

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-85-179

С.В.Трусов*

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
ИНВАРИАНТНЫХ СЕЧЕНИЙ
ОБРАЗОВАНИЯ π -МЕЗОНОВ
В pp- И pC-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 70 ГэВ**

* Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ

1985

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о выходе заряженных и нейтральных π -мезонов получены в широком диапазоне энергий первичного пучка протонов, поперечного импульса и углов вылета вторичных частиц. Вместе с тем, при энергии 70 ГэВ этих данных гораздо меньше, особенно для π^0 -мезонов, что затрудняет расчет спектров вторичных частиц при энергии серпуховского ускорителя. В связи с этим был проведен анализ ряда опубликованных экспериментальных данных и сравнение их описания аналитическими зависимостями. Поскольку выход вторичных частиц зависит от типа взаимодействующих частиц, от энергии пучка и диапазона кинематических переменных, определяемых условиями эксперимента, при дальнейшем рассмотрении мы будем ориентироваться на канал релятивистских позитрониев /РП/ ускорителя ИФВЭ /Серпухов/ /см. также^{1/} /.

Пленочная углеродная мишень толщиной 0,5 мкм была установлена на равновесной орбите внутреннего пучка протонов ускорителя У-70. Канал РП, длиной около 40 м, имеет общий вакуум с ускорителем, что позволяет регистрировать вторичные частицы с малыми импульсами. Ось канала составляет $8,4^\circ$ с направлением пучка первичных протонов, телесный угол - $2,6 \cdot 10^{-5}$ ср. На рис.1 показана связь между кинематическими переменными для π -мезонов, летящих по оси канала. Исходя из динамического диапазона установки "Позитроний" основное внимание будет уделяться определению спектра π -мезонов с поперечными импульсами $p_{\perp} < 2$ ГэВ/с.

Как видно из рис.1, для π -мезонов с $p_{\perp} < 0,2$ ГэВ/с, по-видимому, необходимо учитывать зависимость сечения рождения от угла вылета в с.ц.м. /здесь и в дальнейшем имеется в виду система центра масс pp -взаимодействия/. При $p_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ/с можно считать угол вылета π -мезона $\approx 90^\circ$.

Имеющиеся в литературе данные об интересующем нас диапазоне кинематических переменных условно можно разделить на 4 группы: данные о выходе π -мезонов под углом 90° в pp -взаимодействии, учет угловой зависимости образования π -мезонов факторизуемым образом вблизи угла 90° в pp -взаимодействии, описание инклюзивных спектров π -мезонов с углом вылета $\theta^* \geq 90^\circ$ в с.ц.м. и зависимость выхода π -мезонов от атомного веса ядра мишени. В таком порядке и будем рассматривать экспериментальные данные и способы их описания.

На рис.2 представлены значения инвариантного сечения образования π^\pm -мезонов в pp -взаимодействии при энергии 70 ГэВ под углом 90° в с.ц.м. и диапазоне поперечных импульсов $p_{\perp} = 0,5-2,2$ ГэВ/с, полученные в эксперименте^{1/2/}, а также несколько

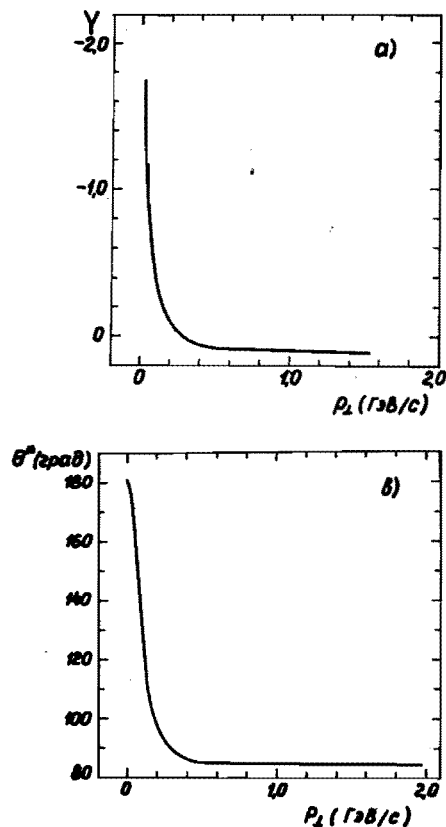


Рис.1. а/ зависимость быстроты в с.ц.м. вторичного π -мезона от поперечного импульса в канале РП, б/ зависимость скейлинговой переменной $\chi_R = E^*/E_{\max}^*$ от поперечного импульса. Здесь E^* - энергия π -мезона в с.ц.м., E_{\max}^* - его максимально возможная энергия, в/ угол вылета θ^* вторичного π -мезона в с.ц.м. в зависимости от поперечного импульса.

