

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

§ I. В в е д е н и е

Отправным моментом к возникновению многокомпонентного описания явились попытки объединить два крайних подхода к интерпретации множественного рождения частиц при высоких энергиях.

В одном из подходов - условно назовем его дифракционное возбуждение (ДВ) - предполагается, что рождение вторичных частиц происходит за счет фрагментации сталкивающихся частиц. При этом можно сказать, что вторичные частицы содержат информацию о налетающем адроне и частице мишени, т.е. их можно связать с одной из первичных.

В другом подходе рассматриваются вторичные частицы, которые как бы не "помнят" о начальной системе двух сталкивающихся частиц. К этой категории относятся модели, исходящие из идеи независимого испускания (НИ).

Необходимость объединения этих различных точек зрения продиктована безуспешностью попыток как с одной, так и с другой позиции описать даже такие простейшие эмпирические закономерности множественного рождения при высоких энергиях, как зависимость

топологических сечений от множественности, корреляции в рождении вторичных частиц и другие явления. Так, например, экспериментальные топологические распределения, полученные на ускорителях Серпухова, Батавии, ЦЕРНа (ISR), существенно отличаются от предсказаний этих моделей (они шире, чем пуассоновское распределение, характерное для НИ $\sigma_n^{НИ} \sim P(n)$, и только при больших множественностях близки к зависимости $\sigma_n^{дв} \sim n^{-2}$).

Отметим, что иногда классификацию этих двух крайних подходов проводят, определяя характер корреляции рожденных частиц, причем подходу ДВ обычно сопоставляют наличие сильных далекодействующих корреляций (в пространстве быстрот $y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + P_{ni}}{E_i - P_{ni}}$). Конкретным реализациям второго подхода, т.е. моделям НИ, свойственно либо отсутствие корреляций (пуассоновское распределение по множественности, $C_2=0$), либо наличие слабых короткодействующих корреляций.

Заметим, что на возможность выделения вкладов различных механизмов (областей фазового объема N -частиц) в множественные сечения впервые было указано в работах А.А. Логунова, М.А. Мествиришвили, В.В. Ежель /1/.

§ 2. Двухкомпонентные модели

В последние годы с накоплением более детальной экспериментальной информации по множественным распределениям изменилась философия подхода к механизмам множественного рождения частиц при высоких энергиях. В 1971-1973 г.г. рядом авторов /2-7/ были предложены различные реализации многокомпонентного описания.

Наиболее простая версия (двухкомпонентная модель Квиг-Джексона^{/4/}) опирается на распределение по множественности, записанное в виде суммы

$$\sigma_n = \alpha \cdot \sigma_n^{(1)} + \beta \cdot \sigma_n^{(2)}, \quad (1)$$

где первый член (компонента) соответствует подходу ДВ, а второй - НИ соответственно. Вклады каждой компоненты (α и β) подбираются из эмпирических соображений с учетом характера асимптотической доминантности тех или иных конкретных реализаций моделей (1), (2). В частности, α и β могут быть выбраны так, что при $S \rightarrow \infty$ останется только член, отвечающий одному из подходов.

Например, в предположении, что обе компоненты присутствуют при всех энергиях, первые моменты $\langle n^k \rangle$ распределения σ_n с

$\sigma_n^{(1)} = n^{-2}$, $\sigma_n^{(2)} = P(n)$ имеют вид

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= a + (\alpha_1 + \beta_1) \ln S \\ \langle n^2 \rangle &= b + \alpha_2 \sqrt{S} + \beta_2 (\ln^2 S + 2 \ln S - 4), \\ \langle n^3 \rangle &= c + \alpha_3 \cdot S + \beta_3 (\ln^3 S + \dots), \end{aligned} \quad (2)$$

...

где вклады с коэффициентом α_i отвечают первой компоненте, а с β_i - второй. Отсюда видно, что при данном выборе первая компонента (ДВ) доминирует при высоких энергиях, начиная с момента 2го порядка. С помощью двухкомпонентной картины удается удовлетворительно описать распределения по множественности, по крайней мере в энергетическом интервале $2 \cdot 10^1 + 2 \cdot 10^2$ ГэВ, причем игра двух компонент в этом подходе приводит к появлению некоторой структуры во множественном распределении, в частности, к небольшому

провалу в нем между двумя составляющими (Вильсон^{/2/}), который становится более заметным с ростом энергии^{/2/}, что может быть проверено экспериментально.

Несмотря на некоторые преимущества (например, хорошо согласующийся с экспериментом рост второго корреляционного параметра $f_2 = \langle n^2 \rangle - \langle n(n-1) \rangle$), простая двухкомпонентная модель приводит к ряду трудностей:

- а) Появление провала в центральной области распределения по быстротам ДВ-компоненты^{*}).

