

## СТРУКТУРА ПОЛЮСА ПОМЕРАНЧУКА И ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ

Л.Э.Генденштейн, А.Б.Кайдалов<sup>1)</sup> Д.С.Чернавский<sup>2)</sup>

Рассматривается связь между подходом к скейлингу в инклюзивных реакциях и явлением кластеризации рождающихся частиц. Рассмотрение проводится с точки зрения мультипериферической модели. Показано, что поведение инклюзивных спектров зависит от соотношения плотностей по рапидити детектируемых частиц в фрагментационных кластерах (резонансах) и в центральных.

Вопрос о динамике множественного рождения частиц представляется сейчас особенно интересным, так как появляющиеся с каждым днем новые экспериментальные данные, полученные на ускорителях высоких энергий (Серпухов, Батавия, ISR-ЦЕРН) позволяют проверить справедливость различных теоретических моделей, а также учесть в них новые важные факторы.

Среди последних исследований особый интерес представляют подход к скейлингу в центральной области инклюзивных спектров и значительные корреляции, обнаруженные на эксперименте в двухчастичных инклюзивных реакциях, указывающие на кластеризацию рождающихся частиц [1].

Подчеркнем, что при исследовании взаимодействий при высоких энергиях ( $E \gtrsim 30 \text{ ГэВ}$ ) речь идет, по существу о выяснении структуры ведущей вакуумной особенности (полюса Померанчука), поскольку при таких энергиях вклад этой особенности является доминирующим.

В предлагаемой работе мы рассмотрим в мультипериферической модели [2] связь между подходом к скейлингу в центральной области одночастичных инклюзивных спектров и корреляциями (эффектом кластеризации) и покажем, каким образом поведение инклюзивных спектров может находить естественное объяснение. С точки зрения мультипериферической модели это означает, что мы допускаем образование кластеров в узлах диаграммы (модели такого типа рассматривались в работах [13, 14]).

Подход к скейлингу в центральной области обсуждался во многих работах [3 – 7]. Такой интерес обусловлен тем, что на диаграммах Мюллера – Канчели [8, 9] (рис. 1) поведение инклюзивного спектра определяется константой  $g$  в центральной вершине (волнистые линии соответствуют реджеонам-померону  $P$  и вторичным траекториям  $R$ ). В этом случае

$$\left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y_{\text{с.т.}}=0} = a + g s^{-1/4}, \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики ГКИАЭ.

<sup>2)</sup> Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

где  $s$  – квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс. Если считать  $g > 0$ , формула (1) соответствует подходу к скейлингу *сверху*, в противоположность эксперименту (например, для  $\pi$ -спектров в  $pp$ -столкновениях), ясно указывающему на *рост*

$$\left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y_{с.т.} = 0} \text{ с ростом энергии [3, 5] (что соответствует } g < 0 \text{ в формуле (1)).}$$

В то же время  $g > 0$  соответствует суммарному *положительному* вкладу вторичных редже-траекторий, какой всегда наблюдается в упругих реакциях. Кроме того, для описания спектров положительных и отрицательных пионов приходится приписывать вкладам вторичных траекторий ( $P'$  и  $\rho$ ) *относительные* знаки [10], отличные от тех, какие наблюдаются в упругих реакциях, а это, в свою очередь, приводит к нарушению концепций дуальности в применении к анализу инклюзивных реакций.

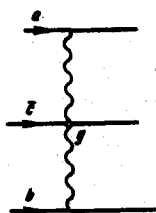


Рис. 1

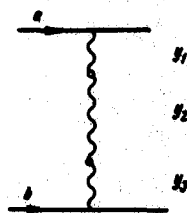


Рис. 2

Заметим, что "двугорбый" спектр  $d\sigma/dy$ , получающийся в анализе Мюллера – Канчели (с положительной константой  $g$ ), соответствует, эффективно, кластеризации по краям мультипериферической цепи.