вариантов расчета инклюзивного сечения под углом 90° на основе других работ. Авторами^{/2/} предложена следующая параметризация:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \text{const} \cdot \exp(-B\sqrt{p_\perp^2 + D}), \quad /1/$$

где $B_{\pi^+} = 5,55 \pm 0,05$; $D_{\pi^+} = -0,093 \pm 0,014$ и $B_{\pi^-} = 5,71 \pm 0,05$; $D_{\pi^-} = -0,090 \pm 0,013$. Очевидно, что при $p_\perp \leq 0,3$ ГэВ/с формула /1/ неприменима, поскольку в показателе экспоненты под корнем получается отрицательная величина.

В работе^{/3/}, выполненной на водородной пузырьковой камере Миранбель при импульсе протонного пучка $p_0 = 69$ ГэВ/с, инвариантное сечение образования π^- -мезонов с $p_\perp < 1,5$ ГэВ/с, проинтегрированное по быстроте в интервале $|y| < 0,4$, фитировалось функциями:

$$f_1 = A \cdot \exp(-B\sqrt{C^2 + \beta_0^2 p_\perp^2}), \quad /2/$$

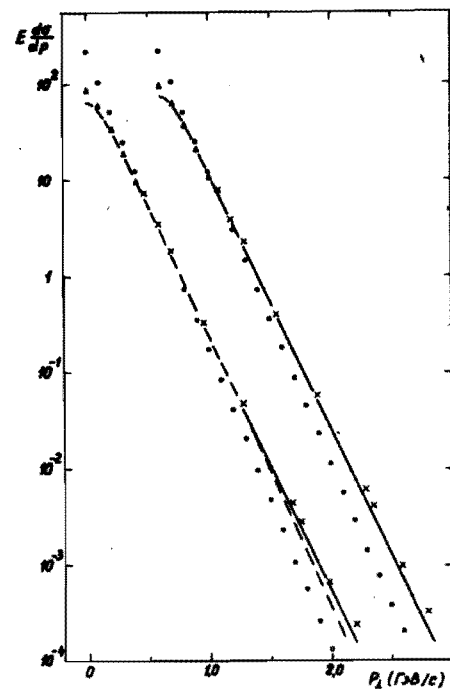
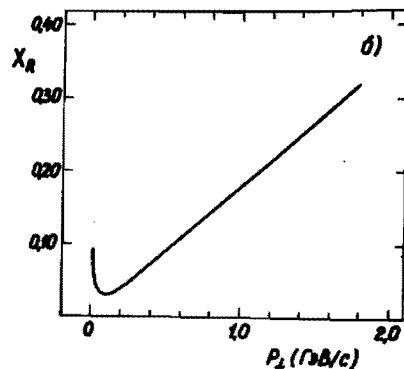


Рис.2. Инвариантное сечение образования π^\pm -мезонов под углом 90° в с.ц.м. при энергии 70 ГэВ. Шкала для π^+ -мезонов сдвинута вправо на 0,6 ГэВ/с, \times - экспериментальные данные^{/2/}, Δ - расчет по формуле /5/, \circ - расчет по формуле /8/, штриховая линия - расчет по формуле /2/, сплошная линия - по формуле /6/. При $p_\perp < 1,2$ ГэВ/с для π^- -мезонов расчеты по /2/ и /6/ практически совпадают.

где $B = 6,57 \pm 0,18$, $C = 0,142 \pm 0,02$; $A = 163 \pm 20$ мб; β_0 - скорость налетающего протона в с.ц.м., и

$$f_2 = A \exp(-B p_\perp^2) + C \exp(-D p_\perp^2), /3/$$

где $A = 48,0 \pm 2,6$; $B = 13,4 \pm 0,9$; $C = 8,3 \pm 1,4$ и $D = 3,4 \pm 0,2$

с приблизительно одинаковыми χ^2 . Как видно из рис.2, в области

$0,5 < p_\perp < 1,2$ ГэВ/с данные^{/2/} и расчет по формуле /2/ удовлетворительно совпадают, что позволяет по совокупности данных^{/2/} и^{/3/} судить о поведении инклюзивного сечения при $p_\perp < 2,2$ ГэВ/с и $E_0 = 70$ ГэВ.

Интересна работа^{/8/}, в которой измерены сечения $E \frac{d\sigma}{dp}$ под углом 90° в с.ц.м. при $\sqrt{s} = 23-63$ ГэВ и малых поперечных импульсах $p_\perp = 40-400$ МэВ/с. Наилучшим образом, как считают авторы^{/8/}, их данные описываются функциями вида:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \cdot s^\alpha \cdot \exp(B\sqrt{p_\perp^2 + m_\pi^2}), \quad /4/$$

где s - квадрат полной энергии, m_π - масса π -мезона, $B_{\pi^+} = -7,10 \pm 0,01$; $\alpha_{\pi^+} = 0,1547 \pm 0,0002$ и $B_{\pi^-} = -7,19 \pm 0,01$; $\alpha_{\pi^-} = 0,1751 \pm 0,0002$, и

