

P1-2000-138

А.И.Бондаренко, Р.А.Бондаренко, А.С.Галоян,  
Е.Н.Кладницкая, О.В.Рогачевский, В.В.Ужинский

**ХАРАКТЕРИСТИКИ СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН  
С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ  
СОУДАРЕНИЯ ЯДЕР**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

## Введение

Представление о каскаде взаимодействий элементарных частиц в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях лежит в основе широко известной каскадно-испарительной модели [1, 2]<sup>1</sup>. Считается, что только в ее рамках можно объяснить выход быстрых нуклонов. Альтернативная точка зрения – большой выход частиц в областях фрагментаций ядер обусловлен каскадом реджеонных обменов, не сводимым к каскаду взаимодействий частиц, была сформулирована в работе [6]. Согласно [6], в адрон-ядерных взаимодействиях, например, возможно не только последовательное по времени выбивание нуклонов (обычный каскад), но и одновременное выбивание нуклонов, описываемое так называемыми непланарными усиленными диаграммами. Поскольку при одновременном выбивании нуклонов все они находятся в одинаковой ситуации, можно ожидать, что форма спектров нуклонов в областях фрагментации ядер будет слабо зависеть от центральности соударений. Центральные и периферические взаимодействия отличаются, прежде всего, числом первичных внутриядерных столкновений. При большом числе первичных столкновений должна происходить концентрация нуклонов-участников в центральной области быстрот из-за многократных перерасеяний нуклонов. При этом форма спектров нуклонов в областях фрагментаций ядер, обусловленная механизмом "каскадирования", должна оставаться неизменной согласно реджеонному подходу, а их выход сначала возрастать при уменьшении параметра удара, а потом уменьшаться при очень малых прицельных параметрах из-за уменьшения массы ядра-остатка, в котором развивается реджеонный каскад.

Несколько иная ситуация может быть согласно каскадно-испарительной модели. По мере уменьшения параметра удара возрастает число вторичных частиц и число каскадных взаимодействий в ядрах-остатках. Поэтому можно ожидать преимущественное рождение нуклонов в областях фрагментаций ядер. В центральных соударениях, при малых прицельных параметрах, из-за большого числа первичных взаимодействий выход нуклонов в областях фрагментаций ядер должен быть минимальным. То есть, согласно каскадно-испарительной модели должно

---

<sup>1</sup>Модели FRITIOF [3], RQMD [4], HIJING [5] предполагают каскад взаимодействий промежуточных систем – кварковых струн или возбужденных нуклонов, что не меняет существенно картины взаимодействий.

присходить изменение формы спектров нуклонов в областях фрагментации ядер. Расчеты, представленные в [7], подтверждают это рассуждение. Однако в эксперименте наблюдается обратная картина – с увеличением центральности соударений относительно возрастает выход протонов в центральной области, а не в областях фрагментаций ядер [7]. Форма спектров медленных нуклонов остается практически неизменной.

В принципе, экспериментальную ситуацию можно понять в рамках реджеонного подхода, однако сложность расчетного аппарата реджеонной теории оставляет мало надежд на детальное описание процессов. Тем не менее упрощенная расчетная схема, предложенная в [8], позволяет оценить выход быстрых нуклонов, а метод определения импульсных характеристик нуклонов, основанный на предположении о равноправии нуклонов в реджеонном каскаде и подробно изложенный в [9], дают возможность эксклюзивного описания реакций. Данный упрощенный подход позволил достичь успешного описания экспериментальных данных о взаимодействиях ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10,7 ГэВ/нуклон [9]. Представляет безусловный интерес применение этого подхода, реализованного в модифицированной программе FRITIOF [10], к анализу другой совокупности экспериментальных данных.

Настоящая работа является продолжением анализа экспериментальных данных о взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в рамках модели FRITIOF [11], адаптированной к энергиям ниже 10 ГэВ/с [10, 12].

Ранее [11] при сравнении инклюзивных характеристик  $\pi^-$ -мезонов и протонов из  $pC-$ ,  $dC-$ ,  $\alpha C-$  и  $CC$ -взаимодействий ( $AC-$  взаимодействий) при импульсе 4,2 ГэВ/с было получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных средних множественностей  $\pi^-$ -мезонов и протонов, а также распределений  $\pi^-$ -мезонов по кинематическим переменным для всех  $AC$ -реакций. Проблема возникла только при описании распределений протонов в областях фрагментации сталкивающихся ядер. Для ее устранения потребовалось учесть упругие перерасеяния нуклонов в процессе взаимодействия. Это позволило практически точно описать инклюзивные распределения протонов по кинематическим переменным в  $CC$ -взаимодействиях. Дополнительные возможности для оценки применимости модифицированной модели FRITIOF дает изучение ядро-ядерных взаимодействий с различными прицельными параметрами. Поскольку статистика эксперимен-

тальных событий  $CC$ -взаимодействий наибольшая, мы ограничимся исследованием только этих взаимодействий.

В качестве критерия отбора  $CC$ -событий с различными прицельными параметрами использовалось число протонов, участвовавших во взаимодействии. Оно, как известно, коррелирует с величиной прицельного параметра [7]. Такой подход к разделению событий по числу протонов-участников был применен как для экспериментального ансамбля  $CC$ -взаимодействий, так и для моделированных событий. Ранее зависимость средних множественностей вторичных частиц, их импульсных и угловых распределений от величины параметра соударения  $AC$ -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с изучалась в ряде работ [7, 13–16].

В настоящей работе представлено сравнение расчетных и экспериментальных характеристик пионов и протонов в зависимости от степени центральности  $CC$ -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с.

## 1 Экспериментальный материал

Использован материал, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле с напряженностью 1,5 Т и облученной в пучке ядер углерода-12 с импульсом 4,2 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Выделение событий неупругого  $CC$ -взаимодействия из полного ансамбля взаимодействий ядер углерода с пропаном, а также введение поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые характеристики подробно описаны в [17]. Напомним, что в пропановой камере не регистрируются из-за малой длины пробега ( $< 2$  мм) протоны с импульсом ниже 150 МэВ/с и  $\pi^-$ -мезоны с импульсом до 40 МэВ/с.

В анализируемом ансамбле  $CC$ -взаимодействий среди вторичных частиц выделялись  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны, испарительные протоны ( $p < 0,3$  ГэВ/с), стриппинговые фрагменты ядра-снаряда ( $p > 3$  ГэВ/с и  $\theta < 4^\circ$ ) и протоны-участники ( $p > 0,3$  ГэВ/с без стриппинговых частиц). В дальнейшем рассматривались также две группы протонов: протоны с импульсами в интервале от 0,3 до 0,75 ГэВ/с (это в основном протоны-участники из мишени) и протоны с  $p > 0,75$  ГэВ/с. Последнюю группу составляют преимущественно протоны-участники из ядра-снаряда.

Весь ансамбль неупругих  $CC$ -взаимодействий был разделен на три группы. События с числом протонов-участников менее или равным 4 отнесены к периферическим, для них средний параметр соударения,

$\langle b \rangle$ , больше 4 Фм [7]. Эту группу в большинстве своем составляют события с  $n_p^{yn} < \langle n_p^{yn} \rangle_{CC}^{in} = 4, 43$ . Ко второй группе отнесены события с  $4 < n_p^{yn} \leq 9$ , к третьей группе – события с числом протонов-участников больше 9, фактически с  $n_p^{yn} > 2 \langle n_p^{yn} \rangle_{CC}^{in}$ . Далее эти события будем называть центральными ( $\langle b \rangle < 2$  Фм) [7].

Кроме того, была выделена группа  $CC$ -событий, в которых суммарный заряд стриппинговых фрагментов ядра-снаряда равен нулю. Такой критерий часто используется для отбора центральных ядро-ядерных взаимодействий [18 - 22].

## 2 Модифицированная программа FRITIOF

### 2.1 Основные положения модели

Модель FRITIOF предполагает двухчастичную кинематику неупругих адрон-адронных взаимодействий  $a + b \rightarrow a' + b'$ , где  $a'$  и  $b'$  – возбужденные состояния исходных адронов  $a$  и  $b$ . Возбужденные состояния характеризуются массой. Для выбора масс адронов используется подход, изложенный в [3] (см. также [9, 11]). Параметры модели были уточнены в [12].

В случае адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий предполагается, что нуклоны, возбужденные в первичных соударениях, могут взаимодействовать как между собой, так и с другими нуклонами ядра и увеличивать свою массу. Таким образом, модель учитывает взаимодействия между "каскадными частицами" с точки зрения каскадно-испарительной модели. Вероятности многократных соударений вычисляются в глауберовском подходе.

Возбужденные адроны рассматриваются как КХД-струны, при фрагментации которых возникают адроны. С увеличением масс струн растет множественность вторичных частиц. Этими факторами и объясняется увеличение множественности частиц при переходе от адрон-адронных к адрон-ядерным и ядро-ядерным взаимодействиям.

В настоящей работе мы учли не только неупругие соударения нуклонов, но и упругие перерассеяния нуклонов так, как это описано в [23].

