

7090

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



7090

Экз. чит. зала

P2 - 7090

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев

МОДЕЛИ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7090

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев

**МОДЕЛИ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Фейнмановская аналогия между вторичными частицами, образованными в результате взаимодействия адронов высокой энергии, и некоторым "газом" или "жидкостью", может быть успешно использована для теоретического анализа таких взаимодействий. Сущность аналогии заключается в использовании общих методов статистической физики с тем отличием, что независимыми переменными являются не энергии, а лоренц-инвариантные скорости - репидиты /или быстроты/ вторичных частиц

$$(y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + p_{i||}}{E_i - p_{i||}}).$$

В настоящее время для адронных взаимодействий в области высоких энергий можно считать хорошо установленными следующие факты:

а/ взаимодействия адронов высокой энергии являются в основном неупругими и не сводятся к бинарным процессам;

б/ образованные вторичные частицы в подавляющем большинстве являются пионами;

в/ средний поперечный импульс вторичных частиц практически не зависит от энергии;

г/ амплитуды неупругих процессов в асимптотике должны иметь реджевское поведение.

Возможность применения статистических методов, вследствие достаточно большого числа однопородных степеней свободы в объеме взаимодействия, следует из первых положений. Третье положение позволяет рассматривать процесс образования вторичных частиц в одномерном приближении. Четвертое - приводит к необходимости использовать в качестве независимых переменных репидиты, поскольку именно эта величина является аддитивной для систем, с факторизацией по энергии.

Фейнмановская аналогия с газом исследовалась рядом авторов /1/, и в настоящее время достаточно выяснена связь между характеристиками адрон-адронных взаимодействий и соответствующих им моделей фейнман-газа. В частности, было показано, что мультипериферическому механизму образования вторичных частиц соответствует идеальный фейнман-газ, кластеризации - отклонение газа от идеальности, фрагментации - некоторая "жидкость" и т.д.

Ранее /2/ нами было предложено использовать для анализа моделей фейнман-газа некоторую систему уравнений, являющихся аналогом кинетических уравнений в статистической физике. Так, если принять в качестве функции распределения для фейнман-газа нормированное распределение по множественности, т.е.  $P_n = \sigma_n / \sigma_{in}$  /где  $\sigma_n$  - сечение образования  $n$  частиц,  $\sigma_{in}$  - неупругое сечение/, то система может быть представлена в виде:

$$\frac{dP_n}{dy} = \mathcal{L} [\{P_i\}, \{g_i^2\}], \quad /1/$$

где в правой части стоит некоторый линейный функционал от  $P_i$  и  $g_i^2$ -констант связи соответствующих вершин.

Решение этой системы уравнений при соответствующих предположениях о характере взаимодействия в фейнман-газе /т.е. о механизме образования вторичных частиц/ позволяет получить как уже известные модели, так и некоторые новые.

Асимптотика нормированных распределений для множественности по числу вторичных частиц представляет особый интерес. В этом случае становится возможным использовать вместо величины  $n$ , принимающей дискретные значения, соответствующую непрерывную переменную. Таким образом,  $P_n(y) \rightarrow f(n, y)$  и система дифференциально разностных уравнений /1/ переходит в уравнение

$$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = L_n f(n, y), \quad /2/$$

где  $L_n$  - линейный оператор дифференцирования по  $n$ .

В области асимптотически больших  $n$  предположение о масштабной инвариантности функции распределения /плато в распределении по репидити/ является весьма перспективным. Оно позволяет факторизовать  $f(n, y)$  в произведение  $\psi(y) \cdot \phi(n)$ , в котором  $\psi(y) = e^{-ay}$ , где  $a$  может быть определена через соответствующую комбинацию констант связи.

Рассмотрим более подробно некоторые конкретные типы моделей.

