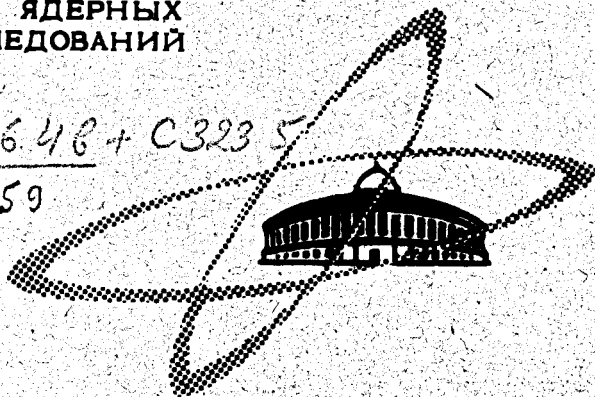


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

С 346.46 + С 323 5

Г-859



76/1-71

P1 - 5431

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов, Д.К. Копылова,
В.Б. Любимов, Б.С. Юдашев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0 (m = 1, 2, 3)$
И $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0 (m = 1, 2)$
ПРИ $p_{\text{с}} = 4$ ГЭВ ПО СТАТИСТИЧЕСКОЙ
И АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛЯМ

1970

Гришин В.Г., Иногамов Ш.В., Копылова Д.К.,
Любимов В.Б., Юлдашев Б.С.

P1-5431

Анализ реакций $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2, 3$) и $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2$)
при $p_c = 4$ ГэВ по статистической и анизотропной моделям

Реакции $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2, 3$) и $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2$)
при $p_c = 4$ ГэВ анализируются в рамках статистической и анизотропной
моделей. Показано, что основные черты этих процессов можно описать
с помощью анизотропной модели.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1970**

Grishin V.G., Inogamov Sh.V., Kopylova D.K.,
Lyubimov V.B., Yuldashev B.S.

P1-5431

Analysis of $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2, 3$) and
 $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2$) Reactions at
 $p_c = 4$ GeV According to the Statistical, and
Anisotropic Models

$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2, 3$) and $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2$)
reactions at $p_c = 4$ GeV are analysed in the framework of the
statistical and anisotropic models. It is shown that the basic charac-
teristics of these processes can be described by using the anisot-
ropic model.

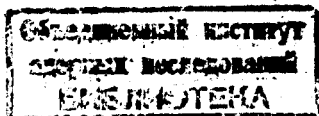
**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970**

P1 - 5431

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов,* Д.К. Копылова,
В.Б. Любимов, Б.С. Юлдашев*

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi^-p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2, 3$)
И $\pi^-p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^- m \pi^0$ ($m = 1, 2$)
ПРИ $p_{с.л.} = 4$ ГЭВ ПО СТАТИСТИЧЕСКОЙ
И АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛЯМ

Направлено в "Известия АН УзССР"



* Институт ядерной физики АН Узбекской ССР, Ташкент

В последнее время интенсивно исследуются процессы множественного образования π -мезонов в пион-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях. Для анализа таких взаимодействий используются различные модели: статистическая, мультипериферические и пр.

В настоящей работе проводится анализ реакций типа:

$$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- m \pi^0 \quad (m = 1, 2, 3) \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^- m \pi^0 \quad (m = 1, 2) \quad (2)$$

при $p_s = 4$ Гэв в рамках статистической модели и модели с заданной анизотропией вторичных нейтронов ("анизотропная" модель). Часть экспериментальных результатов по этим реакциям (сечения парциальных каналов, распределения по эффективным массам, угловые и импульсные распределения вторичных π -мезонов) опубликованы в работах ^{/1,2/}.

§1. Анализ по статистической модели

В рамках обычной статистической модели можно определить соотношения между сечениями реакций с различной зарядовой конфигурацией

частиц в конечном состоянии, но с фиксированным числом вторичных частиц.

В таблице I приводятся вычисленные значения отношений сечений реакций с одинаковой множественностью пионов вместе с имеющимися экспериментальными данными по $\pi^- p$ - взаимодействиям при $\epsilon = 4 \text{ ГэВ}$. Видно, что экспериментальные отношения сечений, парциальных каналов в пределах ошибок согласуются с вычисленными значениями.

