Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 11, стр. 690 – 694. *5 июня 1972 г.*

ИНТЕРПОЛЯЦИОННАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ СПЕКТРОВ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В. А. Колкунов, К. А. Тер-Мартиросян, Ю. М. Шабельский

Если в неупругой реакции наблюдать за какой-либо одной из рождающихся частиц, то можно получить информацию о величине $d\sigma_C = \sum_x d\sigma(A + B \to C + X)$, которая называется полным инклюзивным сечением образования частицы C с импульсом $\mathbf{P}_C = (P_{C\parallel}, \mathbf{P}_{C\perp})$. Через X обозначена система частиц, образующихся вместе с данной, по всем возможным состояниям которой проводится в эксперименте суммирование.

Из экспериментальных данных [1 – 5] следует, что при высокой энергии $E_A = E_B = \sqrt{s}/2$ инклюзивное сечение зависит не от E_A и $P_{C\parallel}$ порознь, а только от их отношения $x = P_{C\parallel}/E_A$ т. е. $d\sigma = \rho d^3P_C/2E_C$, где $\rho = \rho(x, P_{C\perp}^2)$. Кроме того, зависимость функции ρ от x и $P_\perp^2$ приближенно факторизована, т. е. $\rho(x, P_{1\perp}^2)/\rho(x, p_{2\perp}^2)$ слабо зависит от x.

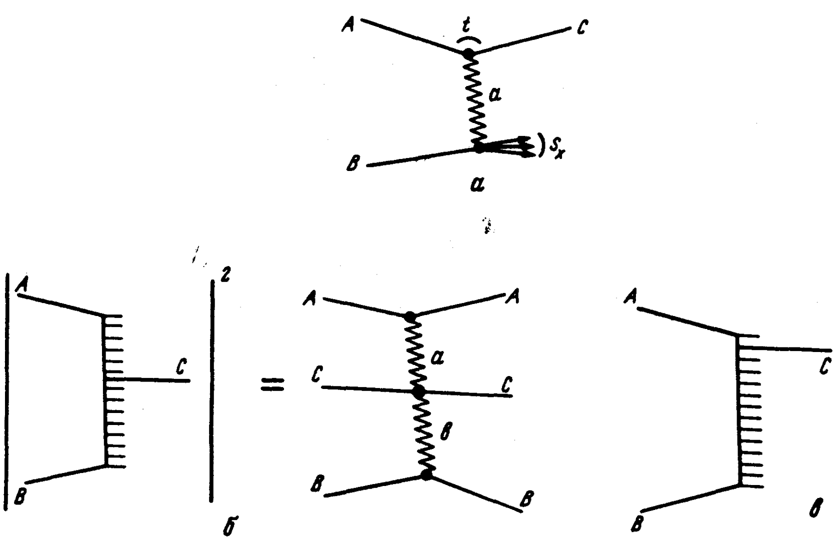

Рис. 1

Функция $\rho(x, P_\perp^2)$ может быть найдена с помощью теории комплексных моментов в областях $m^2/s \ll 1 - x \ll 1$ и $|x| \ll 1$, которым соответствуют диаграммы рис. 1, *а, б*.

При этом в области $m^2/s \ll 1 - x \ll 1$, в которой в с.ц.и. частица C быстрая [6, 7] диаграмма рис. 1, *а* с реджеонным обменом дает:

$$\rho(x, P_\perp^2) = |\eta_a g_a(t)|^2 \sigma_{aB}(t)\left(\frac{s}{s_X}\right)^{2\alpha_a(t) - 1}, \qquad (1)$$

где

$$s = (P_A + P_B)^2, \quad s_X = (P_A + P_B - P_C)^2, \quad \frac{s}{s_X} = \frac{1}{1-x}$$

$$t = -\frac{P_\perp^2}{x} + (1-x)\left(m_A^2 - \frac{m_C^2}{x}\right) \tag{2}$$

$g_a(t)$ – реджевский вычет, который может быть параметризован в виде $g_a(t) = g_a^\circ \exp(bt)$, b – параметр, $\eta_a = \dfrac{[1+\sigma\exp(-i\pi\alpha_a(t))}{1-\sin\pi\alpha_a(0)}$ – сигнатурный множитель, $\sigma_{aB}(s_X, t)$ – полное сечение рассеяния реджеона a на частице B.