С другой стороны, известно, что кластеризация успешно описывается с помощью вторичных редже-траекторий (исследование корреляций в двухчастичных инклюзивных реакциях с помощью диаграмм Мюллера – Канчели [10]), что, по дуальности, соответствует тому, что кластеризацию можно рассматривать как совокупный эффект резонансов. С ростом энергии краевые (фрагментационные) кластеры, раздвигаясь по рапидити, могут обусловить "провал" в центре спектра и, тем самым, подход к скейлингу *сверху*,

Если, однако, с ростом энергии вдоль мультипериферической цепи рождаются новые кластеры, такая ситуация не является обязательной, и поведение спектров будет определяться соотношением плотности по рапидити детектируемых частиц в краевых и центральных кластерах<sup>1)</sup>. Если, например, плотность пионов по рапидити в краевых кластерах в  $pp$ -столкновениях (т. е., фактически, в распаде барионных резонансов) меньше, чем в центральных кластерах (соответствующих, в основном

резонансам в системе  $\pi\pi$ ), мы должны наблюдать *рост*  $\left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y_{с.т.} = 0}$

для пионных спектров в  $pp$ -столкновениях. Анализ  $\pi p$ - и  $pp$ -столкновений, действительно, показывает, что множественность в пионных клас-

<sup>1)</sup>Заметим, что центральная константа  $g$  на рис. 1 характеризует (для  $(1/\sigma)(d\sigma/dy)$ ) именно *плотность* рожденных частиц по рапидити.

терах может быть выше [ 11, 12]. В таком случае мы, например, должны были бы также ожидать существенно более "быстрого" скейлинга (малых поправочных членов) для  $\pi^+$ -спектров в  $\pi^+p$ -столкновениях по сравнению с  $pp$ -столкновениями, поскольку один из краевых кластеров в первом случае совпадает с центральными. В то же время поведение  $\pi^-$ -спектров в  $\pi^+p$  и  $pp$ -столкновениях должно быть сходным, если предположить отсутствие (экзотических) резонансов в системе  $\pi^+\pi^+$  (подробнее поведение различных спектров будет рассмотрено в публикации в журнале Ядерная Физика).

Представим амплитуду упругого рассеяния вперед (связанную по условию унитарности с полным сечением) в виде рис. 2, где точки соответствуют двухчастичным (в основном, двухнионным) обменам, связывающим краевые кластеры (различные для различных сталкивающихся частиц) и центральные (одинаковые во всех процессах). Амплитуде рис. 2 соответствует выражение

$$A(Y) \approx \int A_a(y_1) \tilde{A}(y_2) A_b(y_3) \delta(y_1 + y_2 + y_3 - Y) dy_1 dy_2 dy_3, \quad (2)$$

где  $Y = \ln s$ ,  $y_1, y_2, y_3$  — интервалы по рапидити, приходящиеся на краевые и совокупность центральных кластеров (см. рис. 2),  $A_a$  и  $A_b$  — амплитуды, описывающие краевые кластеры,  $\tilde{A}$  — совокупность центральных кластеров. Намереваясь, в дальнейшем, рассматривать инклюзивный спектр частиц, отделенных по рапидити на  $Y_a$  и  $Y_b$  от начальных частиц ( $Y_a + Y_b = Y$ ), представим интеграл в формуле (2) в виде трех слагаемых, выбрав соответственно пределы интегрирования, как это указано на рис. 3.

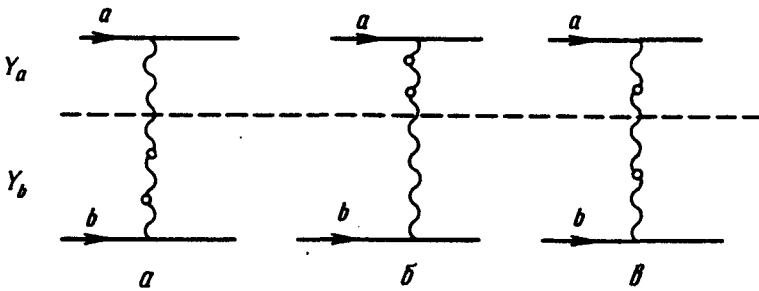


Рис. 3

С точки зрения диаграмм Мюллера — Канчели рис. 3 а, б соответствуют рождению частицы из кластеров, образованных из начальных частиц  $a$  и  $b$ , соответственно, рис. 3, в — рождению частицы из любого из центральных кластеров. Обозначим соответствующие вклады диаграмм рис. 3. в полные сечения  $B_a, B_b, B$ :

$$\sigma_t = B_a + B_b + B. \quad (3)$$

Для инклюзивных сечений будем иметь

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} = \frac{1}{\sigma} (g_a B_a + g_b B_b + gB), \quad (4)$$

