Труды II Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и КТП, Протвино, 1979. Протвино, 1979.

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С.Щ.Мавродиев, А.Н.Сисакян
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Г.Т.Торосян
Ереванский государственный университет

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, около 80% соударений адронов при высоких энергиях сопровождаются множественным рождением вторичных частиц (преимущественно π-мезонов). К числу наиболее просто измеряемых на эксперименте характеристик множественных процессов относятся так называемые топологические сечения и их моменты (параметры) такие, как средняя множественность, дисперсия и др. Эти величины, несмотря на свой интегральный характер, несут достаточно детальную информацию о процессе. В то же время теоретический анализ топологических характеристик, являясь одной из центральных проблем множественного рождения, сопряжен с многими трудностями, основная из которых – описание с единых теоретических позиций совокупности известных закономерностей и свойств различных процессов.

В последние годы стало очевидным, что описание таких процессов в рамках той или иной гипотезы о едином механизме образования вторичных частиц не является удовлетворительным. В работе /1/ была высказана идея о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих образованию различных по природе групп частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность. Эта идея стимулировала развитие так называемого подхода [2,10] в теории множественного рождения, который исходит из наличия в каждом акте взаимодействия нескольких механизмов образования вторичных частиц. Отметим, что этот подход развивается в органической связи с гипотезой существования кластеров, наблюдаемых на опыте как коррелированные группы частиц. Интерес к подобным моделям обусловлен, в частности, экспериментальными указаниями на значительное преобладание вторичных частиц, рождающихся через кластеры (или резонансы), т.е. не непосредственно.

Таким образом, встает вопрос о едином описании топологических характеристик и их энергетической зависимости для различных типов сталкивающихся частиц и связанная с этим проблема выяснения физического смысла различных механизмов образования частиц и свойств адронных ассоциаций (кластеров, резонансов). Рассмотрению этих вопросов в рамках феноменологической многокомпонентной модели [3] и посвящена настоящая работа. В разделе 2 дается описание физической картины, возникающей при изучении модели. В следующей части работы проводится сравнение выводов модели с экспериментальными данными о топологических характеристиках pp-, $\bar{p}p$-, $K^{\pm}p$-, $\pi^{\pm}p$-взаимодействий в широком интервале энергий. При этом делается попытка проанализировать зависимости при высоких энергиях множественных распределений от квантовых чисел сталкивающихся частиц. В разделе 4 представлены основные выводы из проведенного анализа.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В работе [3] была развита кластерная модель двух механизмов (МДМ) для описания топологических распределений и средней множественности в $(pp \to n_{ch}+X_o)$- процессах. Схема может быть применена для описания топологических распределений $\bar{p}p$-, $K^{+}p$-, $\pi^{\pm}p$-процессов при высоких энергиях. Модель строится в предположении о существовании двух независимых механизмов рождения частиц в адрон-адронном процессе:

а) диссоциации сталкивающихся частиц с образованием лидирующих частиц;

б) независимого испускания разного сорта нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с изоспином $I = 0$.

Основываясь на этих предположениях, для вероятностного распределения по числу кластеров имеем

$$W^{i,j}_{n_1,n_2} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \ldots , \qquad (1)$$

где α_i, β_j – вероятности i-и j-го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно; $n_\ell(\langle n_\ell \rangle)$ – множественность (средняя множественность) кластеров типа ℓ; $P_n(\langle n \rangle)$ – пуассоновское распределение[*]. Для получения наблюдаемой интегральной характеристики топологического сечения необходимо просуммировать (1) по числу возможных каналов диссоциации и по числу кластеров, учитывая при этом закон сохранения заряда.

Феноменологический анализ позволяет предположить, что сталкивающиеся частицы диссоциируют не более чем на три частицы и что вероятности продиссоциировать на три заряженные частицы равны для налетающей частицы и частицы мишени. Далее предположим для кластеров следующие моды распадов: σ ($\sigma \to \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$), ω($\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$), B($B \to 2\pi^+2\pi^-$, $\pi^+\pi^-2\pi^0$, $4\pi^0$). Эта схема, в принципе, допускает возможность кластерам распадаться через промежуточные резонансы.

