ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Р2 - 8933



Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, С.И.Синеговский



# ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ СО СТРАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

1975

P2 - 8933

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, С.И.Синеговский

# ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ СО СТРАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*Направлено в Acta Physica Polonica*

Исследование интегральных характеристик множественного образования адронов при высоких энергиях (распределения по множественности, его моментов, корреляционных параметров) позволяет извлечь информацию о наиболее существенных свойствах динамики взаимодействия. В последнее время удалось получить эти характеристики в широком интервале энергий, используя единую функцию распределения (аналогия с фейнмановским газом [1,2], приближение случайных процессов [3] подход Кобы-Нильсена-Олесена [4] ). Результаты теоретических исследовании говорят о том, что механизм генерации не претерпевает значительных изменений по мере роста энергии, но не является чисто мультипериферическим или дифракционным, а имеет сложный характер.

Возникает вопрос о влиянии квантовых чисел начальных и конечных состояний на динамику процессов множественной генерации. Зависимость интегральных характеристик взаимодействия от квантовых чисел начального состояния исследовалась в ряде работ [2,4] и была найдена довольно слабой. В настоящей работе мы обсудим эффекты, связанные с квантовыми числами конечных состояний.

Реальную возможность для выделения подобных эффектов дает изучение полуинклюзивных процессов со странными частицами, то есть процессов типа:

$$a + b \to s_1 + n_{ch} + \text{еще что-нибудь} \qquad (1а)$$

$$a + b \to s_1 + s_2 + n_{ch} + \text{еще что-нибудь,} \qquad (1б)$$

где $s$ – означает странные, а $n_{ch}$ – заряженные частицы.

В настоящее время имеются экспериментальные данные [5] для одночастичных полуинклюзивных процессов (1а) с нейтральными гиперонами $\Lambda^\circ/\Sigma^\circ$ и $K^\circ$ -мезонами * . Для двухчастичных процессов (1б) результатов существенно меньше.

Интегральные характеристики этих процессов приведены на рис. 1–5.

Теоретическое описание существующих экспериментальных данных можно получить в модели [2,3] с механизмом генерации комбинированного типа, вклад в который дают как дифракционное, так и мультипериферическое образование одно- и двухчастичных кластеров.

В этом случае для нормированного распределения по множественности $P_n = \frac{\sigma_n}{\Sigma\,\sigma_n}$ , где $\sigma_n$ – парциальное сечение, может быть записана система уравнений **

$$\frac{dP_n}{dy} = -g_0(nP_n - nP_{n-1} + P_{n-1}) - g_1(P_n - P_{n-1}) - \frac{1}{2}g_2(P_n - 2P_{n-1} + P_{n-2}) \qquad (2)$$

Здесь первая скобка в правой части ответственна за дифракционные процессы, вторая и третья – за мультипериферическое образование частиц и двухчастичных кластеров, $g_i$ – соответствующие плотности переходных вероятностей, $y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+P_{||}}{E-P_{||}}$ – продольная быстрота.

Решение системы (2) с учетом начальных условий $P_n(y=0) = \delta_{n0}$ можно получить с помощью техники производящих функций.

В результате имеем:

$$P_n = \frac{1}{n!}\frac{d^nQ}{dz^n}\Big|_{z=0}, \quad Q = \frac{\exp\left[-\alpha\,\frac{z(z-1)\eta}{1-(z-1)\eta}\right]}{[1-(z-1)\eta]^{\alpha+\beta}}, \qquad (3)$$

* Часть экспериментальных данных по измеренной короткоживущей компоненте $K_s^\circ$ пересчитана на полное число $K^\circ$-мезонов.

