

О СПЕКТРАХ ЧАСТИЦ И АНТИЧАСТИЦ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Л.Э. Генденштейн, А.Б. Кайдалов

В последнее время значительно возрос интерес к изучению инклюзивных [1] реакций $a + b \rightarrow c + x$. Различные динамические модели, такие как мультипериферическая (МПМ) [2] и мультiredжонная [3], а также подход, основанный на использовании реджевской феноменологии для амплитуд перехода $a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}$ [4,5] приводят к скейлингу для инклюзивных процессов при высоких энергиях и ряду интересных предсказаний о свойствах одночастичных спектров.

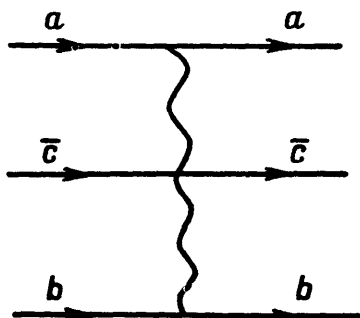


Рис. 1

В данной статье обсуждается вопрос о поведении спектров частиц и античастиц в центральной области, т.е., когда переменная $x = p_c^H$: $p_a \ll 1$, где p_c^H – продольный импульс частицы c . Все указанные выше модели приводят к асимптотическому равенству спектров частиц и античастиц при $x \rightarrow 0$. Это связано с тем, что сечение инклюзивного процесса выражается через определенный скачок амплитуды реакции $a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}$ [4,6], который при $s \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow 0$ описывается двухреджонной диаграммой рис. 1. Когда $s_{ac} = (p_a + p_c)^2 \approx [M_c^2 + (p_c^+)^2]/x$ и $s_{bc} = (p_b + p_c)^2 \approx sx \gg M^2$, то доминируют вакуумные полюса, имеющие определенную C -четность, поэтому вершины $cPPc$ и $\bar{c}P\bar{c}$ одинаковы. (Это утверждение имеет место и при учете ветвлений, связанных с обменом несколькими вакуумными полюсами).

Экспериментальная проверка этого асимптотического равенства представляется весьма важной для выяснения применимости метода комплексных моментов к анализу инклюзивных реакций. Ниже мы покажем, что хотя при энергиях вплоть до 10^3 Гэв и $x \sim 0,1 + 0,2$ выходы p и \bar{p} , а также K^+ и K^- в p - p -столкновениях сильно отличаются [7,8], имеется простой механизм, позволяющий объяснить это различие и описать спектры.

Рассмотрим для определенности спектры p и \bar{p} и будем пользоваться величиной x , определенной в лабораторной системе. Интересующая нас центральная область характеризуется $x \sim M_p / \sqrt{s}$. В рамках МПМ при $s \rightarrow \infty$ механизм образования протонов и антипротонов в центральной области одинаков – рождение барион-антибарионных пар в середине МПМ-цепи. Этим и объясняется в этой модели асимптотическое равенство p - и \bar{p} -спектров в центральной области.

Наряду с этим при ускорительных энергиях ($E \sim 10 - 10^3$ Гэв/с) существует другой механизм образования протонов с $x \sim M_p / \sqrt{s}$, значительно преобладающий над упомянутым выше. Речь идет о диаграммах рис. 2,а, б, где в верхнем блоке происходит упругое (или неупругое) пион-нуклонное рассеяние назад. При $s \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow 0$ вклад таких диаграмм убывает по крайней мере как \sqrt{x} .

Рассмотрим сначала вклад диаграммы рис. 2,а в сечение образования протонов с $p_{\perp} = 0$. При малых x и $s \gg M_p^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{p_{\sigma} x^2}{4\pi^3 M^4} \int_{s_{\text{пор}}}^{M^2/x} ds_1 \sigma_{\pi N}^{\text{tot}} \frac{d\sigma_1}{d\Omega_1}(s_1) \frac{s_1^2(M^2 - s_1 x)}{s_1 - M^2} \int_{-\infty}^{t_{\text{min}}} F(t) dt, \quad (1)$$

где p_{σ} – импульс налетающего протона, $\sigma_{\pi N}^{\text{tot}}$ – полное сечение пион-нуклонного взаимодействия в нижнем блоке, $d\sigma_1/d\Omega_1$ – сумма дифференциальных сечений π_0^+ – p -рассеяния назад, $F(t)$ – функция, характеризующая зависимость от квадрата импульса виртуального пиона,

$$t_{\text{min}} = -\left(\frac{1-x}{x}\right)(M^2 - s_1 x). \text{ Поскольку } E d^3\sigma/d^3p \approx \frac{1}{xp_{\sigma}} d^2\sigma/dpd\Omega,$$

формула (1) приводит к скейлинг-инвариантному выражению для $E\left(\frac{d^3\sigma}{d^3p}\right)$.

