

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.171

**МНОГОЧАСТИЧНЫЕ И ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ****А. К. Диходед, П. В. Шляпников****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	3
2. Обозначение. Инклюзивные правила сумм . . . . .	4
3. Полные инклюзивные сечения . . . . .	8
4. Закономерности подхода к скейлингу и инклюзивные распределения . . . . .	12
а) Подход к масштабному пределу в области фрагментации (13). б) Подход к скейлингу в центральной области (22). в) Поперечный скейлинг (30). г) Связь с глубоко-неупругим рассеянием (31). . . . .	
5. Инклюзивное рождение резонансов . . . . .	36
а) Инклюзивное образование мезонных резонансов (38). б) Инклюзивное образование барионных резонансов (49). . . . .	
6. Выводы . . . . .	55
Цитированная литература . . . . .	56

**1. ВВЕДЕНИЕ**

В задачу настоящего обзора входит освещение основных экспериментальных результатов, полученных при исследовании многочастичных процессов при высоких энергиях. Глобальное описание многочастичных процессов в рамках инклюзивного подхода, сформулированного Логуновым с сотрудниками<sup>1</sup>, первые экспериментальные указания на существование масштабной инвариантности в адронных взаимодействиях<sup>2, 3</sup> и их теоретическое переосмысливание в рамках гипотез предельной фрагментации<sup>4</sup> и скейлинга<sup>5</sup> стимулировали бурное развитие этой области физики высоких энергий и способствовали получению огромного количества экспериментальных и теоретических результатов, существенно углубивших наше понимание механизмов множественного образования частиц.

Много важных результатов было представлено на недавней XVIII Международной конференции по физике высоких энергий в Тбилиси. Так, в экспериментах в широком диапазоне энергий от нескольких Гэв до 2000 Гэв надежно установлено драматическое нарушение скейлинга в центральной области. Получены веские доказательства, что образование наблюдаемых частиц в многочастичных реакциях идет в основном через рождение и последующий распад резонансов. Тем самым, явления кластеризации и короткодействующие эффекты в корреляциях, по-видимому, могут быть в значительной степени объяснены образованием резонансов. Ряд экспериментальных результатов указывает на существование глубокой аналогии между процессами в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях при высоких энергиях.

Обилие экспериментальных данных не позволяет в рамках одного обзора затронуть все аспекты физики многочастичных процессов. Поэтому

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1978.

основное внимание будет уделено самым последним результатам, полученным при изучении многочастичных и инклюзивных реакций, в свете итогов Тбилисской конференции. Неизбежные пробелы в изложении могут восполнить ряд обстоятельных обзоров<sup>6-11</sup>. Канву настоящего обзора составят недавние обзорные доклады авторов<sup>12-14</sup>, в которых в ряде случаев экспериментальный материал представлен более полно и содержится более подробная библиография.

В гл. 2 вводятся обозначения, рассматриваются инклюзивные правила сумм и следствия, вытекающие из экспериментально установленного роста полных сечений с энергией и гипотезы о масштабной инвариантности. В гл. 3 обсуждаются экспериментальные данные по полным инклюзивным сечениям  $\pi$ -мезонов и нейтральных странных частиц в адрон-адронных взаимодействиях и их энергетические зависимости. Гл. 4 посвящена закономерностям подхода к скейлингу в областях фрагментации первичных частиц и в центральной области и инклюзивным одночастичным распределениям. Энергетические зависимости инклюзивных сечений в разных кинематических областях сравниваются с различными теоретическими представлениями. Обсуждаются эксперименты по проверке факторизуемости ведущих реджевских особенностей, поперечный скейлинг, связь инклюзивных реакций с глубоко-неупругим рассеянием. Гл. 5 посвящена инклюзивному рождению мезонных и барионных резонансов. Проводится сравнение экспериментальных данных с предсказаниями кварковых моделей, обсуждаются характерные свойства инклюзивных распределений резонансов и механизмов их рождения. В заключение кратко суммируются основные результаты.

## 2. ОБОЗНАЧЕНИЯ. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРАВИЛА СУММ

Вот уже несколько лет, как изучение одночастичных и двухчастичных инклюзивных реакций

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (2.1)$$

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X, \quad (2.2)$$

в которых исследуются распределения одной или двух частиц, а по всем остальным частицам системы  $X$  производится интегрирование, стало одним из основных методов исследования многочастичных процессов. Для описания этих реакций вводятся инвариантные функции распределения:

$$f(p_c, s) = E_c \frac{d^3\sigma}{d^3p_c}, \quad (2.3)$$

$$f_2(p_1, p_2, s) = E_1 E_2 \frac{d^6\sigma}{d^3p_1 d^3p_2}. \quad (2.4)$$

Двухчастичные инклюзивные реакции дополнительно характеризуются корреляционной функцией

$$c_2(p_1, p_2, s) = \rho_2(p_1, p_2, s) - \rho(p_1, s) \rho(p_2, s), \quad (2.5)$$

где  $\rho_2(p_1, p_2, s) = f_2(p_1, p_2, s)/\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\rho(p_1, s) = f(p_1, s)/\sigma_{\text{tot}}$  — соответственно двумерная и одномерная плотности распределения \*).

Интегрирование (2.3) — (2.5) по лоренц-инвариантному фазовому объему  $E_c^{-1} d^3p_c$  или  $E_1^{-1} E_2^{-1} d^3p_1 d^3p_2$ , соответственно приводит к

\*) Вместо нормировки на полное сечение  $\sigma_{\text{tot}}$  в (2.5) — (2.8) можно использовать нормировку на полное неупругое сечение  $\sigma_{\text{inel}}$  или на сечение  $\sigma_{\text{inel}}(c)$  только таких событий, в которых рождаются частицы типа  $c$ . В этом случае  $\langle n_c \rangle$  — средняя множественность частиц типа  $c$  на неупругие события или на такие события, где рождаются только частицы  $c$ .

