

## ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР $^{14}\text{N}$ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

© 2007 г. Т. В. Щедрина<sup>1)\*</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, С. Вокал<sup>1),2)</sup>, А. Вокалова<sup>1),2)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1)\*\*</sup>, И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, А. Д. Коваленко<sup>1)</sup>, А. И. Малахов<sup>1)</sup>, Г. И. Орлова<sup>3)</sup>, П. А. Рукояткин<sup>1)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, М. Хайдук<sup>4)</sup>, С. П. Харламов<sup>3)</sup>, М. М. Чернявский<sup>3)</sup>

Поступила в редакцию 13.04.2006 г.; после доработки 20.11.2006 г.

Представлены результаты исследования диссоциации ядра  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.86 А ГэВ/с в фотоэмульсии. Приведены основные характеристики этих реакций: сечения для различных каналов фрагментации. Использован инвариантный подход к анализу фрагментации. Рассмотрены импульсные и корреляционные характеристики  $\alpha$ -частиц для канала  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  в л.с. и с.ц.м. трех  $\alpha$ -частиц. Результаты, полученные для ядра  $^{14}\text{N}$ , сравниваются с аналогичными данными для ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ .

PACS: 21.45.+v, 23.60.+e, 25.10.+s

### ВВЕДЕНИЕ

Фрагментация релятивистских ядер является источником информации об их структуре. Метод ядерных фотоэмульсий позволяет детально изучить явление фрагментации релятивистского ядра-снаряда благодаря высокой разрешающей способности эмульсии и регистрации вторичных частиц в  $4\pi$ -геометрии. Регистрация всех заряженных частиц и их идентификация позволяют исследовать изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации ядра-снаряда. В настоящей работе детально рассматриваются как события диссоциации ядер, условно называемые “белыми звездами” из-за отсутствия в них следов от фрагментов ядра-мишени, так и распады с образованием нескольких фрагментов ядра-мишени. Основным критерием для отбора данных событий при изучении фрагментации ядра-снаряда является требование сохранения первичного заряда в узком фрагментационном конусе и отсутствие заряженных рожденных частиц.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Стопка, состоящая из слоев ядерной фотоэмульсии типа БР-2 с релятивистской чувствительностью, была облучена пучком ядер  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.86 А ГэВ/с на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ [1]. Эмульсионные слои толщиной около 600 мкм имели размеры  $10 \times 20$  см. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны. Поиск событий осуществлялся путем просмотра “вдоль трека” и “по площади”. Просмотр “вдоль трека” обеспечил набор статистики без выборки. Это позволило определить средний пробег взаимодействия ядра  $^{14}\text{N}$  в фотоэмульсии. Значительно более быстрый по скорости набора поиск “по площади” выполнялся для увеличения статистики событий с наиболее полным разрушением ядра-снаряда.

Углы вылета фрагментов измерялись на полуавтоматическом микроскопе МПЭ-11. Микроскоп оснащен датчиками координат по осям  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , показания с которых поступают на персональный компьютер, где и происходит их обработка. Фрагменты ядра-снаряда с  $Z = 1$  отделялись от фрагментов с  $Z = 2$  визуально, так как ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от вчетверо большей ионизации частиц с зарядом 2. Фрагменты с  $Z = 3-7$  различались методом счета  $\delta$ -электронов. Импульсы одно- и двухзарядных фрагментов с углами вылета до  $4^\circ$  определялись по результатам измерения многократного кулоновского рассеяния. На основе этих измерений были идентифицированы изотопы водорода и гелия в составе фрагментов ядра  $^{14}\text{N}$ .

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

<sup>2)</sup>Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия.

<sup>3)</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва.

<sup>4)</sup>Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния.