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \cdot s^\alpha \cdot \exp(B p_\perp + C p_\perp^2), \quad /5/$$

где $B_{\pi^+} = -3,81 \pm 0,01$; $C_{\pi^+} = -4,45 \pm 0,03$; $\alpha_{\pi^+} = 0,1550 \pm 0,0001$ и $B_{\pi^-} = -4,07 \pm 0,01$; $C_{\pi^-} = -4,05 \pm 0,01$; $\alpha_{\pi^-} = 0,1752 \pm 0,001$. Выполненное автором сравнение с данными других экспериментов показывает, что при $p_\perp < 0,4$ ГэВ/с формулы /4/ и /5/ хорошо их описыва-

ют, при больших p_{\perp} эти формулы дают существенно заниженное значение сечений.

Известны также эксперименты, выполненные при энергиях 12 и 24 ГэВ /см.^{9-12/}. В работе^{10/} предлагается следующая формула для расчета инвариантных сечений при $E_0 = 12-2100$ ГэВ и поперечных импульсах π^- -мезонов до 9 ГэВ/с:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \cdot \exp(-B\sqrt{p_{\perp}^2 + m_0^2}) / (1 + \exp(D(x_{\perp} - x_0))) + C \cdot (1 - x_{\perp})^m \cdot (p_{\perp}^4 + M^4)^{-n/4}, \quad /6/$$

где $x_{\perp} = 2p_{\perp} / \sqrt{s}$, $A = A_0 \cdot s^a + A_1 \cdot s^{a-1/2}$, $m_0 = m_{01} + m_{02} \cdot s^{-1/4}$, основанная на данных при $E_0 = 12-24$ ГэВ и $E_0 \geq 200$ ГэВ.

Расчет по формуле /6/ с точностью до нормировочного множителя дает практически совпадающие с измеренными значения инвариантного сечения при $E_0 = 70$ ГэВ и $p_{\perp} < 1,5$ ГэВ/с /см. рис.2/. С ростом поперечного импульса согласие ухудшается, и при $p_{\perp} \approx 3$ ГэВ/с расчетные данные более чем на порядок меньше экспериментальных. В то же время сравнение с экспериментом^{4/}, выполненным при $E_0 = 200, 300$ и 400 ГэВ и $p_{\perp} = 0,76-6,7$ ГэВ/с, данные которого, так же, как и работы^{2/}, не учитывались при определении параметров формулы /6/, показывает, что при $E_0 \geq 200$ ГэВ

эта формула дает правильные значения $E \frac{d\sigma}{dp}$ и при больших значениях поперечного импульса. Анализ вкладов в инвариантное сечение первого и второго слагаемых в формуле /6/ показывает, что при $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ/с во всем диапазоне энергий 1-е слагаемое удовлетворительно описывает экспериментальные данные. С уменьшением энергии пучка вклад первого слагаемого в $E \frac{d\sigma}{dp}$ увеличивается и при больших p_{\perp} . Так, при $E_0 = 24$ ГэВ и $p_{\perp} \leq 2,8$ ГэВ/с он не меньше 95%. Второе слагаемое ответственно за описание инвариантного сечения при больших поперечных импульсах, но поскольку при $E_0 \leq 24$ ГэВ значения сечений при $p_{\perp} > 2$ ГэВ/с известны с плохой относительной точностью, а при $E_0 > 200$ ГэВ имеется большая совокупность данных в этой области p_{\perp} , то оче-

видно, что параметры второго слагаемого определяются поведением $E \frac{d\sigma}{dp}$ при больших энергиях. Таким образом, расхождение между данными^{2/} и расчетом по формуле /6/ при $p_{\perp} > 1,5$ ГэВ/с можно объяснить неадекватным вкладом второго слагаемого в инвариантное сечение при энергиях пучка меньше 200 ГэВ. Предпринятые автором попытки добиться улучшения описания формулой /6/ данных при 70 ГэВ во всем измеренном диапазоне поперечных импульсов за счет изменения двух-трех параметров или введения зависимости от энергии в некоторые из них, при сохранении хорошего описания других экспериментальных данных, не привели к успеху.

