

Г-859

3/5-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1406/2-71

P1 - 5706



5706

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов, А.А. Кузнецов,  
Н.Н. Мельникова, А. Михул, М. Сабзу,  
Б.С. Юлдашев, Г. Янчо, В. Болдеа, С. Фелеа

ПРИМЕНЕНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ  
КВАЗИДВУХЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ  
К  $\pi^-p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ  
С ОБРАЗОВАНИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $p = 4$  ГЭВ/С

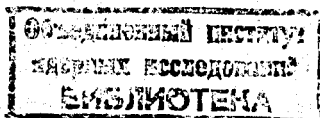
1971

P1 - 5706

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов\*, А.А. Кузнецов,  
Н.Н. Мельникова, А. Михул, М. Сабзу,  
Б.С. Юлдашев, Г. Янчо, В. Болдеа\*\*, С. Фелеа\*\*

ПРИМЕНЕНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ  
КВАЗИДВУХЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ  
К  $\pi^+p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ  
С ОБРАЗОВАНИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $p = 4$  ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



\* Институт ядерной физики АН Уз.ССР, Ташкент.

\*\* Институт атомной физики, Бухарест.

## В в е д е н и е

Настоящая работа посвящена изучению механизма реакций:

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda K \pi \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^0 + \Lambda^0 K^+ \pi^- , \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda K \pi \pi \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^- + \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0 , \quad (2)$$

$$\pi^- p \rightarrow p K \bar{K} \pi \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^- + p K^- K^0 \pi^0 , \quad (3)$$

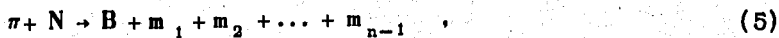
$$\pi^- p \rightarrow n K \bar{K} \pi \rightarrow n K^+ \bar{K}^0 \pi^- + n K^- K^0 \pi^+ \quad (4)$$

при импульсе  $p = 4$  Гэв/с<sup>/1-3/</sup> в рамках феноменологической квазидвух-  
частичной модели множественного образования частиц<sup>/4-6/</sup>.

Было показано<sup>/4-12/</sup>, что такая модель хорошо описывает одно-  
мерные распределения вторичных частиц в  $\pi$ - $p$  взаимодействиях с боль-  
шой множественностью пионов при импульсах  $p \geq 4$  Гэв/с. Однако при  
исследовании реакций с относительно малой множественностью и для стран-  
ных частиц эта модель ранее не применялась. В связи с этим представ-  
ляет интерес сравнить экспериментальные данные по реакциям (1) + (4)  
с предсказаниями феноменологической квазидвухчастичной модели.

§1. Феноменологическая квазидвухчастичная модель  
множественного образования частиц

Рассмотрим основные особенности модели на примере реакций типа



где  $B$  - барион (нуклоны, гипероны, изобары) с импульсом  $\vec{p}_B$  и энергией  $E_B^{x/}$ ;  $m_1, m_2, \dots, m_{n-1}$  - мезоны ( $\pi$ ,  $K$ , бозонные резонансы) с импульсами  $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_{n-1}$  и энергиями  $E_1, E_2, \dots, E_{n-1}$ . Сечение процесса (5) может быть представлено в виде

$$d^n \sigma = |M|^2 \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \delta^3 \left( \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right) \delta \left( \sum_{i=1}^n E_i - E_0 \right), \quad (6)$$

где  $|M|^2$  - квадрат матричного элемента и  $E_0$  - полная энергия в с.п.м. реакции.

В последнее время в ряде работ<sup>/4,5,7-9/</sup> было показано, что матричный элемент множественного образования частиц в  $\pi N$ -взаимодействиях наиболее чувствителен к кинематическим переменным вторичных барионов.

Тогда, предполагая, что  $|M|^2$  зависит только от барионных переменных, выражение (6) можно переписать в виде

$$d^3 \sigma = F(K) \frac{d^3 \vec{p}_B}{2E_B} R_{n-1}(-\vec{p}_B, E_0 - E_B; m_1, m_2, \dots, m_{n-1}). \quad (7)$$

---

<sup>x/</sup> Все переменные и приводимые в этой работе распределения за исключением оговоренных в тексте относятся к с.п.м.

Здесь  $F(K) \equiv |M|^2$ ;  $K$  - набор кинематических переменных бариона

и

$$R_{n-1}(-\vec{p}_B, E_0 - E_B; m_1, m_2, \dots, m_{n-1}) = \int \prod_{i=1}^{n-1} \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \delta[\sum_{i=1}^{n-1} \vec{p}_i - (-\vec{p}_B)] \delta[\sum_{i=1}^{n-1} E_i - (E_0 - E_B)] -$$

- фазовый объем  $(n-1)$  мезонов.

Физический смысл выражения (7) заключается в том, что после взаимодействия первичного пиона с нуклоном вторичные мезоны образуются в статистическом облаке <sup>8,9/</sup>, которое в с.п.м. реакции летит в сторону, противоположную бариону (см. рис. 1). Гипотеза фазового объема в этом случае справедлива только в системе покоя вторичных мезонов, а матричный элемент всего процесса определяется переменными бариона. В качестве  $K$  могут быть выбраны следующие наборы переменных:

а)  $(t, M_{n-1}^2, \eta_B)$ ; б)  $(\vec{p}_B, \cos \theta_B, \eta_B)$ ; в)  $(p_B^\perp, p_B^\parallel, \eta_B)$ ,

где  $t$  - квадрат 4-импульса, переданного бариону;  $M_{n-1}^2$  - эффективная масса системы  $(n-1)$  мезонов;  $\eta_B$  - азимутальный угол бариона;  $\theta_B$  - полярный угол;  $p_B^\perp$  и  $p_B^\parallel$  - соответственно поперечный и продольный импульсы. Для неполяризованных начальных состояний имеется азимутальная симметрия, поэтому можно в каждом наборе оставить только по две переменные. Разумеется, перечисленные выше наборы переменных являются эквивалентными. В настоящей работе используются переменные  $p_B$  и  $\cos \theta_B$  <sup>x/</sup>. В таком случае выражение (7) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d^2 \sigma}{d p_B d \cos \theta_B} = \frac{\pi p_B^2}{E_B} F(p_B, \cos \theta_B) \cdot R_{n-1}. \quad (8)$$

<sup>x/</sup> Полагая, что  $F(K)$  является функцией только от  $t$ , приходим к т.н.  $F(t)$  - модели, предложенной в <sup>4,5/</sup>.