Таблица I

Множественность пионов n	Предсказание статистической модели ^{x/}	Эксперимент ^{xx/}
3	$\frac{W_3(1,2,0)}{W_3(1,1,1)} = 0,6$	$0,83 \pm 0,18$
4	$\frac{W_4(1,1,2)}{W_4(1,2,1)} = 0,9$	$1,00 \pm 0,19$
4	$\frac{W_4(1,1,2)}{W_4(2,2,0)} = 1,84$	$1,91 \pm 0,38$
4	$\frac{W_4(1,2,1)}{W_4(2,2,0)} = 2,04$	$1,92 \pm 0,13$
5	$\frac{W_5(1,1,3)}{W_5(2,2,1)} = 0,47$	$0,33 \pm 0,17$

^{x/} Обозначение $W_n(n_+, n_-, n_0)$ соответствует весу определенной зарядовой конфигурации с n_+ π^+ - мезонами; n_- π^- - мезонами и n_0 π^0 - мезонами.

^{xx/} Сечения каналов $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$
 $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$
 $\pi^- p \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^-$
 взяты из работы /3/, остальные данные получены в наших работах /1,2/.

Среднее число π^0 -мезонов на одно взаимодействие типа (1) оказалось равным $n_{\pi^0}^{\text{экс}} = 1,7 \pm 0,1$ и совпадает со значением, ожидаемым по статистической теории, $n_{\pi^0}^{\text{т}} = 1,7^{4/}$. То же самое наблюдается и для реакции (2):

$$n_{\pi^0}^{\text{экс}} = 1,25 \pm 0,15 \quad \text{и} \quad n_{\pi^0}^{\text{т}} = 1,2.$$

Проведено сравнение со статистической моделью импульсных характеристик вторичных частиц. Для этого была использована программа случайных звезд ФОРС^{5/}. В каждом канале реакций (1) и (2) разыгрывалось не менее 10000 звезд.

В таблице II приводятся средние значения поперечных импульсов (\bar{P}_{\perp}) π^{\pm} -мезонов из реакций (1) и (2) вместе с результатами расчётов по статистической модели.

Как видно из таблицы II, средние значения поперечных импульсов π^{\pm} -мезонов из реакции (1) согласуются со значением \bar{P}_{\perp} , предсказываемым статистической теорией, с точностью $\approx 5\%$. В случае реакции (2) согласие несколько хуже. Это может быть связано с примесью протонов среди вторичных положительных частиц с импульсом в л.с.к. большим 1 Гэв/с (по оценкам примесь протонных состояний составляет $\lesssim 10\%$). Действительно, если отбросить случаи с импульсом вторичных положительных частиц > 1 Гэв/с, то согласие улучшается (третья строка таблицы II).

Перейдем к импульсным распределениям. На рис. 1 приводится зависимость $\bar{P}_{\perp} = f(P_{\parallel}^*)$ для π^{\pm} -мезонов из реакции (1) (P_{\parallel}^* - продольный импульс π -мезонов в с.ц.м.). Гладкие кривые (сплошные линии) - расчёт по статистической модели^{x/}.

^{x/} Следует отметить, что при аналогичном сравнении, проведенном в работе^{1/}, учитывались не все каналы реакции (1). Этот учёт улучшает согласие для малых P_{\parallel}^* .

Таблица II

Реакция	Эксперимент		Статистическая модель \bar{P}_\perp (Мэв/с)
	$\bar{P}_\perp \pi^-$ (Мэв/с)	$\bar{P}_\perp \pi^+$ (Мэв/с)	
$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^0$	329 ± 4	341 ± 4	$328 \pm 13^{x/}$
$\pi^- p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	270 ± 6	281 ± 7	$246 \pm 3^{x/}$
$\pi^- p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ ($P_+ < 1$ Гэв/с)	241 ± 7	238 ± 7	$233 \pm 3^{x/}$

^{x/} Ошибки связаны с неопределенностью определения сечений каналов реакций (1) и (2).

Для π^- -мезонов согласие со статистической моделью несколько хуже, чем для π^+ -мезонов ($\chi^2 = 18$ при числе точек $n = 20$ для π^+ -мезонов против $\chi^2 = 33$ при $n = 23$ для π^- -мезонов). Достаточно хорошо описываются распределения поперечных импульсов π^\pm -мезонов (см. рис. 2).