\*E-mail: shchedrina@ihe.jinr.ru

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

**Таблица 1.** Измеренные ( $\lambda_{\text{exp}}$ ) и вычисленные ( $\lambda_{\text{theor}}$ ) по формуле Брэдта—Петерса [4] значения среднего пробега различных ядер в фотоэмульсии

Ядро-снаряд	Импульс, А ГэВ/с	$\lambda_{\text{exp}}$ , см	$\lambda_{\text{theor}}$ , см	Литература
$^4\text{He}$	4.5	19.6	$19.5 \pm 0.3$	[1]
$^6\text{Li}$	4.5	16.5	$14.1 \pm 0.4$	[1]
$^7\text{Li}$	3.0	15.9	$14.3 \pm 0.4$	[2, 3]
$^{12}\text{C}$	4.5	13.5	$13.7 \pm 0.5$	[1]
$^{14}\text{N}$	2.9	13.0	$13.0 \pm 0.4$	Настоящая работа
$^{16}\text{O}$	4.5	12.1	$13.0 \pm 0.5$	[1]
$^{22}\text{Ne}$	4.1	10.6	$10.2 \pm 0.1$	[1]
$^{24}\text{Mg}$	4.5	10.0	$9.6 \pm 0.4$	[1]

**Таблица 2.** Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” и взаимодействий с образованием фрагментов ядра-мишени при диссоциации ядер  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.86 А ГэВ/с ( $Z_{\text{fr}}$  — заряд тяжелого фрагмента,  $N_{Z=1}$  и  $N_{Z=2}$  — число однозарядных и двухзарядных фрагментов в событии,  $N_{\text{ws}}$  — число “белых звезд”,  $N_{\text{ff}}$  — число звезд с фрагментами ядра-мишени,  $N_{\Sigma}$  — полное число звезд (и их доля в %))

$Z_{\text{fr}}$	6	5	5	4	3	3	—	—
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	4	2	3	1
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	—	1	2	3
$N_{\text{ws}}$	13	4	3	1	1	1	6	17
$N_{\text{ff}}$	15	1	3	3	—	2	5	32
$N_{\Sigma}$	28	5	6	4	1	3	11	49
$N_{\Sigma}, \%$	26	5	5	4	1	3	10	46

### СРЕДНИЙ ПРОБЕГ ДО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

На общей длине просмотренных следов 123.21 м было зарегистрировано 950 взаимодействий ядра  $^{14}\text{N}$  с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Таким образом, средний свободный пробег ядра  $^{14}\text{N}$  в фотоэмульсии составляет  $\lambda = 13 \pm 0.4$  см. Эта величина и значения  $\lambda$  для ряда других ядер-снарядов в фотоэмульсии, полученные ранее в работах [2, 3], представлены в табл. 1, где приведены также значения  $\lambda_{\text{theor}}$ , вычисленные по формуле Брэдта—Петерса [4].

### ТОПОЛОГИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА $^{14}\text{N}$

Из 950 найденных взаимодействий были отобраны события, в которых суммарный заряд фрагментов равен заряду ядра-снаряда  $Z_0 = 7$  и отсутствуют рожденные частицы. Отобранные таким образом события подразделяются на два класса: это

события типа “белая звезда” (46 событий) и взаимодействия с образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени (61 событие). “Белая звезда” — это условное название для взаимодействий, в которых отсутствуют фрагменты мишени и рожденные частицы. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру. При этом в ядре разрушаются наиболее слабые связи между нуклонными кластерами и, как правило, не затрагиваются связи внутри кластеров. Поэтому они представляют особый интерес для изучения кластерных степеней свободы в возбуждениях ядер. Другой интересный класс событий — одновременный развал обоих взаимодействующих ядер, в результате чего образуются осколки ядра-мишени. Фрагменты налетающего ядра в этих событиях испускаются в пределах узкого переднего конуса, угол раствора которого для фрагментирующихся нуклонов определяется соотношением

$$\sin \theta_f = \frac{0.2 \text{ ГэВ/с}}{p_0},$$

где 0.2 ГэВ/с — ферми-импульс, а  $p_0$  — импульс на нуклон ядра-снаряда. В нашем случае при первичном импульсе  $p_0 = 2.86$  А ГэВ/с фрагментационный угол составляет  $4^\circ$ .

