

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С346.48

A-178

29/хн-75

1 - 9212

Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, В.Н.Пенев, Г.И.Кофьлов,  
Р.К.Траянов, А.И.Шкловская

5003/2-75

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ,  
РОЖДЕННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
С ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРИ 40 ГэВ/С

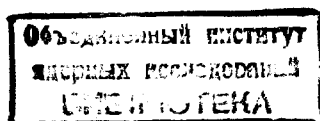
**1975**

Н.О.Ахабабян,\* Л.Д.Грекова,\* В.Н.Пенев, Г.И.Копылов,  
Р.К.Траянов,\* А.И.Шкловская\*

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ,  
РОЖДЕННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
С ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРИ 40 ГэВ/С

---

\* Институт ядерной физики и ядерной энергетики  
(г. София).



## Введение

Последовательно в нескольких работах А.Фридман, Ж.Жойо и др. развили новый подход /1, 2/ к изучению корреляций между частицами, рожденными при высоких энергиях. Суть метода состоит в следующем. Поперечные импульсы  $\vec{P}_{T_1}$ ,  $\vec{P}_{T_2}$  пионов 1 и 2 в реакции

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots \quad /1/$$

предполагаются распределенными по закону

$$dN \sim \exp(-aP_{T_1}^2 - bP_{T_2}^2 - c\vec{P}_{T_1} \vec{P}_{T_2}) d\vec{P}_{T_1} d\vec{P}_{T_2}, \quad /2/$$

причем дополнительно предполагается, что  $a = b$ .

Тогда переменные

$$\vec{P} = \vec{P}_{T_1} + \vec{P}_{T_2}, \quad /3/$$

$$\vec{Q} = \vec{P}_{T_1} - \vec{P}_{T_2} \quad /4/$$

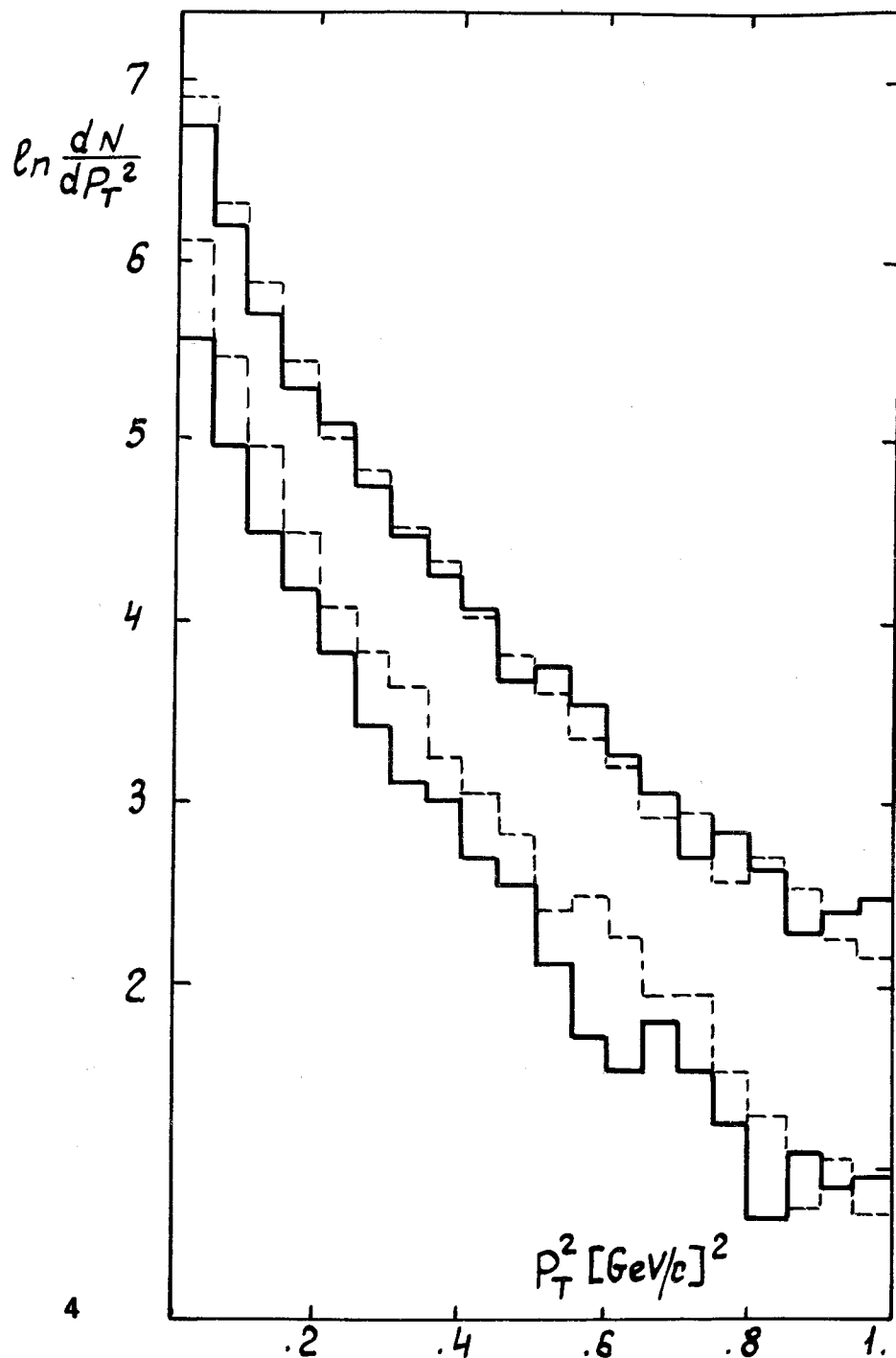
диагонализуют распределение /2/:

$$dN \sim \exp\left\{-\frac{2a+c}{4}P^2 - \frac{2a-c}{4}Q^2\right\} d\vec{P} d\vec{Q}, \quad /5/$$

так что распределения по  $P$  и  $Q$  являются гауссовыми:

$$\frac{dN}{dP^2} \sim \exp(-A_1 P^2), \quad A_1 = \frac{2a+c}{4}; \quad /6/$$

$$\frac{dN}{dQ^2} \sim \exp(-A_2 Q^2), \quad A_2 = \frac{2a-c}{4}. \quad /7/$$



Следовательно, по наклону распределений величин  $P^2$ ,  $Q^2$  можно определить коэффициент корреляции с поперечных импульсов частиц 1 и 2.

Применение описанного подхода к изучению процессов аннигиляции  $\bar{p}p$  при 5,7 ГэВ/с обнаружило /1/ наличие значительных корреляций между  $\pi$ -мезонами разного знака, в то же время для одноименных по знаку  $\pi$ -мезонов такие корреляции очень малы.

### §1. Одночастичные распределения поперечных импульсов

Изложенный во введении подход мы применили к исследованию корреляционных связей между заряженными частицами, рожденными во взаимодействиях отрицательных  $\pi$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с с нуклонами. Использовано свыше 10000 событий  $\approx 6000 \pi^- p$  и  $\approx 4000 \pi^- n$ -взаимодействий/, зарегистрированных в двухметровой пропановой камере.

Поскольку в нашей работе исходными являются одночастичные распределения поперечных импульсов  $\pi^\pm$ -мезонов, то рассмотрим их подробнее.

На рис. 1 представлены распределения  $\frac{dN}{dP_T^2}$  для инклюзивных процессов:

$$\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \pi^- + \dots, \\ \pi^+ + \dots, \end{cases} \quad /I/$$

$$\pi^- n \rightarrow \begin{cases} \pi^- + \dots, \\ \pi^+ + \dots, \end{cases} \quad /II/$$

Рис. 1. Распределения  $\ln \frac{dN}{dP_T^2}$  для инклюзивных процессов  $\pi^- p \rightarrow \pi^\pm + \dots$  /вверху/ и  $\pi^- n \rightarrow \pi^\pm + \dots$  /внизу/. Распределения для  $\pi^-$ -мезонов нанесены пунктирными линиями.