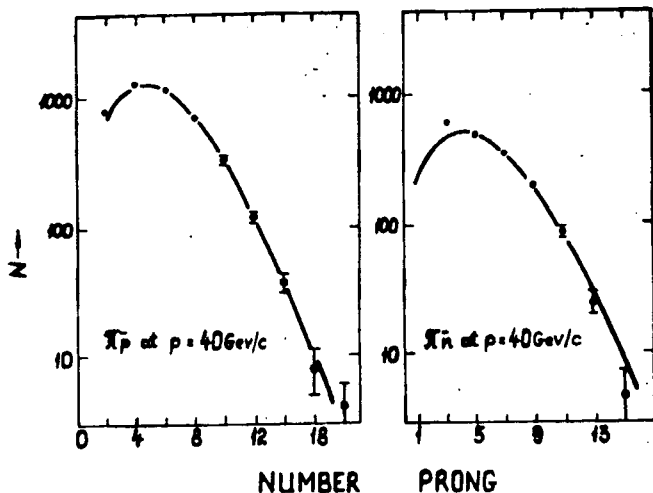


Рис. I

* См. обсуждение в /7/.

б) Отклонение предсказаний модели от экспериментальных данных по высшим корреляционным моментам f_3 и f_4 /8/ и др.

Заметим, что подобного несоответствия не существует в моделях с большим чем две числом компонент.

§ 3. Модель двух механизмов

Остановимся на многокомпонентном описании множественного рождения частиц, реализуемом с помощью феноменологической модели двух механизмов (ДМ), предложенной в Дубне в 1972 году /3/.

Модель ДМ возникла, как конкретная феноменологическая схема, на базе изучения процессов множественного образования в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей (ППП) /9/. ППП физически означает предположение, что при высоких энергиях основной вклад в амплитуду процесса, записанного в виде функционального интеграла Фейнмана-Боголюбова по путям частиц, дают траектории, близкие к отрезкам прямых, направление которых совпадает с векторами импульсов лидирующих частиц до и после взаимодействия. ППП на теоретико-полевом языке реализует, таким образом, идею лидирующей частицы. К наиболее существенным результатам ППП следует отнести обобщенный пуассоновский закон для топологических сечений, автомодельное или точечноподобное поведение дифференциальных сечений, предсказание зависимости средних множественностей от поперечного импульса выделенной частицы.

Основным пунктом модели ДМ является гипотеза о существовании двух механизмов образования вторичных частиц:

1) существуют лидирующие частицы, которые могут диссоциировать (с локальным сохранением изоспина);

2) в процессе взаимодействия статистически независимым образом появляются также адронные ассоциации (или кластеры), которые затем распадаются на мезоны.

В рамках такого рассмотрения естественно считать, что средние числа этих ассоциаций при высоких энергиях не зависят от типа сталкивающихся объектов ($pp, \pi p, \pi\pi, Kp, \dots$).

В соответствии со сделанными предположениями нетрудно видеть, что в модели ДМ вероятность рождения кластеров при заданных каналах диссоциации лидирующих частиц (i, j) принимает форму

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{ij} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots, \quad (3)$$

где α_i, β_j - вероятности каналов диссоциации сталкивающихся частиц;

$n_1, n_2, \dots (\langle n_1 \rangle, \langle n_2 \rangle, \dots)$ - число (среднее число) кластеров, родившихся по пуассоновскому закону.

Таким образом, модель ДМ (интегрирующая подходы ДВ и НИ) приводит к распределению по числу вторичных частиц, имеющему вид суперпозиции пуассоновских факторов. Многокомпонентность распределения возникает в результате суммирования (3) по числу возможных каналов диссоциации лидирующих частиц.

Модель ДМ дает хорошее согласие с современными экспериментальными данными по множественным распределениям и корреляционным зависимостям.

Рассмотрим конкретный пример описания πp - и $\pi\pi$ -столкновений при высоких энергиях. Для сравнения с экспериментом используем данные, полученные с помощью 2-метровой пропановой

камеры ОИЯИ, облученной на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) отрицательными π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с /10/.

В этом случае достаточно рассматривать лишь простейшие каналы диссоциации сталкивающихся частиц и адронные ассоциации с изоспином $I = 0$.

Налетающий пион в данных предположениях с наибольшей вероятностью диссоциирует по схеме:

- 1) $\pi^- \rightarrow \pi^-$,
- 2) $\pi^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+$,
- 3) $\pi^- \rightarrow 2\pi^0\pi^-$.

Нуклон мишени имеет следующие простейшие каналы диссоциации:

- 1) $N \rightarrow N$,
- 2) $N \rightarrow N\pi^0$,
- 3) $N \rightarrow N'\pi^\pm$,
- 4) $N \rightarrow \Lambda^0 K^{+,0}$,
- 5) $N \rightarrow \Sigma^0 K^{+,0}$,
- 6) $N \rightarrow \Sigma^{+,-} K^{0,+}$.

В качестве другого источника образования вторичных частиц введем ϕ^- , ω - и Λ -ассоциации, которые рождаются по пуассоновскому закону. При этом можно ограничиться основными схемами распада этих ассоциаций:

- 1) $\phi^- \rightarrow \pi^+\pi^-; \pi^0\pi^0$.
- 2) $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.
- 3) $\Lambda \rightarrow K^+K^-; K^0\bar{K}^0$.