Если при каждом фиксированном угле  $\theta_B$  импульс бариона распределен по фазовому объему, то двумерную функцию  $F(p_B, \cos \theta_B)$  можно заменить одномерной  $-\phi(\cos \theta_B)$ . Распределения эффективных масс и полных импульсов частиц при этом должны подчиняться соответствующим распределениям по фазовому объему. Необходимо подчеркнуть, что выбор барионных переменных, как определяющих матричный элемент процессов типа (5), вообще говоря, не означает зависимость  $|M|^2$  только от указанных величин. Несомненно, матричный элемент зависит и от переменных мезонов. Однако, как показывает эксперимент, эта зависимость слаба и модель  $F(K)$  удовлетворительно описывает экспериментальные данные по одномерным распределениям вторичных частиц.

## §2. Сравнение с экспериментальными данными

Использование двумерных функций типа  $F(p_B, \cos \theta_B)$  создает определенные трудности при моделировании. Однако, как было сказано выше, если экспериментальные распределения по полному импульсу вторичных барионов не очень сильно отличаются от расчетов по фазовому объему, то можно заменить двумерную функцию одномерной. Разумеется, при этом теряется некоторая часть информации.

С другой стороны, все характеристики барионов, полученные при моделировании в соответствии с их угловыми распределениями, вообще говоря, должны совпадать с экспериментальными. Степень согласия будет служить критерием справедливости замены двумерной функции на одномерную.

В настоящей работе использовались одномерные функции  $\phi(\cos \theta_B)$ . На рис. 2 показаны импульсные распределения  $\Lambda^0$ -гиперонов при различных значениях  $\cos \theta_B$  в канале (2). Видно, что экспериментальные распределения удовлетворительно согласуются с расчетами по фазовому

объему (сплошные линии). Для других каналов в пределах экспериментальных ошибок также существует согласие. На рис. 3 приводятся импульсные распределения ( $1,0 \leq \cos \theta_B \leq +1,0$ ) вторичных барионов в с.п.м. реакции. Кривые - расчёты по фазовому объему с учётом резонансных каналов, дающих вклад не менее 10% в сечения реакций (1) + (4). Другим критерием применимости модели являются распределения вторичных мезонов в их системе покоя - они должны подчиняться фазовому объему. Реакции (1) + (4) моделировались с помощью программы ФОРС<sup>13/</sup> в соответствии с экспериментальными угловыми распределениями вторичных барионов (рис. 4). При моделировании канала (1) учитывались угловые распределения  $\Lambda^0$ -гиперонов в резонансных и нерезонансных каналах. Для других реакций этого не делалось, так как нет существенной разницы в угловых распределениях. При моделировании каждого канала реакций (1) + (4) генерировалось не менее 8000 случайных звезд в соответствии с  $\phi(\cos \theta_B)$ . Экспериментальные ошибки в измерениях импульсов и углов вторичных частиц при моделировании не учитывались.

### Угловые распределения

Угловые распределения  $K^-$  и  $\pi^-$ -мезонов в реакциях (1) + (4) приведены на рис. 5 (а' и б). Сплошные кривые - расчёты по модели  $\phi(\cos \theta_B)$ . Видно, что модель в целом удовлетворительно описывает экспериментальные распределения. В табл. 1 даются значения коэффициентов анизотропии  $k^{x/}$ . Ошибки в  $k_{\phi(\cos \theta_B)}$  учитывают экспериментальные ошибки в определении сечений резонансных каналов реакций (1) + (4).

$$x/k = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-}, \text{ где } W_+, W_- \text{ - сумма весов событий для частиц, летящих в переднюю и заднюю полусферы, соответственно.}$$

Из табл. 1 видно, что в пределах ошибок экспериментальные данные в основном согласуются с предсказаниями модели  $\phi(\cos\theta_B)$ .

Таблица 1

Реакция	Частица	$k$ - эксперимент	$k_{\phi}(\cos\theta_B)$
(1)	$K$	$0,58 \pm 0,07$	$0,58 \pm 0,06$
	$\pi$	$0,21 \pm 0,09$	$0,45 \pm 0,05$
(2)	$K$	$0,22 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0,02$
	$\pi$	$0,13 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,01$
(3)	$K$	$0,18 \pm 0,08$	$0,21 \pm 0,02$
	$\pi$	$-0,01 \pm 0,12$	$0,17 \pm 0,02$
(4)	$K$	$-0,09 \pm 0,05$	$-0,02 \pm 0,004$
	$\pi$	$-0,04 \pm 0,08$	$-0,03 \pm 0,003$

### Импульсные распределения

Распределения поперечных импульсов ( $p_{\perp}$ ) вторичных барионов показаны на рис. 6<sup>x/</sup>. Сплошные кривые - расчёты по модели  $\phi(\cos\theta_B)$ ,

<sup>x/</sup> Наличие двух максимумов в распределении  $\Lambda^0$ -гиперонов по  $p_{\perp}$  (фазовый объём) в реакции (1) объясняется большим вкладом резонансных каналов  $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K_{890}^*$  и  $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K_{1420}^*$ .