Для событий, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, изучена зарядовая топология мультифрагментации (см. табл. 2). В верхней строке указан заряд фрагмента  $Z_{\text{fr}}$ , во второй — число однозарядных фрагментов  $N_{Z=1}$ , в третьей — число двухзарядных  $N_{Z=2}$ , в четвертой и пятой строках — число найденных событий с данной топологией для “белых звезд”,  $N_{\text{ws}}$ , и событий с возбуждением ядра-мишени,  $N_{\text{ff}}$ , для каждого канала соответственно. В последних двух строках приведены суммарное число взаимодействий  $N_{\Sigma}$  и их относительная доля.

Таблица 2 показывает, что число каналов, содержащих фрагменты с зарядами  $Z_{\text{fr}} > 3$  как для “белых звезд”, так и для событий с развалом ядра-снаряда, примерно одинаково. Канал с зарядовой конфигурацией  $2 + 2 + 2 + 1$  проявляет себя сильнее в событиях с развалом мишени, чем в “белых звездах”. Таким образом, в событиях с развалом мишени ядро-снаряд в среднем фрагментирует сильнее, чем в “белых звездах”. Приведенные данные указывают на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией  $2 + 2 + 2 + 1$  (49 событий), который был изучен более детально на большей статистике. Значение среднего пробега для данного канала составляет  $\lambda_{\text{He+N}}(^{14}\text{N}) = 2.5 \pm 0.36$  м. Аналогичное величина для ядра углерода имеет в 4 раза большее значение:  $\lambda_{\text{He}}(^{12}\text{C}) = 10.3 \pm 1.9$  м. Из полученных результатов видно, что ядро азота

$^{14}\text{N}$  является эффективным источником для генерации  $3\alpha$ -систем.

Разделение изотопов водорода и гелия проводилось по результатам измерения их импульсов  $p\beta c$  в предположении, что фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному, т.е.  $A_{\text{fr}} = (p\beta c)/(p_0\beta c)$ . Используемый для определения импульсов метод многократного кулоновского рассеяния основан на том, что среднее отклонение частицы  $\langle |D| \rangle$  на ячейках длиной  $t$  связано с величиной  $p\beta c$  выражением

$$\langle |D| \rangle = \frac{Z_{\text{fr}} K t^{3/2}}{573 p \beta c},$$

где  $Z_{\text{fr}}$  — заряд,  $p$  — импульс и  $\beta c$  — скорость частицы, а  $K$  — постоянная рассеяния, значение которой известно. При многократном кулоновском рассеянии распределение  $p\beta c$  для отдельных частиц с одинаковым зарядом и импульсом должно быть близким к нормальному распределению. Поэтому для группы фрагментов с одинаковой скоростью и одинаковым зарядом, но разными массами, распределение по  $p\beta c$  должно представлять собой суперпозицию нескольких нормальных распределений.

На рис. 1 представлены результаты измерения многократного рассеяния одно- и двухзарядных фрагментов соответственно. Измеренные значения импульсов для однозарядных фрагментов удовлетворительно описываются суммой двух гауссианов, максимумы которых расположены при 2.6 и 5.6 ГэВ и соответствуют изотопам  $^1\text{H}$  и  $^2\text{H}$  (рис. 1а). Полученное таким образом отношение выхода изотопов  $^1\text{H}$  к  $^2\text{H}$  равно примерно 2 : 1. Это указывает на заметное снижение в нашем случае доли дейтронов по сравнению со случаями релятивистской фрагментации ядер  $^6\text{Li}$  (канал 2 + 1) и  $^{10}\text{B}$  (канал 2 + 2 + 1), где выходы протонов и дейтронов примерно равны.

На рис. 1б приведено распределение измеренных  $p\beta c$  для 37 двухзарядных фрагментов. Полученное распределение по  $p\beta c$  удовлетворительно аппроксимируется суммой двух нормальных распределений (сплошная кривая на рисунке). Максимумы аппроксимирующего распределения расположены при значениях  $p\beta c$ , равных 7.8 и 11.3 ГэВ, что достаточно близко к значениям  $p\beta c$ , соответствующим изотопам  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ . Выход фрагментов в процентном соотношении составляет для  $^3\text{He}$  около 40%, для  $^4\text{He}$  — 60%. Имеется также несколько изотопов гелия в районе  $p\beta c$  от 14 до 16 ГэВ, которые были идентифицированы как  $^6\text{He}$  (5% от общего числа взаимодействий). Для событий с образованием изотопа  $^6\text{He}$  планируется проведение более детального анализа.

