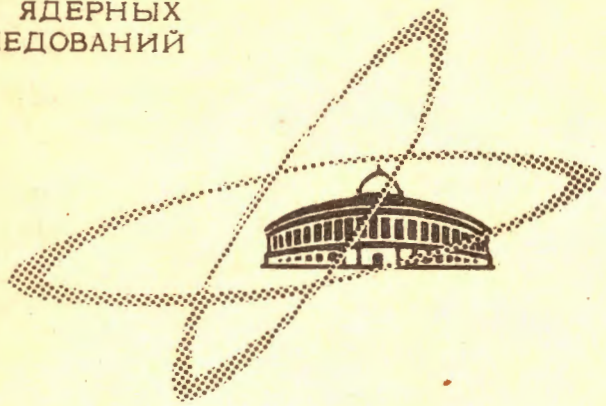


5-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 2956



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев

Статистическая  
модель множественного  
образования частиц в  
нарушенной унитарной  
симметрии

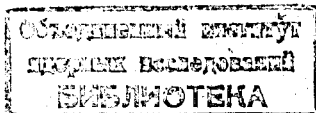
1966

P2 - 2956

В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев

Статистическая  
модель множественного  
образования частиц в  
нарушенной унитарной  
симметрии

Направлено в Physics Letters



4586/3 28

Статистическая модель множественного образования частиц очень полезна для оценок различных средних величин при планировании эксперимента и интерпретации его результатов, необходима для расчета многочастичных вершинных функций в периферических моделях, часто используется при расчетах внутриядерных каскадов в области высоких энергий. В то же время состояние этой модели является в настоящее время весьма неясным.

Работами многих авторов было показано (см. обзоры <sup>/1-4/</sup>), что учет всего лишь одного резонанса  $N^*$  ( $M = 1236$  Мэв) и одного нового параметра ("эффективной постоянной связи"  $K$ -мезонов  $\lambda = 0,1$ ) позволяет получить согласие со средними характеристиками неупругих  $\pi N$  и  $NN$  взаимодействий во всей области ускорительных энергий. Однако, кроме  $N^*$ , сейчас известно много других резонансов, в том числе несколько достаточно долгоживущих пионных резонансов. Учет этих резонансов оказывается совершенно необходимым в случае статистического расчета  $NN$  аннигиляции, в случае же  $\pi N$  и  $NN$  взаимодействий приводит к существенному завышению множественности.

Как показали подробные расчеты на электронных машинах, в рамках известной статистической модели устранить эти противоречия невозможно.

Кроме того, необходимость учета огромного числа резонансных каналов, по которым может протекать неупругий процесс при высоких энергиях, представляет большие вычислительные трудности.

Все эти затруднения можно ослабить, если воспользоваться  $SU_3$ -симметрией и рассматривать частицы как члены известных  $SU_3$ -мультиплетов. Выражение для статистического веса определенного канала выражается в этом случае в виде, отличающемся от общепринятого лишь тем, что "изотопический вес"  $T(J, a_1, \dots, a_k)$ , где  $J$  - изотопический спин канала, а  $a_j$  - число частиц с изотопическим спином  $J_j$ , заменится

на аналогичный "унитарный вес"  $V(p, q; n_1, n_8, n_{10})$ , представляющий собой число различных возможностей получить определенное  $SU_3$ -представление  $(p, q)$  "сложением" всех синглетных, октетных и декуплетных частиц конечного состояния;  $n = n_1 + n_8 + n_{10}$  их полное число.

Значения  $U$  для каждого канала реакции можно вычислить, применяя формулы работы <sup>/5/</sup> к последовательному умножению представлений.

$$\underbrace{(3,0) \otimes \dots \otimes (3,0)}_{n_{10}} \otimes \underbrace{(1,1) \otimes \dots \otimes (1,1)}_{n_8} \otimes \underbrace{(0,0) \otimes \dots \otimes (0,0)}_{n_1} .$$

Так как при вычислении энергетического фазового множителя используются средние экспериментальные массы унитарных мультиплетов, то рассматриваемая модель применима лишь в той области, где полная энергия, которая может быть затрачена на образование новых частиц, значительно больше экспериментальных разностей масс частиц в мультиплетах.