** Система (2) представляет собой уравнения для фейнмановского газа. Детальный их вывод можно найти в работе [2] .



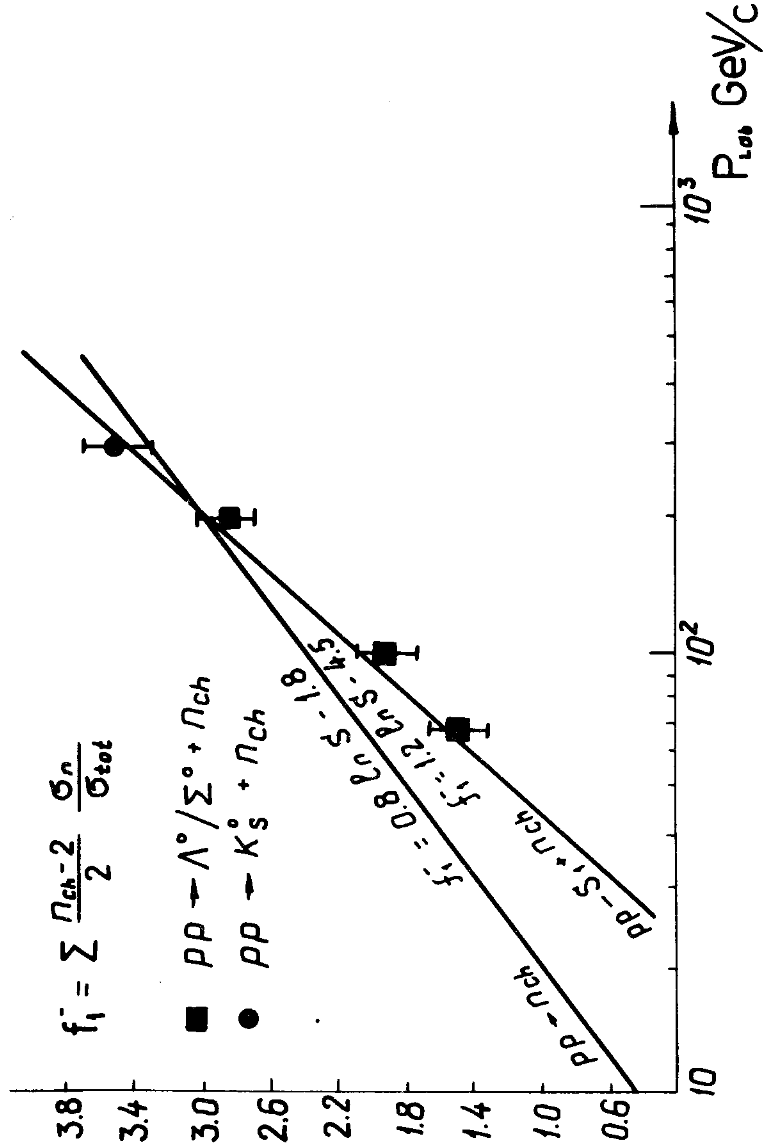


Рис. 1. Средняя множественность отрицательно-заряженных частиц как функция импульса падающей частицы. Прямые получены из уравнения (4).

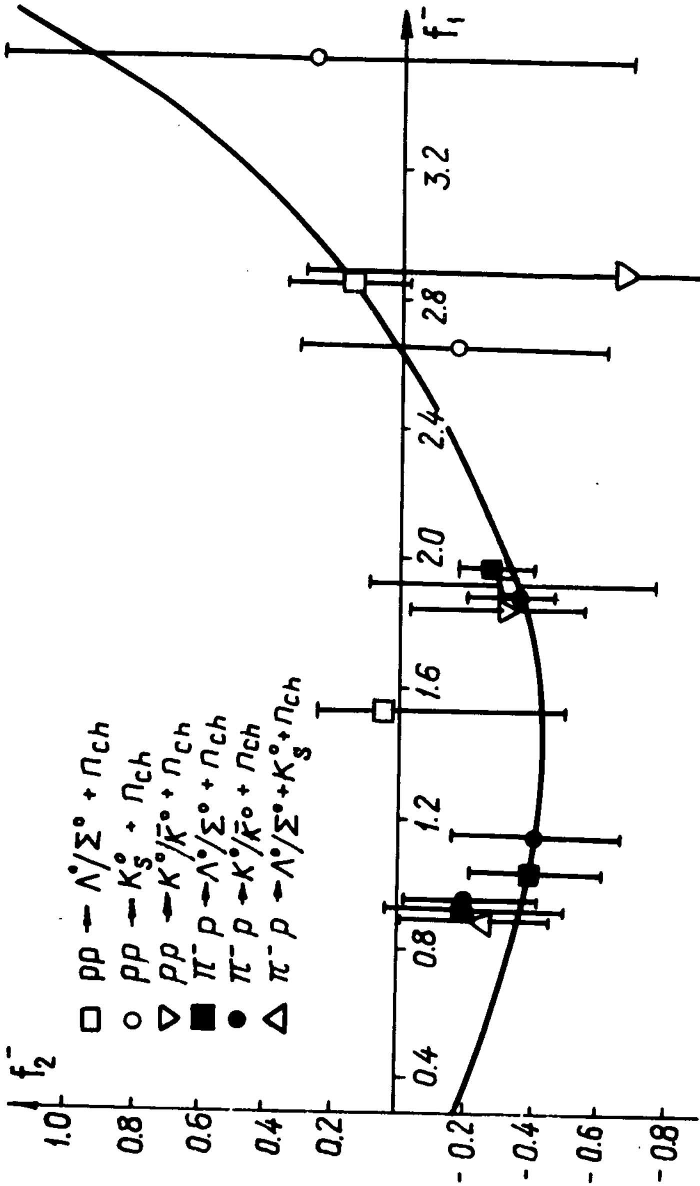


Рис. 2. Второй корреляционный параметр как функция средней множественности. Кривая - результат модели (см. ур-е (4)).