следующим соотношениям:

$$\int d^3 p_c E_c^{-1} f(\mathbf{p}_c, s) = \langle n_c \rangle \sigma_{\text{tot}}, \quad (2.6)$$

$$\int d^3 p_1 d^3 p_2 E_1^{-1} E_2^{-1} f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle \sigma_{\text{tot}}, \quad (2.7)$$

$$\int d^3 p_1 d^3 p_2 E_1^{-1} E_2^{-1} C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle. \quad (2.8)$$

Интеграл (2.6) называется полным инклюзивным сечением частицы  $c$  в реакции (2.1), а интеграл (2.8) — интегральным корреляционным параметром, равным  $\langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$ , когда частицы  $c_1$  и  $c_2$  в реакции (2.2) тождественны. Кинематические корреляции, обусловленные законами сохранения энергии и импульса, приводят к ненулевым значениям интегрального корреляционного параметра даже при отсутствии динамических корреляций между частицами.

В экспериментах с неполяризованными частицами в силу азимутальной симметрии взаимодействия относительно направления сталкивающихся частиц функция распределения  $f(\mathbf{p}, s)$  при фиксированной полной энергии  $\sqrt{s}$  в СЦМ зависит лишь от двух переменных. Наиболее часто используемые наборы переменных и соответствующие выражения для  $f(\mathbf{p}, s)$  приведены в табл. I.  $p$ ,  $p_L$ ,  $p_T$  и  $\Omega$  — абсолютная величина, продольная

Таблица I

Переменные	$p, \Omega$	$p_L, p_T^2$	$x, p_T^2$	$y, p_T^2$	$M^2, t$
$f(\mathbf{p}, s)$	$\frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega}$	$\frac{E}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dp_T^2 dp_L}$	$\frac{E}{\pi p_{\text{max}}} \frac{d^2 \sigma}{dp_T^2 dx}$	$\frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dp_T^2 dy}$	$\simeq \frac{d^2 \sigma}{\pi dt d(M^2/s)}$

и поперечная составляющие импульса  $p$  инклюзивной частицы и его телесный угол соответственно, которые вместе с быстротой  $y = (1/2) \ln [(E + p_L)/(E - p_L)]$  могут быть определены в СЦМ, лабораторной системе или системе покоя налетающей частицы. Вместо переменной  $p_T$  часто используется поперечная масса  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_c^2}$ . Масштабная переменная  $x = p_L/p_{\text{max}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 2p_L/\sqrt{s}$  определена в СЦМ;  $M^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$  — квадрат недостающей массы к частице  $c$  в реакции (2.1), а  $t = (p_a - p_c)^2$  — передаваемый ей квадрат четырехимпульса.

Функция распределения  $f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s)$  и корреляционная функция  $C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s)$  для двухчастичной инклюзивной реакции (2.2) при фиксированном  $s$  зависят от пяти переменных. Обычно при представлении экспериментальных данных и теоретических предсказаний по большей части переменных во всем диапазоне их изменения, либо в каких-то интервалах производится интегрирование. Так, при исследовании инклюзивного образования резонансных состояний анализируются спектры эффективных масс двух частиц  $M_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2$ . Двухчастичные корреляции изучаются в пространстве быстрот  $y_1, y_2$  двух частиц; исследуются корреляции по азимутальному углу  $\varphi_{12} = \arccos(\mathbf{p}_{T1} \mathbf{p}_{T2} / p_{T1} p_{T2})$  между поперечными импульсами.

Соотношения (2.6) — (2.8) представляют простейший пример так называемых инклюзивных правил сумм. Помимо них имеют место энергетические правила сумм<sup>15</sup>, которые для инвариантных функций

распределения  $f(\mathbf{p}, s)$  и  $f(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s)$  в реакциях (2.1) и (2.2) имеют следующий вид:

$$\sum_c \int d^3 p_c E_c^{-1} p_c^\mu f(p_c, s) = (p_a + p_b)^\mu \sigma_{\text{tot}}, \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \sum_{c_1, c_2} \int d^3 p_1 d^3 p_2 E_1^{-1} E_2^{-1} p_1^\mu p_2^\nu f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = \\ = (p_a + p_b)^\mu (p_a + p_b)^\nu \sigma_{\text{tot}} - \sum_{c_2} \int d^3 p_2 E_2^{-1} p_2^\mu p_2^\nu f(p_2, s). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Суммирование в (2.9), (2.10) проводится по всем сортам частиц в реакциях (2.1) и (2.2),  $\mu$  — индекс, обозначающий компоненты 4-импульса частицы. Рассмотрим несколько важных следствий, вытекающих из инклюзивных правил сумм (2.6) — (2.10), роста полных сечений и гипотезы масштабной инвариантности.

Закон сохранения энергии ( $p^4 = E_c$  в (2.9)) приводит к следующему соотношению, справедливому в СЦМ:

$$\sum_c \int d^3 p_c f(\mathbf{p}_c, s) = \sqrt{s} \sigma_{\text{tot}}. \quad (2.11)$$

Если ввести коэффициент неупругости  $\eta_c$ , под которым понимается доля полной энергии  $\sqrt{s}$ , уносимой частицами сорта  $c$ , то

$$\eta_c = \frac{1}{\sqrt{s} \sigma_{\text{tot}}} \int d^3 p_c f(\mathbf{p}_c, s). \quad (2.12)$$

В переменных  $x$  и  $p_T^2$  выражение (2.11) преобразуется к виду

$$\frac{\pi}{2} \sum_c \int dx_c dp_{Tc}^2 f(x_c, p_{Tc}^2, s) = \sigma_{\text{tot}}. \quad (2.13)$$

Таким образом, соотношение (2.13) прямо связывает энергетическую зависимость полных (неупругих) сечений с соответствующим поведением инвариантных функций распределений для инклюзивных реакций.

