

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 559 – 563*

*5 мая 1972 г.*

**РЕДЖЕВСКИЕ ВЕТВЛЕНИЯ  
И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ АДРОНОВ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

*В. А. Абрамовский, О. В. Канчели*

В настоящей работе мы рассмотрим влияние мультипомеранчуковского обмена на структуру функции распределения по числу частиц при высоких энергиях. Обычно считается, что распределение величин  $w_n = \sigma_n / \sigma_{tot}$  пуассоновское или близкое к этому. Такой результат получается в мультипериферических моделях [1] и связан с конечным радиусом продольной корреляции в импульсном пространстве [2]. Мультипомеранчуковские ветвления, во-первых, приводят к другому механизму рождения частиц (грубо: обмен  $\nu$  померонами ( $P$ )) означа-

ет, что в  $s$ -канале родилось в  $\nu$  раз большее число частиц), и, во-вторых, значительно удлиняют радиус корреляции (из-за усиленных диаграмм [3]). Все это может изменять структуру распределения  $w_n$  и ниже мы качественно обсудим вид  $w_n$ , учитывая только  $P$  обмены и принимая, что  $\xi = \ln s$  не мало.

Сначала не будем учитывать усиленных ветвлений. Тогда полное сечение дается суммой диаграмм

$$\sigma_{tot}(\xi) = s^{-1} \text{Im} A(s, 0) =$$

$$= s^{-1} \frac{(\text{disc})_s}{2i} \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{const} \end{array} \right. + \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi \end{array} \right. + \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi^2 \end{array} \right. + \dots \left. \right\} \quad (1)$$

где мы изобразили вклады полюса  $P$ , ветвлений ( $PP$ ) и т. д. Под каждой диаграммой указан порядок ее вклада в  $\sigma_{tot}(\xi)$ . Операция  $(\text{disc})_s/2i$  означает, что мы должны взять сумму всех абсорбционных частей от вклада каждой диаграммы для  $A(s, 0)$ . Для этого надо знать характер абсорбционных частей для одного  $P$ . Любая мультипериферическая модель для  $P$  с конечной продольной корреляцией может быть качественно заменена лестничной диаграммой; поэтому разрезая  $P$  (операция  $(\text{disc})_s$ ) мы получаем мультипериферическую диаграмму (гребенку). Далее, абсорбционные части для ( $PP$ ) ветвления могут быть трех типов: а) разрез проходит между реджионами – это дает процессы дифракционного рождения частиц и упругое рассеяние (вклады входят в  $\sigma_{tot}$  со знаком плюс), в) разрезается один из  $P$  – это абсорбционные поправки к гребенке, "свернутые" с гребенкой (входят в  $\sigma_{tot}$  со знаком минус), с) разрезаны оба  $P$  – процессы рождения сразу двух мультипериферических гребенок (входят в  $\sigma_{tot}$  со знаком плюс). Аналогично получаются абсорбционные части от ( $PPP$ ) и т. д. Таким образом,  $\sigma_{tot}$  можно представить в виде суммы вкладов различных процессов

$$\sigma_{tot}(\xi) \approx \left[ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi^2 \end{array} + \dots \right] + \left[ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{const} \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi \end{array} + \dots \right] +$$

$$+ \left[ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ | \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ 1/\xi^2 \end{array} + \dots \right] + \dots \quad (2)$$

Под каждой диаграммой указан порядок ее вклада в  $\sigma_{tot}$ ; при этом подразумевается суммирование по числам частиц в гребенках. Первая диаграмма в каждой из скобок изображает основной процесс, остальные же члены есть абсорбционные поправки к нему. Обсудим теперь, какова множественность различных процессов в [2]. Процессы первой скобки изображают дифракционное рождение частиц; их средняя множественность  $n_0$  не зависит от энергии ( $n_0 \sim 1$ ). Процессы второй скобки в [2] — мультипериферическая гребенка с  $n_1 \approx a\xi$ , при этом ширина функции распределения в ней  $\Delta n_1 \sim \sqrt{n_1} \approx \sqrt{a\xi}$ ; мы принимаем, что распределение по  $n$  в отдельной гребенке пуассоноподобное.