штриховые - распределения  $p_{\perp}$  по фазовому объему. Наблюдается довольно сильное различие между расчетами по модели  $\phi(\cos\theta_B)$  и фазовыми кривыми. Экспериментальные распределения поперечных импульсов вторичных барионов, как видно из рис. 6, находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями модели  $\phi(\cos\theta_B)$ . Для  $K$ - и  $\pi$ -мезонов кривые, соответствующие модели  $\phi(\cos\theta_B)$  и фазовому объему, не так существенно разнятся между собой, как это наблюдается для барионов. Например, на рис. 7 приводятся распределения по  $p_{\perp}$  в каналах (2) и (4).

В табл. 2 даются средние значения поперечных импульсов ( $\bar{p}_{\perp}$ ). Ошибки в  $\bar{p}_{\perp} \phi(\cos\theta_B)$  и  $\bar{p}_{\perp}$  фаз.объем связаны с неопределенностями в сечениях резонансных каналов.

Таблица 2

Реакция	Частица	$\bar{p}_{\perp}$ - эксперимент (МэВ/с)	$\bar{p}_{\perp} \phi(\cos\theta_B)$ (МэВ/с)	$\bar{p}_{\perp}$ фаз.объем (МэВ/с)
(1)	$\Lambda^c$	492 $\pm$ 16	463 $\pm$ 25	678 $\pm$ 28
	$K$	462 $\pm$ 18	470 $\pm$ 11	569 $\pm$ 1
	$\pi$	358 $\pm$ 16	404 $\pm$ 22	450 $\pm$ 19
(2)	$\Lambda^c$	388 $\pm$ 9	400 $\pm$ 4	444 $\pm$ 9
	$K$	367 $\pm$ 9	389 $\pm$ 6	374 $\pm$ 6
	$\pi$	276 $\pm$ 5	317 $\pm$ 2	316 $\pm$ 4
(3)	$p$	361 $\pm$ 22	344 $\pm$ 6	420 $\pm$ 31
	$K$	320 $\pm$ 13	360 $\pm$ 5	362 $\pm$ 28
	$\pi$	224 $\pm$ 15	257 $\pm$ 10	295 $\pm$ 4
(4)	$n$	405 $\pm$ 16	386 $\pm$ 7	427 $\pm$ 9
	$K$	333 $\pm$ 11	365 $\pm$ 4	369 $\pm$ 3
	$\pi$	262 $\pm$ 12	289 $\pm$ 9	299 $\pm$ 9

Величины  $\bar{p}_1$  в пределах ошибок, как видно из табл. 2, удовлетворительно согласуются со средними значениями, предсказываемыми моделью  $\phi(\cos\theta_B)$ . Распределения продольных импульсов ( $p_{||}$ ) вторичных частиц также хорошо согласуются с расчётами по модели  $\phi(\cos\theta_B)$ . В качестве примера на рис. 8 (а и б) показаны распределения по  $p_{||}$  для частиц в каналах (2) и (4). В реакциях (1) и (2) экспериментальные распределения по квадрату 4-мерного переданного импульса бариону (i) сравнивались с предсказаниями модели  $\phi(\cos\theta_B)$ . Как видно из рис. 9, имеется хорошее согласие эксперимента с моделью.

### F(t) - функции

Выше было показано, что экспериментальные данные в реакциях (1) + (4) при импульсе  $p = 4$  Гэв/с удовлетворительно согласуются с моделью  $\phi(\cos\theta_B)$ . В связи с этим можно считать, что квадрат модуля матричного элемента, выбранный в виде  $\phi(\cos\theta_B)$ , в целом удовлетворительно воспроизводит основные черты взаимодействия.

В ряде работ <sup>/4,5,7,8/</sup> приводится зависимость  $|M|^2$  от  $t$ .

Это удобно при сравнении множественных процессов с двухчастичными реакциями. Такая зависимость в каналах (1) и (2) (так называемые F(t) - функции <sup>/4,5/</sup>), полученная в настоящей работе, показана на рис. 9.

Приведенные на этом рисунке F(t) - функции нормированы на значения F(t=0) в первом интервале гистограммы. Если эти функции аппроксимировать экспонентой  $e^{at}$ , то для величин  $a$  в каналах (1) и (2) при  $0 \leq |t| \leq 0,5$  (Гэв/с)<sup>2</sup> получается соответственно:

$$a(1) = (4,7 \pm 1,9) \text{ (Гэв/с)}^{-2} \text{ и } a(2) = (4,9 \pm 2,5) \text{ (Гэв/с)}^{-2}.$$

<sup>x/</sup> Значения  $a$  и их ошибки определялись по трем точкам на гистограммах F(t).

В пределах экспериментальных ошибок эти значения близки к величине  $\alpha$  в  $t$  - распределении для реакции  $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + K^0$  при импульсе  $p = 4 \text{ Гэв/с}^{14/}$ , где было получено для тех же  $|t|$ :  $\alpha = (8,2 \pm 1,8) (\text{Гэв/с})^{-2}$ .

### §3. К вопросу о выделенности барионов

Как было указано выше, в  $\pi N$  - взаимодействиях барион по своим характеристикам всегда выделен среди других вторичных частиц. Для проверки такого утверждения в качестве примера в настоящей работе была выбрана реакция (2) (наибольшая статистика среди других каналов). Распределение по полному импульсу  $K$ -мезонов в (2) хорошо согласуется с фазовым объемом, а угловое - имеет анизотропию вперед. Была принята гипотеза, что  $K$ -мезон является выделенной частицей в этом процессе, а  $\Lambda^0$ -гиперон и  $\pi$ -мезоны рождаются в их системе покоя по фазовому объему. Случайные звезды генерировались в соответствии с угловым распределением  $K$ -мезонов. Для иллюстрации на рис. 10 показаны угловые распределения (сплошные кривые), рассчитанные в предположении выделенности  $K$ -мезонов. Кривые резко противоречат экспериментальным распределениям  $\Lambda^0$ -гиперонов и  $\pi$ -мезонов. Такое же противоречие наблюдается и для других распределений.