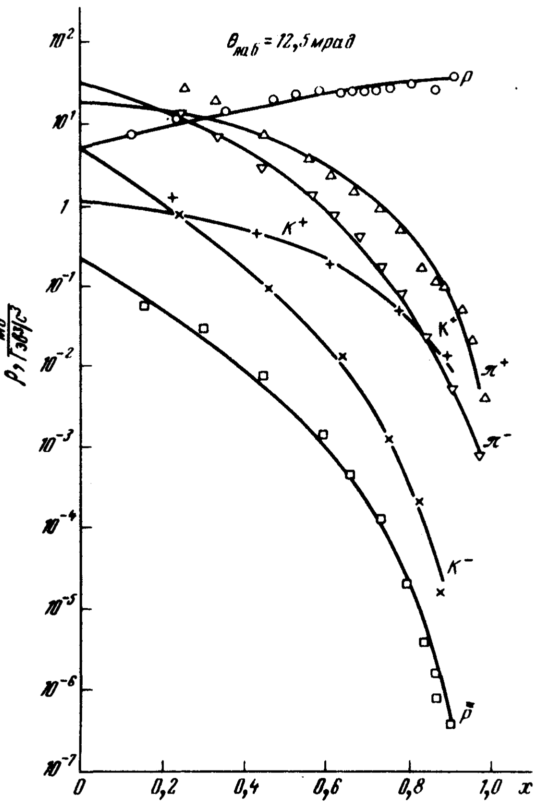

Рис. 2

Мы полагаем, что оно не зависит от s_X при $s_X >> m_v^2$. Таким образом, выражение (1) может быть записано в виде

$$\rho(x, P_\perp^2) = C\, e^{2R_a^2 t}(1-x)^{1-2\alpha_a(t)}, \tag{3}$$

где R_a^2 – некоторый параметр, и C определяет нормировку.

В области $|x| << 1$, рис. 1,*б*, где частица C в с.ц.и. медленная (это область так называемой "пионизации"), можно получить [7, 8]

$$\rho(x, P_\perp^2) = \rho(P_\perp^2) \tag{4}$$

т. е. не зависит от x.

Если оба реджеона на рис. 1,*б* вакуумные, то в мягкой части спектра имеет место равенство

$$\rho_C(P_\perp^2) = \rho_{\bar{C}}(P_\perp^2) \tag{5}$$

т. е. функции $\rho(P_\perp^2)$ равны для случаев рождения частиц и античастиц при одних и тех же сталкивающихся частицах. Однако спектры некоторых частиц, например, медленных протонов и антинуклонов, могут значительно различаться (см., например, рис. 2). Это объясняется кинематической подавленностью рождения пар $P\bar{P}$ в области несверхвысоких энергий налетающих частиц ($E \lesssim 10^2 - 10^3$ *Гэв*). С увеличением входной энергии отношение $\rho_P(P_\perp^2)/\rho_{\bar{P}}(P_\perp^2)$ должно стремиться к единице[1].

В промежуточной области $x \lesssim 1$, рис. 1,*в* функцию $\rho(x, P_\perp^2)$ можно найти на основе каких-либо модельных представлений (например, с помощью графика рис. 1,*в* с однопионным обменом). В связи с этим, мы предлагаем очень простую интерполяционную формулу[2]

$$\rho(x, P_\perp^2) = C e^{2R_a^2 t x}\left(\frac{1}{1-x} + d\right)^{2\alpha_a(t x) - 1} \tag{6}$$

с одним свободным параметром d (по сравнению с (3)), которая при $x \to 0$ и $1 - x \to 0$ переходит в (3) и (4).