Кривые, полученные по статистической модели, не описывают распределения продольных импульсов π^\pm -мезонов в с.п.м. как для реакции (1), так и для реакции (2) (рисунки 3 и 4). Резко противоречит статистической модели распределение по $\Delta_{\pi^+ \pi^- \gamma}^2$ ($\Delta_{\pi^+ \pi^- \gamma}^2$ - квадрат четырехимпульса, переданного системе частиц $\pi^+ \pi^- \gamma$ в реакции (1)), приведенное на рис. 5, и угловые распределения π^+ -мезонов в с.п.и. (рис. 6 и 7).

В связи с этим была рассмотрена т.н. "анизотропная" модель, которая позволила описать все рассмотренные выше распределения.

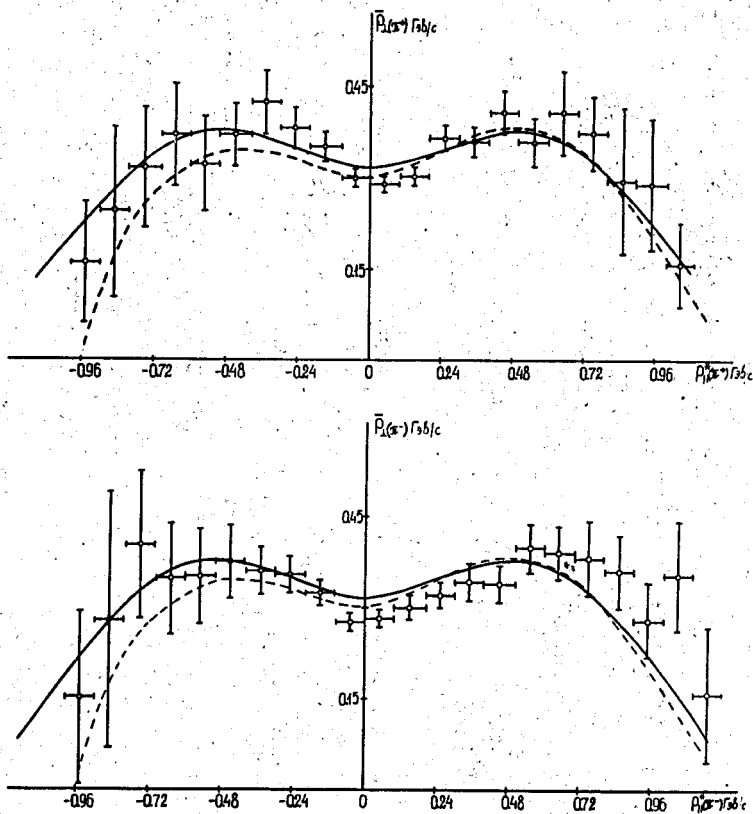


Рис. 1.

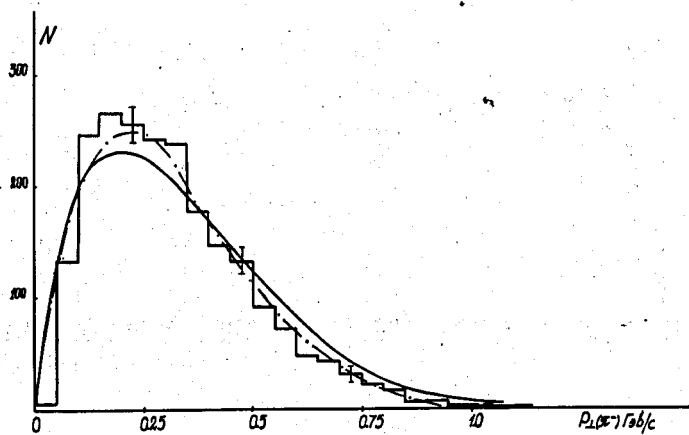
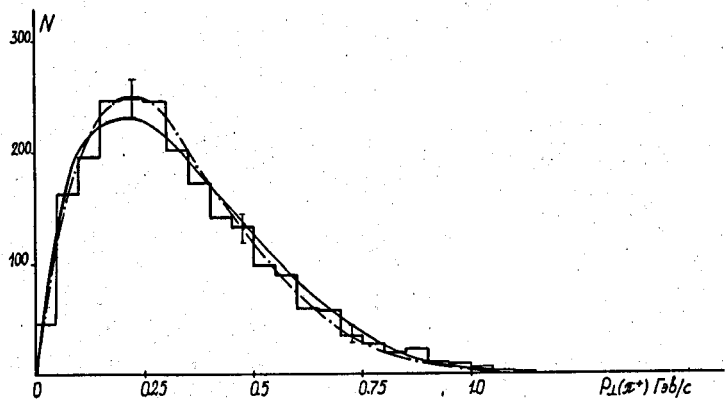


