

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4520/2-80

22/9-80  
P1-80-405

Н.О.Ахабабян, В.Г.Гришин, Л.Симич

МНОГОНУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
АДРОНОВ С ЯДРАМИ  
И АДДИТИВНАЯ КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

Направлено в ЯФ

1980

Ахабабян Н.О., Гришин В.Г., Симич Л.

P1-80-405

Многонуکلонные взаимодействия адронов с ядрами  
и аддитивная кварк-партонная модель

Данные по множественности вторичных заряженных пионов, образованных во взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов /с  $p = 40$  ГэВ/ и протонов /с  $p = 9,9$  ГэВ/ с несколькими протонами ядер углерода ( $^{12}\text{C}$ ) и тантала ( $^{181}\text{Ta}$ ), анализируются в рамках основных диаграмм аддитивной кварк-партонной модели. Показано, что для этих взаимодействий вклад перерассеяния кварков в ядрах и каскадных процессов велик и достигает 60-70%.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Akhababian N.O., Grishin V.G., Simich L.

P1-80-405

Multinucleon Interactions of Hadrons with

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействий частиц с ядрами позволяет исследовать пространственно-временную картину сильных взаимодействий на малых расстояниях <sup>/1,6/</sup>. В этом случае ядро используется как естественный анализатор развития множественных процессов с уникальным разрешением:  $\Delta x \approx 10^{-13}$  см и  $\Delta t \approx 10^{-23}$  с. Пространственное распределение нуклонов в ядрах относительно хорошо известно из опытов по рассеянию лептонов на ядрах. Поэтому при высоких энергиях / $E \geq 10$  ГэВ/, когда длина волны падающих частиц  $\lambda \leq 10^{-14}$  см, их взаимодействие с ядром можно рассматривать как совокупность взаимодействий с отдельными нуклонами ядра, имеющими известное распределение в пространстве. Характер и частота этих взаимодействий с  $\nu$ -нуклонами ядра ( $P(\nu)$ ) и определяют пространственно-временную картину изучаемых процессов <sup>/2,3/</sup>.

В различных областях фазового пространства реакций более отчетливо проявляются и различные характеристики множественных процессов. В области фрагментации ядра существенно каскадное размножение относительно медленных вторичных частиц, учет которых в рамках кварк-партонной модели сильных взаимодействий обсуждается в обзорах <sup>/2,4,5/</sup>. Кроме того, в этой области большую роль играют и чисто ядерные эффекты /испарение нуклонов, возбуждение и развал ядер и т.п./, которые затрудняют анализ экспериментальных данных. В центральной области и в области фрагментации первичного адрона вторичные частицы имеют малое сечение взаимодействия ( $\sigma \approx \pi\lambda^2$ ), и поэтому они проходят ядро без поглощения. Модельные оценки показывают, что это утверждение справедливо для вторичных адронов с  $p \geq 0,5-3$  ГэВ в лабораторной системе координат <sup>/1,3/</sup>.

В связи с этим можно ожидать, что характеристики вторичных частиц в этих областях будут "сохранять" информацию о кварк-партонной структуре первичных адронов.

Анализ имеющихся данных по множественности вторичных частиц в  $hA$ -взаимодействиях при  $E \geq 5$  ГэВ в области фрагментации первичных адронов ( $x \geq 1/3$ ,  $x = p_{\parallel}/p_{\text{max}}$ ) был проведен в работах <sup>/1-3/</sup>. Было показано, что аддитивная кварковая модель /АКМ/ хорошо описывает эксперимент с учетом поглощения "составляющих" кварков в ядре по оптической модели. В центральной области ( $|x| \leq 1/3$ ) уже необходимо рассматривать сам характер взаимодействия кварков с нуклонами ядра. В частности, важным вопросом является