Вероятность образования в каком-либо канале частиц с определенными значениями странности и электрического заряда (например,  $\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^0 \pi^0 p; \pi^+ \pi^+ \pi^0 n; \Lambda K^0 \pi^+ \pi^+)$  и т.д.) получается умножением статистического веса данного канала на квадраты соответствующих коэффициентов Клебша-Гордона группы  $SU_3$ . Если при этом не интересоваться зарядовыми распределениями частиц, то следует использовать лишь изоскалярные части этих коэффициентов.

Кроме того, необходимо еще учесть расщепление эффективных постоянных связи различных сортов рождающихся частиц. Чтобы не затемнять деталями основных черт рассматриваемой модели, мы сейчас учтем это расщепление лишь для  $K$ -мезонов. Как и в общепринятой формулировке статистической модели, это сводится к введению в выражение для статистического веса множителя  $\lambda^{m_k}$ , где  $m_k$  - число рождающихся  $K$ -мезонов.

В качестве конкретного примера мы рассмотрели  $\pi^+ p$  взаимодействие. При вычислениях учтены барионный октет и декуплет,  $PS$ - и  $V$ -октеты мезонов и синглетный  $\phi$ -мезон. Для вероятностей распадов резонансов использовались экспериментальные значения. Так как  $\phi$ -мезон распадается в основном на пару  $K\bar{K}$ , то и для него использовалась эффективная постоянная связи  $\lambda$ . Приближенный учет  $\phi$ - $\omega$  смешивания с углом  $\theta = 39^\circ 40'$  оказал сравнительно слабое влияние на результаты вычислений.

Из рис. 1 видно, что при энергиях, больших нескольких Гэв, полное сечение рождения странных частиц  $\sigma_{st}$  и сечение реакций с рождением пары  $K$ -мезонов  $\sigma_k$  хорошо согласуются с экспериментом, если положить  $\lambda = 0,08$ .

Близкой к эксперименту оказывается также средняя множественность рождающихся частиц  $\bar{n}$  (см. рис. 2), превышение над экспериментом составляет всего лишь около 5%. Величина  $\bar{n}$  очень слабо зависит от постоянной  $\lambda$ .

Что касается сечений отдельных каналов, то удовлетворительное согласие с экспериментом отмечается в случае большого числа частиц и в области высоких энергий (см. рис. 3,4). Для расчета каналов с небольшим числом частиц - во всяком случае в области высоких энергий - следует использовать более детальные подходы (периферическую модель и др.).

Некоторое удивление вызывает слишком медленное уменьшение с ростом энергии экспериментального сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \rho^0 p$ , значительно более медленное, чем это следует из статистических соображений. Не исключено, что это связано с неточностью эксперимента.

Таким образом, в рассмотренном случае  $\pi^+ p$  взаимодействия статистическая модель, учитывающая  $SU_3$ -симметрию, приводит к разумным результатам и заслуживает поэтому более тщательного изучения.

Л и т е р а т у р а

1. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Нихяшов, И.Л. Розенталь. УФН, **62**, 1 (1955).
2. V.S. Barashenkov, Fortschr. d. Phys., **9**, 29 (1961).
3. R. Hagedorn, E.C.G. Sudarshan, Report in the Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of very High Energy Phenomena, CERN, 1961.
4. M. Kretzschmar, Ann. Rev. of Nucl. Sc., **11**, 1 (1961).
5. J.G. Kurijan, D. Lurie and A.J. Macfarlane, Journ. of Math. Phys., **6**, 722 (1965).
6. J.J. de Swart, Rev. Mod. Phys., **35**, 916 (1963).
7. CERN Cracow-Warsaw Collaboration, Phys. Lett., **22**, 230 (1966).
8. CERN-Cracow-Warsaw Collaboration, Phys. Lett., **22**, 109 (1966).
9. Aachen-Hamburg-London-Munchen Collaboration, Nuovo Cim, **43**, 1010 (1966).
10. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, I. Patera, V.D. Tonnev, Fortschr. der Phys. (in press), препринт ОИЯИ, P-2393, Дубна, 1966.
11. C. Alff, D. Berley, D. Collet, N. Gelfand, U. Nauenberg, D. Miller, J. Schultz, J. Steinberger, T.H. Tan, H. Brugger, P. Kramer, R. Plano, Phys. Rev. Lett., **9**, 322 (1962).
12. M. Abolins, R.L. Lander, W.A.W. Mehlhop, N. Xuong, P.M. Yager, Phys. Rev. Lett., **11**, 381 (1963).
13. G. Goldhaber, J.L. Brown, S. Goldhaber, J.A. Kadyk, B.C. Shen, G.I.I. Trilling, Phys. Rev. Lett., **12**, 336 (1964).
14. Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg, London (I.C.) Munchen Collaboration, Phys. Rev., **138**, 897 (1965).