Условия нормировки, предположение о локальном сохранении изоспина при диссоциации лидирующих частиц, а также допущение о нулевом изоспине независимо рождающихся кластеров уменьшают число параметров, имеющих смысл вероятностей каналов диссоциации и распадов, с 12 до 6.

Изложенная схема приводит к следующим распределениям по числу заряженных частиц:

$$W_{n_c}(\bar{\pi}p) = g_1 \cdot \frac{P_{n_c-2}(a)}{2} + g_2 \cdot \frac{P_{n_c-4}(a)}{2} ;$$

$$W_{n_c}(\bar{\pi}n) = f_1 \cdot \frac{P_{n_c-1}(a)}{2} + f_2 \cdot \frac{P_{n_c-3}(a)}{2} + f_3 \cdot \frac{P_{n_c-5}(a)}{2} ; \quad (4)$$

где параметры g_i и f_i связаны с вероятностями каналов диссоциации, а параметр a - среднее число комбинаций, включающих пары заряженных частиц ($\bar{\pi}^+\bar{\pi}^-$; K^+K^-), которые родились из ассоциаций.

На базе распределений (4) было проведено сравнение с экспериментом топологических сечений без участия и с участием странных частиц, исследованы корреляции между средним числом нейтральных частиц и числом заряженных частиц. Это сравнение показало хорошее согласие модели с данными опытов.

На рис. 1 приведены экспериментальные и теоретические кривые по зависимости b'_n от числа лучей для $\bar{\pi}p$ - и $\bar{\pi}n$ -соударений.

Модель Д.М (см. рис. 2) предсказывает линейную зависимость среднего числа нейтральных пионов от числа заряженных треков:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = A + B \cdot n_c .$$

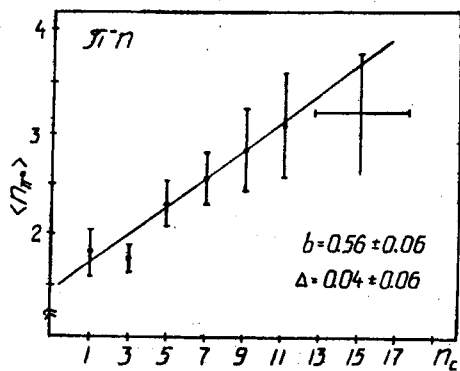
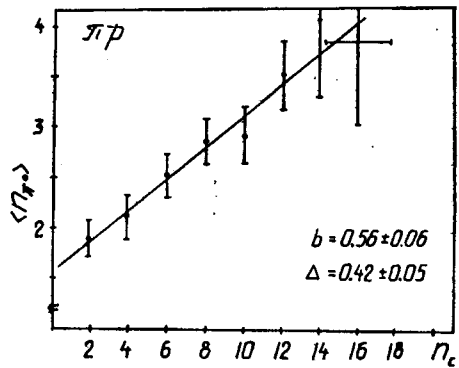


Рис. 2

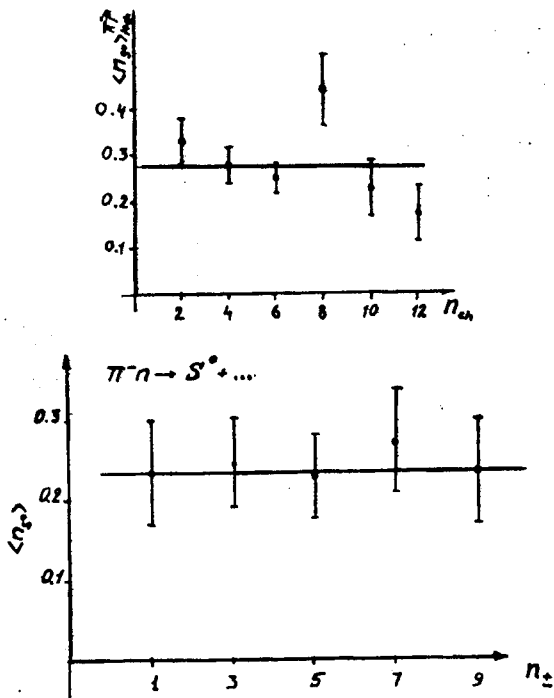


Рис.3

Одним из важных выводов модели является независимость параметра наклона B от пика сталкивающихся частиц ($B_{\pi p} \approx B_{\pi n} \approx 0,16$).

Интересно отметить, что B выражается через средние числа независимо рождающихся кластеров следующим образом:

$$B = \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{N}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\bar{N}(\sigma \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \bar{N}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}. \quad (6)$$

В качестве предельных случаев из (6) получаем:

- 1) при $\bar{N}(\omega) \gg \bar{N}(\sigma)$
 $B \rightarrow \frac{1}{2}$,
- 2) при $\bar{N}(\omega) \ll \bar{N}(\sigma)$
 $B \rightarrow 0$.

