

## КОГЕРЕНТНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ С ИМПУЛЬСОМ 4.5 А ГэВ/с ПО КАНАЛУ $^8\text{Be}_{g.s} + ^4\text{He}$ В ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ЯДРА СВИНЦА

© 2017 г. В. В. Белага<sup>1)</sup>, С. Г. Герасимов<sup>2)</sup>, В. А. Дронов<sup>2)</sup>,  
Н. Г. Пересадько<sup>2)\*</sup>, А. В. Писецкая<sup>2)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>,  
**В. Н. Фетисов**<sup>2)</sup>, С. П. Харламов<sup>2)</sup>, Л. Н. Шестеркина<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 13.02.2017 г.

Среди событий когерентной диссоциации ядер  $^{12}\text{C}$  с импульсом 4.5 А ГэВ/с на три  $\alpha$ -частицы выделен двухчастичный канал, в котором одним из фрагментов является несвязанное ядро  $^8\text{Be}_{g.s}$ . События зарегистрированы в ядерной трековой фотоэмульсии, содержащей ядра свинца, облученной на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна). Среднее значение поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц, образованных в результате распада ядер  $^8\text{Be}_{g.s}$ , равно  $87 \pm 6$  МэВ/с, а “одиночных”  $\alpha_s$ -частиц —  $123 \pm 15$  МэВ/с. Среднее значение переданного поперечного импульса реакции  $P_t(^{12}\text{C})$  равно  $223 \pm 20$  МэВ/с. Среднее значение поперечного сечения этого канала на ядрах Ag и W равно  $13 \pm 4$  мбн, поперечное сечение на ядре Pb равно  $40 \pm 15$  мбн. Вклад кулоновской диссоциации, оцениваемый по числу событий с импульсами  $P_t(^{12}\text{C})$  до 0.1 ГэВ/с, составляет около 20%. В девяти событиях измеренная суммарная поперечная энергия фрагментов в системе распадающегося ядра углерода не превышает 0.45 МэВ, что не противоречит возбуждению ядра  $^{12}\text{C}$  на уровень 7.65 МэВ. Среднее значение поперечного импульса в этих событиях равно  $234 \pm 25$  МэВ/с.

DOI: 10.7868/S0044002717040043

### ВВЕДЕНИЕ

Изотопный состав и импульсы фрагментов в наиболее периферических процессах фрагментации релятивистских ядер, по-видимому, должны наиболее адекватно отражать структурные особенности этих ядер [1]. Диссоциация релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы без разрушения ядра мишени считается одной из наиболее периферических реакций, получивших название когерентных реакций [2]. Регистрация всех фрагментов релятивистского ядра в этой реакции позволяет измерить дифференциальное сечение по переданному импульсу. Измерение дифференциальных сечений дает возможность определить особенности поведения сечений, области электромагнитного и ядерного взаимодействий по переданному импульсу и оценить вклад интерференции этих взаимодействий. Экспериментально данная реакция наблюдалась и исследовалась на синхрофазотроне

ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) в ядерной фотоэмульсии [3–5]. Оказалось, что в таких событиях имеется две группы  $\alpha$ -частиц с разными распределениями по переданному импульсу. Это обстоятельство и близкие углы испускания частиц в азимутальной плоскости (близкая угловая корреляция частиц) в этих событиях не согласуются с независимым испусканием фрагментов в модели быстрой фрагментации ядер. И наблюдаемые характеристики, по-видимому, отражают не только структуру ядра, но и динамику ядро-ядерного взаимодействия. Аналогичные выводы были сделаны и при исследовании когерентной диссоциации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы в пузырьковой пропановой камере [6, 7]. Измеренные в этих экспериментах поперечные сечения на протоне, ядре  $^{12}\text{C}$  и на ядрах фотоэмульсии не позволили авторам выделить электромагнитный механизм взаимодействия ядер. С целью обнаружения кулоновского возбуждения в работе [5] фрагментация ядер  $^{12}\text{C}$  исследовалась в фотоэмульсии, содержащей ядра свинца. Полученное в работе значение поперечного сечения, примерно вдвое превышающее сечение реакции в обычной фотоэмульсии, авторы объяснили возможным вкладом

<sup>1)</sup>Лаборатория высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