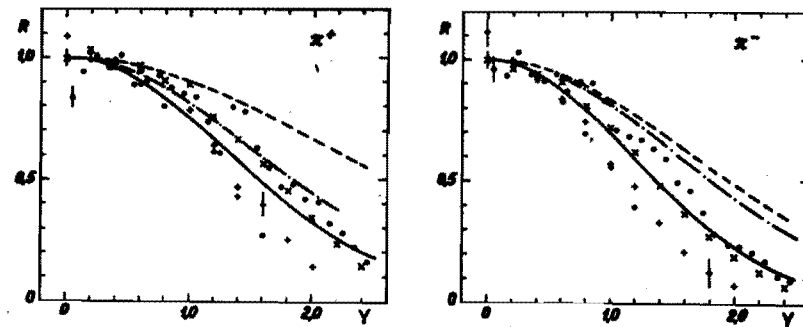


Рис.3. Угловая зависимость выхода π^{\pm} -мезонов в pp-взаимодействии. Отношение $E \frac{d\sigma}{dp}(y^*, p_{\perp}) / E \frac{d\sigma}{dp}(y^* = 0, p_{\perp})$ по данным^{11/} при $p_0 = 24$ ГэВ/с и различных значениях поперечного импульса: \times - $p_{\perp} = 0,2$ ГэВ/с; $+$ - $p_{\perp} = 0,4$ ГэВ/с; \circ - $p_{\perp} = 0,6$ ГэВ/с. \bullet - значение $\frac{1}{\pi} \int \frac{d^2\sigma}{dy dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$ в условных единицах из^{18/} при $p_0 = 69$ ГэВ/с. Линии - фит данных функцией $\exp(-Dy^2)$: сплошная линия из^{18/}, где $D_{\pi^+} = 0,28$; $D_{\pi^-} = 0,37$. Штриховая линия - $D_{\pi^+} = 0,1$; $D_{\pi^-} = 0,18$ из^{17/} при $\sqrt{s} = 23$ ГэВ и $p_{\perp} < 1,2$ ГэВ/с. Штрих-пунктирная линия - из фита работы^{7/} для $\sqrt{s} = 23 \div 63$ ГэВ и $p_{\perp} < 5$ ГэВ/с, где $D_{\pi^+} = 0,20$; $D_{\pi^-} = 0,21$.

Интересно отметить, что для π^- -мезонов параметры $B = 6,47 \pm 0,05$ и $m_0 = 0,135$ при 70 ГэВ в формуле /6/, определяющие поведение инвариантного сечения при $p_{\perp} < 1,5$ ГэВ/с, практически совпадают со значениями $B' = B\beta_0 = 6,39$ и $m_0' = C^2/\beta_0^2 = 0,146$, полученными из формулы /2/.

Перейдем к рассмотрению зависимости инвариантных сечений от угла вылета π^- -мезонов. В работе^{11/}, выполненной на водородной пузырьковой камере при импульсе первичного протонного пучка $p_0 = 24$ ГэВ/с, получены значения инвариантного сечения образования π^{\pm} -мезонов в зависимости от величины поперечного импульса p_{\perp} и скорости в с.ц.м. На рис.3 показаны вычисленные на основе данных^{11/} отношения

$$R = E \frac{d\sigma}{dp}(y, p_{\perp}) / E \frac{d\sigma}{dp}(y = 0, p_{\perp})$$

при некоторых значениях p_{\perp} . Для удобства сравнения при $p_{\perp} = 0,4$ ГэВ/с для π^{\pm} -мезонов и при $p_{\perp} = 0,6$ ГэВ/с для π^- -мезонов введен дополнительный нормировочный множитель $\sim 0,9$. Аналогичные данные при $p_0 = 12$ ГэВ/с и $p_0 = 24$ ГэВ/с приводятся

в^{12/}. Как видно из рис.3, при одних и тех же значениях быстроты величина R тем ближе к 1, чем меньше p_⊥.

В работе^{13/}, также выполненной на пузырьковой камере, но при p₀ = 69 ГэВ/с, для π[±]-мезонов проведены измерения структурной функции

$$f(y) = \frac{1}{\pi} \int \frac{d\sigma}{dy dP_{\perp}^2} dP_{\perp}^2.$$

Отношение f(y)/f(y=0) и функция exp(-Dy²), фитирующая это отношение, приведены на рис.3. Сравнение с данными^{11/} показывает, что значения нормированной функции f(y) близки к значениям R при p_⊥ = 0,2 ГэВ/с. Это неудивительно, поскольку основной вклад в структурную функцию дают значения E $\frac{d\sigma}{dp}$ при небольших поперечных импульсах, слабо зависящие от энергии.

Известно также, что с увеличением энергии первичного пучка уменьшение отношения R начинается при больших быстротах /см., например, ^{17/}. В работе^{17/}, выполненной при $\sqrt{s} = 23-63$ ГэВ, для описания инвариантных сечений предложены формулы:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \cdot \exp(-Bp_{\perp} + Cp_{\perp}^2) \cdot \exp(-Dy^2) \quad /7/$$

при p_⊥ < 1,2 ГэВ/с, параметры подбирались при каждом значении \sqrt{s} и

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A_1 \cdot \exp(-Bp_{\perp}) \cdot \exp(-Dy^2) + A_2 \frac{(1 - p_{\perp}/p_0^*)^m}{(p_{\perp}^2 + M^2)^4} \quad /8/$$