Рост полных сечений, впервые установленный в Серпухове и известный под названием серпуховского эффекта, часто связывается с совершенно новым кругом явлений, не имеющих аналога при низких энергиях и обусловленных появлением нового энергетического масштаба из-за рождения тяжелых частиц с массой порядка 3—5  $\Gamma_{\text{эв}}$ <sup>16</sup>. В моделях<sup>17</sup>, предполагающих насыщение верхней границы Фруассара, полное сечение в области энергий FNAL — ISR растет как

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_0 + \sigma_1 \ln^2 \left( \frac{s}{s_0} \right), \quad (2.14)$$

и содержит масштабный параметр  $s_0 \approx 120 \Gamma_{\text{эв}}^2$ , определяющий пороговую энергию нового механизма с максимальным насыщением парциальных волн.

Можно попытаться объяснить подобное пороговое поведение полного сечения энергетической зависимостью инвариантных инклюзивных распределений. В этой связи интересно проследить связь между наблюдаемым ростом полных сечений и гипотезой масштабной инвариантности<sup>5</sup>, утверждающей существование асимптотически не зависящего от  $s$  предела для функции распределения  $f(\mathbf{p}, s)$  при  $s \rightarrow \infty$ :

$$f(x, p_T^2, s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f^\infty(x, p_T^2). \quad (2.15)$$

Такой предел мог бы раньше наступать для инклюзивных реакций с легкими частицами и позднее для реакций с тяжелыми частицами, приводя к эффективному росту  $\sigma_{\text{tot}}$  с увеличением энергии. С другой стороны, исследование энергетической зависимости инклюзивных распределений в разных кинематических областях может также пролить свет на возможный механизм роста  $\sigma_{\text{tot}}$  при максимальных ускорительных энергиях.

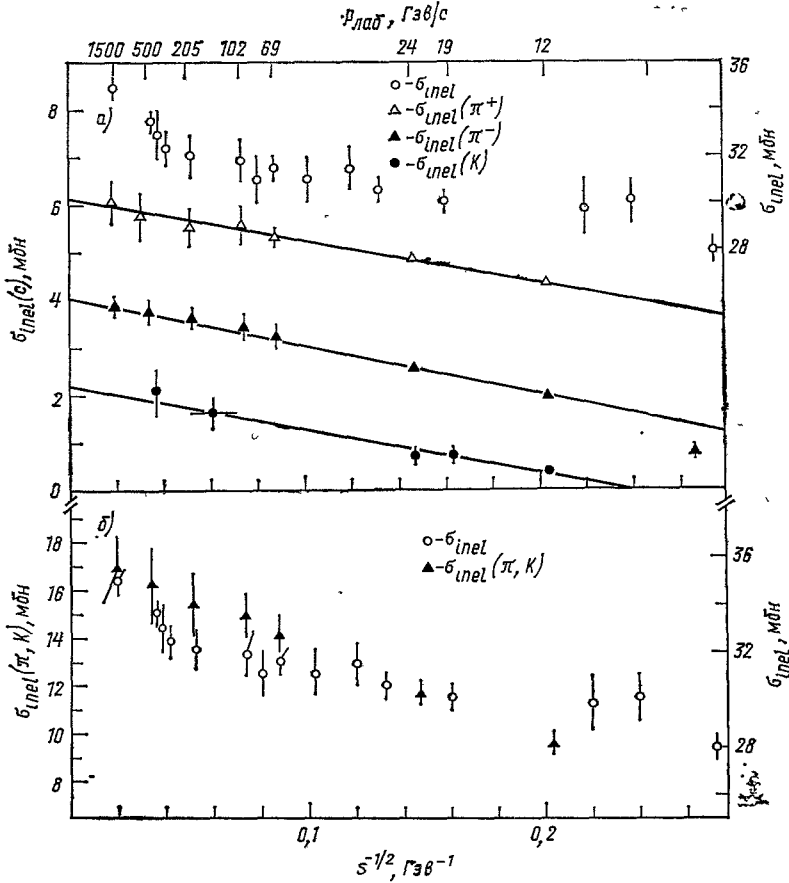


Рис. 1. Энергетические зависимости полного неупругого сечения (правая шкала) и вкладов в полное неупругое сечение от  $\sigma_{\text{inel}}(\pi^+)$ ,  $\sigma_{\text{inel}}(\pi^-)$ ,  $\sigma_{\text{inel}}(K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0)$  (левая шкала) (а) и полного неупругого сечения (правая шкала) и суммарного вклада в  $\sigma_{\text{inel}}$  от  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$  (левая) шкала (б) <sup>20</sup>.

Так, в одно время было популярным объяснение роста  $\sigma_{\text{inel}}$  за счет роста инклюзивных сечений протонов вблизи кинематической границы  $1 - |x| \ll 1$  (трехрежеонная область). Интегрирование инвариантных инклюзивных распределений в области  $|x| \geq 0,94$  действительно приводит к росту сечения как  $\ln s$  или  $\ln \ln s$ , в зависимости от поведения трехмерной вершины вблизи  $t = 0$  <sup>18</sup>. Однако этот рост за счет пика при  $|x| \rightarrow 1$  компенсируется убыванием протонного спектра при меньших значениях  $x$  в области фрагментации, так что суммарный вклад оказывается практически не зависящим от энергии <sup>19</sup>. Вместе с тем, как видно из рис. 1, абсолютный рост  $\sigma_{\text{inel}}$  для  $pp$ -взаимодействий в интервале энергий 24—1500  $\text{ГэВ}$  вполне объясняется ростом суммарного вклада

в  $\sigma_{inel}$  от  $\sigma_{inel}(\pi)$  и  $\sigma_{inel}(K)$ , обусловленного, как будет показано ниже, возрастанием инклюзивных сечений  $\pi$ - и  $K$ -мезонов в центральной области.

