

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-233

P1-95-233

В.В.Белага, А.И.Бондаренко\*, Т.Канарек,  
Д.А.Каршиев\*, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов,  
Р.Тогоо, Г.П.Тонеева, Г.М.Чернов, Б.С.Юлдашев\*

ИЗУЧЕНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА УГЛЕРОДА  
В НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЯХ  
С ЯДРАМИ ПРОПАНА И ТАНТАЛА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*Институт ядерной физики АН Узбекистана, Ташкент

1995

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение фрагментации релятивистских ядер-снарядов, испытавших неупругое взаимодействие с мишенью, продолжает оставаться важнейшим источником информации о внутренней структуре ядра, получаемой в условиях малых передач ему энергии-импульса. Знание фрагментационных характеристик релятивистских ядер необходимо также при решении ряда задач астрофизики, радиационной физики и техники.

В настоящей работе представляются новые экспериментальные данные по характеристикам фрагментации ядра углерода-12 при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ. К настоящему времени завершено создание нового банка данных по неупругим взаимодействиям ядер  $^{12}\text{C}$  с рабочим веществом камеры (пропан,  $\text{C}_3\text{H}_8$ ), который по статистике в несколько раз превышает материал, использованный ранее во многих работах международного сотрудничества по обработке данных по ядро-ядерным взаимодействиям с помощью указанной камеры. В ряде экспериментов в рабочий объем камеры помещались три танталовые пластины толщиной 1 мм, позволявшие отбирать и изучать взаимодействия с достаточно тяжелой мишенью ( $^{181}\text{Ta}$ ). Статистика событий этого типа также значительно увеличена по сравнению с ранее доступным экспериментальным материалом. Сравнительный анализ характеристик фрагментации релятивистского ядра-снаряда на мишенях существенно разного атомного веса позволит получить дополнительную информацию о механизме изучаемого процесса.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Методики проведения экспериментов и обработки फिल्मовой информации, полученной с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, были подробно описаны в многочисленных работах, посвященных изучению неупругих соударений различных ядер-снарядов (от  $p$  до  $^{12}\text{C}$ ) с веществом камеры и ядрами Ta (см., например, [1—3]).

В настоящей работе нас будут интересовать лишь «непрореагировавшие» с мишенью (спектаторные) фрагменты ядра-снаряда  $^{12}\text{C}$ , сосредото-

ченые в узком пространственном конусе вокруг направления движения первичного ядра. В эксперименте легко идентифицировались релятивистские спекторные фрагменты с зарядом  $z \geq 2$ , на большинстве треков которых были выполнены импульсные измерения. Измерения импульсов были произведены также практически на всех треках однозарядных релятивистских частиц,

