

80-700

С 323.5



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

583/1-81

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P2-80-700

В.С.Барашенков, Н.В.Славин

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ АППРОКСИМАЦИЯ  
НЕУПРУГИХ  $\pi$ -N ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Направлено в "Acta Physica Polonica"*

1980

В работах <sup>1,2/</sup> получены феноменологические выражения для инклюзивных релятивистски-инвариантных распределений нуклонов и мезонов в неупругих N-N столкновениях, хорошо согласующиеся с экспериментом при энергиях  $T \geq 5$  ГэВ. В настоящей работе аналогичные выражения предлагаются для неупругих  $\pi$ -N взаимодействий.

Распределения "сохраняющихся" частиц /мезона при  $x > 0$  и вылетающего в противоположную полусферу нуклона с  $x < 0$ / мы будем описывать выражением, которое с точностью до численных значений коэффициентов совпадает с использовавшимся в работе <sup>1/</sup> выражением для спектра лидирующих частиц в N-N столкновениях. Соответствующие значения коэффициентов указаны в табл. 1 и 2\*.

К "несохраняющимся" частицам в  $\pi$ -N столкновении кроме частиц с изменившимися знаками заряда относятся также нуклон и мезон, сохранившие знак заряда, но вылетающие в полусферы, противоположные направления движения соответствующих первичных частиц /например, в случае  $\pi^-$ -p взаимодействия это протон с  $x > 0$  и  $\pi^-$ -мезон с  $x < 0$ /. Инклюзивный спектр несохраняющихся частиц, мезонов и нуклонов,  $E \cdot d^3\sigma_{nc} / dp^3$  мы также выберем в том же виде, как для N-N столкновений /см. формулу /1/ в работе <sup>2/</sup>, где надо считать  $x = |x|$ /. Соответствующие значения коэффициентов приведены в табл. 5. Эти значения применимы как для  $x > 0$ , так и для  $x < 0$ . Исключение составляет лишь коэффициент "b", величина которого для  $x < 0$  указана в скобках.

Рис. 1 и 2 иллюстрируют хорошее согласие выбранных аппроксимаций с опытом.

На следующем рисунке и в табл. 4 приведены данные по средней множественности вторичных частиц

$$\langle n_x \rangle = \sigma_{in}^{-1} \int (E \frac{d^3\sigma_c}{dp^3}) \frac{d^3p}{E} + \sigma_{in}^{-1} \int (E \frac{d^3\sigma_{nc}}{dp^3}) \frac{d^3p}{E}, \quad /1/$$

где интегрирование спектров сохраняющихся и несохраняющихся частиц выполняется по соответствующим значениям  $x$  /передним

\* Мы используем те же стандартные обозначения, что и в работах <sup>1,2/</sup>. Далее везде  $T$  - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

Таблица 1

Значения коэффициентов для расчета спектров сохраняющихся  $\pi$ -мезонов и нуклонов в области  $|x| < 0,7$

Реакция \ Коэфф.	Коэфф.								
	a	b	c	d	e	g	$\mu$	u	v
$\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$	85	15	-0,6	6,4	0,3	-3,2	1,26	5	0,04
$\pi^{\pm} p \rightarrow p + \dots$	2,1	0,16	0,04	6,2	0,1	5,5	1,26	1,3	-0,25

Таблица 2

Значения коэффициентов для расчета спектров сохраняющихся  $\pi$ -мезонов и нуклонов в области  $|x| \geq 0,7$

Одинаковые для всех реакций:				$\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$		$\pi^{\pm} p \rightarrow p + \dots$	
A				-		1,5	
R				-		0,02	
$\alpha$				-		0,8	
i	$\alpha_i$	$\beta_i$	$\gamma_i$	$G_i$	$R_i$	$G_i$	$R_i$
1	0	0	1,5	3,7	1,7	32	1,1
2	0,5	-0,5	1,5	6,5	4,6	36	5,3
3	0	-1,0	0,2	0,1	1,4	-	-

и задним полусферам вылета частиц/. Расчетные кривые близки к экспериментальным точкам. При  $T \geq 100$  ГэВ экспериментальные значения  $\langle n_{ch} \rangle$  систематически располагаются несколько выше расчетной кривой. Это обусловлено тем, что измеряемая на опыте суммарная множественность всех заряженных частиц на величину множественности странных частиц и антипротонов  $\langle n_{s,p} \rangle$  больше расчетных значений  $\langle n_{ch}^* \rangle = \langle n_p \rangle + \langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$ .