Гипотеза масштабной инвариантности (2.15) в приложении к инклюзивному правилу сумм (2.6) предсказывает асимптотическую зависимость от энергии для полных инклюзивных сечений. Действительно,

$$\sigma_c = \int d^3p E^{-1} f(p, s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \pi \int dx dp_T^2 \frac{f^\infty(x, p_T^2)}{\sqrt{x^2 + (4m_T^2/s)}}. \quad (2.16)$$

Из-за ограниченности распределения  $f^\infty(x, p_T^2)$  по поперечным импульсам и при достаточно больших энергиях (2.16) можно с точностью до первого члена в разложении представить в виде

$$\sigma_c \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \pi \left[ \int dp_T^2 f^\infty(0, p_T^2) \right] \ln s + O(\ln s).$$

Таким образом, при необращающемся в нуль значении интеграла при  $x = 0$  гипотеза масштабной инвариантности приводит к логарифмическому росту полных инклюзивных сечений с энергией:

$$\sigma_c = A_\infty + B_\infty \ln s, \quad (2.17)$$

где

$$B_\infty = \pi \int dp_T^2 f^\infty(0, p_T^2).$$

В приложении к инклюзивному правилу сумм (2.7) для двухчастичной инклюзивной реакции и аналогичным правилам для всей совокупности  $k$ -частичных инклюзивных реакций гипотеза масштабной инвариантности позволяет получить скейлинговый результат для распределений по множественности вторичных заряженных частиц<sup>21</sup>:

$$\frac{\langle n \rangle \sigma_n}{\sigma_{inel}} = \psi \frac{n}{\langle n \rangle}, \quad (2.18)$$

где  $\sigma_n$  — топологические сечения, а  $\psi(n/\langle n \rangle)$  — некоторая универсальная функция, описывающая данные в широком диапазоне энергий и слабо зависящая от типа первичных частиц (подробности см., например, в работе<sup>10</sup>).

Таким образом, масштабная инвариантность приводит к ряду важных предсказаний для энергетической зависимости распределений по множественности, полных инклюзивных сечений и инвариантных функций распределения в инклюзивных реакциях, ограничивая класс возможных теоретических моделей, а инклюзивные правила сумм связывают энергетические зависимости сечений инклюзивных процессов с полными сечениями взаимодействия частиц. Рост полных сечений и обнаружение нарушения масштабной инвариантности в доступном интервале энергий делают тем более необходимым тщательное экспериментальное исследование энергетических зависимостей инклюзивных процессов в различных кинематических областях.

### 3. ПОЛНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Последние данные по энергетической зависимости полных инклюзивных сечений  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов,  $\sigma_\pi = \langle n_\pi \rangle \sigma_{inel}$ , скомпилированы на рис. 2. В  $pp$ -взаимодействиях выше 50 ГэВ/с рост сечений пионов согласуется с логарифмической зависимостью, которая, однако, не описывает энергетического хода сечений во всем интервале ускорительных энергий. Вклад

фрагментационной компоненты \*) в полное инклюзивное сечение пионов все еще существен даже при энергиях FNAL, что проявляется в заметном

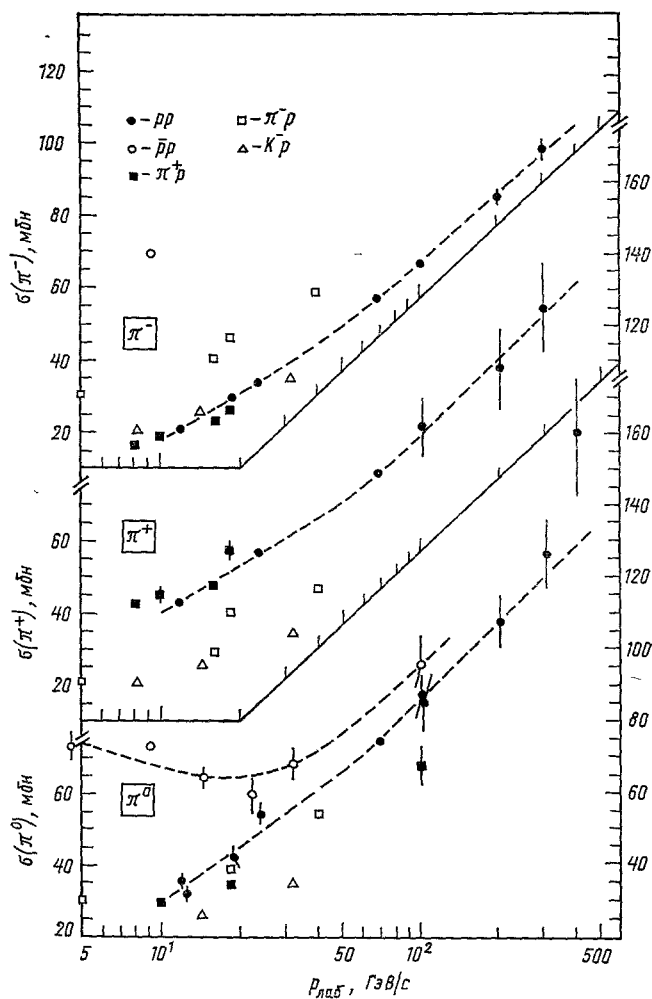


Рис. 2. Инклюзивные сечения  $\pi^-$ ,  $\pi^+$  и  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от первичного импульса.

Компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных; линии проведены на глаз через экспериментальные точки.

отличии сечений выхода частиц и античастиц (табл. II). Например, отношение сечений  $\sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+)$  медленно меняется от  $0,74 \pm 0,02$  при  $69 \text{ ГэВ/с}$  <sup>24</sup> до  $0,80 \pm 0,08$  при  $303 \text{ ГэВ/с}$  <sup>10</sup>. Поскольку близость отношения  $\sigma_c/\sigma_c$  к единице может рассматриваться как мера приближения к режиму предельного логарифмического роста, то из экспериментальных данных следует, что предельный логарифмический режим (2.17) еще не установился при доступных к настоящему времени энергиях. Значение же коэффициента перед  $\ln s$ -членом в (2.17), по-видимому,

\*) Под фрагментационной компонентой здесь и далее понимается часть инклюзивного сечения, отвечающая фиксированным значениям переменной  $x$  ( $|x| > 0$ ), инклюзивной частицы.