Для мультипериферического механизма образования вторичных частиц уравнение /2/ может быть записано в виде

$$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = -g_M^2 \frac{\partial f(n, y)}{\partial n}, \quad /3/$$

где  $g_M^2$  - константа связи вершины реджеон-реджеон-частица. Решением этого уравнения в предположении масштабной инвариантности является функция

$$f(n, y) = \exp \{ g_M^2 y - n \}. \quad /4/$$

/Естественно, что зависимость от  $n$  при фиксированных значениях  $y$  удовлетворяет граничному условию  $f(n \rightarrow \infty, y) \rightarrow 0$ ./

Модель с фрагментационным механизмом\* образования вторичных частиц подчиняется следующему уравнению

$$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = -g_p^2 n \frac{\partial f(n, y)}{\partial n}, \quad /5/$$

\* Модель фрагментации, рассматриваемая в нашей работе, получена в приближении случайных процессов /2/ и независимым методом в /3/. Эта модель отличается от нова-модели Хва и других /4/ прежде всего тем, что все моменты распределения по множественности имеют одинаковый характер зависимости от энергии, тогда как в модели Хва характер этой зависимости для различных моментов существенно различен. Это, по-видимому, противоречит экспериментальным данным для медианного и модального моментов /5/.

где  $g_p^2$  - константа связи вершины, включающей траекторию Померанчука. Этому уравнению удовлетворяет решение

$$f(n, y) = n^{-2} \exp\{g_p^2 y\}. \quad /6/$$

Оба решения /4/ и /6/ можно рассматривать как предельные случаи наиболее быстрого и наиболее медленного убывания нормированного распределения по множественности. Экспериментально наблюдаемые распределения заключены между этими пределами. С ростом энергии распределения все сильнее отклоняются от экспоненты /соответствующей пуассоновому-подобным распределениям/ и приближаются к степенному закону типа  $n^{-2}$  /см. рис. 1 и 2/.

Интересно отметить, что обе предельные модели описываются наиболее простым уравнением, известным в статистической физике - уравнением непрерывности.

Мы не будем подробно останавливаться на моделях комбинированного типа /т.е. учитывающих несколько механизмов образования вторичных частиц/. Краткая сводка некоторых свойств моделей такого типа приведена в таблице 1. Рассмотрим только возможность формулировки в данном подходе бутстрап-модели.

В приближении случайных процессов /2/ бутстрап качественно эквивалентен возможности образования в процессе взаимодействия любого числа кластеров, распадающихся затем на произвольное число физических частиц. Таким образом, уравнение для дискретных функций

$$\frac{dP_n}{dy} = - \sum_{i=1}^n g_i^2 (P_n - P_{n-i}), \quad /7/$$

полученное в приближении случайных процессов, переходит в уравнение для  $f(n, y)$  вида

$$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = \int_0^n [f(n-z) - f(n)] g(z) dz. \quad /8/$$

К сожалению, точное решение этого уравнения нам получить не удалось. Однако оказалось возможным решить приближенное уравнение, полученное при замене разности  $[f(n-z) - f(n)]$  первым членом разложения в ряд Тейлора в окрестности точки  $z=0$ . Это решение совпадает с выражением /6/.

Отсюда можно было бы сделать вывод о том, что фрагментационная- и бутстрап-модели дают асимптотически совпадающие распределения по множественности\*. Нам такое заключение представляется несколько преждевременным, так как в этой области нужны более строгие дополнительные исследования\*\*.

В заключение дадим краткую характеристику свойств корреляционных параметров для всего класса моделей.

Так как во всех моделях амплитуда неупругих процессов факторизуется в произведение типа

$$|A_n| = c \prod \left(\frac{s_i}{s_0}\right)^{a_i} \left(\frac{s_0}{s}\right)^{b_i}, \quad /9/$$

то корреляционные параметры  $f_m$  представляют собой полиномы от  $f_1$ , степени  $m$  или ниже.

В том случае, когда фрагментация отсутствует /т.е. при  $b_i = 0$  /, первый корреляционный параметр растет логарифмически с энергией и, таким образом, становится возможным фиксировать энергетическую зависимость всех  $f_m$  /подобный результат получен также Бассетто /6/ /.

\* Дживанини /3/ с помощью существенно другого подхода получил более определенное утверждение о тождестве этих распределений. Однако в процессе рассмотрения им был сделан ряд достаточно сильных предположений.

