Письма в ЖЭТФ, том 16, вып.8, стр. 495 – 499 20 октября 1972 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ В МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Е.М.Левин, М.Г.Рыскин

В предыдущей работе [1, 2] была предложена мультипериферическая модель, обеспечивающая постоянное сечение взаимодействия частиц при высоких энергиях. Здесь мы найдем распределение по поперечным импульсам π-мезонов, рождающихся в этой модели при столкновении двух частиц и покажем, что оно не плохо согласуется с экспериментом [3 – 6]. Напомним основные черты модели.

Чтобы получить не падающее полное сечение при разумных значениях констант связи, необходимо учитывать зависимость амплитуд от парных энергий [2] и возможность испускания разных сортов частиц. Поэтому, помимо обмена π-мезоном, мы учитываем обмен ρ- и ω-траекториями и разрешаем рождение π-, ρ-, ω-, f-, A_2-мезонов.

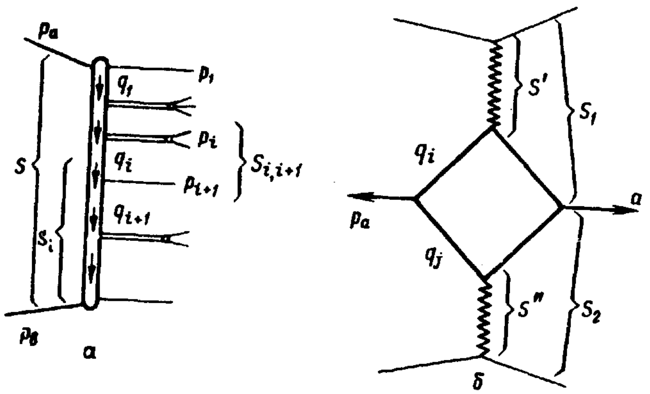

Рис. 1

Тогда матричный элемент, изображенный на рис. 1, *а* имеет вид

$$M = \prod_i \gamma^a_{i,\,i+1}(q_i^2,\; q_{i+1}^2)\,\beta_{i+1}(q_{i+1}^2)\; x_i^{a_{i+1}(q_{i+1}^2)}\, e^{R^2 q_{i+1}^2}. \quad (1)$$

Здесь $\gamma^a_{i,\,i+1}(q_i^2,\, q_{i+1}^2)$ – вершина испускания частицы "a", $\beta(q^2)$ – пропагатор пиона или сигнатура ρ, ω – траектории. $x_i = S_{i+1}/S_i$, x_i^a – возникает из пропагатора реджиона $S^a_{i,\,i+1}$; вершины γ – оценивались из дуальных моделей [7]. Радиус R мы подбирали с таким расчетом, чтобы получить постоянное сечение. Требуемая величина R оказывалась близкой к оценкам сделанным на основе дуальных амплитуд [7]. Для нахождения распределения по перпендикулярным импульсам излучаемых частиц рассмотрим график 1, *б*. Инклюзивное сечение рождения частиц в районе пионизации (из середины лестницы) зависит только от $p_\perp$ и определяется формулой

$$f^a(p_\perp) = \frac{E_a\, d\sigma}{d^3 p_a} = \sum_{i,j} \iint dq_i^2\, dq_j^2 \int_0^1\!\!\int_0^1 dx\, dy\, |\gamma^a_{i,j}|^2 \sigma_i(q_i^2)\sigma_j(q_j^2)\times$$

$$\times\; \frac{x^{1-2a_i}\, y^{1-2a_j}\, \kappa^{2-2a_i}}{(1-x)(1-y)\, 2^8 \pi^7} \;\times$$

$$\times\; |\beta_i(q_i^2)\,\beta_j(q_j^2)|^2\, T\big(-q_i^2 - x\kappa,\, -q_{i+1}^2 - y\kappa,\; |p_\perp^2|\big), \quad (2)$$

где

$$\kappa = \frac{m_a^2 + |p_\perp^2|}{(1-x)(1-y)}; \quad x = S'/S_1; \quad y = S''/S_2;$$

$$T(a, b, c) = \theta(\lambda)\lambda^{-1/2}; \quad \lambda = 4ab - (a + b - c)^2$$

$\sigma_i(q_i^2)$ – полное сечение рассеяния частицы сорта i на мишени. Это в точности та собственная функция, которая была получена при построении модели [1].