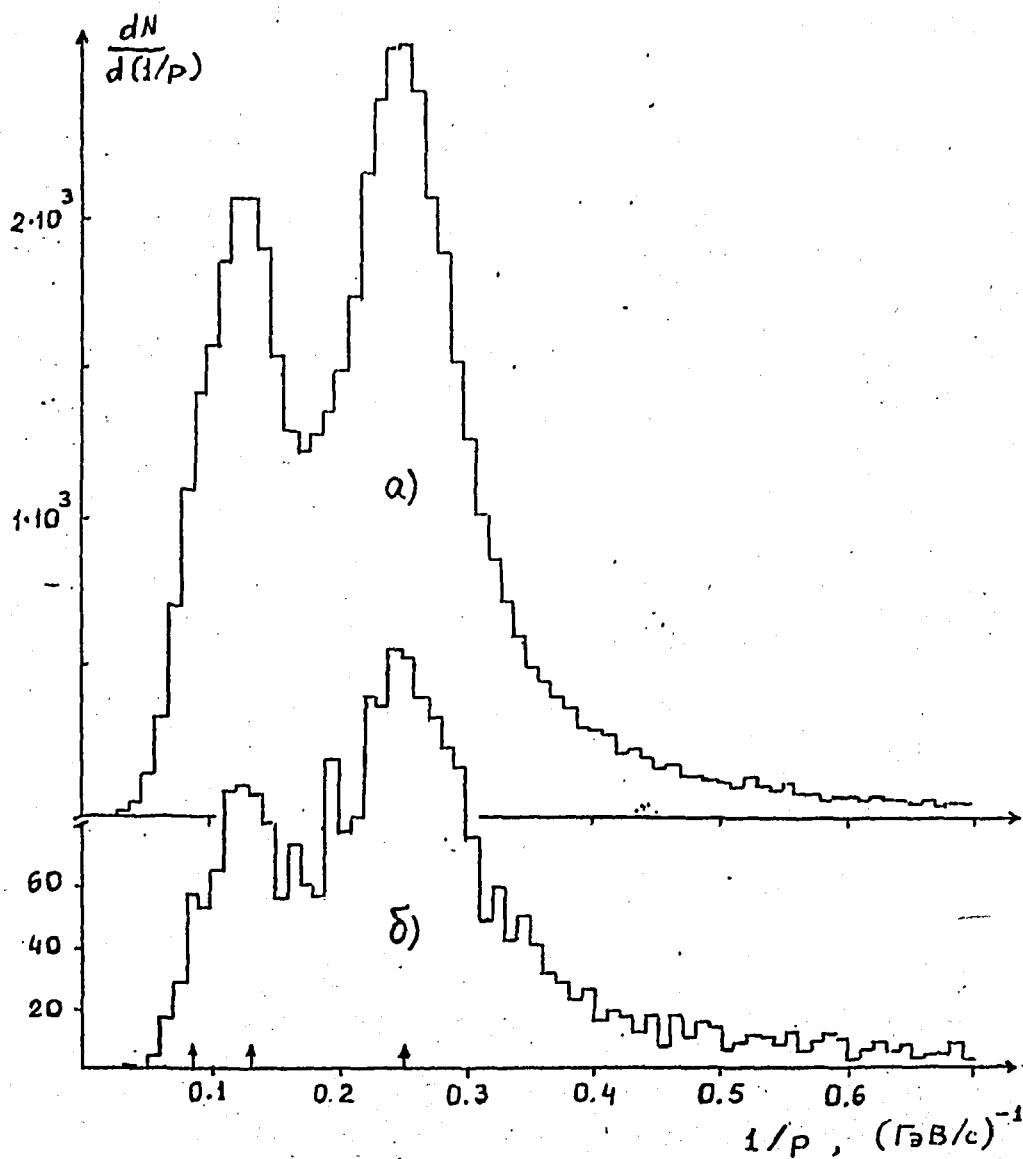


Рис.1. Распределения по  $1/p$  для релятивистских однозарядных частиц с  $\theta \leq 5^\circ$  в соударениях с  $\text{C}_3\text{H}_8$  (а) и Та (б). Стрелки — значения  $1/3p_0$ ,  $1/2p_0$ ,  $1/p_0$  соответственно

что позволило выделить однозарядные спектаторные фрагменты (протоны, дейтроны, тритоны) на фоне «рожденных» релятивистских частиц (см. ниже).

Статистика неупругих взаимодействий первичных ядер углерода при  $p_0 = 4,2$  ГэВ/с на нуклон, анализируемая в данной работе, составляет 39 465 событий на пропане ( $C_3H_8$ ) и 2 420 — на ядре  $^{181}Ta$ .

На рис. 1 приведены распределения по обратным величинам ( $1/p$ ) импульсов, измеренных на треках однозарядных релятивистских частиц с  $\theta \leq 5^\circ$  в соударениях  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$ . Хорошо видны максимумы при значениях  $\approx 1/p_0$  и  $1/2p_0$ , соответствующих спектаторным протонам и дейтронам; к сожалению, точность импульсных измерений при  $\geq 10$  ГэВ/с была в камере недостаточной для столь же уверенного разделения между дейтронами и тритонами, а также между фрагментами — протонами и провзаимодействовавшими однозарядными частицами. Тем не менее средние множественности спектаторных фрагментов  $p, d, t$  достаточно надежно определяются фитированием распределений на рис. 1 суммой трех гауссовых распределений с центрами при ожидаемых значениях обратных импульсов для них. Для уменьшения влияния «нефрагментов» фитирование выполнялось в области  $(1/p) < (1/p_0)$ . Фитирование определило следующие граничные значения, которыми разумно пользоваться при изучении импульсных и корреляционных характеристик однозарядных фрагментов: протонов — при импульсе  $3,2 < p < 5,8$  ГэВ/с, дейтронов — при  $5,8 < p < 10,5$  ГэВ/с и тритонов — при  $p > 10,5$  ГэВ/с. Оцененные доли «нефрагментов» и дейтронов среди протонов, протонов и тритонов среди дейтронов и, наконец, дейтронов среди тритонов, отобранных по указанным критериям, не превышают 10—25% при возможных систематических погрешностях в средних  $\langle n_p \rangle$ ,  $\langle n_d \rangle$  и  $\langle n_t \rangle$ , меньших указанных на порядок.

### 3. МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ

Определенные описанным выше способом средние множественности фрагментов с  $z = 1$  ( $p, d, t$ ) и  $z \geq 2$  в неупругих соударениях  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$ , а также в подгруппах событий с числом многозарядных ( $z \geq 2$ ) фрагментов  $N_f = 0; 1$  и  $N_f \geq 2$ , представлены в табл. 1. Указанные в этой таблице погрешности — чисто статистические. Мы сравним также некоторые из полученных нами средних множественностей фрагментации с аналогичными значениями для соударений ядра углерода-12 при  $p_0 = 4,5$  ГэВ/с на нуклон с «легкими» (H, C, N, O) и «тяжелыми» (Br, Ag) ядрами фотоэмульсии из работы [4]. Из данных таблицы следует:

Таблица 1. Средние множественности спектаторных протонов, дейтронов, тритонов и фрагментов с  $z \geq 2$  при фрагментации ядра углерода на  $C_3H_8$  и Ta

| Группы событий  | Средняя множественность ( $\times 100$ ) |            |               |                                |                                |
|---|--|------------|---------------|--------------------------------|--------------------------------|
|   | $p$                                      | $d$        | $t$           | $f' (z = 1)$                   | $f (z \geq 2)$                 |
| Все C— $C_3H_8$<br>(C—H, C, N, O [4]),<br>в т.ч. при: | $66 \pm 1$                               | $33 \pm 1$ | $7,6 \pm 0,2$ | $106 \pm 1$<br>( $106 \pm 4$ ) | $105 \pm 1$<br>( $125 \pm 5$ ) |
| $N_f = 0$   | $123 \pm 1$                              | $74 \pm 1$ | $18 \pm 2$    | $215 \pm 2$                    | —                              |
| $N_f = 1$   | $54 \pm 1$                               | $26 \pm 1$ | $5,8 \pm 0,2$ | $86 \pm 1$                     | 1                              |
| $N_f \geq 2$  | $50 \pm 1$                               | $19 \pm 1$ | $3,8 \pm 0,2$ | $73 \pm 1$                     | $207 \pm 2$                    |
| Все C—Ta<br>(C—Ag, Br [4]),<br>в т.ч. при:            | $59 \pm 2$                               | $25 \pm 1$ | $5,6 \pm 0,5$ | $89 \pm 2$<br>( $83 \pm 3$ )   | $60 \pm 2$<br>( $62 \pm 3$ )   |
| $N_f = 0$   | $56 \pm 2$                               | $25 \pm 2$ | $6,0 \pm 0,7$ | $87 \pm 2$                     | —                              |
| $N_f = 1$   | $66 \pm 3$                               | $26 \pm 2$ | $5,1 \pm 0,8$ | $97 \pm 3$                     | 1                              |
| $N_f \geq 2$  | $52 \pm 4$                               | $18 \pm 3$ | $5,2 \pm 1,3$ | $75 \pm 5$                     | $207 \pm 8$                    |

1. С увеличением массы ядра-мишени средние множественности всех фрагментов уменьшаются. Это уменьшение тем сильнее, чем тяжелее фрагмент: так, при переходе от  $C_3H_8$  к Ta средняя множественность спектаторных протонов  $\langle n_p \rangle$  уменьшается приблизительно в 1,1 раза, в то время как  $\langle n_f \rangle$  — в 1,7 раза. В частности, при этом уменьшается и доля тяжелых изотопов водорода среди однозарядных фрагментов.

2. При увеличении прицельного параметра ядро-ядерного соударения (качественной характеристикой величины среднего прицельного параметра является число спектаторных многозарядных фрагментов  $N_f$ : при  $N_f = 0$  средний параметр удара сравнительно мал, при  $N_f \geq 2$  доминируют крайне периферические соударения) на легкой мишени ( $C_3H_8$ ) средние множественности фрагментации также уменьшаются, что сопровождается перераспределением доли  $p, d, t$  среди фрагментов с  $z = 1$  в пользу легких изотопов. Однако в соударениях с тяжелой мишенью оба эти обстоятельства выражены гораздо слабее (или вовсе отсутствуют).

Все эти эмпирические закономерности свидетельствуют о большой роли геометрического фактора при формировании конечного состояния спектаторных фрагментов в релятивистских ядро-ядерных соударениях. Отметим при

этом, что относительная роль так называемых «центральных» и «периферических» каналов взаимодействия существенно зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер.

Другой часто используемой характеристикой среднего прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия является суммарный заряд (или масса) спектаторной части ядра-снаряда. В нашем эксперименте заряд фрагментов с  $z \geq 2$  не измерялся; таким образом, мы могли определить лишь нижний предел суммарного заряда в индивидуальном событии (за исключением случаев с тремя фрагментами с  $z = 2$  в конечном состоянии):

$$Q_{\min} = 2N_f + N_{p,d,t}$$

Значение  $Q_{\min} = Q = 0$  соответствует малым прицельным параметрам соударения, с другой стороны, значения  $Q_{\min} = 5-6$  свойственны крайне периферическим каналам.

В табл.2 приведены значения долей протонов, дейтронов и протонов среди фрагментов с  $z = 1$  в соударениях  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$  при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон при разных  $Q_{\min}$ , а на рис.2 — аналогичная, но более детальная информация для взаимодействий  $C-C_3H_8$ . Видно, что с увеличением прицельного параметра соударения ( $Q_{\min}$ ) доля протонов среди фрагментов с  $z = 1$  в соударениях с пропаном возрастает, в то время как доли «сложных» однозарядных фрагментов уменьшаются. Что касается соударений с более тяжелой мишенью ( $C-Ta$ ), то описанные зависимости от  $Q_{\min}$  в пределах ошибок измерений исчезают.