\*E-mail: nat.peres@mail.ru

кулоновского механизма взаимодействия ядер  $^{12}\text{C}$  с ядрами свинца. Оказалось также, что в этих событиях наиболее выражены и указанные особенности импульсного распределения частиц, и близкая направленность частиц в азимутальной плоскости. Причиной близкой угловой корреляции частиц может быть вклад канала фрагментации с образованием ядер  $^8\text{Be}$  и последующим распадом их на две  $\alpha$ -частицы. Ядра  $^8\text{Be}$  как фрагменты регистрировались в фотоэмульсии в реакции  $^9\text{Be} + \text{Em} \rightarrow ^8\text{Be} + n$  при импульсе ускоренных ядер  $^9\text{Be}$ , равном  $2 \text{ A ГэВ/с}$ , на нуклотроне ОИЯИ [8, 9]. Выделение канала фрагментации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  в фотоэмульсии с образованием ядер  $^8\text{Be}$  до настоящего времени не проводилось. В том числе не удавалось выделить и двухчастичный канал фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  на ядро  $^8\text{Be}_{g,s}$  в основном состоянии и  $\alpha$ -частицу. В настоящей работе канал фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$ , в котором одним из фрагментов является ядро  $^8\text{Be}_{g,s}$ , выделяется среди событий когерентной фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы, зарегистрированных в фотоэмульсии, содержащей ядра свинца. Теоретической основой описания двухчастичного канала ядерной диссоциации релятивистского ядра может служить дифракционная теория ядерного рассеяния Ахиезера—Глаубера—Ситенко [10] в приближении кластерной структуры релятивистского ядра, предложенной в работах [11, 12]. Эта модель была апробирована Фетисовым [13, 14] при расчете дифференциального сечения фрагментации релятивистских ядер  $^7\text{Li}$  по каналу  $^3\text{H} + ^4\text{He}$  по переданному поперечному импульсу на ядрах и на протонах в фотоэмульсии. Расчет сечения расщепления кулоновским полем был выполнен в формализме Бертулани—Баура [15, 16]. При этом предполагается малое значение кулоновской амплитуды для прицельных параметров, меньших суммы радиусов сталкивающихся ядер. Анализ экспериментальных дифференциальных сечений по переданному импульсу на основе этой модели позволил установить подавление дифракционного ядерного сечения фрагментации ядра в области нулевых переданных импульсов, выявить области кулоновского и ядерного взаимодействий по переданному импульсу и оценить вклад кулоновского взаимодействия. Кулоновское и ядерное сечения диссоциации ядер  $^7\text{Li}$  в этих расчетах заметно разделены по переданному импульсу, что указывает на малый вклад интерференции ядерного и кулоновского взаимодействий в данной реакции.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

В эксперименте регистрировались события диссоциации ядер  $^{12}\text{C}$  с первичным импульсом

$4.5 \text{ ГэВ/с}$  на нуклон на три релятивистских фрагмента ядра-снаряда с зарядом  $Z = 2$  при их взаимодействии с ядрами трековой фотоэмульсии БР-2, обогащенной свинцом в пропорции 1 атом Рb к 5 атомам Ag. Стопки из слоев фотоэмульсии толщиной в среднем  $480 \text{ мкм}$  облучались в пучке ионов  $^{12}\text{C}$  при первичном импульсе  $4.5 \text{ ГэВ/с}$  на нуклон вдоль слоев фотоэмульсии на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна). Для оценки поперечного сечения реакции поиск событий производился путем просмотра “вдоль следа ядра-снаряда”. Для более быстрого увеличения статистики был продолжен поиск “по площади”. Было найдено 72 события без признаков развала ядра-мишени и без дополнительных релятивистских следов. Более подробное описание эксперимента и измерения углов испускания частиц в событиях изложено в работе [5]. При написании настоящей работы было повторно проведено измерение среднего пробега ядер  $^{12}\text{C}$  для процесса  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в фотоэмульсии, содержащей ядра свинца. На длине  $148 \text{ м}$  просмотренных следов найдено 13 событий, в которых ядра  $^{12}\text{C}$  распадаются на три  $\alpha$ -частицы. Соответствующее значение среднего пробега ядер  $^{12}\text{C}$  для этой реакции в фотоэмульсии равно  $11 \pm 3 \text{ м}$ . Среди найденных событий  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  выделяется канал фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$ , в котором одним из фрагментов является несвязанное ядро в основном состоянии  $^8\text{Be}_{g,s}$ , а вторым фрагментом является “отдельная”  $\alpha_s$ -частица. Ядро  $^8\text{Be}_{g,s}$  имеет положительную энергию, равную  $92 \text{ кэВ}$ , и поэтому сразу распадается на две  $\alpha$ -частицы. Максимальный пространственный угол между такими  $\alpha$ -частицами определяется отношением между импульсами, полученными частицами при распаде ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$ , и импульсом ускоренного ядра. При импульсе ускоренных ядер, равном  $4.5 \text{ A ГэВ/с}$ , максимальный угол между такими  $\alpha$ -частицами составляет примерно  $2 \text{ мрад}$ . В настоящей работе вместо обычно рассматриваемого угла между частицами рассматривается относительная поперечная энергия двух частиц  $E_{2\alpha}$ . Значение  $E_{2\alpha}$  определяется величиной векторной разности поперечных импульсов частиц. Эта характеристика не зависит от энергии ускоренных ядер, она более естественна и наглядна. Максимальное значение  $E_{2\alpha}$  для частиц, образованных при распаде ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$ , равно  $92 \text{ кэВ}$ . Для выделения событий, содержащих такие пары частиц, в каждом событии находится пара частиц с наименьшим значением  $E_{2\alpha,\text{min}}$ . На рис. 1а приведено распределение событий в зависимости от  $E_{2\alpha,\text{min}}$  в области значений до  $500 \text{ кэВ}$ . В распределении в узкой области значений  $E_{2\alpha,\text{min}}$  до  $120 \text{ кэВ}$  выделяется изолированная группа из 31 события. В

