

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-95-289

В.В.Белага, А.И.Бондаренко¹, Д.А.Каршиев¹,
Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, М.М.Муминов (мл.),
Г.П.Тонеева, Г.М.Чернов, Б.С.Юлдашев¹

ФРАГМЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА УГЛЕРОДА
ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВОДОРОДОМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт ядерной физики АН Узбекистана, Ташкент

1 Введение

Появление ускорителей тяжелых ионов на релятивистские энергии в 70-е годы открыло перед экспериментальной физикой возможность изучать в деталях процесс фрагментации ядер при малых передачах энергии-импульса. При регистрации осколков от расщепления ядер, имеющих околосветовые скорости в лабораторной системе (л.с.), какие-либо пороговые ограничения отсутствуют, что сильно облегчает также идентификацию осколков с любыми массами и/или зарядами. Изучение фрагментации релятивистских ядер-снарядов стало в последнее время одним из популярных направлений в области релятивистской ядерной физики.

Настоящая работа посвящена изучению общих характеристик фрагментации ядра углерода-12 на свободном водороде при первичном импульсе $p_0 = 4.2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон. Подобные работы, число которых крайне невелико, дают информацию о ряде характеристик протон-ядерных взаимодействий в антилабораторной системе координат (а.л.с.), трудно (или вовсе не) измеряемых в экспериментах с ядрами, покоящимися в л.с. Фрагментационные характеристики релятивистских ядер при их взаимодействиях с водородом представляют также исключительный интерес для одной из важных проблем астрофизики - прохождения потоков частиц через межзвездную среду.

2 Об отборе соударений с водородом из (C—C₃H₈)-взаимодействий

Экспериментальный материал, использованный для отбора ^{12}C - H взаимодействий, состоял из 39465 неупругих взаимодействий ядер углерода ^{12}C при $p_0 = 4.2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон, ускоренных на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ, с рабочим веществом (пропан, C₃H₈) двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Эти взаимодействия были получены в течение ряда лет Международным сотрудничеством по работе ядро-ядерных соударений с помощью указанной камеры; детали экспериментов можно найти в работах [1 - 3]. В работе [4] мы провели исследование основных характеристик фрагментации ^{12}C при их

неупругих взаимодействиях с ядрами, входящими в состав пропана, на полном экспериментальном материале, накопленном к настоящему времени. В этой же работе были описаны детали выполненных измерений, методика выделения спектаторных фрагментов ядра-снаряда, разделение однозарядных фрагментов на протоны, дейтроны и тритоны (p, d, t соответственно) и другие методические особенности эксперимента с двухметровой пропановой пузырьковой камерой.

Важное значение для целей настоящей работы имеет методика выделения событий на водороде из полного набора взаимодействий с мишенью сложного состава. Как известно, совершенно строгих "рецептов" выделения столкновений с мишенью определенного типа в таких случаях не существует вследствие больших флуктуаций в характеристиках процессов множественного рождения частиц и фрагментации ядер. Тем не менее методология такого разделения рассматривалась и использовалась в ряде работ; для экспериментов с двухметровой пропановой пузырьковой камерой критерии отбора событий на углеводе и водороде мишени рассматривались, в частности, в работах [5, 6].

В работе [5] для выделения CC -взаимодействий из $(C-C_3H_8)$ -событий, зарегистрированных в пропановой камере, были предложены следующие критерии отбора:

1. $n_+ - n_- > z_c + 1 = 7$. Здесь $n_+(n_-)$ - число положительных (отрицательных) частиц в событии, z_c - заряд ядра ^{12}C . Критерий 1 - очевидное следствие закона сохранения электрического заряда в соударении.
2. $n_p(\theta > \pi/2) > 0$, где n_p - число протонов в событии; вылет протона отдачи в переднюю полусферу - обязательное следствие кинематики pp -соударения.
3. $n_p(p_{\text{пзб}} < 0.75 \text{ ГэВ/с}) > 1$. Это неравенство - следствие малой вероятности образования > 1 "медленного" протона в CC -соударении при рассматриваемой первичной энергии.
4. $n_- > 2$. Это неравенство - следствие эмпирического рассмотрения имеющихся экспериментальных данных по pC -соударениям в а.л.с.

