

+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6191/2-80

22/12-80
P1-80-593

Н.Ангелов, Н.Ахабабян, О.Балеа, В.Болдеа,
В.Г.Гришин, М.Ковальски, Т.Понта,
Л.Симич, С.Хакман

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ
ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ В π^-p , π^-n
И π^-C ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1980

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Определение пространственно-временных характеристик процессов множественной генерации частиц при высоких энергиях позволяет получить сведения о механизме их образования. В настоящее время для этих целей широко используется метод, основанный на интерференции тождественных вторичных частиц, образованных в реакциях типа



при $q = P_1 - P_2 \rightarrow 0$, где P_1, P_2 - четырехмерные импульсы пионов^{/1-4/}. Для тождественных бозонов интерференция конструктивна, и их плотность в фазовом пространстве имеет вид:

$$W_1(P_1, P_2) = [1 + \Delta(q, P)] W_{\phi}(P_1, P_2), \quad /2/$$

где $P = P_1 + P_2$ и $W_{\phi}(P_1, P_2)$ - плотность пар пионов при отсутствии интерференции /"Фоновое распределение"/. Функция $\Delta(q, P) \rightarrow 1$ при $q \rightarrow 0$ и $\Delta(q, P) \rightarrow 0$ вне области интерференции. Конкретный вид функции $\Delta(q, P)$ зависит от пространственно-временных характеристик области излучения адронов. Например, если источники "включаются" одновременно, расположены на поверхности сферы радиуса r и их время жизни τ , то

$$\Delta(q, P) = \frac{[2J_1(q_{\perp} r) / q_{\perp} r]^2}{1 + (q_0 r)^2}, \quad /3/$$

где $q_0 = E_1 - E_2$, $\vec{q}_{\perp} = \vec{q} - (\vec{q} \cdot \vec{n}) \vec{n}$, $\vec{n} = \frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{|P_1 + P_2|}$, $J_1(q_{\perp} r)$ - функция Бесселя первого порядка. В других моделях вид $\Delta(q, P)$ несколько иной, однако при определении средних эффективных характеристик области излучения r и τ в пределах статистических ошибок эксперимента все модели дают одинаковые результаты.

Цель настоящей работы - определение размеров области излучения отрицательных пионов в реакциях типа /1/ при соударениях π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с с протонами, нейтронами и ядрами углерода

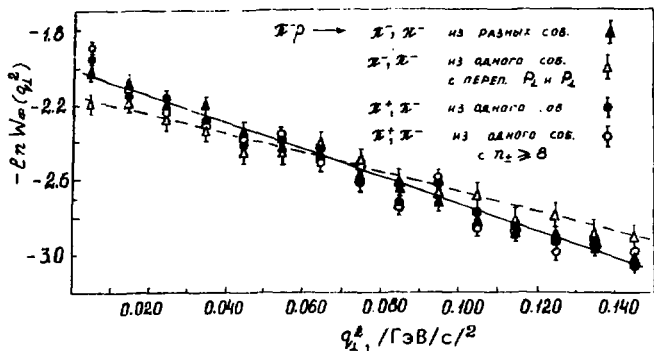


Рис.1. Фоновые распределения $W_{if}(q_{\perp}^2)$ для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- + \pi^- + \dots$; $\blacktriangle / \triangle$ - пары π^- -мезонов из разных событий; $\blacktriangledown / \triangledown$ - пары из одного события со случайным "перепутыванием" продольных и поперечных компонент их импульсов; \bullet / \circ - ($\pi^+ \pi^-$) - пары из одного события; \circ / \circ - ($\pi^+ \pi^-$) - пары из одного события для звезд с $p_{\perp} \geq 8$.

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^- + X, \quad /4/$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^- + X, \quad /5/$$

$$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + \pi^- + X \quad /6/$$

на статистике около 1800, 7000 и 9000 событий, соответственно. Отметим, что события типа /5/ относятся к взаимодействиям пионов с квазисвободными нейтронами ядра углерода, а в реакциях /4/ их примесь составляет 44%. В событиях типа /6/ исключены взаимодействия π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядра углерода. Экспериментальные данные получены одной методикой - с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной отрицательными пионами на ускорителе ИФВЭ. Методические особенности регистрации, обработки событий и основные характеристики рассматриваемых взаимодействий приведены в ^{5/}. Первые результаты по определению Γ и τ , полученные на части статистики, приведены в ^{6-8/}. Для сравнения пространственно-временных характеристик процессов множественной генерации пионов в рассматриваемых типах взаимодействий все данные получены в лабораторной системе координат.

