

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-619

В.Б.Виноградов, Ю.А.Кульчицкий*

АНАЛИЗ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ 5 ГэВ/с В РАМКАХ ЛУНДСКОЙ МОДЕЛИ
ЦВЕТНЫХ СТРУН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики АН БССР, Минск

1986

Введение

Целью настоящей работы является анализ $P\bar{p}$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с в рамках лундской модели цветных струн /1,2/. Проведение такого исследования обусловлено двумя причинами. Во-первых, в результате многолетних исследований $P\bar{p}$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ /3/ собран обширный экспериментальный материал /4-19/, нуждающийся в адекватной теоретической интерпретации. Во-вторых, появилась теоретическая модель - лундская модель цветных струн, позволяющая, в принципе, описать широкий круг характеристик адрон-адронных взаимодействий в отличие от других моделей, которые в лучшем случае описывают лишь частные характеристики этих взаимодействий (см., например, обзор /20,21/)*

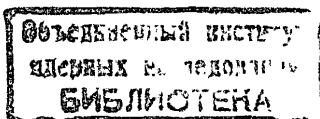
Эта модель использовалась ранее в основном для описания адрон-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях (см., например, обзоры /2,24/, работы /25,26/ и ссылки в них).

Поэтому естественен вопрос о "работоспособности" модели при относительно низких (5 ГэВ) энергиях и в малоисследованном с ее помощью классе $P\bar{p}$ -взаимодействий.

Модель

Лундская модель /1,2/ для мягких столкновений адронов основана на следующих основных принципах. Адроны рассматриваются как протя-

* Большими возможностями в описании адрон-адронных взаимодействий обладают также модель кварк-глюонных струн /22/ и кварк-партоновая модель /23/.



женные объекты, "мешки", содержащие цветные кварки *. При столкновении адронов мешки "сцепляются", а крайние кварки (дикварки) мешков продолжают движение и натягивают цветные трубки (струны). Кварки в конце струн называют L -кварками (лидирующими), а кварки, ближайшие к центральной области, - I -кварками (взаимодействующими).

С течением времени струны "рвутся" в результате туннельного образования из вакуума кварк-антикварковых пар, что приводит к образованию системы адронов. При этом конечные адронные состояния определяются только свойствами струны и не зависят от ее "истории", т.е. от того, как и в каком процессе она была образована. Фрагментация струны рассматривается как стохастический процесс типа: струна \rightarrow адрон + остаток струны. Остаток струны фрагментирует далее подобно уменьшенной копии первоначальной струны.

Для расчетов мы использовали версию программы Lund-Monte-Carlo, детально описанную в работе ^{/28/}. Расчеты производились на ЭВМ СДС-6500. Следуя ^{/25,26/}, мы модифицировали модель введением случайного поворота суммарного импульса Π^- -мезонной (протонной) струны относительно направления сталкивающихся частиц в с.ц.и. на угол, задаваемый распределением $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-4\rho_{\perp}^2)$, где ρ_{\perp} - суммарный поперечный импульс струны.

Сравнение расчетов по модели с экспериментальными данными по Π -взаимодействиям при 5 ГэВ/с выявило следующие расхождения. Во-первых, в наборе эксклюзивных процессов, генерируемых программой Lund-Monte-Carlo ^{/28/}, отсутствовали реакции $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^0$, $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0 \pi^0, \dots, \pi^- p \rightarrow \Lambda K^0, \dots$, соответствующие так называемым 0-лучевым событиям. Между тем сечение 0-лучевых событий при 5 ГэВ/с не мало - 1,4 мб ^{/29/}. Во-вторых, оказалось, что рассчитанное по "стандартной" модели среднее число вторичных нейтронов на одно неупругое взаимодействие составляет $\langle N_n \rangle = 0,3$. В то же время, как следует из экспериментальных данных, при 5 ГэВ/с ^{/30/} $\langle N_n \rangle = 0,49 \pm 0,03$; при 4 ГэВ/с - $\langle N_n \rangle = 0,47 \pm 0,01$ (на основе парциаль-

* В дальнейшем развитии модели ^{/27/} адроны стали представлять как цветную вихревую линию, помещенную в цветной сверхпроводящий вакуум. Поле такой линии эквивалентно полю цепочки цветных диполей, выстроенных вдоль этой линии. Для взаимодействия адронов предполагается механизм обмена импульсами отдельных "дипольных звеньев" сталкивающихся адронов. В результате взаимодействия образуются две конечные системы с валентными конститuentами адронов в конечных точках. Предполагается, что эти системы фрагментируют по прежней схеме ^{/27/}.

ных сечений процессов с нейтронами в конечном состоянии, приведенных в ^{/31/} и $\langle N_n \rangle = 0,39 \pm 0,04$ (по измерениям ^{/32/} в пропановой пузырьковой камере вторичных взаимодействий, вызванных нейтронами).

Для получения согласия с экспериментом мы модифицировали модель, введя:

- а) "аннигиляционный" канал;
- б) процедуру "перемешивания" I - кварков.

Аннигиляционный канал был устроен следующим образом. Π^- -мезон состоит из \bar{u} -, d -кварков, а протон - из u -, u -, d -кварков. В лундской модели этим кваркам случайным образом присписывается статус - являются ли они L -кварками или I -кварками. Наша модификация заключалась в следующем. Если I -кварками оказывались \bar{u} -кварк из Π^- -мезона и u -кварк из протона, то осуществлялись переходы $u\bar{u}$ -пары в кварк-антикварковые пары других сортов: с вероятностью P_s - в $s\bar{s}$, с вероятностью P_d - в $d\bar{d}$; с вероятностью P_u состояние I -кварков не изменялось - $u\bar{u}$. Величины $P_s = 0,1$ и $P_u = P_d = 0,45$ были оценены на основе экспериментальных данных (сечений 0-лучевых событий со странными частицами и без них).

