

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.46
Г-22

18/11-73
1 - 7071

2255/2-73

А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова, А.В.Никитин,
А.И.Родионов, Ю.А.Троян

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В РЕАКЦИИ $np \rightarrow \pi^{\pm} X$ В ДИАПАЗОНЕ
ИМПУЛЬСОВ (2-10) ГЭВ/С

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова, А.В.Никитин,
А.И.Родионов, Ю.А.Троян

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В РЕАКЦИИ $np \rightarrow \pi^{\pm} X$ В ДИАПАЗОНЕ
ИМПУЛЬСОВ (2-10) ГЭВ/С

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Гаспарян А.П., Копылова Д.К., Никитин А.В.,
Родионов А.И., Троян Ю.А.

1 - 7071

Инклюзивные процессы в реакции $p p \rightarrow \pi^{\pm} X$ в диапазоне импульсов (2-10) Гэв/с

Изучен инклюзивный процесс $p p \rightarrow \pi^{\pm} X$ в диапазоне импульсов нейтронов (2-10) Гэв/с. Исследованы зависимости структурной функции f от x, p_{\perp}^2, s и получены их аппроксимации.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

В предлагаемой работе изучается структурная функция $f(x, p_{\perp}^2, s) = E^* \frac{d^3 \sigma}{d p^3}$ для инклюзивных процессов типа $p p \rightarrow \pi^{\pm} X$ в диапазоне энергий налетающих нейтронов /2-10/ Гэв. Методы разделения каналов реакций и оценка импульса нейтрона, вызвавшего наблюдаемое взаимодействие, изложены в наших ранних работах /2,3/.

Мы проводим изучение структурной функции в переменных x, p_{\perp}^2 , где x определяется как p^* / p_{max}^* . Здесь p_{\parallel}^* - продольный импульс наблюдаемого π -мезона в общей с.ц.м.,

$$p_{max}^* = \frac{1}{2\sqrt{s}} [s - (m_n + m_p)^2]^{1/2} [s - (m_n - m_p)^2]^{1/2},$$

s - квадрат полной энергии в с.ц.м. Переходя к переменным x и p_{\perp}^2 , получаем структурную функцию в виде

$$f(x, p_{\perp}^2, s) = \frac{E^*}{\pi p_{max}^*} \cdot \frac{d^2 \sigma}{dx dp_{\perp}^2},$$

где E^* - энергия наблюдаемой частицы в с.ц.м.*

* Чтобы получить правильное значение величин из графиков, приведенных в работе /рис. 2,4/, необходимо соответствующие распределения поделить на длину интервала, через который производится построение.

Из-за изотопической симметрии начальной системы pr поведение π^+ - и π^- -мезонов в полностью инклюзивных процессах pr -взаимодействий тождественно, если рассматривать их по отношению друг к другу в зеркально-отображенной системе. Поэтому в некоторых представленных распределениях рассматриваются π -мезоны какого-либо одного сорта, а π -мезоны другого сорта привлекаются для увеличения статистической точности.

В сечениях π^+ -мезонов сделаны поправки на ненаблюдаемые в нашем эксперименте одно- и семилучевые взаимодействия. Введение поправок также основано на соображениях изотопической инвариантности.

Число π^+ -мезонов из каналов $pr \rightarrow npp^+(m\pi^0)$ /т.н. однолучевые звезды/ равно наблюдаемому числу π^- -мезонов в каналах $pr \rightarrow rpp^-(m\pi^0)$, где $m=0,1,2$, а число π^+ -мезонов в канале $pr \rightarrow rpp^+3\pi^-2\pi^+$ /7-лучевые звезды/ соответствует наблюдаемому числу π^- -мезонов в канале $pr \rightarrow npp^+3\pi^-2\pi^-$. Разница по сравнению с π^- -мезонами состоит в том, что π^+ -мезоны надо взять зеркально отображенными в с.ц.м. [$\cos\theta_{\pi^-}^* \rightarrow \cos\theta_{\pi^+}^*(180^\circ-\theta^*)$].