Таблица II

Полные инклюзивные сечения  $\sigma$  (мб) для  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов  
в  $pp$ - и  $Kp$ -взаимодействиях при высоких энергиях

$p_{\text{лаб}},$ $\text{Гэв/с}$	$pp$				$K^-p$	
	6922	140010	20510, 23	30310, 24	1437	3225
$\sigma(\pi^+)$	$78,5 \pm 1,3$	$91,8 \pm 9,2$	$108 \pm 11$	$125 \pm 13$	$25,6 \pm 0,8$	$33,6 \pm 1,3$
$\sigma(\pi^-)$	$57,5 \pm 0,6$	$66,9 \pm 1,3$	$86 \pm 2$	$99,5 \pm 3$	$25,9 \pm 1,5$	$36,3 \pm 1,8$
$\sigma(\pi^0)$	$74,0 \pm 1,5$	$85 \pm 8$	$107 \pm 7$	$126,5 \pm 9$	$27,2 \pm 1,0$	$35,3 \pm 0,8$

должно быть заметно выше, чем это следует из простых логарифмических подгонок к имеющимся данным.

Энергетическая зависимость сечений пионов в реакциях с другими пучковыми частицами подобна наблюдаемой в  $pp$ -взаимодействиях, хотя различие в квантовых числах начальных частиц сказывается на энергетической зависимости сечений пионов, по крайней мере вплоть до энергий 100 Гэв, и объясняется действием законов сохранения, эффектами лидирующих частиц и вкладом аннигиляционных каналов. Так, инклюзивные сечения  $\pi^0$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях вплоть до серпуховских энергий заметно падают по мере увеличения первичных импульсов за счет уменьшения вклада аннигиляционного канала. В диапазоне первичных импульсов от 22,4 до 100 Гэв/с сечения мезонов начинают возрастать по мере увеличения энергии примерно с той же скоростью, что и в  $pp$ -взаимодействиях, поскольку при импульсах выше 100 Гэв/с вклад аннигиляционной компоненты составляет меньше 5% от полного сечения  $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Поведение сечений образования нейтральных странных частиц  $K^n$  ( $K^0/\bar{K}^0$ ),  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  представлено на рис. 3 и 4. Сечения нейтральных странных каонов в  $pp$ -взаимодействиях возрастают на порядок в интервале первичных импульсов от 12 Гэв/с до максимально доступных в FNAL, в  $\pi^-p$ -взаимодействиях энергетическая зависимость сечения образования  $K^n$ -мезонов во всем интервале импульсов вплоть до 205 Гэв/с <sup>27</sup> согласуется с логарифмической. В  $\bar{p}p$ -взаимодействиях сечения  $K^n$ -мезонов систематически выше, чем в  $pp$ -взаимодействиях, и в интервале энергий Серпухова FNAL растут так же быстро, как в  $pp$ -столкновениях.

Сечение рождения  $\Lambda$ -гиперонов в  $pp$ -взаимодействиях возрастает в области импульсов от 5 до 50 Гэв/с, но слабо меняется при больших энергиях. Начиная с серпуховских энергий,  $\sigma(\Lambda)$  примерно в два раза выше в  $pp$ -, чем в  $\bar{p}p$ - и  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях, как и следовало ожидать, если доминирующим процессом образования  $\Lambda$ -гиперонов является фрагментация протона. Преобладание процесса фрагментации над центральным рождением пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  объясняет также слабую зависимость сечений выходов  $\Lambda$ -гиперонов в области энергий FNAL. Сечение рождения  $\bar{\Lambda}$  невелико, но сильно возрастает с энергией при  $p_{\text{лаб}} > 69$  Гэв/с, по аналогии с поведением выходов антипротонов.

На рис. 4 сечения рождения нейтральных странных частиц, измеренные сотрудничеством Франция — СССР и ЦЕРН — СССР в  $K^\pm p$ -взаимодействиях при 32 Гэв/с, сравниваются с соответствующими данными при меньших энергиях. Как в  $K^+p$ , так и в  $K^-p$ -столкновениях наблюдается заметный рост сечений  $K^n$ -мезонов  $\Delta\sigma \approx 1,5$  мб в интервале от 16 до



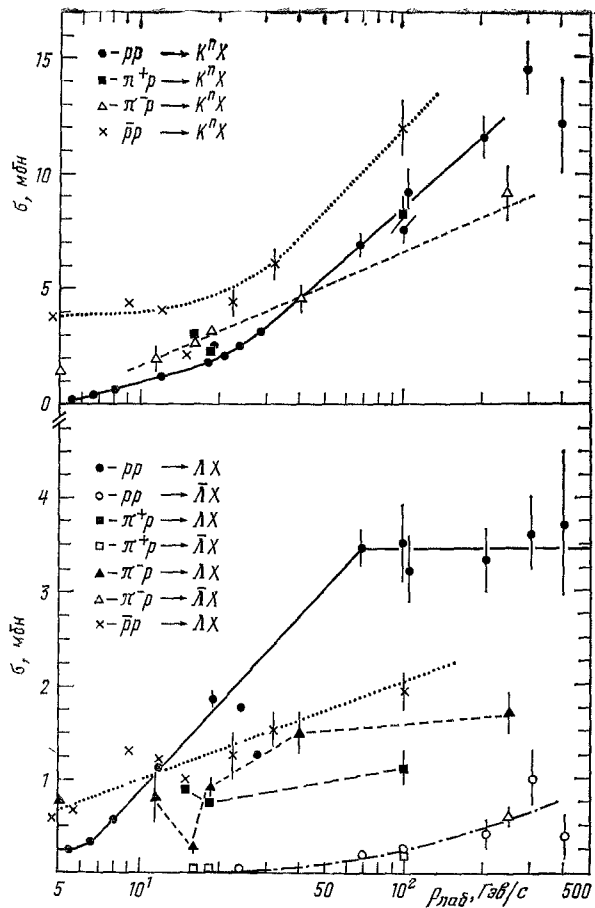


Рис. 3. Инклюзивные сечения  $K^0$ ,  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в зависимости от первичного импульса для  $p\pm p$ - и  $\pi^\pm p$ -взаимодействий. Компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных; линии проведены на глаз через экспериментальные точки. На рис. 4 показаны также вклады фрагментационных сечений для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в  $K^+p$ -взаимодействиях (см. <sup>26</sup>).