"Перемешивание" I -кварков производилось следующим образом. Если I -кварками оказывались d -кварк из Π^- -мезона и u -кварк из протона, то в 50% случаев выполнялась их перестановка $u \rightleftharpoons d$. Благодаря этому повышалась доля событий с нейтронами в конечном состоянии. Аналог этого механизма можно усмотреть в кварковой комбинаторике, в процедуре "перемешивания" кварков ^{/33/}. Случайное перемешивание кварков производится также в кварк-партонной модели ^{/22/}.

Таким образом, в модифицированном варианте модели вместо одной протонной струны (uud) получаются как протонная, так и нейтронная (udd) и Λ -гиперонная (uds) струны. Среднее число вторичных нейтронов на одно неупругое взаимодействие выросло до $\langle N_n \rangle = 0,41$.

Перейдем теперь к сравнению предсказаний модели с экспериментальными данными. Это сравнение будет касаться, в основном, Π -взаимодействий при 5 ГэВ/с. Однако в ряде случаев мы будем приводить данные и при других энергиях и сопоставлять с соответствующими выполненными нами расчетами в рамках данной модифицированной модели.

Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными

При сравнении предсказаний модели с экспериментальными данными примем следующую процедуру. Будем считать, что предсказания согласу-

ются с экспериментом, если отличие составляет менее четырех стандартных отклонений *.

а) Сечения процессов

В таблицах I-3 приведены экспериментальные данные по сечениям инклюзивных процессов /9,10,12,15/

$$\pi^- p \rightarrow c X, \quad (I)$$

Таблица I. Сечения инклюзивных процессов $\pi^- p \rightarrow c X$

c	σ , мб	
	эксп.	модель
π^-	30,6±1,4	30,6
π^+	20,6±1,0	17,6
π^0	29,2±0,7	30,0
γ	61,4±2,1	61,6
Λ	0,80±0,06	1,03
K_S^0	0,83±0,06	0,84

Таблица 2. Сечения (в мб.) реакций $\pi^- p \rightarrow N + n, \pi^- + n, \pi^+ + m \pi^0$

m	$n + m \pi^0$		$n \pi^+ \pi^- + m \pi^0$	
	Эксп.	Модель	Эксп.	Модель
0			1,97±0,13	0,95
1	0,13±0,013	0,34	2,49±0,5	2,72
2	0,84±0,13	0,54	1,23±0,2	1,9
3	0,16±0,09	0,13	0,54±0,1	0,41
4	0,13±0,03	0,09	0,35±0,06	0,25
5	0,12±0,02	0,03	0,04±0,02	0,03
m	$n 2\pi^+ 2\pi^- + m \pi^0$		$p \pi^+ 2\pi^- + m \pi^0$	
0	1,10±0,03	0,44	1,84±0,04	1,51
1	1,33±0,23	0,93	1,91±0,29	3,01
2	0,68±0,1	0,5	1,17±0,14	1,58
3	0,16±0,03	0,05	0,70±0,07	0,21
4			0,09±0,02	0,06

* Мы добавили одно стандартное отклонение, чтобы учесть возможные систематические ошибки в сечениях.

Таблица 3. Сечения (в мб.) $\pi^- p$ -взаимодействий с образованием странных частиц.

m	$\Lambda K^0 + m \pi^0$		$\Sigma^0 K^0 + m \pi^0$		$\Lambda K^0 \pi^+ \pi^- + m \pi^0$	
	Эксп.	Модель	Эксп.	Модель	Эксп.	Модель
0	31±8	30	9±6	8	174±38	84
1	55±18	82	21±10	30	117±72	86
2	19±8	36	18±8	8		
3	8±5	20	5±5	7		
m	$n K^0 \bar{K}^0 + m \pi^0$		$p K^+ K^0 + m \pi^0$		$p \pi^- K^0 \bar{K}^0 + m \pi^0$	
0	85±12	21	60±6	66	36±6	51
1	39±16	24	24±10	61	36±10	16
2	21±14	14		25	20	18
3	10	12				
m	$\Lambda K^+ 2\pi^- \pi^+ + m \pi^0$		$p K^+ K^0 2\pi^- + m \pi^0$			
0	23±7	33	13±6	20		
1	21±7	24	8±4	2		
2	1,3±0,6	1				
m	$n K^+ K^0 \pi^+ + m \pi^0$		$n K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- + m \pi^0$			
0	80±12	24	66±10	11		
1	64±22	9	21±17	1		

где $c = \pi^-, \pi^+, \pi^0, \gamma, \Lambda, K_S^0$, по сечениям эксклюзивных реакций с образованием нуклонов и Π -мезонов /5,6,8,34/

$$\pi^- p \rightarrow N + n, \pi^- + n, \pi^+ + m \pi^0, \quad (2)$$

сечениям эксклюзивных реакций с образованием странных частиц /14-16/. Как видно из этих таблиц, предсказания модели в основном согласуются с экспериментом: из 55 цитируемых сечений только в 10 наблюдается расхождение. При этом модель воспроизводит измеренные сечения процессов, отличающиеся почти на 5 порядков, таких, как *

$$\pi^- p \rightarrow \gamma + X, \quad (3)$$

(сечение $\approx 61,4$ мб) и

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0, \quad (4)$$

(сечение ≈ 1 мб).