для всей совокупности экспериментальных данных при p_⊥ < 5 ГэВ/с. Множитель exp(-Dy²) характеризует зависимость E $\frac{d\sigma}{dp}$ от быстроты в с.ц.м., однако, поскольку параметры как в /7/, так и в /8/, коррелированы между собой, то на величине параметра D может сказаться и поведение инклюзивного спектра в зависимости от поперечного импульса, а не только от быстроты. Выполненные по формуле /8/ расчеты показали, что при $\sqrt{s} = 23$ ГэВ и θ* = 90° рассчитанные сечения меньше экспериментальных из той же работы приблизительно в 2 раза при p_⊥ = 3 ГэВ/с. При больших p_⊥ описание экспериментальных данных формулой /8/ лучше. Аналогичное сравнение с данными^{12/} и^{8-10/} показывает /см. рис.2/ неудовлетворительное описание формулой /8/ инвариантных сечений как при малых, так и при больших поперечных импульсах и при $\sqrt{s} < 23$ ГэВ. Вместе с тем, зависимость от быстроты в /7/ и /8/, как видно из рис.3, дает качественно совпадающее с рассмотренными ранее работами поведение инвариантного сечения. Сравнивая значения R при разных энергиях первичного пучка и поперечных импульсах π-мезонов, можно сделать вывод о том, что при y ≤ 1,

различия в величине R от эксперимента к эксперименту составляют ~20%, с ростом y расхождение увеличивается. Для канала RP это означает /см. рис.1/, что ошибка в расчете инвариантных сечений за счет учета угловой зависимости в форме exp(-Dy²) увеличивается с уменьшением поперечного импульса, и при p_⊥ < 0,02 ГэВ/с (p_{лаб} < 0,15 ГэВ/с) может превышать 100%.

На основе вышеизложенного для расчета спектров заряженных π-мезонов в канале RP можно предложить формулу /6/ с угловой поправкой в виде множителя exp(-Dy²), где значения D_{π⁺} = 0,28 и D_{π⁻} = 0,37 взяты из работы^{13/}. В диапазоне 0,05 ≤ p_⊥ ≤ 1,5 ГэВ/с такая комбинация должна с удовлетворительной точностью описывать спектры π[±]-мезонов. При p_⊥ < 1,5 ГэВ/с и y < 2 можно, по-видимому, добиться описания инклюзивных сечений и формулой вида

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \exp(-Bp_{\perp} + Cp_{\perp}^2 + Dy^2) \quad /9/$$

при соответствующем выборе параметров.

Для описания спектров нейтральных π-мезонов в ряде работ предлагалось использовать полусумму спектров π⁺ и π⁻-мезонов при p_⊥ > 1 ГэВ/с. Указания на то, что такое описание применимо и при p_⊥ < 1 ГэВ/с, можно найти в^{8,14,18/} и др. В работе^{15/} отмечается, что при $\sqrt{s} = 23-63$ ГэВ и p_⊥ ≥ 0,5 ГэВ/с инвариантные сечения образования π⁰-мезонов под углами 53° и 90° в с.ц.м. в пределах точности измерений одинаковы, что согласуется с поведением спектров π[±]-мезонов при тех же условиях. Таким образом, использование соотношения π⁰ = (π⁺ + π⁻)/2 позволяет в некотором приближении получить спектр π⁰-мезонов в канале RP на основе формулы /6/.

Рассмотрим теперь работы, в которых предложены описания инклюзивных сечений с учетом угловой зависимости не факторизуемым образом. В работе^{16/}, выполненной при энергиях пучка 100, 200 и 400 ГэВ, для описания спектров вторичных частиц с импульсами 0,25 ≤ p_⊥ ≤ 1,5 ГэВ/с и 0,05 ≤ x_R ≤ 1,0 найдена следующая параметризация:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{A}{(1 + p_{\perp}^2/m^2)^4} (1 - x_R)^n, \quad \text{где } x_R = \frac{E_{\pi}^*}{\max E_{\pi}^*}.$$

В области меньших p_⊥ и x_R данная формула не работает.

В^{17,18/} предложены формулы для расчета инклюзивных сечений в широком диапазоне кинематических переменных. Сравнение с данными работы^{12/} при E₀ = 70 ГэВ показывает, что при p_⊥ ≥ 1,2 ГэВ/с параметризация из^{17/} дает существенно заниженные значения сечений. Расчет на основе^{18/} выявляет наличие нескольких перегибов в функции, описывающей инклюзивное сечение, что не подтверждается экспериментом при 70 ГэВ, а при p_⊥ > 1,5 ГэВ/с расчетные данные значительно меньше экспериментальных /см. рис.4/.