Таким образом, в данной модели рост параметра наклона B с энергией можно объяснить тем, что вероятность образования многочастичных кластеров с ростом энергии, по-видимому, увеличивается.

Этот вывод согласуется с экспериментальными указаниями^{/II/}. По данным ISR , в pp -столкновениях ($E \sim 2000$ ГэВ) также имеется зависимость типа (5) с наклоном $B \sim \frac{1}{2}$. Отмеченное при малых энергиях ($E \lesssim 20$ ГэВ) отсутствие подобной корреляции означает, что $B \sim 0$ *).

Модель ДМ^{/12/} предсказывает корреляции между множественностями K^0 - и \bar{K}^0 -, а также K^+ - и K^- -мезонов. Среднее число K^0, Λ^0 и Σ^0 в рассматриваемой области (когда еще маловероятно рождение кластеров из трех тяжелых странных частиц) не зависит от числа заряженных частиц в $\mathcal{N}^{\bar{p}}$ -столкновениях и достигает постоянного значения при достаточно большом числе заряженных частиц в \mathcal{N}^{π} -столкновениях (см. рис. 3).

Из приведенного примера видно, что попытка объединения двух крайних точек зрения на механизм рождения вторичных частиц, а именно: а) представления о независимом испускании; б) представления о диссоциации (или фрагментации) лидирующих частиц, - оказывается весьма плодотворной.

Привлекательной стороной такого "синтетического" подхода является его простота. Предположение о некоррелированном рождении ассоциаций (или кластеров) позволяет сочетать преимущества моделей независимого испускания с возможностью изучать корреляционные зависимости.

* Укажем, что модель ДМ объясняет также и возможность существования при малых энергиях отрицательных корреляций

$$\langle n_0 \rangle \sim f(n_c).$$

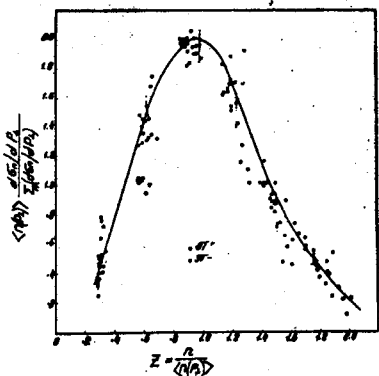


Рис. 4

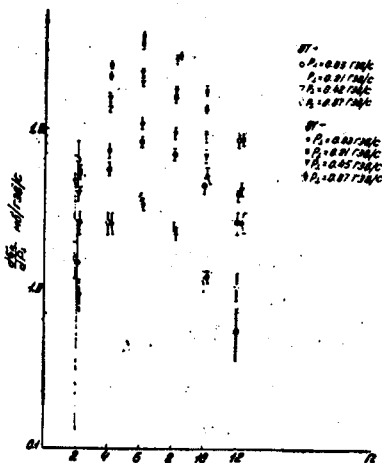


Рис. 5

В настоящее время существует целый ряд моделей, в той или иной мере использующих идеи об объединении двух механизмов. Отметим, что и старые схемы переставаются в соответствии с новой идеологией. В мультиреджонной схеме, например, для объяснения экспериментальных данных по зарядовым распределениям и корреляционным зависимостям используется предположение о необходимости учета при высоких энергиях диаграмм с большим числом ливней (кластеров), что также оказалось эквивалентным многокомпонентной структуре распределений по множественности /13/.

Модель ДМ, являющаяся простой реализацией идеи многокомпонентного описания, и ее сравнение с результатами опытов для \bar{p} - и π^- -взаимодействий дает указание на тот факт, что при высоких энергиях многие характеристики множественных процес-

сов для различных типов соударений имеют тенденцию к сближению. Такая тенденция наблюдается и экспериментально^{/14/}. В духе модели ДМ это выглядит довольно естественно: диссоциация дает относительно малый вклад в множественность, при увеличении энергий множественные характеристики определяются растущим количеством кластеров (с тенденцией к утяжелению), которые рождаются независимо друг от друга и от лидирующих частиц.

На самом деле все может быть значительно сложнее. Весьма вероятно, что именно небольшое отличие в характеристиках различных типов взаимодействий (pp , np , pn , pp) дает ключ к решению проблемы описания множественного рождения. Однако можно надеяться, что наблюдающаяся при современных энергиях грубая схема, а также ее простые и наглядные реализации послужат удобным каркасом для будущих теорий.

§ 4. Вклады различных механизмов множественного образования частиц и автомодельные свойства распределений по множественности

Выше уже упоминалась одна из характерных черт топологических сечений - "уширение" распределений с ростом энергии. В частности, рассмотрение нормированных сечений $p(n, s) = \frac{\sigma_n}{\sum \sigma_n S}$ как функций числа частиц и энергии показывает, что с ростом S они сильно изменяют свой вид. Если же построить график функции $\langle n \rangle p(n, s)$ в масштабе $n/\langle n \rangle$, окажется, что при высоких энергиях семейство распределений по множественности для различных

S соберется в одну универсальную кривую, т.е. фактически это означает, что функция $\langle n \rangle p(n, s)$ зависит только от отношения $n/\langle n \rangle$, т.е.

$$\langle n \rangle \frac{\sigma_n}{\sum \sigma_n} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right). \quad (7)$$

На существование подобной закономерности впервые указали Коба, Нильсен, Олесен^{15/} (KNO -скейлинг).