15. Aachen-Berlin-CERN Collaboration, Phys. Lett., 12, 356 (1964).

16. P. Daronian, A. Daudin, M.A. Jabiol, C. Lewin, C. Kochowski, B. Ghidini, S. Mongelli, V. Picciarelli, Nuovo Cim., 41, 503 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 сентября 1966 г.

Примечание при корректуре

После того как статья была сдана в печать, авторам стали известны результаты работы P. Slattery, H. Kraybill, B. Forman, I. Farber "A Study of Resonance Production in 7 GeV/c Interactions", preprint, UR-875-153.

Полученная ими экспериментальная величина  $\sigma = 2,5 \pm 0,2$  мб. для сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^+ \pi^+ p$  точно ложится на соответствующую расчетную кривую (см. рис. 4).

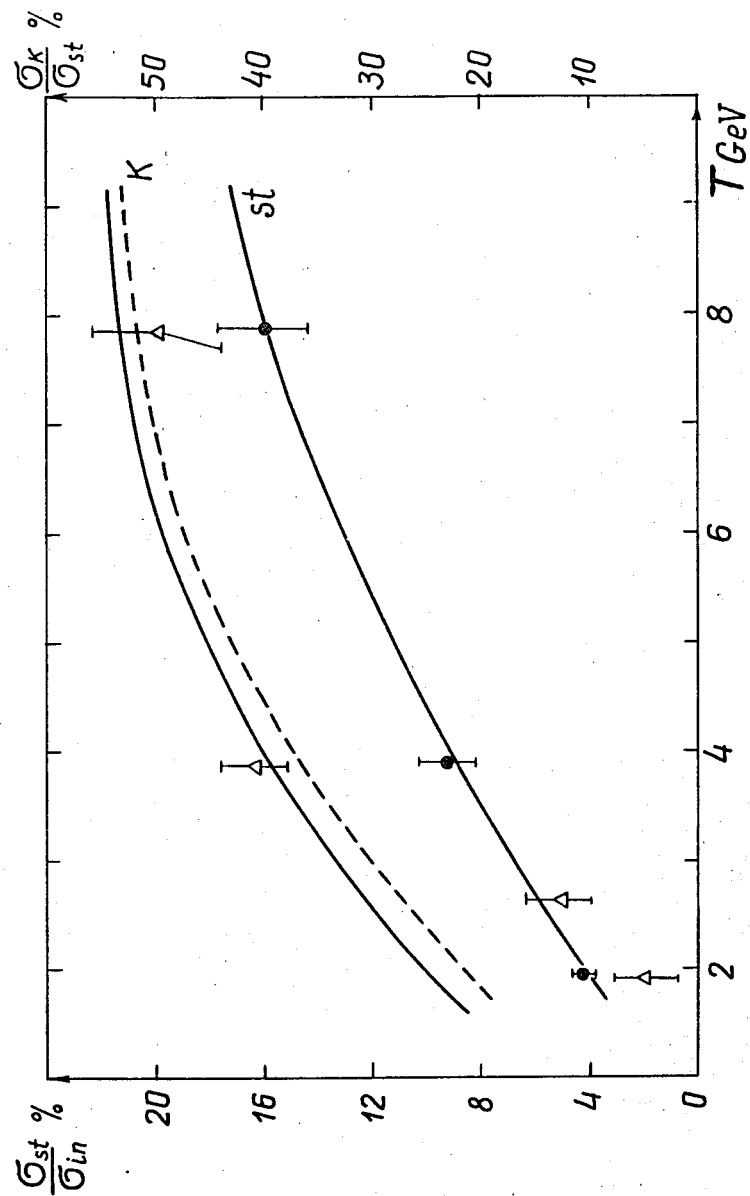


Рис. 1. Сечения рождения странных частиц при  $\pi^+ p$  взаимодействии. T - кинетическая энергия первичных  $\pi^+$ -мезонов в лабораторной системе координат.  $\sigma_{in}$  - полное сечение всех неупругих каналов. Пунктиром нанесено сечение  $\sigma_K$ , вычисленное с учетом  $\phi - \omega$  смешивания. Кружками и треугольниками отмечены экспериментальные данные соответственно для  $\sigma_{st}$  и  $\sigma_K$  (из данных работ [7-8]).