интервале больших значений  $E_{2\alpha, \min}$  до 500 кэВ располагаются девять событий. Наблюдаемое уширение экспериментального распределения  $E_{2\alpha}$  для частиц, образованных при распаде ядер  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ , свыше 92 до 120 кэВ может служить оценкой точности геометрических измерений. По такой оценке точность определения пространственного угла между частицами составляет около 0.3 мрад. Это значение близко к значению среднего угла многократного рассеяния  $\alpha$ -частиц с импульсом 18 ГэВ/с в фотоэмульсии на базе 1 мм, равному 0.2 мрад. Примем, что условию распада ядер  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$  удовлетворяют пары частиц, для которых измеренное значение  $E_{2\alpha}$  не превышает 110 кэВ. В области до 110 кэВ в распределении располагаются 30 событий. На рис. 1б приведено распределение числа комбинаций третьей “одиночной” частицы с двумя более близкими частицами в событии по значению энергии  $E_{2\alpha}$ . В этом распределении в области до 110 кэВ располагаются три комбинации. Из них две комбинации принадлежат одному событию, в котором все три  $\alpha$ -частицы образуют компактную узкую “струю”, в которой для всех трех комбинаций пар частиц значения  $E_{2\alpha}$  не превышают 110 кэВ. В одном событии значение  $E_{2\alpha}$  не превышает 110 кэВ для комбинации “одиночной” частицы с одной из частиц из узкой пары частиц.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Одной из основных характеристик ядерно-ядерных взаимодействий является зависимость дифференциального сечения от переданного импульса реакции. Характер зависимости дифференциального сечения от переданного импульса определяется соотношением вкладов ядерного и кулоновского механизмов взаимодействия ядер. В данной реакции поперечный импульс  $P_t({}^{12}\text{C})$  равен векторной сумме поперечных импульсов всех трех  $\alpha$ -частиц. На рис. 2 приведено распределение событий по  $P_t({}^{12}\text{C})$  в интервале до 0.5 ГэВ/с. Среднее значение  $P_t({}^{12}\text{C})$  равно 223 МэВ/с, дисперсия распределения равна 108 МэВ/с. В табл. 1 кроме среднего значения  $P_t({}^{12}\text{C})$  приведено также среднее значение  $P_t({}^7\text{Li})$  для двухкластерной диссоциации ядер  ${}^7\text{Li}$ . Среднее значение  $P_t({}^{12}\text{C})$  заметно превышает значение  $P_t({}^7\text{Li})$ , равное 166 МэВ/с [17]. В данной реакции примерно в 50% событий значения  $P_t({}^{12}\text{C})$  превышают 0.2 ГэВ/с, в то время как в событиях фрагментации ядер  ${}^7\text{Li}$  доля событий в этой области импульсов составляет менее 30%. Большие значения  $P_t({}^{12}\text{C})$ , как и в реакции диссоциации ядер  ${}^7\text{Li}$ , указывают на определяющую роль ядерного механизма взаимодействия ядер. Кулоновский вклад с параметрами

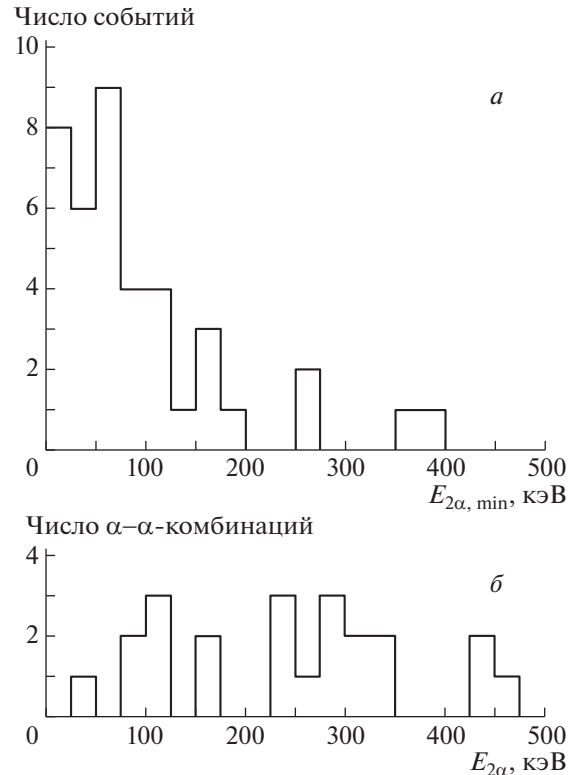


Рис. 1. а — Распределение событий по значению минимальной поперечной энергии двух частиц в событии  $E_{2\alpha, \min}$ . б — Распределение числа комбинаций третьей “одиночной” частицы с двумя более близкими частицами в событии по  $E_{2\alpha}$ .