5. $m_t = \sum_i (\varepsilon_i - p_i \cos \theta_i) > \text{const} \cdot m_p$. При суммировании по всем вторичным частицам $\text{const} = 1$ и неравенство переходит в равенство (m_t - масса мишени, m_p - масса протона) для pp-соударений (критерий Биргер-Смородина). Для отбора СС-соударений значение const в последнем неравенстве должно быть выбрано на основе опытных данных. В работе [5] было выбрано значение $\text{const} = 1.1$; однако в [6] было показано, что критерий 5 при этом значении постоянной работает крайне неэффективно, "пропуская" большое количество СС-событий. На основании данных [6] разумное значение этой постоянной должно быть увеличено до ~ 1.5 .

Несколько иной набор критериев разделения ядро-ядерных и ядро-протонных соударений был предложен в работе [7] (см. также ссылки в ней). Два из них (точнее, их аналоги) не были использованы в [5, 6]. Это - следующие критерии:

6. $Q < z_c - 2$. Здесь Q - суммарный заряд "сохранившейся" (спектаторной) части ядра-снаряда. Это неравенство - следствие быстрого уменьшающейся вероятности реализации рС-соударения с увеличением числа ν нуклонов ядра-мишени, принимающих участие во взаимодействии.
7. $Q + n_s \geq 8$. Здесь n_s - число релятивистских частиц, исключая спектаторные фрагменты ядра ^{12}C . Это полуэмпирическое неравенство - следствие ограниченности числа n_h медленных заряженных частиц в а.д.с. СС - соударения ($n_h \leq 7$ в подавляющем большинстве этих событий).

При использовании критериев 1 - 7 отбора СС-соударений в нашем случае следует иметь в виду, что в экспериментах с пропановой пузырьковой камерой заряд фрагментов ядра ^{12}C с $z \geq 2$ не измерялся. Мы располагаем, таким образом, лишь нижней границей Q_{\min} величины Q (за исключением событий с тремя такими фрагментами или их отсутствием), определяемой как

$$Q_{\min} = 2n_f + n_{p,d,t}, \quad (1)$$

где n_j - число фрагментов с $z \geq 2$. Ясно, что в (1) предполагалось, что все фрагменты с $z \geq 2$ суть α -частицы.

Значение Q_{\min} можно использовать в неравенстве 7 вместо Q , при этом указанное неравенство лишь усиливается. При использовании 6-го критерия заменять Q на Q_{\min} нельзя; этот критерий можно использовать лишь для событий, в которых $n_j = 0$.

Приведем конечный результат применения критериев 1 - 7 (с указанными оговорками) к $C-C_3H_8$ соударениям: они отбирают 21318 событий, являющихся с высокой вероятностью CC -соударениями. Мы добавили к ним 121 событие "чистого" 3α -образования, интерпретируемые как случаи когерентной диссоциации $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ на ядра углерода [8]. Таким образом, полное число событий CC -типа составило 21439 или 54.3 % ($C-C_3H_8$)-соударений, что хорошо согласуется с их долей в этом наборе, ожидаемой в соответствии со значениями неупругих сечений pC - и CC -соударений (53.2 %) [5, 6].

Остальные 18026 событий были отнесены нами к CH -соударениям, которые и составляют предмет изучения в настоящей работе.

3 Множественности фрагментации

В нашем эксперименте уверенно идентифицировались многозарядные ($z \geq 2$) фрагменты ядра-снаряда. Среднее число этих фрагментов, (n_f), в событиях, квалифицируемых нами (см. предыдущий раздел) как CH -соударения, равно 1.21 ± 0.01 (табл. 1).

Значительно менее однозначна идентификация различных типов однозарядных спектаторных фрагментов - протонов, дейтронов и тритонов. Довольно значительные погрешности в проведенных нами импульсных измерениях на треках однозарядных релятивистских частиц приводят к заметному "перекрытию" измерений спектров для этих частиц; к тому же это разделение осложняется наличием существенного фона от "нефрагментов" - провзаимодействовавших фрагментов снаряда и мишени, а также - рожденных частиц.