Нетрудно показать, что из (1) в рамках сделанных конкретных допущений распределение по множественности заряженных частиц в процессах $ap \to n_{ch} + X_0$ ($a = \bar{p}, p, K^{\pm}, \pi^{\pm}$) будет иметь вид:

---

[*] Формула (1), имеющая ясный физический смысл, находит обоснование в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей /4/, которое является теоретической реализацией гипотезы лидирующих частиц, возникшей в физике космических лучей /5/.

$$W_{n_c} = \alpha^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-2}{4}\right]} p_n(b)\, p_{\frac{n_c-2-4n}{2}}(a) + 2\alpha(1-\alpha) \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-4}{4}\right]} p_n(b)\, p_{\frac{n_c-4-4n}{2}}(a) +$$
$$+ (1-\alpha)^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-6}{4}\right]} p_n(b)\, p_{\frac{n_c-6-4n}{2}}(a), \qquad (2)$$

где a и b – средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно:

$$a \equiv \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} \rangle,$$
$$b \equiv \langle n_{2\pi^+2\pi^-} \rangle.$$

Здесь α – вероятность продиссоциировать не более чем на одну заряженную частицу; $[A]$ – целая часть числа A. Числа заряженных и нейтральных частиц в конечном состоянии можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} n_c &= 2n_{\pi^+\pi^-} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{2\pi^+2\pi^-} - \ell_c, \\ n_0 &= 2n_{\pi^0\pi^0} + n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{4\pi^0} + \ell_0, \end{aligned} \qquad (3)$$

где ℓ_c и ℓ_0 – числа заряженных и нейтральных частиц среди продуктов диссоциации сталкивающихся адронов. При этом основные характеристики распределения по множественности заряженных частиц (2) имеют следующий вид*):

$$\begin{aligned} \langle n_c \rangle \equiv f_1 &= 2a + 4b + 2 + 4(1-\alpha), \\ f_2 &= 2a + 12b - 8\alpha^2 + 12\alpha - 6, \\ f_3 &= 24b - 32\alpha^3 + 72\alpha^2 - 48\alpha - 12, \\ f_4 &= 24b - 192\alpha^4 + 576\alpha^3 - 600\alpha^2 + 240\alpha - 36. \end{aligned} \qquad (4)$$

3. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО АДРОН-АДРОННЫМ СТОЛКНОВЕНИЯМ

В этом разделе будет дано совместное описание с помощью формул (2), (4) имеющихся в настоящее время ускорительных экспериментальных

---

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

$$\langle n_c \rangle = 2a + 4b + c + 4(1-\alpha), \qquad (4a)$$

который получился близким к своему теоретическому значению $c = 1{,}93 \pm 0{,}10$.

данных по $\bar{p}p$-, pp-, $K^{\pm}p$-, $\pi^{\pm}p$-взаимодействиям при высоких энергиях ($S > 100$ ГэВ^2), а также дан анализ на основе этого сравнения энергетических зависимостей и зависимостей параметров задачи от квантовых чисел сталкивающихся адронов. Сравнение проводилось с использованием экспериментальных результатов, опубликованных в работах /6/ и соответствующих следующим энергиям: 1) $\bar{p}p$, $S = 189$ ГэВ^2; 2) pp, $S = 193$, 386, 570, 762, 962, 2025, 2810, 3870 ГэВ^2; 3) K^-p, $S = 277$ ГэВ^2; 4) K^+p, $S = 189$ ГэВ^2; 5) π^+p, $S = 114$, 189 ГэВ^2; 6) π^-p, $S = 189$, 277, 386 ГэВ^2. Экспериментальный материал включал 185 точек по зарядовым распределениями и 35 точек по средней множественности.

