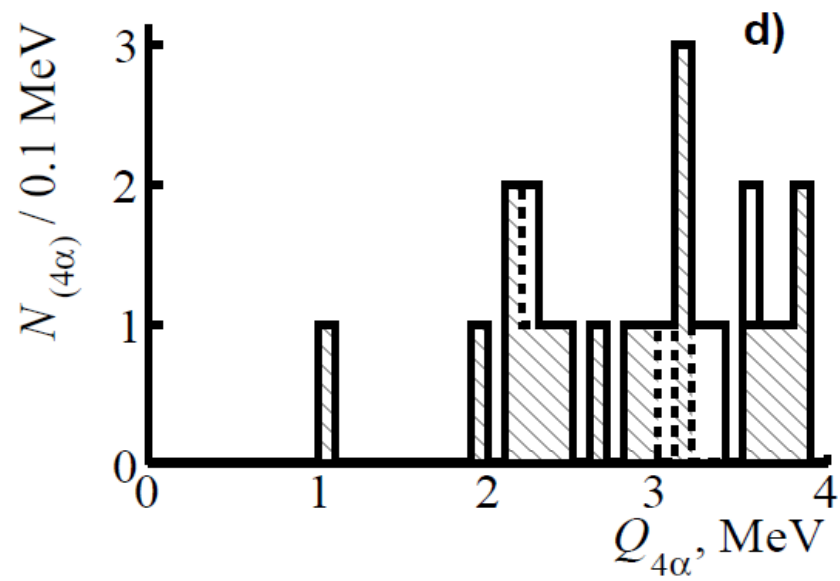
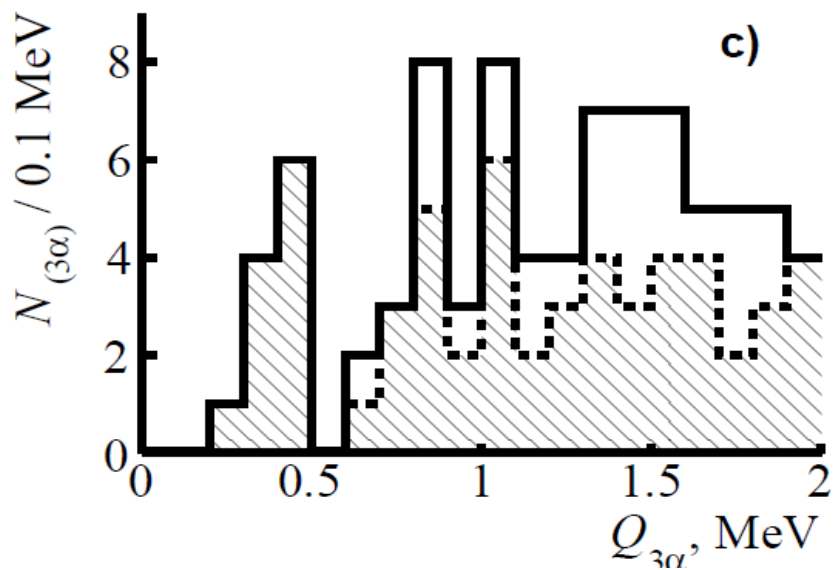
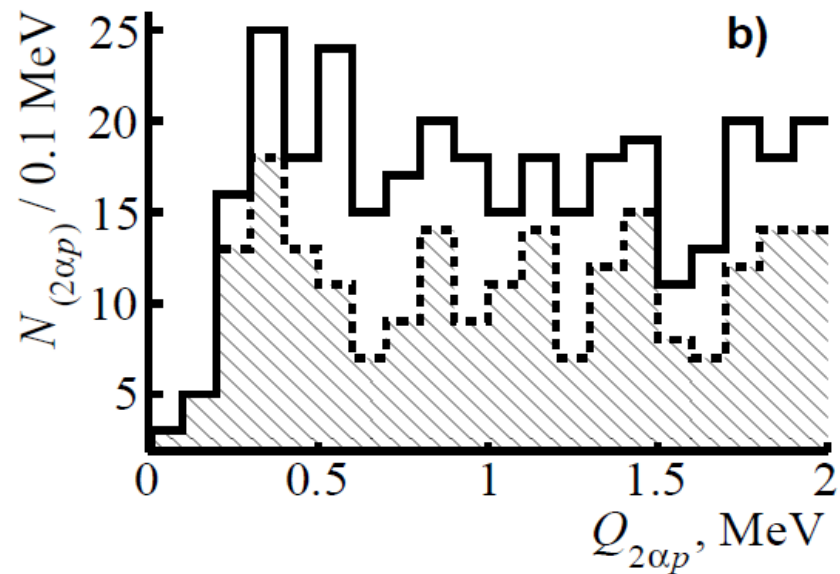
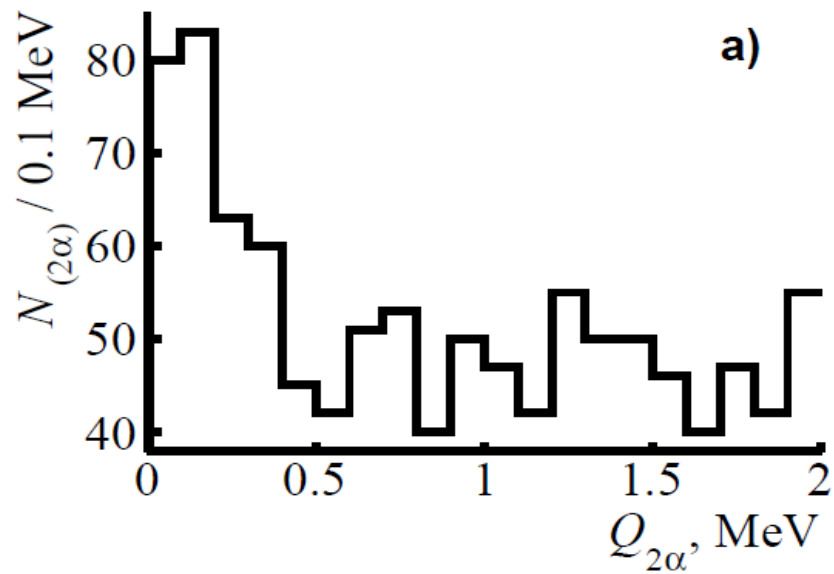
n_α	$N_{n\alpha}(\text{HS})/N_{n\alpha} (\%N_{n\alpha})$	$N(\text{HS})/N_{n\alpha}({}^8\text{Be}), \%$
3	3/243 (1.2 ± 0.6)	7 ± 4
4	10/80 (13 ± 5)	40 ± 15
5	1/10	17



Распределение 3α -троек $N_{(3\alpha)}({}^8\text{Be})$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha\alpha} < 2$ МэВ во фрагментации ядер ${}^{22}\text{Ne}$ при 3.22 ГэВ/нуклон (сплошная линия). Точками отмечено распределение $N_{(3\alpha)}({}^8\text{Be})$ в диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ нормированное на статистику ${}^{22}\text{Ne}$.

