

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



11947

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

Д2 - 11947

С.Щ.Мавродиев, В.К.Митрюшкин,
А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
МНОЖЕСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1978

Д2 - 11947

С.Ш.Мавродиев, В.К.Митрюшкин,
А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
МНОЖЕСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

Мавродиев С.Ш. и др.

D2 - 11947

Многокомпонентное описание энергетической зависимости множественных распределений при высоких энергиях

В рамках развиваемой многокомпонентной модели двух механизмов дано описание мировых экспериментальных данных по множественным распределениям при высоких энергиях. Исследуется энергетическая зависимость основных характеристик этих распределений и вкладов в множественные распределения различных компонент. Проведенный модельный анализ позволяет сделать ряд выводов о проявлении определенных закономерностей множественного рождения. В частности, делается заключение о возможном возрастании с ростом энергий вклада многочастичных адронных ассоциаций.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Mavrodiev S. et al.

D2 - 11947

Multicomponent Description of Multiple Distribution Energy Dependence at High Energies

The world experimental data on the multiple distributions at high energies are described within the developed two-mechanism phenomenological model. The energy dependence of the basic characteristics of these distributions and of the contributions to the multiple distributions of different components are investigated. The model analysis performed allows one to make some conclusions about certain regularities of the multiple production. In particular, a conclusion is made about possible increase in the contribution of multiparticle hadron associations with increasing energy.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

§1. ВВЕДЕНИЕ

В феноменологическом анализе процессов множественного рождения адронов при высоких энергиях широкое распространение получил многокомпонентный подход, который основывается на гипотезе существования в одном акте взаимодействия нескольких /двух или более/ механизмов образования вторичных частиц. Такой подход восходит к идее^{/1/} о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих, вообще говоря, образованию различных по природе групп вторичных частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность.

Конкретное описание механизмов образования частиц удается получить в рамках различных моделей квантовой теории поля /см., например, ^{/2/}/. К числу строгих результатов относятся асимптотические оценки и ограничения^{/1,3/} на энергетическое поведение характеристик процесса, отвечающих выделяемым областям фазового пространства.

Следует отметить, что на различную природу механизмов множественного рождения частиц наглядно указывают резкие отличия в энергетической зависимости средних множественностей и парциальных сечений отдельных областей /механизмов/.

Поскольку экспериментальные результаты дают определенные сведения только об интегральных характеристиках процессов, наиболее естественным способом феноменологического изучения вкладов различных механизмов является их анализ в рамках модельных предположе-

ний относительно отдельных компонент *. Такой анализ имеет целью как теоретическое описание интегральных величин, так и определение энергетической зависимости параметров, соответствующих рассматриваемым механизмам.

§2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Согласно модели двух механизмов /МДМ/ /5/, которая будет рассматриваться в дальнейшем, области фазового пространства выделяются следующим образом:

а/ область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся частиц;

б/ область, отвечающая независимому испусканию нейтральных адронных ассоциаций /кластеров/ с изоспином $I=0$. Типичное событие в МДМ схематически представлено на рис. 1.

Основной формулой МДМ, которая находит теоретическое обоснование, например, в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей** /6/, является следующее распределение по числу адронных ассоциаций при фиксированных каналах диссоциации

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{i, j} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots, \quad /1/$$

где α_i (β_j) - вероятность i -того / j -того/ канала диссоциации налетающей частицы /частицы-мишени/, n_ℓ ($\langle n_\ell \rangle$) - множественность /средняя/ адронных

* Компонента, вообще говоря, не соответствует непосредственно какому-либо механизму, но зависит от способа разбиения интегральных характеристик процессов множественного образования частиц /более подробно см. /4/ /.

** Это приближение является теоретической реализацией гипотезы лидирующих частиц, возникшей в физике космических лучей /7/.

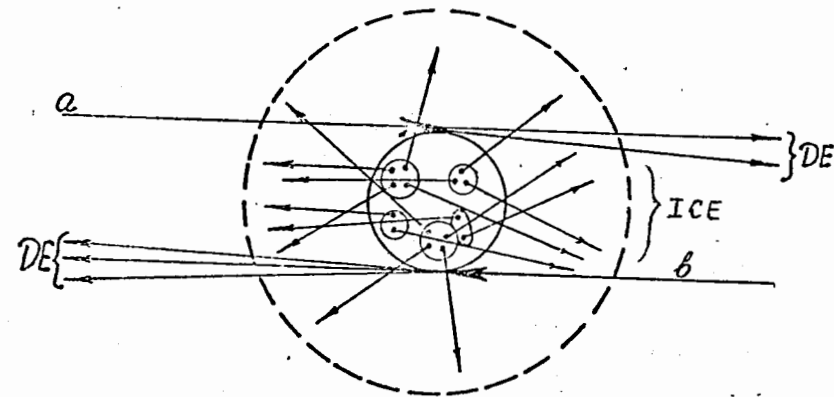


Рис. 1. Схематическое представление типичного события в модели двух механизмов /МДМ/, А и В - налетающие адроны, DE - диссоциация, ICE - независимое испускание кластеров.