## 2.2 Моделирование разрушений ядер на быстрой стадии взаимодействий

Для определения временной последовательности нуклон-нуклонных соударений в случае адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в модели FRITIOF используется глауберовское приближение. Процессы каскадирования вторичных частиц не учитываются, поэтому характеристики медленных частиц, ассоциированных с разрушением ядер, не воспроизводятся в модели. С целью устранения этого недостатка в работах [9,10] было предложено дополнить модель FRITIOF реджеонной моделью разрушения ядер [8].

Учет разрушения ядер осуществляется в два этапа. На первом этапе с помощью глауберовского приближения [24] определяется число неупруговзаимодействующих нуклонов - число "раненых" нуклонов. На втором этапе рассматриваются невзаимодействующие нуклоны. Считается, что невзаимодействующий нуклон, отстоящий на прицельном расстоянии  $r$  от "раненого" нуклона, может быть вовлечен в реджеонный каскад с вероятностью

$$W = C_{nd} e^{-r^2/r_{nd}^2}.$$

Вовлеченный нуклон может вовлечь другой спектаторный нуклон и т.д. Предполагается, что все "раненые" и вовлеченные нуклоны покидают ядра.

Для описания множественности протонов-участников в исследуемых нами взаимодействиях были выбраны следующие значения параметров:

$$C_{nd} = 1, \quad r_{nd} = 1,2 \text{ Фм.}$$

Расчет энергии возбуждения ядра-остатка осуществлялся в рамках подхода работы [25] по методу, подробно изложенному в [9]. Для моделирования релаксации возбужденных ядер использовалась испарительная модель [26] (см. также [1]).

## 2.3 Определение импульсов выбитых нуклонов

В модифицированной программе FRITIOF предполагается [9, 27], что распределение выбитых нуклонов, например, ядра-мишени, по кинематическим переменным имеет вид

$$P(\{x_i^-\}, \{\vec{p}_{i\perp}^-\}) \propto \prod_{i=1}^{N_T} \exp[-\vec{p}_{i\perp}^2 / \langle p_{\perp}^2 \rangle] \exp[-(x_i^- - 1/N_T)^2 / (d_x/N_T)^2],$$

$$\sum_{i=1}^{N_T} \vec{p}_{i\perp} = 0, \quad \sum_{i=1}^{N_T} x_i^- = 1,$$

где  $N_T$  - множественность выбитых нуклонов,  $\vec{p}_{i\perp}$  - поперечный импульс  $i$ -го выбитого нуклона, а  $x_i^-$  - переменная светового конуса,

$$x_i^- = (E_i - p_{iz})/W_T^-,$$

$E_i$  и  $p_{iz}$  - энергия и продольный импульс нуклона.

Для определения величины  $W_T^-$  и аналогичной величины  $W_P^\pm$  для выбитых нуклонов ядра-снаряда используется закон сохранения энергии-импульса [9].

Параметры распределения  $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 0,296$  (ГэВ/ $c^2$ ) и  $d_x = 0,25$  были определены нами при анализе спектров частиц, испускаемых в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в заднюю полусферу.

### 3 Результаты

Средние множественности вторичных частиц для рассматриваемых групп  $CC$ -взаимодействий представлены в табл. 1. Там же приводится число событий в каждой группе. Отметим, что более половины  $CC$ -взаимодействий составляют периферические взаимодействия, а наиболее центральные - лишь несколько процентов.

Как видно из таблицы (см. также рис. 1), с уменьшением прицельного параметра возрастает множественность заряженных частиц. При этом среди заряженных частиц возрастает доля  $\pi$ -мезонов: от 23 % в периферических взаимодействиях до  $\sim 35$  % в центральных. Это свидетельствует об увеличении в центральных соударениях числа нуклон-нуклонных взаимодействий с рождением пионов.

В группе с  $n_p \leq 4$  наблюдается превышение средней множественности  $\pi^+$ -мезонов множественности  $\pi^-$ -мезонов. Это связано с тем, что в группу с  $n_p \leq 4$  вошло больше событий с перезарядкой протонов в нейтроны ( $p \rightarrow n + \pi^+$ ), чем с перезарядкой нейтронов в протоны ( $n \rightarrow p + \pi^+$ ). Обратное соотношение ( $\langle n_{\pi^-} \rangle < \langle n_{\pi^+} \rangle$ ) наблюдается в группе событий с  $n_p > 9$ . Там, где процессы перезарядки нуклонов равновероятны,  $\langle n_{\pi^-} \rangle = \langle n_{\pi^+} \rangle$ . Такое соотношение получено для групп с  $4 < n_p \leq 9$  и  $Q = 0$  (см. табл. 1).

При переходе от периферических  $CC$ -взаимодействий к центральным существенно меняется форма распределений событий по числу

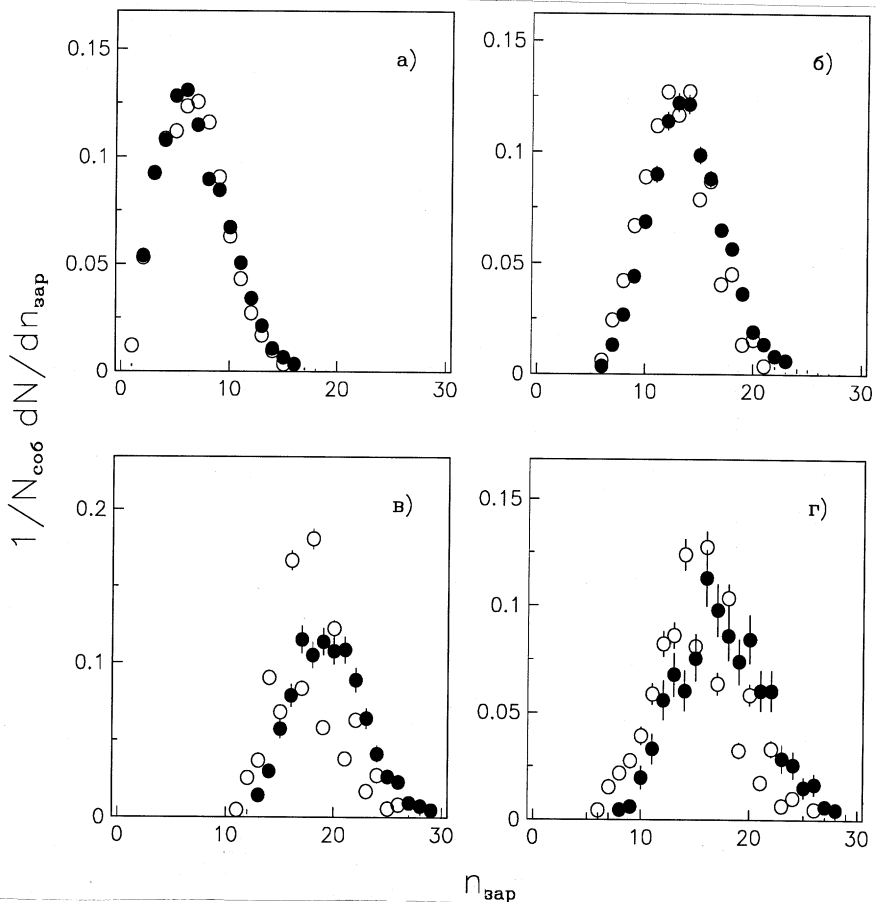


Рис. 1. Распределения  $CC$ -взаимодействий по множественности заряженных частиц для событий а) с  $n_p^{*n} \leq 4$ , б)  $4 < n_p^{*n} \leq 9$ , в)  $n_p^{*n} > 9$ , г)  $Q_{\text{exp}} = 0$ .  $\circ$  – эксперимент,  $\bullet$  – модель

$\pi$ -мезонов (для  $\pi^-$ -мезонов см. рис. 2). Резко уменьшается число событий без рождения  $\pi$ -мезонов и возрастает доля многомезонных событий и, как следствие этого, наблюдается рост средних множественностей  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов (см. табл. 1). В пересчете средних множественностей пионов на один протон-участник оказалось, что в событиях с равными  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle n_{\pi^+} \rangle$  отношения  $\langle n_{\pi^-} \rangle / \langle n_p^{*n} \rangle$  совпадают с соответствующим отношением  $\langle n_{\pi^-} \rangle / \langle n_p^{*n} \rangle$  для неупругих  $CC$ -взаимодействий, равным  $0,325 \pm 0,003$  [11]. Различное соотношение между средними множественностями  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов в периферических и централь-



Табл. 1. Средние множественности частиц в СС-взаимодействиях с разным числом протонов-участников. Э - эксперимент, М - FRITIOF