The image consists of two vertical panels showing a microscopic view of a surface, likely gold (Au), after being irradiated with a heavy ion beam at 10.7 GeV/nucleon. The surface is covered with a complex pattern of dark, irregular spots and clusters, indicating significant damage or the formation of nanostructures. A prominent horizontal dark band runs across the middle of both panels. The overall appearance is granular and textured.

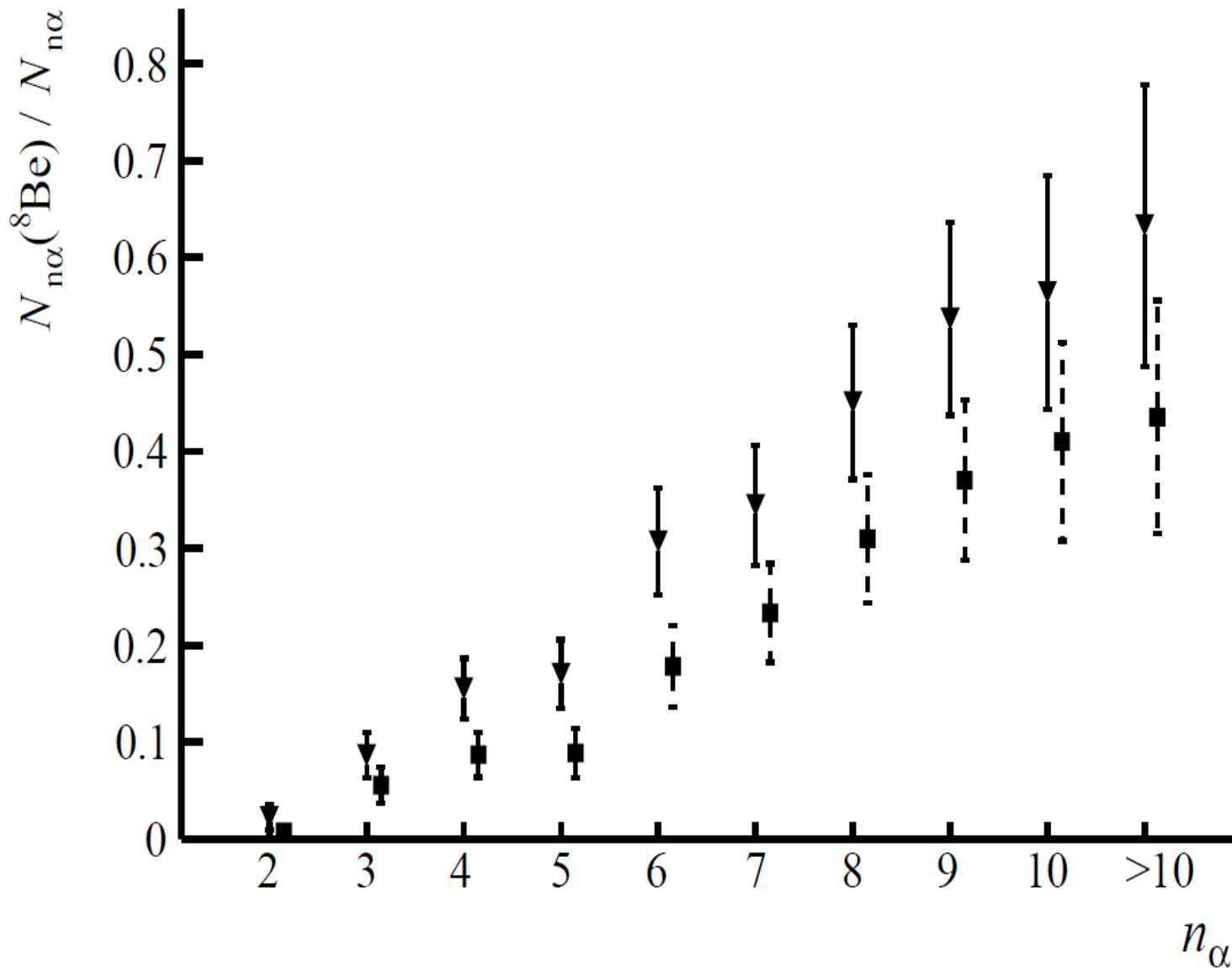
Au 10.7 ГэВ/нуклон



Распределения по инвариантным массам Q 2α -пар (а) во фрагментации ядер ^{197}Au , а также $2\alpha p$ -троек (б), 3α -троек (с) и 4α -четверок (д) в событиях с хотя бы одним кандидатом ^8Be согласно $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ (сплошная) и ≤ 0.2 МэВ (заштриховано).

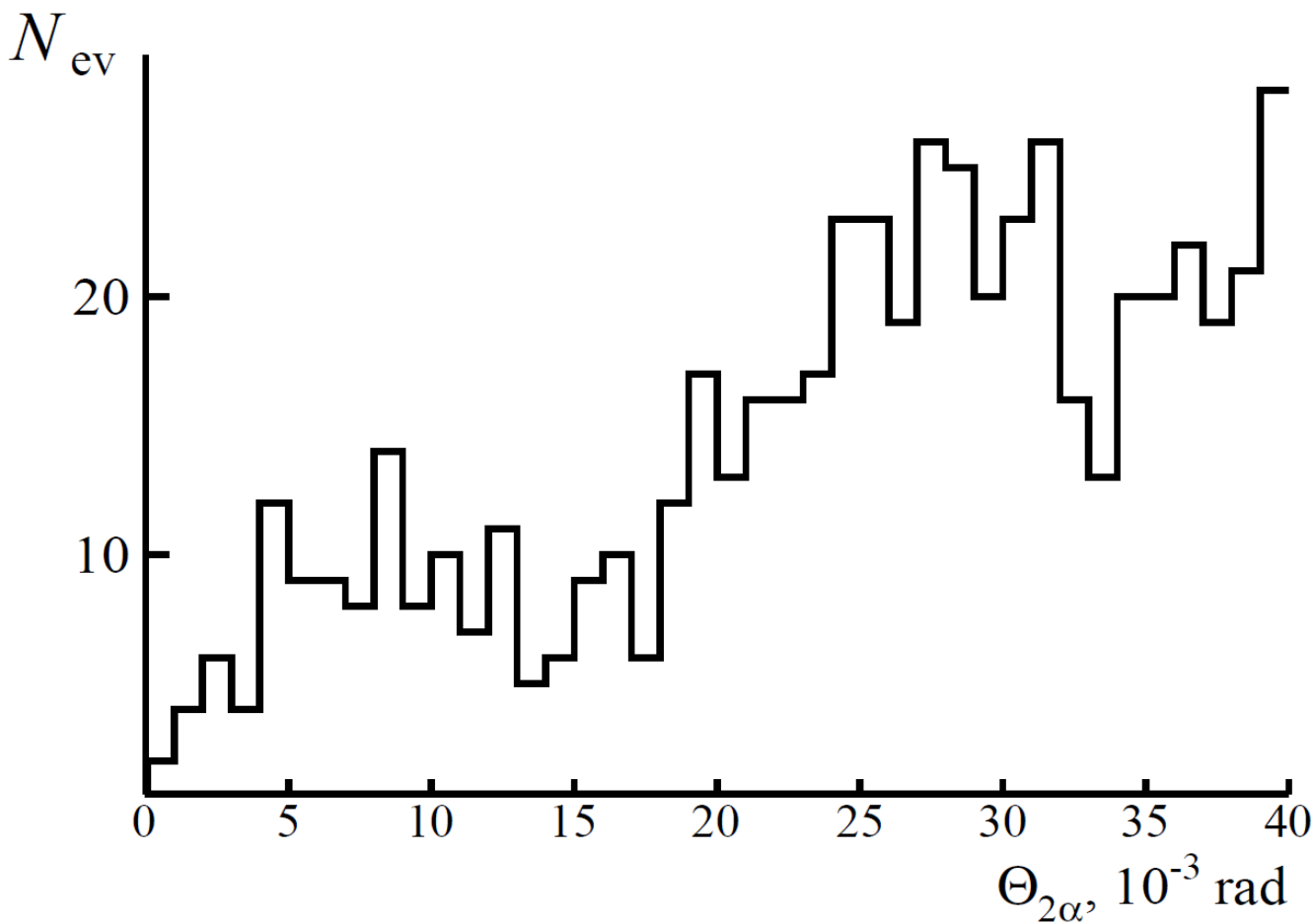
Статистика событий, содержащих не менее одного кандидата в распад ^8Be , HS или ^9B или не менее двух ^8Be при условии $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ среди N_{na} событий фрагментации ядер ^{197}Au с множественностью n_α ; курсивом выделена суммарная статистика каналов $n_\alpha \geq 11$.