Универсальность (7) эквивалентна утверждению, что отношение моментов $C_q = \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$, $q = 2, 3, \dots$ не зависит от энергии. Подобная зависимость тривиально выполняется в моделях независимого испускания (т.е. при наличии короткодействующих корреляций).

Однако KNO -скейлинг описывает процессы, в которых нельзя обойтись без дальних корреляций. Заметим, что существование $C_q > 1$ может означать, что механизм KNO объединяет двухкомпонентным образом коротко- и далекодействующие эффекты. Т.к. для распределения Пуассона $\Psi(x) \sim \delta(x-1)$, то в случае $\frac{G_n}{G} = \alpha \cdot P(n) + \frac{G_n^{DB}}{G}$

$\alpha = 1 - \frac{\sum G_n^{DB}}{G}$ $\Psi(x)$ перейдет в функцию с двумя пиками,

$$\Psi(x) = \lim_{\langle n \rangle \rightarrow \infty} \Psi(x; \langle n \rangle) \sim (1-\alpha) \delta(x) + \alpha \cdot \delta\left(1 - \frac{x}{\langle n \rangle}\right)$$

и вклад далекодействующих корреляционных эффектов в G_n будет зависеть от отношения $G_n^{(1)} / G_n^{(2)}$. По-видимому, механизм, приводящий к KNO -режиму распределений, объединяет несколько компонент, наложения которых приводят к нетривиальному исчезновению зависимости $C_q = C_q(S)$ при достаточно высоких энергиях.

Ниже мы остановимся на изучении полуинклюзивных характеристик множественного рождения частиц, конкретнее, на их двух- (много-) компонентной структуре. Привлечение информации о таких характеристиках, т.е. одночастичных распределениях с фиксированной множественностью (топологией), не содержащих усреднений инклюзивного метода, наглядно выделяет вклады различных множественностей в физические эффекты (в частности, дальних и коротких корреляций).

Мы обсудим следствия двух механизмов рождения частиц, соответствующих слабым и сильным корреляциям для полуинклюзивных распределений

$$\frac{dG_n}{d\vec{p}} = \alpha \cdot \frac{dG_n^W}{d\vec{p}} + \beta \cdot \frac{dG_n^{st}}{d\vec{p}}, \text{ а также возможную связь между ними.}$$

а) Некоррелированное рождение. *KNO II*.

Повторяя аргументы, приведенные к закону подобия для множественных распределений (7), Коба, Нильсен, Олесен^{/16/} получили закон автомодельного поведения для полуинклюзивных сечений $\beta_n(\vec{p}) = \frac{1}{G_n} \cdot \frac{dG_n}{d\vec{p}}$. Предполагая некоррелированное рождение частиц (или слабые короткодействующие корреляции по y) и фейнмановский скейлинг для одночастичных плотностей при фиксированной множественности в реакции

$$a + b \rightarrow c(\vec{p}) + (n-1) \text{ зареж. част.} + X_0, \quad (8)$$

они получили асимптотическую формулу

$$\frac{1}{G_n} \cdot \frac{dG_n(\vec{p}; S)}{d\vec{p}} \xrightarrow{S \rightarrow \infty} h\left(\frac{n}{\langle n \rangle_S}, x, p_{\perp}\right) \cdot \left[1 + O\left(\frac{1}{\langle n \rangle_S}\right)\right], \quad (9)$$

где $X = 2p_{\parallel}/\sqrt{S}$, $\langle n \rangle_S$ - средняя множественность при энергии S .

Соотношение (2) означает, что сечения $dG/dx dp_{\perp}^2$ для различных S и различных топологий, но с одинаковым отношением $n/\langle n \rangle$ должны быть одинаковыми.

Применимость скейлинга полуинклюзивных распределений (2) была проверена экспериментально для соответствующих спектров рождения \mathcal{N}^- -мезонов в pp -соударениях при $p = 19$ и 205 ГэВ/с^{/17/} в сравнении при фиксированных $n/\langle n \rangle$ с данными при низких энергиях от 13 до 18,4 ГэВ/с. Согласно (9), если взять две энергии, S_1 и S_2 , и две множественности, n_1 и n_2 , тогда, если $n_1/\langle n_1(s_1) \rangle = n_2/\langle n_2(s_2) \rangle$, то $\frac{1}{G_n} \cdot \frac{dG_n}{d\vec{p}}$ должны быть одинаковыми (с точностью до поправок $O(1/\langle n \rangle)$). Хотя имеется качественное согласие такого поведения с экспериментом (за исключением области $x \approx 0$), наблюдаются серьезные отклонения в данных по полуинклюзивному

скейлингу, значительно большие, чем для соответствующих инклюзивных сечений.