Как и в случае  $p-p$  взаимодействий /см. [2]/, наибольшей оказывается множественность частиц сохраняющегося знака заряда. Не зависящей от заряда множественность мезонов становится лишь при очень высоких энергиях:  $T \geq 10^3$  ГэВ. Вместе с тем доля рож-

Таблица 3

Значения коэффициентов для спектра несохраняющихся частиц

Кoeffиц.	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + \dots$	$\pi^+ p \rightarrow \pi^0 + \dots$	$\pi^+ p \rightarrow p + \dots$	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + \dots$
a	20	22	1,5	20
b	1,8(2,6) *	1,7(2) *	4	2,6
c	0,02	0,01	-0,02	0,02
d	2,2	1,4	1,5	1,4
f	0,01	0,04	-0,1	0,01
g	1,6	0,55	1,8	1,6
h	II	II	6	6

\*Для области  $x < 0$ .

Таблица 4

Относительная величина множественности нейтральных и заряженных мезонов в неупругих  $\pi^- p$  -взаимодействиях

$T$ , ГэВ	$\langle n_{\pi^0} \rangle / \langle n_{\pi^\pm} \rangle$	
	расчет	опыт
7	0,41	$0,40 \pm 0,12$ [5-7]
10	0,44	-
25	0,46	$0,47 \pm 0,05$ [8]
40	0,46	$0,45 \pm 0,01$ [9]
100	0,47	$0,46 \pm 0,06$ [18] *
205	0,48	$0,56 \pm 0,09$ [19] *
$10^3$	0,49	-

\* С использованием значения  $\langle n_{\pi^\pm} \rangle = \langle n_{ch} \rangle_{exp} - \langle n_p \rangle_{theor}$

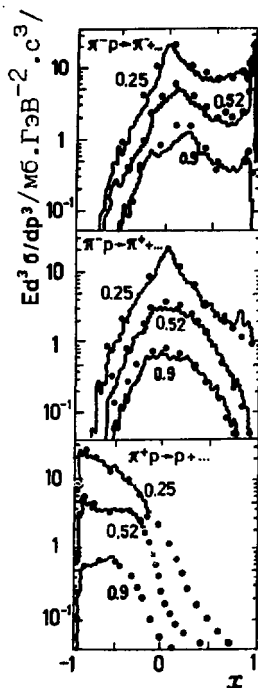
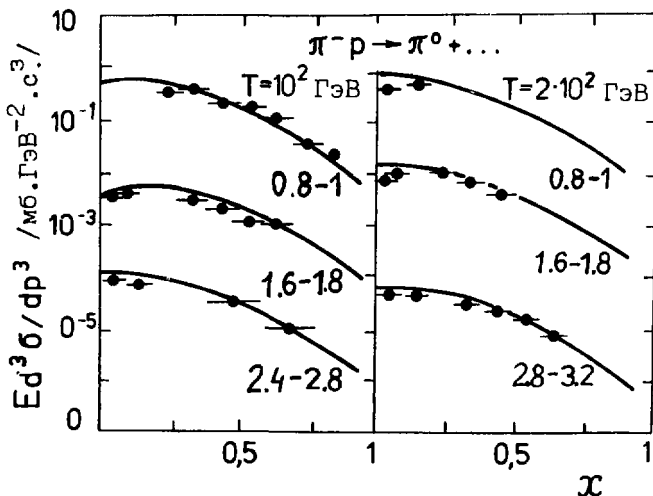


Рис.1. Дифференциальные распределения заряженных частиц в неупругих  $\pi$ -N столкновениях. Точки - расчет для  $T = 16$  ГэВ. Экспериментальные кривые взяты из работ /3,4/. Около кривых указаны соответствующие значения  $p_{\perp} / \text{ГэВ}/c$ . Теоретические спектры протонов при  $x < 0$  и  $\pi^-$ -мезонов при  $x > 0$  рассчитаны по формуле для сохраняющихся частиц. Оставшиеся части спектров этих частиц и спектр  $\pi^+$ -мезонов выполнены по формуле для несохраняющихся частиц.