n_α	$N_{na}(^8\text{Be})/N_{na}$ (% N_{na})	$N_{na}(^9\text{B})$ (% $N_{na}(^8\text{Be})$)	$N_{na}(\text{HS})$ (% $N_{na}(^8\text{Be})$)	$N_{na}(2^8\text{Be})$ (% $N_{na}(^8\text{Be})$)
2	3/133 (2 ± 1)	-	-	-
3	14/162 (9 ± 3)	1 (7)	-	-
4	25/161 (16 ± 4)	7 (28 ± 12)	2 (8 ± 6)	-
5	23/135 (17 ± 4)	5 (22 ± 11)	-	1 (4)
6	31/101 (31 ± 7)	9 (29 ± 11)	2 (6 ± 4)	-
7	31/90 (34 ± 7)	6 (19 ± 9)	2 (6 ± 4)	3 (10 ± 6)
8	32/71 (45 ± 10)	8 (25 ± 10)	2 (6 ± 4)	2 (7 ± 5)
9	29/54 (54 ± 13)	9 (31 ± 12)	3 (10 ± 6)	5 (17 ± 8)
10	22/39 (56 ± 15)	4 (18 ± 10)	-	5 (23 ± 12)
11	10/15 (67 ± 27) 19/30 (63 ± 19)	3 (30 ± 20) 7 (37 ± 16)	1 (10) 2 (11 ± 8)	2 (20 ± 16) 6 (32 ± 15)
12	2/5	1	-	1
13	2/4	1	-	1
14	3/3	1	-	1
15	1/1	-	-	-
16	1/2	1	1	1



Зависимость относительного вклада распадов $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ в статистику $N_{n\alpha}$ событий с множественностью α -частиц n_α во фрагментации ядер ^{197}Au при отборе $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ (треугольники) и $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ (квадраты).

Доступны измерения 863 взаимодействий ядер ^{84}Kr с энергией 950-800МэВ/нуклон



n_α	$N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$ (% $N_{n\alpha}$)
2	6/174 (4 ± 2)
3	13/117 (11 ± 3)
4	15/69 (22 ± 6)
5	9/54 (17 ± 6)
6	13/27 (48 ± 16)
7	9/19 (48 ± 20)
8	8/12 (67 ± 30)
9	2/2
10	-
11	-
12	-
13	1/1

Резюме

Сохранившихся и недавно дополненные данные по фрагментации релятивистских ядер ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{197}Au в ядерной эмульсии позволили идентифицировать распады ядер ^8Be , ^9B и состояния Хойла в распределениях по инвариантным массам 2α -пар, $2\alpha\beta$ - и 3α -троек. Определение инвариантных масс по углам эмиссии фрагментов в приближении сохранения скорости оказывается адекватным приближением.

Начиная с фрагментации ^{16}O , представленный анализ указывает на усиление вклада ^8Be с ростом числа релятивистских α -частиц и остающихся пропорциональных ^8Be вкладов NS и ^9B . Во фрагментации ядер ^{197}Au тенденция прослеживается как минимум до релятивистских 10 α -частиц в событии. Это наблюдение позволяет предложить развитие теории релятивистской фрагментации ядер с учетом взаимодействий α -частиц, характерных для ядерной физики низких энергий.

Очевидна необходимость наращивания статистики событий с высокой множественностью α -частиц при особом внимании к точности измерений углов эмиссии релятивистских фрагментов He и H.

Анализ данных по фрагментации ^{16}O в водородной пузырьковой камере подтверждает сделанные приближения и выводы. Применение этого метода было бы продуктивным в отношении легких ядер до изотопов O, в том числе радиоактивных. К сожалению, он ушел в историю, а его возобновление не представляется реальным. Осуществимость подобного подхода другими методами физики высоких энергий пока не продемонстрирована.

Поэтому применение гибкого метода ядерной эмульсии сохраняет поисковую перспективу в исследовании нестабильных состояний рожденных в узком конусе релятивистской фрагментации ядрами в самом широком диапазоне массовых чисел.

Новые возможности содержат имеющиеся слои, облученные ядрами ^{84}Kr при энергии 800-950 А МэВ (синхротрон SIS, ГСИ, начало 90-х) уже использовавшиеся для обзора множественности.


Для ограничения неопределенности, связанной с торможением ядер пучка, анализ проводился на небольшом начальном участке ЯЭ. В принципе, снижение энергии может быть рассчитано и учтено в вычислении инвариантных масс. Тем самым, охватываемая область по энергии и просматриваемая площадь ЯЭ может быть радикально увеличена. Такое развитие составляет ближайшую перспективу.

Отметим, что реконструкция ^8Be и состояния Хойла в представленном подходе была успешно выполнена в случае ядер ^{12}C энергией около 400 А МэВ .