Таблица 2. Доли  $p, d, t$  среди фрагментов с  $z = 1$  в соударениях  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$

| $Q_{\min}$ | Мишени   | Доля, %        |                |               |
|------------|----------|----------------|----------------|---------------|
|            |          | $p$            | $d$            | $t$           |
| 1,2        | $C_3H_8$ | $55,4 \pm 1,0$ | $36,3 \pm 0,8$ | $8,3 \pm 0,4$ |
|            | Ta       | $65,0 \pm 3,0$ | $26,9 \pm 2,0$ | $8,1 \pm 1,1$ |
| 3,4        | $C_3H_8$ | $62,4 \pm 0,5$ | $30,4 \pm 0,4$ | $7,2 \pm 0,2$ |
|            | Ta       | $66,3 \pm 2,6$ | $28,5 \pm 1,7$ | $5,1 \pm 0,7$ |
| 5,6        | $C_3H_8$ | $65,5 \pm 0,7$ | $28,2 \pm 0,6$ | $6,2 \pm 0,3$ |
|            | Ta       | $67,8 \pm 3,7$ | $26,5 \pm 2,3$ | $5,7 \pm 1,1$ |
| Все        | $C_3H_8$ | $61,8 \pm 0,4$ | $31,0 \pm 0,3$ | $7,2 \pm 0,1$ |
|            | Ta       | $66,1 \pm 1,7$ | $27,6 \pm 1,2$ | $6,2 \pm 0,6$ |

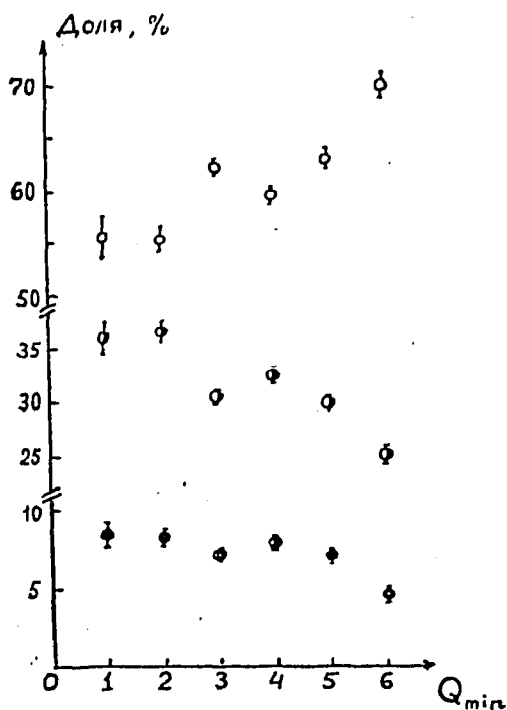


Рис.2. Зависимости долей протонов (○), дейтронов (◐) и тритонов (●) от  $Q_{min}$  в соударениях  $C-C_3H_8$

мультифрагментации ядра-снаряда. Таким образом, принцип факторизации сечений есть не более чем грубое приближение, выполняющееся для дифференциальных сечений «под  $0^\circ$ », но заметно нарушающееся для полных сечений фрагментации, измеряемых в экспериментах с 4 $\pi$ -геометрией.

#### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ФРАГМЕНТОВ

Поперечные импульсы ( $p_T$ ) продуктов фрагментации релятивистских ядер-снарядов — основной источник информации о динамике этого процесса, так как продольные импульсы могут быть измерены с достаточной точностью лишь в некоторых электронных экспериментах и условия для этого тем хуже, чем выше первичная энергия ядро-ядерного взаимодействия.

В ряде работ, посвященных фрагментации релятивистских ядер-снарядов, обсуждался так называемый принцип факторизации сечений, одно из проявлений которого состоит в независимости композиции (состава) фрагментов от массового числа ядра-партнера (в нашем случае — мишени). Этот принцип был установлен в ранних «электронных» экспериментах в Беркли [5—7], в которых измерялись, в сущности, дифференциальные выходы фрагментов «под  $0^\circ$ ». Однако в экспериментах по фрагментации, выполненных в условиях 4 $\pi$ -геометрии (в основном фотоэмульсионных; см., например, [8,9]), полные сечения фрагментации оказались зависящими от массы ядра-мишени.

Совокупность наших данных по множественностям фрагментации углерода на  $C_3H_8$  и Ta (рис.2, табл.1,2) хорошо согласуется с данными последних работ: ядро-партнер отнюдь не является простым «свидетелем»

Примеры  $p_T$ -распределений фрагментов ядра углерода в лабораторной системе координат (л.с.) представлены на рис.3. Простейшей теоретической формой этих распределений является распределение Рэлея:

$$f(p_T^2) dp_T^2 = \exp(-p_T^2 / 2\sigma^2) dp_T^2, \quad (1)$$

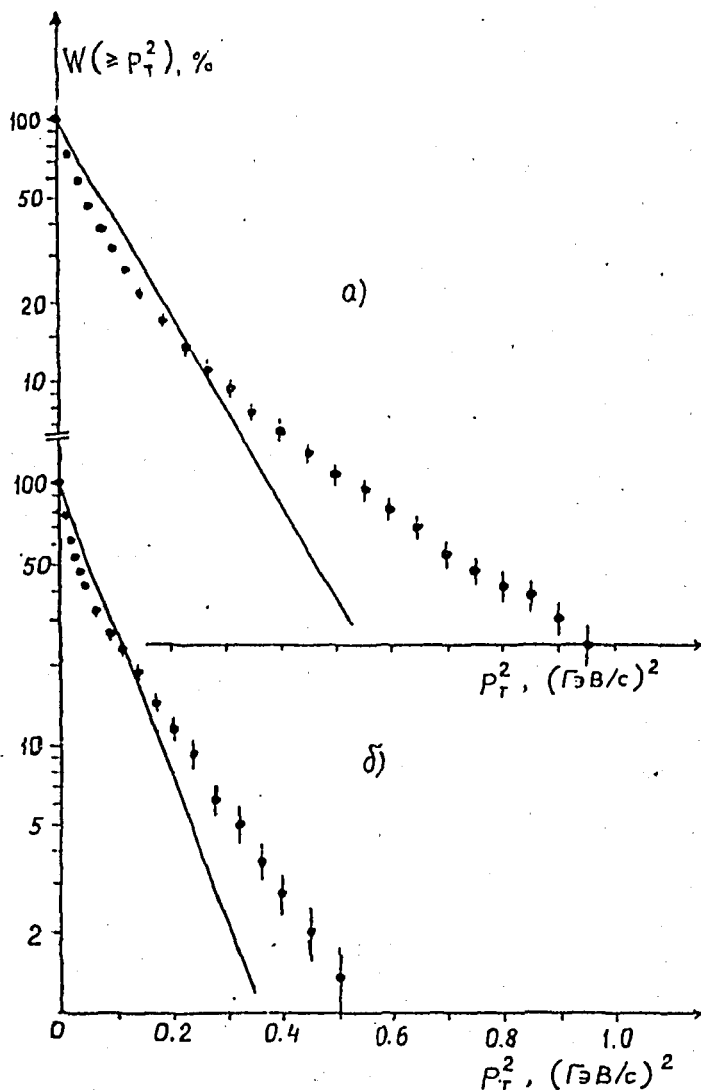


Рис.3. Примеры интегральных распределений по  $p_T^2$ : а) для тритонов из событий  $C-C_3H_8$ , б) для дейтронов из соударений  $C-Ta$ . Прямые — распределения Рэлея при  $\sigma = \sigma_{exp}$



Таблица 3

| Тип соударений                                     | $\langle p_T \rangle$ , МэВ/с |          |          |                |
|--|-------------------------------|----------|----------|----------------|
|  | $p$                           | $d$      | $t$      | $f (z \geq 2)$ |
| Все С—C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>                | 162 ± 1                       | 221 ± 1  | 282 ± 4  | 240 ± 1        |
| C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> ; N <sub>f</sub> = 0 | 173 ± 1                       | 234 ± 2  | 294 ± 5  | —              |
| C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> ; N <sub>f</sub> = 1 | 161 ± 1                       | 215 ± 2  | 276 ± 5  | 239 ± 1        |
| C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> ; N <sub>f</sub> ≥ 2 | 143 ± 2                       | 196 ± 4  | 259 ± 11 | 241 ± 1        |
| Все С—Та   | 171 ± 3                       | 232 ± 7  | 334 ± 20 | 269 ± 6        |
| Та; N <sub>f</sub> = 0                             | 186 ± 4                       | 250 ± 9  | 385 ± 28 | —              |
| Та; N <sub>f</sub> = 1                             | 159 ± 4                       | 213 ± 10 | 269 ± 28 | 277 ± 8        |
| Та; N <sub>f</sub> ≥ 2                             | 143 ± 8                       | 196 ± 21 | 256 ± 49 | 259 ± 8        |

соответствующее нормальным парциальным распределениям  $n(0, \sigma)$  по каждой из компонент 3-импульса фрагмента. Распределение (1) следует также из статистической теории быстрой фрагментации [10]; в масштабе рис.3 ему соответствует прямая линия. Как видно из рис.3, функция (1) не описывает представленные на нем эмпирические  $p_T$ -спектры; это обстоятельство имеет место для любых фрагментов и во всех рассмотренных в настоящей работе группах и подгруппах событий.

В табл.3 приведены средние значения  $p_T$  для различных спектаторных фрагментов ядра  $^{12}\text{C}$  во всех соударениях С—C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> и С—Та и в подгруппах событий с числом многозарядных фрагментов  $N_f = 0; 1$  и  $N_f \geq 2$ , служащим, как говорилось выше, статистической мерой среднего прицельного параметра соударения. Значения  $p_T$  для однозарядных фрагментов вычислялись непосредственно, с использованием измеренных импульсов протонов, дейтронов и тритонов; для  $\alpha$ -частиц мы можем привести, к сожалению, лишь нижние пределы  $p_T$ , т.к. из-за отсутствия информации о зарядах фрагментов с  $z \geq 2$  и больших погрешностей в импульсных измерениях на следах этих фрагментов мы вычислили  $p_T$  для них по формуле  $p_T = 4p_0 \sin \theta$  (т.е. предположили, что все фрагменты с  $z \geq 2$  суть  $\alpha$ -частицы), что дает заниженные значения  $p_T$  для фрагментов с  $z > 2$ .