б) Сильно коррелированное рождение

Экспериментальные данные по $C_n^{(2)}, R_n^{(2)}$, существенная зависимость ассоциативных моментов $\langle n(\vec{p}) \rangle$ от \vec{p} указывают на заметные полуинклюзивные корреляции в процессах множественного рождения. При изучении полуинклюзивных характеристик возникает вопрос: к каким ограничениям на вид и характер зависимости одночастичных распределений от n и \vec{p} приводят корреляции между средней множественностью и величиной импульса или передачи $\bar{n}(\vec{p})$

Рассмотрим полуинклюзивную реакцию типа (8), в которой выделенная инклюзивным образом частица C получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс. Недавние эксперименты по образованию частиц с большими поперечными импульсами отмечают серьезные указания на появление существенной зависимости ассоциативной множественности $\langle n(\vec{p}) \rangle$ от поперечного импульса в области $p_{\perp} \approx 1 \text{ ГэВ}/c/18/$.

Исходя из соображений физического подобия, проявляющегося в целом ряде наблюдаемых свойств процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях, можно предположить, что форма зависимости $\langle n(\vec{p}) \rangle = f(\vec{p})$ скажется на характере асимптотического поведения сечений полуинклюзивных процессов.

В работе^{/19/} в предположении следующего соотношения подобия

$$\frac{d\sigma_n}{d\vec{p}} = A(\vec{p}) \Psi(n/f(\vec{p})) \quad (10)$$

для полуинклюзивного сечения реакции (8) установлена справедливость следующего масштабного соотношения:

$$\langle n(\vec{p}) \rangle \frac{dG_n}{d\vec{p}} / \frac{dG^{inel}}{d\vec{p}} = \psi(n / \langle n(\vec{p}) \rangle), \quad (II)$$

где

$$\frac{dG}{d\vec{p}}(a+b \rightarrow c+X) = \sum_n \frac{dG_n}{d\vec{p}}(ab \rightarrow c(\vec{p}) + n-1+X) -$$

инклюзивное сечение частицы c ,

$$\langle n(\vec{p}) \rangle = \frac{\sum n dG_n/d\vec{p}}{\sum dG_n/d\vec{p}} \quad - \text{соответствующая ассоциативная множественность.}$$

Подчеркнем, что соотношение подобия (II) опирается лишь на общие соображения физического подобия и не использует, в отличие от KNO -скейлинга (9), предположения о фейнмановском скейлинге.

Анализ поведения ассоциативных множественностей показывает, что за рост $\langle n(\vec{p}) \rangle$ ответственны частицы, вылетевшие в противоположной полусфере относительно фиксированной частицы с большим p_{\perp} , а в "сопутствующей" полусфере $\langle n(\vec{p}) \rangle$ имеет падающий характер. Т.о., необходимо, вообще говоря, проводить разделение в отборе событий на "сопутствующие" и "противоположные" выделенной частице, т.к. распределения без указанной выборки могут смешиваться и давать усредненные эффекты.

Заметим далее, что для изучения поперечных распределений в широком интервале p_{\perp} необходимо, вообще говоря, рассматривать многокомпонентное описание, которое требует совместного учета рождения мягких частиц, соответствующих механизму статистического образования адронов в центральной области, а также рождения ассоциаций адронов, обязанных механизму когерентного возбуждения частиц при высоких энергиях.

Рассмотрим возможность такого разбиения на простой модели с двухкомпонентной структурой:

$$\frac{d\vec{G}_n}{d\vec{p}} = \frac{d\vec{G}_n^{(1)}}{d\vec{p}} + \frac{d\vec{G}_n^{(2)}}{d\vec{p}}. \quad (12)$$

В качестве $d\vec{G}_n^{(i)}/d\vec{p}$ можно использовать полуинклюзивные распределения, обсуждавшиеся в [20,21]:

$$\frac{d\vec{G}_n^{(1)}}{d\rho_{\perp}} \sim a(\rho_{\perp}) e^{-n\rho_{\perp}}, \quad (13)$$

$$\frac{d\vec{G}_n^{(2)}}{d\rho_{\perp}} \sim b(\rho_{\perp}) e^{-\rho_{\perp}/n}, \quad (14)$$

соответствующие автомодельным формам $\Psi(n/f(\rho))$ с $f^{(1)}(\rho_{\perp}) \sim \frac{1}{\rho_{\perp}}$, $f^{(2)}(\rho_{\perp}) \sim \rho_{\perp}$ в выражении (10).

Согласно определению, для двух компонент $d\vec{G}_n^{(i)}/d\vec{p}$, $i=1,2$ мы получим следующие режимы поведения ассоциативной множественности:

$$\langle n^{(1)} \rangle \sim 1/\rho_{\perp},$$

$$\langle n^{(2)} \rangle \sim \rho_{\perp},$$

т.е. компоненты $i=1,2$ могут соответствовать разбиению фазового пространства вторичных частиц на сопутствующую и противоположную полусферы соответственно.