Таким же образом была введена поправка на ненаблюдаемые π^- -мезоны из 7-лучевых взаимодействий. Считалось, что сечение каналов с числом частиц >7 мало, и такие каналы в нашем эксперименте не учитывались. Сечение канала $pr \rightarrow npp^+5\pi$ составляет $0,6 \pm 0,3 / \text{мб}^{1/4}$. Следовательно, введя соответствующие поправки, можно считать, что в случае $pr \rightarrow \pi^\pm X$ мы имеем полный инклюзивный эксперимент.

На рис. 1 представлено поведение $Z(s) = \int_{-1}^{+1} \Phi(x,s) dx$ для π^+ - и π^- -мезонов, где $\Phi(x,s) = \int_0^\infty f(x, p_\perp^2, s) dp_\perp^2$ в зависимости от s . Верхние точки относятся к полному интегралу $\int_{-1}^{+1} \Phi(x,s) dx$, нижние точки - к $\int_{-0,1}^{+0,1} \Phi(x,s) dx$, т.е. к центральной области, а средние точки соответствуют разности интегралов $\int_{-1}^{+1} \Phi(x,s) dx - \int_{-0,1}^{+0,1} \Phi(x,s) dx$.

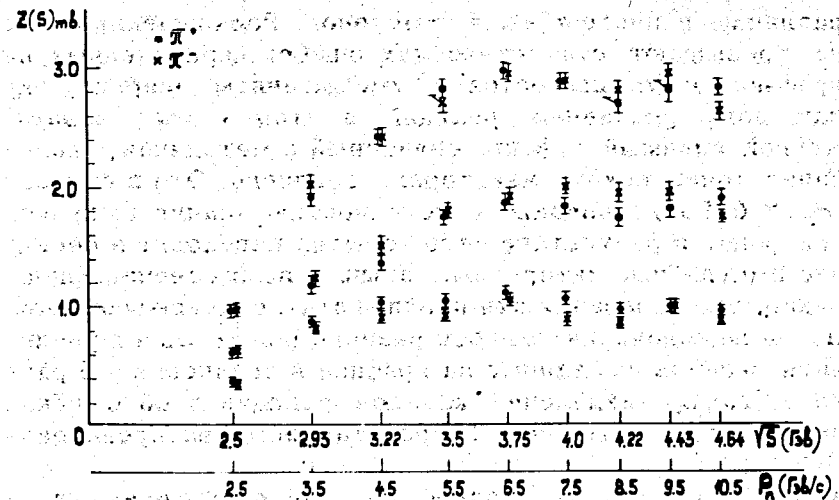


Рис. 1. Распределение $Z(s) = \int_0^1 \int_0^\infty f(p_\perp^2, x, s) dp_\perp^2 dx$ для π^+ - и π^- -мезонов. На нижней шкале указаны соответствующие импульсы нейтронов.

Из рисунка видно, что начиная с $P_n \approx 6$ Гэв/с значение функции Z в пределах ошибок остается постоянным.

Однако полученные экспериментальные данные не позволяют сделать определённого вывода относительно зависимости функции Z от энергии в области $P_n > 6$ Гэв/с. Ввиду малого энергетического интервала и больших ошибок нельзя сделать выбор между полной независимостью Z от $s/Z(s) = A = 2,8$; $\chi^2 = 42$ при 5 точках/ или слабой зависимостью от s .

Отметим некоторые методические вопросы.