\*\* Приближенное уравнение допускает также решения вида  $f(n, y) \approx n^{-p} \exp(ay)$ , где  $p > 2$ , которые могут быть согласованы с имеющимися экспериментальными данными. Таким образом, не исключена возможность, что условие бутстрапа накладывает более серьезные ограничения на степень убывания нормированного распределения по множественности, чем обычные законы сохранения определенных квантовых чисел и энергии-импульса, используемые в модели фрагментации.

И, наконец, если в процессе взаимодействия доминирует обмен фиксированным и факторизуемым редже-полусом, то все корреляционные параметры являются линейными функциями энергии /см. Мюллер /77/.

Простая полиномиальная от  $f_1$  зависимость корреляционных параметров достаточно удовлетворительно отражает известную в настоящее время экспериментальную ситуацию.

Авторы признательны Я.А.Смородинскому за плодотворную дискуссию.

#### Литература

1. K.G.Wilson. Preprint CLNS-131 (1970).  
Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, В.И.Шептий. ОИЯИ, P2-6501, Дубна, 1972.  
R.C.Arnold, J.Steinhoff. Preprint ANL-HEP 7219 (1972).  
R.C.Arnold. Preprints ANL-HEP 7241, 7242, 7250, 7252 (1972).  
Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. ОИЯИ, P2-6932, Дубна, 1973.
2. K.Fujiwara, T.Kitazoe. Progr.Theor.Phys., 43, 1244 (1970).  
В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. ОИЯИ, P2-5829, Дубна, 1971; P2-6500, P2-6502, Дубна, 1972.
3. A.Giovanini. Nuovo Cimento., 10A, 713 (1972).
4. R.C.Hwa. Phys.Rev.Lett., 26, 1143 (1971);  
Обзор современных достижений и ссылки см. в  
E.L.Berger, M.Jacob, R.Slansky. Phys.Rev., D6, 2580 (1972).
5. B.R.Webber. Preprint CERN-1555 (1972).
6. A.Bassetto. Preprint Padova Univ. (1972).
7. A.H.Mueller. Phys.Rev., D4, 150 (1971).
8. a) V.V.Ammosov et al. Phys.Lett., 42B, 519 (1972).  
b) F.T.Dao et al. Phys.Rev.Lett., 29, 1627 (1972).
9. G.Bozoki, E.Gombosi, M.Posch, L.Vanicsek. Nuco Cimento., 64A, 881 (1969).
10. A.I.Buras, Z.Koba. Preprint Niels Bohr Institute. NBI-HE-73-1, NBI-HE-73-1 (1973).

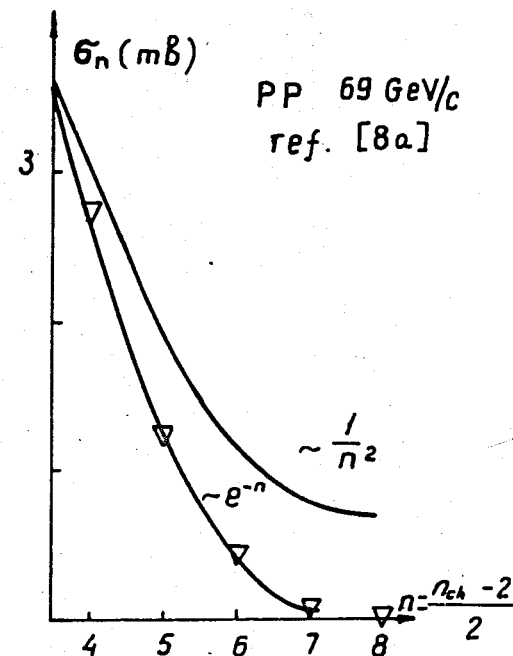


Рис. 1. Топологические сечения в pp-взаимодействии при 69 Гэв/с [8a]. Пуассоноподобное распределение хорошо согласуется с данными эксперимента /кривые  $e^{-n}$  и  $n^{-2}$  нормированы на  $\sigma_4$  /.