“Tomography” of the Cluster Structure of Light Nuclei via Relativistic Dissociation

Authors

[Authors and affiliations](#)

P. I. Zarubin 

Chapter

18

Citations

1

Mentions

985

Downloads

Lecture Notes in Physics 875

Christian Beck *Editor*

Clusters in Nuclei, Volume 3

[10 most recent](#)[Browse issues](#)[Topical issues](#)[Reviews](#)[Letters](#)


The European Physical Journal A

Light Clusters in Nuclei and Nuclear Matter: Nuclear Structure and Decay, Heavy Ion Collisions, and Astrophysics

Regular Article - Experimental Physics | Published: 06 October 2020

Unstable states in dissociation of relativistic nuclei

Recent findings and prospects of research

[D. A. Artemenkov](#), [V. Bradnova](#), [M. M. Chernyavsky](#), [E. Firu](#), [M. Haiduc](#), [N. K. Kornegrutsa](#), [A. I. Malakhov](#), [E. Mitsova](#), [A. Neagu](#), [N. G. Peresadko](#), [V. V. Rusakova](#), [R. Stanoeva](#), [A. A. Zaitsev](#), [P. I. Zarubin](#)  & [I. G. Zarubina](#)

[The European Physical Journal A](#) **56**, Article number: 250 (2020) | [Cite this article](#)

221 Accesses | **1** Citations | [Metrics](#)


[International Conference on Few-Body Problems in Physics](#)

FB22 2018: [Recent Progress in Few-Body Physics](#) pp 137-139 | [Cite as](#)

The Hoyle State in Relativistic ^{12}C Dissociation

Authors

[Authors and affiliations](#)

D. A. Artemenkov, M. Haiduc, N. K. Kornegrutsa, E. Mitsova, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, R. Stanoeva, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin , I. G. Zarubina

Conference paper

First Online: 07 January 2020

1

446

Citations Downloads

Part of the [Springer Proceedings in Physics](#) book series (SPPHY, volume 238)

Springer Proceedings in Physics 238

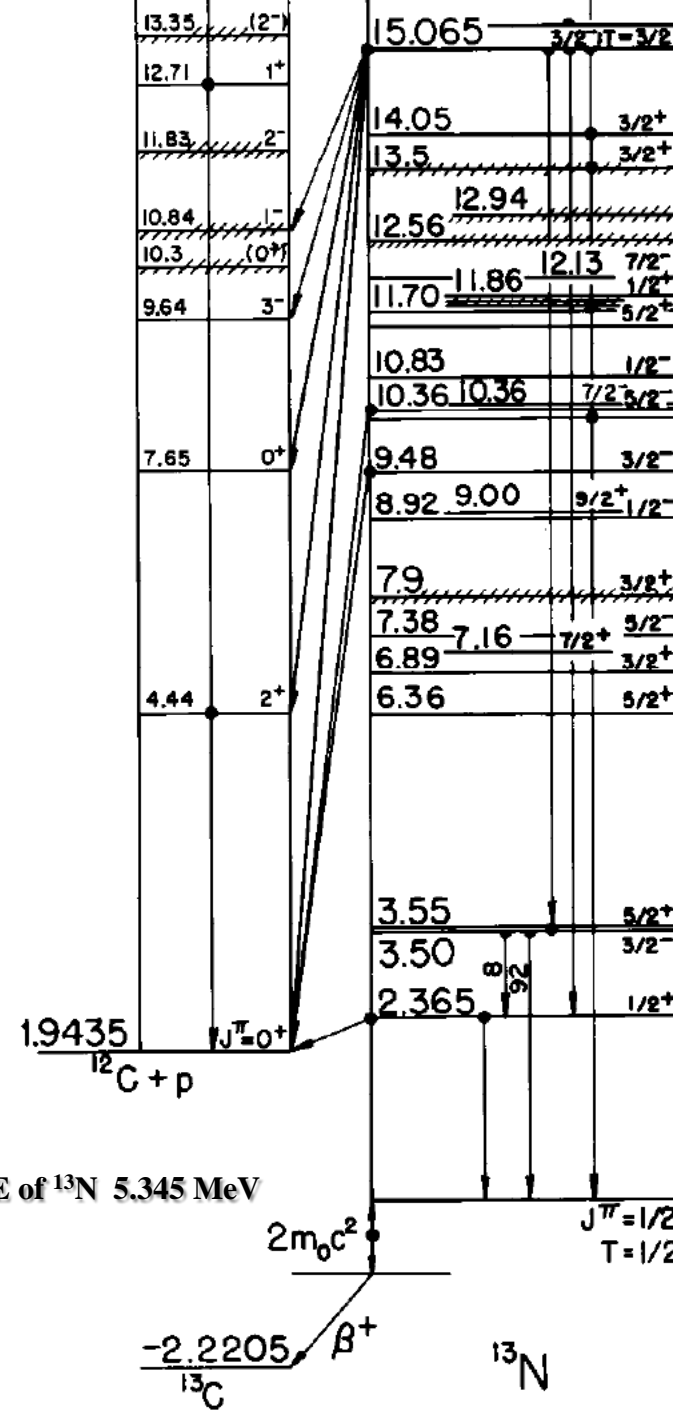
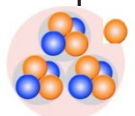
N. A. Orr
M. Płoszajczak
F. M. Marqués
J. Carbonell *Editors*