Из рис. 1 видно, что в некоторых точках количество π^+ - и π^- -мезонов различно. Это связано с небольшой погрешностью в выделении каналов реакций $npp^+\pi^+\pi^-(m\pi^0)$ из трехлучевых и $rpp^+\pi^+\pi^-(m\pi^0)$ - из пятилучевых событий. Из соображений изотопической инвариантности количество тех и других реакций должно быть одинаковым. Однако разные методы выделения реакций в 3- и 5-лучевых звездах приводят к небольшому

различию в числе π^+ - и π^- -мезонов. Расхождения нигде не превышают статистических ошибок, приведенных на графике, и уменьшаются с уменьшением энергии, так как доля указанных реакций в этом случае падает. Другой видимый эффект, связанный с методикой, - колебания точек вокруг некоторого среднего. Это в области $P_n > 6$ Гэв/с связано с неточностью знания импульса нейтрона, в результате чего события переходят в соседние импульсные интервалы, завышая в них сечение. Снова видно, что колебания эти порядка статистических ошибок. Из-за методических ошибок разного рода следует увеличить ошибки, указанные на графике, в среднем в 1,5 раза /о методах разделения каналов реакций и об ошибках см. в /2,3/ /. На рис. 2 представлены распределения

$\Phi(x, s) = \int_0^\infty f(x, p_\perp^2, s) dp_\perp^2$ для π^+ - и π^- -мезонов в 4-импульсных интервалах: $P_n = /3 - 5/$ Гэв/с; $/5-7/$ Гэв/с; $/7-9/$ Гэв/с; > 9 Гэв/с. На графике приведены статистические ошибки.

Как и предсказывает изотопинвариантность, распределение $\Phi(x, s)$ для π^- -мезонов является зеркальным отображением распределения $\Phi(x, s)$ для π^+ -мезонов /см. рис. 2/. Максимум распределения для π^- -мезонов находится в точке $x_0 = 0,05$, а для π^+ -мезонов - в точке $x_0 = -0,05$. Кривые на рис. 2 представляют результат

аппроксимации распределений функций вида $A e^{B|x-x_0| + C|x-x_0|^2}$. Подобранные параметры A , B , C приведены на графике /рис. 3/. Из рис. видно, что в пределах ошибок все коэффициенты не зависят от энергии.

На рис. 4 показаны распределения функции $\phi(p_\perp^2, s) = \int_{-1}^{+1} f(x, p_\perp^2, s) dx$ для π^+ -мезонов в 4-импульсных интервалах. /Для π^- -мезонов получены идентичные графики/. Распределения аппроксимировались экспоненциальной

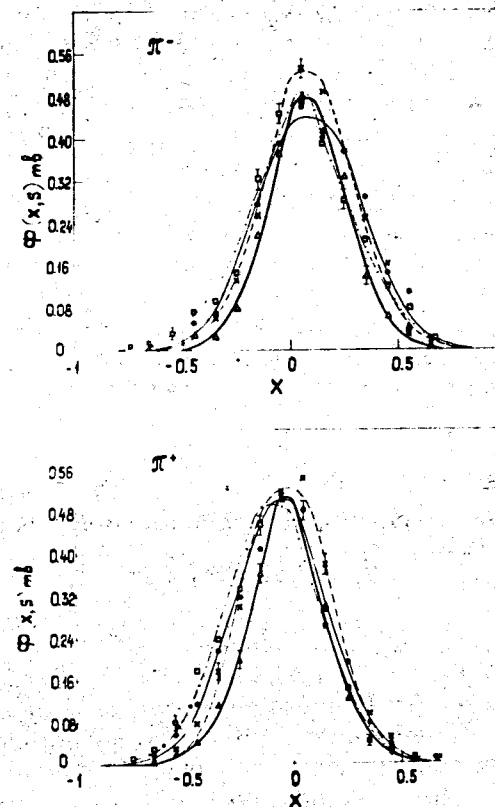


Рис. 2. Распределение $\Phi(x, s) = \int_0^\infty f(p_\perp^2, x, s) dp_\perp^2$ для 4-х интервалов P_n /Гэв/с/. Точки - экспериментальные значения; кривые - результаты аппроксимации

- Δ ————— $5 > P_n > 3$,
- \times - - - - - $7 > P_n > 5$,
- \bullet - $9 > P_n > 7$,
- \square - . . . - $P_n > 9$.