Из данных табл.3 следует:

1. Средние поперечные импульсы фрагментов слабо возрастают с увеличением массового числа ядра-партнера (мишени).
2. Значения поперечных импульсов зависят от среднего прицельного параметра соударения: при увеличении последнего  $\langle p_T \rangle$  уменьшаются.

3. Увеличение средних поперечных импульсов с ростом массового числа ядра-мишени обусловлено событиями с малыми прицельными параметрами («центральными» взаимодействиями).

4. Относительные величины  $\langle p_T \rangle$  для протонов, дейтронов и тритонов приблизительно согласуются с ожидаемыми в соответствии с параболическим законом [10]

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 m_f (A_C - m_f) / (A_C - 1), \quad (2)$$

где  $A_C = 12$  — массовое число фрагментирующего ядра,  $m_f$  — масса однозарядного фрагмента,  $\sigma_0^2$  и  $\sigma^2$  — средние квадраты поперечных импульсов для нуклонного фрагмента и фрагмента с массой  $m_f$ , измеряемой в единицах массы нуклона.

Другой статистической характеристикой среднего прицельного параметра ядро-ядерного соударения является величина  $Q_{\min}$ , измеряемая в условиях нашего эксперимента (см. выше). На рис. 4 в качестве примера приведены зависимости среднеквадратического поперечного импульса протонов, дейтронов и тритонов из взаимодействий  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$  от величины  $Q_{\min}$ . Видно, что среднеквадратические значения  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  уменьшаются с увеличением

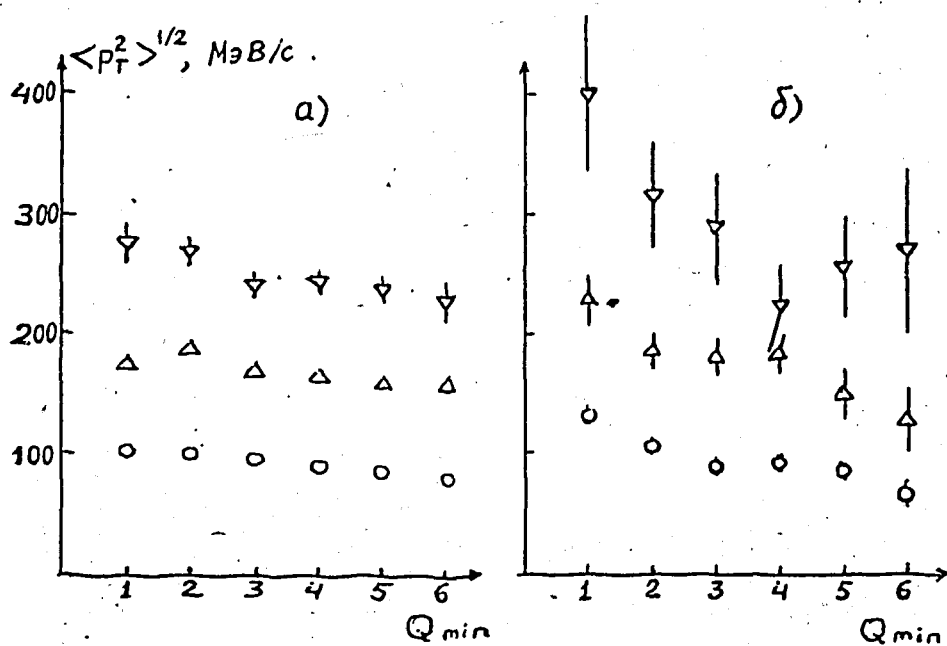


Рис. 4. Зависимости  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  от  $Q_{\min}$  для протонов (  $\circ$  ), дейтронов (  $\Delta$  ) и тритонов (  $\nabla$  ) из соударений  $C-C_3H_8$  (а) и  $C-Ta$  (б)

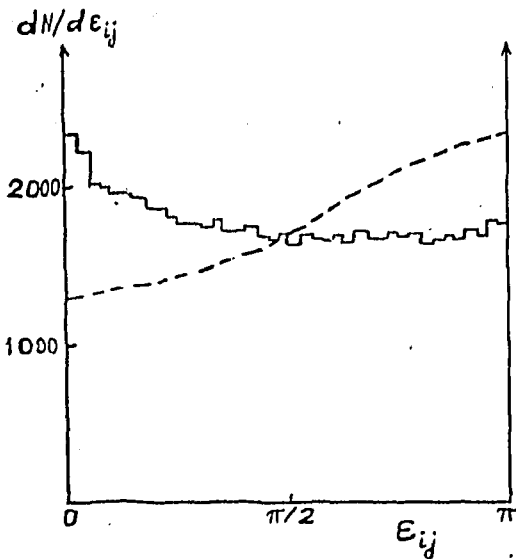


Рис.5. Распределение  $dN/d\epsilon_{ij}$  для заряженных фрагментов из соударений  $C_3H_8$ . Кривая — расчет по фазовому объему при реалистических предположениях о множественностях заряженных и нейтральных фрагментов от углерода-12 [4]

«истинные» значения, определяемые в системе покоя фрагментирующего ядра, «переносного» импульса самого ядра, приобретаемого им в неупругом взаимодействии. В частности, поперечные импульсы фрагментов в л.с. завышены из-за наличия поперечного импульса у фрагментирующего остаточного ядра как целого (так называемый эффект «bounce off»).