Тип события		$n_p^{*n} \leq 4$	$4 < n_p^{*n} \leq 9$	$n_p^{*n} > 9$	$Q_{\text{стр}} = 0$
$N_{\text{суб}}$	Э	12004 58.3%	7107 34.5%	1483 7.2%	665 3.2%
	М	24495 49.0%	21357 42.7%	4148 8.3%	2299 4.6%
$\langle n_{\text{нар}} \rangle$	Э	$6.86 \pm 0.02$	$13.84 \pm 0.04$	$19.52 \pm 0.09$	$17.33 \pm 0.16$
	М	$6.65 \pm 0.02$	$12.92 \pm 0.02$	$17.70 \pm 0.05$	$15.11 \pm 0.08$
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	Э	$0.719 \pm 0.005$	$2.166 \pm 0.016$	$4.00 \pm 0.04$	$3.16 \pm 0.07$
	М	$0.689 \pm 0.005$	$1.664 \pm 0.008$	$3.17 \pm 0.02$	$2.32 \pm 0.03$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	Э	$0.886 \pm 0.006$	$2.134 \pm 0.018$	$2.90 \pm 0.04$	$3.31 \pm 0.07$
	М	$0.894 \pm 0.006$	$1.642 \pm 0.010$	$1.95 \pm 0.02$	$2.58 \pm 0.03$
$\langle n_p \rangle$ $p_p < 0.15$	Э	$4.110 \pm 0.039$	$1.819 \pm 0.023$	$0.37 \pm 0.10$	$1.00 \pm 0.08$
	М	$4.389 \pm 0.028$	$2.009 \pm 0.014$	$0.63 \pm 0.09$	$1.52 \pm 0.04$
$\langle n_p \rangle$ $0.15 \leq p_p < 0.3$	Э	$0.653 \pm 0.006$	$0.889 \pm 0.012$	$0.50 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.04$
	М	$0.348 \pm 0.005$	$0.663 \pm 0.006$	$0.48 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.02$
$\langle n_p \rangle$ $0.3 \leq p_p < 0.75$	Э	$0.717 \pm 0.005$	$1.717 \pm 0.015$	$2.61 \pm 0.04$	$1.91 \pm 0.06$
	М	$0.613 \pm 0.005$	$1.736 \pm 0.009$	$2.48 \pm 0.02$	$1.61 \pm 0.03$
$\langle n_p \rangle$ $p_p > 0.75$	Э	$1.586 \pm 0.007$	$4.925 \pm 0.019$	$8.41 \pm 0.05$	$8.15 \pm 0.09$
	М	$1.712 \pm 0.007$	$4.957 \pm 0.012$	$8.44 \pm 0.03$	$8.07 \pm 0.04$
$\langle n_p^{*n} \rangle$	Э	$2.304 \pm 0.007$	$6.643 \pm 0.016$	$11.02 \pm 0.03$	$10.06 \pm 0.09$
	М	$2.325 \pm 0.008$	$6.693 \pm 0.009$	$10.92 \pm 0.02$	$9.68 \pm 0.05$
$\langle n \rangle_{\text{стр}}^{z=1}$	Э	$1.092 \pm 0.007$	$1.440 \pm 0.014$	$0.98 \pm 0.02$	—
	М	$1.577 \pm 0.011$	$2.038 \pm 0.009$	$1.17 \pm 0.02$	—
$\langle n \rangle_{\text{стр}}^{z \geq 2}$	Э	$1.205 \pm 0.004$	$0.565 \pm 0.014$	$0.119 \pm 0.024$	—
	М	$0.819 \pm 0.003$	$0.218 \pm 0.003$	$0.012 \pm 0.002$	—

Табл. 2: Относительные множественности  $\pi^-$  и  $\pi^+$  мезонов в СС-взаимодействиях с разным числом протонов-участников. Э - эксперимент, М - FRITIOF

Тип события		$n_p^{*n} \leq 4$	$4 < n_p^{*n} \leq 9$	$n_p^{*n} > 9$	$Q_{\text{стр}} = 0$
$\frac{\langle n_{\pi^-} \rangle}{\langle n_p^{*n} \rangle}$	Э	$0.312 \pm 0.003$	$0.326 \pm 0.003$	$0.363 \pm 0.004$	$0.314 \pm 0.007$
	М	$0.296 \pm 0.002$	$0.249 \pm 0.002$	$0.290 \pm 0.003$	$0.239 \pm 0.004$
$\frac{\langle n_{\pi^+} \rangle}{\langle n_p^{*n} \rangle}$	Э	$0.385 \pm 0.003$	$0.321 \pm 0.003$	$0.263 \pm 0.004$	$0.329 \pm 0.008$
	М	$0.384 \pm 0.003$	$0.245 \pm 0.002$	$0.179 \pm 0.003$	$0.267 \pm 0.006$
$\frac{\langle n_{\pi^+} \rangle + \langle n_{\pi^-} \rangle}{\langle n_p^{*n} \rangle} \Rightarrow$	Э	$0.697 \pm 0.004$	$0.647 \pm 0.004$	$0.626 \pm 0.006$	$0.643 \pm 0.010$
	М	$0.680 \pm 0.004$	$0.494 \pm 0.003$	$0.469 \pm 0.004$	$0.506 \pm 0.007$

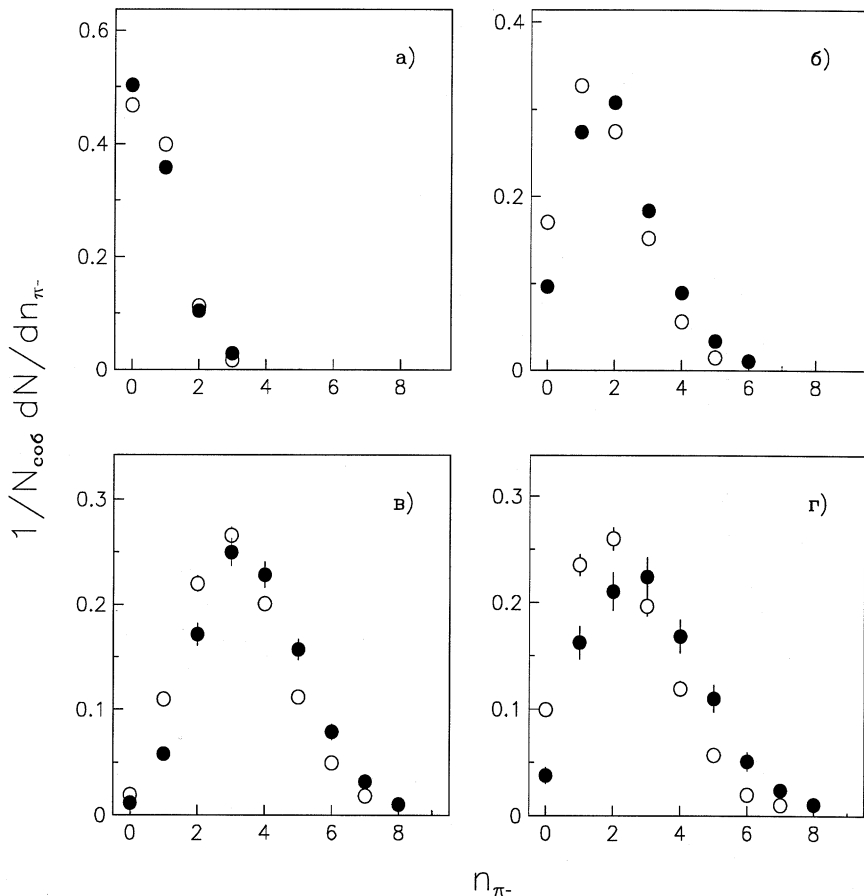


Рис. 2. Распределения  $CC$ -взаимодействий по множественности  $\pi^-$  – мезонов. Обозначения, как на рис. 1

ных ( $n_p^{*n} > 9$ )  $CC$ -взаимодействиях приводит к разной зависимости  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle n_{\pi^+} \rangle$  от степени центральности (см. табл. 2).

Из табл. 2 видно, что при переходе от  $CC$ -событий с  $n_p < 4$  к событиям с  $n_p > 9$  имеет место небольшое ( $\sim$  на 10 %) уменьшение выхода заряженных пионов на один протон-участник. С уменьшением прицельного параметра естественно возрастает среднее число протонов-участников как из ядра-снаряда, так и из ядра-мишени и, соответственно, уменьшаются множественности стриппинговых фрагментов ядра-снаряда и испарительных протонов ( $p_p < 0,3$  /с) ядра-мишени, причем в большей степени за счет протонов с импульсом меньше 0,15 ГэВ/с

Табл. 3. Средние значения  $p, p_t, \theta$  вторичных частиц в СС-взаимодействиях с разным числом протонов-участников.