Для a, b и α был выбран следующий вид энергетической зависимости (см. работу /3/)[ж]:

$$a = a_1(\ell n\, s/s_0)^{a_2}, \quad b = a_3(\ell n\, s/s_0)^{a_2}, \quad \alpha = \frac{1 + a_4 \ell n\, s/s_0}{1 + \ell n\, s/s_0}. \tag{5}$$

Для однозначного определения шести групп параметров a_1, a_2, a_3, a_4 для рассматриваемых шести процессов достаточно отличать сталкивающиеся частицы по массе и заряду. Был выбран следующий простой вид зависимости a_1, a_2, a_3, a_4 от квантовых чисел

$$a_1 = c_1 + c_2(m_a + m_b)^2 + c_3(q_a + q_b)^2,$$
$$a_2 = c_4 + c_5(m_a + m_b)^2 + c_6(q_a + q_b)^2,$$
$$a_3 = c_7 + c_8(m_a + m_b)^2 + c_9(q_a + q_b)^2,$$
$$a_4 = c_{10} + c_{11}(m_a + m_b)^2 + c_{12}(q_a + q_b)^2.$$

Значения параметров c_i ($i = 1, \dots, 12$) определяются из решения следующей системы уравнений:

$$W_{n_c}^{теор}(s, c_i, j) - W_{n_c}^{экс}(j) = 0, \qquad j = 1, \dots, 185,$$
$$\langle n_c \rangle^{теор}(s, c_i, j) - \langle n_c \rangle^{экс}(j) = 0, \qquad j = 1, \dots, 35,$$

[ж] Такой выбор энергетической зависимости для α связан со слабо меняющимся вкладом дифракционного механизма с ростом энергии. Для a и b выбор сделан исходя из связи этих параметров со средней множественностью $\langle n_c \rangle$ (см. (4)).

которая решалась методом авторегулированных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона /7/ с помощью программного комплекса COMPIL /8/*). Для получения графической информации использовался язык Sigma /9/. В процессе подгонки некоторые из C_i оказались равными нулю. Окончательно для a_1, a_2, a_3, a_4 были найдены следующие зависимости от масс и зарядов:

$$
\begin{aligned}
a_1 &= A_1(m_a + m_b)^2, \\
a_2 &= A_2 + A_3(m_a + m_b)^2 + A_4(q_a + q_b)^2, \\
a_3 &= A_5(m_a + m_b)^2, \\
a_4 &= A_6 + A_7(m_a + m_b)^2,
\end{aligned}
\tag{6}
$$

где m_a, m_b и q_a, q_b – соответственно массы и заряды сталкивающихся частиц a, b и

$$
\begin{aligned}
&A_1 = 0{,}029 \pm 0{,}008; \quad A_2 = 2{,}226 \pm 0{,}072; \quad A_3 = -0{,}162 \pm 0{,}070; \\
&A_4 = -0{,}008 \pm 0{,}001; \quad A_5 = 0{,}013 \pm 0{,}002; \quad A_6 = 0{,}513 \pm 0{,}041; \\
&A_7 = 0{,}058 \pm 0{,}020.
\end{aligned}
\tag{7}
$$

Результаты сравнения модели (формулы (2) и (4)) с экспериментом представлены на рис. 1-6. Значения параметров a_1, a_2, a_3, a_4, a для различных процессов приведены в табл. 1. При этих значениях семи подгоночных параметров экспериментальные точки описываются вполне удовлетворительно ($\chi^2 = \frac{295}{185} \approx 1{,}6$). Близкие значения χ^2 данного описания и отдельного описания $pp \to n_{ch} + X_a$ процессов (см. работу /3/) $\chi^2 = 1{,}8$) указывают на то, что с той же степенью точности, с которой в работе /3/ был описан процесс pp, в настоящем исследовании найдены зависимости a, b и a от квантовых чисел и энергий для шести рассмотренных процессов.

Интересно отметить, что в a_1 и a_3 зависимость от заряда оказалась очень слабой, в то время как a и b пропорциональны квадрату массы системы сталкивающихся частиц. В a_2 эта зависимость также слабая и практически ею можно пренебречь ($A_4 \approx 0$).

---

*) Программа C401, 421 из библиотеки стандартных программ ОИЯИ, реализованных на ЭВМ СДС-6500.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный модельный анализ дает возможность сделать ряд выводов о проявлении некоторых закономерностей множественных распределений и их корреляционных параметров при высоких энергиях, а также о проявлении определенных различий этих характеристик в зависимости от сорта сталкивающихся частиц. Приведем здесь основные из этих следствий.