Распределения  $\frac{dN}{dP_T^2}$  вида сравнивались с зависимостью

$$\frac{dN}{dP_T^2} = \exp(-A' P_T^2). \quad /8/$$

Подчеркнем, что наклон  $A'$  одночастичных спектров в формуле /8/ не совпадает с коэффициентами  $a, b$  в формуле /2/, хотя и переходит в них при  $c \rightarrow 0$ :

$$A' = a + \frac{c^2}{4b} \quad /для частицы 1/, \quad /9/$$

$$A' = b + \frac{c^2}{4a} \quad /для частицы 2/.$$

Полученные в результате подгонки коэффициенты  $A'$  вместе с соответствующими значениями  $\chi^2$ , рассчитанными на одну степень свободы, сведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, распределения  $dN/dP_T^2$  плохо описываются кривой вида /8/, а коэффициенты  $A'$  не соответствуют требованию равенства наклонов для разноименно заряженных частиц ( $a \approx b$ ). В то же время видно /рис. 1/, что отклонение распределений /8/ от экспоненциального поведения связано с частицами, имеющими большой поперечный импульс. Обрезание по поперечным импульсам с границей  $0,7 \text{ ГэВ/с}$ , как следует из последних столбцов табл. 1, существенно понижает  $\chi^2$  и делает вполне допустимым предположение о равенстве наклонов экспонент, описывающих распределения по поперечным импульсам для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов. Поэтому в дальнейшем мы использовали частицы только с поперечными импульсами меньше  $700 \text{ МэВ/с}$ .

Таблица 1

Тип взаимодействия	Все события		События с $P_T^2 < 0,7 \text{ ГэВ/с}$	
	$\chi^2$	$A'$	$\chi^2$	$A'$
$\pi^- p$	$\pi^-$	14.94 -6.14 $\pm$ .01	6.04 -6.80 $\pm$ .02	
	$\pi^+$	13.03 -5.77 $\pm$ .01	5.27 -6.57 $\pm$ .02	
$\pi^- n$	$\pi^-$	7.03 -6.68 $\pm$ .02	3.16 -7.07 $\pm$ .03	
	$\pi^+$	4.62 -6.22 $\pm$ .02	2.23 -6.79 $\pm$ .03	

## §2. Распределения по $P^2$ и $Q^2$

Результаты подгонки под экспериментальные данные функций вида /6/ и /7/ для полуинклюзивных реакций

$$\begin{aligned} \pi^- p \rightarrow \{ \pi^- \pi^- + \dots, \\ \pi^+ \pi^+ + \dots, \\ \pi^- \pi^+ + \dots, \\ \pi^+ \pi^- + \dots \} \quad /III/ \\ \pi^- p \rightarrow \{ \pi^+ \pi^+ + \dots, \\ \pi^- \pi^- + \dots, \\ \pi^+ \pi^- + \dots, \\ \pi^- \pi^+ + \dots \} \quad /IV/ \end{aligned}$$

при энергии 40 ГэВ/с представлены в табл. 2 и 3. Видно, что эти распределения действительно являются экспоненциальными. Это позволяет, используя уравнения /6/, /7/, определить корреляционные коэффициенты  $c$  /последние столбцы в табл. 2 и 3/.

Анализ полученных результатов для обоих процессов III и IV позволяет утверждать, что в то время, как для одинаково заряженных частиц корреляционные связи слабы /коэффициенты  $c$  - малы/, для разноименно заряженных пионов эти связи являются существенными.

## §3. Зависимость корреляций поперечных импульсов от множественности

Каково происхождение отличного от нуля коэффициента  $c$  в эмпирической формуле /2/? Простейшее объяснение можно получить в рамках "протостатистической" модели /3/, согласно которой вероятность рождения частиц с поперечными импульсами  $\vec{P}_{T1}, \dots, \vec{P}_{Tn}$  не зависит от их продольных импульсов  $P_{||i}$  и пропорциональна /при данных  $P_{||i}$ / величине

$$dN \sim \exp \left[ -\rho \sum_{i=1}^n P_{Ti}^2 \right] \delta \left( \sum \vec{P}_{Ti} \right) \prod d\vec{P}_{Ti} \quad /10/$$

Здесь в экспоненте стоят только квадраты  $P_{Ti}$ . Скалярное произведение  $\vec{P}_{T1} \vec{P}_{T2}$  появляется после интегрирования

Таблица 2

$\pi^- p \rightarrow$	$\chi^2$	A	a	c
$\pi^- \pi^-$	P 3.03	-3.52 $\pm$ .03	6.93 $\pm$ .05	.26 $\pm$ .01
	Q 4.66	-3.39 $\pm$ .03		
$\pi^+ \pi^+$	P 2.70	-3.38 $\pm$ .03	6.60 $\pm$ .05	.28 $\pm$ .01
	Q 3.36	-3.44 $\pm$ .03		
$\pi^- \pi^+$	P 7.72	-3.68 $\pm$ .02	6.76 $\pm$ .04	1.20 $\pm$ .04
	Q 5.10	-3.08 $\pm$ .02		