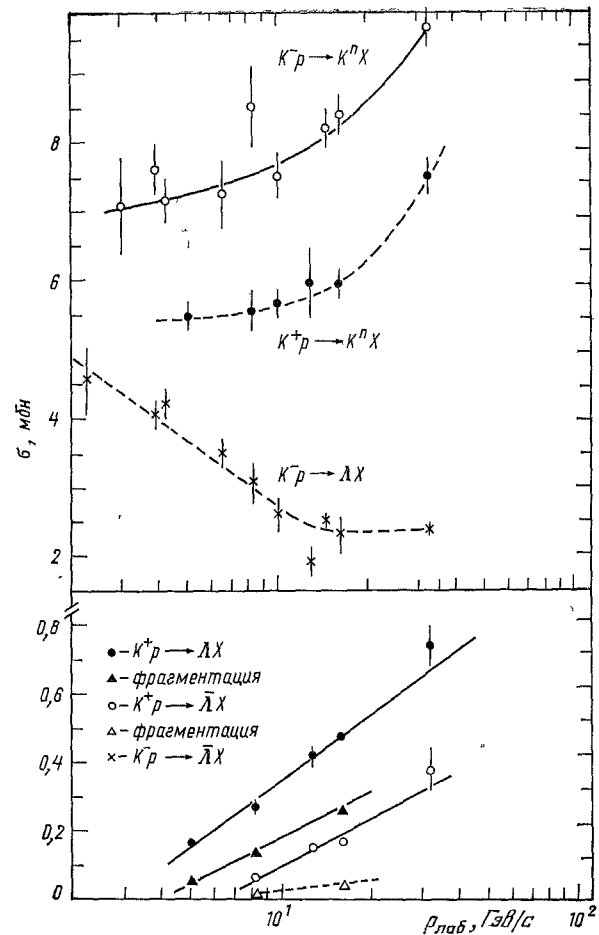


Рис. 4. Инклюзивные сечения  $K^0$ ,  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в зависимости от первичного импульса для  $K^\pm p$ -взаимодействий. На рис. 4 показаны также вклады фрагментационных сечений для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в  $K^+p$ -взаимодействиях (см. <sup>26</sup>).

32 Гэв/с. Этот рост может быть, по крайней мере частично, объяснен большим сечением рождения  $K^n K^n$ -пар:  $\sigma(K^n \bar{K}^n) = 1,1 \pm 0,1$  мб и  $1,68 \pm 0,24$  мб в  $K^+p$  <sup>32</sup> и  $K^-p$  <sup>25</sup>-взаимодействиях при 32 Гэв/с соответственно. Интересно отметить, что подобное увеличение парного образования  $K^+K^-$ -мезонов наблюдалось и в эксклюзивных каналах реакций в  $K^+p$ -столкновениях при 32 Гэв/с <sup>33</sup>. Аналогичный эффект обнаружен и в  $K^-p$ -столкновениях при 32 Гэв/с <sup>34</sup>:

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^-pK^+K^-\pi^+\pi^-)}{\sigma(K^-p \rightarrow K^-p2\pi^+2\pi^-)} = 0,18 \pm 0,05,$$

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^-pK^+K^-2\pi^+2\pi^-)}{\sigma(K^-p \rightarrow K^-p3\pi^+3\pi^-)} = 0,55 \pm 0,21.$$

Энергетическая зависимость сечений  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в  $K^+p$ -взаимодействиях по характеру совпадает с наблюдаемой в  $pp$ -взаимодействиях в той же области энергий: данные хорошо согласуются с логарифмической зависимостью <sup>35</sup>. В  $K^-p$ -взаимодействиях сечения рождения  $\Lambda$ -гиперонов уменьшаются с энергией в области небольших энергий, но практически не меняются в интервале от 10 до 32 Гэв/с. Уменьшение сечений при небольших энергиях объясняется падающим вкладом процессов с аннигиляцией странности при виртуальном  $K^-K^+$ -рассеянии в реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda + \text{пионы}$ . По мере увеличения энергии другие механизмы образования  $\Lambda$ -гиперонов, такие как  $K^-p \rightarrow \Lambda \bar{K} \bar{K} + \text{пионы}$ , начинают давать большой вклад, что и приводит к приблизительно постоянным сечениям  $\Lambda$ -гиперонов в интервале от 10 до 32 Гэв/с. Исходя из тенденции данных, можно ожидать, что при дальнейшем увеличении энергии сечения образования  $\Lambda$ -гиперонов начнут возрастать и в  $K^-p$ -взаимодействиях.

#### 4. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОДХОДА К СКЕЙЛИНГУ И ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Исследование закономерностей подхода к масштабному пределу в феноменологическом плане основывается на применении обобщенной оптической теоремы <sup>36</sup>, которая связывает инклюзивное сечение  $f(p_c, s)$  реакции  $ab \rightarrow cX$  со скачком шеститочечной амплитуды процесса  $\bar{a}bc \rightarrow \bar{a}bc$  в  $M_X^2$ -канале ( $M_X^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$ ), как схематически изображено на

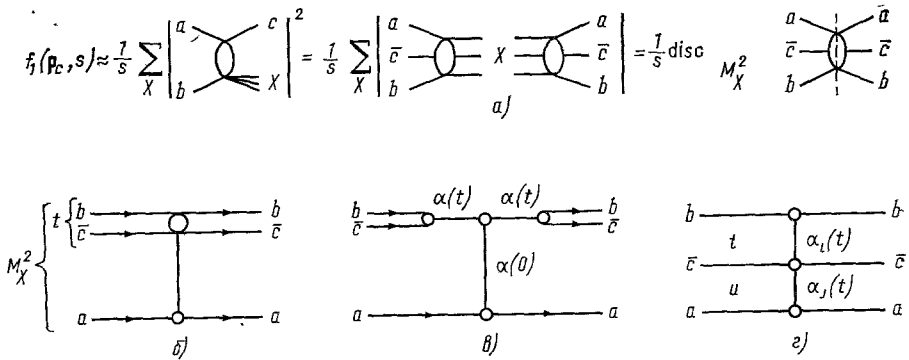


Рис. 5.