1. Распределения по множественности (см. рис. 1) расширяются с ростом энергии (распределения значительно шире пуассоновских с данной средней множественностью). Причем скорость расширения различна для разных процессов $V_{pp} < V_{Kp} < V_{\pi p}$ при сверхвысоких энергиях. На эту особенность наглядно указывает разная степень роста соответствующих корреляционных параметров f_2 при сверхвысоких энергиях (см. рис. 2). Эти явления (уширение, резкое отличие от пуассоновского распределения) существенно связаны с 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 $\ln S \div \ln^2 S$. Причем для различных процессов степень роста этой величины разная (см. рис. 3 и табл. 1). На распределениях по множественности (рис. 1) это проявляется в смещении с ростом энергии максимума функции W_n вправо (в область больших n). При этом относительное расположение этих максимумов при заданной энергии для разных процессов регулируется соотношением соответствующих корреляционных параметров f_3 (см. рис. 4). Положительные значения этого параметра свидетельствуют об "отставании" максимума W_n от максимума пуассоновского распределения с данной средней множественностью. Отметим здесь, что слабая зависимость степени роста a и b приводит к растущему с энергией различию между корреляционными параметрами процессов a^+p и a^-p ($a = p, K, \pi$), которое может быть существенным при очень высоких энергиях.

---

*) Отметим, что 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 /10/). Такие нерегулярности, допускающиеся в данной модели, были исследованы в работе /11/.

3. Как видно из формул (5) и (6), отношение средних чисел кластеров, распадающихся соответственно на две и четыре заряженные частицы $a(s)$ и $b(s)$, постоянно ($\frac{a(s)}{b(s)} \approx 2{,}13$). Порядок значения этого отношения соответствует физической картине, в которой четырехчастичный кластер с изоспином $I = 0$ распадается сначала на две системы с изоспинами $I_1 = I_2 = 1$, которые, в свою очередь, распадаются на π-мезоны. Легко видеть, что такую ситуацию можно получить, например, рассматривая четырехчастичный кластер как состояние двух векторных ρ-мезонов с изоспином, равным нулю:

$$\frac{\omega\,[(\rho\rho)^{I=0} \to \rho^+\rho^- \to \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0]}{\omega\,[(\rho\rho)^{I=0} \to \rho^0\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-]} = 2\,.$$

Отметим, что проведенный анализ указывает на рост с энергией вклада многочастичных кластеров $n>2$ (тяжелых кластеров $M_{кл} \geq 2$ ГэВ [12]).

4. Функция $a(s)$, связанная с диссоциацией, почти не меняется для данного процесса в изученном интервале энергий, что говорит о слабом изменении вклада дифракционного механизма с ростом энергии. Однако, как видно из (5), (6) и (7), значение величины a сильно зависит от масс начальных частиц (см. табл. 1).

5. Обращают на себя внимание растущие в рассматриваемой области положительные значения корреляционного параметра f_4. Эта особенность свидетельствует в пользу наличия здесь существенных четырехимпульсных корреляций. Исследование этих корреляций дает прямые сведения о наличии предполагаемых в модели четырехчастичных кластеров. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Как указывает эксперимент, величина $Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{D_c}$ остается постоянной и равной приблизительно $Z_c \approx 2$ в изученном интервале энергий*). Эту величину легко выразить через корреляционный параметр f_2^{--} распределения отрицательно заряженных частиц (см. работу [11]):

$$Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{\sqrt{2\langle n_c \rangle + 4f_2^{--} - 4}}\,, \qquad (8)$$

*) Равенство $Z_c \approx 2$ означает точное выполнение КНО-скейлинга [13].

которая в рамках нашей модели однозначно связана с наличием четырехчастичных кластеров. При $f_2 = 0$ равенство $Z_c = 2$ выполняется при $\langle n_c \rangle = 4$ (т.е. при $P_L = 19$ ГэВ/с в pp–процессах). При дальнейшем росте энергии выполнение равенства $Z_c = 2$ требует положительных значений f_2^{--}. Взяв $\langle n_c \rangle$ из эксперимента и подсчитав f_2^{-} по формуле $f_2^{--} = (f_2^{-} - \langle n_c \rangle + 4)/4$ (см. работу /11/), можем сравнить полученные таким образом Z_c с его экспериментальными значениями. Это сравнение может выявить количественное согласие рассмотренных четырехчастичных кластеров с экспериментом. Как видно из табл. 2, согласие удовлетворительное, что свидетельствует о важной роли четырехчастичных кластеров (в указанном интервале энергий) и, в частности, о их значении в анализе закона подобия КНО.