Наличие поперечного движения ядра легко устанавливается при рассмотрении корреляций между азимутальными углами продуктов его фрагментации. На рис.5 представлено для примера распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_{T_i} \mathbf{p}_{T_j} / p_{T_i} p_{T_j}) = \arccos(\phi_i - \phi_j)$  между векторами поперечных импульсов  $i$ -го и  $j$ -го фрагментов ядра-снаряда из одного события соударения  $C-C_3H_8$  ( $\phi$  — азимутальный угол). Коэффициент азимутальной асимметрии распределения  $dN/d\epsilon_{ij}$ , определяемый как

$$\left( \int_0^{\pi/2} (dN/d\epsilon) d\epsilon - \int_{\pi/2}^{\pi} (dN/d\epsilon) d\epsilon \right) / \int_0^{\pi} (dN/d\epsilon) d\epsilon,$$

прицельного параметра столкновения, при этом различие между  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  из событий  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$  обусловлены, как уже отмечалось выше, случаями с малыми  $Q_{min}$  — «центральными» столкновениями.

Таким образом, мы снова сталкиваемся с тем, что ядро-партнер не является простым «свидетелем» процесса фрагментации остаточного ядра, как это предполагается в некоторых простейших («геометрических») схемах ядроядерного соударения.

Известно (см., например, [11,12]), что фрагментация остаточных релятивистских ядер происходит «на лету»; при этом средние импульсные характеристики фрагментов, измеренные в л.с., оказываются искаженными (завышенными) вследствие наложения на их «истинные» значения, определяемые в системе покоя фрагментирующего ядра,

равен  $0,050 \pm 0,004$  и  $0,063 \pm 0,019$  для соударений  $C-C_3H_8$  и  $C-Ta$  соответственно (по заряженным фрагментам), тогда как закон сохранения энергии-импульса при распаде требует отрицательной величины этого коэффициента (см. кривую на рис.5). Таким образом, и в нашем эксперименте наблюдается азимутальная асимметрия вылета фрагментов в поперечной плоскости реакции, свидетельствующая о ненулевом поперечном импульсе фрагментирующих остаточных ядер.

Переход в систему покоя фрагментирующего ядра в инклюзивном эксперименте — проблема весьма деликатная. Для его осуществления предложено два способа: а) использование реалистической модели фрагментации для моделирования процесса и последующей количественной оценки искажений, вносимых в измеряемые импульсные и корреляционные характеристики распада «на лету», б) использование вместо системы покоя фрагментирующего ядра системы с «симметрией по заряженным (наблюдаемым) фрагментам», т.е. системы, для которой  $\sum_i p_{T_i} = 0$  (суммирование по заряженным фрагментам).

Первая из этих возможностей была ранее реализована в ряде эмульсионных работ по фрагментации (см., например, [11,12]), вторая апробирована в [13].

В нашем эксперименте применение каждой из этих возможностей наталкивается на дополнительную трудность, связанную с идентификацией фрагментов с  $z \geq 2$ . Поэтому в настоящей работе мы ограничимся использованием простейшей из них: для оценок «истинных» импульсных характеристик однозарядных фрагментов (протонов, дейтронов, тритонов) мы, вместо системы покоя фрагментирующего остаточного ядра, используем систему, в которой суммарный поперечный импульс заряженных фрагментов равен нулю [13] при предположении о том, что все фрагменты с  $z \geq 2$  суть  $\alpha$ -частицы. Отметим, что используемая ниже процедура носит внемодальный характер.

В каждом из событий с числом спектаторных заряженных фрагментов ядра-снаряда  $\geq 2$  мы осуществляли перевод поперечных импульсов фрагментов в систему координат, в которой  $\sum_i p_{T_i} = 0$  (т.н.  $S$ -систему), предполагая,

что все фрагменты с  $z \geq 2$  —  $\alpha$ -частицы. Обозначив через  $p_T^*$  поперечные импульсы фрагментов в этой системе, мы свели сведения о средних значениях их абсолютных величин в табл.4.

Сопоставление данных табл.3 и 4 позволяет сделать следующие заключения:

а) При переходе от л.с. к  $S$ -системе средние  $\langle p_T^* \rangle$  для всех типов однозарядных фрагментов ( $p, d, t$ ) из соударений с разными ядрами-мишенями ( $C_3H_8$  и  $Ta$ ) уравниваются.