где  $g_a, g_b$ , соответствуют (в среднем) плотности детектируемых частиц в краевых кластерах,  $g$  — "асимптотической" плотности частиц в центральных кластерах (в "полюсе Померанчука").

Из (3, 4) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} &= \frac{1}{\sigma} [g(B_a + B_b + B) - (g - g_a)B_a - (g - g_b)B_b] = \\ &= \frac{1}{\sigma} [g\sigma - (g - g_a)B_a - (g - g_b)B_b] . \end{aligned} \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что поведение инклюзивных спектров, действительно, определяется соотношением плотности по рапидити (т. е. константами  $g_a, g_b, g$ ) в краевых и центральных кластерах. Если  $B_a$  и  $B_b$  параметризовать в виде  $e^{-(1/2)Y_a}$  и  $e^{-(1/2)Y_b}$ , что соответствует описанию кластеров с помощью вторичных редже-траекто-

рий то, в случае,  $g > g_a, g_b$  будем иметь для  $\left. \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y_{с.т.} = 0}$  форму-

лу (1) с "эффективной" отрицательной константой  $g$  (параметризация Фербела [3], хорошо описывающая экспериментальные данные).

В этой короткой статье мы хотели обратить внимание на качественный эффект, связанный с различными характеристиками кластеров рождающихся частиц и их проявлением в инклюзивных спектрах. Более подробное рассмотрение приводит к тому, что "константы"  $g_a, g_b, g$  оказываются зависящими от более детальных характеристик распадов резонансов (кластеров) и определяются, по существу, одночастичными инклюзивными спектрами распадов резонансов. Кроме того, параметризация  $B_a$  и  $B_b$  (см. выше) в виде  $e^{-(1/2)Y_a}$  и  $e^{-(1/2)Y_b}$  также является приближенной. При более подробном рассмотрении необходимо, например, учет ветвлений и других редже-траекторий.

Авторы признательны А.И.Ахиезеру, Д.В.Волкову, В.Н.Грибову, И.М.Дремину, Е.М.Левину, И.И.Ройзену, М.Г.Рыскину, К.А.Тер-Мартirosяну и Е.Л.Фейнбергу за обсуждения и критические замечания.

Физико-технический институт  
Академии наук УССР

Поступила в редакцию  
11 ноября 1973 г.

### Литература

- [1] H.Dibon et al. Phys. Lett., **44B**, 313, 1973.
- [2] D.Amati, A.Stanghellini, S.Fubini. Nuovo Cim., **26**, 896, 1962.
- [3] T.Ferbel. Phys. Rev. Lett., **29**, 448, 1972.
- [4] H.Chan et al. Phys. Lett. **40B**, 406, 1972.
- [5] R.Amann, M.Blackmon. Phys. Lett., **44B**, 266, 1973.
- [6] L.Canesci. Preprint TH-1704-CERN, 1973.
- [7] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. Письма в ЖЭТФ, **17**, 669, 1973.
- [8] H.Mueller. Phys. Rev., **D2**, 2963, 1970.

- [9] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970.
- [10] J.Freeman, C.Quigg. Preprint TH-1701-CERN, 1973.
- [11] E.L.Feinberg. Phys. Rep., 5C, 237, 1972.
- [12] Сотрудничество. Препринт ОИЯИ Р1-7268, 1973.
- [13] И.М.Дремин, И.И.Ройзен, Р.Б.Лайт, В.С.Чернавский. ЖЭТФ, 21, 633, 1964.
- [14] I. M. Dremin, I. I. Royzen. Phys. Lett., 31B, 71, 1970.
-