Рис. 2.

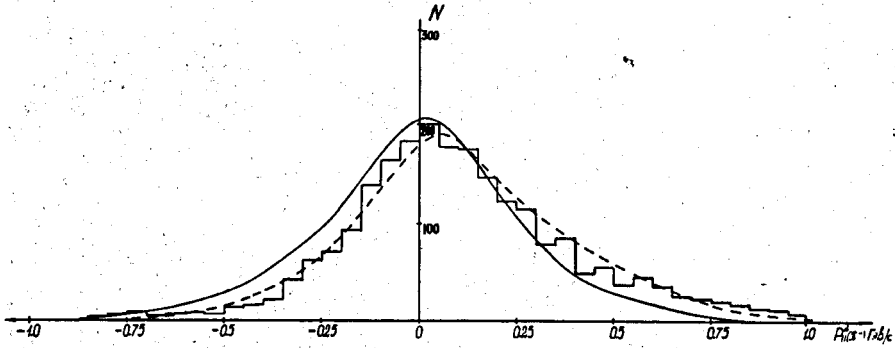
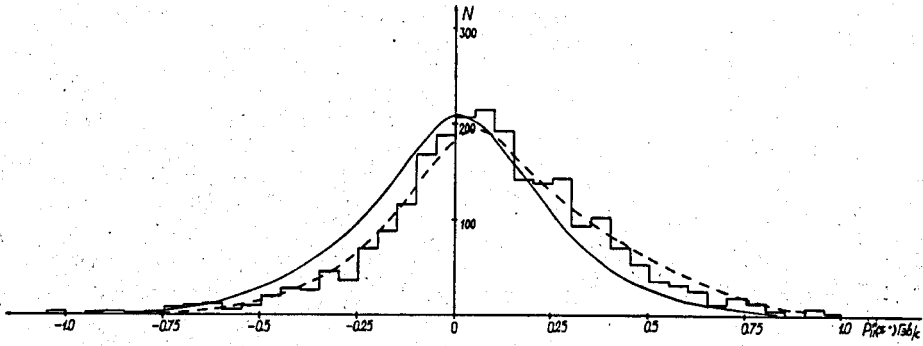


Рис. 3.

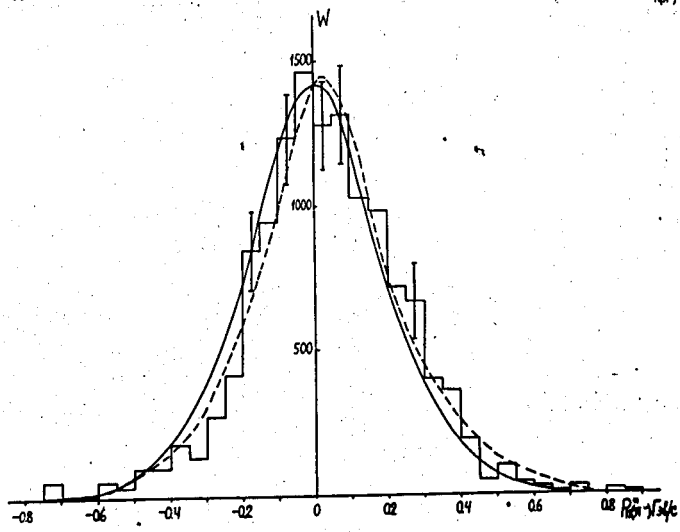
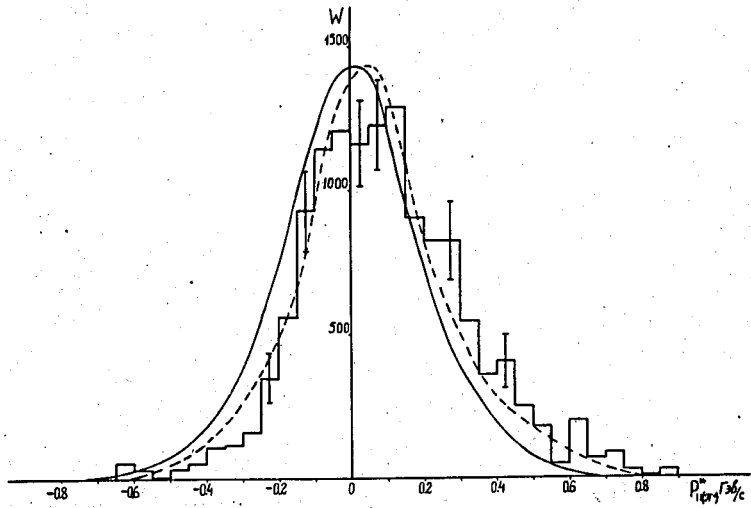