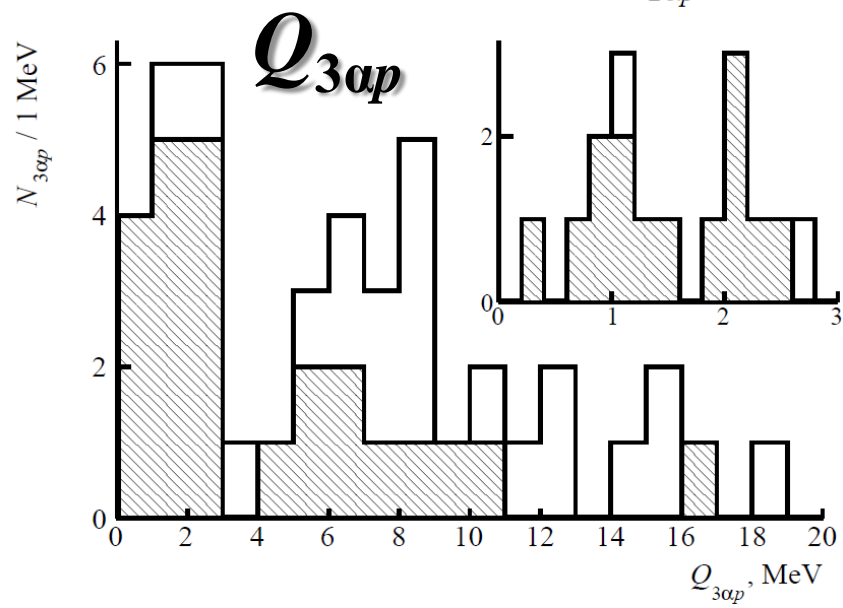
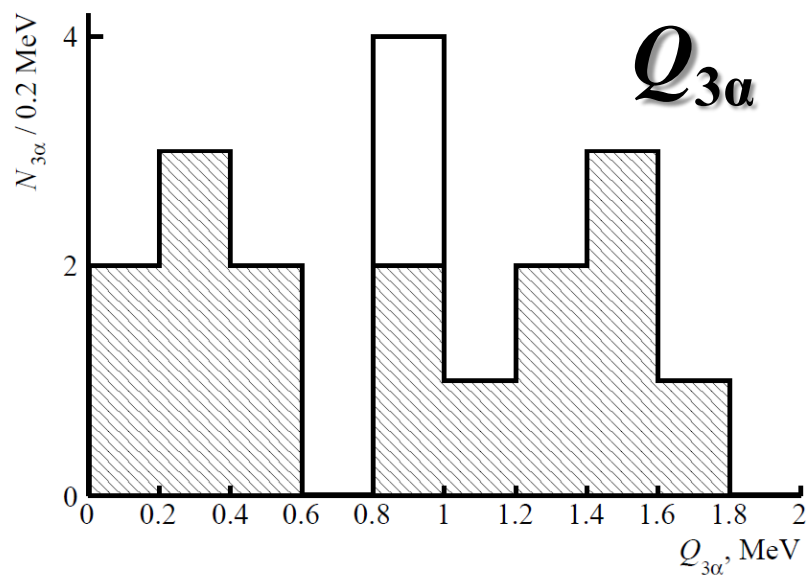
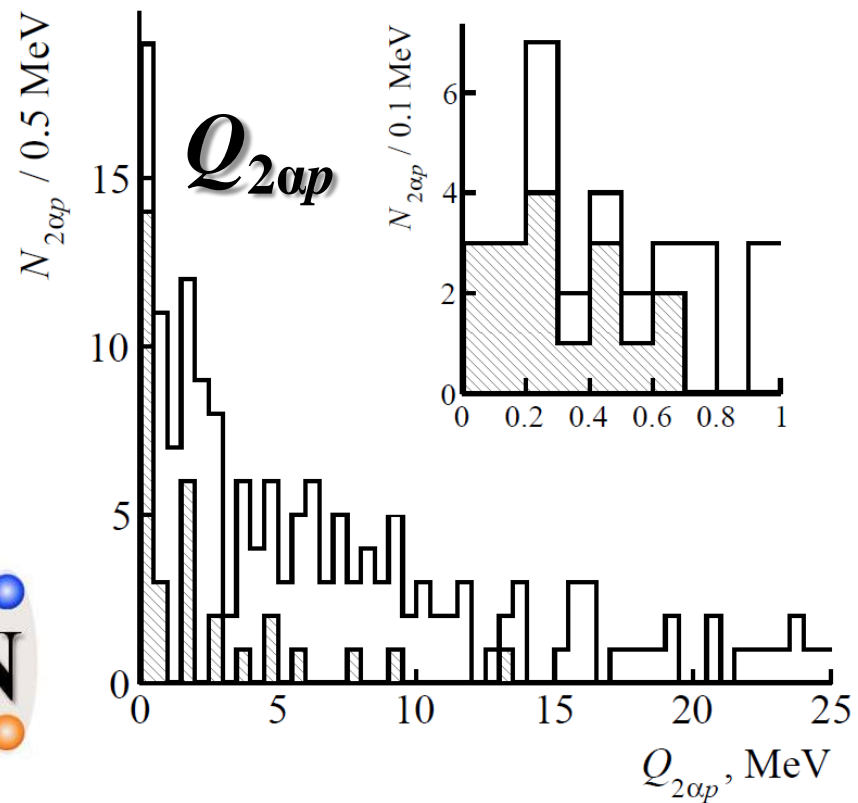
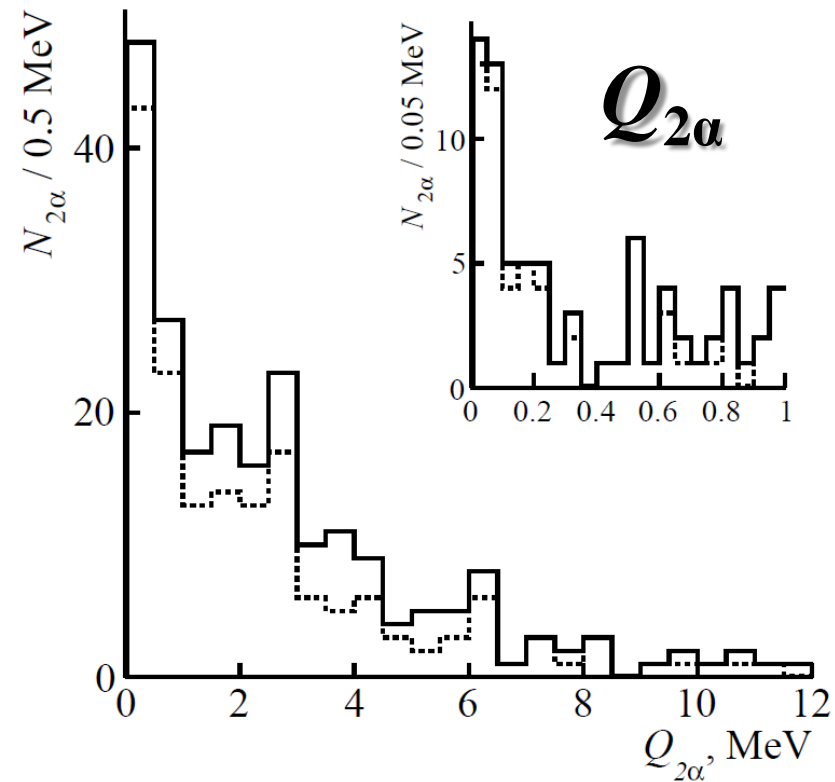
Recent Progress in Few-Body Physics