Рис.2. Дифференциальные распределения  $\pi^0$ -мезонов, рождающихся в  $\pi^-$ -p столкновениях при энергии  $T$ . Кривые - расчет. Экспериментальные точки взяты из работы /5/. Около кривых указаны значения  $p_{\perp} / \text{ГэВ}/c$ .



дающихся  $\pi^0$ -мезонов во всем интервале энергий  $T \gg 1$  ГэВ остается почти постоянной:  $\langle n_{\pi^0} \rangle / \langle n_{\pi^\pm} \rangle \approx 40-50\%$ .

Средние поперечные импульсы сохраняющихся нуклонов и мезонов оказываются заметно большими по сравнению с практически одинаковыми поперечными импульсами остальных частиц /см. табл.5, где в качестве примера рассмотрено  $\pi^-$ -р взаимодействие/. Энергетическая зависимость  $\langle p_\perp \rangle$  очень слабая.

Выделенный характер сохраняющихся частиц проявляется и в величине их энергии, которая значительно, особенно для нуклона, превосходит энергию остальных частиц. Например, в случае  $\pi^-$ -р взаимодействий средняя энергия протонов в системе центра масс  $\langle T_p \rangle \approx T^{1/2}$  подобно тому, как это имеет место при р-р столкновениях. В то же время энергия мезонов  $\sim T^\alpha$ , где  $\alpha \approx 0,3$ ; при этом  $\langle T_{\pi^+} \rangle \approx \langle T_{\pi^0} \rangle$ , а энергия  $\pi^-$ -мезонов, среди которых наряду с сохраняющимися имеются быстрые лидирующие частицы, оказывается приблизительно в полтора раза большей /см. рис.4/.

При одной и той же первичной энергии  $T$  кинетическая энергия вторичных мезонов в  $\pi$ -N столкновениях в среднем на 10-20% больше, чем в случае N-N взаимодействий /в системе центра масс/.

В экспериментальных работах часто рассматривается коэффициент неупругости  $\langle K \rangle$ , характеризующий затраты энергии на образование новых частиц. В случае  $\pi$ -N взаимодействий этот коэффициент определяется менее однозначно, чем для N-N взаимодействий. В соответствии с его физическим смыслом коэффициент  $\langle K \rangle$  следовало бы определить как

$$\langle K \rangle = 1 - \langle T_N \rangle + \langle T_{\pi_{LID}} \rangle + M_N + M_\pi / \sqrt{s} . \quad /2/$$

где  $\langle T_N \rangle$  и  $\langle T_{\pi_{LID}} \rangle$  - средние кинетические энергии вторичного нуклона и лидирующего  $\pi$ -мезона,  $M_N$  и  $M_\pi$  - их массы. Однако в настоящее время нет общепринятых критериев выделения лидирующей частицы среди других сохраняющихся частиц и соотношение /2/ часто заменяется формулой

$$\langle K \rangle = \langle \Delta E_\pi \rangle / \sqrt{s} , \quad /3/$$

где  $\langle \Delta E_\pi \rangle$  - суммарная средняя энергия всех вторичных мезонов в системе центра масс за вычетом средней энергии одного вторичного мезона  $\langle E_{\pi^\pm} \rangle = \langle T_{\pi^\pm} \rangle + M_{\pi^\pm}$ . Рассчитанные таким образом для случая  $\pi^-$ -р взаимодействий значения  $\langle K \rangle$  вместе с известными экспериментальными данными приведены в табл.6.

Величина  $\langle K \rangle$ , определенная по формуле /2/, почти вдвое превосходит коэффициент неупругости N-N взаимодействий /см.

работу  $^{1/1}$  и возрастает при увеличении энергии первичной частицы Т. Это обусловлено большим вкладом лидирующего мезона.

Таблица 5

Средний поперечный импульс вторичных частиц в неупругом  $\pi^-$ -p взаимодействии

Т, ГэВ	$\langle P_{\perp p} \rangle$ , ГэВ/с	$\langle P_{\perp \pi^-} \rangle$ , ГэВ/с	$\langle P_{\perp \pi^+, \pi^0} \rangle$ , ГэВ/с
10	0,42 (0,42±0,03) [23,24] *	0,36	0,30 (0,30±0,02) [23,24]
20	0,43 (0,42±0,04) [22]	0,37 (0,37±0,01) [25,26]	0,32
40	0,43	0,38 (0,356±0,004) [27]	0,33 (0,369±0,004) [27]
$10^2$	0,44	0,39	0,34
$10^3$	0,45	0,40	0,35
$5 \times 10^3$	0,46	0,42	0,36

\* В скобках указаны экспериментальные данные.