Таблица 1

Величины средних ошибок $\langle \Delta q_{\perp}^2 \rangle$ и $\langle \Delta q_0 \rangle$ для переменных q_{\perp}^2 и q_0 в лабораторной системе координат

Интервал значений q_{\perp}^2 , [ГэВ/с] ²	Средняя ошибка $\langle \Delta q_{\perp}^2 \rangle$, [ГэВ/с] ²	Интервал значений q_0 , [ГэВ]	Средняя ошибка $\langle \Delta q_0 \rangle$, [ГэВ]
0,000-0,020	0,0017	0,000-0,020	0,0151
0,020-0,040	0,0042	0,020-0,040	0,0157
0,040-0,060	0,0059	0,040-0,060	0,0172
0,060-0,080	0,0067	0,060-0,080	0,0179
0,080-0,100	0,0078	0,080-0,100	0,0184
0,100-0,150	0,0137	0,100-0,150	0,0198
0,150-0,200	0,0243	0,150-0,200	0,0212
0,200-0,500	0,0388	0,200-0,500	0,0261

§ 2. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ

Одной из важных проблем при определении интерференционного эффекта в реакциях типа /1/ является выбор фонового распределения. Обычно в качестве фона используются комбинации пар тождественных пионов из разных событий или пары разноименно заряженных пионов из одних и тех же событий. В первом случае "разрушается" интерференция тождественных частиц, но при этом возможно и "нарушение" законов сохранения энергии-импульса. Во втором случае законы сохранения выполняются, однако не исключено, что для $(\pi^+\pi^-)$ пар возможны интерференционные эффекты /3,4/.

На рис. 1 представлено несколько экспериментально полученных фоновых распределений $W_{\Phi}(q_{\perp}^2)$ для процесса типа /4/. В пределах экспериментальных ошибок $W_{\Phi}(q_{\perp}^2)$ для π^- -мезонов из разных событий, для $(\pi^+\pi^-)$ -мезонных пар, из одного события и для событий с большой множественностью, не отличаются друг от друга. Несколько иное поведение имеет $W_{\Phi}(q_{\perp}^2)$ для π^- -мезонов из одного события и случайным "перепутыванием"

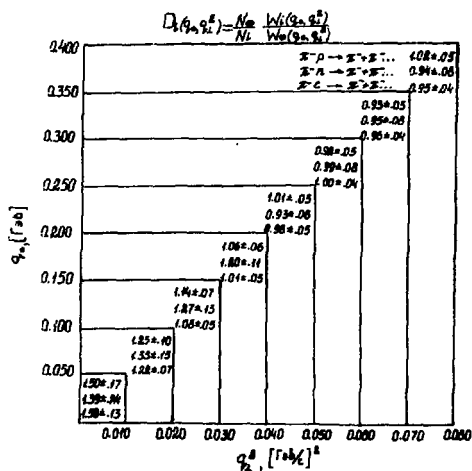


Рис. 2. Значения $D_i(q_0, q_1^2)$ для $\pi^- p$, $\pi^- n$ и $\pi^- C$ -взаимодействий; показаны интервалы по переменным q_0 и q_1^2 .

переменных q_0 и q_1^2 . Точность измерений оказалась такой же, как и при измерении эффекта интерференции в ядерных соударениях при 4,2 ГэВ/с-нуклон/10'. Как видно из таблицы, значения Δq_1^2 значительно меньше величины интервалов по q_1^2 , и поэтому можно не учитывать "переброса" событий из одного интервала в другой. В то же время $\Delta q_0 \sim q_0$, и для определения τ уже необходимо знать вид функции разрешения*. В этой работе данные по τ получены без учета функции разрешения по q_0 , и поэтому их следует рассматривать лишь как оценку ее нижней границы.

* Это связано с тем, что $\delta q_1^2 / q_1^2 \sim (\delta p/p)^2$, $\delta q_0 / q_0 \sim \delta E / E_1 \sim E_2$. Здесь, δp и δE - ошибки в измерении импульса и энергии вторичных пионов.

продольных и поперечных компонент их импульсов / $\Lambda / 10'$. Прямая на рисунке - аппроксимация распределения $W_{\Phi}(q_1^2)$ для π^- -мезонных пар из разных событий. Все приводимые результаты по определению τ и τ получены при использовании этого фона.