Следовательно, гипотеза о наибольшей чувствительности матричного элемента к барионным переменным в  $\pi N$ -взаимодействиях, по-видимому, является справедливой.

### З а к л ю ч е н и е

Феноменологическая квазидвухчастичная модель удовлетворительно описывает одномерные экспериментальные распределения вторичных час-

тиц в реакциях (1) + (4) при импульсе  $p = 4$  Гэв/с. Коэффициенты анизотропии в угловых распределениях  $K^-$  и  $\pi^-$  мезонов, а также средние значения поперечных импульсов частиц согласуются со значениями, предсказываемыми моделью. В работе показана справедливость гипотезы о выделенности вторичных барионов в  $\pi N$ -взаимодействиях.

В заключение нам приятно поблагодарить за полезные обсуждения А. Земинского, Л. Михейду, С. Отвиновского и Д.С. Чернавского.

Авторы также благодарны А. Аверьяновой, Т. Борисовой, Т. Журавлевой, Т. Кулагиной и И. Первушиной за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.Р. Атаян, Ж.К. Карамян, А.А. Кузнецов и др. Препринт ОИЯИ, 1-3779, Дубна, 1968.
2. А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова, Б. Чадраа и др. Препринт ОИЯИ, P1-4049, Дубна, 1968.
3. А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова, Т.В. Рыльцева и др. ЯФ, 10, 577 (1969).
4. M. Bardadin-Otwinowska et al. Report "p" No III/VI/PH, INR, Warsaw (1969).
5. A. Ziemiński. Nucl. Phys., B14, 74 (1969).
6. В.Г. Гришин, Ш. В. Иногамов, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Б.С. Юлдашев. Препринт ОИЯИ, P1-5431, Дубна, 1970.
7. S. Otwinowski. Acta Physica Polonica, 35, 603 (1969).
8. G. Białkowski and R. Sosnowski. Phys. Lett., 25B, 519 (1967).
9. T. Hofmokr et al. Nucl. Phys., B4, 573 (1968).

10. O.Czyzewski. Analysis of High Energy Multiparticle Hadron Collisions, Herceg-Novi, 1969.
11. O.Czyzewski. Rapporteur's Talk at the 14th Int. Conf. on High Energy Physics, Vienna, 1968.
12. A.Wroblewski. Rapportuer's Talk at the 15th Int. Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1970.
13. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна 1965.
14. S.Bartsch et al. Nuovo Ci.n., 43A, 1010 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 марта 1971 года.