* В процессе (3) γ -кванты - не прямые, а вторичные - от распадов π^0, η, η' - мезонов.

б) Множественности частиц

В таблице 4 приведены средние множественности $\langle n \rangle$ частиц γ, π^0, K_S^0 и Λ , образуемых в P^-p -взаимодействиях при 5 ГэВ/с, и средние величины продольных в системе центра масс $P_{||}^*$ и поперечных импульсов P_{\perp} . Наблюдается общее согласие с предсказаниями лундской модели.

Таблица 4. Средние характеристики частиц $\gamma, \pi^0, K_S^0, \Lambda$, образуемых в P^-p -взаимодействиях при 5 ГэВ/с (импульс в ГэВ/с)

	γ		π^0	
	Эксп.	Модель	Эксп.	Модель
$\langle n \rangle$	$2,58 \pm 0,07$	2,65	$1,28 \pm 0,05$	1,30
$\langle P_{ }^* \rangle$	$0,060 \pm 0,003$	0,042		0,078
$\langle P_{\perp} \rangle$	$0,172 \pm 0,003$	0,16	$0,298 \pm 0,008$	0,273
$\langle P_{\perp}^2 \rangle$	$0,050 \pm 0,002$	0,043	$0,126 \pm 0,007$	0,104
	K_S^0		Λ	
$\langle n \rangle$	$0,035 \pm 0,002$	0,036	$0,034 \pm 0,003$	0,044
$\langle P_{ }^* \rangle$		0,105		-0,30
$\langle P_{\perp} \rangle$	$0,38 \pm 0,01$	0,34	$0,41 \pm 0,01$	0,38
$\langle P_{\perp}^2 \rangle$		0,154		0,18

На рис. 1а приведено распределение по множественности заряженных частиц. Сплошная линия (здесь и далее) — предсказания лундской модели, пунктир — аппроксимация по эмпирической формуле Чижевского-Рыбицкого /35/. Модель предсказывает меньшее количество 6-10 — лучевых событий, чем наблюдается на эксперименте. Изменение параметра, определяющего оставшуюся энергию в струне, ниже которой фрагментация струны прекращается, с 1 до 0,1 ГэВ не привело к лучшему согласию.

На рис. 1б приведена энергетическая зависимость средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle = f(E_{сцм})$ ($E_{сцм} = \sqrt{s}$ — полная энергия в системе центра масс). Предсказания лундской модели качественно согласуются с экспериментом, но теоретическая кривая проходит систематически ниже. Пунктир — степенная параметризация.

На рис. 2а изображена зависимость среднего числа π^0 -мезонов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от энергии налетающей частицы $\langle n_{\pi^0} \rangle = f(s)$. Предсказания модели качественно согласуются с экспериментом, но в области 20-100 ГэВ кривая проходит выше. Другие кривые (пунктир) представляют степенную и логарифмическую параметризации.

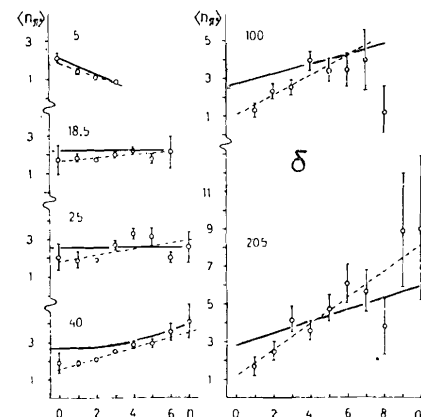
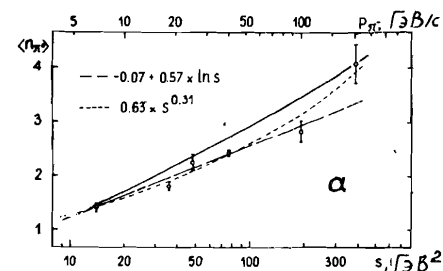
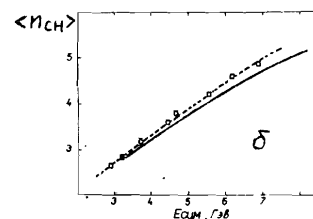
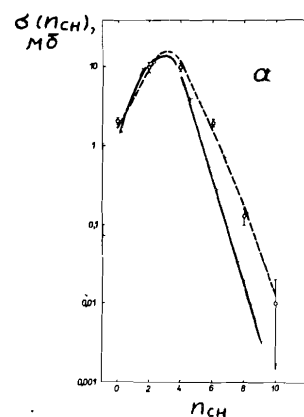


Рис. 1. а) Распределение по множественности заряженных частиц n_{ch} для P^-p -взаимодействий при 5 ГэВ/с. б) Энергетическая зависимость средней множественности заряженных частиц.

Рис. 2. а) Энергетическая зависимость средней множественности π^0 -мезонов в P^-p -взаимодействиях. б) Корреляции между средним числом π^0 -мезонов и множественностью отрицательно заряженных частиц при различных импульсах налетающего P^- -мезона.

Экспериментальные исследования адрон-нуклонных взаимодействий выявили (см., например, обзор /19/) существование корреляций в выходах заряженных частиц и нейтральных пионов, проявляющихся в зависимости среднего числа π^0 -мезонов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от множественности ассоциированных отрицательно заряженных частиц n_- . Такие данные для P^-p -взаимодействий показаны на рис. 2б. Экспериментальные зависимости $\langle n_{\pi^0} \rangle = f(n_-)$ удовлетворительно описываются линейной зависимостью (пунктир). Одно из ранних теоретических предсказаний линейной зависимости получено автором работы /36/.