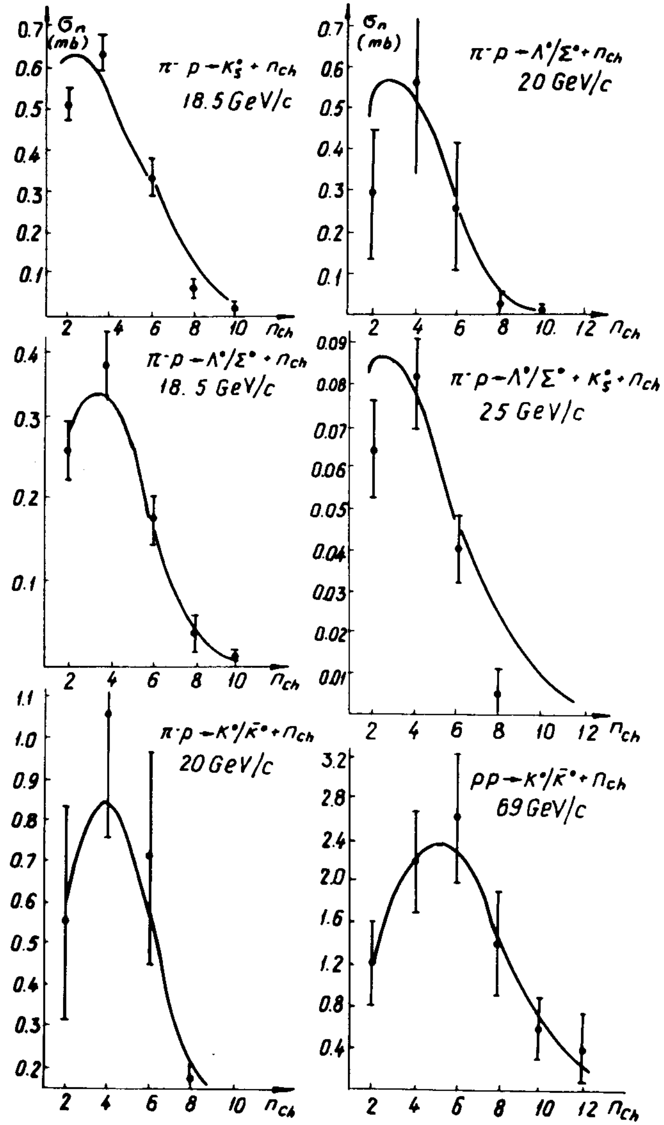


Рис. 3. Распределения по множественности для полуинклюзивных процессов со странными частицами. На кривые, полученные из модели (уравнение (3)), нанесены экспериментальные данные.