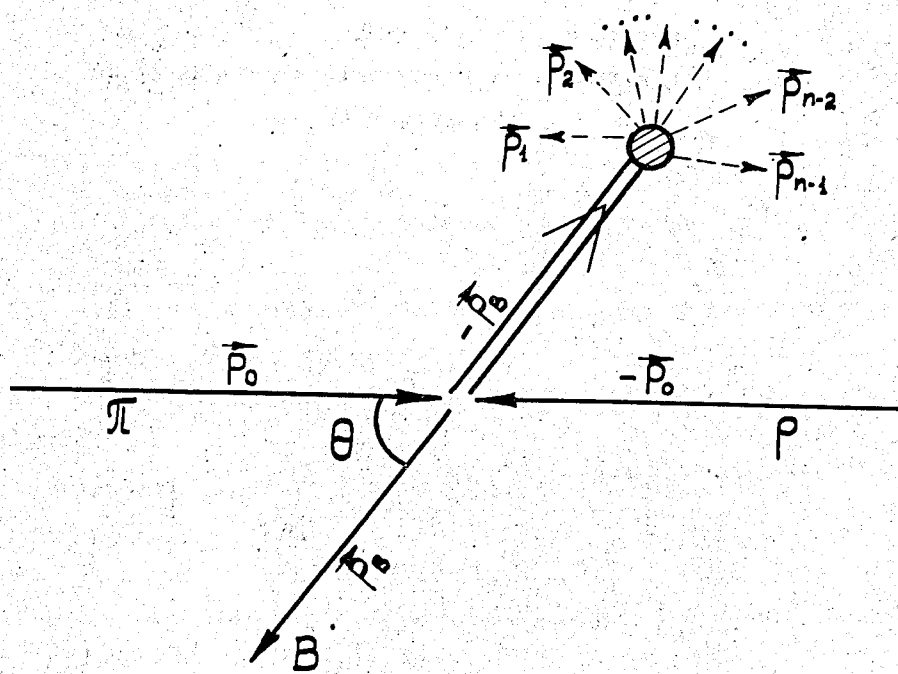


Рис. 1

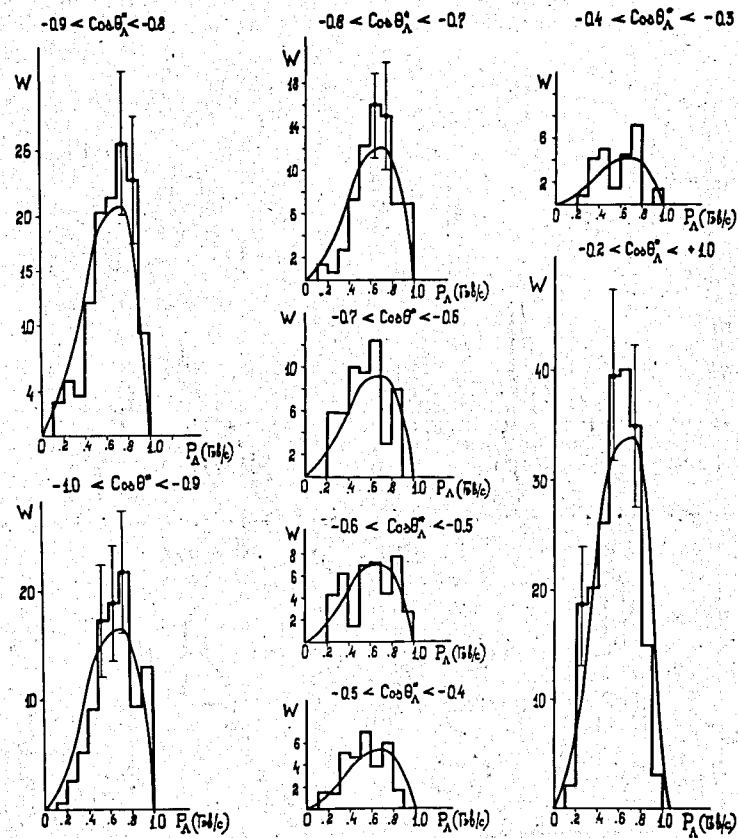


Рис. 2. Распределения по полному импульсу  $\Lambda^0$ -гиперонов при различных  $\cos \theta_B$  в канале (2). Кривые — расчёты по фазовому объёму.

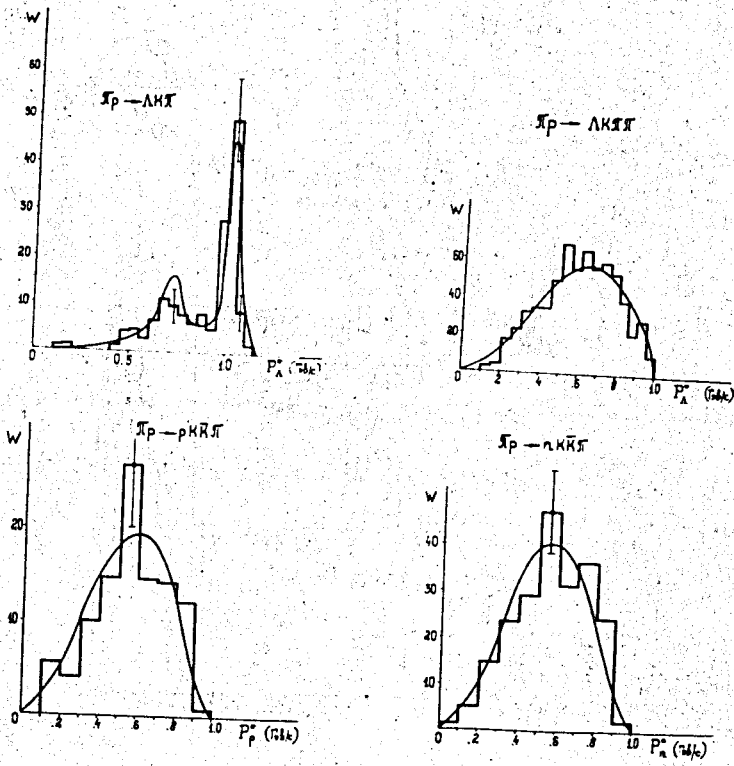


Рис. 3. Распределения по полному импульсу вторичных барионов в (1) + (4) для  $-1,0 \leq \cos \theta_B \leq +1,0$ . Кривые - расчеты по фазовому объему.

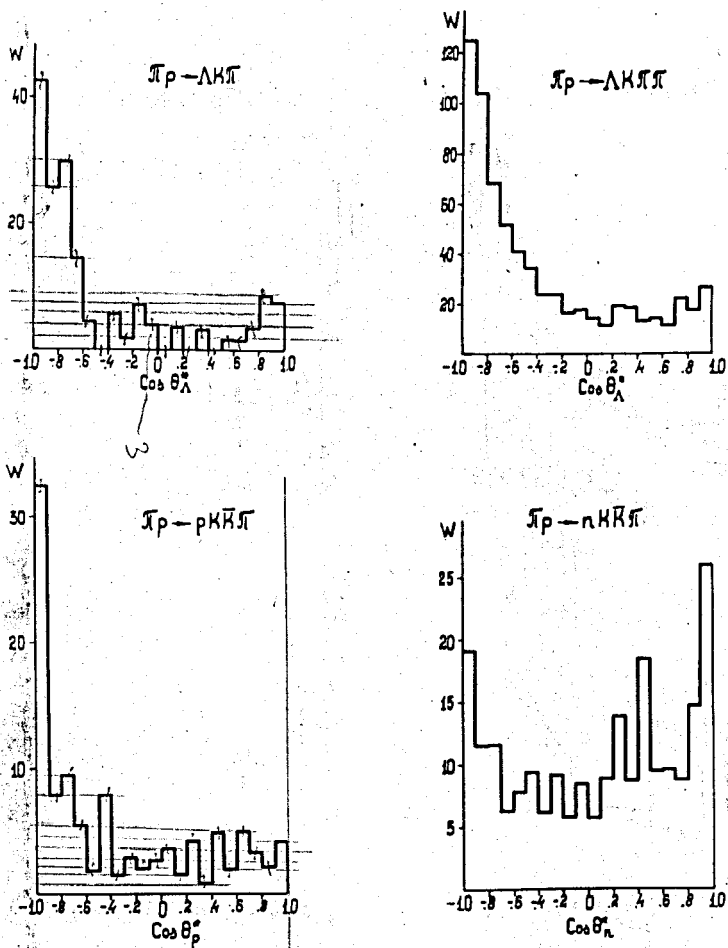


Рис. 4. Угловые распределения барионов в с.ц.м. для каналов (1)+(4).