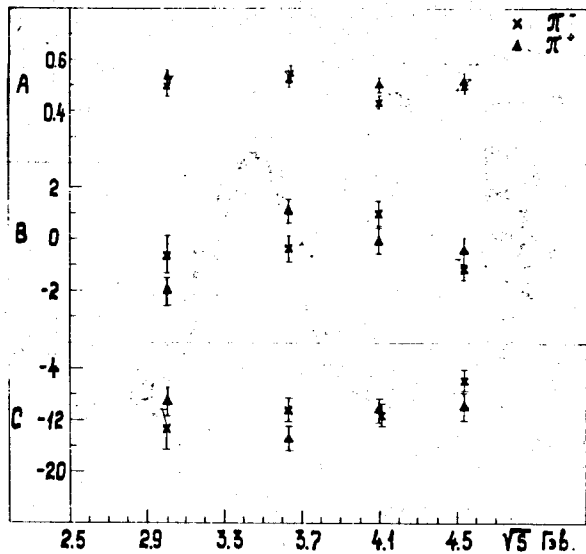


Рис. 3. Значения параметров аппроксимирующей функции $A e^{B|x-x_0|} + C|x-x_0|^2$ в зависимости от s .

функцией вида $N_1 e^{-b_1 p_{\perp}^2} + N_2 e^{-b_2 p_{\perp}^2}$. Распределения функции $\phi(p_{\perp}^2, s)$ были построены также и для различных интервалов x и аппроксимировались функцией того же вида. Значения параметров в зависимости от x даны в таблице 1. Для увеличения статистики в таблице приведены параметры суммарных распределений π^+ - и π^- -мезонов.

При разбиении значений x на 3 интервала мы видим, что в интервале $x[(-1) \div (0,1)]$ для π^+ -мезонов наклон первой экспоненты довольно велик ($b_1 \sim 16-17$), а наклон второй экспоненты мал ($b_2 \sim 4-5$). Такая же картина наблюдается для π^- -мезонов в интервале $x[(-0,1) \div (1)]$. С увеличением импульса падающего нейтрона наклон 2-ой экспоненты уменьшается, приближаясь к "магическому" числу 3 [$\exp(-3 p_{\perp}^2)$], которое наблюдается в других экспериментах для различных частиц и энергий [3,6]. Несмотря на большие ошибки, можно заметить, что вклад 2-ой экспоненты в полный интеграл

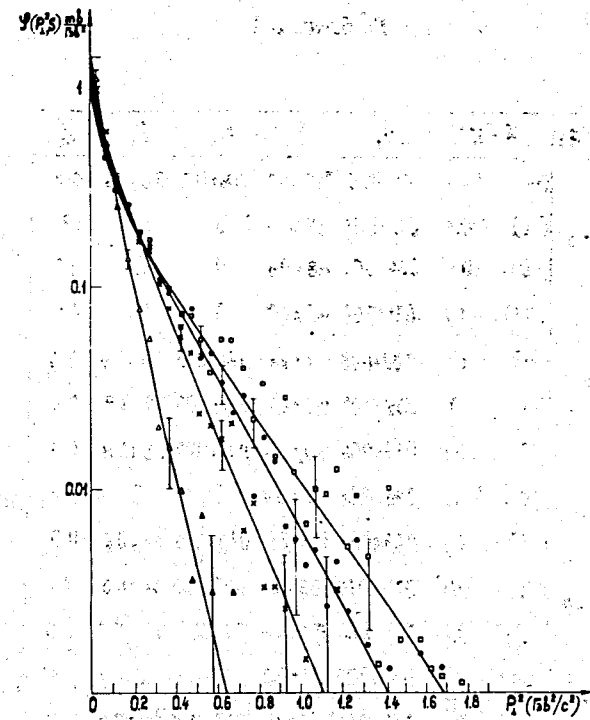


Рис. 4. Распределение $\phi(p_{\perp}^2, s) = \int_{-1}^{+1} f(p_{\perp}^2, x, s) dx$ - мезонов для 4-х интервалов $P_n / \Gamma \sqrt{s} / c$. Точки - экспериментальные значения. Кривые - результат аппроксимации.