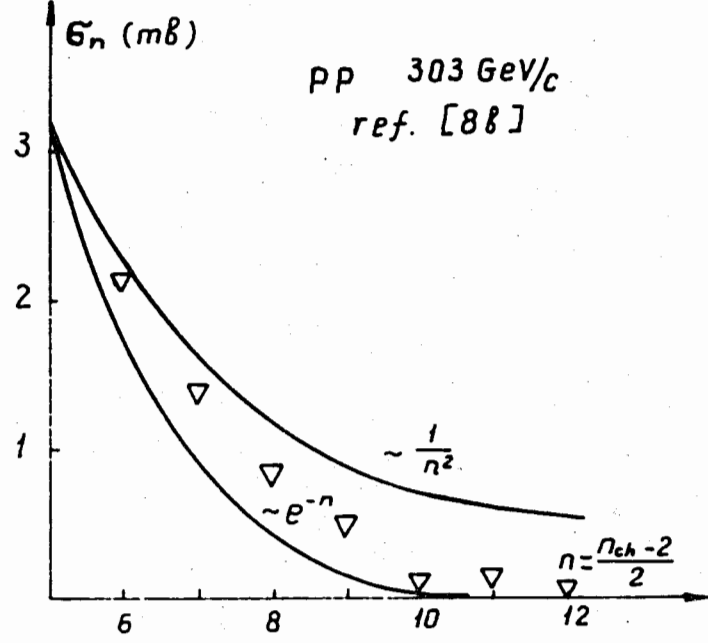


Рис. 2. Топологические сечения в  $pp$ -взаимодействии при 303 ГэВ/с<sup>8b/</sup>. Заметное отклонение от пуассоноподобного распределения /кривые нормированы на  $\sigma_4$  /.

Таблица 1  
Характеристики комбинированных моделей<sup>x/</sup>

Механизм взаимодействия	Уравнения для $f(n, y)$	Их решения
Пионизация + фрагментация	$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = -g_1^2 n \frac{\partial f(n, y)}{\partial n} - g_2^2 \frac{\partial^2 f(n, y)}{\partial n^2}$	$f = e^{-(g_1^2 + g_2^2)y} \left( n + \frac{g_2^2}{g_1^2} \right) - 1 - \frac{g_2^2}{g_1^2}$
Пионизация + 2-частичные кластеры	$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = -g_1^2 \frac{\partial f(n, y)}{\partial n} - g_2^2 \frac{\partial^2 f(n, y)}{\partial n^2}$	$f = e^{-(g_1^2 - \frac{1}{2}g_2^2)y} \left[ c_1 e^{-n} + c_2 e^{-(1 - \frac{g_1^2}{g_2^2})n} \right]$
Пионизация + фрагментация + 2-частичные кластеры	$\frac{\partial f(n, y)}{\partial y} = -(g_1^2 n + g_2^2) \frac{\partial f(n, y)}{\partial n} - g_3^2 \frac{\partial^2 f(n, y)}{\partial n^2}$	$f = e^{ay} \left[ c_1 \left( n + \frac{g_2^2}{g_1^2} \right) \phi \left( 1 + \frac{a}{2g_1^2}; \frac{3}{2} \right) - \frac{g_2^2}{2g_1^2} \left( n + \frac{g_2^2}{g_1^2} \right)^2 + c_2 \phi \left( \frac{1}{2} + \frac{a}{2g_1^2}; \frac{1}{2} \right) - \frac{g_2^2}{2g_1^2} \left( n + \frac{g_2^2}{g_1^2} \right)^2 \right]$

<sup>x/</sup> Если в решении для механизма "пионизация + фрагментация + 2-частичные кластеры" положить  $a = g_1^2$  и  $c_2 = 0$ , то вырожденная гипергеометрическая функция  $\phi$  переходит в экспоненту и распределение по множественности, приводится к виду  $e^{-n^2/2a^2}$ . Такое распределение эмпирически получено Бозоки и др.<sup>9/</sup> и, как показано Коба и Бюрасом /10/, оно хорошо описывает экспериментальные данные не только для  $pp$ -, но и для  $\pi^+p$  взаимодействий.