Таблица 4

| Тип соударений                                     | $\langle p_T^* \rangle$ , МэВ/с |          |          |
|--|---------------------------------|----------|----------|
|  | $p$                             | $d$      | $t$      |
| Все C—C <sub>3</sub> H <sub>x</sub>                | 143 ± 1                         | 180 ± 1  | 214 ± 3  |
| C <sub>3</sub> H <sub>x</sub> ; N <sub>f</sub> = 0 | 145 ± 1                         | 179 ± 2  | 207 ± 4  |
| C <sub>3</sub> H <sub>x</sub> ; N <sub>f</sub> = 1 | 144 ± 1                         | 182 ± 2  | 220 ± 4  |
| C <sub>3</sub> H <sub>x</sub> ; N <sub>f</sub> ≥ 2 | 133 ± 1                         | 174 ± 3  | 212 ± 9  |
| Все C—Ta   | 140 ± 2                         | 184 ± 5  | 190 ± 13 |
| Ta; N <sub>f</sub> = 0                             | 141 ± 4                         | 178 ± 7  | 184 ± 18 |
| Ta; N <sub>f</sub> = 1                             | 141 ± 4                         | 192 ± 9  | 185 ± 21 |
| Ta; N <sub>f</sub> ≥ 2                             | 134 ± 7                         | 177 ± 18 | 222 ± 39 |

б) При этом переходе также исчезают (или сильно ослабевают) зависимости  $\langle p_T^* \rangle$  от прицельного параметра соударения. Таким образом, эти зависимости имеют, по-видимому, «кинематическую» природу: они в значительной степени обусловлены различием в величине «переносного» движения для остаточных ядер различных масс.

Если эти результаты подтвердятся при более аккуратном переходе к системе покоя фрагментирующих остаточных ядер и учете возможных промежуточных нестабильных образований при мультифрагментации, они будут означать замечательную универсальность «истинных» характеристик процесса фрагментации (в частности, «температуры» распада), т.е. их независимость от размера остаточного ядра и условий его «образования» в неупругом столкновении при релятивистских энергиях. Отметим, что для однозарядных фрагментов такая универсальность, появляющаяся при переходе к системе покоя фрагментирующей системы, устанавливается, по-видимому, впервые; ранее похожая картина наблюдалась для спектровых  $\alpha$ -частиц — продуктов распада релятивистских ядер-снарядов [14]. Нужно отметить, однако, что все эти результаты нуждаются в дополнительном подтверждении; при этом очевидный интерес представляет изучение динамики фрагментации более тяжелых релятивистских ядер-снарядов.

Более детальное рассмотрение импульсных и корреляционных характеристик продуктов фрагментации релятивистского ядра углерода-12 в столкновениях с пропаном и тапталом мы надеемся провести в дальнейшем.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы могут быть кратко сформулированы следующим образом.

1. Измерены относительные выходы протонов, дейтронов, тритонов и фрагментов с  $z \geq 2$  — продуктов фрагментации ядра углерода-12 при 4,2 ГэВ/с на ядрах пропана ( $C_3H_8$ ) и тантала с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ.

Состав фрагментов зависит от массового числа ядра-мишени: с увеличением  $A_T$  множественности фрагментации уменьшаются, и тем сильнее, чем больше масса фрагмента. Изменение композиции фрагментов происходит также при изменении прицельного параметра ядро-ядерного соударения.

2. Исследованы зависимости поперечных импульсов спектральных протонов, дейтронов и тритонов от массового числа ядра-мишени и прицельного параметра столкновения в лабораторной системе и в системе с равным нулю полным поперечным импульсом заряженных фрагментов, близкой к системе покоя фрагментирующего ядра.

3. Показано, что ряд эмпирических свойств импульсных распределений и их зависимостей от  $A_T$  и прицельного параметра, наблюдаемых в инклюзивных экспериментах по фрагментации в лабораторной системе, в значительной степени обусловлены «переносными» эффеками, связанными с распадом фрагментирующей системы «на лету».

Авторы благодарны всем участникам международного сотрудничества по обработке फिल्मовой информации с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ за большую работу по набору экспериментального материала по ядро-ядерным взаимодействиям при 4,2А ГэВ/с, использованного в настоящем исследовании.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдурахманов Е.О. и др. — ЯФ, 1978, т.28, с.1304.
2. Ахабабян Н. и др. — Препринт ОИЯИ 1-12114, Дубна, 1979.
3. Ахабабян Н. и др. — Препринт ОИЯИ 1-12424, Дубна, 1979.
4. Бондаренко Р.А. — Автореферат диссертации канд. физ.-мат. наук, Ташкент, ИЯФ АН Уз.ССР, 1983.
5. Heckman H.H. et al. — Science, 1971, vol.171, p.1130.
6. Lindstrom P.J. et al. — Rep. LBL-3650, Berkeley, 1975.
7. Greiner D.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, vol.35, p.152.
8. Бондаренко А.И. и др. — Изв. АН Уз.ССР, сер. физ.-мат., 1979, №2, с.73.
9. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.157.

10. Goldhaber A.S. — Phys. Lett. B, 1974, vol.53, p.306.
11. Бенгус Л.Е. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353.
12. Chernov G.M. et al. — Nucl. Phys. A, 1984, vol.412, p.534.
13. Бондаренко А.И. и др. — ПТЭ, 1992, №2, с.57.
14. Абдуразанова У.А. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1299.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 мая 1995 года.