Для $F(t)$ будем использовать параметризацию, предложенную в работе [9]:

$$F(t) = \begin{cases} 1/(t - \mu^2)^2 & |t| < |t_0| \\ e^{\lambda t} / (t_0 - \mu^2)^2 & |t| > |t_0|, \quad t' = t - t_0 \end{cases} \quad (2)$$

т. е. в области малых $|t|$ доминирует однопионный обмен, а в области больших $|t|$ экспоненциальная зависимость обеспечивает периферический характер взаимодействия. На рис. 3 пунктирной кривой изображен вклад диаграммы рис. 2,а в $d^2\sigma/dpd\Omega$ при $p_{\sigma} = 30$ Гэв/с, если выбрать $|t_0| = 0,5$ Гэв², $\lambda = 1,75$ Гэв⁻². Экспериментальные дан-

ные взяты из работы [10]. При $x \rightarrow 0$, $s \rightarrow \infty$ основной вклад в интеграл (1) дает область $s_1 \approx M^2/x$ и $d^2\sigma/dpd\Omega \propto x^2 d\sigma_1/d\Omega_1(M^2/x)$. Так как при больших энергиях $d\sigma_1/d\Omega_1 \propto s_1^{2\alpha_N - 1}$, то вклад упругого пион-нуклонного рассеяния назад в $d^2\sigma/dpd\Omega \propto x^{3-2\alpha_N} \approx x^{3,6}$.

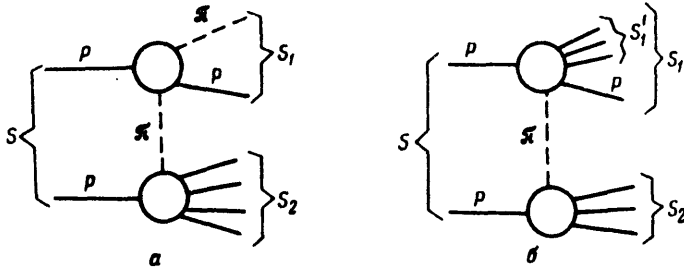


Рис. 2

При $s_1 \gtrsim 4 \text{ Гэв}^2$, $x \lesssim 0,2$ значительный вклад в сечение дает неупругое рассеяние протона назад – рис. 2, б. Оценивая эту диаграмму на основе экспериментальных данных [11] о неупругом пион-нуклонном рассеянии назад, получим для суммарного вклада обеих диаграмм 2, а, б сплошную кривую на рис. 3, которая соответствует экспериментальным данным. На рис. 3 указана также теоретическая неопределенность, связанная с оценкой вклада неупругого рассеяния. При $x \rightarrow 0$ и $s \rightarrow \infty$ неупругие процессы в верхнем блоке будут доминировать, причем $s_1' \sim s_1 \approx M^2/x$, где s_1' – квадрат массы пучка.

Когда $s_1' \gg M^2$ сечение инклюзивного процесса связывается со скачком амплитуды, соответствующей диаграмме рис. 4, где в верхней части диаграммы происходит обмен вторичными редже-полюсами P' , ω и т. д., для которых $\alpha_R(0) \approx 1/2$.

Если справедлива дуальность, то такое поведение сечения будет иметь место и при сравнительно небольших s_1 . Отметим, что в соответствии с дуальностью, такой механизм имеет место только в случае образования протонов, так как для \bar{p} канал $\sigma\bar{\sigma}$ будет экзотическим. Вклад диаграммы 2, б в сечение рождения протонов в области малых x весьма значителен и $d^2\sigma/dpd\Omega \propto x^{2-\alpha_R} \approx x^{3/2}$. Таким образом, при $s \rightarrow \infty$, $x \rightarrow 0$ получим для инвариантного сечения $E d^3\sigma/d^3p$ следующее разложение:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx C_P + C_R(x^{1/2} + (xs)^{-1/2}) + C_1(x^{2-2\alpha_N} + (xs)^{2\alpha_N-2}). \quad (3)$$

(Вторые члены в скобках в формуле (3) описывают аналогичные вклады от фрагментации мишени), где C_P соответствует испусканию пар $p\bar{p}$ из середины мультипериферической цепи (этот член одинаков для p и \bar{p}), C_1 определяется вкладом диаграммы 2, а а C_R – 2, б, причем $C_R \approx 1/30$, $C_1 \approx 5C_P$. Поэтому сечение образования протонов, имеющих в системе центра масс сталкивающихся частиц импульс $p_{\text{ц.м.}}' \lesssim M$ ($x \approx M/\sqrt{s}$) будет убывать вплоть до энергий $s \sim 10^3 \text{ Гэв}^2$, как $(M/\sqrt{s})^{1/2}$.