ассоциаций /кластеров/ типа ℓ , распределенных по закону Пуассона $P_{n_\ell}(\langle n_\ell \rangle)$.

Отметим, что интегральное распределение по множественности при этом имеет существенно многокомпонентную структуру, связанную с необходимостью суммирования /1/ по числу каналов диссоциации сталкивающихся /лидирующих/ частиц.

Для феноменологического анализа можно ограничиться двух- и трехчастичными каналами диссоциации, поэтому в случае сталкивающихся протонов будут учтены следующие конкретные схемы: $p \rightarrow p$; $p \pi^0$; $p \pi^+$; $p \pi^0 \pi^0$; $p \pi^+ \pi^0$; $p \pi^+ \pi^-$.

Предположим, что основная часть вторичных частиц, родившихся в центральной области, может быть представлена как результат распада σ ($\sigma \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$), ω ($\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) - и В ($B \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-; \pi^+ \pi^- 2\pi^0; 4\pi^0$) - кластеров. Схема при этом не исключает возможности кластерам распасться через "промежуточные резонансы".

Нетрудно показать, что из /1/ в рамках сделанных конкретных допущений распределение по множествен-

ности заряженных частиц в pp-взаимодействиях будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 W_{n_c} = & \alpha^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-2}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-2-4n}{2}}(a) + \\
 & + 2\alpha(1-\alpha) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-4}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-2-4n}{2}-1}(a) + \\
 & + (1-\alpha)^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-6}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-2-4n}{2}-2}(a).
 \end{aligned} \quad /2/$$

Принимаем во внимание, что в рассматриваемой модели числа заряженных (n_c) и нейтральных (n_{π^0}) частиц связаны с множественностями адронных ассоциаций следующим образом:

$$\begin{aligned}
 n_c = & 2n_{\pi^+\pi^-} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{2\pi^+2\pi^-} + l_c, \\
 n_{\pi^0} = & 2n_{\pi^0\pi^0} + n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{\pi^0} + l_{\pi^0},
 \end{aligned} \quad /3/$$

где l_c (l_{π^0}) - числа заряженных /нейтральных/ частиц среди продуктов диссоциации сталкивающихся адронов. Легко видеть, что при этом основные характеристики распределения по множественности заряженных частиц /2/ имеют смысл

$$\begin{aligned}
 b = & \langle n_{2\pi^+2\pi^-} \rangle, \\
 a = & \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} \rangle, \\
 \langle n_c \rangle = & f_1 = 2 + 4(1-\alpha) + 2a + 4b,
 \end{aligned}$$

$$f_2 = 2a + 12b - 8a^2 + 12a - 6,$$

$$f_3 = 24b - 32a^3 + 72a^2 - 48a + 12, \quad /4/$$

$$f_4 = 24b - 192a^4 + 57a^3 - 600a^2 + 240a - 36.$$

В формуле /2/ коэффициент α пропорционален вероятности взаимодействия протонов с диссоциацией не более, чем на две заряженных частицы. Таким образом, этот параметр характеризует вклад в распределение механизма а/.

Отметим, что, в отличие от /8/, в формуле /2/ не учитывались кинематические ограничения, а также возможность рождения кластеров с участием странных частиц.

§3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

Целью настоящего феноменологического исследования множественных распределений являлось совместное описание с помощью формул /2-4/ имеющихся в настоящее время ускорительных * экспериментальных данных по pp-взаимодействиям при высоких энергиях ** /s > 100 ГэВ²/, а также получение из этого сравнения

* При сравнении с экспериментальными данными для проверки схемы на самосогласованность рассматривалось выражение для $\langle n_c \rangle$ с дополнительным параметром

$$\langle n_c \rangle = c + 4(1-\alpha) + 2a + 4b. \quad /4a/$$

При описании средней множественности учитывались также данные экспериментов в космических лучах.

** Рассмотрение адрон-адронных взаимодействий в рамках МДМ при меньших энергиях содержится в работах /10/.

энергетических зависимостей распределений и их параметров, отвечающих, в соответствии с рассматриваемой моделью, учету различных механизмов образования вторичных частиц.

Были использованы экспериментальные результаты, опубликованные в работах /9/ и соответствующие энергиям $s = 193; 386; 570; 961; 2025; 2809; 3969 / \text{ГэВ}^2$. Экспериментальный материал включал 85 точек по зарядовым распределениям и 15 точек по энергетической зависимости средней множественности.