Лундская модель достаточно хорошо воспроизводит эти корреляционные зависимости - уменьшение числа Π^0 -мезонов с ростом числа заряженных частиц при энергии 5 ГэВ, независимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{ch} при энергиях 18-25 ГэВ и рост $\langle n_{\pi^0} \rangle$ при увеличении n_{ch} при энергиях 40 ГэВ и выше. Некоторое отличие от эксперимента наблюдается при энергии 40 ГэВ - модель предсказывает завышенные значения при малых множественностях заряженных частиц.

На рис. 3 представлены распределения по ассоциативной множественности, т.е. по множественности заряженных частиц n_{ch} , образующихся в полуинклюзивной реакции

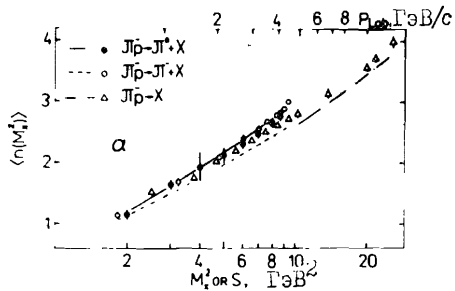
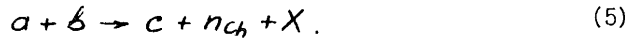
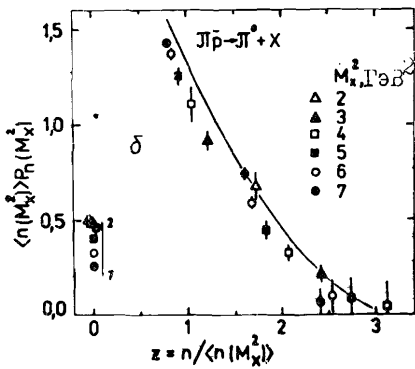
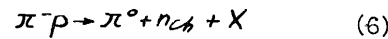


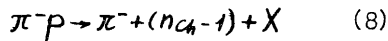
Рис. 3. Характеристики реакции $\pi^- p \rightarrow n_{ch} + \pi^0 + X$.



На рис. 3а приведены экспериментальные значения средних ассоциативных множественностей $\langle n(M_x^2) \rangle$ и $\langle n(s) \rangle$ для реакций



а также средняя ассоциативная множественность для реакции



при 5 ГэВ /13, 37/. Данные для реакции (6) и (8) хорошо согласуются с зависимостью $\langle n(M_x^2) \rangle$, предсказываемой лундской моделью. Предсказания же модели

для реакции (7) находятся систематически ниже экспериментальных точек.

Обобщение КНО-скейлинга /38/ на случай ассоциативной множественности привело к соответствию /39/

$$\langle n(s, M_x^2) \rangle P_n(s, M_x^2) = \varphi(s, M_x^2, z) \xrightarrow[s \rightarrow \infty, M_x^2 \rightarrow \infty]{} \varphi(z), \quad (9)$$

где $z = n / \langle n(s, M_x^2) \rangle$.

На рис. 3б приведены распределения $\varphi(M_x^2, z)$ для набора значений M_x^2 . Теоретическая кривая воспроизводит эту зависимость, проходя несколько выше экспериментальных точек.

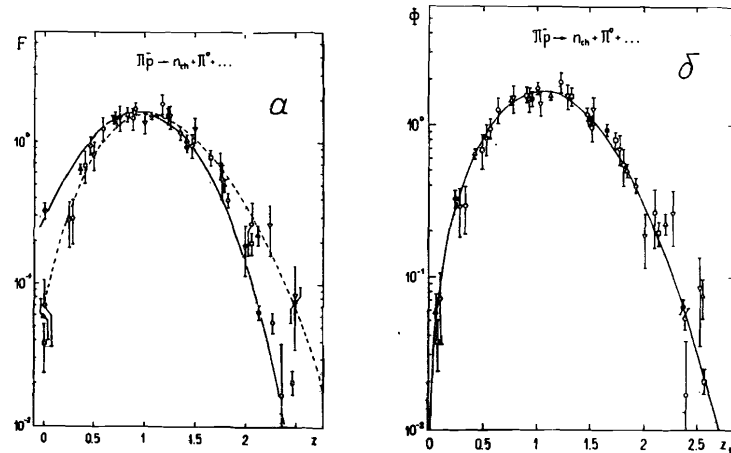


Рис. 4. Характеристики реакции $\pi^- p \rightarrow n_{ch} + \pi^0 + X$: а) Зависимость $F = \frac{\langle n_{ch} \rangle \sigma_{n_{ch}}(\pi^0)}{\langle n_0 \rangle \sigma_{in}}$ от $z = n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$ для $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с - \bullet , 18,5 ГэВ/с - \diamond , 25 ГэВ/с - \square , 40 ГэВ/с - \triangle , 100 ГэВ/с - \circ , 205 ГэВ/с - ∇ . Пунктир - результат аппроксимации $p\bar{p}$ и $\bar{p}p$ данных. б) Зависимость $\Phi = \langle n_{ch} \rangle \sigma_{n_{ch}}(\pi^0) / \langle n_0 \rangle \sigma_{in}$ от величины $z_1 = z + \frac{\alpha}{\langle n_{ch} \rangle^2}$.