На рис.1 представлено распределение по обратным величинам ($1/p$) импульсов однозарядных релятивистских частиц с $\theta \leq 5^\circ$ в отобран-

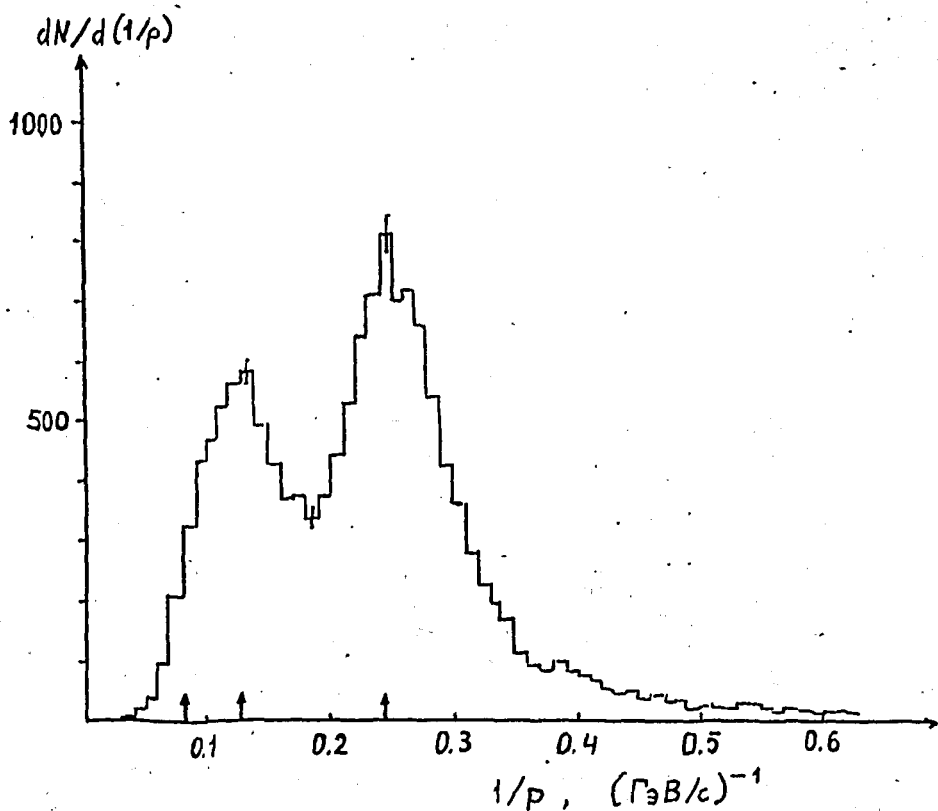


Рис.1 Распределение по $1/\rho$ для релятивистских однозарядных частиц с $\theta \leq 5^\circ$ в соударениях C^{12} при 4.2 А ГэВ/с. Стрелки указывают ожидаемые средние для тритонов, дейтронов и протонов-спектаторов.

Таблица 1

Характеристика	Группа событий			
	Все C^{12}	$n_f = 0$	$n_f = 1$	$n_f \geq 2$
Средняя множественность ($\times 100$)				
протонов, (n_p)	42 ± 1	227 ± 13	39 ± 1	43 ± 2
дейтронов, (n_d)	21 ± 1	164 ± 9	18 ± 1	19 ± 1
тритонов, (n_t)	5.0 ± 0.2	4.8 ± 0.4	4.4 ± 0.2	4.1 ± 0.3
фрагментов с $z \geq 2$, (n_f)	123 ± 1	-	100	210 ± 2
Доля среди фрагментов с $z = 1$ (%):				
протонов	62 ± 2	52 ± 4	63 ± 2	65 ± 2
дейтронов	31 ± 2	37 ± 3	30 ± 2	29 ± 2
тритонов	7 ± 1	11 ± 3	7 ± 1	6 ± 1

ных Сп-соударениях. Отчетливые максимумы при $1/p = 1/p_0$ и $1/2p_0$ соответствуют спектаторным протонам и дейтронам, разделение между дейтронами и тритонами, а также между спектаторными протонами и "нефрагментами" выражено исчезающе слабо.

Для определения чисел спектаторных p , d , t и "нефрагментов" среди однозарядных релятивистских частиц мы, следуя [4], выполнили аппроксимацию распределения рис.1 суммой трех гауссовых распределений с центрами при ожидаемых для спектаторных фрагментов значениях обратных импульсов. Для уменьшения влияния провзаимодействовавших однозарядных фрагментов и рожденных частиц фитирование выполнялось в области $(1/p) < (1/p_0)$. Оцененные таким образом числа спектаторных p , d , t позволили нам вычислить средние множественности этих частиц, которые приведены в табл.1. Указанные в этой таблице погрешности - чисто статистические.