Выражение (2) отличается от работ [8, 9] множителем $x^{-2a_i} y^{-2a_i}$, соответствующим пропагаторам реджионов и суммированием по сортам, обменивающихся в t-канале, частиц i, j. Появление сомножителя κ^{-2a_i} связано с определением вершины y, данном в [1].

Численно проинтегрировав формулу (2) мы получим $f^a(p_\perp)$ для каждого сорта излучаемых частиц $-\pi$, ρ, ω, f, A_2. Так как радиус $R \sim 1\,Гэв^{-1}$ – невелик, а малость массы пиона в модели [1] несущественна, то средние поперечные импульсы резонансов (ρ, ω, f, A_2) оказываются довольно большими $< p_\perp^2 >_\rho \gtrsim 0{,}4\ Гэв^2$ (см. рис. 2). В то время, как измеряемые на опыте перпендикулярные импульсы π-мезонов порядка $(2 + 3)\,m_\pi$.

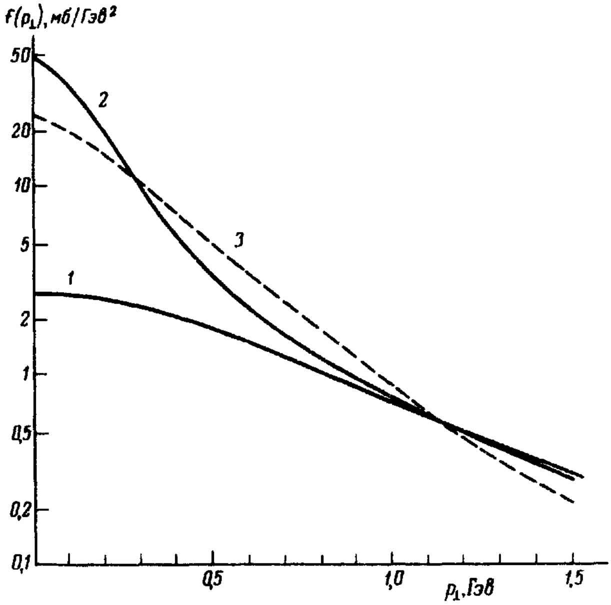

Рис. 2. Инклюзивное сечение ρ-мезонов – кривая 1, и пионов, образующихся при их распаде – кривая 2, в модели [2]. Пунктиром – кривая 3, показано распределение пионов, в случае изотропного распада ρ

Небольшую величину поперечного импульса пионов легко понять, предположив, что значительная часть π-мезонов рождается за счет распада резонансов [9, 10]. Действительно, если каждый пион уносит половину импульса ρ (как было бы в случае $m_\pi = m_\rho/2$), то $< p_\perp^2 >_\pi = \frac{1}{4} < p_\perp^2 >_\rho$. Точнее инклюзивное сечение π-мезонов, образующихся при распаде ρ, имеет вид

$$f_\rho^\pi(k_\perp) = \frac{2}{\pi} \int dp_\perp^2 \frac{3}{2} \cos^2\theta \, d\cos\theta \, f^\rho(p_\perp) \, T(|p_\perp^2|\, X^2, \; q^2\sin^2\theta, \, |k_\perp^2|). \tag{3}$$

Здесь X – доля импульса ρ, уносимая пионом $X = \dfrac{m_\pi(1+ v\cos\theta)}{m_\rho\sqrt{1-v^2}}$;

v – скорость, а q – импульс пиона в системе покоя ρ. θ – угол между q и направлением сталкивающихся частиц. Двойка перед интегралом соответствует распаду ρ на два π-мезона. На рис. 2 приведены $f^\rho(p_\perp)$ и $f^\pi_\rho(k_\perp)$ для простой модели [2], в которой испускаются и обмениваются только ρ-мезоны. (Применялась следующая параметризация: $\gamma = 16\pi\ 6{,}2\ Гэв^2$, $\beta(q^2) = 1/(q^2 - m_\rho^2)$; $\alpha(q^2) \equiv 1/2$; $R = 0$. При этом мы получили $\sigma = \mathrm{const}(S) = 55$ мбн $N_\pi = 1 \ln S$). Распределение пионов значительно острее, чем распределение ρ. Пик при малых $k_\perp$ создается π-мезонами, летящими при распаде назад ($\cos\theta \approx -1$).