На рис. 4 представлены полуинклюзивные сечения образования Π^0 -мезонов /18/:

$$\sigma_{n_{ch}}(\pi^0) = \langle n_0 \rangle n_{ch} \sigma_{n_{ch}}$$

для реакции (6) при 5 - 205 ГэВ/с в рамках скейлингового соотношения /40/

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \sigma_{n_{ch}}(\pi^0)}{\langle n_0 \rangle \sigma_{in}} = F\left(z = \frac{n_{ch}}{\langle n_{ch} \rangle}, s\right) \xrightarrow[s \rightarrow \infty]{} \Phi(z),$$

где $\Phi(z)$ - функция, не зависящая явным образом от энергии, $\langle n_0 \rangle n_{ch}$ - средняя множественность Π^0 -мезонов для событий с заряженными частицами. Предсказания лундской модели согласуются с данными при 5 ГэВ/с (рис. 4а). Использование новой переменной /18/

$$z_1 = z + \alpha / \langle n_{ch} \rangle^2$$

(где $\alpha = 1,81$ - подобранный в $/18/$ параметр), эквивалентное сдвигу данных по оси z на величину, зависящую от энергии, позволяет описать зависимость, полученной для 5 ГэВ/с, всю совокупность данных при 5 - 205 ГэВ/с (рис. 4б).

в) Процессы $\pi^-p \rightarrow \gamma X$ и $\pi^+p \rightarrow \pi^0 X$

На рис. 5-6 представлены различные характеристики инклюзивного процесса (3).

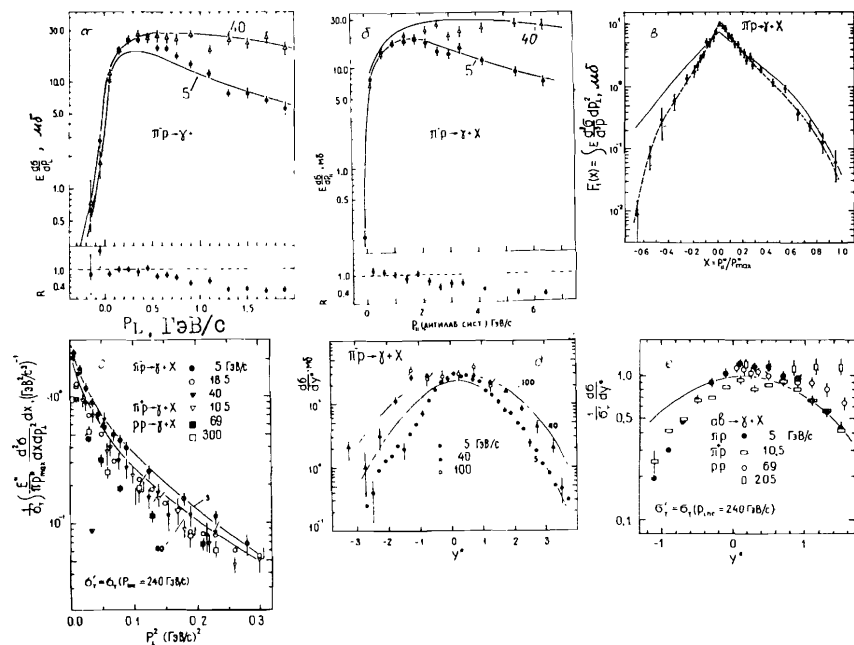


Рис. 5. Характеристики реакции $\pi^-p \rightarrow \gamma X$.

На рис. 5а и 5б показаны дифференциальные сечения $E \frac{d\sigma}{dP_{\perp}}$ в лабораторной и антилабораторной системах в процессе (3) при энергиях 5 $/7/$ и 40 $/41/$ ГэВ. Представление данных в такой форме использовалось для проверки гипотезы предельной фрагментации $/42/$, в области фрагментации мишени (малые продольные импульсы в лабораторной системе) и в области фрагментации пучка (малые P_{\perp} в антилабораторной системе). Модель воспроизводит эти данные, хотя теоретическая кривая при 5 ГэВ/с для $E \frac{d\sigma}{dP_{\perp}}$ в лабораторной системе для импульсов 0,2-

- 0,7 ГэВ/с проходит существенно ниже экспериментальных данных.

На рис. 5в показано инвариантное дифференциальное сечение

$$F_1(x) = \int \frac{E^*}{\pi P_{\text{МАКС}}^*} \frac{d^2 \sigma}{dx dP_{\perp}^2} dP_{\perp}^2 \quad (10)$$

в зависимости от переменной Фейнмана $x = P_{\perp}^* / P_{\text{МАКС}}^*$ для процесса (3) при 5 ГэВ/с. Предсказания модели качественно согласуются с этой зависимостью. Однако модель предсказывает большой выход событий в областях фрагментации пиона и протона по сравнению с экспериментом. Варьирование параметра "с", определяющего степенную зависимость функции фрагментации струны

$$f(z) \sim (1-z)^c, \quad (11)$$

где z - доля энергии-импульса, приобретаемой адрон, по отношению к полной энергии-импульсу струны, в интервале 0,3 - 0,7 ("стандартное значение" с равно 0,5) не привели к улучшению согласия. Пунктиром показана экспоненциальная параметризация этого распределения $/9/$.