- Δ $5 > P_n > 3$,
- \times $7 > P_n > 5$,
- \bullet $9 > P_n > 7$,
- \square $P_n > 9$.

Таблица I

| P_n (МэВ) | $x(\pi^+)$ | N_1 | b_1 | N_2 | b_2 | x_{n-1}^* |
|-------------|----------------|-----------------|----------------|-----------------|---------------|-------------|
| 3-5 | (-1) - (1) | 1.1 ± 0.25 | 21.2 ± 4.8 | 0.6 ± 0.3 | 9.8 ± 1.3 | 0.7 |
| | (-1) - (-0.1) | 0.6 ± 0.03 | 13.7 ± 0.5 | 0 | 0 | 0.6 |
| | (-0.1) (0.1) | 0.64 ± 0.02 | 4.8 ± 0.6 | 0 | 0 | 1.8 |
| | (0.1) (1) | 0.31 ± 0.02 | 4.6 ± 1.0 | 0 | 0 | 1.1 |
| 5-7 | (-1) (1) | 0.82 ± 0.08 | 4.1 ± 2.1 | 0.54 ± 0.10 | 5.8 ± 0.4 | 0.8 |
| | (-1) (-0.1) | 0.36 ± 0.02 | 4.2 ± 6.5 | 0.27 ± 0.05 | 6.9 ± 1.8 | 0.8 |
| | (-0.1) (0.1) | 0.35 ± 0.06 | 4.9 ± 4.4 | 0.18 ± 0.07 | 5.8 ± 0.8 | 0.7 |
| | (0.1) (1) | 0.24 ± 0.01 | 7.9 ± 0.4 | 0 | 0 | 0.8 |
| 7-9 | (-1) (1) | 0.65 ± 0.04 | 17.9 ± 2.1 | 0.46 ± 0.04 | 4.4 ± 0.2 | 0.9 |
| | (-1) - (-0.1) | 0.53 ± 0.05 | 19.5 ± 6.4 | 0.27 ± 0.06 | 5.4 ± 0.5 | 1.4 |
| | (-0.1) - (0.1) | 0.31 ± 0.03 | 13.7 ± 2.4 | 0.1 ± 0.03 | 4.0 ± 0.7 | 0.6 |
| | (0.1) - (1) | 0.14 ± 0.06 | 5.1 ± 0.3 | 0 | 0 | 1.1 |
| > 9 | (-1) (1) | 0.55 ± 0.03 | 15.6 ± 1.9 | 0.38 ± 0.03 | 3.7 ± 0.2 | 1.0 |
| | (-1) (-0.1) | 0.2 ± 0.04 | 18.2 ± 6.9 | 0.18 ± 0.03 | 3.6 ± 0.3 | 0.9 |
| | (-0.1) (0.1) | 0.28 ± 0.03 | 12.6 ± 2.7 | 0.1 ± 0.03 | 3.7 ± 0.5 | 1.2 |
| | (0.1) (1) | 0.15 ± 0.01 | 6.4 ± 0.8 | 0 | 0 | 1.1 |

$\int_0^\infty \phi(p_{\perp}^2, s) dp_{\perp}^2$ в области $x[(-1) \div (0, 1)]$ с увеличением P_n растет /см таблицу II/, а в центральной области $x[(-0, 1) \div (0, 1)]$ остается постоянным.