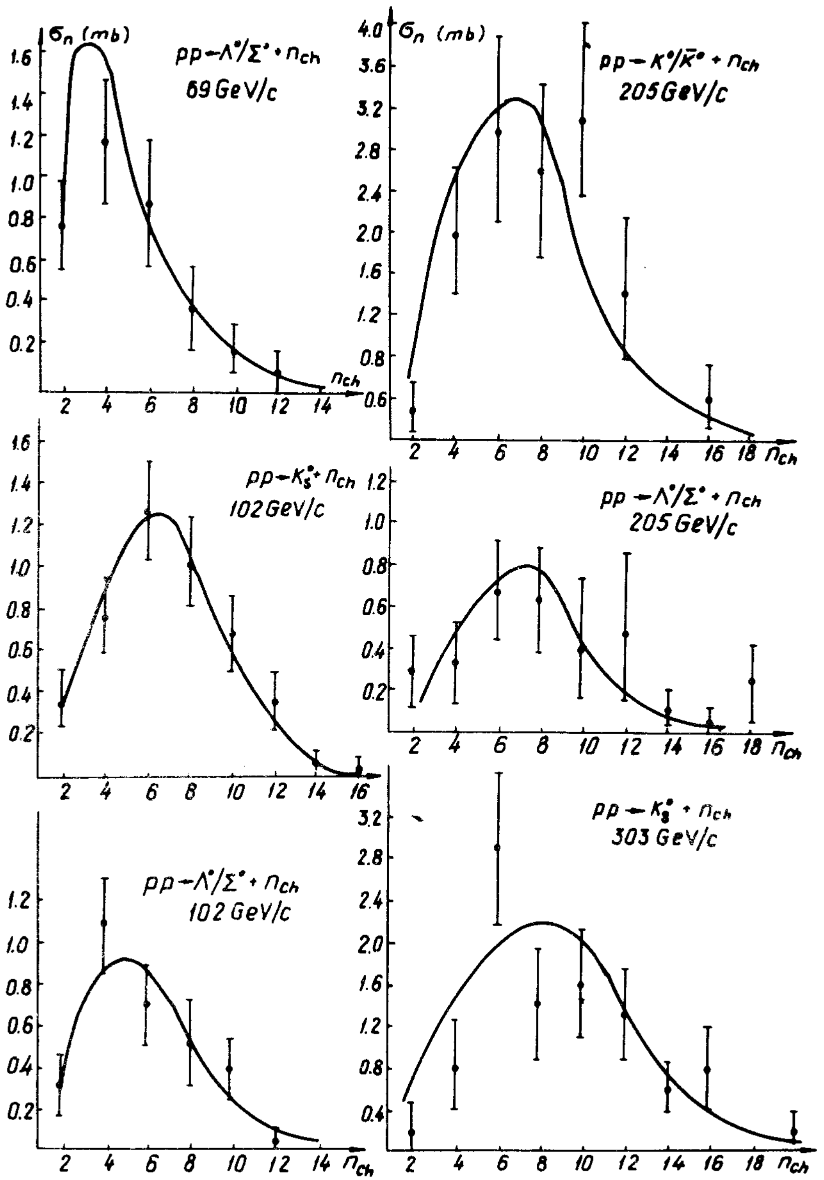


Рис. 4. Распределения по множественности для полу-инклюзивных процессов со странными частицами.



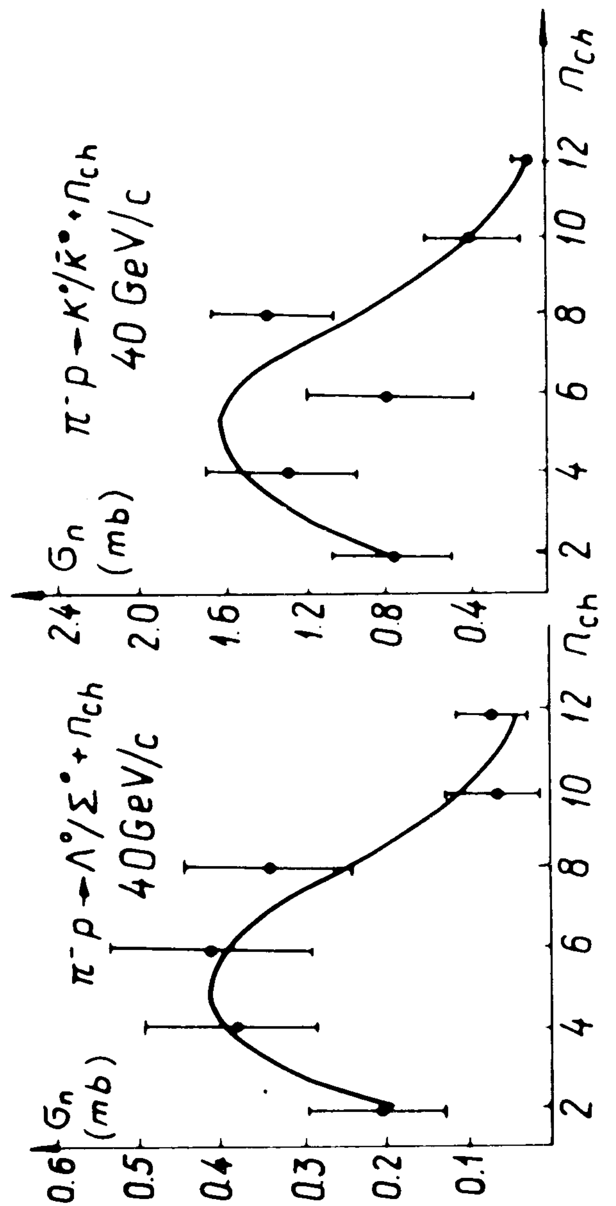


Рис. 5. Распределения по множественности для полу-инклюзивных процессов со странными частицами.