Для сравнения с экспериментальными данными на основе формул /2-4/ решалась следующая система уравнений:

$$W_n^{\text{TH}}(a(s_i); b(s_i); c(s_i)) = W_n^{\text{EXPT}}(s_i), \text{ где } i = 1, \dots, 85; \quad /5/$$

$$\langle n_c^{\text{TH}}(s_i) \rangle = c(s_i) + 4[1 - a(s_i)] + 2a(s_i) + 4b(s_i) = \langle n_c^{\text{EXPT}}(s_i) \rangle,$$

где $i = 1, \dots, 15$;

Определению подлежали $a(s)$, $b(s)$, $c(s)$, $\alpha(s)$ - неизвестные функции энергии, которые, не нарушая общности, могут быть параметризованы в следующем виде:

$$a(s) = a_1 + a_2 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{a_3} + a_4 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{a_5},$$

$$b(s) = a_6 + a_7 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{a_8} + a_9 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{a_{10}},$$

$$\alpha(s) = \frac{1 + a_{11} \ln \frac{s}{s_0}}{1 + a_{12} \ln \frac{s}{s_0}}, \quad /6/$$

$$c(s) = a_{13}.$$

Решение полученной неопределенной системы нелинейных уравнений /5/, /6/ относительно неизвестных

a_i ($i = 1, \dots, 13$) осуществлялось на ЭВМ методом, описанным в работах /11/, с помощью программы COMPIL /12/ /библиотека стандартных программ ОИЯИ - F421, C401/*.

Наилучшее описание по критерию $\chi^2 \left(\frac{\sum \chi^2}{N} = 1,8 \right)$, где N - число степеней свободы) было достигнуто при следующей энергетической аппроксимации параметров задачи /определяемых функций $a(s)$, $b(s)$, $c(s)$, $\alpha(s)$ /

$$a(s) = A_1 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{A_3},$$

$$b(s) = A_2 \left(\ln \frac{s}{s_0}\right)^{A_3},$$

$$c(s) = A_5, \quad /7/$$

$$\alpha(s) = \frac{1 + A_4 \ln \frac{s}{s_0}}{1 + \ln \frac{s}{s_0}},$$

где

$$A_1 = 0,057 \pm 0,007,$$

$$A_2 = 0,063 \pm 0,002, \text{ т.о. } A_1 \approx A_2$$

$$A_3 = 1,66 \pm 0,03,$$

$$A_4 = 0,68 \pm 0,02,$$

$$A_5 = 1,87 \pm 0,03 \approx c^{\text{TH}} \approx 2.$$

Обращает на себя внимание тот факт, что введенная нами /см. /4а// дополнительная свободная функция $c(s)$ в результате сравнения с экспериментом оказалась весьма близкой к теоретическому значению, полученному в предложениях МДМ. С одной стороны, это указывает на самостоятельность рассматриваемой схемы, а с другой говорит о том, что в изучаемом интервале энергий вклады введенных нами механизмов являются превалирующими /по крайней мере с точностью до 5%/.

* Способ использования программы COMPIL для подобных задач описан в работе /13/.

Корреляционные параметры f_2 , f_3 и f_4 вычислялись по формулам /4/. Они качественно согласуются с феноменологическими обработками при сверхвысоких энергиях /данные космических лучей/, приведенными в работе /14/.

Результаты сравнения множественных распределений и их параметров с экспериментом даны на рис. 1-10.

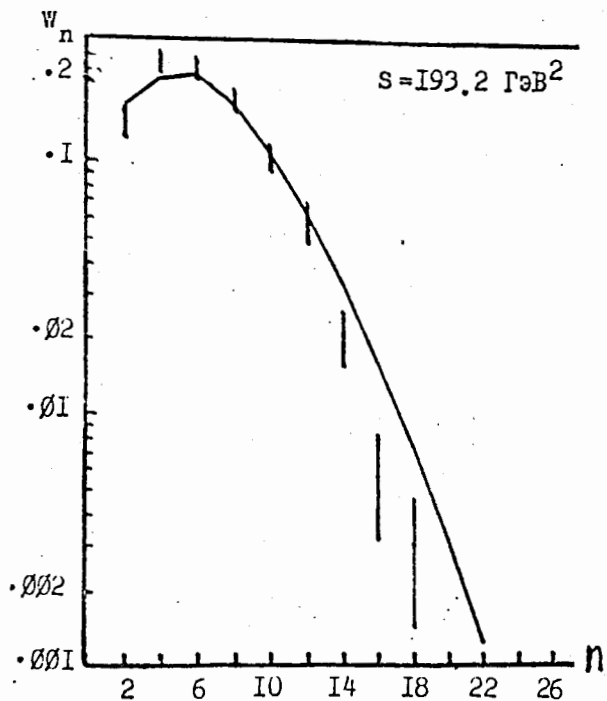


Рис. 2. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 193,2 \text{ ГэВ}^2$.