Выделение эффекта интерференции в относительно узком интервале значений q_0 и q_1^2 существенно зависит от точности измерения импульсов и углов вылета вторичных частиц. В табл. 1 приведены полученные для нашего эксперимента значения средних стандартных отклонений Δq_0 и Δq_1^2 для разных интервалов

§ 3. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИОНОВ
В π^-p И π^-n -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Эффект интерференции тождественных частиц имеет двухмерный характер по переменным q_0 и q_{\perp}^2 , поэтому для определения размеров области излучения пионов необходимо анализировать двумерное распределение

$$D_i(q_0, q_{\perp}^2) = \frac{N_{\Phi}}{N_i} \frac{W_i(q_0, q_{\perp}^2)}{W_{\Phi}(q_0, q_{\perp}^2)} \quad /7/$$

где N_{Φ} и N_i - полное число комбинаций ($\pi^-\pi^-$)-пар в интервалах $q_0 = (0 \div 0,5)$ ГэВ и $q_{\perp}^2 = (0 \div 0,2)$ /ГэВ/с/2. На рис.2 для иллюстрации приведены значения D_i для разных интервалов по q_0 и q_{\perp}^2 для трех рассматриваемых нами видов процессов /4/-/6/; границы соответствующих интервалов по q_0 и q_{\perp}^2 показаны на рисунке. Как видно, наибольший эффект для всех типов взаимодействий проявляется в первом интервале ($q_0 \leq 0,050$ ГэВ и $q_{\perp}^2 \leq 0,010$ /ГэВ/с/2 и с увеличением значения q_0 и q_{\perp}^2 - $D_i(q_0, q_{\perp}^2) \rightarrow 1$. Аппроксимация данных экспериментальных распределений для π^-p - взаимодействий функцией

$$\frac{W_i(q_0, q_{\perp}^2)}{W_{\Phi}(q_0, q_{\perp}^2)} = A[1 + B\Lambda(q_0, q_{\perp}^2)] \quad /8/$$

дает для параметров значения:

$$A = 0,85 \pm 0,02; \quad B = 0,75 \pm 0,14;$$

$$r = /1,92 \pm 0,25/ \text{ Фм}; \quad sr \geq /0,84 \pm 0,22/ \text{ Фм}; \quad \chi^2/N_{\text{ст.св.}} = 1,05.$$

Часто из-за недостаточной статистики анализ проводится на основе одномерных распределений, получаемых из /7/ при ограничении одной или другой переменной / q_0 или q_{\perp}^2 /: -

$$R(q_{\perp}^2) = \frac{W_{\Phi}}{W_i} \frac{W_i(q_{\perp}^2)}{W_{\Phi}(q_{\perp}^2)}, \quad q_0 \leq \text{const} \quad /9/$$

$$T(q_0) = \frac{W_{\Phi}}{W_i} \frac{W_i(q_0)}{W_{\Phi}(q_0)}, \quad q_{\perp}^2 \leq \text{const}. \quad /10/$$

Параметры r и τ определяются путем аппроксимации этих экспериментальных распределений функциями вида:

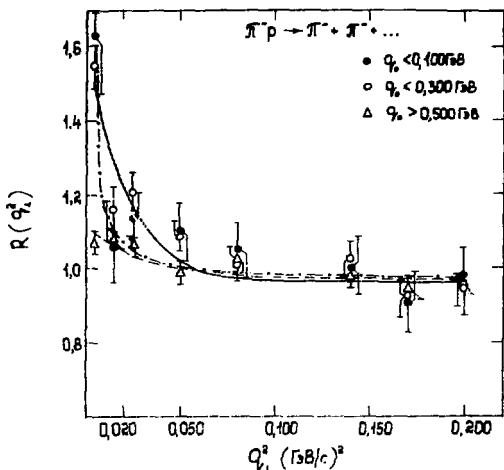


Рис.3. Распределение $R(q_{\perp}^2)$ для $\pi^- p$ -взаимодействий при $q_0 \leq 0,1; 0,3$ ГэВ и $q_0 \geq 0,5$ ГэВ. Кривые - результат фитирования экспериментальных данных по формуле /10/.