Таблица 6

Коэффициенты неупругости  $\pi^-$ -p взаимодействий в системе центра масс

Т, ГэВ	$\langle K_p \rangle$	$\langle K \rangle$	
		Расчет	Опыт [28/
7	0,30	0,47	0,49±0,08
10	0,30	0,48	0,57±0,05
16	0,30	0,51	0,56±0,06
$10^2$	0,29	0,59	-
$10^3$	0,26	0,67	-

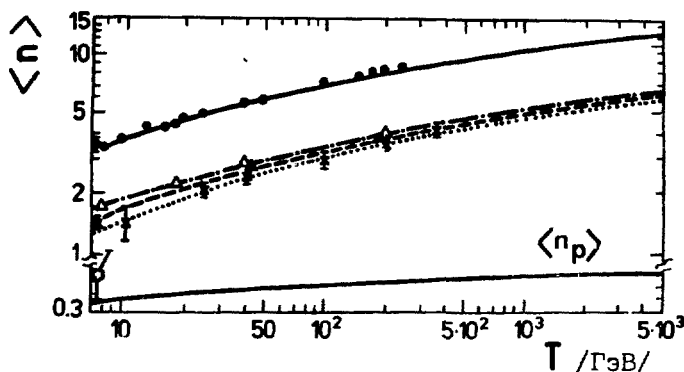


Рис.3. Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих  $\pi^-p$  взаимодействиях. Сплошные кривые - расчетные значения  $\langle n_p \rangle$  и  $\langle n_{ch}^* \rangle$ . Штрих-пунктирная, точечная и пунктирная кривые - расчетные значения  $\langle n_{\pi^-} \rangle$ ,  $\langle n_{\pi^0} \rangle$ ,  $\langle n_{\pi^+} \rangle$ . Значками  $\circ$ ,  $\bullet$ ,  $\Delta$ ,  $\triangle$ ,  $\times$  нанесена экспериментальная множественность  $\langle n_p \rangle$ ,  $\langle n_{ch}^* \rangle$ ,  $\langle n_{\pi^-} \rangle$ ,  $\langle n_{\pi^0} \rangle$ ,  $\langle n_{\pi^+} \rangle$  /6-21/.

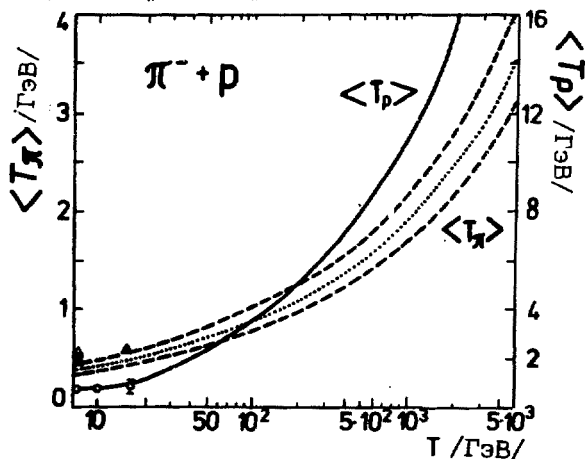


Рис.4. Средняя кинетическая энергия вторичных частиц в неупругих  $\pi^-p$  -взаимодействиях /система центра масс/. Сплошная кривая - энергия протонов. Верхняя и нижняя пунктирные кривые - соответственно  $\langle T_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle T_{\pi^+} \rangle$ . Точечная кривая - средняя энергия заряженных мезонов. Значками  $\Delta$  нанесены усредненные экспериментальные данные для заряженных мезонов, значки  $\circ$  - экспериментальные данные для протонов /25,28-31/.