§4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный модельный анализ дает возможность сделать следующие выводы о проявлении некоторых за-

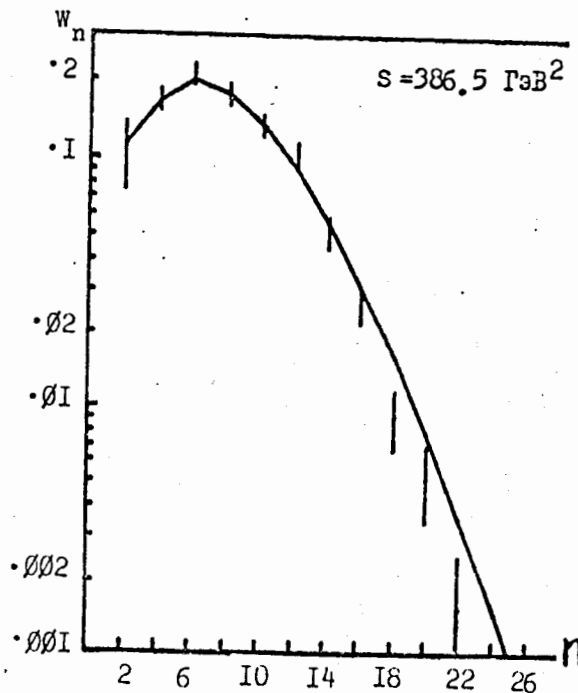


Рис. 3. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 386,5 \text{ ГэВ}^2$.

кономерностей множественных распределений при высоких энергиях:

1. Распределения по множественности /топологические сечения/ /см. рис. 2-8/, как и следовало ожидать, имеют тенденцию к расширению с ростом энергии /распределения значительно шире пуассоновских с данной средней множественностью/. На эту особенность указывает также рост в положительной области корреляционного параметра f_2 с энергией /см. рис. 12/. На рис. 9 приведены предсказания вида распределений при сверхвысоких энергиях, не достижимых пока на современных ускорителях /в случае, если отмеченная тенденция сохранится/. Эти явления /уширение, резкое отличие от пуассоновского распределения/ существенно связаны с

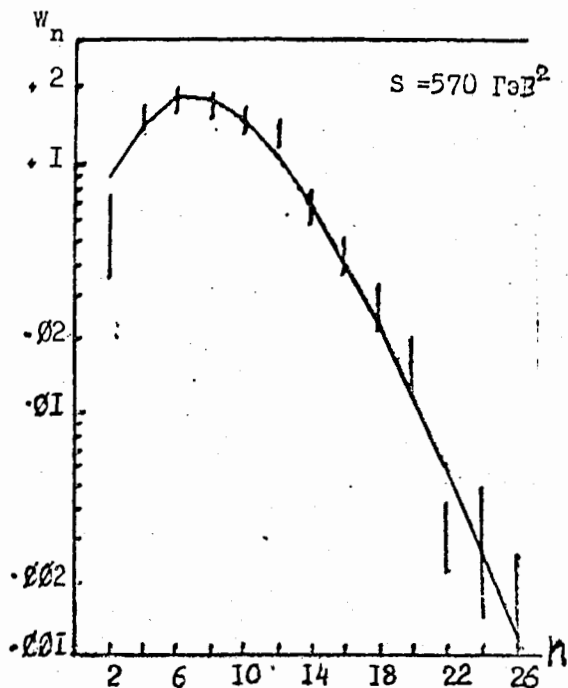


Рис. 4. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 570 \text{ ГэВ}^2$.

многокомпонентной структурой W_n ; их также можно рассматривать как указание на преимущественное образование вторичных частиц через адронные ассоциации /кластеры, резонансы и т.п./^{*}.

2. Средняя множественность растет приблизительно как $\ln s \div \ln^2 s$ /см. рис. 10/. На распределениях по множественности /рис. 2-8/ это проявляется в смещении с ростом энергии максимума функции W_n вправо

^{*} Отметим, что, вообще говоря, при очень высоких энергиях суммарное множественное распределение W_n может приобрести определенные нерегулярности в структуре /дипы, пики и т.п./, связанные с "игрой" различных компонент /аналог вильсоновского дипа//^{15/}.

/в область больших n /. При этом параметр f_3 является положительным и растет, что свидетельствует об "отставании" максимума W_n от максимума пуассоновского распределения с данной средней множественностью.