Таблица 3

$\pi^- n \rightarrow$	$\chi^2$	A	a	c
$\rightarrow \pi^- \pi^-$	2.06	-3.72 $\pm$ .05	7.27 $\pm$ .08	.34 $\pm$ .02
	2.32	-3.55 $\pm$ .05		
$\rightarrow \pi^+ \pi^+$	1.51	-3.49 $\pm$ .07	6.84 $\pm$ .10	.28 $\pm$ .02
	2.05	-3.35 $\pm$ .07		
$\rightarrow \pi^- \pi^+$	2.88	-3.88 $\pm$ .04	7.16 $\pm$ .06	1.20 $\pm$ .06
	2.49	-3.28 $\pm$ .04		

по "лишним" импульсам  $\vec{P}_{T3}, \dots, \vec{P}_{Tn}$ , благодаря тому, что суммарный поперечный импульс должен быть равен нулю. Заметим, что в протостатистической модели есть только один свободный параметр  $-\rho$ , так что те параметры  $a$  и  $c$ , которые возникнут после интегрирования по  $\vec{P}_{T3}, \dots, \vec{P}_{Tn}$ , должны оказаться взаимосвязанными. Действительно, интегрирование дает

$$dN \sim \exp \left[ -\rho \frac{n-1}{n-2} (P_{T1}^2 + P_{T2}^2) - \frac{2\rho}{n-2} \vec{P}_{T1} \vec{P}_{T2} \right] dP_{T1} dP_{T2} / 11/$$

Обозначения те же, что в формуле /2/.

Сравнивая с /2/, /5/, приходим к следующим предсказаниям протостатистической модели:

$$a = b = \rho \frac{n-1}{n-2}, \quad c = \rho \frac{2}{n-2}. \quad /12/$$

Таким образом, отношение  $a/c$  оказывается связанным с полной множественностью рожденных частиц

$$n = \frac{2a}{c} + 1. \quad /13/$$

Из сравнения выражения /11/ с /6/, /7/ видно, что наклон спектра  $Q^2$  не должен зависеть от множественности частиц  $n$ , а наклон спектра  $P^2$  слабо зависит от  $n$  /при больших  $n$ /.

$$A_1 = \frac{1}{2} \rho \frac{n}{n-2}, \quad A_2 = \frac{1}{2} \rho. \quad /14/$$

Эти следствия также могут быть легко проверены экспериментально.

Мы исследовали зависимость корреляционных коэффициентов  $c$  от множественности вторичных частиц. Полученные результаты представлены в табл. 4 и 5, а также на рис. 2. Видно, что и здесь корреляционные эффекты для одинаково заряженных пионов значительно меньше, чем в случае  $\pi^+ \pi^-$ -мезонов. Кроме того, увеличение множественности ослабляет корреляционную связь между пионами разного знака. Вычисленные по формуле /13/