С другой стороны, подсчитанные по модели значения $Z_c = 2$ говорят о приблизительном выполнении закона КНО в модели, а возникшие отклонения связаны с конкуренцией компонент.

В заключение отметим, что проведенный выше в рамках модели феноменологический анализ указывает на возрастающую роль многочастичных адронных ассоциаций (кластеров с $n_{кл} > 4$) в процессах с большими множественностями, введение которых не требуется для описания экспериментов при относительно малых энергиях ($p \lesssim 100$ ГэВ/с /14/). Но, к сожалению, имеющиеся экспериментальные данные не дают пока прямых и однозначных ответов на вопрос о количественном и качественном составе адронных ассоциаций.

Для получения более полной информации о механизмах множественного рождения адронов желательно выделение и детальное экспериментальное исследование вкладов в множественные характеристики различных областей фазового пространства. Безусловно, полные сведения о поставленных здесь вопросах невозможно извлечь без развития, с другой стороны, конкретных теоретических схем, адекватных механизмов образования частиц, устанавливающих связь этих механизмов со структурой адронов /15/.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку. Мы имели возможность неоднократно обсуждать результаты работы с Ю.А.Будаговым, В.Г.Кадышевским, А.Н.Квинихид-

зе, С.П.Кулешовым, В.А.Матвеевым, М.Д.Мир-Касимовым, В.К.Митрюшкиным, В.И.Савриным, Л.А.Слепченко и глубоко признательны им за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Nguen Van Hieu. Phys. Lett., 25B, 611 (1967).
2. S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian. Fizika 5, 67 (1973); V.G.Grishin et al. Preprint JINR E2-6596, Dubna, 1972; Nuovo Cim. Lett., 8, 590 (1973);
   A.N.Sissakian. Preprint JINR, E2-9086, Dubna, 1975, 243.
3. С.Щ.Мавродиев, В.К.Митрюшкин, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян. Препринт ОИЯИ Д2-11947, Дубна, 1978.
4. B.M.Barbashov et al. Phys. Lett., 33B, 484 (1970).
5. С.Н.Вернов, Е.Л.Фейнберг. Препринт ОИЯИ Р12-8529, Дубна, 1975, 73.
6. a) R.E.Ansorge et al. Phys. Lett., 59B, 299 (1975);
   b) P.Slattery. Phys. Rev., D7, 2073 (1973);
   C.Bromberg et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1563 (1973);
   W.Thome et al. Nucl. Phys., B129, 365 (1977);
   E.Albini et al. Nuovo Cim., 32A, 101 (1976);
   c) D.Fong et al. Nucl. Phys., B102, 386 (1976);
   d) V.E.Barnes et al. Phys. Rev. Lett., 34, 415 (1974);
   e) E.L.Berger. Nucl. Phys., B77, 365 (1974);
   G.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1271 (1977);
   f) C.Bromberg et al. Phys. Rev., D15, 64 (1977);
   W.M.Morse et al. Phys. Rev., D15, 66 (1977).
7. Л.Александров. ЖВМ и МФ, 11, 1 (1971); препринт ОИЯИ Р5-5511, Дубна, 1970.
8. Л.Александров. Препринт ОИЯИ Б1-5-9969, Дубна, 1976.
9. R.Hagedorn et al. Preprint CERN 73-5, 1973.
10. K.Wilson.CLNS-131, Cornell, 1971.
11. А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян. Препринт ОИЯИ, Р2-12685, Дубна, 1979.
12. А.С.Кирилин и др. Препринт ОИЯИ Д2-11833, Дубна, 1978.
13. Z.Koba, H.B.Nielson, P.Olesen. Nucl. Phys., B40, 317 (1972).
14. A.Wroblewski. Proceed. of VIII Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics, 12-17 June, Kaysersberg, 1977.
15. См. обзоры и ссылки в них:
   И.В.Андреев, И.М.Дремин. УФН, 122, 37 (1977);
   С.П.Кулешов и др. ЭЧАЯ, 5, 3 (1974);
   А.П.Квинихидзе и др. ЭЧАЯ, 8, 478 (1977);
   C.Guigg, J.D.Jackson. NAL-THY-93, Batavia, 1972;
   C.Guigg. Lectures in Summer School, McGill Univ., ITP-SB-73-42;
   K.Fialkowski, H.Miettenen. Phys. Lett., 43B, 611 (1973);
   A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili. CERN, TH-1707, Geneva, 1973.