Э – эксперимент, М – FRITIOF

Тип события		$n_p^{yc} \leq 4$	$4 < n_p^{yc} \leq 9$	$n_p^{yc} > 9$	$Q_{стр} = 0$
$\langle p_{\pi^-} \rangle$	Э	$0.593 \pm 0.005$	$0.588 \pm 0.004$	$0.599 \pm 0.007$	$0.628 \pm 0.011$
	М	$0.617 \pm 0.004$	$0.616 \pm 0.003$	$0.626 \pm 0.004$	$0.636 \pm 0.007$
$\langle p_t^{\pi^-} \rangle$	Э	$0.238 \pm 0.001$	$0.240 \pm 0.001$	$0.248 \pm 0.002$	$0.243 \pm 0.004$
	М	$0.249 \pm 0.001$	$0.253 \pm 0.001$	$0.259 \pm 0.001$	$0.256 \pm 0.002$
$\langle \theta_{\pi^-} \rangle$	Э	$41.3 \pm 0.3$	$40.9 \pm 0.3$	$40.7 \pm 0.4$	$37.7 \pm 0.6$
	М	$39.4 \pm 0.2$	$39.4 \pm 0.2$	$39.0 \pm 0.3$	$37.4 \pm 0.4$
$\langle p^{yc} \rangle$	Э	$1.802 \pm 0.006$	$1.886 \pm 0.006$	$1.866 \pm 0.011$	$2.084 \pm 0.019$
	М	$1.935 \pm 0.006$	$1.961 \pm 0.004$	$1.951 \pm 0.006$	$2.308 \pm 0.010$
$\langle p_t^{yc} \rangle$	Э	$0.446 \pm 0.001$	$0.484 \pm 0.001$	$0.504 \pm 0.002$	$0.516 \pm 0.004$
	М	$0.498 \pm 0.001$	$0.513 \pm 0.001$	$0.525 \pm 0.001$	$0.526 \pm 0.002$
$\langle \theta_p^p \rangle$	Э	$28.7 \pm 0.1$	$27.2 \pm 0.1$	$26.5 \pm 0.2$	$23.2 \pm 0.3$
	М	$30.6 \pm 0.1$	$30.85 \pm 0.08$	$28.94 \pm 0.13$	$24.0 \pm 0.2$
$\langle p_p \rangle$ , $0.3 \leq p_p < 0.75$	Э	$0.481 \pm 0.001$	$0.494 \pm 0.001$	$0.509 \pm 0.002$	$0.513 \pm 0.004$
	М	$0.508 \pm 0.001$	$0.503 \pm 0.001$	$0.509 \pm 0.001$	$0.515 \pm 0.002$
$\langle p_t^p \rangle$ , $0.3 \leq p_p < 0.75$	Э	$0.326 \pm 0.001$	$0.331 \pm 0.001$	$0.333 \pm 0.002$	$0.330 \pm 0.004$
	М	$0.378 \pm 0.001$	$0.378 \pm 0.001$	$0.374 \pm 0.002$	$0.376 \pm 0.002$
$\langle \theta_p \rangle$ , $0.3 \leq p_p < 0.75$	Э	$55.0 \pm 0.2$	$54.0 \pm 0.2$	$51.6 \pm 0.4$	$49.1 \pm 0.8$
	М	$65.5 \pm 0.3$	$65.8 \pm 0.2$	$62.4 \pm 0.3$	$61.2 \pm 0.5$
$\langle p_p \rangle$ , $p_p > 0.75$	Э	$2.399 \pm 0.007$	$2.372 \pm 0.008$	$2.287 \pm 0.012$	$2.453 \pm 0.020$
	М	$2.445 \pm 0.006$	$2.471 \pm 0.004$	$2.375 \pm 0.007$	$2.664 \pm 0.010$
$\langle p_t \rangle$ , $p_p > 0.75$	Э	$0.500 \pm 0.002$	$0.537 \pm 0.002$	$0.557 \pm 0.003$	$0.560 \pm 0.005$
	М	$0.541 \pm 0.001$	$0.561 \pm 0.001$	$0.570 \pm 0.002$	$0.556 \pm 0.002$
$\langle \theta_p \rangle$ , $p_p > 0.75$	Э	$16.8 \pm 0.1$	$17.9 \pm 0.1$	$18.7 \pm 0.2$	$17.0 \pm 0.2$
	М	$18.13 \pm 0.8$	$18.62 \pm 0.05$	$19.11 \pm 0.08$	$16.6 \pm 0.1$

(см. табл. 1 и рис. 3, 4). Среднее число протонов с  $p < 0,15$  ГэВ/с оценивалось по недостающему заряду в событии (см. табл. 1). Следует отметить, что средняя множественность протонов-участников в подгруппе с импульсами от 0,3 до 0,75 ГэВ/с растет медленнее, чем в подгруппе с  $p > 0,75$  ГэВ/с (см. табл. 1). Анализ экспериментальных данных показал, что часть протонов-участников (40 – 50 %) из ядра-мишени при соударении с нуклонами налетающего ядра получает большие передачи импульса и переходит в группу протонов-участников с импульсом  $p > 0,75$ . Отсюда значительное увеличение среднего числа протонов-участников с импульсом больше 0,75 ГэВ/с в центральных взаимодействиях (см. табл. 1).

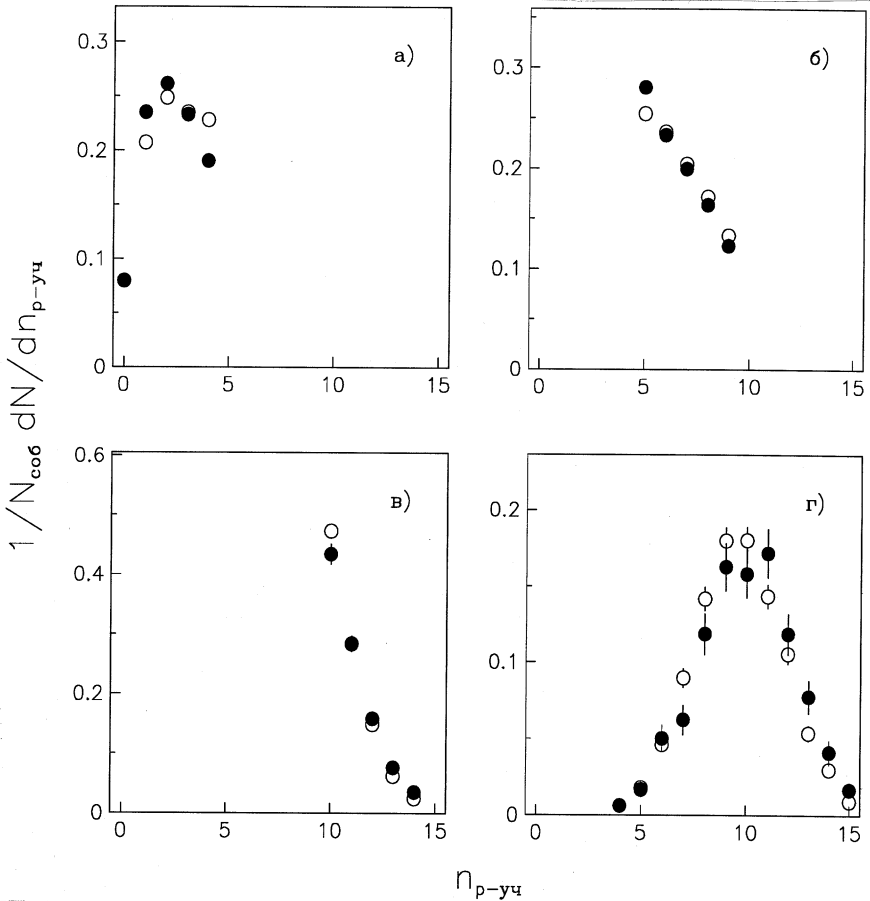


Рис. 3. Распределения  $CC$ -взаимодействий по множественности протонов-участников. Обозначения, как на рис. 1

Сравнение средних множественностей частиц в группах  $CC$ -событий с  $n_p^* > 9$  и  $Q_{\text{стр}} = 0$  показывает, что события с  $n_p^* > 9$  отличаются большей средней множественностью вторичных заряженных частиц, существенно меньшей средней множественностью испарительных протонов и наличием стриппинговых фрагментов ядра-снаряда (см. табл. 1).

В событиях с  $Q_{\text{стр}} = 0$ , по определению, с мишенью взаимодействуют все шесть протонов ядра углерода. Из ядра-мишени в среднем 4,2 протона принимают участие во взаимодействии. В событиях с  $n_p^* > 9$  эти

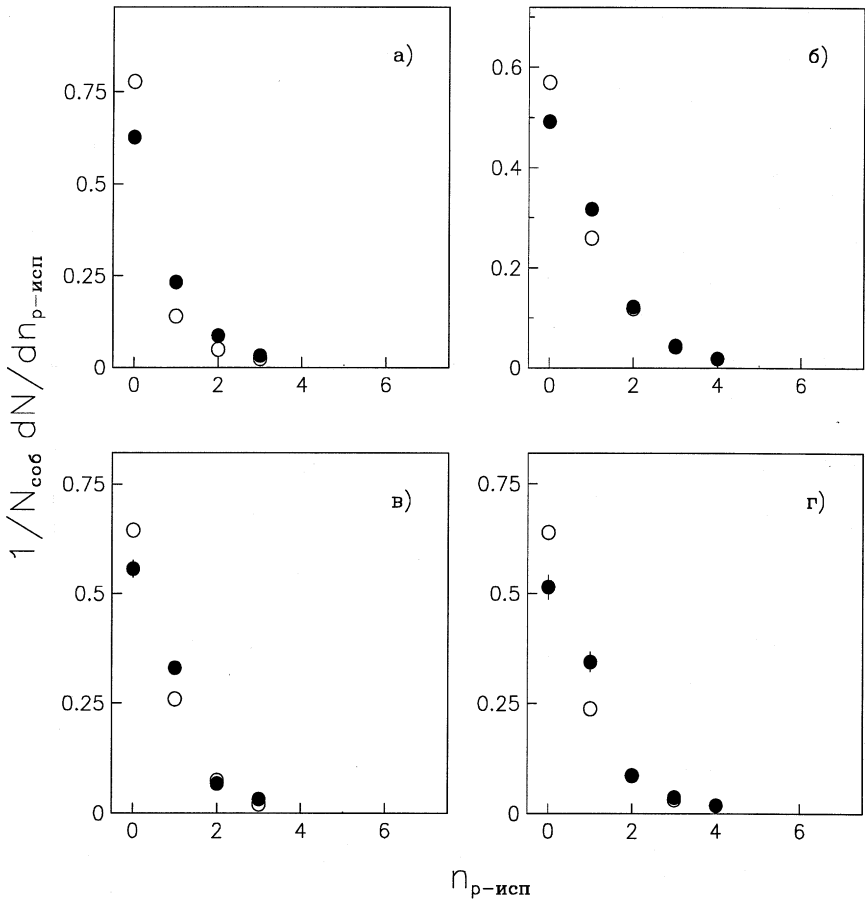


Рис. 4. Распределения  $CC$ -взаимодействий по числу испарительных протонов с импульсом от 0,15 до 0,3 ГэВ/с. Обозначения, как на рис. 1