Рис. 4.

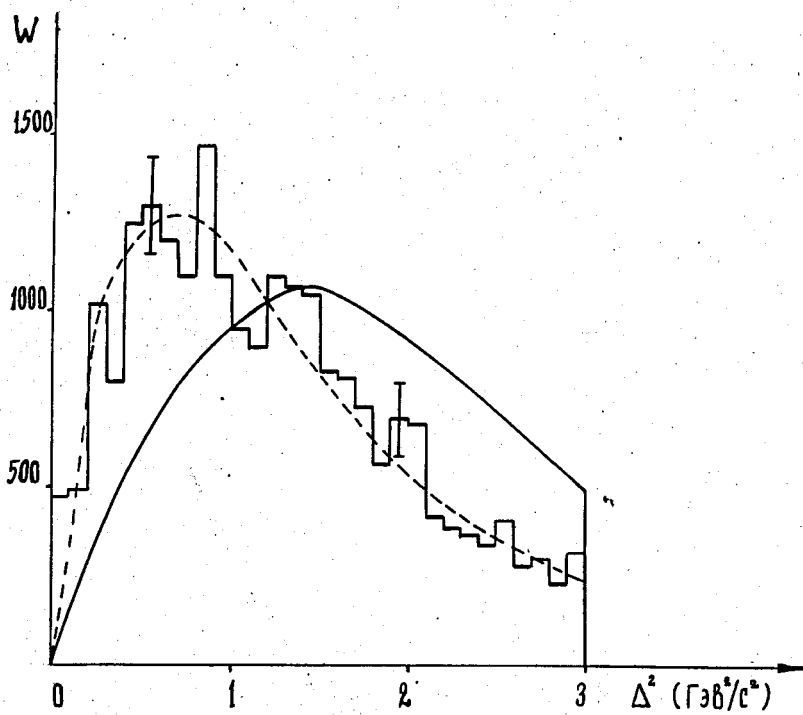


Рис. 5.

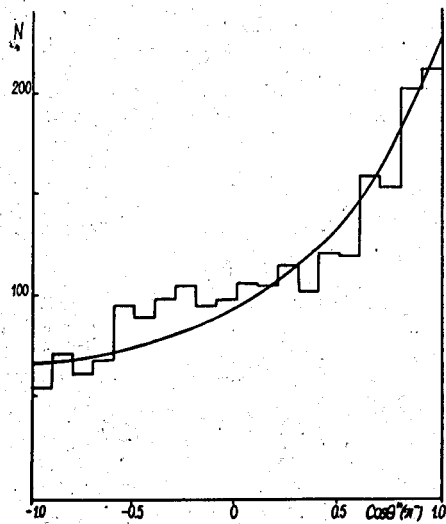
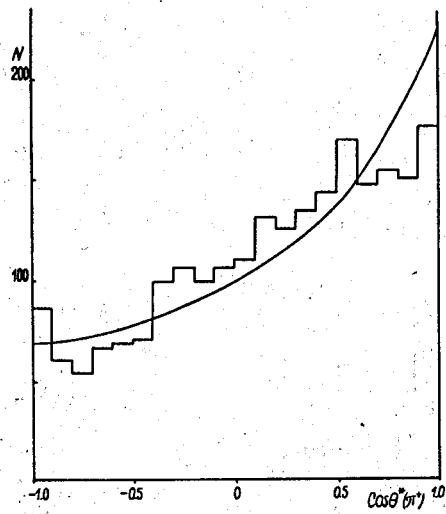


Рис. 6.