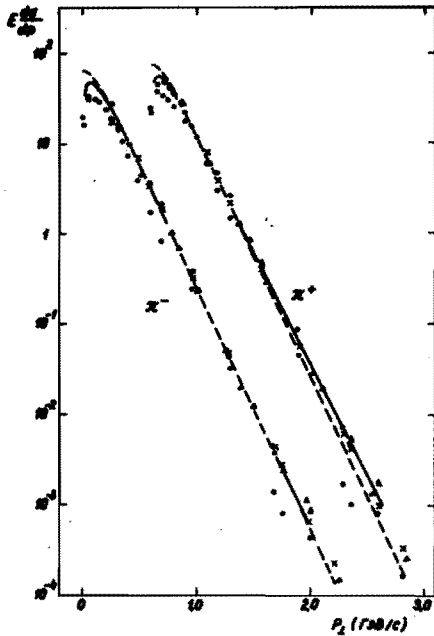


Рис.4. Инклюзивные сечения образования π^\pm -мезонов в pp -взаимодействии с учетом угловой зависимости, при $E_0 = 70$ ГэВ. Шкала по p_\perp для π^\pm -мезонов сдвинута вправо на 0,6 ГэВ/с. \times - экспериментальные данные ^{/2/}, O - расчет из ^{/17/}, \bullet - расчет из ^{/18/}, Δ - расчет по /10/ с параметрами из ^{/22/}, Δ - расчет по /11/ с параметрами из ^{/22/}. Сплошная линия - расчет по /10/ с введенной непрерывной зависимостью от x_R . Штриховая линия - расчет по /6/ без угловой зависимости.

В ^{/14,19-21/} исследовался выход π^0 -мезонов и предлагались различные способы описания инвариантных сечений /см. также ^{/5,6/} при $p_\perp \geq 0,5$ ГэВ/с. В ^{/19-21/} спектр

π^0 -мезонов восстанавливался по спектру γ -квантов в предположении, что все γ -кванты происходят от распадов π^0 -мезонов. Результаты этих и других экспериментов анализируются в работе ^{/22/}, где обсуждается гипотеза радиального скейлинга и предлагается описание инклюзивных спектров двумя функциями:

$$E \frac{d\sigma}{dp} \Big|_{x_R - \text{фикс.}} = \frac{A}{\left(1 + \frac{p_\perp^2}{m^2}\right)^q} \quad /10/$$

и

$$E \frac{d\sigma}{dp} \Big|_{p_\perp - \text{фикс.}} = B(1 - x_R)^n, \quad /11/$$

значения параметров в /10/ зависят от x_R , а в /11/ - от p_\perp . Утверждается, что при $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ, $p_\perp \geq 0,25$ ГэВ/с и $x_R \geq 0,05$ в пределах систематических ошибок $\sim 15\%$ от эксперимента к эксперименту инвариантные сечения описываются этими формулами. Сравнение данных ^{/2/} с расчетом по /10/ и /11/ показывает удовлетворительное согласие во всем диапазоне p_\perp . Значения параметров в этих формулах приведены в ^{/22/} с крупным шагом по x_R и p_\perp , что затрудняет использование /10/ и /11/ для расчетов.

Автором было найдено, что параметры A , m^2 и q в /10/ сильно коррелированы, поэтому введение аналитических зависимостей этих

параметров от x_R приводит к незначительному изменению рассчитанных по /10/ инвариантных сечений, несмотря на то, что функции $A(x_R)$, $m^2(x_R)$ и $q(x_R)$ описывают значения параметров с большими x_R .

Для π^0 -мезона автором были получены следующие выражения для этих функций при $x_R < 0,55$:

$$\begin{cases} A = 39,67 \exp(-15,23 x_R + 13,54 x_R^2) \\ m^2 = 0,054 + 6,188 x_R - 1,798 x_R^2 - 10,052 x_R^3 \\ q = 2,440 + 17,660 x_R - 36,813 x_R^2 + 25,926 x_R^3 \end{cases} \quad /12/$$

для π^- -мезона в том же интервале по x_R :

$$\begin{cases} A = 81,79 \exp(-12,585 x_R + 8,952 x_R^2) \\ m^2 = 0,209 \exp(9,214 x_R - 12,798 x_R^2) \\ q = 2,883 \exp(3,151 x_R - 3,733 x_R^2) \end{cases} \quad /13/$$

Для π^+ -мезона значения параметров m^2 и q находились совместно с учетом их линейной зависимости. При $x_R \leq 0,85$ для π^+ -мезонов получены следующие выражения:

$$\begin{cases} A = 74,496 \exp(-7,262 x_R) \\ m^2 = 0,212 \exp(7,145 x_R - 6,476 x_R^2) \\ q = 2,631 m^2 + 2,620 \end{cases} \quad /14/$$

Была выполнена проверка применимости формулы /10/ с заданием параметров в виде /14/ для описания инклюзивных сечений π^+ -мезонов при $\sqrt{s} = 23$ ГэВ и $p_\perp < 0,25$ ГэВ/с. После введения нормировочного множителя $\sim 1,2$ расчетные и экспериментальные ^{/8/} значения сечений совпадают с точностью $\pm 10\%$. Вместе с тем предсказываемый /10/ наклон спектра несколько меньше, чем у экспериментально измеренного. Таким образом, по-видимому, можно использовать /10/ для определения сечений в области $x_R < 0,05$ и $p_\perp < 0,25$ ГэВ/с с внесением некоторой ошибки в величину инклюзивного сечения при малых поперечных импульсах. Для описания спектра π^0 -мезонов /10/ и /11/-единственные известные автору параметризации, основанные на экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне энергий первичного пучка протонов $E_0 \geq 50$ ГэВ, углов вылета π^0 -мезонов и $p_\perp \geq 0,3$ ГэВ/с.