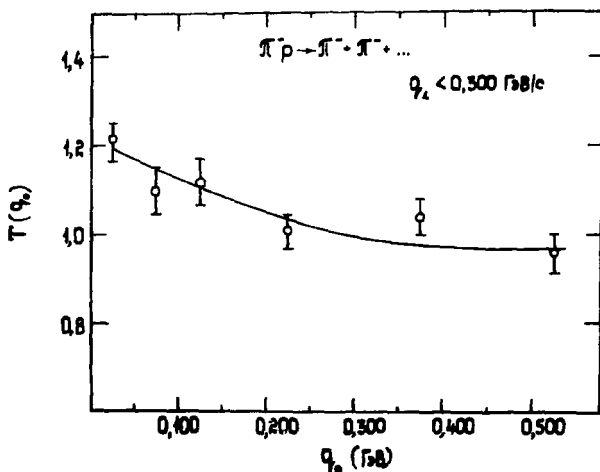


Рис.4. Распределение $T(q_0)$ для $\pi^- p$ -взаимодействий при $q_{\perp}^2 \leq 0,09$ /ГэВ/с². Кривая - результат фитирования данных по формуле /11/.

Таблица 2а.

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /8/ для π^-p , π^-n -взаимодействий функции типа /10/.

Тип взаимод.	Огранич. по q_0 /ГэВ/	a	b	r [Фм]	χ^2 $N_{ст.св.}$
π^-p	0,100	0,86 \pm 0,04	0,74 \pm 0,13	1,94 \pm 0,28	1,24
	0,300	0,93 \pm 0,05	0,53 \pm 0,18	2,23 \pm 0,22	1,15
	0,500	0,97 \pm 0,02	0,18 \pm 0,06	2,42 \pm 0,23	1,08
π^-n	0,100	0,86 \pm 0,05	0,82 \pm 0,14	2,19 \pm 0,58	1,41
	0,300	0,94 \pm 0,04	0,57 \pm 0,17	2,37 \pm 0,36	1,33
	0,500	0,93 \pm 0,05	0,24 \pm 0,13	2,64 \pm 0,73	1,18

Таблица 2б.

Значения параметров аппроксимации одномерных распределений /9/ для π^-p , π^-n -взаимодействий функцией типа /11/.

Тип взаимод.	Огранич. по q_1^2 /ГэВ/с ²				
π^-p	0,090	0,92 \pm 0,09	0,26 \pm 0,05	0,9 \pm 0,4	1,24
π^-n	0,090	0,90 \pm 0,12	0,44 \pm 0,15	1,7 \pm 1,2	1,36

$$G(q_{\perp}^2) = a \left[1 + b \frac{4J_1^2(q_{\perp} r)}{(q_{\perp} r)^2} \right], \quad q_0 \leq 0,3 \quad /11/$$

$$H(q_0) = c \left[1 + \frac{d}{1 + (q_0 r)^2} \right], \quad q_1^2 \leq 0,09. \quad /12/$$

На рис. 3 и 4 представлены распределения /8/ и /9/ для процесса /4/; кривые на рисунках - результат аппроксимации функциями /10/ и /11/. Полученные значения параметров τ и r для π^-p и π^-p -взаимодействий представлены в табл. 2. Как видно, в пределе статистических ошибок результаты двумерного фита и одномерных аппроксимаций при различных ограничениях совпадают. Эффект интерференции уменьшается с увеличением границы обреза по q_0 ./коэфф.в/. Временной параметр $c\tau$ оказывается меньше, чем τ , однако, как было уже отмечено, из наших данных определяется лишь его нижняя граница.

§ 4. ОБЛАСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРИЧНЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ В π^-C -СТОЛКНОВЕНИЯХ

В табл. 3а приведены значения τ и r для π^-C -взаимодействий, полученные как из анализа двумерного распределения /7/, так и анализа одномерных распределений типа /8/ и /9/ при ограничении $q_0 \leq 0,300$ ГэВ и $q_{\perp}^2 \leq 0,090$ /ГэВ/с², соответственно. Размеры области излучения пионов в пион-ядерных соударениях сказываются больше, чем в пион-нуклонных взаимодействиях при той же энергии первичных частиц. Это различие можно связать с вкладом взаимодействий π^- -мезонов с несколькими нуклонами ядра-мишени /многонуклонные взаимодействия/. Выделить такие соударения с несколькими протонами ядра мишени возможно по величине полного электрического заряда вторичных частиц $Q = p_p + p_{\pi^+} + p_{\pi^-}$, где p_p - число протонов с импульсом больше 0,300 ГэВ/с, p_{π^+} и p_{π^-} - число положительных и отрицательных пионов соответственно /11/. В таком случае для многонуклонных взаимодействий $Q \geq 1$. На рис. 5 и 6 приведены распределения /8/ и /9/ для пар π^- -мезонов, образованные в π^-C -взаимодействиях с $Q \geq 1$ и $Q < 1$. Значения параметров τ и r , полученные при аппроксимации этих данных функциями вида /10/ и /11/, приведены в табл. 3б, в. Величины τ и r для многонуклонных взаимодействий больше, чем для событий с $Q < 1$ или для π^-N -соударений.

