

ОПИСАНИЕ БЫСТРОТНЫХ СПЕКТРОВ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
РОЖДЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИИ SPS-КОЛЛАЙДЕРА
В МОДЕЛИ ДВУХ МЕХАНИЗМОВ

А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян*

В рамках многокомпонентной феноменологической модели двух механизмов проводится описание инклюзивных и полуинклюзивных быстротных спектров в центральной области рождения вторичных частиц. Показано, что без изменения значений параметров, фиксированных при описании множественных распределений при энергиях \sim ISR, достигается удовлетворительное описание экспериментальных данных SPS-коллайдера. Исходя из соображений конечности асимптотического поведения полных сечений и ограниченности поперечных импульсов, получена зависимость от энергии размеров центральной области рождения по быстроте при сверхвысоких энергиях. При этом, приводя в соответствие коэффициент неупругости в модели с его экспериментальным значением при энергии SPS-коллайдера, найдено среднее значение $M(n) = 3,92 + 0,24$ ГэВ массы тяжелых четырехчастичных кластеров, рассматриваемых в модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Description of Rapidity Spectra in the Central
Production Region at SPS-Collider Energy
in the Two-Mechanism Model

A.N.Sissakian, H.T.Torosian

The inclusive and semi-inclusive rapidity distributions in the central production region of multiparticle production process are described in the framework of manycomponent phenomenological model of two mechanisms. It is shown that without change of parameters fixed from the discription of multiplicity distributions at ISR energies, a satisfactory description of SPS-collider experimental data is achieved. The energy dependence of the size of central production region on rapidity at superhigh energies is received owing to the finiteness of the asymptotic behaviour of total cross sections and

* Ереванский физический институт

limitedness of transverse momenta. The value $\bar{M}(u) = 3.92 \pm 0.24$ GeV is found for the average mass of four-particle heavy clusters considered in the model describing the inelasticity coefficient at SPS energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

1. Как известно, при высоких энергиях в так называемой центральной области рождается большинство конечных частиц, несмотря на то, что на их долю приходит небольшая часть первоначальной энергии сталкивающихся частиц^{/1/}. Рост средней множественности, однако, намного слабее, чем допускается законом сохранения энергии. Измерения на SPS-коллайдере показали, что лучше всех описывает этот рост параметризация $\langle n \rangle \sim \ln^2 S + \ln S$ и что степенной $S^{1/4}$ закон роста приводит к расхождению с экспериментом при энергии коллайдера^{/2/}.

В работах^{/3-4/} была развита многокомпонентная феноменологическая схема для описания процессов множественного рождения при высоких энергиях, где средняя множественность растет как некоторая /нецелая/ степень логарифма - $(\ln S)^A$. Многокомпонентная схема согласуется с обоснованным в рамках инклюзивного подхода соображением о необходимости выделять в фазовом пространстве области, ответственные за образование различных групп частиц^{/5/}.

Сопоставление предсказаний модели двух механизмов с экспериментальными данными SPS-коллайдера показали самосогласованность развитой схемы^{/6/} и реалистичность сделанных в модели допущений /в частности, о кластерном составе центральной области и о характере энергетических зависимостей параметров модели.

В данной заметке предлагается описание роста с энергией высоты плато инклюзивного и полуинклюзивного быстротного распределений. Как будет показано, не меняя значения параметров модели, фиксированных при описании множественных распределений в адрон-адронных реакциях при энергиях $\sim \text{ISR}$ ^{/7/}, можно достичь вполне удовлетворительного согласия с данными при энергиях SPS-коллайдера.

2. В предположении изотропного распада кластеров в своих системах покоя и пренебрежения массой пиона относительно массы кластеров в рамках модели было получено следующее выражение для инклюзивного распределения по быстроте вторичных частиц в центральной области рождения^{/8/}:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} = \frac{a+2b}{Y} \frac{1}{2} \left\{ \left[1 - e^{-\left(\frac{y+Y}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} \right]^{1/2} + \left[1 - e^{-\left(\frac{y-Y}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad /1/$$