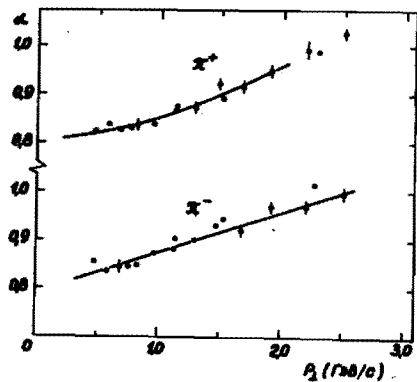


Рис.5. Зависимость показателя степени α от поперечного импульса. Светлые точки - данные ^{/23/}, темные - по данным ^{/4/} при $E_0 = 300$ ГэВ, линии - фит данных ^{/23/} при 1,68 ГэВ/с.

На рис.4 приведены экспериментальные данные из ^{/2/} и рассчитанные по некоторым из упоминавшихся формул инклюзивные сечения при $E_0 = 70$ ГэВ и $\theta_{\text{лаб}} = 160$ мрад.

Как видно из рис.4, при $0,2 < p_{\perp} < 1,8$ ГэВ/с для π^- -мезонов и $0,2 < p_{\perp} < 0,8$ ГэВ/с для π^+ -мезонов расчеты по формулам ^{/6/} и ^{/10/} с введением непрерывной зависимости параметров от x_R практически совпадают. В области $p_{\perp} < 0,2$ ГэВ/с расхождение между этими формулами обусловлено угловой зависимостью сечений. Качественно совпадающее с ^{/10/} поведение спектров частиц при малых p_{\perp} дают и расчеты по данным ^{/17,18/}. Формулы ^{/10/} и ^{/12/-/14/} дают хорошее согласие с экспериментальными значениями сечений как при малых, так и при больших поперечных импульсах и $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ, что дает основание использовать их для расчета спектров частиц в канале РП.

Перейдем к рассмотрению влияния атомного веса A ядра мишени на спектры вторичных π -мезонов в канале РП.

В ряде работ для учета A -зависимости инвариантных сечений предлагается использовать следующую формулу:

$$\left(E \frac{d\sigma}{dp}\right)_A = A^{\alpha(p_{\perp})} \cdot \left(E \frac{d\sigma}{dp}\right)_{A=1} \quad /15/$$

На рис.5 приведены значения $\alpha(p_{\perp})$ при энергии 300 ГэВ, полученные по данным ^{/4/}, и при 70 ГэВ - из работы ^{/23/}. Видно удовлетворительное совпадение этих значений при разных энергиях. Для оценки влияния атомного веса ядра мишени по данным ^{/23/} методом наименьших квадратов автором было получено:

$$\alpha_{\pi^+} = -0,024 p_{\perp}^2 + 0,029 p_{\perp} + 0,803, \quad /16/$$

$$\alpha_{\pi^-} = 0,082 p_{\perp} + 0,792 \quad /17/$$

при $p_{\perp} \leq 1,68$ ГэВ/с. Вычисление отношения $R = E \frac{d\sigma}{dp}(p_{\perp}) / E \frac{d\sigma}{dp}(p_{\perp}=0)$ для углерода при разных значениях поперечного импульса показывает, что при $p_{\perp} = 1$ ГэВ/с, $R = 1,14/1,23/$, при $p_{\perp} = 2$ ГэВ/с $R = 1,47/1,50/$ для π^+ и (π^-)-мезонов. Таким образом, учет A -зависимости в виде ^{/15/} должен приводить к уменьшению наклона

спектров π -мезонов по сравнению со спектрами в РР-взаимодействии. Отклонение ^{/см. ^{/24/}/} от степенного закона A -зависимости при переходе от ядра к ядру слабо сказывается на спектре π -мезонов при данной ядерной мишени, практически это приводит лишь к введению дополнительного нормировочного множителя. При углах, близких к 180° , и малых поперечных импульсах значения инвариантных сечений на 1 нуклон процесса $pC \rightarrow \pi^{\pm} X$ при $E_0 = 400$ ГэВ, приводимые в ^{/25,26/}, согласуются с рассчитанными по формуле ^{/10/}.