Таблица 7

Относительная доля энергии, затрачиваемая в  $\pi^-p$  взаимодействиях на образование  $\pi^0$ -мезонов в лабораторной системе координат

Т, ГэВ	Расчет	Опыт
10,5	0,19	0,22±0,01 /32/
18,5	0,20	0,21±0,01/33,34/
40	0,23	0,25±0,01/34/
10 <sup>2</sup>	0,24	-
10 <sup>3</sup>	0,26	-
5·10 <sup>3</sup>	0,27	-

Проще обстоит дело с парциальными коэффициентами неупругости, относящимися ко вторичному нуклону и  $\pi$ -мезонам, заряд которых отличается от заряда первичного мезона

$$\langle K_x \rangle = \langle n_x \rangle \{ \langle T_x \rangle + M_x / \sqrt{s} \} / 4$$

Неоднозначность этих коэффициентов связана лишь с выбором системы координат. Как и в случае N-N взаимодействий, протонный коэффициент неупругости  $\langle K_p \rangle$  практи-

чески не зависит от энергии Т, мезонные коэффициенты неупругости очень медленно увеличиваются с ростом Т /см. табл.6 и 7/. При всех энергиях  $T \geq 10$  ГэВ отношение коэффициентов неупругости несохраняющихся мезонов различных знаков заряда /например,  $\langle K_{\pi^0} \rangle / \langle K_{\pi^+} \rangle$  в случае  $\pi^-p$  столкновений/ с точностью до нескольких процентов равно единице.

Из приведенных данных видно, что аппроксимирующие выражения для дифференциальных распределений сохраняющихся и несохраняющихся частиц  $E d^3\sigma / d^3p^3$  позволяют "свернуть" большие объемы экспериментальной информации. С помощью этих выражений можно получить достаточно точные оценки различных величин в тех областях кинематических переменных, для которых еще нет измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barashenkov V.S., Slavin N.V. Acta Phys.Pol. (in print); ОИЯИ, P2-80-533, Дубна, 1980.
2. Barashenkov V.S., Slavin N.V. Acta Phys.Pol. (in print); ОИЯИ- P2- 80-694, Дубна, 1980.
3. Dentschman M. Amsterdam Int.Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, 1971, p.153.
4. Ferbel T. Report of Rochester Univ. UR-408, Rochester, 1973.
5. Donaldson C. et al. Phys.Rev., 1978, B73, p.375.
6. Биргер Н.Г. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, с.1461.
7. Любимов В.Б. и др. ОИЯИ, P-974, Дубна, 1962.
8. Айнутдинов М.С. и др. ЖЭТФ, 1963, 44, с.413.

9. Elbert J.W. et al. Nucl.Phys., 1970, B19, p.85.
10. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, 17, с.1235.
11. Binkley M.E. et al. Phys.Lett., 1973, B45, p.295.
12. Bogert D. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1271.
13. Berger E.L. et al. Nucl.Phys., 1974, B77, p.365.
14. Fong D. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.736.
15. Elias J.E. Fermilab-Pub-79/47-Exp, Batavia, 1979.
16. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, 25, с.591.
17. Бацкович С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1225.
18. Erwin J. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.254.
19. Berger E.L. et al. Report CERN/D.Ph./Phys., 74-27, Geneva, 1974.
20. Bogert D. et al. Report NAL-Conf.-74/55-Exp., Batavia, 1974.
21. Nagopian S. et al. Report FSU HEP 76-12, Florida, 1976.
22. Antinucci M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1973, 6, p.121.
23. Bigi A. et al. Proc. of the XI Int.Conf. on High Energy Phys., 1962, CERN, p.247.
24. Ferbel T., Taft H. Nuovo Cim., 1963, 28, p.1214.
25. Goldsack S.J. et al. Nuovo Cim., 1962, 23, p.941.
26. Ferrero M.I. et al. Nuovo Cim., 1963, 27, p.1066.
27. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, 18, с.545.
28. Varashenkov V.S. et al. Fort.d.Phys., 1967, 15, p.435.
29. Grote G. et al. Proc. of the XI Int.Conf. on High Energy Phys., 1962, CERN, p.64.
30. Боос Э.Г. и др. Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
31. Heider G. Report Int. für Radiumforschung und Kernphysik, Wien, 1963.
32. Elliot J.R. et al. Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, 1974.
33. Biswas N.N. et al. Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, 1974.
34. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1976, 23, с.365.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 октября 1980 года.