Таблица 1

Значения параметров a_1, a_2, a_3, a_4 и a для рассмотренных процессов

	a_1	a_2	a_3	a_4	a
PP	0,101 ±0,022	1,656 ±0,085	0,047 ±0,004	0,718 ±0,102	0,774 –0,753
PP	0,101 ±0,022	1,630 ±0,090	0,047 ±0,004	0,718 ±0,102	0,774 –0,753
K^-p	0,059 ±0,013	1,894 ±0,076	0,028 ±0,002	0,632 ±0,076	0,694 –0,675
K^+p	0,059 ±0,013	1,868 ±0,081	0,028 ±0,002	0,632 ±0,076	0,694 –0,075
π^-p	0,033 ±0,007	2,038 ±0,070	0,016 ±0,001	0,581 ±0,060	0,649 –0,630
π^+p	0,033 ±0,007	2,012 ±0,075	0,016 ±0,001	0,581 ±0,060	0,649 –0,630

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и модельных значений переменного Вроблевского $Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{D_c}$

S, (ГэВ^2)	193	386	570	762	962	2025	2810	3970
$Z_c^{теор}$	1,835	1,93	1,98	1,88	1,92	2,011	2,06	2,12
$Z_c^{экс}$	2,001	1,967	2,023	1,89	1,967	1,867	1,841	1,843

а)

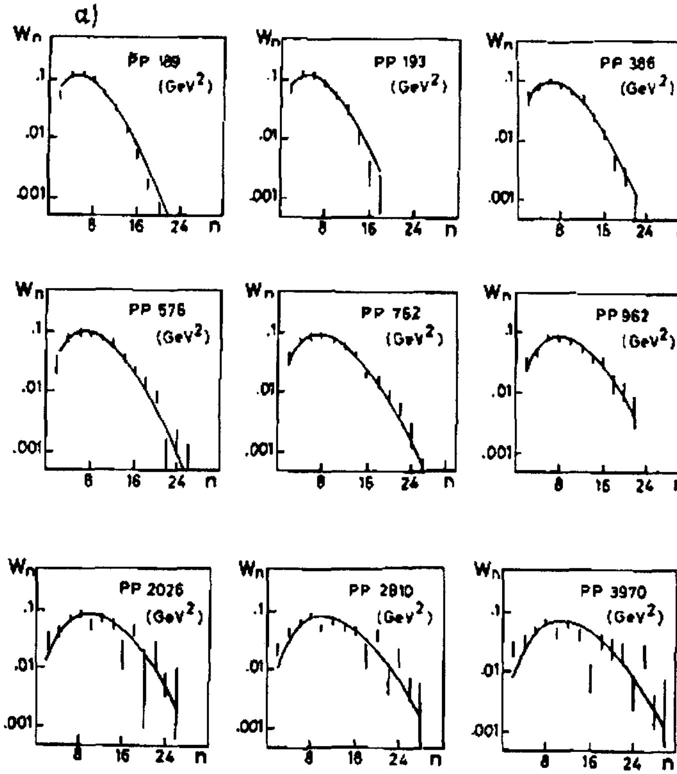
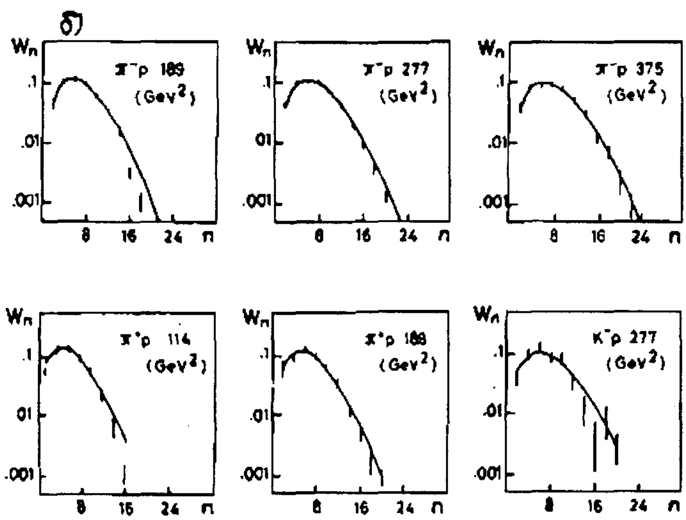
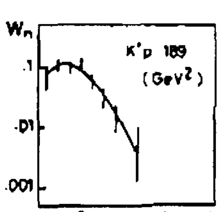