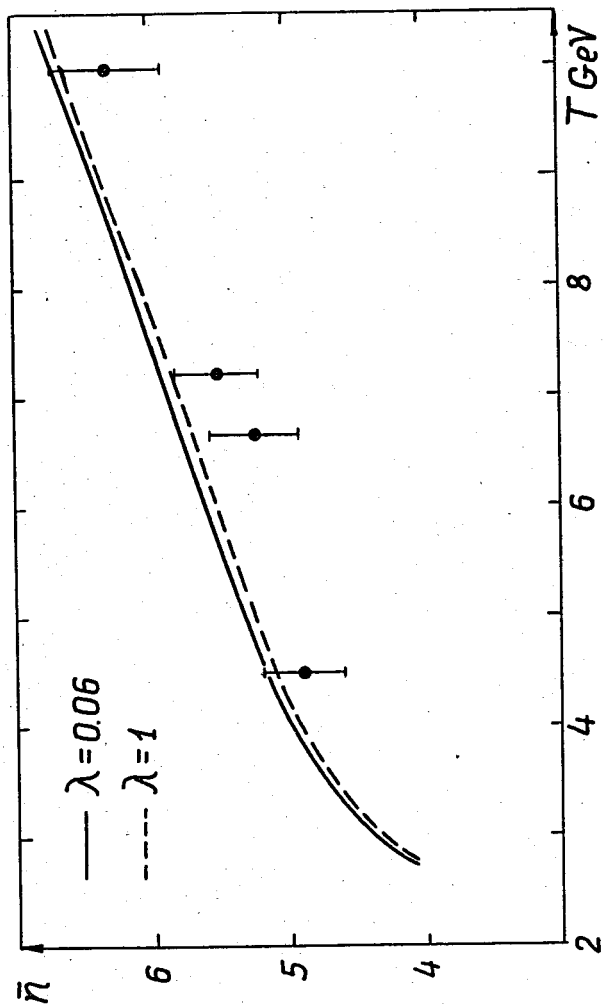


Рис. 2. Среднее число частиц, рождающихся в неупругом  $\pi^+$  p взаимодействии (после распада резонансов). Экспериментальные данные взяты из обзора/10/.