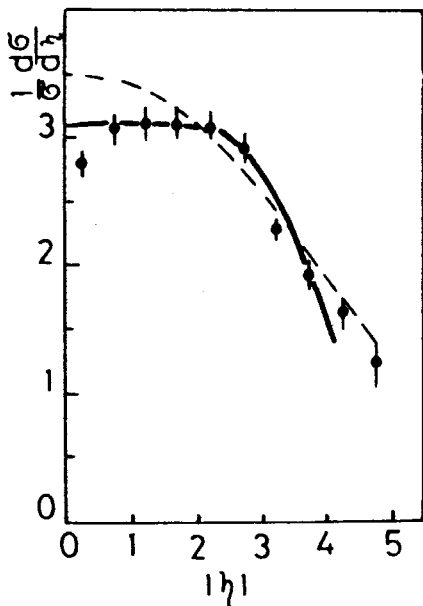
Здесь a и b - параметры модели, имеющие смысл средних чисел кластеров, распадающихся соответственно на две ($\sigma \rightarrow \pi^+ \pi^-$; $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-$; $V \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\pi^0$) и четыре заряженные частицы ($V \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$).

Параметр $Y \sim \ln S$ характеризует ширину быстрого распределения и соответствует значению y , при котором $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy}$ уменьшается в два раза по сравнению с $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$. Легко заметить, что зная Y при двух значениях энергии S_1 и S_2 , можно найти его значение при любой другой энергии:

$$Y(S) = Y(S_1) + [Y(S_2) - Y(S_1)] \frac{\ln S/S_1}{\ln S_2/S_1}. \quad /2/$$

Вычисляя Y по формуле /2/ и беря значения $a(S)$ и $b(S)$ из /4/, приводим описание формулой /1/ экспериментальных быстрых распределений при SPS-энергиях /рис.1/.

Как видно из рисунка, достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных. Заметим здесь, что это описание довольно чувствительно к выбору параметра Y /см. табл. 1/. В то же время на SPS-коллайдере было установлено, что плотность частиц растет



быстрее, чем ожидалось, в соответствии с простой экстраполяцией параметров при энергиях

$$ISR \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0} = 3,0 + 0,1 \text{ при} \right.$$

$\sqrt{S} = 540 \text{ ГэВ}$). Другими словами, $Y(S)$ растет с энергией медленнее, чем просто $\ln S$.

Еще более интересно рассмотреть полуинклюзивные распределения. К сожалению, достигнутая экспериментальная статистика не позволяет пока

Рис.1. Сплошная линия - расчет по модели двух механизмов,

пунктирная - результат дуальной партонной модели⁹.

Таблица 1

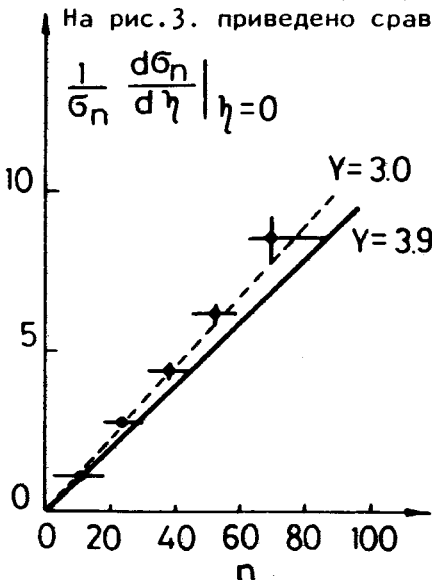
Значения Y по формуле /2/

\sqrt{S}	23,6	30,8	45,2	53,2	62,8	540
Y	2,0	2,12	2,30	2,37	2,45	3,44
$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big _{y=0}$	1,37	1,52	1,73	1,82	1,91	3,15

строить зависимости быстротных распределений от топологии процесса n , но усредненные по небольшим множественным интервалам данные тоже достаточно хорошо позволяют проводить сравнение с модельными предсказаниями. В рамках модели установлено, что полуинклюзивное распределение по быстройте при больших значениях n имеет следующий вид^{/8/}:

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{1}{Y} \frac{a+2b}{a+b} \cdot p. \quad n_c = 4p + 2. \quad n \gg 1. \quad /3/$$

На рис.2. представлено описание формулой /3/ экспериментальных плотностей по быстройте вторичных частиц при энергии $\sqrt{S} = 540$ ГэВ. Здесь значение Y то же, что и при описании инклюзивных распределений.



от n , то, соот-

Рис.2. Описание экспериментальных плотностей по быстройте вторичных частиц при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ.