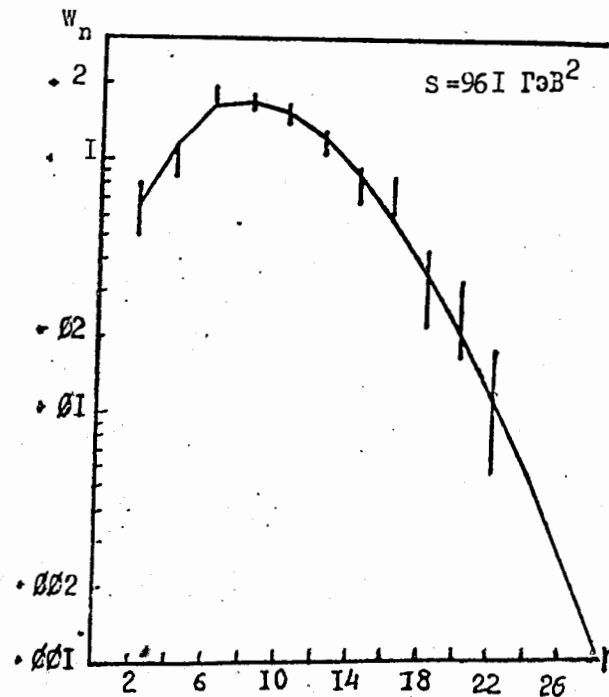


Рис. 5. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 964 \text{ ГэВ}^2$.

3. Функции $a(s)$ и $b(s)$ в пределах ошибок в исследуемом интервале энергий имеют одинаковое поведение /см. формулы /7/ и рис. 11/, что говорит в пользу роста с энергией вклада многочастичных /тяжелых, $M_{\text{кл.}} \geq 2 \text{ ГэВ}^8/$ адронных ассоциаций /см. формулы /4//^{*}.

^{*} На такое явление указывает также анализ зарядово-нейтральных корреляций/^{8/}, где рост положительной корреляции с энергией может быть объяснен возрастанием роли многочастичных ($n_{\text{кл.}} > 2$) ассоциаций /кластеров/.

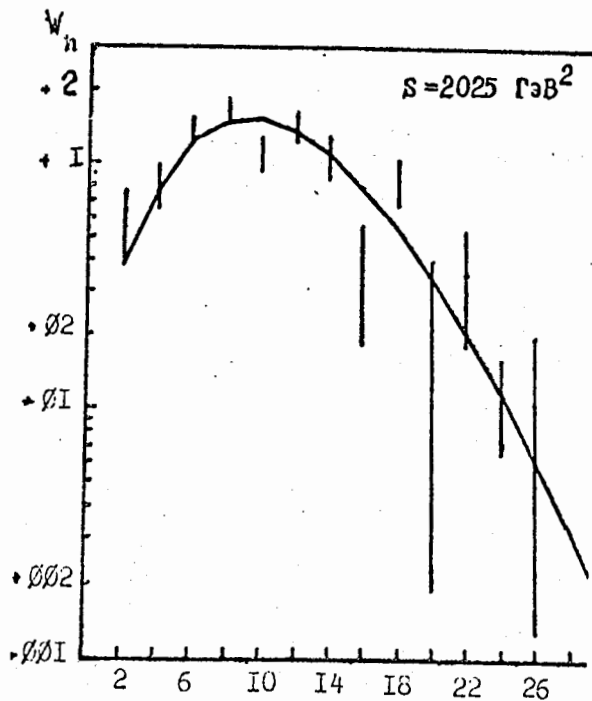


Рис. 6. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 2025 \text{ ГэВ}^2$.

Если такая тенденция с дальнейшим ростом энергий продолжается, это приведет, по-видимому, к появлению "сверхмногочастичных" ассоциаций, которые могут сказаться на значительном увеличении роста средней множественности и на характерных уширениях и смещениях топологических сечений.

На то, что такое явление не исключено, указывают экспериментальные данные, полученные в космических лучах /8/ в районе $10^{15} - 10^{17} \text{ эВ}$. В этой области отмечается аномальный /близкий к кинематически разрешенному/ рост множественности и смена режимов некоторых множественных характеристик.

Отметим, что при относительно малых энергиях $/p_L \leq 100 \text{ ГэВ}/c/$ описание не требует /10/ введения независимого испускания многочастичных кластеров /с числом $n_{\text{кл.}} \geq 4 /$.