числа соответственно равны  $4,78 \pm 0,03$  и  $5,13 \pm 0,10$ . Они получены с использованием средних множественностей стриппинговых частиц и испарительных протонов из табл. 1. Наглядное представление об особенностях двух типов центральных  $CC$ -взаимодействий (с  $n_p^{yn} > 9$  и  $Q_{стр} = 0$ ) можно получить из рис. 3,в,г. При близких значениях средних множественностей протонов-участников (отличие около 10%, см. табл. 1) эти события имеют совершенно различные распределения по  $n_p^{yn}$ . В силу критерия отбора события с  $n_p^{yn} > 9$  сосредоточены в узком интервале по  $n_p^{yn}$ , в то время как для событий с  $Q_{стр} = 0$  распределение по  $n_p^{yn}$  довольно широкое (рис. 3,г). Видимо, в событиях с  $Q_{стр} = 0$  существ-

венную роль играют протон-нейтронные взаимодействия ( $pn \rightarrow pnX$ ) и взаимодействия с перезарядкой протонов ( $pn \rightarrow n\pi\pi^+$ ). Этим можно объяснить появление событий с  $n_p^n < 9$  при взаимодействии шести протонов из налетающего ядра углерода с углеродной мишенью. В результате проведенного сравнения можно сделать вывод о том, что степени центральности  $CC$ -взаимодействий с  $n_p^n > 9$  и  $Q_{\text{ср}} = 0$  примерно одинаковы.

Сравнение экспериментальных данных по множественности вторичных частиц с расчетами по модели FRITIOF показывает, что модель удовлетворительно (расхождение не более 10%) воспроизводит средние множественности всех заряженных частиц, протонов-участников и испарительных протонов ( $p < 0,3$  ГэВ/с) во всех анализируемых группах  $CC$ -взаимодействий (см. табл. 1 и рис. 1,3). Наибольшее расхождение между экспериментом и моделью наблюдается при сравнении множественностей  $\pi$ -мезонов и испарительных протонов в подгруппах с импульсами  $p < 0,15$  ГэВ/с и  $0,15 \leq p < 0,3$  ГэВ/с. В модели импульсный спектр испарительных протонов отличается от экспериментального, он более мягкий (см. табл. 1 и рис. 2,4).

По сравнению с предыдущими расчетами [11] мы имеем несколько меньшие множественности рожденных мезонов, что обусловлено учетом упругих перерассейаний. Из-за уменьшения множественности мезонов несколько уменьшилась общая множественность заряженных частиц. Исправить ситуацию, оставаясь в рамках феноменологического подхода каскадно-испарительной модели, довольно затруднительно. К сожалению, процедура учета упругих перерассейаний в неупругих ядерных взаимодействиях в теории многократного рассеяния Глаубера – Ситенко практически не разработана. Из-за уменьшения множественности мезонов уменьшилась общая множественность заряженных частиц. В то же время значительно улучшилось описание множественности протонов-участников. Расхождение между расчетами и экспериментальными данными о множественностях испарительных протонов с импульсами от 0,15 до 0,3 ГэВ/с, стриппинговых протонов ( $\langle n_p \rangle^{Z=1}$ ) и многозарядных фрагментов налетающего ядра ( $\langle n_p \rangle^{Z \geq 2}$ ) связано с использованием испарительной модели. Испарительная модель, как правило, дает много однозарядных фрагментов и один многозарядный фрагмент. Для улучшения воспроизведения экспериментальных данных необходим учет мультифрагментации ядер. Об этом же говорит соотношение между множественностями стриппинговых протонов

и многозарядных фрагментов. Используемая нами модель переоценивает множественность стриппинговых протонов и множественность протонов с импульсом меньше 0,15 ГэВ/с.

Сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик вторичных частиц в зависимости от степени центральности  $CC$ -взаимодействий, определяемой числом протонов-участников, показал, что для  $\pi^-$ -мезонов эти характеристики практически не зависят от величины параметра удара сталкивающихся ядер. Так, средние импульсы  $\pi^-$ -мезонов, их поперечные импульсы и углы вылета изменяются не более чем на 5% при переходе от периферических взаимодействий к

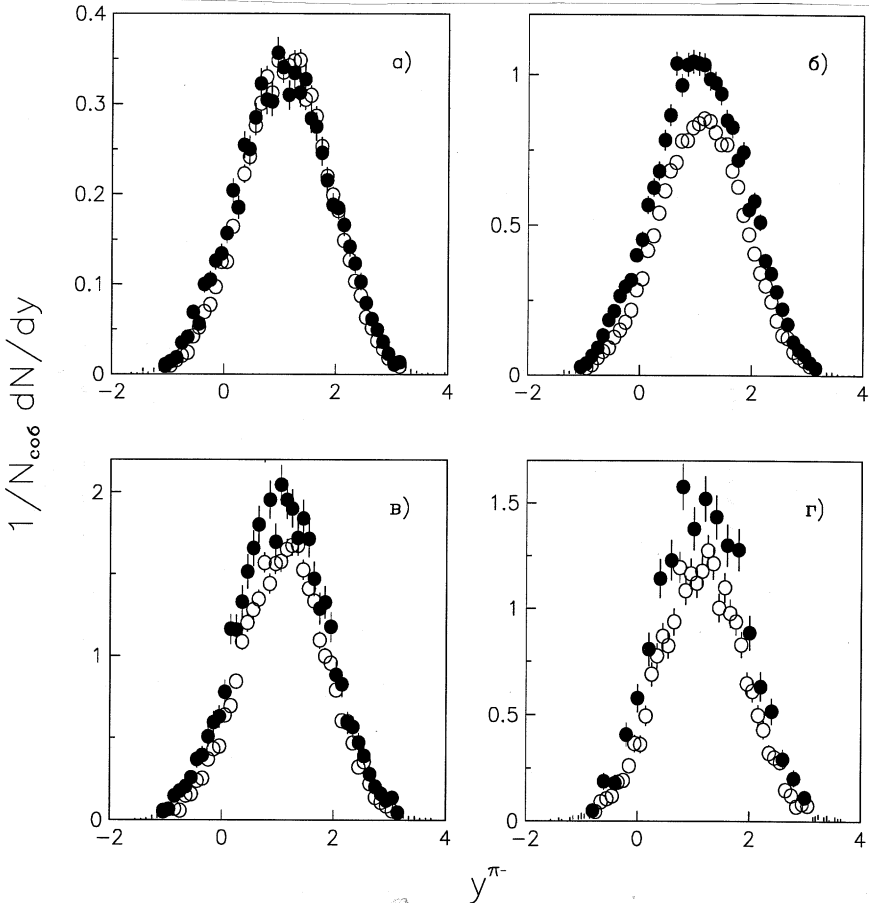


Рис. 5. Быстротные распределения  $\pi^-$  - мезонов для  $CC$ -событий с разной степенью центральности. Обозначения, как на рис. 1

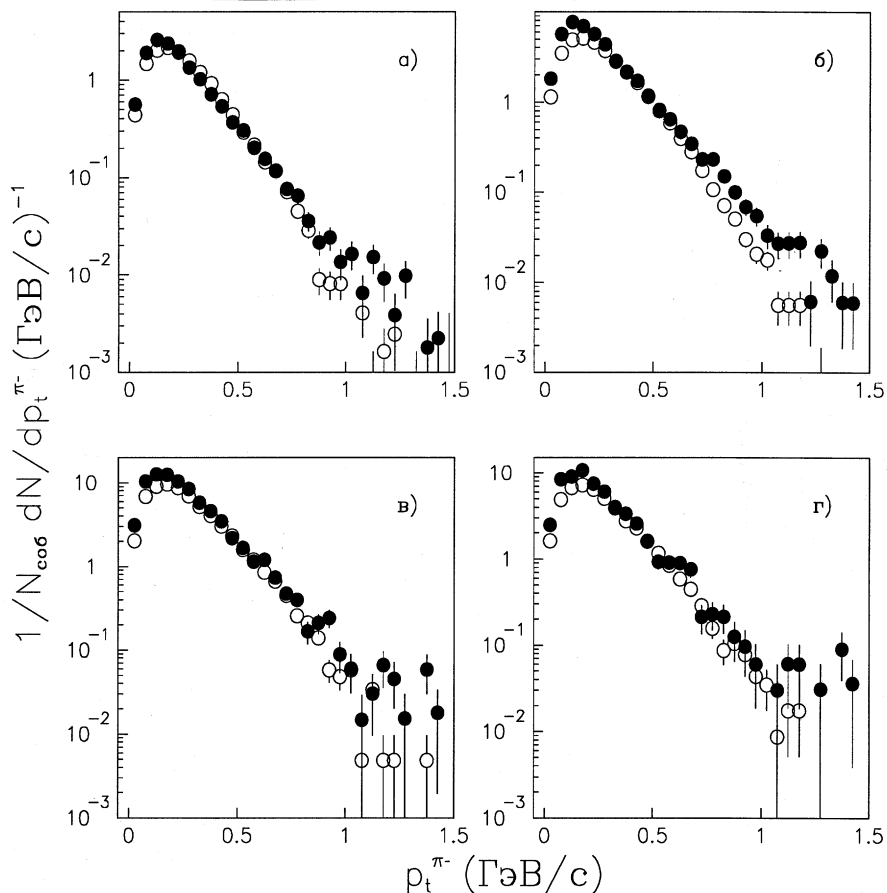


Рис. 6. Распределения  $\pi^-$  - мезонов по поперечному импульсу. Обозначения, как на рис. 1

центральный (см. табл. 3). Не изменяется и форма соответствующих распределений (рис. 5, 6). Отметим, что эти особенности характерист  $\pi^-$ -мезонов свойственны только взаимодействиям симметричных ядер [13, 14, 20]. Обращает на себя внимание отклонение от экспоненты в области  $p_t^{\pi^-} > 1$  ГэВ/с в распределениях  $\pi^-$ -мезонов по поперечному импульсу. Эта особенность наблюдается во всех подгруппах  $CC$ -взаимодействий (рис. 6).