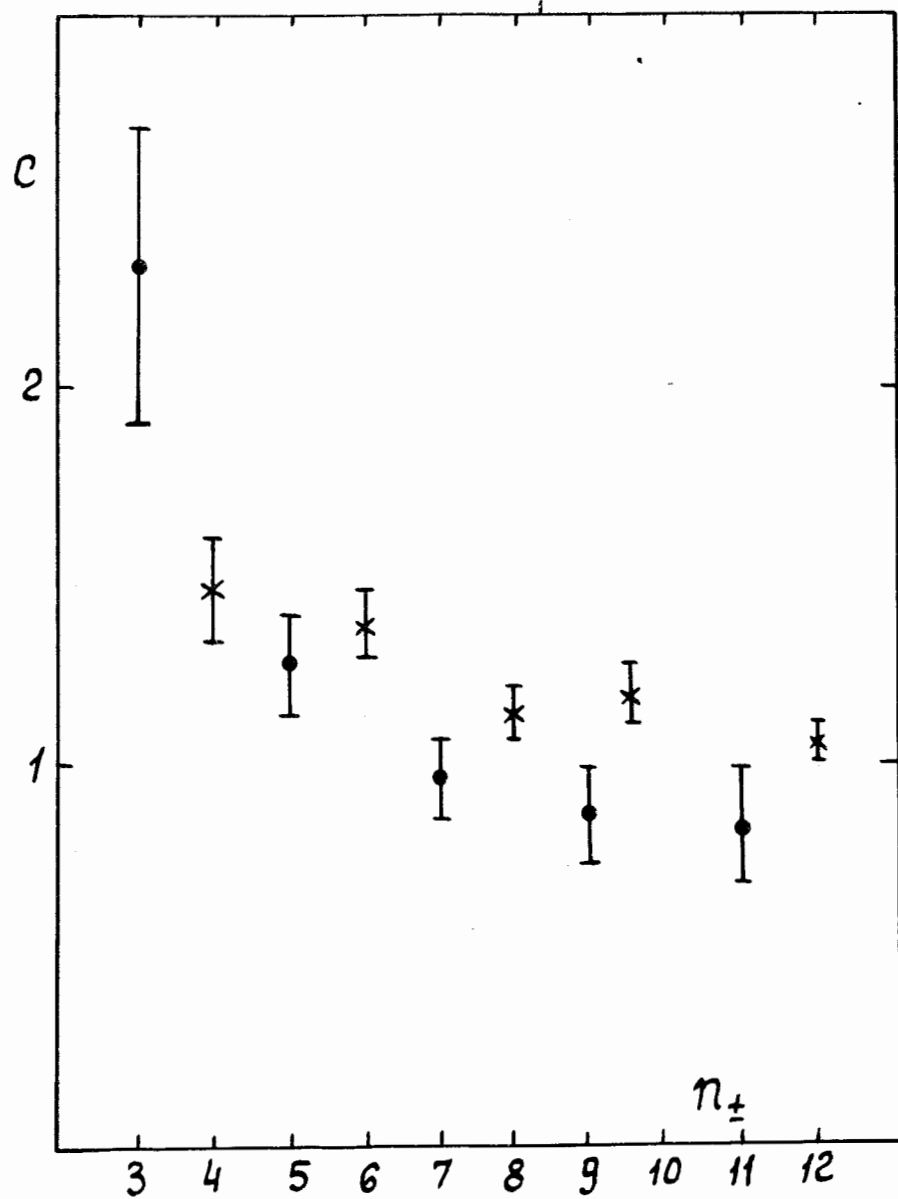


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции  $c$  от числа заряженных частиц. Обозначения: \* - реакция  $\pi^-p \rightarrow \pi^+ + \dots$ ,  $\bullet$  -  $\pi^-p \rightarrow \pi^- + \dots$ .

Таблица 4

$n_{ch}$	$\pi^-p \rightarrow$		$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^+$		$n_{теор.} = \frac{2a}{c} + 1$
	$\pi^-\pi^-$	$c$		$a$	$c$	
4	$.78 \pm .12$		$.70 \pm .10$	$5.77 \pm .08$	$1.46 \pm .15$	$8.8 \pm 1$
6	$.14 \pm .01$		$.30 \pm .04$	$6.30 \pm .06$	$1.38 \pm .06$	$10.1 \pm 1$
8	$.20 \pm .01$		$.12 \pm .01$	$6.77 \pm .06$	$1.14 \pm .06$	$12.8 \pm 1$
10	$.24 \pm .02$		$.10 \pm .01$	$7.23 \pm .07$	$1.18 \pm .06$	$13.2 \pm 2$
12	$.08 \pm .01$		$.14 \pm .02$	$7.26 \pm .10$	$1.06 \pm .05$	$14.6 \pm 2$



Таблица 5

 $\pi^- n \rightarrow$ 

$n_{ch}$	$\pi^- \pi^-$	$\pi^+ \pi^+$	$\pi^- \pi^+$		$n_{теор.} = \frac{2a}{c} + 1$
	c	c	a	c	
3	$.86 \pm .15$	-	$6.70 \pm .40$	$2.32 \pm .40$	$6.8 \pm 1$
5	$.32 \pm .05$	$.36 \pm .10$	$6.61 \pm .32$	$1.26 \pm .12$	$10.4 \pm 1$
7	$.16 \pm .01$	$.28 \pm .03$	$6.85 \pm .28$	$.96 \pm .10$	$14.3 \pm 1.5$
9	$.26 \pm .03$	$.20 \pm .08$	$7.14 \pm .33$	$.88 \pm .12$	$16.2 \pm 2$
II	$.15 \pm .04$	$.08 \pm .03$	$7.22 \pm .44$	$.82 \pm .15$	$17.6 \pm 3$

значения множественности частиц  $n$  представлены в последних столбцах рассматриваемых таблиц. Учет незарегистрированных вторичных частиц /нейтральных  $\pi$ -мезонов /4/, нейтральных странных частиц, а также рождение почти в половине случаев в качестве бариона - нейтрона/ приводят к удовлетворительному согласию вычисленных величин с наблюдаемыми.