Таблица 3а.

Значения параметров аппроксимации двумерного распределения /7/ функцией вида /8/ для взаимодействий π^-C

Двумерный фит	A	B	r_1 /Фм/	c_1 /Фм/	χ^2 N _{ст.св.}
$q_0 \geq 0,500$ ГэВ	$2,92 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,40$	$3,69 \pm 0,84$	$1,23 \pm 38$	1,01
$q_0^2 \geq 0,200$ ГэВ/с ²					

Таблица 3б.

Значения параметров аппроксимаций одномерного распределения /9/ функцией вида /11/ для взаимодействий π^-C

Тип взаимодействия	Огранич. по q_0 /ГэВ/	a	b	r /Фм/	χ^2 N _{ст.св.}
все	0,300	$0,96 \pm 0,03$	$0,87 \pm 0,16$	$3,39 \pm 0,48$	1,57
$G \geq 1$	0,300	$0,93 \pm 0,04$	$0,82 \pm 0,27$	$4,04 \pm 0,82$	0,77
$G < 1$	0,300	$0,91 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,15$	$2,31 \pm 0,43$	0,86

Таблица 3в.

Значения параметров аппроксимации одномерного распределения /10/ функцией вида /12/ для взаимодействий π^-C

Тип взаимодействия	Огранич. по q_0 /ГэВ/с	c	d	c_1 /Фм/	χ^2 N _{ст.св.}
все	0,090	$0,98 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,08$	$4,5 \pm 2,1$	1,28
$G \geq 1$	0,090	$0,95 \pm 0,04$	$0,66 \pm 0,04$	$4,8 \pm 2,4$	0,84
$G < 1$	0,090	$0,99 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,08$	$2,7 \pm 0,9$	1,29

§ 5. ЗАВИСИМОСТЬ
РАЗМЕРОВ
ОБЛАСТИ
ИЗЛУЧЕНИЯ
ПИОНОВ ОТ ИХ
ПОПЕРЕЧНЫХ
ИМПУЛЬСОВ

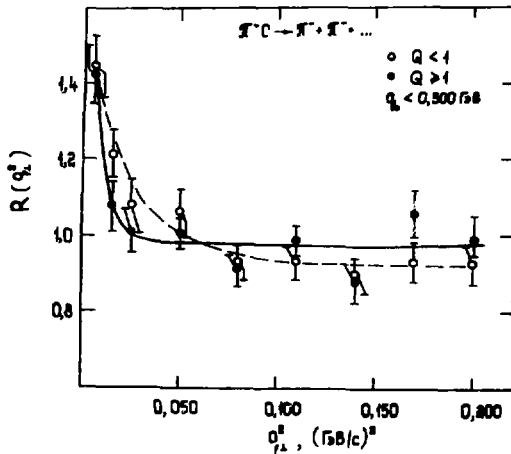


Рис. 5. Распределения $R(q_{\perp}^2)$ для π^-C -столкновений с $Q \geq 1$ и $Q < 1$. Кривые - результат аппроксимации данных по формуле /10/.

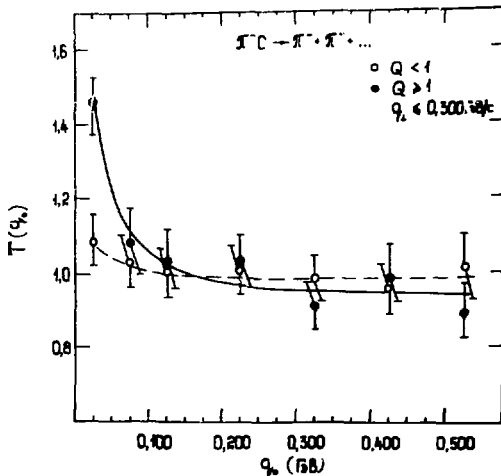


Рис. 6. Распределения $T(q_0)$ для π^-C -столкновений с $Q \geq 1$ и $Q < 1$. Кривые - результат аппроксимации данных по формуле /11/.