У протонов ситуация иная. С увеличением степени центральности  $CC$ -взаимодействий возрастают средние значения полного и поперечного импульсов протонов-участников (см. табл. 3) и существенно изменяются их быстротные распределения, а также распределения по по-



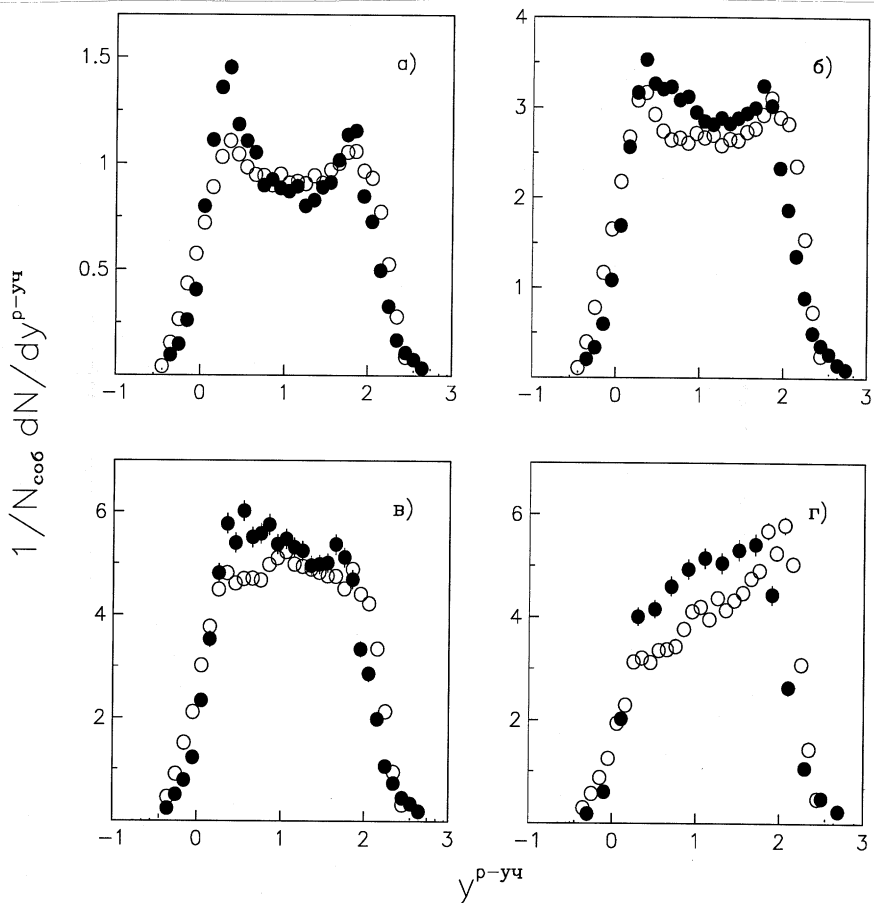


Рис. 7. Быстротные распределения протонов-участников. Обозначения, как на рис. 1

перечному импульсу  $p_t$  (рис. 7, 8). В периферических соударениях ( $n_p^* \leq 4$ )  $y$ -распределение протонов-участников имеет явно выраженную двухпиковую структуру, обусловленную вкладом протонов от фрагментации налетающего ядра и ядра-мишени (рис. 7,а). В группе событий с  $4 < n_p^* \leq 9$  двухпиковая структура выражена слабее (рис. 7,б), а в центральных событиях ( $n_p^* > 9$  и  $Q_{exp} = 0$ ) она исчезает вовсе, уступая место широкому плато в центральной области быстрот (рис. 7,в,г), что свидетельствует о возросшей роли вторичных взаимодействий в сталкивающихся ядрах углерода. Асимметрия быстротных распределений на рис. 7 частично обусловлена небольшой (10-15%) примесью дейтро-

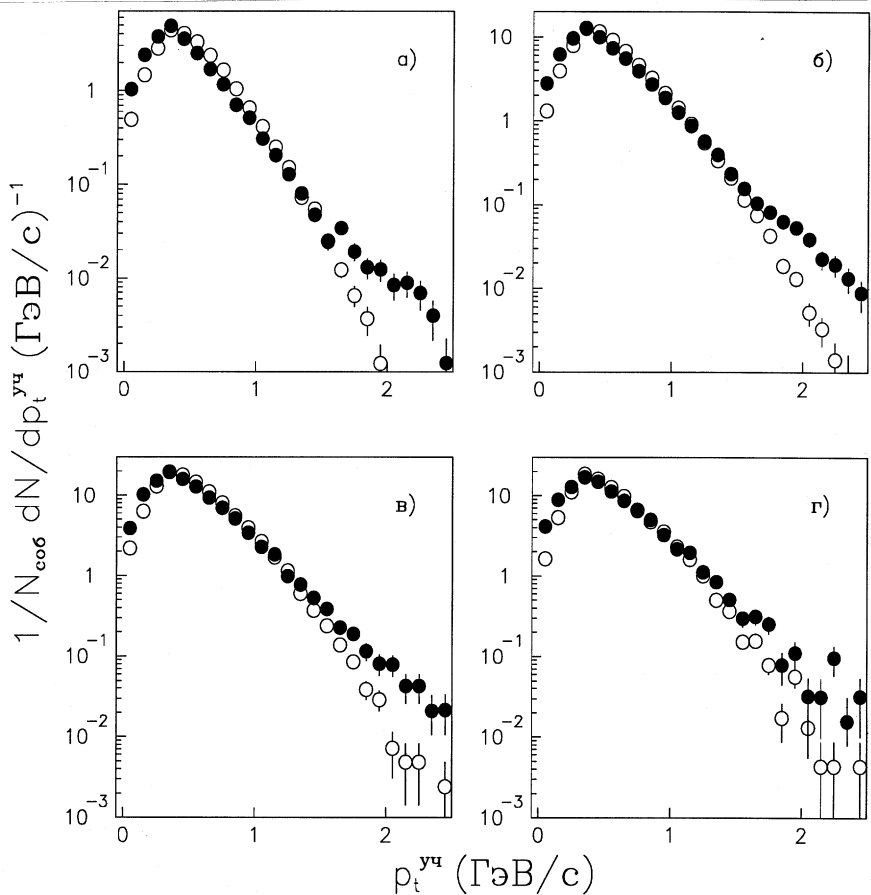


Рис. 8. Распределения протонов-участников по поперечному импульсу. Обозначения, как на рис. 1

нов, которые смещают спектр в область больших быстрот при приписывании им массы протона. Сказывается также различие множественностей взаимодействующих протонов из ядра-снаряда и ядра-мишени (рис. 7,г). Рис. 8 показывает, что в центральных взаимодействиях возрастает доля протонов с большим поперечным импульсом ( $> 1$  ГэВ/с), что проявляется в увеличении средних значений  $p_t$  (см. табл. 3).