На рис. 5г приведена компиляция экспериментальных данных $/19/$ для реакций $\pi^+p \rightarrow \gamma X$ и $pp \rightarrow \gamma X$ в интервале энергий 5 - 300 ГэВ для нормированного инвариантного распределения

$$F_2(P_{\perp}^2) / \sigma'_T$$

$$F_2(P_{\perp}^2) = \int (E^* / \pi P_{\text{МАКС}}^*) (d^2 \sigma / dx dP_{\perp}^2) dx \quad (12)$$

в зависимости от P_{\perp}^2 . В качестве нормировочных сечений σ'_T использованы полные сечения π^+p -, π^-p - и pp -взаимодействий при 240 ГэВ/с $/29/$. Сплошные линии - расчеты по лундской модели для 5 и 40 ГэВ/с. Эти расчеты хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

На рис. 5д и 5е представлены дифференциальные сечения $d\sigma/dy^*$ (рис. 5д) и нормированные дифференциальные сечения $\frac{1}{\sigma'_T} \frac{d\sigma}{dy^*}$ (рис. 5е) в зависимости от быстроты $y^* = \frac{1}{2} \ln((E^* + P_{\parallel}^*) / (E^* - P_{\parallel}^*))$ для процесса (3) при 5 $/7/$, 40 $/43/$ и 100 ГэВ $/44/$, а также для π^+p (10,5 ГэВ) $/45/$ и pp -взаимодействий (при 69 ГэВ $/46/$ и 205 ГэВ $/47/$). При энергиях 5 ГэВ значение сечения $d\sigma/dy^*$ в области $0 \leq |y^*| \leq 0,6$ достигает максимума и в пределах погрешностей совпадает с сечениями при 40 и 100 ГэВ. Область максимальных значений сечений $d\sigma/dy^*$ с ростом энергии становится шире. Лундская модель воспроизводит эти свойства. Однако для 5 ГэВ/с она предсказывает больший выход событий в области фрагментации протонной струны (при $y^* < 0$), чем наблюдается на эксперименте.

На рис. 6а и 7 показаны энергетические зависимости нормирован-

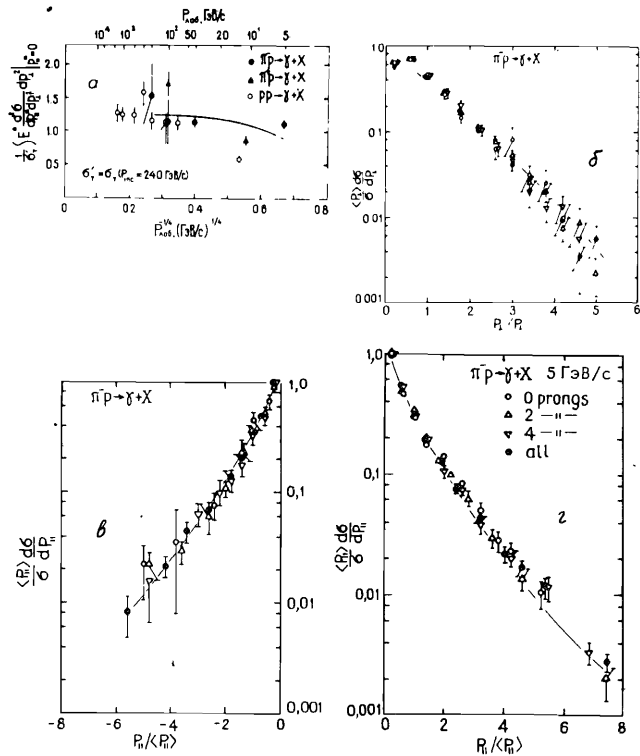


Рис. 6. Характеристики реакции $\pi^- p \rightarrow \gamma X$.

ного инвариантного сечения $F_1(s, x)/\sigma_T'$ при $P_{II}^* = 0$ для реакции (3), а также для реакций



Такое представление инвариантного сечения в зависимости $P_{lab}^{-1/4}$, где P_{lab} - импульс налетающей частицы, вытекает из моллер-реджевского подхода к анализу инклюзивных реакций /48/. Модель правильно описывает эти зависимости для реакций (3) и (I5).

На рис. 6б - 6г - 8в - 8г представлены инклюзивные спектры /10, II/ реакций (3) и (I5) в рамках гипотезы скейлинга в среднем.

Согласно предсказаниям гипотезы скейлинга в среднем /49/ одночастичные инклюзивные распределения продольных и поперечных импуль-

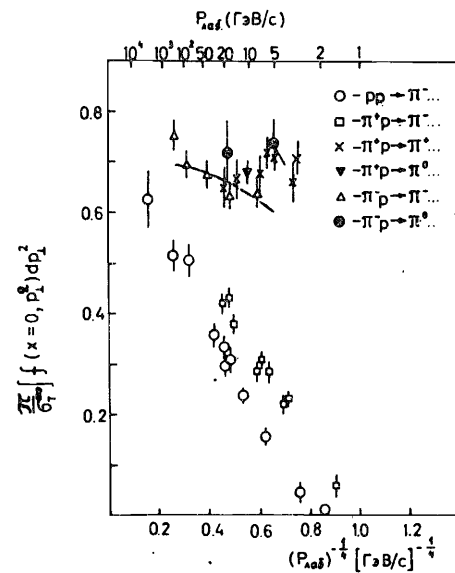


Рис. 7. Зависимость нормированного инвариантного дифференциального сечения $F_1(x)/\sigma_T'$ при $P_{II}^* = 0$ для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$ от $P_{lab}^{-1/4}$. Приведены также данные для других реакций.