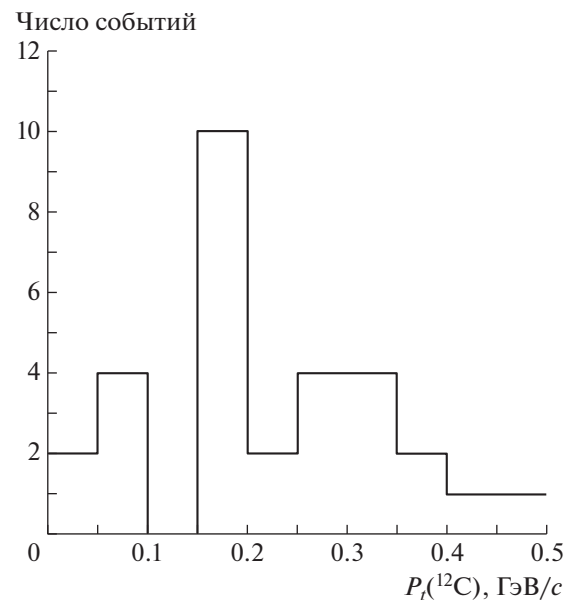
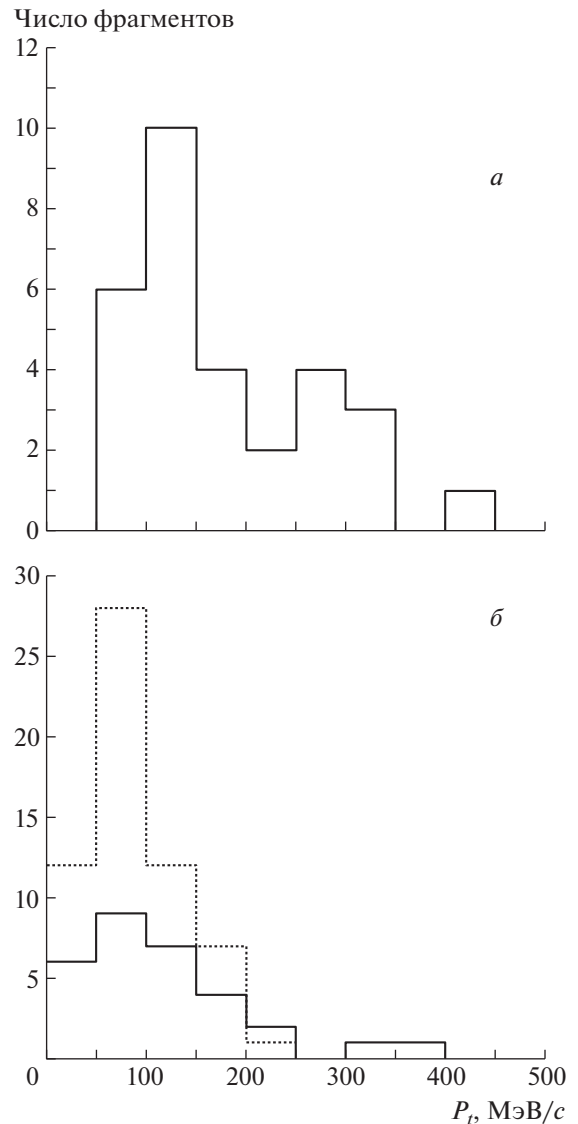


Рис. 2. Распределение событий по поперечному импульсу реакции  $P_t({}^{12}\text{C})$ .

соударения, большими радиуса мишени, можно ожидать в области переданных импульсов  $P_t(^{12}\text{C})$ , меньших 0.1 ГэВ/с. В этой области располагается 20% событий.