Как видно из данных табл.1, более трети однозарядных фрагментов ядра углерода ($38 \pm 2\%$) составляют ядра тяжелых изотопов водорода -- дейтроны и тритоны. Отметим, что полученное нами значение существенно превышает величину, оцененную в фотоимпульсионном эксперименте [7] -- $17 \pm 2\%$. Возможно, это связано с большей неопределенностью выделенных соударений со свободным водородом в фотоимпульсии, составляющих всего около 10% полного числа неупругих взаимодействий в этой, весьма сложной мишени.

Для получения качественной информации о зависимости средних множественностей фрагментации от прицельного параметра рС-соударения мы рассмотрели подгруппы событий с $n_f = 0; 1$ и ≥ 2 . Если рассматривать значения n_f как грубую характеристику среднего прицельного параметра ("малые" n_f - малые прицельные параметры, "большие" n_f - большие) соударения, можно констатировать слабую зависимость как множественностей фрагментации однозарядных фрагментов, так и комбинации ядер различных изотопов водорода среди них - от величины n_f . Исключения составляют случаи, так называемого "полного" распада ядра углерода (события с $n_f = 0$). Таких событий оказалось 279 ($\sim 1.5\%$ всех событий рС-типа); средние множественности однозарядных фрагментов в них в несколько раз превышают таковые в группах реакций с

$n_f = 1$ и ≥ 2 , а композиция однозарядных фрагментов заметно изменяется в сторону увеличения доли тяжелых фрагментов до значения, почти равного половине от полного числа фрагментов с $z = 1$. Необходимо отметить, однако, что абсолютное возрастание средних множественностей однозарядных фрагментов в событиях с $n_f = 0$ в значительной степени инициировано примененными критериями отбора СН-соударений (в частности, критерием б) и отсутствием информации о зарядах фрагментов с $z \geq 2$, поэтому к ним следует относиться с большой осторожностью.

4 Поперечные импульсы фрагментов

Поперечные импульсы (p_T) продуктов фрагментации ядер - основной источник информации о волновых функциях различных внутриядерных "кластеров" нуклонов.

Интегральные распределения по измеренным в л.с.к. p_T для спектров дейтронов и тритонов из Ср-соударений при $p_0 = 4.2$ ГэВ/с на нуклон представлены на рис.2 в качестве примера. В табл.2 приведены средние значения $\langle p_T \rangle$ для всех типов однозарядных фрагментов в полном наборе СН-соударений и подгруппах событий с $n_f = 0; 1$ и ≥ 2 .

Простейшей теоретической формой p_T -спектра продуктов фрагментации ядер является распределение

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

называемое в математической статистике распределением Релея. Это распределение соответствует нормальным маргинальным распределениям $n(0, \sigma)$ по каждой из поперечных компонент p_x, p_y 3-импульса фрагмента и вытекает также из простой статистической модели прямого распада ядра [9, 10]. В масштабе рис.2 распределению (2) соответствует прямая линия. Как видно из этого рисунка, эмпирические p_T -спектры фрагментов в СН-соударениях не описываются простой формой (2). Этот вывод справедлив и для всех рассмотренных подгрупп СН-событий.

Из таблицы 2 следует, что средние поперечные импульсы однозарядных фрагментов увеличиваются при уменьшении среднего прицельного параметра соударения, т.е. при переходе от периферических взаимодействий