рис. 5, а. Дополнительная гипотеза о возможности реджевской параметризации шеститочечной амплитуды с теми же ведущими особенностями, что и при описании упругого рассеяния, приводит к трем предельным случаям, показанным на рис. 5, б — в:

а) область фрагментации (рис. 5, б) пучка или мишени, соответствующая фиксированным значениям  $M^2/s$  и  $t$  при  $s \rightarrow \infty$  и  $M^2 \rightarrow \infty$ ;

б) трехреджеонная область (рис. 5, в), соответствующая фиксированному значению  $t$  при  $s \rightarrow \infty$ ,  $M^2 \rightarrow \infty$  и  $s/M^2 \gg 1$ ;

в) центральная область (рис. 5, г), соответствующая фиксированному значению  $y$  в СЦМ при  $s \rightarrow \infty$ ,  $t \rightarrow \infty$ ,  $u \rightarrow \infty$  ( $tu \approx sm^2$ ).

Ниже будут подробно проанализированы закономерности подхода к скейлингу во фрагментационной и центральной областях. Сравнительно небольшое число новых данных, относящихся к трехреджеонной области, позволяют нам не рассматривать эту кинематическую область, ограничившись ссылками на недавние обзоры <sup>6, 37, 38</sup>.

#### а) Подход к масштабному пределу в области фрагментации

Обобщенная оптическая теорема и гипотеза факторизации ведущих реджевских полюсов при фиксированных  $M^2/s$  и  $t$  и  $s \rightarrow \infty$ ,  $M^2 \rightarrow \infty$  приводит к следующим выражениям <sup>39</sup> для областей фрагментации частиц  $a$  и  $b$  соответственно:

$$\rho \approx \sum_i \beta_i^{a\bar{c}} \left( \frac{M^2}{s}, p_T \right) s^{\alpha_i(0)-1}, \quad (4.1)$$

$$\rho \approx \sum_j \beta_j^{b\bar{c}} \left( \frac{M^2}{s}, p_T \right) s^{\alpha_j(0)-1}, \quad (4.2)$$

где  $\rho = f(p_c, s)/\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\alpha_i(0)$  — пересечения соответствующих реджевских траекторий. При значениях  $\alpha(0) = 1/2$  для  $\rho$ ,  $f$ ,  $\omega$ ,  $A_2$ -траекторий и  $\alpha(0) = 0$  для  $f'$ ,  $\varphi$ -траекторий энергетическая зависимость структурных функций  $\rho(M^2/s, p_T^2, s)$ , или, что то же,  $\rho(p_{\text{лаб}}, p_T^2, s)$ , так как фиксированным значениям  $M^2/s$  соответствуют фиксированные значения  $p_{\text{лаб}}$  или  $y_{\text{лаб}}$  определяются выражением:

$$\rho \left( \frac{M^2}{s}, p_T^2, s \right) = \beta_P \left( \frac{M^2}{s}, p_T^2 \right) + \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_{i=f, \rho, \omega, A_2} \beta_i \left( \frac{M^2}{s}, p_T^2 \right) + \\ + \frac{1}{s} \sum_{i=f', \varphi} \beta_i \left( \frac{M^2}{s}, p_T \right), \quad (4.3)$$

причем  $\beta_P$  не зависит от типа частицы пучка (мишени) в области фрагментации мишени (пучка) в силу факторизационных свойств редже-полюсных амплитуд. Инклюзивные правила сумм (2.6) и (4.3) позволяют получить выражение для средней множественности частиц во фрагментационной области

$$\langle n \rangle_{fr} \approx A + \frac{B}{\sqrt{s}} + \frac{c}{s}, \quad (4.4)$$

где последний член обусловлен вкладом обменов с  $f'$ ,  $\varphi$ -траекторией, отсутствующим для большинства инклюзивных реакций.

Экспериментальные закономерности подхода к скейлингу в области фрагментации мишени интенсивно обсуждались в течение последних двух лет <sup>6, 7, 40-42</sup>. Выводы, которые, однако, весьма противоречивы, отражают статистическую необеспеченность данных в этой кинематической области при максимальных энергиях. Действительно, большая часть данных по инклюзивному образованию  $\pi$ -мезонов, полученных на накопительных кольцах ЦЕРНа (НК ЦЕРНа), соответствует  $p_T > 0,4 \text{ Гэв}/c$

или  $u_{lab} > 0$ , в то время как данные с пузырьковых камер из-за небольшой статистики обычно проинтегрированы по поперечным импульсам.

Современная ситуация с подходом к скейлингу при фрагментации протона в  $\pi^\pm$ -мезоны иллюстрируется на рис. 6, где представлена компиляция данных <sup>42</sup>, полученных в экспериментах на пузырьковых камерах.