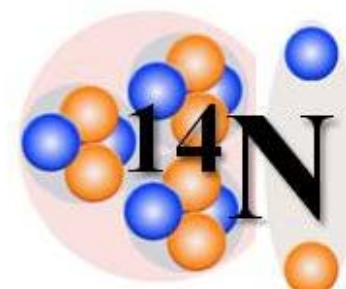
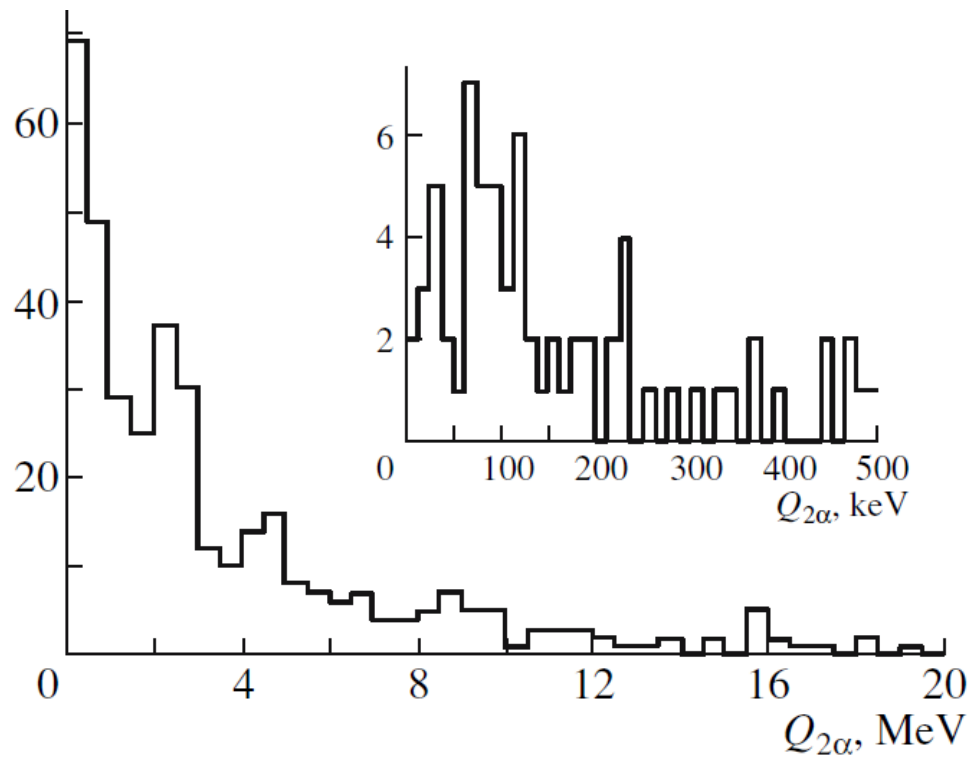
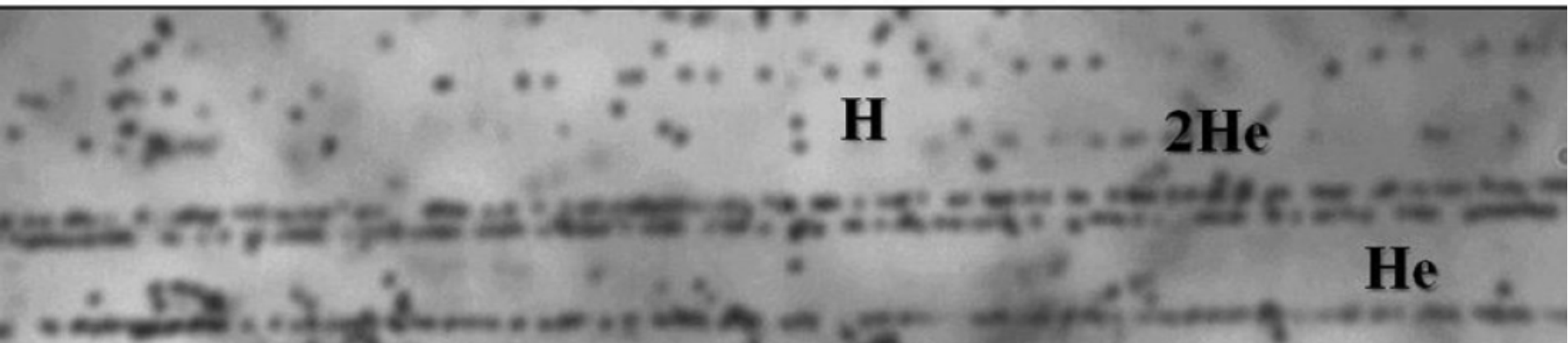
Proceedings of the 22nd International
Conference on Few-Body Problems in
Physics



E_x (MeV \pm keV)	$J^\pi; T$	$\Gamma_{c.m.}$ (keV)	Decay
g.s.	$\frac{1}{2}^-; \frac{1}{2}$	$\tau_{1/2} = 9.965 \pm 0.004$ min	β^+
Energy levels of ^{13}N			
10.25 ± 150	$(\frac{1}{2}^+)$	≈ 280	γ, p
10.36	$\frac{5}{2}^-$	30	p
10.36	$\frac{7}{2}^-$	76	p
10.833 ± 9	$\frac{1}{2}^-$		
11.530 ± 12	$\frac{5}{2}^+$	430 ± 35	p
11.70 ± 30	$\frac{5}{2}^-$	115 ± 30	p
11.74 ± 40	$\frac{5}{2}^+$	240 ± 30	γ, p
11.74 ± 50	$\frac{3}{2}^-$	530 ± 80	p
11.86 ± 40	$\frac{1}{2}^+$	380 ± 50	p
12.13 ± 50	$\frac{7}{2}^-$	250 ± 30	p
12.558 ± 23		> 400	
12.937 ± 24		> 400	
13.5 ± 200	$\frac{3}{2}^+$	≈ 6500	γ, p
14.05 ± 20	$\frac{3}{2}^+; \frac{1}{2}$	165 ± 20	γ, p, α
15.06457 ± 0.4^b	$\frac{3}{2}^-; \frac{3}{2}$	0.86 ± 0.12	γ, p, α
15.3 ± 200	$(\frac{3}{2}^+)$	350 ± 150	γ, p
15.99 ± 30	$\frac{7}{2}^+; \frac{1}{2}$	135 ± 90	p, α
16.0		≈ 500	p
17.5			γ, p





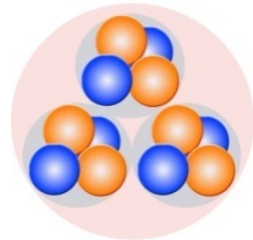


Isotope → Channel (Threshold, MeV)