возможность их многократного перерасеяния. В работе /6/ был проведен анализ данных по множественности в  $hA$ -соударениях для центральной области и части области фрагментации мишени с учетом и без учета перерасеяния кварков. Он показал, что для выбора между этими вариантами модели необходимы дополнительные опыты по измерению выхода протонов с  $p \geq 1$  ГэВ/с в  $hA$ -взаимодействиях. В этом случае использовались данные по средней множественности всех типов неупругих  $hA$ -взаимодействий. Большую долю из них, особенно для легких ядер / $\approx 60\%$ , составляют  $hN$ -соударения /однонуклонные взаимодействия/, которые в этом подходе не дают новой информации о структуре сильных взаимодействий. Для этих целей лучше использовать такие соударения, в которых первичный адрон взаимодействовал с несколькими нуклонами ядра /многонуклонные взаимодействия ( $h\nu$ ) /см. §2/. Анализ этих данных в рамках основных диаграмм аддитивной кварк-партонной модели /АКМ/ проводится в настоящей работе /§3/.

## §2. МНОГОНУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Неупругие взаимодействия адронов с несколькими нуклонами ядра выделялись с помощью методики

пузырьковых камер /7/ по полному электрическому заряду вторичных частиц:

$$Q = n_+ - n_- ,$$

/1/.

без учета идентифицированных протонов с  $p \leq /0,7-1,0/$  ГэВ/с /7-10/.

В настоящее время имеются данные по многонуклонным взаимодействиям для  $\pi^-C$ -столкновений при  $p = 4,5$  и  $40$  ГэВ/с;  $\pi^-Ne$ -соударений при  $p = 25$  и  $50$  ГэВ/с и для  $pC$ - и  $pTa$ -столкновений в интервале импульсов  $2-10$  ГэВ/с /7-12/. Наиболее полная информация по импульсным характеристикам вторичных частиц в этих взаимодействиях получена при  $p = 40$  ГэВ/с /13,14/.

Из определения /1/ видно, что однонуклонные взаимодействия могут иметь  $Q = 0, -1, -2$  для  $\pi^-(p, n)$ -соударений и  $Q = 2, 1, 0, -1$  для  $p(p, n)$ -столкновений в зависимости от образования протонов с  $p \leq /0,7-1,0/$  ГэВ/с и диссоциации нейтронов  $n \rightarrow p\pi^-$ . Все остальные значения  $Q$  связаны с неупругими многонуклонными взаимодействиями, в которых нуклону передается относительно большой импульс  $|t| \geq 0,5$  ГэВ/с<sup>2</sup> /7-10/. Здесь мы будем анализировать данные по множественности вторичных частиц в  $\pi^- \nu_N$ - и  $p \nu_N$ -соударениях при  $p_\pi = 40$  ГэВ/с и  $p_p = 9,9$  ГэВ/с для  $\pi^-C$ -,  $pC$ - и  $pTa$ -взаимодействий /табл. 1, 2, 3/ /10/. Как видно из таблиц, статистика событий с  $Q \leq -2$  мала, что связано с небольшой вероятностью / $\approx 0,1$ / процесса  $n \rightarrow p\pi^-$ . Поэтому мы

Таблица 1. Неупругие  $\pi^-^{12}C$ -взаимодействия при  $p = 40$  ГэВ/с

$Q$	$W(\%)$	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
- 4	$0,07 \pm 0,01$	$6,1 \pm 0,7$	$2,1 \pm 0,7$	$2,6 \pm 0,5$
- 3	$0,41 \pm 0,05$	$5,4 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,2$
- 2	$4,3 \pm 0,2$	$3,72 \pm 0,06$	$1,72 \pm 0,06$	$1,73 \pm 0,04$
- 1	$38,1 \pm 0,5$	$3,02 \pm 0,02$	$2,02 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,01$
0	$38,7 \pm 0,5$	$3,13 \pm 0,02$	$3,13 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,01$
1	$12,5 \pm 0,3$	$3,61 \pm 0,04$	$4,61 \pm 0,04$	$1,02 \pm 0,03$
2	$4,2 \pm 0,2$	$3,72 \pm 0,07$	$5,72 \pm 0,07$	$1,29 \pm 0,05$
3	$1,3 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,1$	$0,91 \pm 0,07$
4	$0,40 \pm 0,05$	$4,1 \pm 0,2$	$8,1 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
Все события	100%	$3,23 \pm 0,02$	$3,02 \pm 0,02$	$0,80 \pm 0,01$