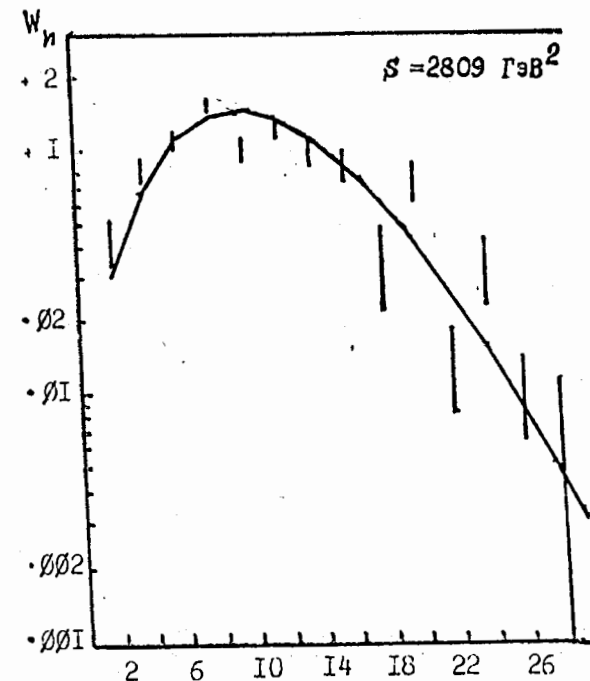


Рис. 7. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 2809 \text{ ГэВ}^2$.

Включение с ростом энергий новых каналов рождения все более многочастичных кластеров может быть связано с проявлением сложной структуры адронов, которая и обуславливает многокомпонентный характер множественного рождения частиц /16/.

4. Функция $a(s)$, связанная с диссоциацией, в изученном интервале энергий растет лишь незначительно. С достаточной точностью параметры диссоциации можно считать постоянными /на рис. 11 приведена кривая для $\beta = 1 - a/$.

Это свидетельствует о том, что основной вклад в множественность дает механизм независимого испускания адронных ассоциаций. Вклад дифракционной диссоциации, который был значительным при малых энергиях $/p_L \leq 20 \text{ ГэВ}/c/$, с дальнейшим ростом

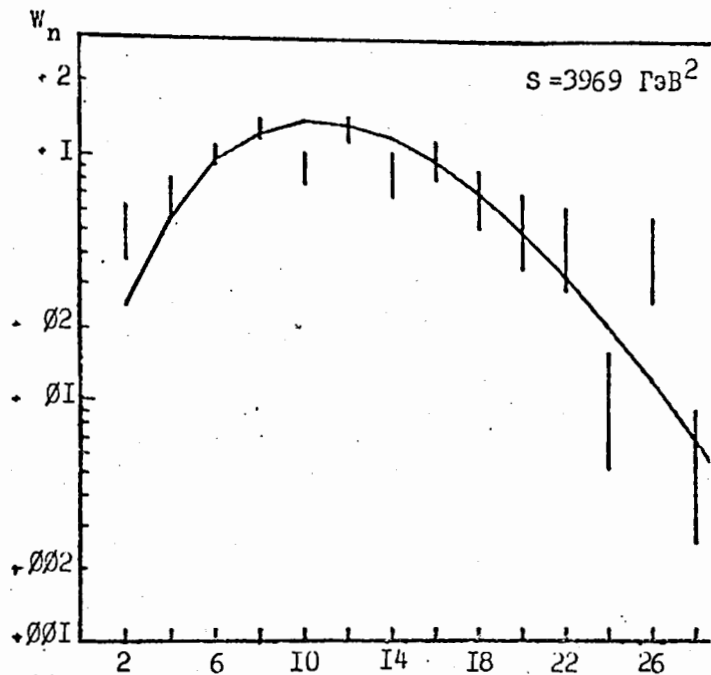


Рис. 8. Распределение вторичных частиц по множественности при $s = 3969 \text{ ГэВ}^2$.

энергий подавляется. Однако учет этого механизма в рамках рассматриваемой модели является весьма существенным из-за его влияния на сложную структуру множественных распределений /см. формулу /2//.

5. Обращают на себя внимание растущие в рассматриваемой области положительные значения корреляционного параметра f_4 . Эта способность может свидетельствовать в пользу наличия здесь существенных 4-частичных корреляций.