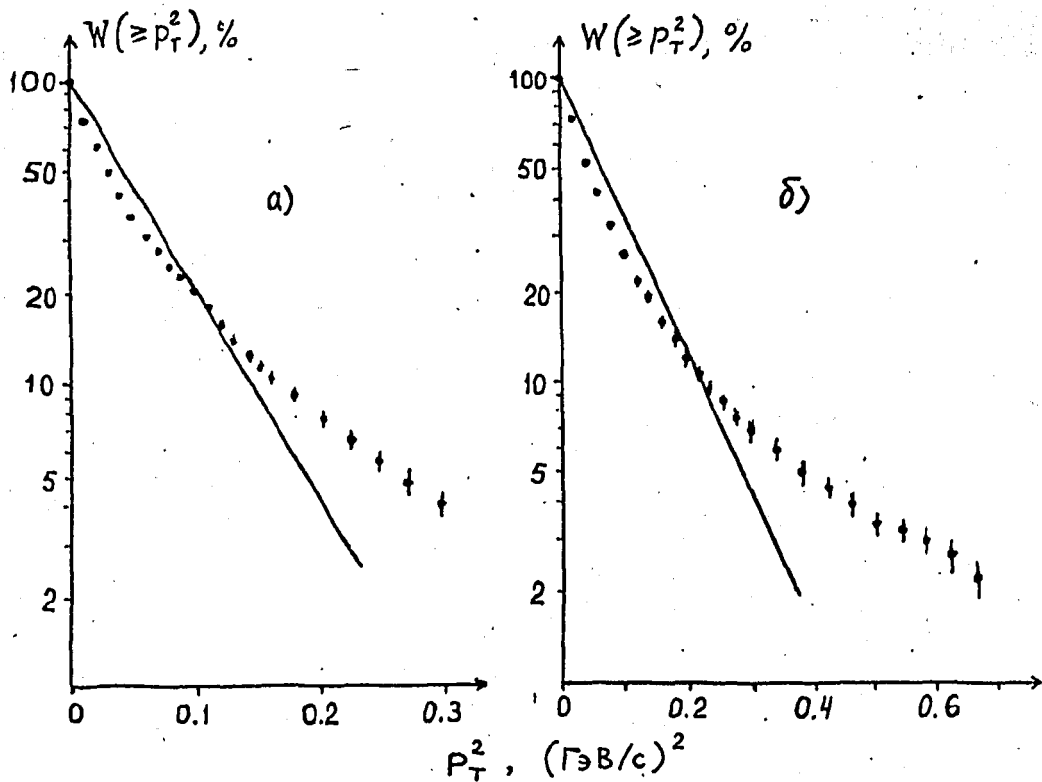


Рис.2 Примеры интегральных распределений спектров по p_T^2 : а) для дейтронов, б) для тритонов из полной группы CN-соударений. Прямые - распределения Релея при $\sigma = \sigma^{exp}$.

Таблица 2

Группа событий	$\langle p_T \rangle$, МэВ/с		
	p	d	t
Все CN	158 ± 1	206 ± 2	255 ± 6
$n_f = 0$	170 ± 4	214 ± 6	243 ± 13
$n_f = 1$	161 ± 1	207 ± 3	259 ± 8
$n_f \geq 2$	144 ± 2	195 ± 5	248 ± 14

к "центральный". Это возрастание различно для разных масс однозарядных фрагментов: при "переходе" от $n_f \geq 2$ к $n_f = 0$ (p_T) возрастают на $\sim 16\%$ для протонов, $\sim 11\%$ для дейтронов и вовсе отсутствует (в пределах ошибок измерений) - для тритонов.

Другой вывод из данных табл.2 - наличие четкой зависимости $\langle p_T \rangle$ от массы фрагмента: с увеличением m_f (p_T) возрастает. Относительные значения $\langle p_T \rangle$ для протонов, дейтронов и тритонов удовлетворительно согласуются с ожидаемым в соответствии с параболическим законом [10]

$$\sigma_f^2 = \sigma_p^2 m_f (A_c - m_f) / (A_c - 1), \quad (3)$$

где m_f - масса фрагмента в единицах массы нуклона, $A_c = 12$ - массовое число фрагментирующего ядра, σ_f^2 и σ_p^2 - пропорциональны средним квадратам поперечных импульсов для произвольного фрагмента и протона.

В ряде работ по фрагментации релятивистских ядер-снарядов в неупругих ядро-ядерных соударениях было установлено (см., например, [11, 12]), что распад остаточных ядер происходит "на лету" и наличие "переносного" движения фрагментирующей системы существенно искажает (завышает) "истинные" средние значения поперечных импульсов фрагментов. Очень мало данных по этому вопросу в протон-ядерных соударениях.