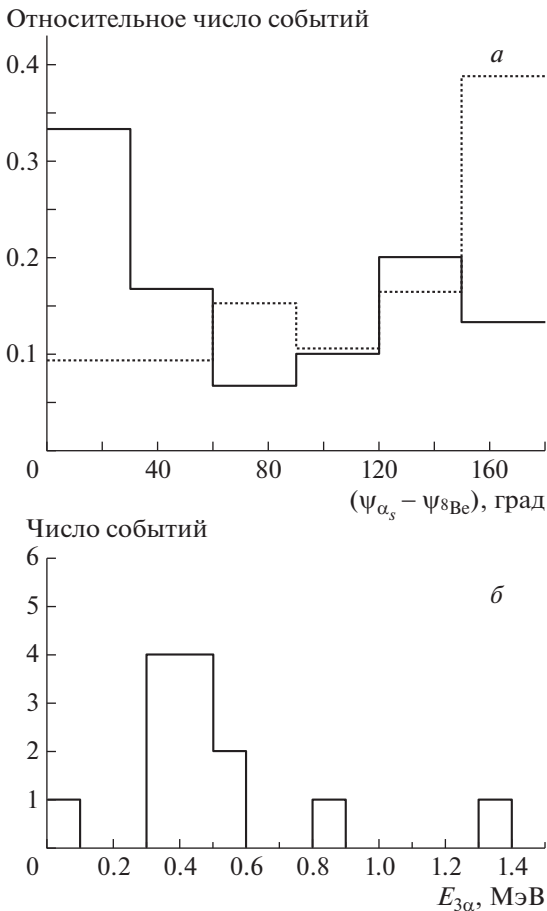
В эмульсии содержится группа легких ядер с близкими массовыми числами ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) и тяжелые ядра  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{79}\text{Br}$ . В фотоэмульсии нельзя определить, с каким ядром происходит взаимодействие ядра-снаряда. Поэтому определяется поперечное сечение реакции, усредненное по всем ядрам фотоэмульсии  $\sigma(E_m)$ , которое связано со средним пробегом, или пробежной длиной ядра-снаряда  $\lambda$ , соотношением  $\sigma(E_m) \cdot (N_l + N_t)\lambda = 1$ , где  $N_l$  и  $N_t$  — количество легких и тяжелых ядер в 1 см<sup>3</sup> в фотоэмульсии соответственно. Но для оценки вклада фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  на легких ядрах в фотоэмульсии можно использовать сечение фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  на углеродной мишени, измеренное в пузырьковой пропановой камере [6, 7]. Поперечное сечение процесса  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  на ядре  $^{12}\text{C}$  равно  $4.8 \pm 0.7$  мбн, а сечение канала фрагментации с образованием ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$  равно  $1 \pm 0.4$  мбн, что близко к уровню фона. Для реакции в обычной фотоэмульсии можно записать  $\sigma_l N_l + \sigma_t N_t = 1/\lambda$ , где  $\sigma_l$  и  $\sigma_t$  — поперечные сечения реакции на легких и тяжелых ядрах фотоэмульсии. Все события в обычной фотоэмульсии были найдены просмотром по следам ядер  $^{12}\text{C}$ . Благодаря этому и для событий  $3\alpha$ , и для событий, содержащих ядро  $^8\text{Be}_{g,s}$ , значения  $\lambda$  определяются по числам соответствующих найденных событий. Средний пробег ядер  $^{12}\text{C}$  для событий с содержанием ядра  $^8\text{Be}$  в обычной фотоэмульсии равен  $33 \pm 10$  м. Используя это значение  $\lambda$ , поперечное сечение канала фрагментации  $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}_{g,s} + \alpha$  на ядрах Ag и Br оценивается равным  $13 \pm 4$  мбн. Процентное содержание событий с фрагментом  $^8\text{Be}_{g,s}$  в полном массиве событий фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы равно 32%. Используя это и измеренный средний пробег ядер для событий с тремя  $\alpha$ -частицами, находим, что значение среднего пробега ядер для событий с фрагментом  $^8\text{Be}_{g,s}$  в фотоэмульсии, содержащей ядра свинца  $\lambda(E_m + \text{Pb})$ , равно 34 м, а поперечное сечение реакции на ядрах Pb равно  $40 \pm 15$  мбн.

Распределения фрагментов релятивистских ядер по поперечному импульсу в значительной степени зависят от механизма фрагментации ядер. В случае фрагментации ядер без образования промежуточного возбужденного ядра фрагменты, не принимавшие активного участия в ядро-ядерном взаимодействии, сохраняют внутриядерные импульсы. По углам вылета пары  $\alpha$ -частиц, образованных при распаде ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$ , определяют угол



**Рис. 3.** Распределения фрагментов по поперечному импульсу  $P_t$ : а — ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$ , б — “одиночные”  $\alpha$ -частицы (сплошная гистограмма) и  $\alpha$ -частицы, образованные от распадов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$  (точечная гистограмма).