В ^{/21/} сравнивались спектры вторичных π^0 -мезонов, полученные на 7 мкм-углеродной и струйной водородной мишенях при $E_0 = 50-400$ ГэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 30-275$ мрад и $0,3 < p_{\perp} < 3,3$ ГэВ/с. В пределах точности измерений наклоны спектров π^0 -мезонов совпадали, что отличается от поведения спектров π^{\pm} -мезонов ^{/см. ^{/4,23,24/}/}. Таким образом, для описания спектра π^0 -мезонов в канале РП для pC -взаимодействий не требуется привлечения A -зависимости инвариантного сечения. Для π^{\pm} -мезонов A -зависимостью можно пренебречь с точностью $\sim 15\%$ при $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ/с, при больших значениях p_{\perp} применение ^{/15/-/17/} позволяет уточнить поведение инвариантных сечений.

Подведем итог. Из проведенного анализа имеющихся в литературе данных следует, что наиболее надежный расчет инвариантных сечений образования π -мезонов на тонкой углеродной мишени при 70 ГэВ в канале РП обеспечивает применение гипотезы радиального скейлинга и следующей из нее формулы ^{/10/} с введением зависимостей ^{/12/-/14/} и A -зависимости для заряженных π -мезонов, основанной на формулах ^{/15/-/17/}.

В заключение автор выражает признательность Л.Л.Неменову за полезные обсуждения, А.В.Куликову за ряд ценных замечаний, А.В.Купцову, Д.М.Хазинсу за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ, Р1-83-894, Дубна, 1983.
2. Абрамов В.В. и др. Препринт ИФВЭ, 79-130, Серпухов, 1979; Абрамов В.В. и др. Препринт ИФВЭ, 80-80, Серпухов, 1980.
3. Bumazshnov V.A. et al. Phys.Lett., 1974, B50, p.283.
4. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, D11, p.3105.
5. Banner N. et al. Phys.Lett., 1972, B41, p.547.
6. Bertini A. et al. Phys.Lett., 1972, B42, p.493.
7. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, B100, p.237.
8. Guettler K. et al. Phys.Lett., 1976, B64, p.111.
9. Beier E.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.1114.
10. Beier E.W. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.2235.
11. Blobel V. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p.454.
12. Mück H.J. et al. Phys.Lett., 1972, B39, p.303.
13. Ammosov V.V. et al. Nuovo Cim., 1977, A40, p.237.

14. Donaldson G. et al. Phys.Lett., 1978, B73, p.375.
15. Eggert K. et al. Nucl.Phys., 1977, B98, p.49.
16. Johnson J.R. et al. Phys.Rev., 1978, D17, p.1292.
17. Мохов Н.В., Никитин Ю.П. В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. Изд-во ХГУ, Харьков, 1977, вып.6, с.19.
18. Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-80-694, Дубна, 1980.
19. Carey D.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.24.
20. Carey D.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.237.
21. Carey D.C. et al. Phys.Rev., 1976, D14, p.1196.
22. Taylor F.E. et al. Phys.Rev., 1976, D14, p.1217.
23. Абрамов В.В. и др. Препринт ИФВЭ, 79-131, Серпухов, 1979.
24. Abramov V.V. et al. Preprint IHEP, 81-160, Serpukhov, 1981.
25. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.700.
26. Герзон С.А. ЯФ, 1983, 38, с.1313.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1985 года.

Трусов С.В.

P2-85-179

Феноменологический расчет инвариантных сечений
образования π -мезонов в pp- и pC-взаимодействии при 70 ГэВ

Для расчета инвариантных сечений образования π -мезонов при энергии 70 ГэВ был проведен анализ экспериментальных данных и способов их описания аналитическими зависимостями в широком диапазоне энергий первичного пучка протонов. Анализировались выход π -мезонов под углом 90° в pp-взаимодействии, влияние угловой зависимости и атомного веса ядра мишени на величину инвариантного сечения. Рассматривались различные способы феноменологического описания спектров вторичных частиц. Показано, что наиболее надежный расчет инвариантных сечений образования π -мезонов в центральной области ($x_F = 0$) при энергии 70 ГэВ обеспечивает применение гипотезы радиального скейлинга с введением ряда поправок.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Trusov S.V.

P2-85-179

Phenomenological Calculation of Invariant Cross Sections
of π -Meson Production in pp- and pC-Interactions
at 70 GeV/c

In order to calculate invariant cross sections of π -meson production at 70 GeV experimental data and ways of their description by analytical dependencies in a wide range of proton primary beam energies have been analysed. The yield of π -meson at 90° angle are analysed in pp-interaction, as well as the effect of angular dependence and atomic weight of a nucleus-target on the invariant cross section value. Various ways of phenomenological description of secondary particle spectra are considered. It is shown that the most reliable calculation of π -meson production cross sections in the central region ($x_F = 0$) at 70 GeV provides the application of the hypothesis of radial scaling with introducing of a few corrections.

The investigation has been performed at the Laboratory
of Nuclear Problems, JINR.
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985