Интересно проследить, как ведут себя в зависимости от степени центральности импульсные и угловые распределения протонов-участников в разных импульсных интервалах. В нашем случае рассмотрены

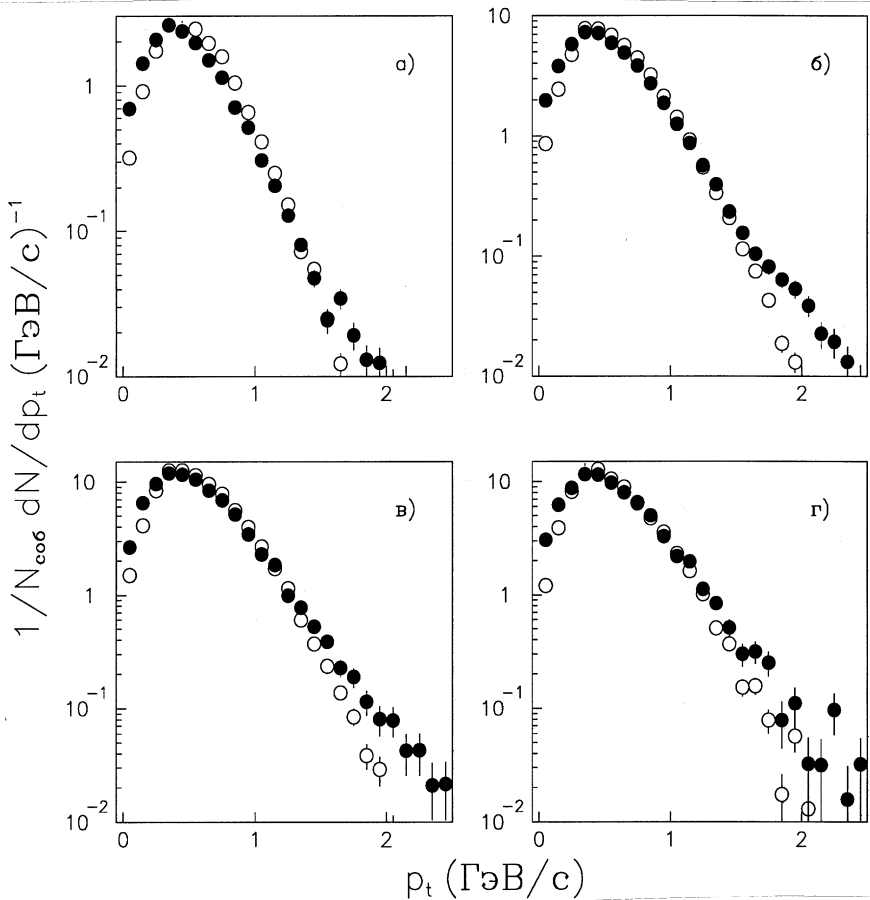


Рис. 9. Распределения протонов с импульсом более 0,75 ГэВ/с по поперечному импульсу. Обозначения, как на рис. 1

распределения протонов с импульсами в интервале от 0,3 до 0,75 ГэВ/с (в основном это фрагменты ядра-мишени) и в интервале  $p > 0,75$  ГэВ/с (преимущественно фрагменты ядра-снаряда) (см. рис. 9–11). По мере роста числа протонов-участников в событии наблюдается небольшое увеличение средних импульсов и уменьшение средних углов вылета ( $\langle \theta \rangle$ ) для протонов с  $0,3 < p \leq 0,75$  ГэВ/с. При этом средние поперечные импульсы протонов не изменяются (см. табл. 3). Распределения протонов из этой группы по  $p_t$  и  $\theta$  показаны на рис. 10,11. Для протонов с  $p > 0,75$  ГэВ/с характерен рост  $p_t$  с уменьшением параметра удара сталкивающихся ядер (см. табл.3 и рис.9). Таким образом, увеличе-

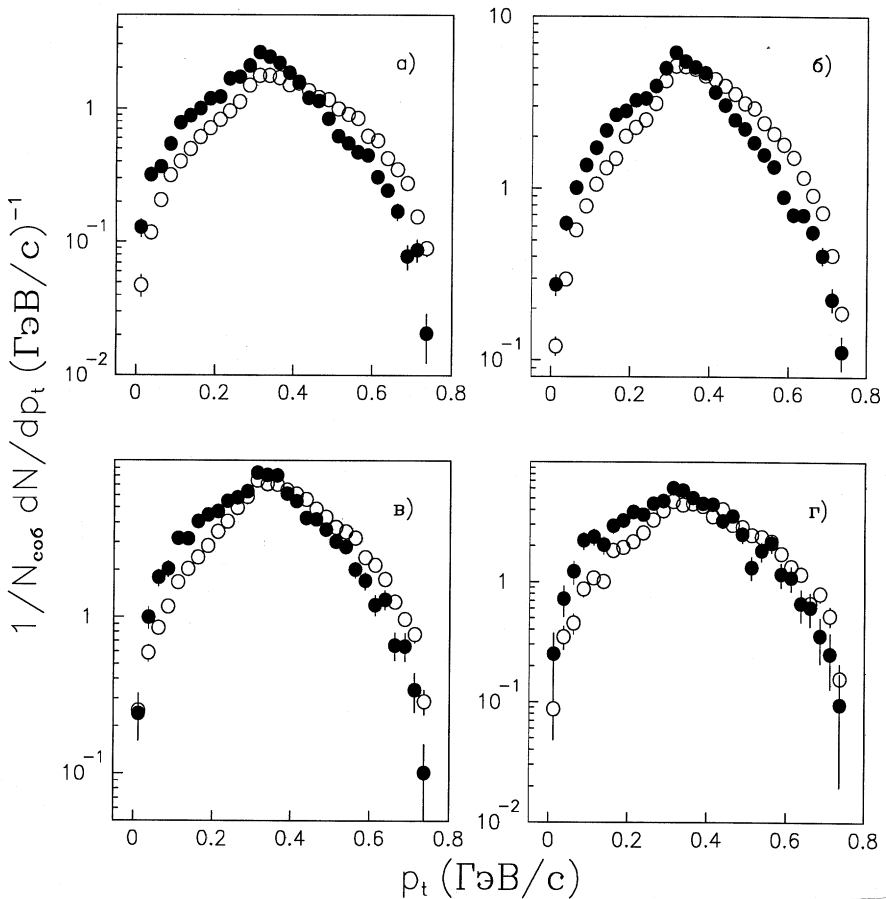


Рис. 10. Распределения протонов с импульсом в интервале 0,3 – 0,75 ГэВ/с по поперечному импульсу. Обозначения, как на рис. 1

ние доли протонов-участников с большими поперечными импульсами в центральных взаимодействиях идет за счет протонов с  $p > 0,75$  ГэВ/с, доля которых достигает 76 (80)% в событиях с  $n_p^{*z} > 9$  ( $Q_{\text{стр}} = 0$ ).

Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов и протонов-участников, полученные в рамках модели FRITIOF, представлены на рис. 5–11. Можно видеть хорошее описание экспериментальных быстрых распределений  $\pi^-$ -мезонов в периферических взаимодействиях (рис. 5,а) и заметные расхождения в  $u$ -распределениях для  $\pi^-$ -мезонов в других подгруппах (рис. 5,б-г), обусловленные меньшей расчетной

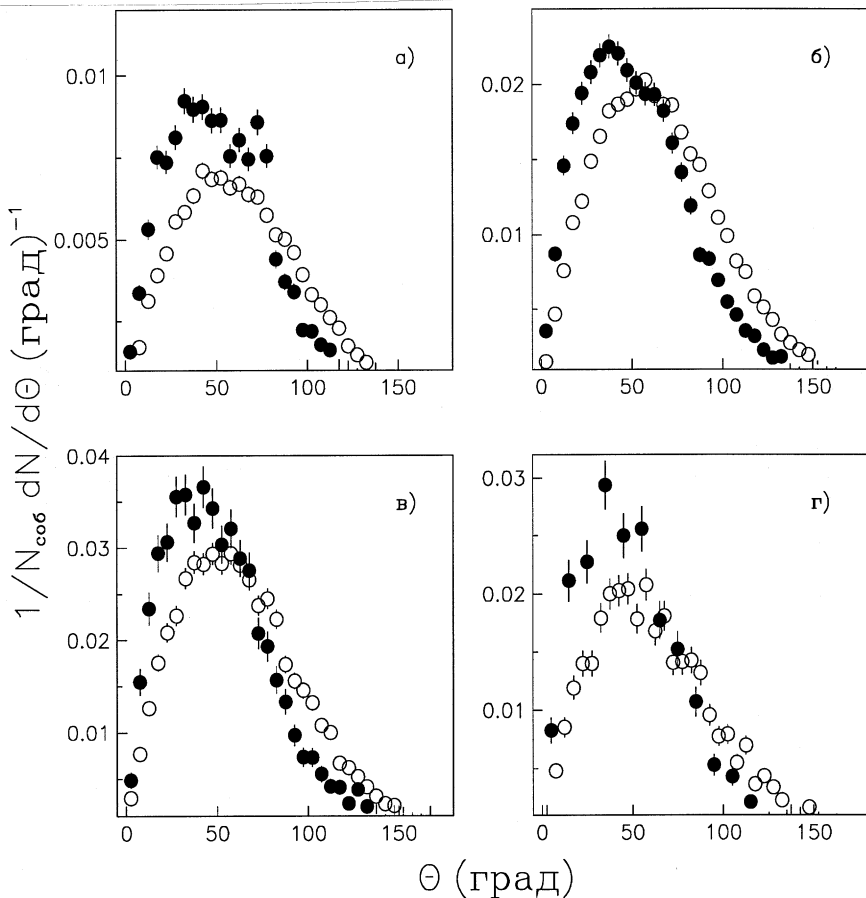


Рис. 11. Угловые распределения протонов с импульсом в интервале 0,3 – 0,75 ГэВ/с. Обозначения, как на рис. 1

множенностью  $\pi^-$ -мезонов в этих подгруппах. Модель вполне удовлетворительно описывает распределения  $\pi^-$ -мезонов по поперечному импульсу (рис. 6).