испускания и поперечный импульс ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$ . На рис. 3а приведено распределение ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$  по поперечному импульсу в лабораторной системе. Среднее значение поперечных импульсов  $P_{t,^8\text{Be}}$  фрагментов  $^8\text{Be}_{g,s}$  равно 173 МэВ/с, дисперсия распределения равна 91 МэВ/с. На рис. 3б сплошной гистограммой приведено распределение “одиночных”  $\alpha$ -частиц, а точечной — распределение  $\alpha$ -частиц, образованных от распадов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$ . Среднее значение поперечных импульсов одиночных  $\alpha$ -частиц  $P_{t,\alpha_s}$  равно 123 МэВ/с, дисперсия распределения равна 80 МэВ/с. По-



**Рис. 4.** *a* – Распределение событий по углу между направлениями фрагментов в азимутальной плоскости для ядер  $^{12}\text{C}$  (сплошная гистограмма) и  $^7\text{Li}$  (точечная гистограмма). *б* – Распределение событий по поперечной энергии трех  $\alpha$ -частиц в системе координат их центра масс  $E_{3\alpha}$ .

перечные импульсы  $\alpha$ -частиц, образованных в результате распадов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$ , имеют среднее значение  $87 \text{ МэВ/с}$ , что заметно меньше среднего значения поперечных импульсов “одиночных”  $\alpha_s$ -частиц. Таким образом, в данной реакции имеется две группы  $\alpha$ -частиц, различающиеся механизмами образования и имеющие различные распределения по поперечному импульсу. Кроме того, в данном случае значительная часть частиц активно участвует во взаимодействии с нуклонами ядра-мишени. Поэтому импульсное распределение всех  $\alpha$ -частиц в этом массиве событий в принципе не может отражать импульсное распределение  $\alpha$ -кластеров в ядре  $^{12}\text{C}$ . В табл. 1 приведены также средние значения поперечных импульсов  $^4\text{He}$ - и  $^3\text{H}$ -фрагментов, образованных при диссоциации ядер  $^7\text{Li}$ . В отличие от фрагментации ядер  $^7\text{Li}$ , при фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  значения импульсов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$  заметно превышают значения импульсов

“одиночных”  $\alpha_s$ -частиц. Одной из причин этого может быть различие в величинах сечений рассеяния соответствующих кластеров ядра  $^{12}\text{C}$  на нуклонах мишени. В этом случае сечение Ве-кластера превышает сечение  $\alpha$ -кластера. Кроме того, возможно, что сильная связь кластеров в ядре  $^{12}\text{C}$  может приводить и к рассеянию ядра  $^{12}\text{C}$  как целого, с возбуждением его выше порога распада ядра  $^{12}\text{C}$  на фрагменты.

Особенности ядро-ядерного взаимодействия могут сказаться также на характере угловой корреляции между фрагментами. На рис. 4*a* приведено распределение событий по углу между направлениями испускания фрагментов в азимутальной плоскости в лабораторной системе координат  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}} = (\psi_{\alpha_s} - \psi_{8\text{Be}})$ . В половине событий  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$  не превышает  $60^\circ$ , среднее значение  $\langle \psi_{\alpha_s, 8\text{Be}} \rangle$  равно  $76^\circ$ . Это распределение заметно отличается от подобного распределения событий двухкластерной фрагментации ядер  $^7\text{Li}$ , в котором в половине событий угол между фрагментами  $\psi_{\alpha, 3\text{H}}$  превышает  $120^\circ$ , а среднее значение  $\langle \psi_{\alpha, 3\text{H}} \rangle$  равно  $115^\circ$ . Повышенное содержание событий в области малых углов  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$  может быть следствием вклада событий с малой относительной энергией частиц. На рис. 4*б* приведено распределение событий по суммарной энергии трех  $\alpha$ -частиц  $E_{3\alpha}$  в системе координат, связанной с рассеянным ядром  $^{12}\text{C}$ . В распределении выделяется группа событий в узкой области значений  $300\text{--}500 \text{ кэВ}$ . В табл. 2 приведены основные характеристики событий, в которых  $E_{3\alpha}$  не превышает  $500 \text{ кэВ}$ . События, в которых  $E_{3\alpha}$  не превышает  $375 \text{ кэВ}$ , удовлетворяют условию распада ядра  $^{12}\text{C}$  с уровня возбуждения  $7.65 \text{ МэВ}$ . Этому условию удовлетворяют пять событий. Если же принять, что (возможны ошибки измерения) измеренное значение  $E_{3\alpha}$  не должно превышать  $450 \text{ кэВ}$ , то этому условию дополнительно удовлетворяют еще четыре события. В одном событии, где все три значения  $E_{2\alpha}$  не превышают  $110 \text{ кэВ}$ , значение  $E_{3\alpha}$  равно  $89 \text{ кэВ}$ . В табл. 2 приведено также значение энергии возбуждения ядра углерода  $E(^{12}\text{C})$  в событиях, равное сумме  $E_{3\alpha}$  и разницы в массах трех  $\alpha$ -частиц и ядра  $^{12}\text{C}$ . Корреляцию событий, выделенных на рис. 4*б*, с малыми углами между фрагментами  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$  можно видеть по значениям углов  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$ , приведенных в табл. 2. В одном событии  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$  равен  $68^\circ$ , в остальных не превышает  $50^\circ$ . Среднее значение  $\psi_{\alpha_s, 8\text{Be}}$  равно  $33^\circ$ . Во всех событиях, приведенных в табл. 2, значения  $P_t(^{12}\text{C})$  превышают  $150 \text{ МэВ/с}$ . Среднее значение переданного поперечного импульса  $P_t(^{12}\text{C})$  в этих событиях равно  $234 \text{ МэВ/с}$ .