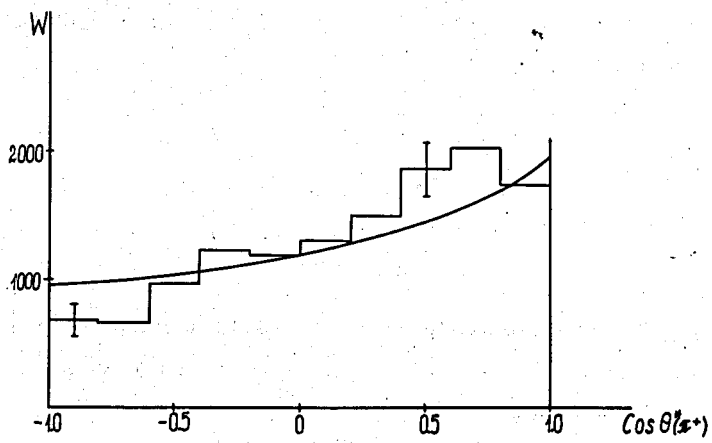
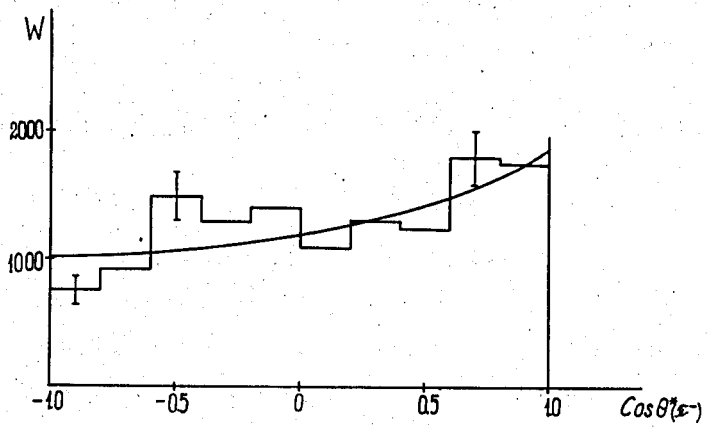


Рис. 7.

§ 2. Анизотропная модель

В анизотропной модели предполагается зависимость амплитуды рассматриваемого процесса от угла вылета вторичного нуклона в с.ц.и. Поэтому сечение записывается в виде

$$\sigma \sim \int / \Phi(\cos \theta_N^*) / ^2 \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \vec{P}_i}{2E_i} \delta(\sum P_i) \delta(\sum E_i - E_0) \delta(\cos \theta_1^* - \cos \theta_0). \quad (3)$$

Здесь $[\Phi(\cos \theta_N^*)]^2$ - квадрат матричного элемента, зависящий только от $\cos \theta_N^*$ (θ_N^* - угол вылета вторичного нуклона в с.ц.и.); P_i, E_i - импульс и энергия i -ой частицы в с.ц.и., соответственно. Некоторым обоснованием такой модели могут служить следующие соображения.

Известно, что в πN - взаимодействиях в области энергий от 3 до 16 Гэв (например, см. /3,6-19/) в угловых распределениях вторичных нуклонов наблюдается сильная анизотропия - в с.ц.и. нуклоны летят преимущественно назад.

При этом коэффициент анизотропии

$$k = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (4)$$

(N_- , N_+ - число нуклонов, летящих назад и вперед, соответственно, в с.ц.и. реакции) зависит от множественности и энергии (хотя эта зависимость и не очень сильная).

С другой стороны, распределение по полному импульсу вторичных нейтронов в с.ц.и. достаточно удовлетворительно описывается инвариантным фазовым объемом /3,6,7,9,17/. И, наконец, вторичные π -мезоны в их системе покоя также хорошо описываются инвариантным фазовым объемом /6,20/.

В связи с этим разумно предположить, что матричный элемент множественного образования пионов в πN - взаимодействии определяется в основном углом вылета вторичного нуклона в с.п.и.