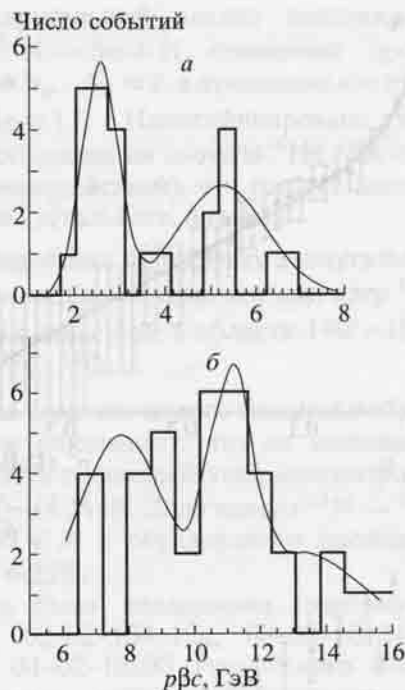


Рис. 1. Гистограммы разделений по импульсу однозарядных (а) и двухзарядных (б) фрагментов по измерениям  $p\beta c$  ядра  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.86 А ГэВ/с. Сплошные кривые — описание гауссианами по методу наименьших квадратов.

### ИМПУЛЬСНЫЕ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМ $N\alpha$ -ЧАСТИЦ

После увеличения статистики методом просмотра “по площади” слоев эмульсии, число событий типа  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  составило 132, включая 50 “белых звезд”. Перейдем к рассмотрению основных кинематических характеристик релятивистских  $\alpha$ -частиц — фрагментов ядра-снаряда, из реакции  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  и сравним их с характеристиками из реакций  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . На рис. 2а представлено распределение по квадрату поперечного импульса  $\alpha$ -частиц в л.с. для канала  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ . Поперечные импульсы  $p_t$  вычислялись по формуле:

$$p_t = 4p_0 \sin \theta,$$

т.е. анализ  $p_t$ -распределений означает в сущности анализ угловых распределений  $\alpha$ -частиц. Данное распределение имеет излом в районе  $p_t^* = 0.05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Сплошная кривая соответствует сумме двух рэлеевских распределений.

Значения импульсов в системе  $3\alpha$ -частиц можно вычислить путем вычитания импульса, получаемого системой при взаимодействии:

$$p_t^* = p_t - \sum p_{ti}/3.$$

Распределение по  $p_t^*$  для  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  представлено на рис. 2б. Средние

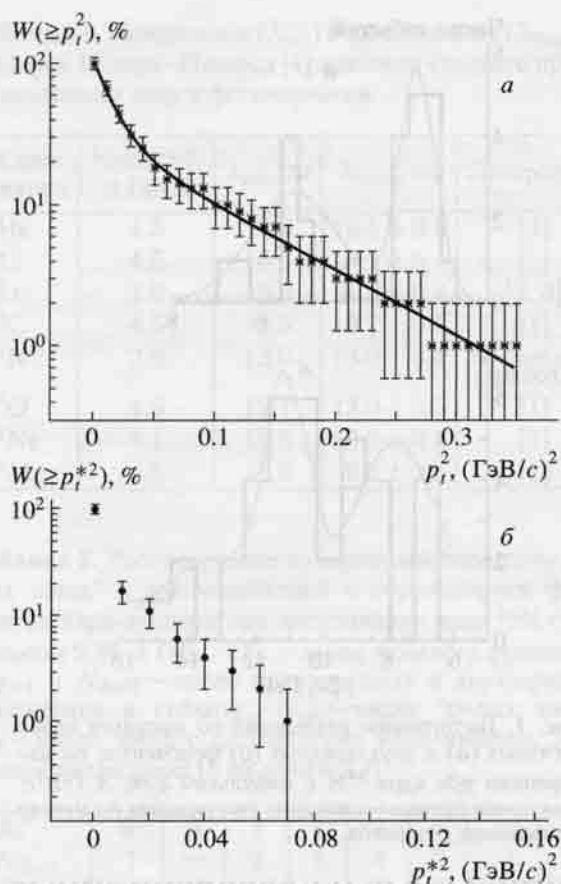


Рис. 2. Распределения  $\alpha$ -частиц из реакций  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  по  $p_i^2$  в л.с. (а) и в системе покоя  $3\alpha$ -частиц (б). Сплошная кривая — сумма двух рэлеевских распределений.