а

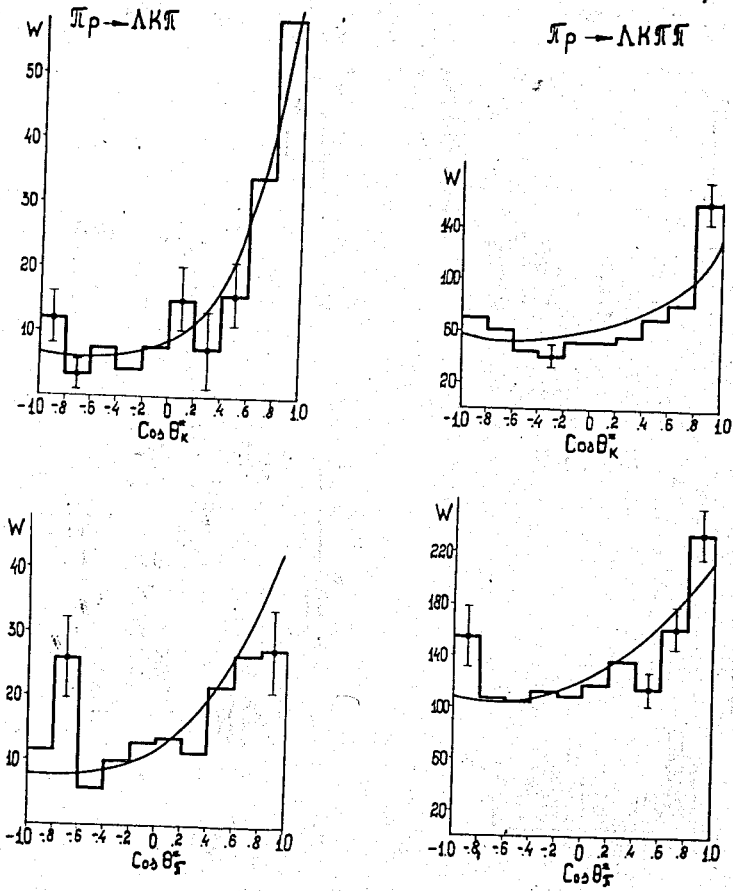
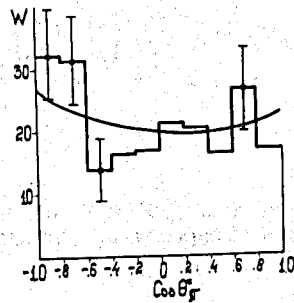
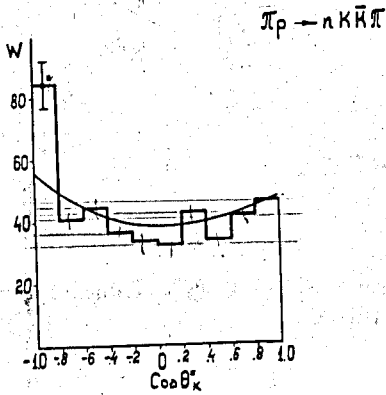
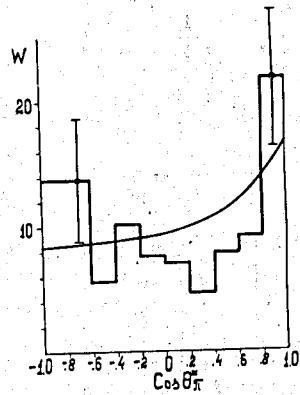
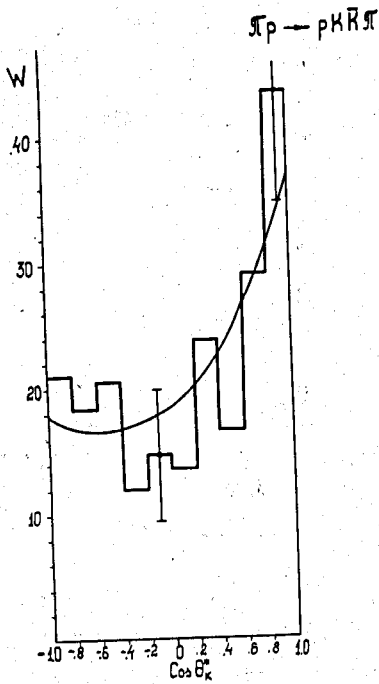


Рис. 5. Угловые распределения К- и  $\pi$ -мезонов. Кривые - предсказания модели  $\phi(\cos \theta_B)$  : а) для каналов (1) и (2); б) для каналов (3) и (4). ▶

$\delta$



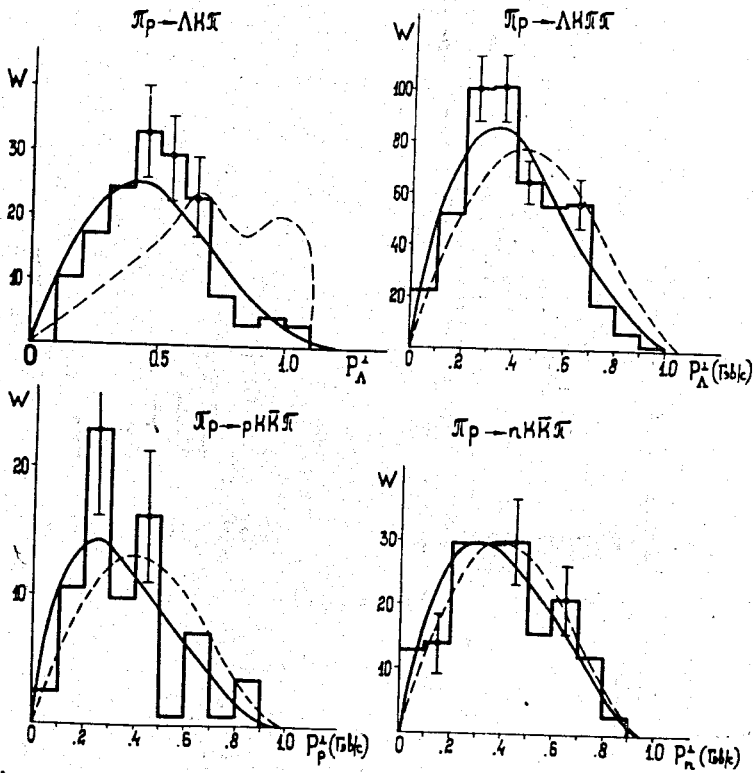


Рис. 6. Распределения  $p_{\perp}$  барионов в (1) + (4). Сплошные кривые - модель  $\phi(\cos \theta_B)$ , штриховые - фазовый объем.