сов в реакциях множественного образования частиц должны подчиняться скейлинговому соотношению:

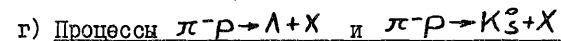
$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(P_{II} / \langle P_{II} \rangle)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Phi_{II} \left(\frac{P_{II}}{\langle P_{II} \rangle} \right), \quad (I6)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(P_L / \langle P_L \rangle)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Phi_L \left(\frac{P_L}{\langle P_L \rangle} \right), \quad (I7)$$

где Φ_{II} и Φ_L не зависят от начальной энергии, от множественности вторичных частиц, а также типа сталкивающихся частиц, $\langle P_{II} \rangle$ и $\langle P_L \rangle$ - соответствующие средние величины.

Модель хорошо воспроизводит распределения по нормированным продольным $P_{II} / \langle P_{II} \rangle$ и поперечным $P_L / \langle P_L \rangle$ импульсам.

На рис. 8а, б для реакции (I5) представлены инвариантные дифференциальные сечения $E d\sigma/dP_{II}$ в зависимости от P_{II} в лабораторной системе (рис. 8а) и нормированное инвариантное дифференциальное сечение $F_1(x)$ в зависимости от x (рис. 8б). В случае распределения $E d\sigma/dP_{II}$ предсказания модели только качественно согласуются с экспериментом, а для $F_1(x)$ количественное согласие наблюдается лишь при $x > 0,2$. Как и для реакции (3), наблюдается повышенная фрагментация протонной струны при больших $|x|$.



На рис. 9 представлены характеристики инклюзивных реакций с образованием странных частиц - K_S^0 -мезонов и Λ -гиперонов:



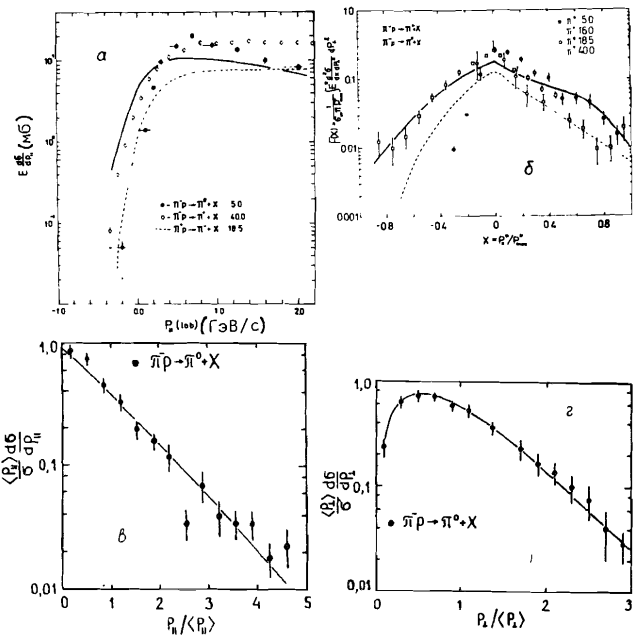


Рис. 8. Характеристики реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$.

энергетической зависимостью $F_1(x)/k_T^2 |_{P_{11}^* = 0} = f(P_{\perp \text{яд}})$, описывающая увеличение выхода K_S^0 -мезонов и уменьшение выхода Λ -гиперонов.

Заключение

Сопоставление различных характеристик $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с с предсказаниями модифицированной лундской модели показало, что модель удовлетворительно воспроизводит большую совокупность этих экспериментальных данных. Таким образом, модель "работоспособна" при 5 ГэВ. Желательно улучшение предсказаний модели для сечений ряда эксклюзивных процессов (табл. 2,3) и для инвариантных сечений реакций (3) и (15) в области $x \approx 0$ и в области фрагментации протонной струны. Возможно, что развитие модели [27] исправит этот недостаток.

Авторы благодарны Ю.А.Будагову, А.А.Богущу и Л.Г.Морозу за постоянный интерес к данной работе и ценные советы, Р.Г.Бадаляну, Л.Н.Гердюкову, И.М.Граменицкому, В.Г.Гришину, Б.З.Копелиовичу, Н.К.Кущици, А.К.Лиходеду, Ю.Ф.Ломакину, Г.М.Мартинской, Г.Т.Торосяну, В.Б.Флягину, Л.Шандору, П.В.Шляпникову за полезные обсуждения, Б.В.Батуне за предоставление варианта программы для ЭВМ СДС-6500 и полезные обсуждения.

Литература

1. Andersson B. et al. Nucl. Phys., 1981, **178**, p. 242.
2. Andersson B. Phys. Rep., 1983, v. 97, p. 31.
3. Богомолов А.В. и др. ПТЭ, 1964, № I, с. 61.
4. Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1970, II, с. 395.
5. Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1970, т. I2, с. I222.
6. Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1972, т. I5, с. II65.
7. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1975, т. 22, с. I269.
8. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1976, т. 23, с. 978.
9. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1977, т. 26, с. I20.
10. Абросимов А.Т. и др. ЯФ, 1978, т. 27, с. 406.
11. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1978, т. 27, с. 995.
12. Антош Я. и др. ОИЯИ, РИ-80-246, Дубна, 1980.
13. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. I5II.
14. Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1977, т. 25, с. II95.
15. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, т. 27, с. I2I2.
16. Будагов Ю.А. и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 98I.
17. Budagov Yu.A. et al. Czechoslovak Journ. of Phys., 1976, v. 26, p. 1271.