При этом выходы \bar{p} в этой области могут несколько возрасти по сравнению с измеренными при $p_0 = 19 \text{ Гэв/с}$ [8], так как из-за большой массы $p\bar{p}$ -пары эта энергия еще сравнительно невелика по отношению к порогу рождения \bar{p} и эффекты, связанные с ростом фазового объема, могут играть заметную роль. Подчеркнем, что для достижения инклюзивным сечением \bar{p} асимптотического значения C_p , связанного с объемом двумя вакуумными полюсами на рис. 4, необходимо, чтобы помимо пары $p\bar{p}$ рождалось большое число пионов, что, вообще говоря, не выполняется при энергиях $\sim 10 \text{ Гэв}$.

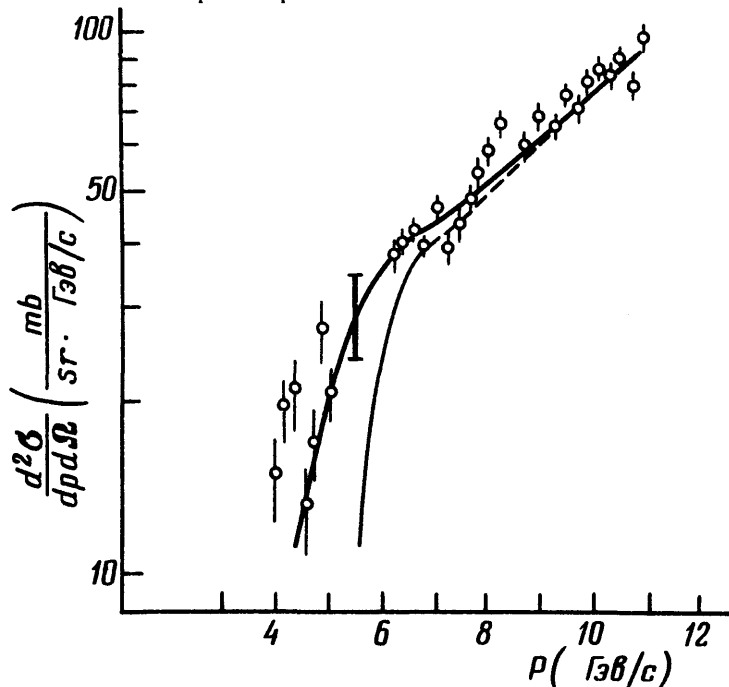


рис. 3

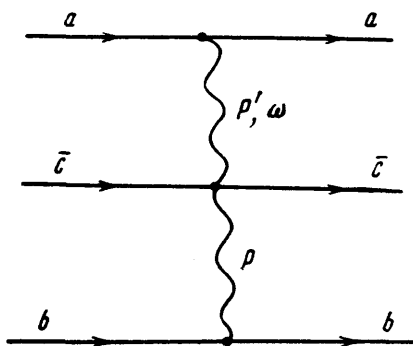


рис. 4

Аналогичная ситуация имеет место в случае образования K^+ и K^- мезонов. K^- – мезоны рождаются в основном в середине МПМ-цепи, тогда как K^+ - мезоны могут рождаться с большой вероятностью совместно со странными барионами в верхнем блоке МПМ-цепи.

Экспериментальная проверка этих предсказаний мультипериферической модели представляется весьма интересной.

Авторы благодарны А.И.Ахиезеру за внимание к работе и К.А.Тер-Мартirosяну и Д.В.Волкову за обсуждения.

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
23 июля 1972 г.

Литература

- [1] R.P.Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.
 - [2] D.Amati, A.Stanghellini, S.Fubini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962.
 - [3] L.Caneshi, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 22, 1219, 1969.
 - [4] A.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970.
 - [5] В.А.Абрамовский, О.В.Канчели, И.Д.Манджавилзе. ЯФ, 13, 1102, 1971.
 - [6] H.Stapp. Phys. Rev., D3, 3177, 1971.
 - [7] J.Allaby et al. Preprint CERN 70 - 12, 1970.
 - [8] L.Ratner et al. Phys. Rev. Lett., 27, 68, 1971.
 - [9] К.Г.Боресков, А.Б.Кайдалов, Л.А.Мономарев. Доклад, представленный на Международную конференцию по физике высоких энергий. Оксфорд, 1972 г.
 - [10] E.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 19, 198, 1967.
 - [11] E.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 22, 102, 1969; 23, 721, 1969; P.Carlson et al. Phys. Lett., 35B, 502, 1970.
-