Формула (6) для инклюзивных рождений $\pi^\pm$, $K^\pm$, $\bar{P}$, P в PP-столкновениях хорошо согласуется с экспериментальными данными [1] (см. рис. 2, 3) при следующих значениях параметров:

частица	a	$\alpha(0)$	$\alpha'(0)$	R_a^2	d
π^+	N	− 0,50	–	2,30	− 0,50
π^-	πN	− 1,50	–	2,30	− 0,40
K^+	Y^*	− 0,40	0,9	1,15	− 0,40
K^-	KN	− 1,70	–	2,30	− 0,60
$\bar{P}$	NN	− 2,00	1,0	1,15	− 0,35
P	P'	0,45	–	1,70	− 0,30

Результаты других работ совпадают с данными [1] Аллаби и др, при учете погрешностей опыта.

Отрицательный знак параметра d, полученный во всех случаях приводит к более крутому росту функции (6) с увеличением по срав-

---

[1] Авторы благодарны А.Б.Кайдалову за обсуждение этого вопроса.

[2] Возможно, эту формулу следует изменить так, чтобы $\left.\dfrac{\partial \rho}{\partial x}\right|_{x=0} = 0.$

нению с функцией (3). Это соответствует эффективному учету вклада графика рис. 1,*в* (неучтенному в (3)), относительная доля которого по сравнению с рис. 1,*а* растет с ростом $1 - x$. В области $x > 0,7 \div 0,8$ все спектры удовлетворительно описываются предельной формулой (3).

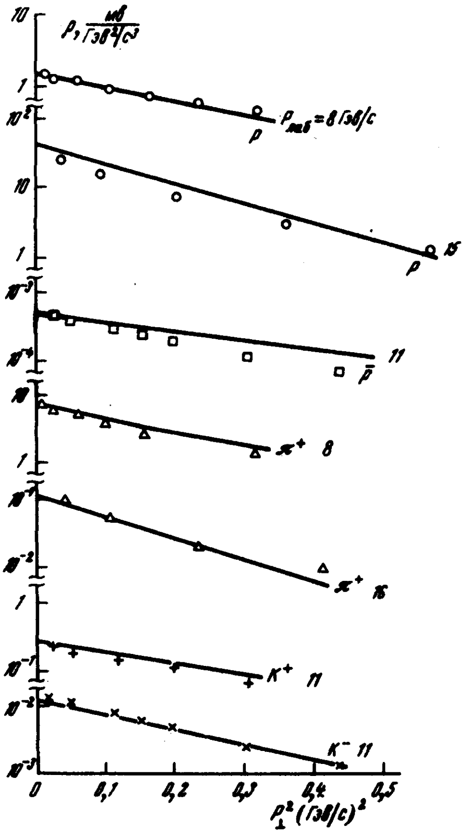

Рис. 3

В жесткую часть спектра π^- заметный вклад дает и Δ-полюс. Спектр рис. 2 приведен с его учетом при помощи формулы $\rho = Ce^{2R_a^2 t x} \, |\tilde{T}|^2$, где $\tilde{T} = Y^{a_{\pi N}(o) - \frac{1}{2}} + \delta \eta_\Delta Y^{a_\Delta(o) - \frac{1}{2}}$, причем $Y = \frac{1}{1-x} + d$, $a_\Delta = 0,15 + 0,9t$, $\eta_\Delta = -i + 0,61$, а наилучшее значение параметра δ оказалось $\delta \approx 5\%$.

В работе Ранфт [9] формула (3) была использована для обработки данных опыта, причем полученные там параметры значительно отличны от найденных выше. Однако, как показала проверка, кривые этой работы [9] не отвечают приведенным там же параметрам.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
17 апреля 1972 г.

Литература

[1] J.V.Allaby et al. CERN, 70-12, 1470.

[2] Yu. B.Bushnin et al. Phys. Lett., 29B, 48, 1969.

[3] F.Binon et al. Phys. Lett., 30B, 506, 1969.
[4] E.W.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 19, 148, 1967.
[5] L.G.Ratner et al. Phys. Rev. Lett., 27, 68, 1971.
[6] L.Caneschi, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 22, 1279, 1969.
[7] В.А.Абрамовский, О.В.Канчели, И.Д.Манджавидзе. ЯФ, 13, 1102, 1971.
[8] Yu. A.Simonov, K.A.Ter-Martirosyan. Nucl. Phys., 66, 641, 1965.
[9] G.Ranft, J.Ranft. ОИЯИ Е-2-6031, препринт.