На рис.3 представлено распределение по парным азимутальным углам $\epsilon_{ij} = \arccos(\vec{p}_{T_i} \vec{p}_{T_j} / p_{T_i} p_{T_j})$ между поперечными импульсами заряженных спектаторных фрагментов ядра углерода в нашем эксперименте. Оно характеризуется заметной азимутальной асимметрией: фрагменты чаще вылетают в одну азимутальную полуплоскость, нежели в разные стороны. В то же время закон сохранения энергии-импульса требует в случае отсутствия поперечного движения фрагментирующей системы преимущественного вылета фрагментов в разные стороны в поперечной плоскости столкновения (т.е. максимума при $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$). Таким образом, остаточное фрагментирующее ядро приобретает поперечный импульс и в соударениях с протонами.

В работе [13] была выполнена апробация приближенного внешнедеального получения ближих к "истинным" значений поперечных импульсов фрагментов, основанного на использовании симметричной по поперечным импульсам системы координат в поперечной плоскости столкно-

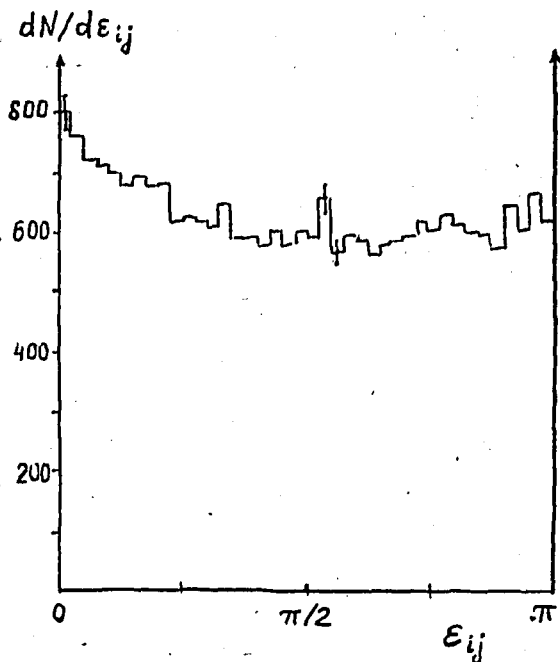


Рис.3 Распределения по парному азимутальному углу между поперечными импульсами заряженных фрагментов из СП-соударений.

Таблица 3

Группа событий	$\langle p_T^* \rangle$, МэВ/с		
	p	d	t
Все СП	142 ± 1	176 ± 2	210 ± 4
$n_f = 0$	155 ± 4	192 ± 5	202 ± 10
$n_f = 1$	144 ± 1	175 ± 2	213 ± 5
$n_f \geq 2$	133 ± 2	173 ± 4	203 ± 11

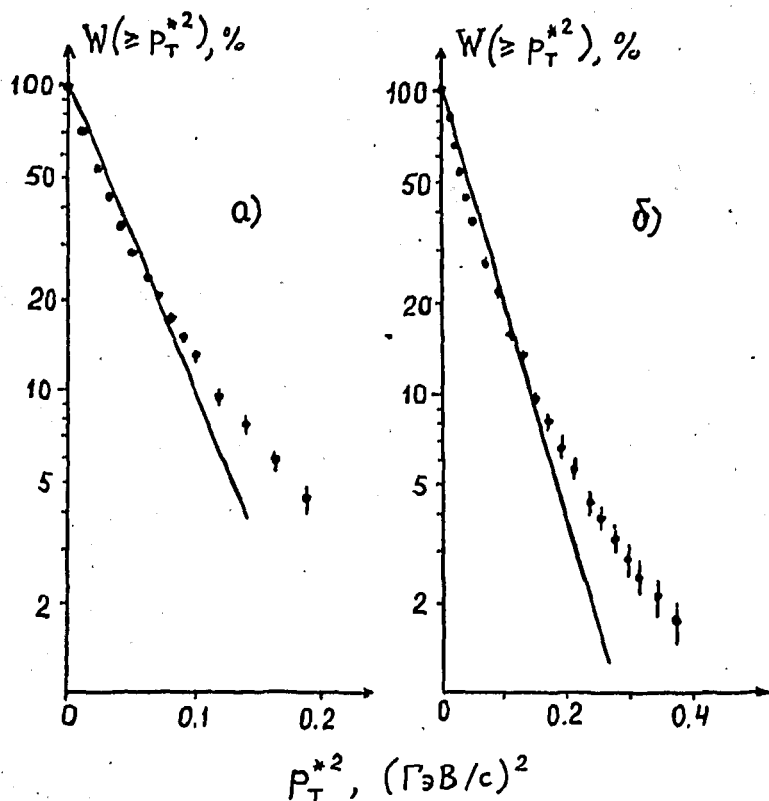


Рис.4 То же, что на рис.2 для системы координат с нулевым суммарным поперечным импульсом системы взорванных фрагментов.