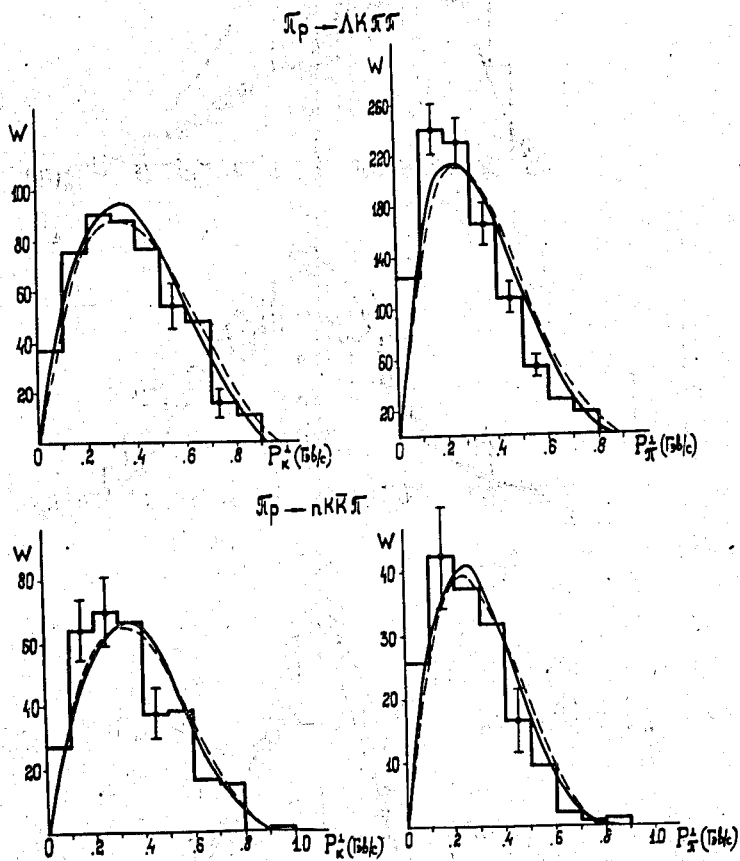


Рис. 7. Распределения по  $p_\perp$  мезонов в каналах (2) и (4).

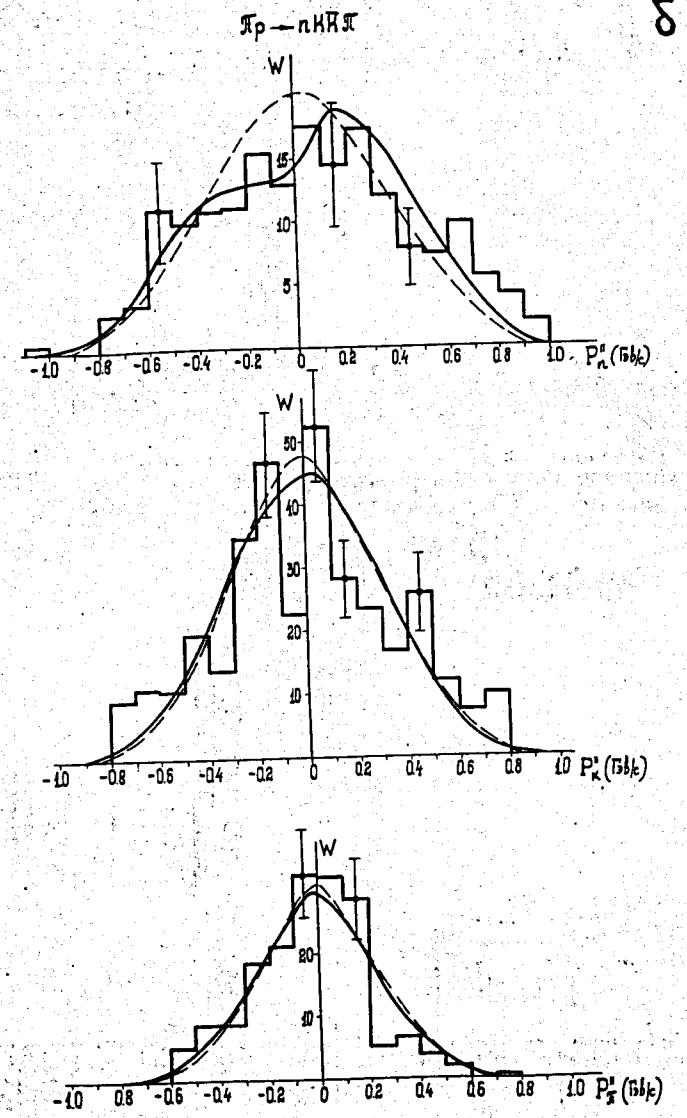
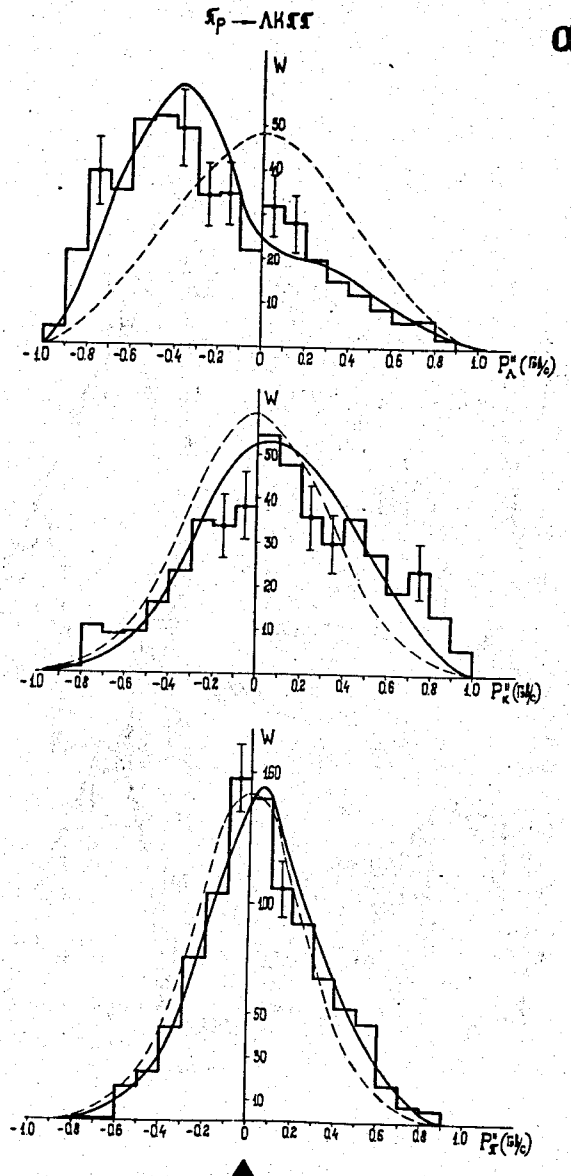