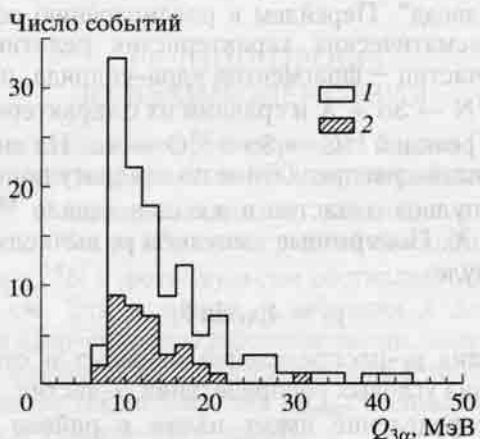


Рис. 3. Распределение по инвариантной энергии возбуждения  $Q_{3\alpha}$   $3\alpha$ -системы относительно основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$  для процесса  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  (1 — все события данной реакции диссоциации, 2 — “белые звезды”).

значения  $p_i^*$ , как и следовало ожидать, значительно меньше, чем в л.с., и одинаковы для ядер  $^{14}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$  [5],  $^{16}\text{O}$  [6] в пределах погрешности.

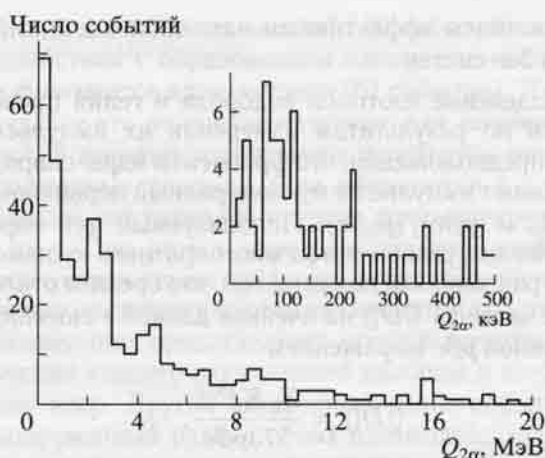


Рис. 4. Распределение по инвариантной энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  для пар  $\alpha$ -частиц для процесса  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ . На вставке: часть распределения в интервале между 0–500 кэВ.



Рис. 5. Распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij}^*$  в системе покоя  $3\alpha$ -частиц для процесса  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ .

Для оценки энергетического масштаба образования  $3\alpha$ -систем в канале  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения  $Q$  относительно основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$ :

$$Q = M^* - M,$$

где  $M$  — масса ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы,  $M^*$  — инвариантная масса системы фрагментов:

$$M^{*2} = \left(\sum P_j\right)^2 = \sum (P_i \cdot P_k),$$

где  $P_{i,k}$  — 4-импульсы фрагментов  $i$  и  $k$ .

Основная часть событий сконцентрирована в области  $Q_{3\alpha}$  от 10 до 14 МэВ и перекрывает известные уровни  $^{12}\text{C}$  (рис. 3). Смягчение условий отбора для событий  $3\text{He} + \text{H}$ , при котором разрешено образование фрагментов мишени, не ведет к смещению пика  $3\alpha$ -возбуждений. Это обстоятельство указывает на универсальность механизма заселения  $3\alpha$ -состояний.