Таблица II

| P_n (ГэВ/с) | $x(\pi^+)$ | | |
|---------------|-------------|----------------|---------------|
| | (-1) - (-1) | (-0.1) - (0.1) | (-1) - (-0.1) |
| 3-5 | (55 ± 18)% | — | — |
| 5-7 | (65 ± 11)% | (59 ± 14)% | (65 ± 20)% |
| 7-9 | (75 ± 12)% | (52 ± 14)% | (75 ± 18)% |
| > 9 | (75 ± 4)% | (55 ± 15)% | (82 ± 19)% |

Для π^+ -мезонов, летящих вперед $x[(0, 1) \div (1)]$, распределения представляются только одной экспонентой с наклоном $b_1 \sim b_2$, который близок по своему значению к b_2 в распределениях для $x[(-1) \div (0, 1)]$. Большой наклон экспоненты при $x[(-1) \div (0, 1)]$, возможно, связан с образованием изобар /8/. Более подробно это будет исследовано в других наших работах.

На рис. 5 представлена зависимость $\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2}$ от x в четырех импульсных интервалах для суммы π^+ и π^- -мезонов. В распределении $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})_E$ от x , где $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})_E$ найден из инвариантного инклюзивного сечения, исключен эффект фазового объема /8/. С увеличением импульса налетающего нейтрона, как видно из рис. 5, усиливается т.н. "эффект чайки". На рис. 6 для сравнения приведены зависимости от x для $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})_E$ и $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})$. Корреляции между $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})$ и x и зависимость их от s говорят о том, что структурную функцию $f(p_{\perp}^2, x, s)$ нельзя факторизовать, представив в виде произведения 2-х независимых функций $f \neq g_1(p_{\perp}^2)g_2(x)$ во всех областях

P_n . Требуется введение корреляционного множителя /9/.
 Максимальная величина корреляционной поправки для
 интервала $P_n > 9$ Гэв/с составляет 12%.

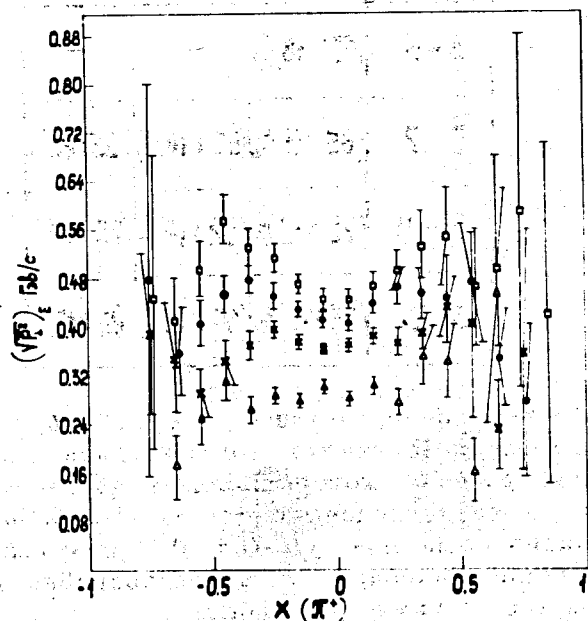


Рис. 5. Зависимость $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ от x для суммы π^+ и π^- -мезонов в 4-х интервалах P_n .

- Δ $5 > P_n > 3,$
- \times $7 > P_n > 5,$
- \bullet $9 > P_n > 7,$
- \square $P_n > 9.$

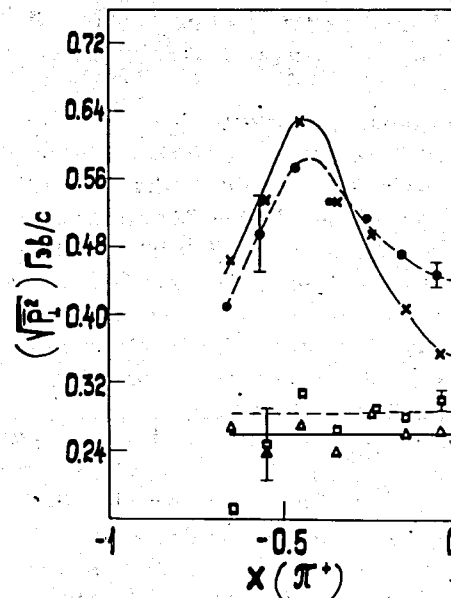


Рис. 6. Сравнение зависимости $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ и $\sqrt{p_{\perp}^2}$ от x для 2-х импульсных интервалов. /Линии, соединяющие точки, проведены на глаз/.