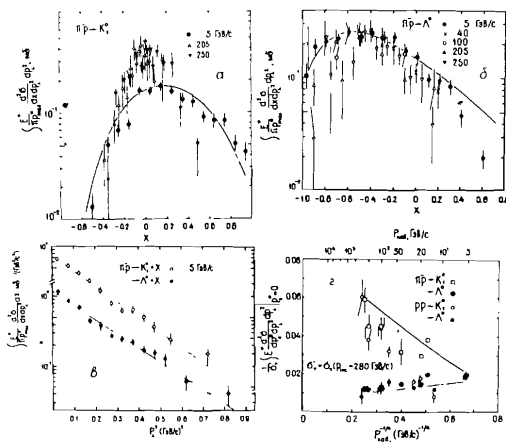


Рис. 9. Характеристики реакций с образованием странных частиц $\pi^- p \rightarrow K_S^0 X$ и $\pi^- p \rightarrow \Lambda X$.

$$\pi^- p \rightarrow K_S^0 + X, \quad (19)$$

инвариантные сечения $F_1(x)$ в зависимости от x (рис. 9а и 9б), инвариантное сечение $F_2(P_1^2)$ в зависимости от P_1^2 (рис. 9в) и энергетическая зависимость нормированного инвариантного сечения $F_1(x)/k_T^2$ при $P_{11}^* = 0$ в зависимости от $P_{\perp \text{яд}}$ (рис. 9г). Приведены также данные при энергиях 40, 100, 205 и 250 ГэВ (см. обзор [19]). Предсказания лундской модели хорошо согласуются с экспериментальными данными при 5 ГэВ/с, а также с

ванного инвариантного сечения $F_1(x)/k_T^2$ при $P_{11}^* = 0$ в зависимости от $P_{\perp \text{яд}}$ (рис. 9г). Приведены также данные при энергиях 40, 100, 205 и 250 ГэВ (см. обзор [19]). Предсказания лундской модели хорошо согласуются с экспериментальными данными при 5 ГэВ/с, а также с

18. Budagov Yu.A. et al. JINR, E1-9501, Dubna, 1976.
19. Будагов Ю.А. и др. ЭЧАЯ, 1980, т. II, с. 687.
20. Collins P.D.V., Martin A.D. Rep. Prog. Phys., 1982, 45, p. 335.
21. Fialkowski K., Kittel W. Rep. Prog. Phys., 1983, 46, p. 1283.
22. Кайдалов А.Б. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 494; ЯФ, 1981, т. 33, с. 1369. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. ЯФ, 1986, т. 43, с. 1545.
23. Cerny V. et al. Phys. Rev., 1978, v. D18, p. 2409.
24. De Wolf E.A. Invited talk at XV Symposium on Multiparticle Dynamics, LUND, 1984.
25. Ажиненко И.В. и др. ЯФ, 1985, т. 41, с. 338.
26. Князев В.В. и др. ЯФ, 1986, т. 43, с. 95.
27. Andersson B. et al. Preprint Lund University, LU TP86-3, Lund, 1986.
28. Sjostrand T. Comp. Phys. Comm., 1982, v. 27, p. 243.
29. Flaminio V. et al. CERN-HEBA 83-01, Geneva, 1983.
30. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ, 1977, т. 25, с. 983.
31. Bondar L. et al. Nuovo Cim., 1964, v. 31A, p. 485, 729.
32. Бекмирзаев Р.Н. и др. ЯФ, 1984, т. 39, с. 1212.
33. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl. Phys., 1973, v. B55, p. 455; Волошин С.А. и др. ЯФ 1982, т. 35, с. 1006.
34. Bottcher H. et al. Rev. Roum. Phys., 1974, v. 19, p. 81.
35. Czyzewski O., Rybicki K. Nucl. Phys., 1972, v. 47, p. 663.
36. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. Preprint IRB-TP-72/3, Zagreb; Fizika, 1973, 5, p. 67.
37. Журавлева Л.И. и др. ОИЯИ, I-10555, Дубна, 1977.
38. Koba Z. et al. Nucl. Phys., 1972, v. B40, p. 317.
39. Barshay S. et al. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1390.
40. Dao F.T., Whitmore J. Phys. Lett., 1973, v. B46, p. 252.
41. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1974, т. 20, с. 384.
42. Benecke J. et al. Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
43. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т. 17, с. 1235.
44. Berger E.L. et al. Preprint CERN (D.Ph. II) Phys. 74-27, Geneva, 1974.
45. Elliot J.R. et al. Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 83.
46. Baratov M. et al. Nucl. Phys., 1976, v. 111B, p. 529.
47. Charlton G. et al. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1759.
48. Mueller A.H. Phys. Rev., 1970, v. D2, p. 2963.
49. Dao F.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 389.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 1986 года.

Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. P1-86-619
Анализ π^-p -взаимодействий при 5 ГэВ/с в рамках
лундской модели цветных струн

В рамках лундской модели цветных струн выполнен детальный анализ экспериментальных данных по π^-p -взаимодействиям при 5 ГэВ/с. Приведены примеры расхождений предсказаний модели с экспериментом. Показано, что для удовлетворительного описания данных необходимо произвести некоторую модификацию модели.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С. Виноградовой

Vinogradov V.B., Kulchitskij Yu.A. P1-86-619
Analysis of π^-p -Interactions at 5 GeV/c in the
Framework of the Lund Colour String Model

In the framework of the Lund colour string model the detailed analysis of the experimental data on π^-p -interactions at 5 GeV/c has been performed. Examples of the discrepancies between the model predictions and the experiment are given. It is shown that for the satisfactory description of the data it is necessary to make some model modification.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986