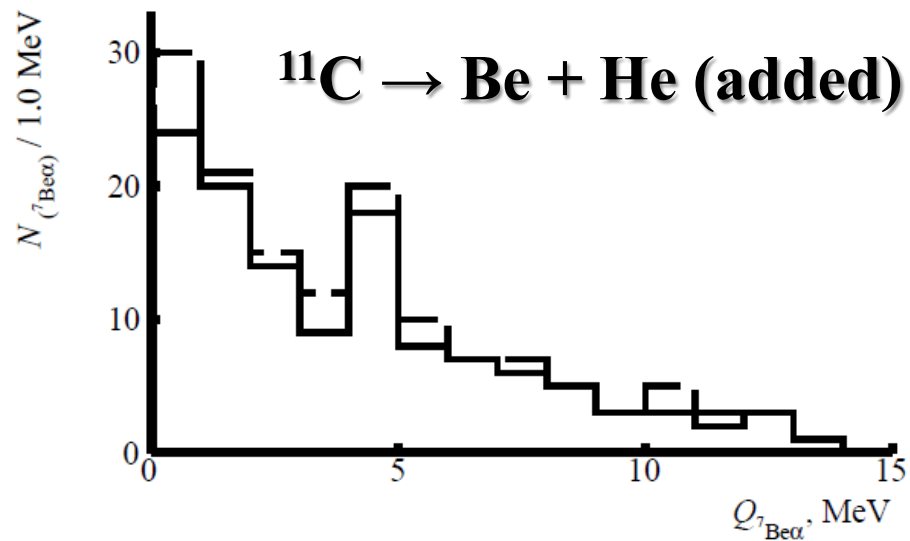
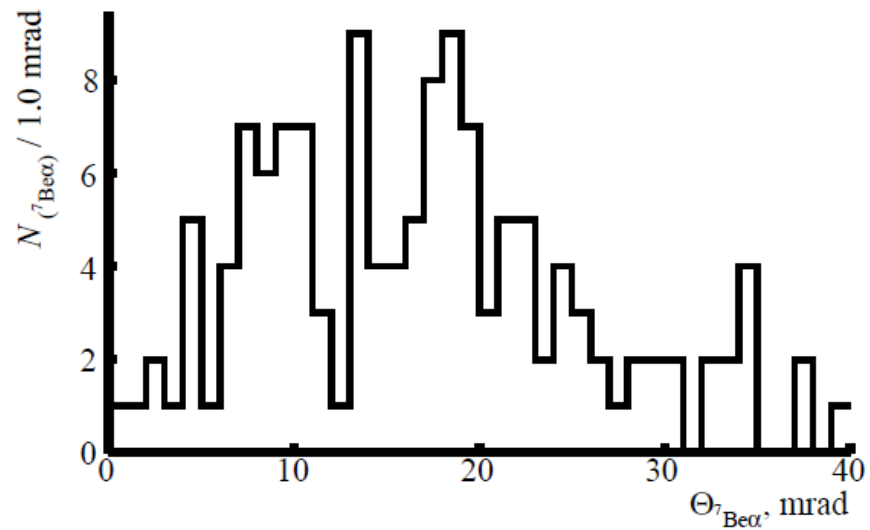
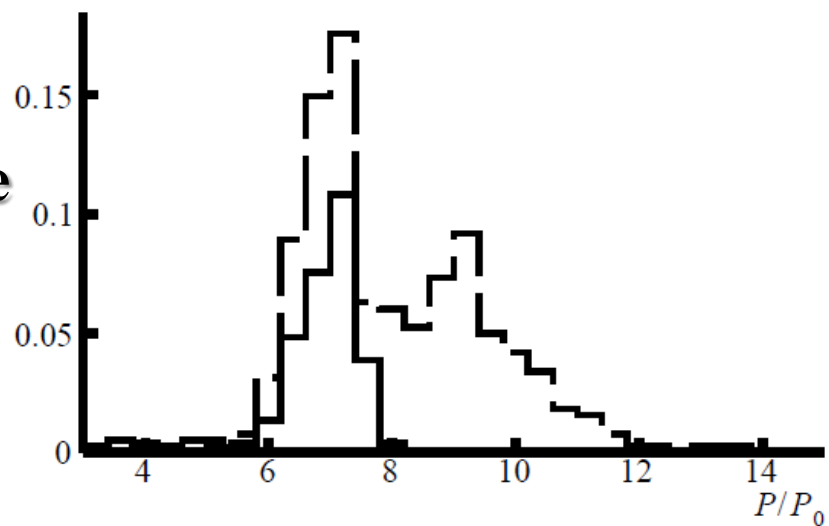
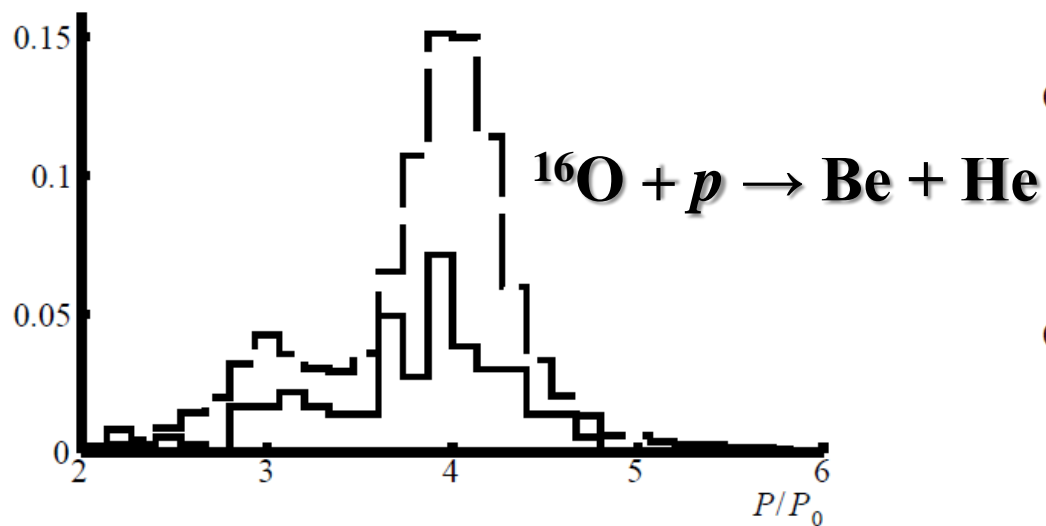
E_x (MeV \pm keV)	J^π	τ_m or Γ_{cm}
$^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li}+\alpha$ (4.5)	$^8\text{Be}+d$ (6.027)	$^9\text{Be}+p$ (6.6) $^9\text{B}+n$ (8.4)
4.8 ± 0.5	3^+	7.8 ± 1.2 eV
5.1 ± 0.6	2^-	1.0 ± 0.07 keV
5.2 ± 0.6	2^+	1.8 ± 0.4 eV
6.025 ± 0.6	4^+	52 ± 18 eV
6.13 ± 0.7	3^-	1.52 ± 9.88 keV
$^{11}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li}+\alpha$ (8.7)	$^8\text{Be}+t$ (11.2)	$^{10}\text{Be}+p$ (11.2) $^{10}\text{B}+n$ (11.5)
8.9 ± 0.11	$5/2^-$	4.374 ± 0.023 eV
9.2 ± 1.0	$7/2^+$	$1.8^{+1.5}_{-1.1}$ eV
$^{11}\text{C} \rightarrow ^7\text{Be}+\alpha$ (7.5)	$^8\text{Be}+^3\text{He}$ (9.2)	$^{10}\text{B}+p$ (8.7) $^{10}\text{C}+n$ (13.1)
8.1 ± 1.7	$3/2^-$	6^{+12}_{-2} eV
8.4 ± 2	$5/2^-$	0.030 ± 0.008 fs

Isotope → Channel (Threshold, MeV)

E_x (MeV \pm keV)	J^π	τ_m or Γ_{cm}
$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$ (7.4)	$^{11}\text{B}+p$ (16.0)	$^{11}\text{C}+n$ (18.7)
7.7 ± 0.19	0^+	9.3 ± 0.9 eV
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}+\alpha$ (7.2)	$^{15}\text{N}+p$ (12.1)	$^{15}\text{O}+n$ (15.7)
8.9 ± 0.5	2^-	180 ± 16 fsec
9.9 ± 0.5	2^+	62 ± 0.10 eV
$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O}+\alpha$ (4.7)	$^{19}\text{F}+p$ (12.8)	$^{19}\text{Ne}+n$ (17.9)
5.6 ± 1.7	3^-	200 ± 50 fs
5.8 ± 2.6	1^-	28 ± 3 eV
8.6 ± 4	5^-	13 ± 4 eV