- \times — $\sqrt{p_{\perp}^2}$ $P_n > 9$ Гэв/с
- \bullet — $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$
- Δ — $\sqrt{p_{\perp}^2}$ $5 > P_n > 3$
- \square — $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$

Выводы

Из работы следует, что функция $Z(s) = \int_{-1}^{+1} \int_0^{\infty} f(x, p_{\perp}^2, s) dp_{\perp}^2 dx$ для π^{\pm} -мезонов, начиная с $P_n \sim 6$ Гэв и выше, имеет постоянное значение в пределах ошибок измерения.

Распределение $\Phi(x, s) = \int_0^{\infty} f(x, p_{\perp}^2, s) dp_{\perp}^2$ для π^{\pm} -мезонов описывается функцией вида $A e^{B|x-x_0| + C|x-x_0|^2}$, где параметры A, B, C в пределах ошибок не зависят от s .

Зависимость $\phi(p_{\perp}^2, s) = \int f(x, p_{\perp}^2, s) dx$ для π^+ -мезонов аппроксимируется в области $x[(-1) \div (0,1)]$ суммой двух экспонент с разным наклоном $N_1 e^{-b_1 p_{\perp}^2} + N_2 e^{-b_2 p_{\perp}^2}$ ($b_1 \sim 15; b_2 \sim 5$), а в области $x[(0,1) \div (1)]$ - одной экспонентой. Наклон второй экспоненты b_2 с увеличением импульса налетающего нейтрона уменьшается и становится равным /3-4/. Вклад этой экспоненты в полный интеграл с увеличением P_n в области $x[(-1) \div (-0,1)]$ возрастает, а в центральной области $x[(-0,1) \div (0,1)]$ остается постоянным.

Такие же результаты получены для π^- -мезонов в интервалах x , зеркально отображенных по отношению к значениям x для π^+ -мезонов.

С увеличением $P_n / P_n \gtrsim 6$ Гэв/с/ возникают корреляции между $(\sqrt{\bar{p}_{\perp}^2})_E$ и x , которые увеличиваются с ростом энергии. Максимальная величина корреляционной поправки при $P_n > 9$ Гэв/с составляет 12%.

Авторы благодарят лаборантов нейтронной группы и И.А.Первушину за изготовление рисунков.

Литература

1. R.P.Feynman. *Phys.Rev.Lett.*, 23, 1415 (1969).
2. В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. *Препринт ОИЯИ, P1-3888-1*, Дубна, 1968.
В.И.Мороз, А.В.Никитин, А.И.Родионов, Ю.А.Троян. *Препринт ОИЯИ, P1-3145*, Дубна, 1967.
3. А.П.Гаспарян, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. *Препринт ОИЯИ, P1-5665*, Дубна, 1971.
В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. *ЯФ*, т.9, 565, Дубна, 1969.
4. А.П.Гаспарян, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. *ЯФ*, т. 14, 764, 1971.
5. C.W.Akerlof et al. *Phys.Rev.*, D3, 645 (1971).
6. J.V.Allaby et al. "High-Energy Particle Spectra from Proton Inter. at 19.2 GeV/c". *CERN-Report No. 70-12*.
7. E.Yen, E.Berger. *Phys.Rev.Lett.*, 24, 695 (1970).
8. D.R.O.Morrison. *CERN/D.Ph. II/Phys.*, 72-19. "Review of Many-Body Inter. at High Energy".
9. H.Boggild, K.H.Hansen and M.Suk. *Nucl.Phys.*, B27, 1 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1973 года.