Рис. 1а. Распределение вторичных частиц по множественности для $\bar{p}p$- и pp-процессов при энергиях $S \sim 200 \div 4000$ ГэВ^2

б)





б. Распределение вторичных частиц по множественности для $\pi^{\pm}p$- и $K^{\pm}p$-процессов при энергиях $S \sim 200 \div 400$ ГэВ^2.

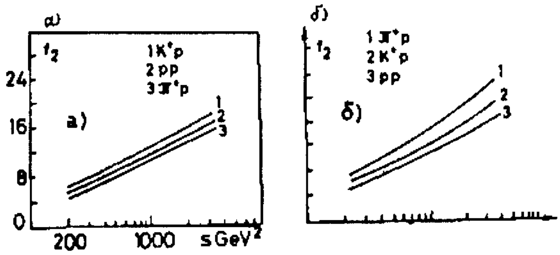


Рис. 2. Зависимость корреляционного параметра f_2 от энергии для pp-, Kp- и πp-процессов: а) при имеющихся ускорительных энергиях, б) при сверхвысоких энергиях $S > 10^5$–10^8 ГэВ^2.

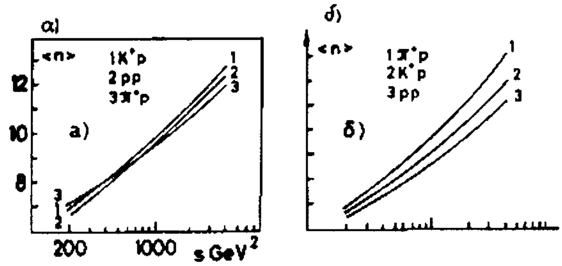


Рис. 3. Зависимость средней заряженной множественности $\langle n \rangle$ энергии для pp-, Kp- и πp-процессов: а) при имеющихся ускорительных энергиях, б) при сверхвысоких энергиях $S > 10^5$–10^8 ГэВ^2.

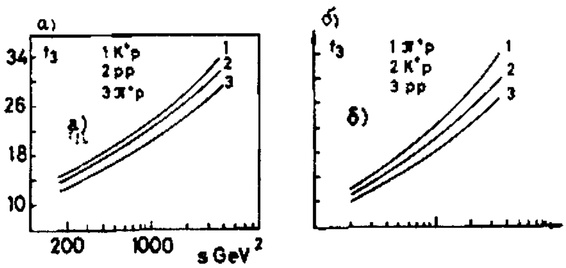


Рис. 4. Зависимость корреляционного параметра f_3 от энергии для pp-, Kp- и πp-процессов: а) при имеющихся ускорительных энергиях, б) при сверхвысоких энергиях $S > 10^5$–10^8 ГэВ^2.

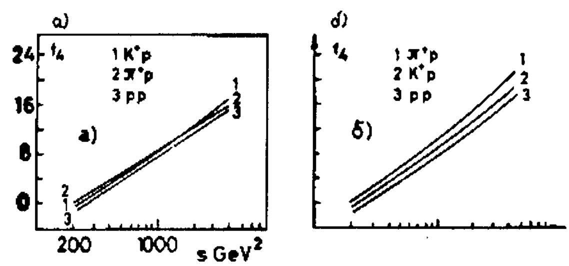


Рис. 5. Зависимость корреляционного параметра f_4 от энергии для pp-, Kp- и πp-процессов: а) при имеющихся ускорительных энергиях, б) при сверхвысоких энергиях $S > 10^5$–10^8 ГэВ^2.