Как известно, механизмы образования пионов в многочастичных процессах существенно различаются в зависимости от их поперечных импульсов. В связи с этим представляет интерес анализ интерференционных эффектов в зависимости от поперечных импульсов вторичных частиц. На рис. 7 представлены экспериментальные распределения /8/ для вторичных отрицательных пионов, образованных в π^-C -столкновениях для трех интервалов $P_{\perp} = /0 \div 0,2/$; $/0,2 \div 0,6/$ и $P_{\perp} > 0,6$ ГэВ/с. Из рисунка видно, что для π^-C -событий размер области генерации вторичных пионов уменьшается с увеличением поперечных импульсов. Можно предположить, что в адрон-ядерных взаимодействиях пионы с большими поперечными импульсами образуются в основном в столкновениях с одним нуклоном, и "проходят" через ядро без вторичных

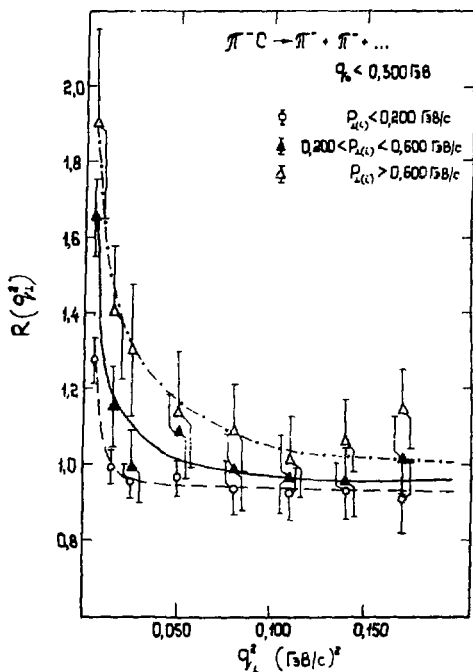


Рис. 7. Распределения $R(q_{\perp}^2)$ для $\pi^- C$ -столкновений при различных значениях поперечных импульсов вторичных пионов: $\circ / P_{\perp} \leq 0,2$ ГэВ/с; $\triangle / P_{\perp} = 0,2 \div 0,6$ ГэВ/с; $\square / P_{\perp} > 0,6$ ГэВ/с.

$r_{(\pi C)} = 4,5 \pm 2,1$ фм. Однако увеличение пространственно-временных "размеров" пион-ядерных столкновений связано с многонуклонными взаимодействиями $r_{(q-1)} = 4,0 \pm 0,8$ фм и $r_{(q-1)} = 4,8 \pm 2,4$ фм, а $r_{(q-1)} = 2,3 \pm 0,4$ фм и $r_{(q-1)} = 2,7 \pm 1,3$ фм. Размеры области излучения пионов в $\pi^- C$ -взаимодействиях уменьшаются с увеличением их поперечных импульсов и при $P_{\perp} \leq 0,6$ ГэВ/с $r_{(\pi C)} = r_{(\pi N)}$.

Обнаруженные эффекты изменения размеров области генерации пионов в зависимости от их поперечных импульсов и от типа взаимодействия открывают новые возможности исследования механизмов множественных процессов при высоких энергиях с помощью интерференции тождественных частиц.

перерассеяний, а пионы с малыми поперечными импульсами чаще образуются при многонуклонных столкновениях.

§ 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ интерференции тождественных частиц, образованных в $\pi^- p$, $\pi^- \pi$ и $\pi^- C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, позволяет получить новую информацию о пространственно-временных характеристиках процессов множественного образования в лабораторной системе координат. Радиус области излучения отрицательных пионов в пион-нуклонных взаимодействиях $r_{(\pi p)} = 1,9 \pm 0,3$ фм, а время жизни возбужденной области $r_{(\pi p)} = 0,80 \pm 0,2$ фм. Для пион-углеродных столкновений значение этих параметров оказывается равным $r_{(\pi C)} = 3,4 \pm 0,5$ фм и

Авторы признательны В.Л.Любошицу и М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения, а также участникам Сотрудничества за изучение множественных процессов при 40 ГэВ/с за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, т.13, с.1165; ЯФ, 1971, т.14, с.600.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, т.15, с.392; ЯФ, 1973, т.18, с.656; ЯФ, 1974, т.19, с.434.
3. Sossioni G. Phys.Lett., Ser.B, 1974, v.49, p.459.
4. Гришин В.Г. УФН, 1979, т.127, с.51.
5. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1975, т.21, с.328.
6. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.26, с.796.
7. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.675.
8. Гришин В.Г. В сб.: "Труды международного семинара по проблемам физики высоких энергий". ОИЯИ, Д-1,2-9224, Дубна, 1975, с.11.
9. Coghren T. Report No 1033/PN, Krakow, 1978.
10. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.411.
11. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.1488.