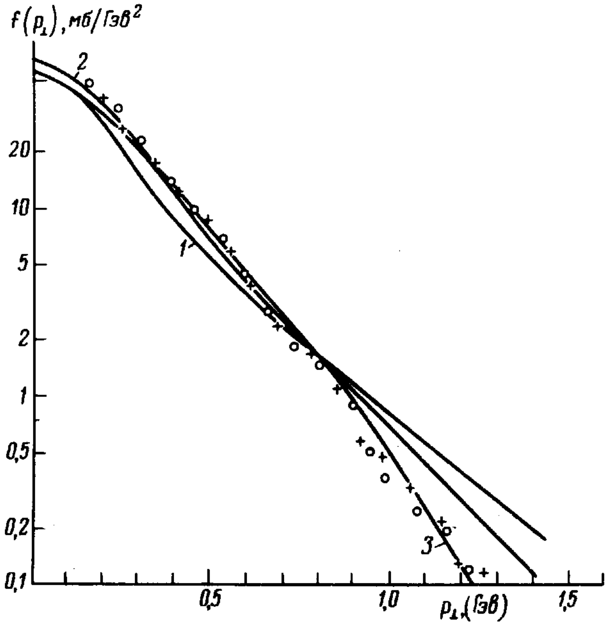

Рис. 3. Инклюзивное сечение пионов для вариантов: 1, a – кривая 1, – кривая 2, – кривая 3 работы [1]. Кружками и крестиками нанесены экспериментальные данные [3] по рождению π^-- и π^+-мезонов на 89° при $E_{цм} = 30{,}4\ Гэв$

Эти пионы имеют малые $X \sim 0{,}1$, и их поперечный импульс определяется, в основном, энергией распада ρ-мезона $k_\perp = q_\perp + X p_\perp \sim q_\perp$. Поэтому при $k_{\perp\pi} < 0{,}1\ Гэв$ наклон кривой меньше, чем в средней части. При больших $k_\perp$ наклон вновь уменьшается и кривая повторяет распределение ρ-мезонов. Эта область соответствует пионам, летящим вперед ($\cos\theta \sim 1$) и уносящим почти весь импульс ρ ($k_{\perp\pi} \sim p_{\perp\rho}$). Аналогичным образом распределения ω, f, A_2 пересчитываются в распределение π. Окончательные результаты представлены на рис. 3. Для сравнения там же приведены экспериментальные данные по инклюзивным сечениям $\pi^\pm$-мезонов, рождающихся в pp соударениях на 89° [3], в системе центра инерции. Т. е. как раз тех пионов, которые излучаются из центра лестницы, когда применима формула (2). По своему поведению кривые повторяют рис. 2. В области $p_\perp \sim 0{,}1 - 0{,}9\ Гэв$ все варианты неплохо согласуются друг с другом и с экспериментом, и хорошо описываются формулой $e^{-b p_\perp}$, где $b \approx 5{,}5\ Гэв^{-1}$. При $p_\perp < 0{,}1\ Гэв$ всюду наблюдается уменьшение наклона кривой. Такого сорта поведение (однако при $p_\perp < 0{,}2$ *Гэв*) было обнаружено в ЦЕРН'е [6] при меньших энергиях. При больших $p_\perp$ варианты отличаются друг от друга и зависят от деталей параметризации. Изменение параметризации в этой области почти не сказывается на величине и поведении полных сечений. Поэтому новые данные при больших $p_\perp$ можно использовать для уточнения модели без изменения предыдущих результатов [1]. В заключение отметим, что мультипериферическая модель, не только качественно, но и количественно хорошо описывает инклюзивное сечение π-мезонов.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 сентября 1972 г.

Литература

[1] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 17, вып. 2, 1973; Phys. Lett., (в печати)

[2] Е.М. Левин, М.Г.Рыскин. Письма в ЖЭТФ, 15, 681, 1972.

[3] British – Scondinavian ISR Collaboration, paper presented at the 4-th Conference on High Energy Collisions, Oxford, 1972.

[4] M.Bertin et al Phys. Lett., 38B, 260, 1972.

[5] M.Breidenbach et.al.Phys.Lett., 39B, 654, 1972.

[6] H. Boggild et. al. Nucl. Phys., B27, 1, 1971.

[7] A.Neveu, J.H.Schwarz. Nucl. Phys., B31, 861, 1971; В.А.Кудрявцев, Письма в ЖЭТФ, 15, 487, 1972.

[8] D.Amati, A.Stanghellini, S.Fubini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962.

[9] Brayn Webber. Phys. Rev. Lett., 27, 448, 1971.

[10] E.Yen, E.L.Berger. Phys. Rev. Lett., 24, 695, 1970.