Таблица 2. Неупругие  $p^{12}C$ -взаимодействия при  $p = 9,9$  ГэВ/с

$Q$	$W(\%)$	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
- 1	$0,93 \pm 0,31$	$1,90 \pm 0,33$	$0,90 \pm 0,33$	$3,10 \pm 0,26$
0	$10,11 \pm 0,96$	$1,18 \pm 0,08$	$1,18 \pm 0,08$	$2,19 \pm 0,12$
1	$36,60 \pm 1,89$	$0,99 \pm 0,05$	$1,99 \pm 0,05$	$1,33 \pm 0,05$
2	$34,05 \pm 1,83$	$0,83 \pm 0,04$	$2,83 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$
3	$12,86 \pm 1,12$	$1,08 \pm 0,08$	$4,08 \pm 0,09$	$1,48 \pm 0,12$
4	$5,30 \pm 0,72$	$0,89 \pm 0,16$	$4,89 \pm 0,16$	$1,29 \pm 0,20$
Все события	$Q = 1,64 \pm 0,06$	$0,97 \pm 0,02$	$2,60 \pm 0,03$	$1,33 \pm 0,03$

Таблица 3. Неупругие pTa-взаимодействия при  $p = 9,9$  ГэВ/с

Q	Эксп. (%)	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_+ \rangle$	$\langle n_p \rangle$
-2	$0,42 \pm 0,10$	$3,25 \pm 0,55$	$1,25 \pm 0,55$	$6,50 \pm 2,02$
-1	$4,17 \pm 0,69$	$2,18 \pm 0,16$	$1,18 \pm 0,16$	$4,79 \pm 0,63$
0	$10,53 \pm 1,04$	$1,65 \pm 0,10$	$1,65 \pm 0,10$	$3,64 \pm 0,33$
1	$25,76 \pm 1,64$	$1,05 \pm 0,06$	$2,05 \pm 0,06$	$2,13 \pm 0,19$
2	$23,36 \pm 1,56$	$0,95 \pm 0,06$	$2,95 \pm 0,06$	$2,30 \pm 0,19$
3	$14,91 \pm 1,25$	$1,15 \pm 0,08$	$4,15 \pm 0,08$	$3,78 \pm 0,29$
4	$9,28 \pm 0,98$	$1,18 \pm 0,10$	$5,18 \pm 0,10$	$4,41 \pm 0,35$
5	$5,53 \pm 0,76$	$1,07 \pm 0,13$	$6,07 \pm 0,13$	$5,89 \pm 0,45$
6	$6,05 \pm 0,79$	$0,81 \pm 0,11$	$6,81 \pm 0,11$	$5,90 \pm 0,44$
<hr/>				
Q = 2	$13 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,03$	$3,29 \pm 0,06$	$3,35 \pm 0,11$

рассмотрим только характеристики событий с  $Q \geq 1$  /  $\pi^-$  С - взаимодействия/ и  $Q \geq 3$  / pC- и pTa-соударения/, в которых произошло взаимодействие первичных адронов с несколькими протонами ядра /  $\nu_p \geq 2$  /.

В первом приближении можно считать, что для  $\pi^-$  С - взаимодействий

$$\nu_p^{(\pi^-)} \approx Q + 1 \quad /2/$$

и для pA-соударений

$$\nu_p^{(p)} \approx Q - 1. \quad /3/$$

Анализ данных по  $\pi^-$  С-соударениям показывает, что примесь дополнительных взаимодействий с образованием протонов с  $p \leq 0,7$  ГэВ/с и нейтронов, которые не учитываются в /1/, не превышает  $-\Delta \nu \leq 0,3^{/7-10/}$ . Кроме того, эта примесь приводит лишь к увеличению  $\langle n_- \rangle$ , что, как мы увидим в дальнейшем /§3/, только усиливает расхождение эксперимента с предсказаниями АКМ без учета перераспределения кварков\*. Данные по  $\langle n_i \rangle$  для pTa- и pC-

\* Оценки показывают, что  $\Delta n_- \leq 0,2$  за счет дополнительных взаимодействий <sup>/10/</sup>.