Мы делаем вывод, что протостатистическая модель в случае пар  $\pi^+ \pi^-$  качественно правильно предсказывает как тенденцию изменения  $a$  и  $c$  с множественностью, так и абсолютные значения  $n$ . Отличие предсказаний для пар  $\pi^+ \pi^+$  от данных опыта говорит о том, что здесь не учтены какие-то важные факторы. Например, это может быть интерференция между тождественными бозонами /5/.

Заметим, что, по-видимому, корреляции между поперечными импульсами гораздо более чувствительны к свойствам модели, чем широко применяемые ныне азимутальные корреляции /например, зависимость последних от  $n$  лучше согласуется с протостатистической моделью /3/ /.

#### §4. Влияние "лидирующих" частиц

Как известно, между образованными во взаимодействиях частицами всегда есть такие, которые в какой-то мере сохраняют свойства первоначальных частиц. Такие частицы называются "лидирующими". Сделанная нами попытка установления влияния таких частиц на корреляционные связи основана на исследовании зависимости значений  $c$  от величины импульсов  $\pi^-$ -мезонов в лабораторной системе координат  $P_{лаб.}$ . Мы построили распределения /6/ и /7/ для различных интервалов  $P_{лаб.}$  вторичных отрицательных  $\pi$ -мезонов. Нужно отметить, что все распределения имеют необходимый экспоненциальный вид, что и позволяет нам заняться вычислением коэффициентов корреляции. Результаты расчетов для процессов III и IV представлены в табл. 6. Видно, что имеется, хотя и мало убедительное из-за больших ошибок, возрастание величин корреляций с увеличением импульса  $\pi^-$ -мезонов.

Таблица 6

$\pi$ Р. лаб. (ГэВ/с)	С	
	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+$	$\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+$
0.0 ± 1.0	1.06 ± 0.05	0.92 ± 0.06
1.0 ± 3.0	1.24 ± 0.06	1.08 ± 0.09
3.0 ± 6.0	1.32 ± 0.07	1.14 ± 0.15
6.0 ± 10.0	1.28 ± 0.15	1.22 ± 0.35
10.0 ± 20.0	1.34 ± 0.18	1.38 ± 0.48
20.0 ± 40.0	2.02 ± 0.50	1.86 ± 0.70

## §5. Заключительные замечания

В настоящей работе показано, что существуют корреляции между образованными в инклюзивных  $\pi^- p$ - и  $\pi^- n$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с  $\pi^+$ -мезонами и они более значительны для комбинаций частиц, отличных друг от друга по знаку. Основное условие применения описанного метода - экспоненциальный характер одно-частичных распределений - соблюдается удовлетворительно, если рассмотрение ограничить малыми значениями поперечных импульсов ( $P_T^2 < 0,7$  ГэВ/с). Указанные корреляции уменьшаются с возрастанием множественности заряженных частиц. Лидирующие частицы влияют на эти корреляционные связи, увеличивая их. Последнее утверждение является весьма предварительным. Ряд свойств корреляций укладывается в протостатистическую модель.

Авторы благодарны всем коллегам Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры ОИЯИ за предоставленные материалы, докторам М.И.Соловьеву, Н.Ангелову, Х.Семерджиеву за полезные дискуссии и помощь. Мы также признательны академику Х.Я.Христову, в институте которого выполнялась настоящая работа.

## Литература

1. H. Braun, A. Fridman et al. Phys. Rev., D, v. 8, 2034 (1973).
2. A. Fridman, P. Juillot. Z. Physik, 268, 317 (1974).
3. M. C. Foster, D. Z. Freedman, S. Nussinov. Phys. Rev., D6, 3135 (1975).
4. A. U. Abdurakhimov et al. Phys. Lett., 39B, 571 (1972).
5. G. Kopylov. Phys. Lett., 50B, 472 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 октября 1975 года.