**Таблица 1.** Характеристики событий двухкластерных каналов фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^7\text{Li}$  в лабораторной системе координат в ядерной фотоэмульсии

Реакция	Импульс, А ГэВ/с	Число событий	$\langle P_t(A) \rangle$ , МэВ/с	$\langle P_{t,l} \rangle$ , МэВ/с	$\langle P_{t,r} \rangle$ , МэВ/с	$\langle \psi_l - \psi_r \rangle$ , град	Литература
$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}_{g,s} + \alpha$	4.5	30	223	132	173	76	Настоящая работа [17]
$^7\text{Li} \rightarrow ^4\text{He} + ^3\text{H}$	3.0	83	166	137	136	115	

**Таблица 2.** Характеристики событий, в которых  $E_{3\alpha}$  не превышает 500 кэВ

Номер события	$P_t(^{12}\text{C})$ , МэВ/с	$E_{3\alpha}$ , кэВ	$E(^{12}\text{C})$ , МэВ	$E_{2\alpha}$ , кэВ	$E_{2\alpha}$ , кэВ	$E_{2\alpha}$ , кэВ	$P_{t,^8\text{Be}}$ , МэВ/с	$P_{t,\alpha_s}$ , МэВ/с	$\psi_{\alpha_s} - \psi_{^8\text{Be}}$ , град
6	185	433	7.71	428	119	102	159	36	48
15	188	316	7.59	309	47	118	120	82	42
17	300	405	7.68	297	302	9	169	136	22
18	153	500	7.77	472	41	237	65	96	35
24	365	425	7.70	72	234	331	222	149	23
25	188	372	7.65	349	172	37	111	90	41
46	185	89	7.36	85	9	40	103	82	3
50	165	302	7.58	272	166	15	144	30	68
53	344	437	7.71	429	119	108	211	140	24
66	187	321	7.60	290	98	93	104	89	28

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди событий фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  с импульсом 4.5 А ГэВ/с на три  $\alpha$ -частицы в ядерной трековой фотоэмульсии, содержащей ядра свинца, выделен двухчастичный канал фрагментации, в котором одним из фрагментов является ядро  $^8\text{Be}_{g,s}$ . Ядра  $^8\text{Be}_{g,s}$  в событиях идентифицируются по двум релятивистским  $\alpha$ -частицам, для которых измеренное значение относительной поперечной энергии не превышает 110 кэВ. Среднее значение поперечных импульсов реакции  $P_t(^{12}\text{C})$  равно  $223 \pm 20$  МэВ/с. Число событий в области импульсов  $P_t(^{12}\text{C})$ , меньших 0.1 ГэВ/с, где можно ожидать вклад кулоновского взаимодействия с параметрами соударения, превышающими радиус мишени, составляет 20%. Среднее значение поперечных импульсов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$  в лабораторной системе равно  $173 \pm 17$  МэВ/с, а среднее значение поперечных импульсов "одиночных"  $\alpha_s$ -частиц составляет  $123 \pm 15$  МэВ/с. Среднее значение поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц, образованных в результате распадов ядер  $^8\text{Be}_{g,s}$ , равно  $87 \pm 6$  МэВ/с. Таким образом, в этих событиях присутствуют две группы частиц с разными механизмами их образования и имеющие различные распределения по импульсам.

Поперечное сечение канала на ядрах Ag и Вг равно  $13 \pm 4$  мбн. Оценка поперечного сечения реакции на ядре Рб составляет  $40 \pm 15$  мбн. Выделена группа из девяти событий, в которых поперечная энергия всех частиц в системе координат их центра масс  $E_{3\alpha}$  не превышает 0.45 МэВ, что не противоречит распаду ядра  $^{12}\text{C}$  с уровня возбуждения 7.65 МэВ. Среднее значение переданного поперечного импульса в этих событиях равно  $234 \pm 25$  МэВ/с. Полученные экспериментальные данные о фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  по каналу ( $^8\text{Be}_{g,s} + \alpha$ ) могут служить полезным тестом для теоретических моделей, разрабатываемых для описания взаимодействия ядер при релятивистской энергии.