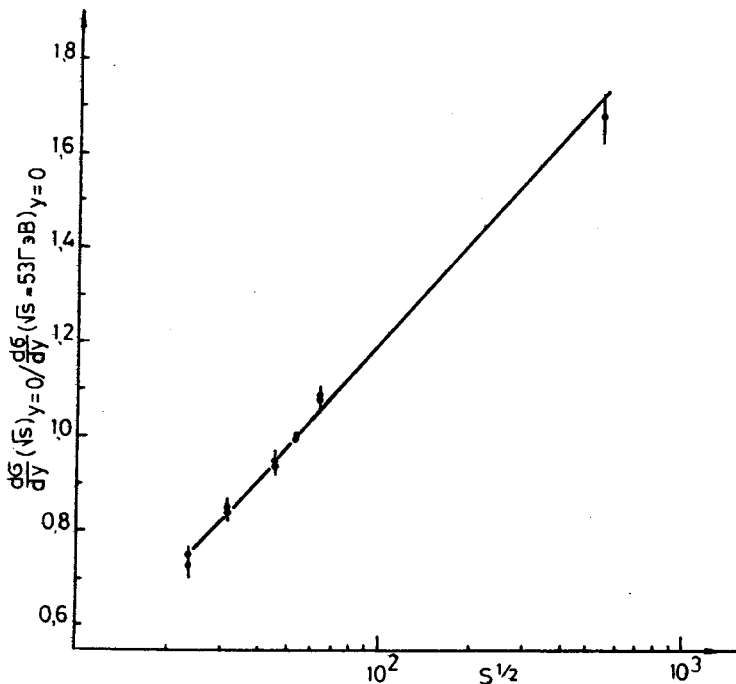


Рис.3. Сравнение экспериментальных плотностей вторичных частиц в центральной области рождения с модельными.

ветственно, ухудшает согласие модели с экспериментальной плотностью частиц в центральной области и наоборот. Оптимальное совместное описание достигается при значении $Y = 3,4$, что несколько меньше, чем получается по формуле /2/.

3. Можно более точно оценить Y , изучая поведение при больших S коэффициента неупругости $k = \frac{W}{S^{1/2}}$, где W - доля энергии, идущая на образование частиц в центральной области /см. /9'//. В модели простая оценка дает следующее выражение для W :

$$W = A_1 (\ln S/S_0)^{A_2} \operatorname{ch} \frac{Y}{2} [3(\langle p_T \rangle^2 + \bar{M}_{(4)}^2)^{1/2} + 0.13(\langle p_T \rangle^2 + \bar{M}_{(2)}^2)^{1/2}] \quad /4/$$

где $\bar{M}_{(2)}$ и $\bar{M}_{(4)}$ - средние массы двух- и четырехчастичных кластеров соответственно, $\langle p_T \rangle$ - средний поперечный импульс конечных частиц, $S_0 = (m_A + m_B)^2$. Значения A_1 и A_2 для разных процессов приведены в табл.2.

Таблица 2

Значения A_1 и A_2 по формуле /4/
для различных процессов

	$\bar{p}p$	pp	K^-p	K^+p	π^-p	π^+p
A_1	$0,047 \pm 0,004$	$0,047 \pm 0,004$	$0,028 \pm 0,002$	$0,028 \pm 0,002$	$0,016 \pm 0,001$	$0,016 \pm 0,001$
A_2	$1,655 \pm 0,085$	$1,630 \pm 0,090$	$1,894 \pm 0,076$	$1,868 \pm 0,081$	$2,038 \pm 0,070$	$2,012 \pm 0,075$

Из требования, что при асимптотических энергиях отношение остается конечным и отличным от нуля, находим

$$Y(S) = \ln \frac{S}{c_0 (\ln S/S_0)^{2A_2}}, \quad /5/$$

где C_0 - постоянная величина, и при асимптотических энергиях она должна совпасть с S_0 . Интересно в связи с этим заметить, что при энергии SPS-коллайдера, подставляя в /5/ $c_0 = S_0$ и $A_1^{pp} = 1,65$, находим $Y^{pp}(\sqrt{S} = 540 \text{ ГэВ}) = 3,32$, в то время как значение $Y \sim 4$ достигается при $c_0 = 1,78 = S_0/2$.