-взаимодействий получены при относительно низких энергиях /  $E_p = 10$  ГэВ/<sup>10/</sup>. Однако они имеются как для легких (<sup>12</sup>C), так и для тяжелых (<sup>181</sup>Ta) ядер /табл.2,3/. Сравнение значений  $\langle n_- \rangle$  для Q=3 в pC- и pTa-взаимодействиях показывает, что вклад в события с  $\nu_p = 2$  / Q=3/ дополнительных соударений, который должен расти с увеличением атомного веса ядра мишени, практически не меняет значения  $\langle n_- \rangle$  ( $\Delta \langle n_- \rangle = 0,07 \pm 0,11$ ).

Таким образом, при анализе экспериментальных данных мы будем полагать, что соотношения /2/ и /3/ выполняются, а вклад дополнительных взаимодействий  $\leq 30\%$  / приводит лишь к небольшому увеличению  $\langle n \rangle \leq 0,2/$ . Сначала мы обсудим данные по  $\langle n_i \rangle$  в  $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях при  $p=40$  ГэВ/с. Для этого случая уже измерены характеристики импульсных одночастичных спектров пионов, что позволяет определить значения  $\langle n_i \rangle$  в центральной и фрагментационных областях <sup>/13,14/</sup>. Для  $\nu_p$ -взаимодействий при  $p=9,9$  ГэВ/с мы будем рассматривать данные по полной множественности  $\langle n_- \rangle$  при  $\nu_p = 2$  и 3 /§3/.

### §3. АДДИТИВНАЯ КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Мы рассмотрим три основные диаграммы АКМ, которые используются для описания процессов множественного рождения частиц /рис.1,

2/ <sup>/1-6/</sup>. На рис.1а приведена схема образования частиц в  $\pi(\nu_p=2)$ -соударениях, когда оба кварка првзаимодействовали <sup>/1,6/</sup>. Учет их возможного перераспределения приводит к появлению диаграмм типа 1б <sup>/6/</sup>. Наконец, третий тип диаграмм /рис.1в/ учитывает возможность взаимодействия относительно медленных партоннов в одной лесенке\* с несколькими протонами ядра /каскадные процессы/ <sup>/2,4,5/</sup>. Аналогичные типы диаграмм для  $\pi(\nu_p=3)$  изображены на рис.2.

В скобках на рисунках указаны импульсы /ГэВ/с/ первичных  $\pi$ -мезонов, для которых множественность частиц в  $\pi p$ -взаимодействиях равна соответствующей диаграмме. Мы полагали, что при перераспределении кварков их энергия в среднем делится поровну <sup>/12/</sup>. В каскадных процессах деление энергии достаточно произвольно. Для оценок  $\langle n_i \rangle$  в этих реакциях мы будем использовать значения  $p_i$ , приведенные на рис.1в,2в.

Совокупность этих диаграмм в принципе описывает имеющиеся данные по множественному рождению частиц в hA-взаимодействиях. При этом, как правило, характеристики частиц в одной ле-

\* В данном случае под лесенкой мы подразумеваем всю совокупность диаграмм, описывающих hN-взаимодействия.