Для оценки доли событий с образованием промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакциях  ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha + X \rightarrow 3\alpha + X$  представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения для пары  $\alpha$ -частиц относительно основного состояния ядра  ${}^8\text{Be}$  (рис. 4). Первый пик распределения соответствует значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра  ${}^8\text{Be}$  в основном состоянии  $0^+$ . Эта часть спектра представлена в 20-кратно увеличенном масштабе на вставке рис. 4. На ней видно хорошее совпадение центра распределения с энергией распада основного состояния  ${}^8\text{Be}$ . По имеющейся статистике доля пар  $\alpha$ -частиц, являющихся продуктами распада  ${}^8\text{Be}$ , составляет 25–30%.

Роль  ${}^8\text{Be}$  ясно проявляется в сильно асимметричном распределении пар  $\alpha$ -частиц в системе покоя  $3\alpha$ -частиц  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  по парному азимутальному углу  $\varepsilon_{ij}^*$  (рис. 5). Асимметрия парного азимутального угла  $\varepsilon_{ij}^*$  наблюдается и для  $\alpha$ -фрагментов в с.ц.м. для распада ядер  ${}^{12}\text{C}$  [5] и  ${}^{16}\text{O}$  [6]. Значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности совпадают в пределах ошибок для  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^{12}\text{C}$  и значительно различаются для распада  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ , что может объясняться как более сложной комбинаторикой  $\alpha$ -частиц для данного ядра, так и возможностью  $\alpha$ -фрагментов быть продуктами распада и других промежуточных нестабильных состояний.

### ВЫВОДЫ

Распределение по зарядовой топологии при диссоциации ядер  ${}^{14}\text{N}$  с первичным импульсом 2.86 А ГэВ/с при взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии указывает на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией  $2 + 2 + 2 + 1$ .

Предварительный анализ показал, что для канала  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$  отношение протонов и дейтронов  $N_p : N_d \approx 2$ , а отношение изотопов гелия  ${}^4\text{He} : {}^3\text{He} \approx 1.5$ . Идентифицировано несколько случаев образования изотопа  ${}^6\text{He}$  (5% от общего числа взаимодействий), что требует дополнительного, более детального, анализа.

Распределения по парному азимутальному углу  $\varepsilon_{ij}^*$  в с.ц.м. между He фрагментами ядер  ${}^{14}\text{N}$  асимметричны с избытком в области  $140^\circ - 180^\circ$ , как и для ядер  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ .

Оценка энергетического масштаба образования  $3\alpha$ -систем показывает, что на имеющейся статистике 80% взаимодействий концентрируются в районе 10–14 МэВ. Доля канала  ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha + X \rightarrow 3\alpha + X$  с образованием промежуточного ядра  ${}^8\text{Be} \approx 25\%$ .

Работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079 и 04-02-16593 Российского фонда фундаментальных исследований, грантом VEGA 1/2007/05 Агентства науки Министерства образования Словацкой республики и Словацкой академии наук, а также грантами Полномочных представителей Болгарии, Словакии, Чехии и Румынии в ОИЯИ в 2002–2005 гг.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru>
2. М. И. Адамович и др., ЯФ 62, 1461 (1999).
3. М. I. Adamovich *et al.*, J. Phys. G 30, 1479 (2004).
4. H. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. 77, 54 (1950).
5. В. В. Белага и др., ЯФ 58, 2014 (1995).
6. Ф. А. Аветян и др., ЯФ 59, 110 (1996).

## PERIPHERAL INTERACTIONS OF RELATIVISTIC ${}^{14}\text{N}$ NUCLEI WITH EMULSION NUCLEI

T. V. Shchedrina, V. Bradnova, S. Vokál, A. Vokálová, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, A. D. Kovalenko, A. I. Malakhov, G. I. Orlova, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, M. Haiduc, S. P. Kharlamov, M. M. Chernyavsky

The results of investigation of the dissociation of 2.86 А GeV/c-momentum  ${}^{14}\text{N}$  nucleus in photoemulsion are presented. The main characteristics of these reactions, that is the cross sections for various fragmentation channels, are given. The fragmentation was analyzed by means of an invariant approach. The momentum and correlation characteristics of  $\alpha$  particles for the  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  channel in the laboratory system and the rest systems of  $3\alpha$  particles were considered. The results obtained for the  ${}^{14}\text{N}$  nucleus are compared with similar data for the  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{16}\text{O}$  nuclei.