Для моделирования процессов с заданной анизотропией вторичных нуклонов была использована обычная программа ФОРС^{15/}, причем каждому разыгранному событию приписывался вес, определяемый выражением (3). Для каждого из каналов реакций (1) и (2) было разыграно не менее 5 000 звезд. Угловые распределения нейтронов, необходимые для моделирования реакций по анизотропной модели, взяты из работ^{13,7/}. На рис. 8 приведены эти распределения с коэффициентами анизотропии нейтронов $k_N = -0,32$ (реакция $\pi p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^-$ рис. 8а) и $k_N = -0,65$ (реакция $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ рис. 8в). Кроме того, было использовано распределение, полученное путем сложения гистограмм "а" и "в" с коэффициентом анизотропии $k_N = -0,48$ (гистограмма 8б).

Распределения поперечных импульсов π^\pm мезонов, а также зависимость $\bar{P}_\perp = f(P_{\parallel}^*)$ в реакциях (1) и (2) оказались мало чувствительными к значению k_N . Для иллюстрации на рисунках 1 и 2 показаны кривые (штриховые линии), рассчитанные с $k_N = -0,65$ для реакции (1). Видно, что даже при такой большой величине коэффициента анизотропии полученные кривые мало отличаются от рассчитанных по статистической модели.

Рассчитанные по анизотропной модели кривые для угловых распределений π^\pm -мезонов в реакциях (1) и (2) приведены на рисунках 6 и 7, соответственно. Для реакции (1) наилучшее согласие по критерию χ^2 получается при $k_N = -0,65$; для распределения π^- -мезонов $\chi^2 = 19$ при $n = 20$; угловое распределение π^+ -мезонов описывается хуже: $\chi^2 = 44,4$ при $n = 20$. В реакции (2): для распределения π^- -мезонов $\chi^2 = 26,2$ при $n = 19$; для π^+ -мезонов $\chi^2 = 16,8$

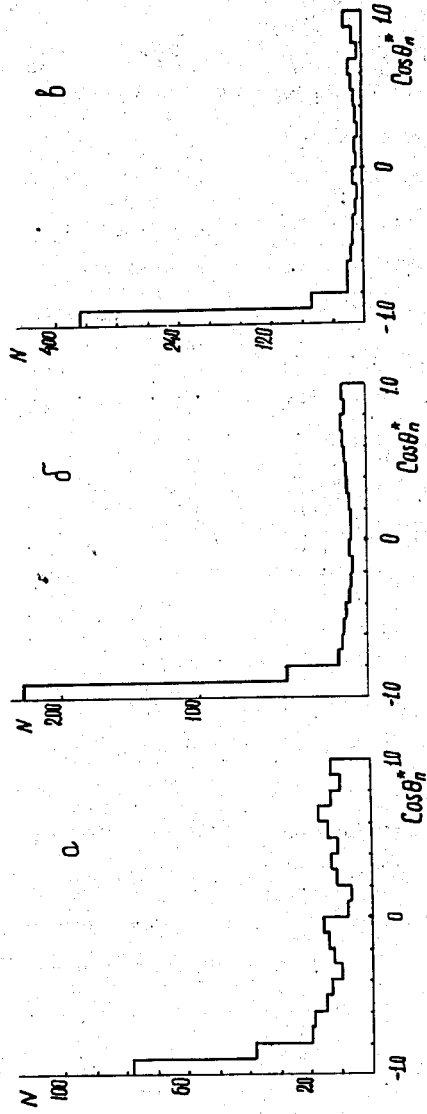


Рис. 8.

при $n = 19$. Рассчитанные значения коэффициентов анизотропии π^+ -мезонов (k_{π}^+) при различных значениях k_N приведены в таблице III. В этой же таблице указаны значения k_{π}^- , полученные из эксперимента.

Таблица III

Реакция	Задаваемое значение k_N	k_{π}^+	k_{π}^-
$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (расчёт по анизотропной модели)	- 0,32	0,11	0,11
	- 0,48	0,20	0,20
	- 0,65	0,29	0,29
$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (эксперимент)	-	$0,25 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,02$
$\pi^- p \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ (расчёт по анизотропной модели)	- 0,32	0,10	0,09
	- 0,48	0,17	0,14
	- 0,65	0,23	0,20
$\pi^- p \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ (эксперимент)	-	$0,28 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$

Таким образом видно, что угловые распределения π^+ -мезонов в с.ц.и. можно качественно описать в рамках анизотропной модели с $k_N = -(0,48-0,65)$.