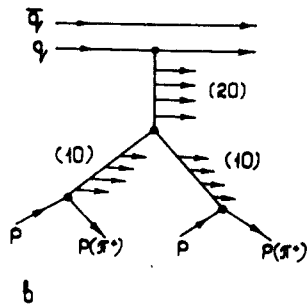
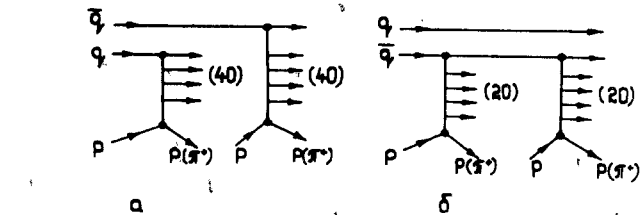


Рис.1. Кварк-партоновые диаграммы взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с двумя протонами ядра: а/ взаимодействие обоих кварков; б/ перерассеяние кварка; в/ каскадные процессы. В скобках указаны энергии  $\pi^-p$ -соударений, которые соответствуют приведенным диаграммам.

сенке берутся из экспериментальных данных по  $hN$ -взаимодействиям при соответствующих энергиях /см. рис.1,2/ и анализируется их изменение в  $hA$ -соударениях. Тем самым значительно уменьшается неопределенность, связанная с кинематикой процессов, рождением и распадом резонансов и т.п. /1,2/.

Соотношение между вкладами приведенных диаграмм в  $hA$ -взаимодействия неизвестно и определяется из сравнения моделей с экспериментом: Такой анализ данных по множественности в  $hA$ -соударениях показал, что для определения роли диаграмм с перерассеянием кварков /рис.1б,2б/ необходимы дополнительные эксперименты /6/. Аналогичный анализ многонуклонных взаимодействий позволяет получить более определенные заключения.

Вначале остановимся на данных по множественности в области фрагментации  $\pi^-$ -мезонов для  $\pi^- / \nu_p = 2,3/-$  и  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $p = 40$  ГэВ/с. Для определения нижней границы этой области по быстроте  $y$  в лабораторной системе координат мы использовали данные по относительным множественностям  $\pi^\pm$ -мезонов в этих взаимодействиях в зависимости от  $y$  /13/ :

$$R(y) = \frac{dN(\pi^- \nu_p)}{dy} / \frac{dN(\pi^- p)}{dy}.$$

/4/

В этом случае ожидается, что  $R^f(y_{гр.}) \leq 1^{1/6,13}$ . Оказалось, что  $R_{\pi^-}^f(y_{гр.}^f = 3,4) = 1,00 \pm 0,03$  для  $\nu_p = 2$  и  $R_{\pi^-}^f(y_{гр.}^f = 3,2) = 0,95 \pm 0,05$  для  $\nu_p = 3$ . При

больших значениях  $y$  величина  $R_{\pi^-}^f(y)$  уменьшается до  $0,3-0,4$  для  $y_{max} \approx 5,6^{1/13}$ . Отсюда положим, что область фрагментации  $\pi^- \rightarrow \pi^-$  начинается при  $y_{гр.} \geq 3,6$ , где  $R(y) < 1$  / $\Delta y^f(\pi^-) = y_{max} - y_{гр.}^f \approx 2$ /.

Для фрагментации  $\pi^- \rightarrow \pi^+$  -

$$R_{\pi^+}^f(y_{гр.}^f = 3,8) = 1,01 \pm 0,03$$

и  $y_{гр.}^f \geq 3,8$ . Неопределенность в оценке нижней границы  $y_{гр.}^f (\pm 0,2 \div 0,3)$  в пределах ошибок эксперимента не меняет значения полных относительных множественностей:

$$R_i^f = \frac{\langle n_i^f(\pi^- \nu_p) \rangle}{\langle n_i^f(\pi^- p) \rangle}, \quad /5/$$

по которым и определяется вклад различных диаграмм /рис.1,2/. Полученные значения  $\langle n_i^f \rangle$  и  $R_i^f$  для  $y_{гр.}^f(\pi^-) = 3,6$  и  $y_{гр.}^f(\pi^+) = 3,8$  приведены в таблице 4. Здесь же для иллюстрации приведены значения  $\langle n_i^f \rangle$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий при тех же значениях  $y_{гр.}^f(\pi^\pm)$ .