Наиболее интересно распределение протонов-участников по быстротам (рис. 7). Согласно модели, пики при  $y \sim 0,2$  и  $y \sim 1,8$  в значительной мере обусловлены упругорассеянными протонами. Распределения протонов, принявших участие в неупругих соударениях, таких пиков не имеют. Вклад упругорассеянных протонов уменьшается по мере роста центральности взаимодействий. В центральных взаимодействиях они практически отсутствуют. В каскадных расчетах пики от упруго-

рассеянных протонов или от протонов из вторичных взаимодействий сохраняются (см. [7]). Следует отметить, что форма как экспериментальных, так и расчетных распределений в областях  $y \sim 0$  и  $y \sim 2$  остается практически неизменной. В расчетах по каскадно-испарительной модели спектры протонов в области  $y \sim 0$  ( $y \sim 2$ ) по мере увеличения центральности взаимодействий все более и более смещаются в сторону отрицательных (положительных) быстрот. Таким образом, исследование выхода протонов в областях фрагментаций ядер во взаимодействиях с разной степенью центральности может дать важную информацию о механизме разрушения ядер.

Распределения протонов-участников по  $p_t$  удовлетворительно описываются моделью в интервале  $0,2 - 1,5$  ГэВ/с. Явное расхождение между экспериментом и моделью наблюдается в области больших  $p_t$  (рис. 8).

Лучше всего воспроизводится моделью распределение по поперечному импульсу протонов-участников с импульсом больше  $0,75$  ГэВ/с в периферических взаимодействиях (рис. 9а). В других подгруппах ( $4 < n_p^{ns} \leq 9$  и  $n_p^{ns} > 9$ ) имеет место расхождение в области больших  $p_t$ .

Характеристики более медленных протонов воспроизводятся моделью хуже. Как видно (см. табл. 3 и рис. 10), модель завышает средние поперечные импульсы протонов с  $0,3 \leq p \leq 0,75$  ГэВ/с и занижает продольные импульсы, что обуславливает большие расчетные углы вылета протонов (см. рис. 11). Поскольку последние протоны составляют только треть всех протонов-участников, в суммарных распределениях протонов-участников расхождение экспериментальных и расчетных значений менее заметно.

## 4 Заключение

1. Представлены новые экспериментальные данные о характеристиках  $\pi$ -мезонов и протонов во взаимодействиях ядер углерода при импульсе  $4,2$  ГэВ/с/нуклон с ядрами углерода, отличающихся разной степенью центральности.
2. Показано, что средние кинематические характеристики мезонов слабо зависят от центральности соударений.

3. С увеличением степени центральности соударений углеродных ядер импульсные и угловые характеристики протонов-участников претерпевают изменения: существенно меняется форма быструх распределений, увеличивается доля протонов с большим поперечным импульсом.
4. Модифицированная модель FRITIOF с учетом упругих перерасеяний удовлетворительно воспроизводит экспериментальные характеристики мезонов и протонов-участников во всех рассматриваемых группах событий. Множественности медленных, испарительных протонов воспроизводятся плохо, что обусловлено использованием испарительной модели девозбуждения ядер-остатков.
5. Для дальнейшего совершенствования модели необходим учет процессов мультифрагментации ядер.

Авторы благодарят участников сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой пузырьковой камере за получение экспериментального материала, лаборантов за просмотр пленок и измерение событий, Ю.Карачук за помощь в обработке экспериментальных данных.

## Литература

- [1] Барашенков В.С., Тонеев В.Д.// "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами", М., Атомиздат, 1972.
- [2] Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 522.  
Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. 1976, V. C14. P. 590.  
Bondorf J.P. et al.// Phys. Lett. 1976, v. 65B. P. 217.  
Bondorf J.P. et al.// Z. Phys. 1976. V. A279. P. 385.  
Toneev V.D., Gudima K.K.// Nucl. Phys. 1983. V. A400. P. 173.
- [3] Andersson B. et al.// Nucl. Phys. 1987. V. B281. P. 289.  
Nilsson-Almquist B., Stenlund E.// Comp. Phys. Comm. 1987. V. 43. P. 387.

- [4] Sorge H., Stöcker H., Greiner W.// Ann. of Phys. (N.Y.). 1989. V. 192. P. 260.  
 Sorge H., Stöcker H., Greiner W.// Nucl. Phys. 1989. V. A498. P. 567c.  
 Sorge H., v. Keitz A., Mattiello R., Stöcker H., Greiner W.// Z. Phys. 1990. V. C47. P. 629.  
 Sorge H., Winkelmann L.A., Stöcker H., Greiner W.//Z. Phys. 1993. V. C59. P. 85.
- [5] Gyulassy M., Plumer M.// Phys. Lett. 1990. V. B243. P. 432.  
 Wang X.-N., Gyulassy M.// Phys. Rev. 1991. V. C44. P. 3501.
- [6] Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Киселев С.Т., Смородинская Н.Я.// ЯФ. 1991. Т. 53. С. 569.
- [7] Simic Lj. et al.// Phys. Rev. 1988. V. C37. P. 2064.
- [8] El-Waged Kh., Uzhinskii V.V// ЯФ. 1997. Т. 60. С. 925.
- [9] Adamovich M.I. et al. (EMU-01 Collab.)// Z. Phys. 1997. V. A358. P. 337.
- [10] Uzhinskii V.V.// Preprint JINR E2-96-192. Dubna. 1996.
- [11] Баатар Ц. и др.// Препринт ОИЯИ P1-99-45. Дубна. 1999; ЯФ. 2000. Т.63. N.5.
- [12] Ганхуяг Б., Ужинский В.В.// Сообщ. ОИЯИ, **P1-97-315**, Дубна, 1997; Сообщ. ОИЯИ, **P2-97-397**, Дубна, 1997; Ганхуяг Б.// Сообщ. ОИЯИ, **P2-98-26**, Дубна, 1998.
- [13] Simic Lj. et al. // Phys.Rev. 1986, v.D34, p.692.
- [14] Simic Lj. et al. // Z.Phys. 1990, v.C48, p.577.
- [15] Агакишиев Г.Н. и др. // ЯФ. 1990. Т.51. С.758.
- [16] Simic Lj. et al. // Phys.Rev. 1995, v.C52, p.356.
- [17] Бондаренко А.И. и др. // Сообщ. ОИЯИ P1-98-292, Дубна, 1998.
- [18] Abdurakhimov A.U. et al. // Nucl.Phys. 1981, A362, p.376.
- [19] Болдеа В. и др. // ЯФ. 1986. Т.44. С.149.



- [20] Anikina M. et al.// Phys. Rev. 1986, v. C33, p. 896.
- [21] Аникина М.Х. и др. // ЯФ. 1987. Т.45. С.1680.
- [22] Sundoval A. et al. // Phys.Rev.Lett. 1980, v.45, p.814.
- [23] Ужинский В.В., Пак А.С.// ЯФ, 1996, т. 59, с. 1109.
- [24] Shmakov S.Yu., Uzhinski V.V., Zadorojny A.M.// Comp. Phys. Commun. 1989. V. 54. P. 125.
- [25] Abul-Magd A.Y., Friedman W.A., Hufner J.// Phys. Rev. 1986. V. C34. P. 113.
- [26] Weisskopf V.// Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 295.
- [27] Shmakov S.Yu., Slavin N.V., Uzhinskii V.V. Preprint JINR E2-88-792. Dubna. 1988.

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 2000 года.

Бондаренко А.И. и др.

P1-2000-138

Характеристики  $CC$ -взаимодействий  
при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

с различной степенью центральности соударения ядер

Представлены распределения вторичных частиц ( $\pi^+$ -мезонов и протонов) по множественности, продольной быстрой и поперечному импульсу в  $CC$ -взаимодействиях, различающихся различным числом протонов-участников. Показано, что средние поперечные импульсы  $\pi$ -мезонов слабо зависят от центральности соударений в отличие от поперечных импульсов протонов. Форма распределений  $\pi$ -мезонов по быстротам также слабо зависит от центральности. В распределениях протонов по быстротам с уменьшением прицельного параметра наблюдается концентрация в центральной области быстрой. Данные анализируются в рамках модифицированной модели FRITIOF. Показано, что модель с учетом упругих перерассеяний нуклонов удовлетворительно описывает экспериментальные характеристики  $\pi^-$ -мезонов и быстрых протонов. Спектры медленных протонов описываются только качественно, что обусловлено недостатками использованной испарительной модели девозбуждения ядер-остатков.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Bondarenko A.I. et al.

P1-2000-138

Characteristics of  $CC$  Interactions at Momentum 4.2 GeV/c per Nucleon  
with Different Collision Centralities

Multiplicity, rapidity and transverse momentum distributions of secondary particles ( $\pi^\pm$  mesons and protons) produced in  $CC$  interactions with different number of participating protons are presented. It is shown the average transverse momentum of mesons has a weak dependence on collision centrality unlike the average transverse momentum of protons. The shape of  $\pi$  meson rapidity distribution has the same weak dependence on centrality. A concentration of protons in the central rapidity region is observed with decrease of impact parameter. The data are analyzed within the framework of the modified FRITIOF model. It is shown the model describes the characteristic of  $\pi^-$  mesons and protons satisfactorily taking into account the nucleon elastic rescattering. The spectra of slow protons are described only qualitatively. This is explained by deficiencies of the used evaporation model of nuclear residual de-excitation.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies and at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 19.06.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,95

Тираж 380. Заказ 52087. Цена 2 р. 34 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области