Авторы благодарны П.И. Зарубину, А.И. Лебедеву, В.Г. Неудачину за внимание к работе и за обсуждение проблем исследований кластерной структуры ядер и механизмов взаимодействия ядер в столкновениях релятивистских ядер.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. S. Goldhaber, Phys. Lett. В **53**, 306 (1974).
2. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций* (Энергоатомиздат, Москва, 1983).

3. Сотрудн. БВДКЛМТ (А. Марин и др.), ЯФ **29**, 105 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 52 (1979)].
4. У. А. Абдуразакова, Р. А. Бондаренко, У. Г. Гулямов, Г. М. Чернов, ЯФ **39**, 272 (1984) [Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 169 (1984)].
5. В. В. Белага, А. А. Бенджаза, В. В. Русакова и др., ЯФ **58**, 2014 (1995) [Phys. Atom. Nucl. **58**, 1905 (1995)]; V. V. Belaga, A. A. Benjaza, G. M. Chernov, *et al.*, Nucl. Tracks Radiat. Meas. **25**, 271 (1995).
6. В. В. Белага, А. И. Бондаренко, Т. Канарек и др., ЯФ **59**, 869 (1996) [Phys. Atom. Nucl. **59**, 832 (1996)]; В. В. Белага, М. М. Муминов (мл.), Г. М. Чернов, Письма в ЖЭТФ **62**, 385 (1995) [JETP Lett. **62**, 395 (1995)].
7. А. И. Бондаренко, Г. М. Чернов, Б. С. Юлдашев, ЯФ **57**, 430 (1994) [Phys. Atom. Nucl. **57**, 403 (1994)].
8. Д. А. Артеменков, В. Баднова, П. И. Зарубин и др., ЯФ **70**, 1261 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1222 (2007)]; D. A. Artemenkov, D. O. Krivenkov, T. V. Shchedrina, *et al.*, Few-body Syst. **44**, 273 (2008); BECQUAREL Project, <http://www/becquerel.jinr.ru>
9. P. I. Zarubin, Lect. Notes Phys. **875**, 51 (2014); arXiv: 1309.4881 [nucl-ex].
10. A. I. Akhiezer and A. G. Sitenko, Phys. Rev. **106**, 1236 (1957).
11. М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, ЯФ **59**, 679 (1996) [Phys. Atom. Nucl. **59**, 647 (1996)].
12. В. В. Давидовский, М. В. Евланов, В. К. Тартаковский, ЯФ **69**, 252 (2006) [Phys. Atom. Nucl. **69**, 230 (2006)].
13. В. Н. Фетисов, Письма в ЭЧАЯ, № 2, 300 (2014) [Phys. Part. Nucl. Lett. **11**, 36 (2014)].
14. В. Н. Фетисов, ЯФ **78**, 655 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 611 (2015)].
15. C. A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rept. **163**, 299 (1988).
16. C. A. Bertulani and G. Baur, Nucl. Phys. A **442**, 739 (1985).
17. Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов, Ю. А. Александров и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 83 (2008) [JETP Lett. **88**, 75 (2008)].

## COHERENT FRAGMENTATION OF NUCLEI $^{12}\text{C}$ WITH MOMENTUM 4.5 A GeV/c ON THE CHANNEL $^8\text{Be}_{g.s} + ^4\text{He}$ IN NUCLEAR EMULSION CONTAINING NUCLEI OF LEAD

V. V. Belaga, S. G. Gerasimov, V. A. Dronov, N. G. Peresadko, A. V. Pisetskaya,  
V. V. Rusakova, V. N. Fetisov, S. P. Kharlamov, L. N. Shesterkina

Among the events of coherent dissociation of  $^{12}\text{C}$  nuclei with momentum 4.5 A GeV/c to three alpha particles, the two-particle fragmentation channel has been selected in which one of fragments is the unstable nucleus in the ground state  $^8\text{Be}_{g.s}$ . Events were detected in the nuclear track emulsion containing lead nuclei exposed at the JINR Synchrophasotron (Dubna). The mean value of transverse momenta of alpha particles, produced from the decay of nuclei  $^8\text{Be}_{g.s}$ , is  $87 \pm 6$  MeV/c, and for "single" alpha particles is  $123 \pm 15$  MeV/c. The mean value of transverse momentum of the reaction  $P_t(^{12}\text{C})$  is  $223 \pm 20$  MeV/c. The mean value of the cross section of this channel on nuclei Ag and Br is  $13 \pm 4$  mbn, the cross section on Pb nuclei is  $40 \pm 15$  mbn. The contribution of the Coulomb dissociation, estimated by the number of events with momenta  $P_t(^{12}\text{C})$  below 0.1 GeV/c, is about 20%. In nine events the measured total transverse energy of fragments in the frame of the decaying carbon nucleus does not exceed 0.45 MeV, which is consistent with 7.65-MeV excitation level of  $^{12}\text{C}$  nucleus. The mean value of the transverse momentum in those events is  $234 \pm 25$  MeV/c.