Интересно отметить, что полученные значения  $\langle n_i^f \rangle$  и  $\langle n_i^f \rangle$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий совпадают с  $\langle n_i^f \rangle$ , рассчитанными по АКМ с учетом образования легких и тяжелых резонансов / $\langle n_i^f \rangle = 0,95$  и  $\langle n_i^f \rangle = 0,45$ / /15/. Значения  $R_i^f$  равны вероятности  $V_1^{\pi}$  прохождения одного кварка через ядро без взаимодействия /рис.1б,в,2б,в/. Они оказались равными  $81 \pm 3\%$  для  $\nu_p = 2$

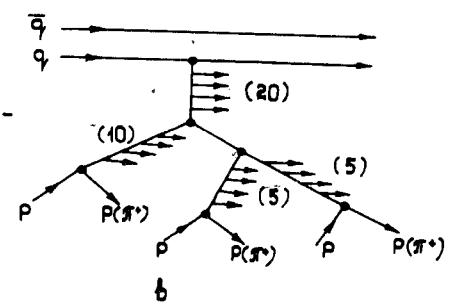
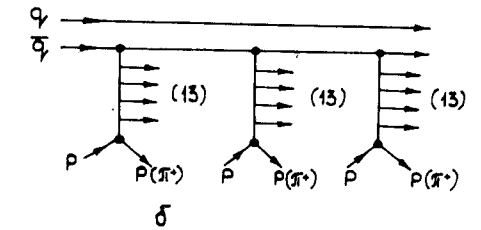
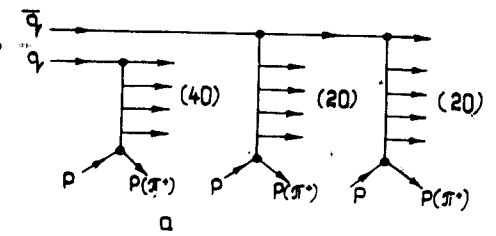


Рис.2. Кварк-партоновые диаграммы взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с тремя протонами ядра.

Таблица 4. Значения  $\langle n_1^f \rangle$  и  $R_1^f$  в области фрагментации мезонов

Тип взаимодействия	$\langle n_1^f \rangle$	$R_1^f(V_1^{\pi})$	$\langle n_2^f \rangle$	$R_2^f(V_1^{\pi})$
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X$	$0,95 \pm 0,01$	I	$0,46 \pm 0,01$	I
$\pi^- n \rightarrow \pi^- X$	$1,31 \pm 0,02$	I	$0,49 \pm 0,01$	I
$\pi^-(2p) \rightarrow \pi^+ X$ ( $Q=1$ )	$0,77 \pm 0,02$	$0,81 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,05$
$\pi^-(3p) \rightarrow \pi^+ X$ ( $Q=2$ )	$0,69 \pm 0,04$	$0,73 \pm 0,03$	$0,47 \pm 0,03$	$1,02 \pm 0,07$

и  $73 \pm 3$  % для  $\nu_p = 3^*$ . Отсюда получим, что вклад диаграмм, в которых оба кварка провзаимодействовали /рис.1а,2а/, невелик и составляет  $\nu_2^{\pi} = 19 \pm 3$  % и  $27 \pm 3$  % для  $\nu_p = 2$  и  $3$  соответственно ( $\nu_2^{\pi} = 1 - \nu_1^{\pi}$ ). Увеличение значения  $y_{\text{ГР}}^f(\pi^-)$  до  $4,0$ , где  $R(y_{\text{ГР}}^f) = 0,77 \pm 0,03$ , приводит к значениям  $V_1^{\pi}(\nu_p = 2) = (71 \pm 3)\%$  и  $V_1^{\pi}(\nu_p = 3) = (61 \pm 4)\%$ . Это означает, что если пренебречь каскадными процессами /см. /6/, то вклад диаграмм с перерассеянием кварков /рис.1б,2б/ является доминирующим / $V_1^{\pi} \geq 60-70$  %/. В рамках простой модели многократного рассеяния  $V_1^{\pi} / \nu_p = 2/ = 50\%$ , что меньше, чем получено в эксперименте /3,6/. Поэтому, по-видимому, в этих процессах, кроме перерассеяния кварков, имеют место и каскадные процессы /рис.1в,2в/.