Рис. 8. Распределения продольных импульсов в (2) и (4). Сплошные линии - модель  $\phi(\cos \theta_B)$ , штриховые - фазовый объем: а) канал (2), б) канал (4).

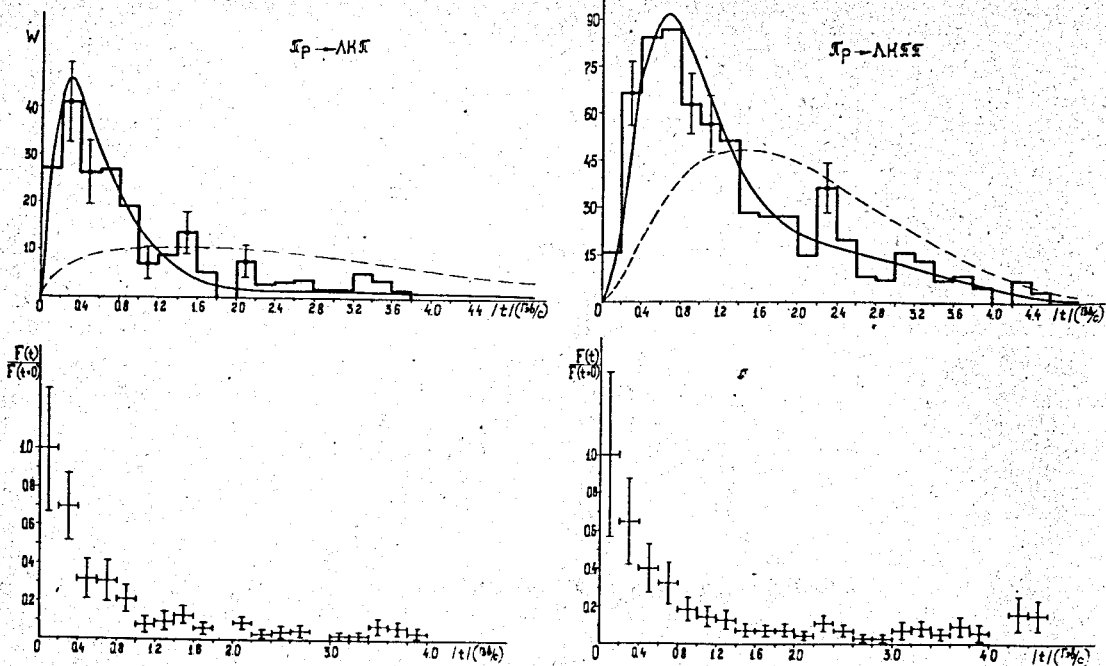


Рис. 9.  $t$ -распределения и  $F(t)$ -функции в реакциях (1) и (2). Сплошные линии - модель  $\phi(\cos \theta_B)$ , штриховые - фазовый объем.

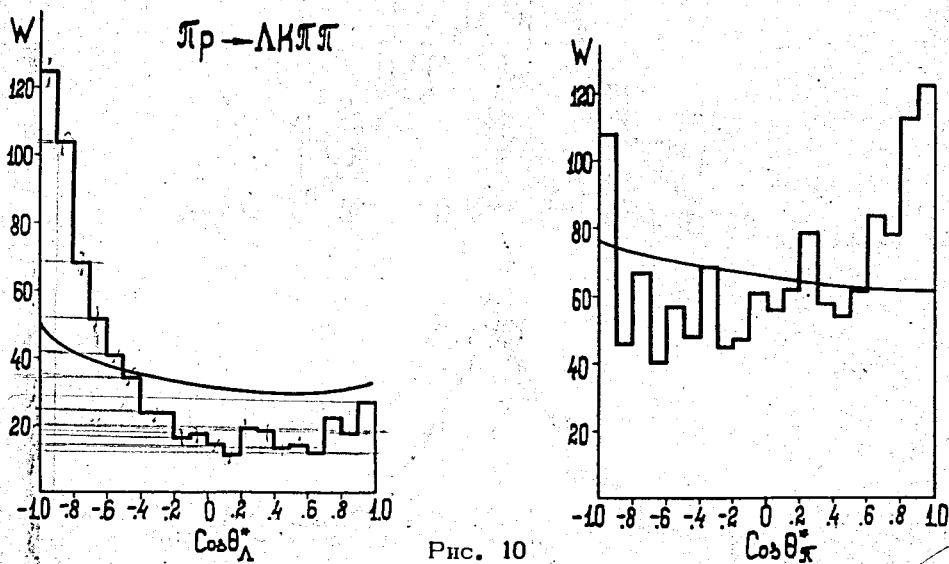


Рис. 10