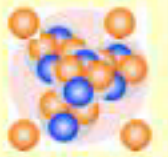


TUNL Nuclear Data Evaluation Project:



Further along the cliff of the proton stability of nuclei

^{20}Mg 95 ms



^{20}Na 448 ms

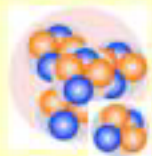
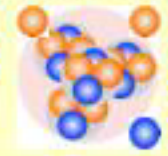
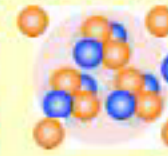
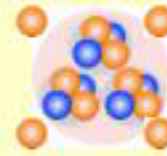


^{16}Ne 0.122 MeV

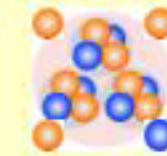
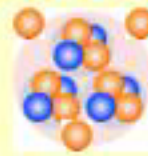
^{17}Ne 109 s

^{18}Ne 1.67 s

^{19}Ne 17.2 s



^{15}F 1 MeV

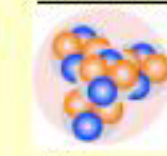
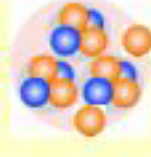
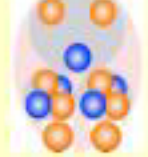
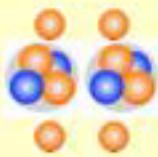


^{20}Ne 90.48%

^{12}O 0.4 MeV

^{13}O 8.58 ms

^{14}O 70.6 s



^{16}F 0.04 MeV

^{17}F 64.5 s

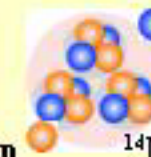
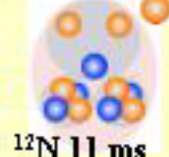
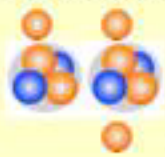
^{18}F 110 min

^{19}F 100%

^{15}O 122 s

^{16}O 99.8%

^{11}N 1.58 MeV

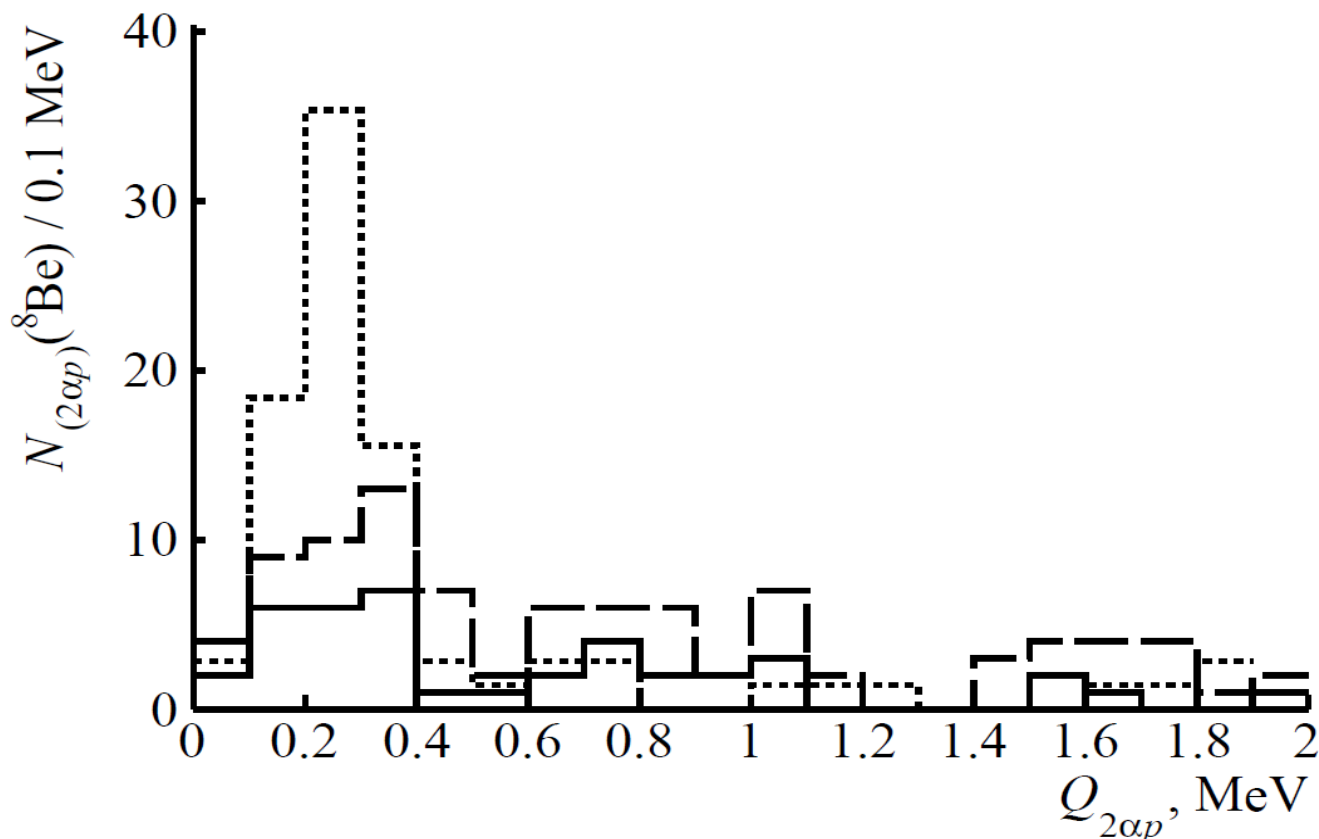


^{12}N 11 ms

^{13}N 10 min

^{14}N 99.6%

N_{namp}^{16O}	$N_{namp}(^9B)/N_{namp}(^8Be)$ (%)	N_{namp}^{22Ne}	$N_{na}(^9B)/N_{namp}(^8Be)$ (%)
338 $2\alpha + (1-4)p$	9/26 (35 ± 14)	429 $2\alpha + (1-6)p$	8/25 (32 ± 13)
131 $3\alpha + (1,2)p$	12/31 (39 ± 13)	203 $3\alpha + (1-4)p$	8/39 (21 ± 8)
		58 $4\alpha + (1,2)p$	5/20 (25 ± 12)



Распределение $2\alpha p$ -троек $N_{(2\alpha p)}(^8Be)$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha p} < 2$ МэВ во фрагментации ядер ^{16}O при 3.65 ГэВ/нуклон (сплошная линия) и ^{22}Ne при 3.22 ГэВ/нуклон (добавлено пунктиром). Точками отмечено распределение $N_{2\alpha p}(^8Be)$ в когерентной диссоциации $^{10}C \rightarrow 2\alpha 2p$ (нормировано на статистику ^{16}O и ^{22}Ne).