Коэффициент неупругости $K = \frac{W}{S^{1/2}}$ при энергии ISR $\sqrt{S} = 63 \text{ ГэВ}$ имеет значение $K = 0,5$. С ростом энергии он уменьшается и достигает при $\sqrt{S} = 540 \text{ ГэВ}$ значения $K = 0,3$. Используя /4/ и /5/, находим:

$$k = \frac{A_1 [3(\langle p_T \rangle^2 + \bar{M}_{(4)}^2)^{1/2} + 0,13(\langle p_T \rangle^2 + \bar{M}_{(2)}^2)^{1/2}]}{c_0^{1/2}}. \quad /6/$$

Как было найдено в /8/, средняя масса двухчастичного кластера в модели совпадает с массой ρ -мезона, а для массы четырехчастичного было получено ограничение $\bar{M}_{(4)} \geq 2 \cdot \bar{M}_{(2)} = 1,53 \text{ ГэВ}$. Приводя далее в соответствие модельное предсказание по /6/, куда подставляем $\langle p_T \rangle = 0,5$, $c_0 = S_0 = 3,52$, с экспериментальным значением $K = 0,3$ при $\sqrt{S} = 540 \text{ ГэВ}$, находим среднюю массу четырехчастичного кластера:

$$\bar{M}_{(4)} = 3,92 \pm 0,24 \text{ ГэВ}. \quad /7/$$

Здесь следует еще раз подчеркнуть, что схема распада четырехчастичного кластера через промежуточное образование двух ρ -мезонов ($B \rightarrow \rho\rho \rightarrow 4\pi$) указывает на важность исследования в эксперименте корреляций между промежуточными образованиями /в данном случае ρ -мезонами/. Таким образом, можно проверить как правильность схемы распада четырехчастичных кластеров, так и соответствие их масс с предсказанием модели /7/.

Заметим, что в достижении зависимости /5/ ключевую роль играет то обстоятельство, что в модели средняя множественность растет как логарифм в некоторой степени - $(\ln S)^A$. Исследования при еще больших энергиях энергетической зависимости $Y(S)$ могут указать на преимущества или недостатки разных подходов, предсказывающих разные законы роста средней множественности /см., например /9-11/. Отметим еще одно указание на логарифмический характер зависимости - это то, что в предположении конечности полных сечений в асимптотике и ограниченности поперечных импульсов ($\sigma_{tot} \xrightarrow{S \rightarrow \infty} a \neq 0$, $\langle p_T \rangle \xrightarrow{S \rightarrow \infty} b \neq \infty$) в /11/ получена следующая связь между асимптотическим поведением средней множественности и полного сечения:

$$\frac{\langle n \rangle}{\sigma_{tot}} \rightarrow \text{const} \cdot \ln S/S_0. \quad /8/$$

Как следует из /8/ при достижении фруассаровского максимального режима роста полного сечения - $(\ln S/S_0)^2$, средняя множественность должна расти с энергией как $(\ln S/S_0)^A$, где $A \leq 3$.

4. В заключение подчеркнем, что, не изменяя значение параметров модели, зафиксированных при описании множественных распределений при энергиях ISR, достигнуто удовлетворительное описание инклюзивных и полунклюзивных спектров при энергиях ISR и SPS. При этом, используя данные SPS-коллайдера о величине коэффициента неупругости $K = \frac{W}{S^{1/2}}$, мы получили значение массы четырехчастичных кластеров, играющих ключевую роль в рассматриваемой модели двух механизмов. Исследование корреляций между промежуточными ρ -мезонами /кластерами/ в процессе множественного рождения во многом продвинуло бы вперед вопрос изучения свойств тяжелых /четырёхчастичных/ кластеров.

Литература

1. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Энергоиздат, М., 1982.

2. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.310; 317.
3. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.245.
4. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-12570, Дубна, 1979; ОИЯИ, Д2-81,432, Дубна, 1981.
5. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611; Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.3, с.493.
6. Mavrodiev S., Sissakian A.N., Torosyan H.T. JINR, E2-82-480, Dubna, 1983; Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. Краткие сообщения ОИЯИ, № 5 - 84, Дубна, 1984, с.20.
7. Thome W. et al. Nucl.Phys., 1977, B129, p.365.
8. Луценко И.В., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-13049 Дубна, 1980.
9. Tran Thanh Van J. LPTHE 83/31, Orsay, 1983; Capella A., Staar A., Tran Thanh Van J. LPTPE 84/53, Orsay, 1984.
10. Fowler G.N.; Weiner R.M., Wilk G. Prepr.Marburg Univers., 1984.
11. Finkelstein J. LBL-18095, 1984.

Рукопись поступила 25 июня 1985 года