Процессы третьей скобки в [2]: рождается две гребенки, так что  $n_2 \approx 2a\xi$ , а поскольку распределения в двух гребенках независимые,  $\Delta n_2 \sim \sqrt{n_2} \approx \sqrt{2a\xi}$ . Аналогично, средняя множественность процессов с  $\nu$  гребенками  $n_\nu \approx \nu a\xi$ , ширина пика  $\Delta n_\nu \sim \sqrt{\nu a\xi}$ , а их вклад в  $\sigma_{tot} \sim 1/(\nu! \xi^\nu)$ .

Легко видеть, что для малых  $\nu \ll \xi a$  ширины пиков в  $w_n$  по  $n$  для разных процессов из [2] меньше, чем расстояния между пиками (при  $\nu \sim \xi a$  пики перекрываются). Кроме того, хвост распределения для каждого из пиков выпадает в точке максимума соседнего пика как степень  $s$ . Например, для распределения от одной гребенки

$$w^{(1)}(n) \approx \frac{1}{n!} e^{-n_1} n_1^n \text{ при } n = n_2 \quad w^{(1)}(n_2) \sim s^{-\alpha(2n_2 - 1)} \text{ для высших}$$

$\nu: w^{(\nu)}(n_{\nu+1}) \sim s^{-\alpha/2\nu}$ . Хвосты распределений должны быстро обрестись (подобно пуассоновским) из-за конечной продольной корреляции в мультипериферической гребенке.

Такие свойства процессов из [2] приводят к тому, что функция распределения по числу вторичных частиц должна иметь осциллирующий вид, как изображено на рис. 1. Как уже отмечалось, полное число пиков  $\sim \xi$  (так как пики расплываются). Значения  $\sigma_n$  в пиках быстро падают с номером  $\sim 1/(\nu! \xi^{\nu-1})$ ;  $\nu!$  возникает из-за тождественности  $P$  реджионов. Огибающая для этих пиков может быть получена отсюда заменой  $\nu \rightarrow n/a\xi$  и имеет вид  $n^{-1/2}(\alpha e/n)^{n/a\xi}$  (она указана на рис. 1 пунктиром).

Рассмотрим теперь влияние усиленных ветвлений на распределение  $w_n$ . Простейшая усиленная диаграмма для  $\sigma_{tot}$  изображена на рис. 2, а; на рис. 2, b показаны ее абсорбционные части в случае, когда разрезаны оба  $P$ . Соответствующий вклад в  $\sigma_{tot}$  имеет вид [3]

$$\sigma' \approx \int_0^\infty \frac{dr}{4\pi} \int_0^\xi d\eta [g(\theta)r(r)N'(r)] e^{-2a'r(\xi-\eta)}, \quad (3)$$

где  $g, r, N'$  — вершины, входящие в диаграмму на рис. 2, а, b,  $(-r)$  — квадрат массы петлевого  $P$ ,  $(\xi - \eta)$  — логарифм энергетической переменной на петлевых  $P$ . Как легко понять из рис. 2, b при данном  $\eta$  среднее число частиц, рождающихся в процессе, описываемом [3], порядка  $\alpha(2\xi - \eta)$ . Поэтому вклады усиленных диаграмм сглаживают распределение между пиками — (при  $\eta \approx \xi$  диаграмма рис. 2, b переходит

в простую гребенку, а при  $\eta \sim 0$  переходит в двухгребенчатый процесс с  $n \sim 2a\xi$ . Известно [4], что если  $P$  описывается полюсом с  $\alpha_g(0) = 1$ , то  $r(r) \approx cr$  при  $r \rightarrow 0$ . Записывая  $N'(r) \approx N(0)e^{-br}$ , получим из [3]

$$\sigma' \approx \frac{g(0)N(0)c}{4\pi} \int_0^\xi \frac{d\eta}{[2a'(\xi - \eta) + b]^2} \quad (4)$$