Как известно, убывающему характеру ассоциативной множественности соответствует "сужение" полуинклюзивных распределений, т.е. в области малых ρ_{\perp} вероятности образования большого числа частиц падают намного быстрее, чем соответствующие значения для малых множественностей. С другой стороны, рост $\langle n(\rho_{\perp}) \rangle \sim \rho_{\perp}$

соответствует переходу на новый режим: сечения с большими n при возрастании p_{\perp} становятся более пологими, чем для малых множественностей, — т.н. "расширение" распределений. Т.о., области малых и больших p_{\perp} четко выделены существенно различными режимами поведения как инклюзивных и полуйнклюзивных сечений, так и моментов этих распределений.

Сочетание полуйнклюзивных распределений и ассоциативных множественностей в определенной комбинации (II) с существенно различным характером поведения в области малых и больших поперечных импульсов, по-видимому, указывает на некоторую универсальность полученного закона подобия для дифференциальных полуйнклюзивных спектров (II). На рис. 4 приводится распределение экспериментальной величины, соответствующей левой части равенства (II), полученной для \hat{N}^{\pm} — мезонов в результате обработки ~ 6000 неупругих событий в $\pi^{-}p$ -взаимодействиях при $p=40$ ГэВ/с (коллаборация Дубна-Тбилиси). Подчеркнем, что экспериментальные точки, соответствующие двумерным распределениям $d\hat{N}_n/dp_{\perp}(n, p_{\perp})$ с различными значениями множественности заряженных частиц $n=2+12$ и всему измеренному интервалу p_{\perp} при построении в масштабе $Z = n/\langle n(p) \rangle$ по формуле (II), укладываются на одну универсальную кривую.

Таким образом, данное соотношение может рассматриваться как частное проявление свойства автомодельности, характерного для широкого круга явлений в процессах взаимодействия частиц при высоких энергиях.

в) Модели со слабыми корреляциями

Мы уже отмечали, что в рамках KNO -скейлинга результат (2) справедлив в предположении об отсутствии корреляций между вторич-

ными частицами. Возникает вопрос: что произойдет, если ввести корреляции?

Определим функцию $\tau_n^{(1)}(\rho)$, которая является мерой отклонения от некоррелированного случая

$$\tau_n^{(1)} = \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}} (ab \rightarrow c(\vec{p}) + (n-1)ch + X) - \frac{1}{\sigma} \frac{n}{\langle n \rangle} \frac{d\sigma^{inel}}{d\vec{p}} (ab \rightarrow c + X). \quad (15)$$

Оказалось, что в случае модели, учитывающей только двухчастичные корреляции (фeyнмановский газ), закон подобия (9) справедлив, если корреляции носят короткодействующий характер. При этом оказывается, что функция $\tau_n^{(1)}$ факторизуется по импульсу и множественности

$$\tau_n^{(1)}(\vec{p}) \simeq H(s, x, p_{\perp}) \cdot \Psi(n, s),$$

причем в согласии с (9) при высоких энергиях

$$\lim_{s \rightarrow \infty} H(s, x, p_{\perp}) = H(x, p_{\perp}), \quad (16)$$

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \Psi(n, s) = \Psi(n/\langle n \rangle), \quad n/\langle n \rangle - \text{фикс.},$$

что подразумевает факторизацию самого полуинклюзивного распределения. Отметим, что эти результаты могут быть получены при рассмотрении правил сумм для полуинклюзивных сечений и корреляций. Факторизацию полуинклюзивных спектров в общем случае можно записать в виде

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}} = A(n) f(\vec{p}) [1 + \Phi(n, \vec{p})], \quad (17)$$

где $\Phi(n, \vec{p})$ - мера отклонения (аналог (15)) и может быть записана в виде

$$\Phi(n, \vec{p}) = \frac{1}{G_n} \frac{dG_n}{d\vec{p}} - 1, \quad (18)$$

а функции $\tau_n(\vec{p})$ и $\Phi(n, \vec{p})$ могут рассматриваться как аналоги обычных корреляционных функций C_2 и R_2 соответственно. Оказалось, что постоянство (слабое убывание) ассоциативной множественности как функции поперечного импульса вторичной частицы позволяет сделать вывод о малости поперечных корреляций заряженных частиц. Это заключение касается вида распределений dG_n/dp_{\perp} .