В области фрагментации мишени ( $y \leq 1,0$ ) все типы диаграмм дают примерно одинаковую зависимость  $R_M^f$  от  $\nu_p$  ( $R_M^f \approx \nu_p$ ), которая не противоречит эксперименту /табл.5/. Для центральной области / $y_{\text{Ц}} = 1,0 \div 3,4$ / значения  $R_{\text{Ц}}(\pi^-) = 1,46 \pm 0,03$  для  $\nu_p = 2$ , в то время как  $R_{\text{Ц}} / \text{рис.1а}/ = 2$ ,  $R_{\text{Ц}} / \text{рис.1б}/ \approx 1,6$  и  $R_{\text{Ц}} / \text{рис.1в}/ \approx 0,8$ , если учесть, что сечения образования пионов в центральной области уменьшаются с уменьшением энергии в процессах типа рис.1б,в. Таким образом, и в этом случае  $V_2^{\pi} \leq 70\%$ . Если

\* Данные по  $R_{\pi^+}^f$  получены с большими ошибками, чем  $R_{\pi^-}^f$ . Кроме того, в них возможна небольшая "примесь" протонов, которая увеличивает значения  $R_{\pi^+}^f$ .

Таблица 5. Значения  $\langle n_1 \rangle$  и  $R_1$  в центральной области и в области фрагментации мишени

Тип взаимодействия	$\langle n_M^f(\pi^-) \rangle$	$R_M^f(\pi^-)$	$\langle n_{\text{Ц}}(\pi^-) \rangle$	$R_{\text{Ц}}(\pi^-)$
$\pi^+ p \rightarrow \pi^- X$	$0,16 \pm 0,01$	I	$1,53 \pm 0,01$	I
$\pi^-(2p) \rightarrow \pi^- X$ ( $Q=1$ )	$0,40 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,2$	$2,24 \pm 0,04$	$1,46 \pm 0,03$
$\pi^-(3p) \rightarrow \pi^- X$ ( $Q=2$ )	$0,53 \pm 0,03$	$3,3 \pm 0,03$	$2,41 \pm 0,07$	$1,58 \pm 0,04$

учесть, что из данных по  $R_1^f$  вклад диаграмм 1а составляет  $\approx 20\%$ , то вклад диаграмм 1б, в соответствии  $R_{\text{Ц}}(\pi^-) = 1,06 \pm 0,03$ . Это значение  $R_{\text{Ц}}(\pi^-)$  можно получить, если вклады диаграмм 1б, в примерно одинаковы. Аналогичный результат следует и из данных для  $\pi^-(3p)$ -взаимодействий /табл.5/. Более точные заключения о вкладах различных диаграмм можно получить при моделировании обсуждаемых процессов в рамках АКМ с учетом законов сохранения.

Данные по взаимодействиям протонов с ядрами углерода и тантала при  $p = 9,9$  ГэВ/с получены лишь для полных множественностей вторичных заряженных частиц /табл.2,3/. В этом случае удобно рассматривать множественности  $\pi^-$ -мезонов, которые образуются в неупругих взаимодействиях и хорошо идентифицируются в пузырьковых камерах. Диаграммы АКМ для  $\nu_p$ -взаимодействий полностью аналогичны приведенным на рис.1,2, при этом необходимо учесть, что протон состоит из трех кварков. В случае перерассеяния кварков мы будем предполагать, как и для  $\pi^- \nu_p$ -взаимодействий, что их энергия в среднем делится поровну. В табл.6 приведены значения  $\langle n_- \rangle$  для диаграмм с взаимодействием двух ( $\nu_p = 2$ ) и трех ( $\nu_p = 3$ ) кварков ( $\langle n_-(1) \rangle$ ), а также для перерассеяния одного кварка ( $\langle n_-(2) \rangle$ ). Они были получены из данных по  $\langle n_- \rangle$  для  $pp$ -взаимодействий при  $p = 9,9; 5,0$  и  $3,0$  ГэВ/с. В