В заключение отметим, что указанные выше выводы, конечно, зависят от сделанных нами модельных предположений. Однако, поскольку они не противоречат, а подчас близки к соответствующим ограничениям и строгим оценкам, полученным в рамках квантовой теории

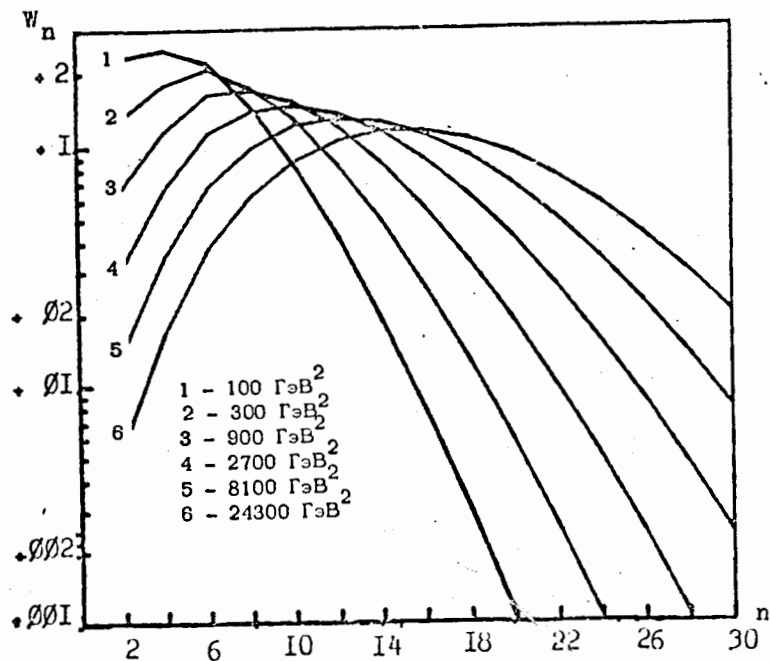


Рис. 9. Вид предсказываемого моделью распределения вторичных частиц при сверхвысоких энергиях.

поля^{/3/}, а также согласуются с выводами ряда модельных подходов^{/10/}. можно констатировать, что такая многокомпонентная схема является удобным аппаратом для детального феноменологического анализа механизмов множественного рождения частиц.

Имеющиеся экспериментальные данные, к сожалению, не дают пока прямых и однозначных ответов на вопрос о количественном и качественном составе адронных ассоциаций /кластеры, резонансы, фэйрболы, π -balls /, однако вывод об их важной роли при высоких энергиях нам кажется очевидным.

Для получения более полной информации о механизмах множественного рождения адронов желательно выделение и детальное экспериментальное исследование вкладов в множественные характеристики различных областей фазового пространства.

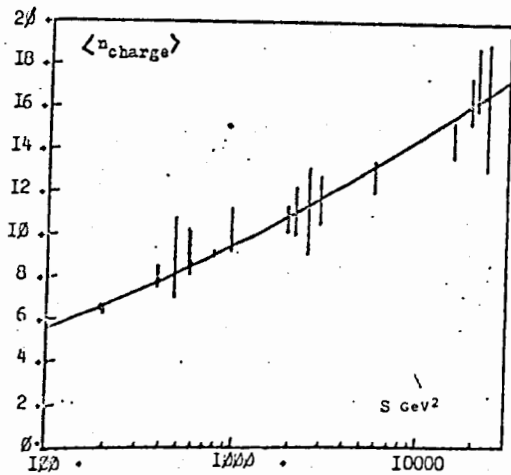


Рис. 10. Рост средней заряженной множественности $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ с ростом энергии $\langle n_{\text{ch}} \rangle = \ln s + \ln^2 s$.

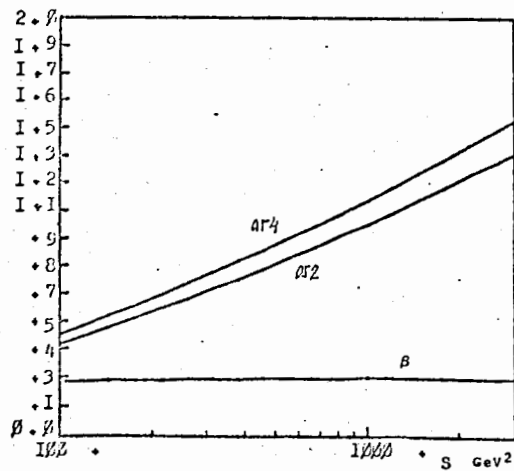


Рис. 11. Поведение параметров модели α_2 , α_4 и β с ростом энергии.

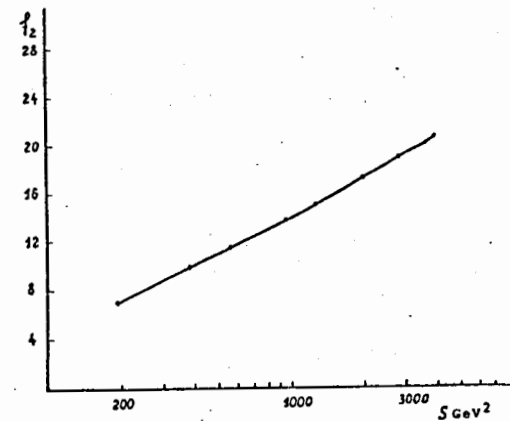


Рис. 12. Рост корреляционного параметра f_2 с ростом энергии.