В частности, при анализе экспериментальных данных по полуинклюзивным распределениям π^{\pm} -мезонов в $\pi\bar{p}$ -взаимодействии при $p = 40$ ГэВ/с/20/ оказалось, что эти распределения как функции множественности имеют подобие в форме для различных фиксированных значений p_{\perp} (рис. 5), т.е. имеет место параметризация (17). Это свойство более убедительно выражено на рис. 6, откуда следует, что за исключением области малых p_{\perp} ($p_{\perp} \leq 0,2$ ГэВ/с) корреляция $\Phi(n, p_{\perp})$ мала и имеет место с хорошей точностью факторизация n и p_{\perp} переменных

$$\begin{aligned} \frac{dG_n}{d\vec{p}} &\simeq F(n) \cdot f(p_{\perp}), \\ F(n) = n G_n, \quad f(p_{\perp}) &= \frac{dG_n^{incl}}{dp_{\perp}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Отметим, что для полуинклюзивных спектров с некоррелированной $n \leftrightarrow \vec{p}$ зависимостью (19) из закона подобия (II) следует соотношение KNO -скейлинга для распределений по множественности

$$\langle n \rangle G_n / G = \Psi(n / \langle n \rangle) \quad (\text{см. 7}).$$

В заключение подчеркнем, что идея многокомпонентного описания, возникшая первоначально как попытка объединить подходы ДВ и НИ, по мере своего дальнейшего развития приобрела более глу-

бокое содержание. К настоящему моменту эта идея, по-видимому, является удобным способом описания процессов множественного образования частиц, за которое, очевидно, несет ответственность целый ряд механизмов (не сводящихся только к ДВ и НИ). На языке многокомпонентного описания можно достаточно наглядно изучать роль этих механизмов и их вкладов в различные области η -частичного фазового объема и различные энергетические интервалы.

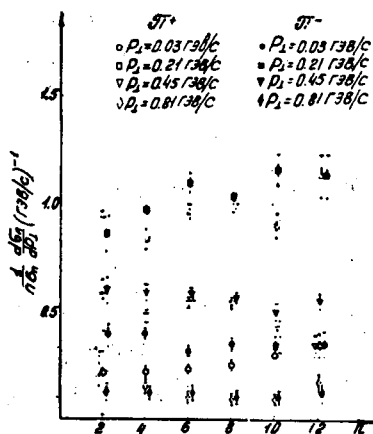


Рис.6

Литература

1. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. CERN, TH-1707, Geneva (1973); В.В.Ежела, А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, ИФВЭ, СФ-72-1, Серпухов (1972).
2. K.Wilson. CLNS-131, Canell (1971).
3. S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian. IRB-TP-72-3, Zagreb (1972); Fizika, 5, 67 (Zagreb); В.Г.Гряшин, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Г.Янчо. ОИЯИ Е2-6596, Дубна (1972).
4. C.Quigg, J.D.Jackson. NAL-THY-93, Batavia (1972); C.Quigg. Lectures at Summer School, McGill Univ., TTP-SB-73-42 (1973) /см. также ссылки в этом обзоре/.

5. K.Fialkowski, H.Hietonen. Phys.Lett., 43B, 611 (1973).
6. H.Naragi, E.Rabinovici. Phys.Lett., 43B, 49 (1973).
7. Л.А.Слепченко. ОИЯИ P2-7042, Дубна (1973).
8. Н.К.Душутян, В.М.Мальцев. ОИЯИ P2-7676, Дубна (1974).
9. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, том 5, вып. I, стр.3 (1974) /см. также ссылки в этом обзоре);
A.N.Sissakian. Preprint Research Institute for Theoretical Physics, University of Helsinki (1974).
10. Dubna-Budapest-Bucharest-Varsava-Krakow-Serpukhov-Sofia-Tbilisi-Ulan-Bator -Hanoi.Collaboration JINR P1-6491 (1972), P1-6928 (1973).
11. K.Zalewski. Rapporteurs talk at the London Conference (1974).
12. V.G.Grishin, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, G.Jancso. ЯФ, 17, I28I (1973); Nuovo Cim.Lett., 8, 590 (1973);
N.S.Amaglobeli, V.K.Mitryushkin, A.N.Sissakian, E.T.Tsivtsivadze. JINR P2-7752, Dubna (1974).
13. Д.И.Арестов, А.М.Моисеев. ИФВЭ СФР 74-72, Серпухов (1974).
14. П.В.Шляпников. Доклад на этом семинаре, стр.32.
15. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen. Phys.Lett., 38B, 25 (1972).
16. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen. Nucl.Phys., В43, 125 (1972).
17. Z.Ming Ma et al. Phys.Rev.Lett., 31, 320 (1973).
E.H.de Groot, R.Moller, P.Olesen. Preprint NBI-HE-72-7, Copenhagen, (1972).
18. A.Ramanauskas et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1371 (1974).
F.W.Büsser et al. Phys.Lett., 51B, 306, 311 (1974);
E.W.Anderson. Доклад на X конференции по физике высоких энергий, Лондон, 1974; Phys.Rev.Lett., 34, 294 (1975).
19. В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. ОИЯИ P2-8670, Дубна (1975).
20. Я.З.Дарбаидзе, Л.А.Слепченко. Сообщ. АН ГССР, 78, № 3 (1975);
Коллаборация Дубна-Тбилиси. ОИЯИ P2-8848, Дубна, 1975.
21. А.Н.Квинишидзе, Л.А.Слепченко. ОИЯИ P1-8529, Дубна (1975).
22. P.Olesen. Nucl.Phys., В47, 157 (1972).