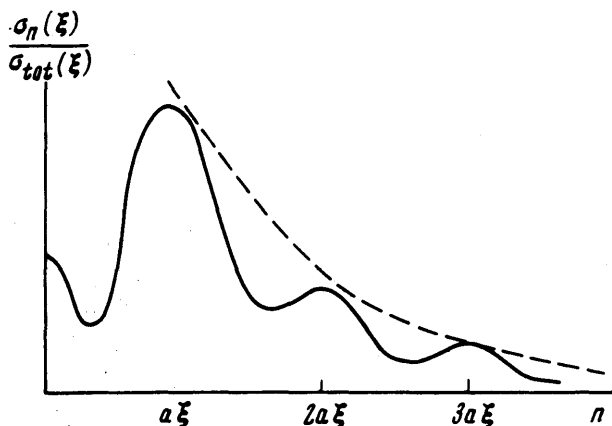


Рис. 1

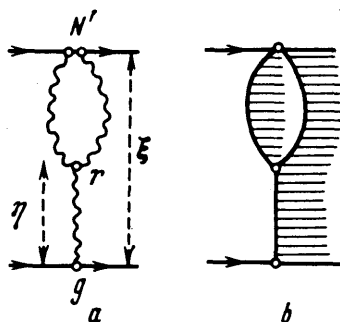


Рис. 2

Вклад этого интеграла в область  $2P$  пика (по области  $\eta : [0, \Delta_2]$ ) будет

$$\frac{\Delta_2 g(0) \dot{N}(0) c}{4\pi (2a'\xi + b)(2a'\xi - 2a'\Delta_2 + b)} \sim \frac{1}{\xi^{3/2}} \sqrt{2a} \frac{N(0)g(0)c}{4\pi(2a')^2} \quad (5)$$

т. е. меньше, чем вклад  $2P$  ветвления (последний  $\sim 1/\xi$ ). Таким образом, хотя усиленные диаграммы и приводят к уширению пиков и уменьшению провалов между ними, полностью сгладить пики они, вообще говоря, не могут.

Представляет интерес отношение значений  $\sigma_n$  в пике " $a\xi$ " к значениям  $\sigma_n$  в пике " $2a\xi$ ". Его несложно оценить, исходя из отношения

вклада ( $PP$ ) ветвления к вкладу  $P$  в  $\sigma_{tot}$ ; получаем

$$\frac{\sigma(2\alpha\xi)}{\sigma(\alpha\xi)} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{c^2 \sigma_{tot}}{16\pi(2\alpha'\xi + 2b)} \left(\frac{N'}{N}\right)^2 \approx \frac{1}{10} c^2 \left(\frac{N'}{N}\right)^2, \quad (6)$$

где  $c$  определяет отклонение от эйконала величины  $N$  – вершины испускания двух  $P$  адронам ( $c^2 \approx 1,3 + 1,8$ ; см [5]). Отношение  $(N'/N)^2$  входит в [6], поскольку при разрезании реджионов, вообще говоря, меняется величина вершины  $N$ . Множитель  $1/\sqrt{2}$  в [6] учитывает уширение "2 $\alpha\xi$ " пика.

Наблюдение осцилляций в  $\sigma_n$  на эксперименте представляло бы очень большой интерес<sup>1)</sup>. Существующие же в настоящее время данные [6] о распределениях  $\sigma_n$  содержат слишком большие погрешности, и поэтому было бы желательно их уточнение.

В заключение мы благодарим В.Н.Грибова, И.Д.Манджавидзе, С.Г.Матиняна, К.А.Тер-Мартirosяна за полезные обсуждения

Институт физики  
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию  
23 марта 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] D.Amati, S.Fubini, A.Stangellini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962.
- [ 2 ] A.H.Mueller. Phys. Rev., 4D, 150, 1971.
- [ 3 ] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 53, 654, 1967.
- [ 4 ] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.
- [ 5 ] А.Б.Кайдалов. ЯФ, 13, 401, 1971.
- [ 6 ] L.W.Jones, A.E.Bussian, G.D.De Meester et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1679, 1970.

<sup>1)</sup> Отметим, что в данных работы [6] при  $E_{\text{лаб}} \approx 424 \text{ Гэв}$ , содержится указание на возможность осцилляций  $\sigma_n$  (пики при  $n \approx 6, 10, 14$ ).