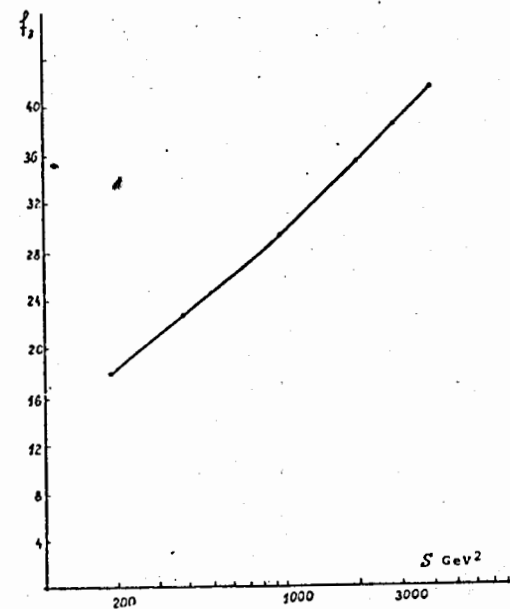


Рис. 13. Рост корреляционного параметра f_3 с ростом энергии.

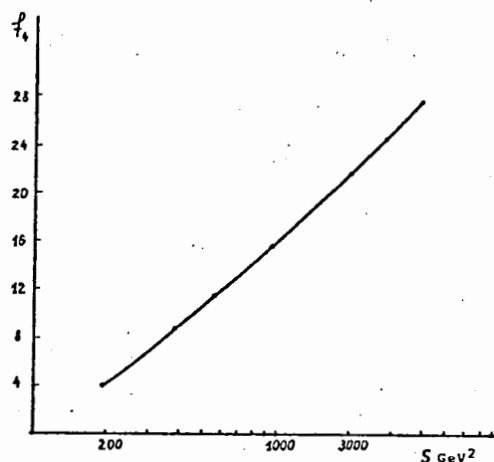


Рис. 14. Рост корреляционного параметра f_4 с ростом энергии.

Авторы приносят глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянный интерес к работе и научную поддержку. Мы весьма признательны Ю.А.Будагову, А.Н.Квинихидзе, С.П.Кулешову, В.А.Матвееву, М.Д.Матееву, Р.М.Мир-Касимову, Л.А.Слепченко за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. *Phys. Lett.*, 1967, 25B, p.611.
2. См. обзоры /и ссылки в них/: Андреев И.В., Дреммин И.М. *УФН*, 1977, 122, №1, с.37; Кулешов С.П. и др. *ЭЧАЯ*, 1974, 5, с.3; Квинихидзе А.Н. и др. *ЭЧАЯ*, 1977, 8, с.478.
3. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A. *CERN*, TH-1707, Geneva, 1973.
4. Sissakian A.N., Slepchenko L.A. *Fizika*, 1978, 10, p.21.
5. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N., *Fizika*, 1973, 5, p.67; Grishin V.G. e.a. *JINR*, E2-6596, Dubna, 1972; *Nuovo Cim.Lett.*, 1973, 8, p.590. Sissakian A.N. *JINR*, E2-9086, Dubna, 1975, p.243.
6. Barbashov B.M. e.a. *Phys.Lett.*, 1970, 33B, p.484.

7. См. обзор: Вернов С.Н., Фейнберг Е.Л. *ОИЯИ*, P1,2-8529, Дубна, 1975, с.73.
8. Курилин А.С. и др. *ОИЯИ*, Д2-11833, Дубна, 1978.
9. Slattery P. *Phys.Rev.*, 1973, D7, p.2073; Thome W. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, B129, p.365.
10. См. обзоры и ссылки в них: Митрюшкин В.К., Сисакян А.Н. *ОИЯИ*, Д2-10533, Дубна, 1977, с.277; Сисакян А.Н. *ОИЯИ*, Д1,2-10400, Дубна, 1977 /мини-раппортерский доклад на 18 Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976/. *ОИЯИ*, Д1,2-10400, Дубна, 1977.
11. Александров Л. *ЖВМ и МФ*, 1971, 11, с.1.
12. Александров Л. *ОИЯИ*, Б1-5-9969, Дубна, 1976.
13. Alexandrov L.A., Mavrodiev S.Cht. *JINR*, E2-9936, Dubna, 1976.
14. Chaudhary B.S., Malhotra P.K. *Nucl.Phys.*, 1975, B86, p.360.
15. Wilson K. *CLNS-131*, Cornell, 1971.
16. Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий /множественные процессы/, *ОИЯИ*, Д1,2-9224, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 октября 1978 года.