Таблица 6. Значения  $\langle n_- \rangle$  для  $\nu_p$ -взаимодействий при  $p = 9,9$  ГэВ/с

$Q$	$\nu_p$	$\langle n_-(\text{Ta}) \rangle_{\text{экс.}}$	$\langle n_-(\text{C}) \rangle_{\text{экс.}}$	$\langle n_-(1) \rangle$	$\langle n_-(2) \rangle$
3	2	$1,15 \pm 0,08$	$1,08 \pm 0,08$	$1,22 \pm 0,06$	$0,71 \pm 0,01$
4	3	$1,18 \pm 0,10$	$0,89 \pm 0,16$	$1,8 \pm 0,1$	$0,60 \pm 0,06$

этом случае по модели многократного рассеяния для  $\nu_p=2$  соотношение между вкладами диаграмм с перерассеянием кварков и без него составляет  $1:2^{2/3}$  и  $\langle n_- \rangle = 1,04 \pm 0,04$ , что хорошо согласуется с  $\langle n_- \rangle_{\text{экс.}} = 1,08 \pm 0,08$  для  $pC$ -взаимодействий и не противоречит  $\langle n_- \rangle_{\text{экс.}} = 1,15 \pm 0,08$  для  $pTa$ -соударений /табл.6/. Аналогичный результат получается и для  $\nu_p = 3$ .

Таким образом, анализ данных по средней множественности вторичных пионов в многонуклонных взаимодействиях при  $E \leq 40$  ГэВ в рамках основных диаграмм АКМ показывает, что их невозможно описать без учета перерассеяния кварков и каскадных процессов  $^{2,3,6}$ . Вклад этих процессов велик и достигает /60-70%/. При обсуждаемых энергиях еще велики поправки, связанные с законами сохранения энергии-импульса. Поэтому представляет интерес получение аналогичных данных при более высоких энергиях, где разделение на центральную и фрагментационные области рождения частиц становится более однозначным. Дополнительную информацию о роли тех или иных диаграмм АКМ можно получить и из анализа корреляций  $^{14}$ .

Нам приятно поблагодарить Е.М.Левина, Ю.М.Шабельского и В.М.Шехтера за многочисленные полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисович В.В., Шабельский Ю.М., Шехтер В.М. ЯФ, 1978, 28, с.1063.
2. Золлер В.Р., Николаев Н.Н., Остапчук А.Я. В кн: Шестая школа физики ИТЭФ, вып. 3, с.3. Атомиздат, М., 1979.
3. Шабельский Ю.М. В кн: Шестая школа физики ИТЭФ, вып.3, с.50. Атомиздат, М., 1979.
4. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1980, 31, с.429.
5. Levin E.M., Ryskin M.G., Nikolaev N.N. Preprint CERN, TH-2780, 1979.
6. Шабельский Ю.М., Шехтер В.М. Препринт ЛИЯФ, № 524, Л., 1979.
7. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, 26, с.811.
8. Бацкович С. и др. ЯФ, 1977, 26, с.1034.
9. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.999.
10. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-12909, Дубна, 1979; Ахабабян Н.О. и др. ОИЯИ, P1-80-108, Дубна, 1980.
11. Абдинов О.А. и др. ОИЯИ, P1-11034, Дубна, 1977.
12. Шабельский Ю.М., Юлдашев Б.С. ЛИЯФ, № 487, Л., 1979.
13. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1979, 30, с.715.
14. Бацкович С. и др. ОИЯИ, P1-12777, Дубна, 1979.
15. Шехтер В.М., Щеглова Л.М. ЯФ, 1978, 27, с.1070.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июня 1980 года.

## Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
P1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна 1978. /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 1978.	5 р. 00 к.
P18-12147	Труды III совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач.	2 р. 20 к.

Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
P2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д-12965	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Минск, 1979.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979.	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:

101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79,

издательский отдел Объединенного института ядерных исследований