На рис. 3 и 4 приведены кривые, рассчитанные для распределений π^+ -мезонов по продольным импульсам (штриховые линии). Видно, что они значительно лучше согласуются с экспериментальными данными, чем расчёты по статистической модели. При этом для реакции (1) наилучшее согласие получается при $k_N = -0,65$, а для реакции (2) - при $k_N = -0,48$.

Для распределения по квадрату четырех-импульса, переданного системе частиц $\pi^+ \pi^- \gamma$ (рис. 5), хорошее согласие с экспериментом дают расчёты с $k_N = -0,48$.

Таким образом, "анизотропная модель" удовлетворительно описывает одномерные распределения процессов (1) и (2).

§3. Заключение

Проведенный анализ реакций (1) и (2) при $p_s = 4$ Гэв по статистической и анизотропной моделям позволяет сделать следующие выводы:

- 1) соотношения между сечениями каналов реакций при данной множественности пионов в пределах экспериментальных ошибок согласуются с расчётами по статистической теории;
- 2) значения средних множественностей π^0 -мезонов в обеих реакциях согласуются с предсказаниями статистической теории;
- 3) распределения поперечных импульсов π^\pm -мезонов мало чувствительны к анизотропии вторичных нуклонов и удовлетворительно описываются обеими моделями;
- 4) статистическая модель не в состоянии описать угловые распределения π^\pm -мезонов в с.д.и., распределения по продольным импульсам и по $\Delta^2_{\pi^+\pi^-\gamma}$. С другой стороны, анизотропная модель дает достаточно удовлетворительное согласие с экспериментом для указанных распределений.

В заключение выражаем свою благодарность А.А. Джурбаеву и Х.Н. Нуритдинову, принимавшим участие в начале этой работы, а также А.П. Гаспаряну, А.В. Никитину, Ю.А. Трояну за многочисленные обсуждения. Нам приятно также поблагодарить Л. Аверьянову, Т. Журавлеву, Т. Кулагину и Н. Шарикову за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Гришин, М. Иреш и др. Ядерная физика 10 (1969) 1204.
2. В.Г. Гришин, Д.К. Копылова и др. Ядерная физика 11 (1970) 1242.
3. L. Bondar et al., Nuovo Cim., 31, 485 (1964).
4. В. Барашенков, В. Мальцев, И. Патера. Препринт ОИЯИ, Р-1577, Дубна (1964).
5. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна 1965.
6. M. Bardadin-Otwinowska et al. Report "p" No. 1111/VI/PH, INR, Warsaw (1969).
7. L. Bondar et al., Nuovo Cim., 31, 729 (1964).
8. Ю.А. Будагов и др. Препринт ОИЯИ, Р1-4993, Дубна 1970.
9. K.F. Suen et al. Phys.Rev., D (Particles and Fields), 1 (1970) 54.
10. R.L. Eisner et al. Phys.Rev., 164, 1699 (1967).
11. H. Drevermann et al., Phys.Rev., 161, 1356 (1967).
12. L. Bondar et al., Nuovo Cim., 44, 530 (1966).
13. R.H. Allen and V.G. Lind. Bull.Am.Phys.Soc., 13, 589 (1968).
14. M.A. Ijaz. Bull.Am. Phys.Soc., 13, 612 (1968).
15. P. Daronian et al. Proc. of Top. Conf. on High Energy Coll. of Hadrons, v. II, 226, CERN (1968).
16. I.E. Campbell and M.A. Ijaz. Nucl.Phys., B12, 549 (1969).
17. I. Ohba, T. Kobayashi. Suppl. of the Prog. of Theor. Phys., 41-42, 90 (1967).
18. N.M. Cason et al., Phys.Rev., D (Particles and Fields), 1, 851 (1970).
19. S. Miyashita et al., Phys.Rev., D (Particles and Fields), 1, 771 (1970).
20. A. Zieminski. Nucl.Phys., B14, 74 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 октября 1970 года.