вения. Для реализации этого метода в нашем эксперименте мы осуществили переход в систему координат с нулевым суммарным поперечным импульсом системы наблюдаемых взорванных фрагментов (в событии с их числом ≥ 2): $\sum_i \vec{p}_{Ti} = 0$, предполагая, что все фрагменты с $z \geq 2$ суть α -частицы. Средние значения поперечных импульсов $\langle p_T^* \rangle$ в этой системе приведены в табл.3; на рис.4, в качестве примера, представлены распределения по $\langle p_T^{*2} \rangle$ для тех же фрагментов, что на рис.2 (в л.с.к.)

Как и следовало ожидать, поперечные импульсы фрагментов при переходе от л.с.к. к S-системе заметно уменьшились. Обе характерные особенности, однако, отмеченные выше при рассмотрении p_T -распределений

в л.с.к., сохранились: а) для легких фрагментов (p, d) имеет место зависимость $\langle p_T^* \rangle$ от прицельного параметра соударения (возрастание $\langle p_T^* \rangle$ с уменьшением прицельного параметра), б) форма p_T^* -спектров отличается от ролесвской, обнаружился "избыток" частиц с большими p_T^* . Сравнивая данные рис.2 и 4 можно, однако, заметить, что отличие от распределения (2) во втором случае меньше; таким образом, видимый нестатистический "хвост" больших p_T в p_T -распределениях в л.с.к., по-видимому, частично обусловлен переносным движением фрагментирующего остаточного ядра.

5 Заключение

Основные результаты проведенного исследования вкратце сводятся к следующим.

1. Измерены выходы протонов, дейтронов, тритонов и осколков с $z \geq 2$ - продуктов фрагментации релятивистского ядра углерода при его столкновении с водородом при 4.2 ГэВ/с на нуклон. Соударения типа CN были выделены из неупругих взаимодействий ^{12}C в пропале (C_3H_8).
2. Исследованы распределения поперечных импульсов различных типов однозарядных фрагментов (p, d, t) в лабораторной системе и системе координат с равным нулю суммарным поперечным импульсом заряженных фрагментов. В обеих системах p_T -спектры всех рассмотренных частиц имеют "нестатистическую" форму. Часть избытка фрагментов с большими p_T в л.с.к. обусловлена поперечным движением остаточного фрагментирующего ядра.

Авторы благодарны участникам международного сотрудничества по обработке फिल्मовой информации с двухметровой пронановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, принимавших участие в наборе экспериментального материала по ядро-ядерным взаимодействиям при 4.2 А ГэВ/с.

Литература

1. Абдурахманов Е.О. и др. ЯФ, 1978, т.28, с.1304.
2. Ахбабян Н. и др. Препр. ОИЯИ, 1-12-114, Дубна, 1979.
3. Ахбабян Н. и др. Препр. ОИЯИ, 1-12-424, Дубна, 1979.
4. Белага В.В. и др. Препр. ОИЯИ, P1-95-233, Дубна, 1995.
5. Армутлийски Д. и др. ЯФ, 1987, т.45, с.1047.
6. Кладницкая Е.И. и др. Препр. ОИЯИ, 1-83-662, Дубна, 1983; Сообщ. ОИЯИ, P1-88-412, Дубна, 1988.
7. Абдуразакова У.А. Изучение фрагментации релятивистских ядер ^{12}C , ^{22}Ne и ^{58}Fe при неупругих соударениях с водородом фотоомульсии. Канц. диссертация, ИЯФ АН УзССР, Ташкент, 1989.
8. Белага В.В. и др. Препр. ОИЯИ, P1-95-218, Дубна, 1995; ЯФ (в печати)
9. Feshbach H., Huang K. Phys. Lett. B, 1973, v.47, p.300.
10. Goldhaber A.S. Phys. Lett. B, 1974, v.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, v.412, p.534.
13. Бондаренко А.И. и др. ПТЭ, 1992, N 2, с.57.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1995 года.