где $G_i = \int g_i(y)\,dy$ – полные переходные вероятности, $\alpha = \frac{G_2}{2G_0}$, $\beta = \frac{G_1}{G_0}$ , $\eta = \beta^{-1}\bar{n}$ – величина, пропорциональная средней множественности $\bar{n} = \sum_n n P_n$ .

Производящая функция $Q^n$ отличается от соответствующей функции для распределения Пойя на экспоненциальный фактор, обращающийся в единицу при $G_2 = 0$. Этот фактор учитывает процессы двухчастичной генерации и несколько увеличивает парциальные сечения вблизи максимума, устраняя тем самым недостаток распределения Пойя. Сравнение распределения (3) с экспериментальными данными для процессов $a + b \to n_{ch}$ было выполнено авторами в работе [2] . При этом наблюдалось лучшее, чем для распределения Пойя, согласие, особенно в области начальных импульсов 10-50 ГэВ/с.

Для процессов типа (1а,б) систему (2) нужно записать для условного распределения по множественности. Решение также может быть приведено к виду (3), но параметр $G_0$ заменяется на $G_0' = G_0 - \bar{n}_\Lambda$ , где $\bar{n}_\Lambda$ –средняя множественность нейтральных гиперонов. Смысл этого прост. Переходная вероятность $G_0$ представляет вклад дифракционного механизма в среднюю множественность. Для процессов со странными частицами число заряженных частиц,образованных за счет дифракционного механизма, должно быть уменьшено на среднее число нейтральных гиперонов.

Значение $\bar{n}_\Lambda = \frac{\sigma_{tot}(\Lambda)}{\sigma_{inel}}$ , где $\sigma_{tot}(\Lambda)$ – полное сечение образования нейтральных гиперонов, а $\sigma_{inel}$ – полное неупругое сечение, является практически постоянным и равно 0,11.

Используя эту величину, а также значения $G_i$ , полученные [2] для процессов $a + b \to n_{ch}$ , мы вычислили все интегральные характеристики полуинклюзивных процессов со странными частицами. Например, первые корреляционные параметры для отрицательно заряженных частиц имеют вид



$$a + b \to s + n_{ch} \qquad p + p \to n_{ch}$$

$$f_1^- = \sum_n \frac{n_{ch} - 2}{2} \frac{\sigma_{n_{ch}}}{\sigma_{tot}}; \qquad f_1^- = 1{,}2 \ln s - 4{,}5; \quad f_1^- = 0{,}8 \ln s - 1{,}8$$

$$f_2^- = \sum_n \frac{(n_{ch} - 2)(n_{ch} - 4)}{4} \frac{\sigma_{n_{ch}}}{\sigma_{tot}} - (f_1^-)^2; \qquad f_2^- = 0{,}24 f_1^-(f_1^- - 2{,}60); \quad f_2^- = 0{,}33 f_1^-(f_1^- - 1{,}75).$$

Сравнение с экспериментальными данными вычисленных характеристик показано на рис. 1-5. Согласие можно рассматривать как указание на то, что квантовые числа конечных состояний слабо влияют на динамику процессов множественного образования адронов.

## Литература


1. R.C.Arnold, G.H.Thomas. Preprint ANL-HEP 7325 (1973) and references cited therein.
2. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. ОИЯИ, Р2-6932, Дубна, 1973.
3. N.K.Dushutin, V.M.Maltsev. JINR, E2-7276, Dubna, 1973.
4. A.J.Buras et al. Preprint NBI-HE-73-14 (1973).
5. $\pi^-p$ 18,5 GeV/c P.H.Stuntenbeck et al. Phys.Rev., D9, 608, (1974).
   $\pi^-p$ 20 GeV/c E.Balea et al.Rev.Rom.Phys., 15, 587 (1970).
   $\pi^-p$ 25 GeV/c J.W.Waters. Preprint Univ. Wisconsin (1969).
   $\pi^-p$ 40 ГэВ/с А.У.Абдурахимов и др. ЯФ, 1251, (1973).
   pp 69 GeV/c H.Blumenfeld et al.Phys. Lett., 45B, 528 (1973).
   pp L02 GeV/c J.W.Chapman et al. Phys. Lett., 47B, 466 (1973).
   pp 205 GeV/c G.Charlton et al. Phys.Rev. Lett., 30, 574 (1973).
   pp 303 GeV/c F.T.Dao et al. Phys.Rev. Lett., 30, 1151 (1973).



Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1975 года.