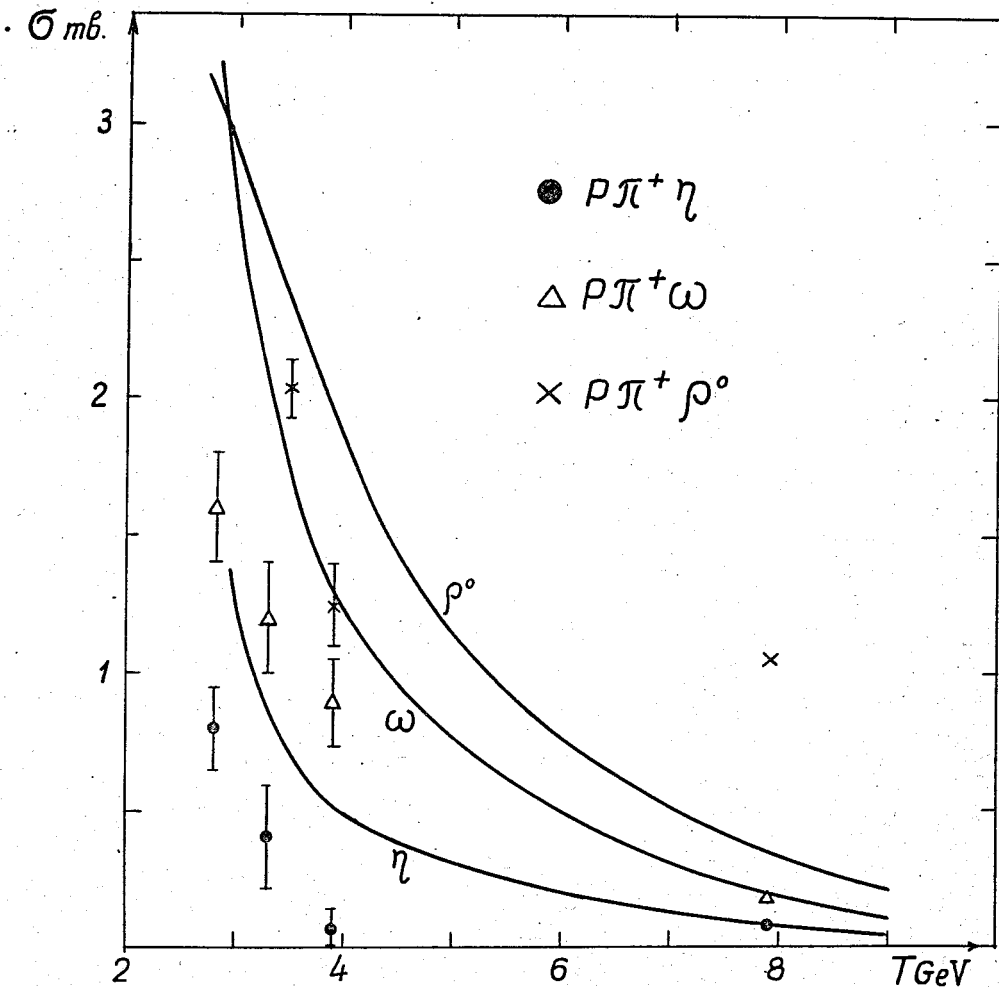


Рис. 3. Сечения трехчастичных  $\pi^+$  p реакций с рождением мезонов  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\rho^0$  (нормированы на экспериментальные значения  $\sigma_{in}$ ). Экспериментальные точки взяты из работ/11-16/.

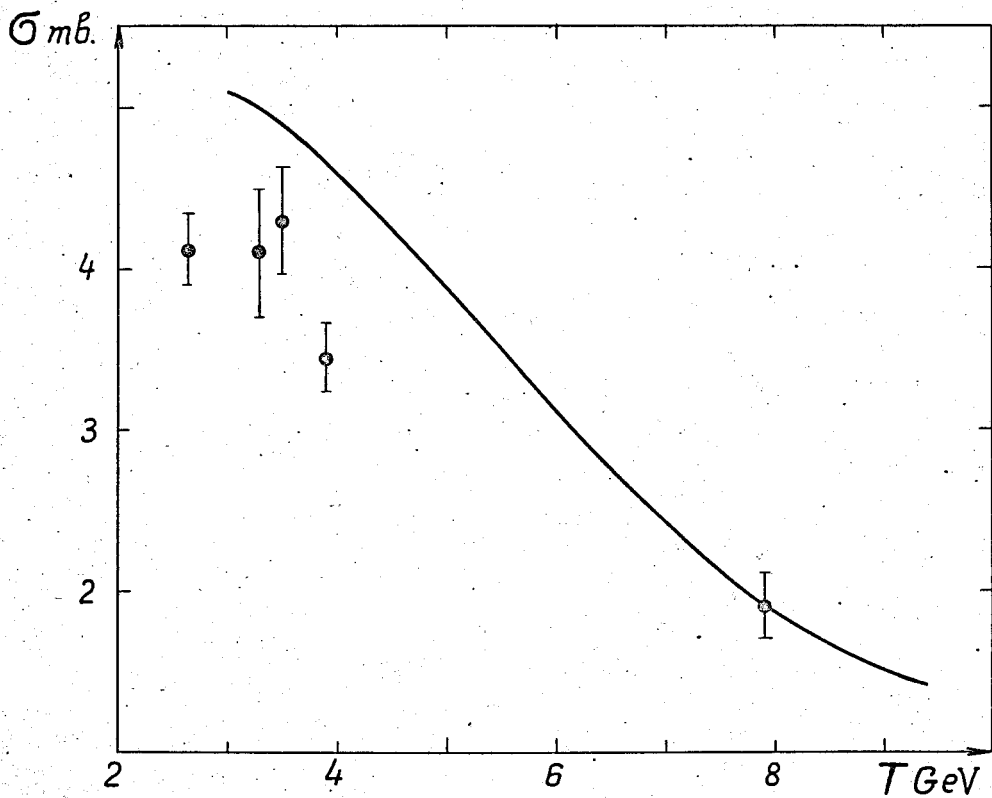


Рис. 4. Сечение реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^+ p$  (нормировано на экспериментальные значения  $\sigma_{in}$ ). Экспериментальные точки взяты из работ [11-15].