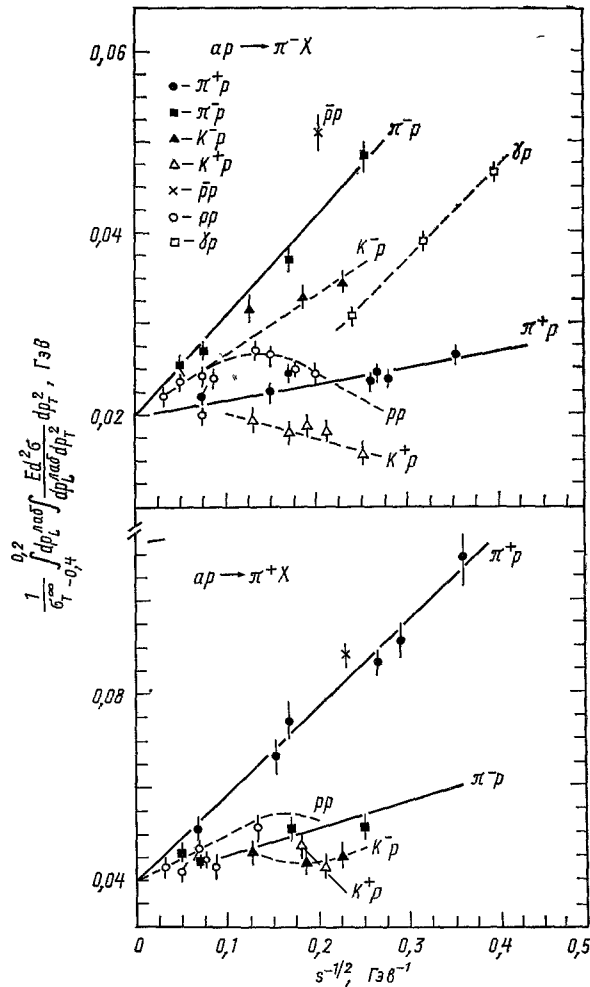


Рис. 6. Приближение к скейлингу в области фрагментации протона для инклюзивного образования  $\pi^\pm$ -мезонов.

Из работы <sup>42</sup>; добавлены некоторые опубликованные данные.

Данные при максимальных энергиях указывают на то, что масштабный предел, по-видимому, существует, что он, как правило, достигается сверху и что факторизация выполняется при предельных энергиях. В реакциях, в которых ни одно из квантовых чисел ( $ab$ ,  $ab\bar{c}$ ,  $b\bar{c}$ ,  $a\bar{c}$ ) не является экзотическим \*) и отсутствуют обмены  $f'$  — ф-траектории, как, например, в реакциях  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm X$ ,  $K^- p \rightarrow \pi^- X$ ,  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$ , наблюдается сильная энергетическая зависимость, совместимая с предсказанием (4.3).

\*) Экзотическими называются состояния с такими квантовыми числами, которые отсутствуют в обычной схеме  $SU(3)$ .

Для тех же реакций, в которых по крайней мере одна из комбинаций  $ab$ ,  $a\bar{b}\bar{c}$  или  $a\bar{c}$  является экзотической (табл. III), имеет место лишь слабо.

Т а б л и ц а   I I I  
Экзотичность различных комбинаций для реакций  
 $ab \rightarrow cX$

Реакция	$ab$	$a\bar{b}\bar{c}$	$a\bar{c}$	$b\bar{c}$
$pp \rightarrow \pi^- X$	экз.	экз.		
$\pi^+ p \rightarrow \pi^- X$		экз.	экз.	
$K^+ p \rightarrow \pi^- X$	экз.	экз.	экз.	
$pp \rightarrow \pi^+ X$	экз.	экз.		
$\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$			экз.	
$K^+ p \rightarrow \pi^+ X$	экз.	экз.		
$K^- p \rightarrow \pi^+ X$			экз.	

выраженная энергетическая зависимость. С точки зрения представления (4.3) это обстоятельство связано с полным либо частичным сокращением вкладов вторичных траекторий. Похоже, что рост сечений от порога, наблюдаемый в реакциях  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  и  $K^+ p \rightarrow \pi^- X$  и, возможно, в реакции  $K^+ p \rightarrow \pi^+ X$ , связан с экзотичностью состояния ( $ab$ ). Было бы интересно проследить связь между экзотичностью различных комбинаций частиц и энергетической зависимостью инклюзивного сечения образования  $\pi^\pm$ -мезонов в области фрагментации пучка; особенно интересны реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$  и  $K^- p \rightarrow \pi^+ X$ , где экзотичны только состояния ( $a\bar{c}$ ).

Наиболее бедны при высоких энергиях данные о фрагментации мишеней в тяжелые частицы. Качественно характер приближения к масштабному пределу при фрагментации протона в нейтральные каоны и  $\Lambda$ -гипероны (рис. 7) аналогичен тенденции, наблюдаемой для  $\pi^\pm$ -мезонов. Так, факторизация в первом приближении оказывается справедливой, и во всех реакциях с экзотическим каналом ( $ab$ ) наблюдается рост сечений от порога.

Исключение составляет реакция  $K^+ p \rightarrow K^n X$ , где наблюдается сильное падение сечений с ростом энергии, связанное с большим вкладом процессов с аннигиляцией странности в виртуальном  $K^+ Y^{*+}$ -рассеянии при небольших энергиях, где доминирует обмен  $f'$  — ф-траектории<sup>43, 44</sup>. Поэтому энергетическая зависимость этой реакции в области фрагментации протона (рис. 8, а) определяется доминирующим вкладом последнего члена в (4.3). Сечения выхода  $K^n$ -мезонов в этой реакции в области фрагментации пучка (рис. 8, б), наоборот, определяются ведущим вкладом  $\rho$  —  $A_2$ -траектории (вторым членом в (4.3)) и падают как  $s^{-1/2}$  в интервале первичных импульсов от 5 до 16 Гэв/с<sup>44</sup>. Неожидаанная энергетическая зависимость сечений в интервале от 16 до 32 Гэв/с<sup>32</sup> более подробно иллюстрируется на рис. 9 и 10. В области фрагментации протона, т. е. при небольших значениях  $p_L^{\text{лаб}}$  (рис. 9, а), структурная функция систематически убывает при увеличении энергии. В то же время в области фрагментации пучка, т. е. при небольших значениях  $p_L^{K^+}$  (где  $p_L^{K^+}$  — продольный импульс  $K^n$ -мезона в системе покоя первичного  $K^+$ -мезона), значения структурных функций не меняются в интервале первичных импульсов от 16 до 32 Гэв/с (см. рис. 9, б). Из рис. 10 видно, что в этом интервале первичных импульсов дифференциальные сечения  $d\sigma/d(M^2/s)$  совпадают практически во всем диапазоне переменной  $M^2/s$ , где  $M^2$  —

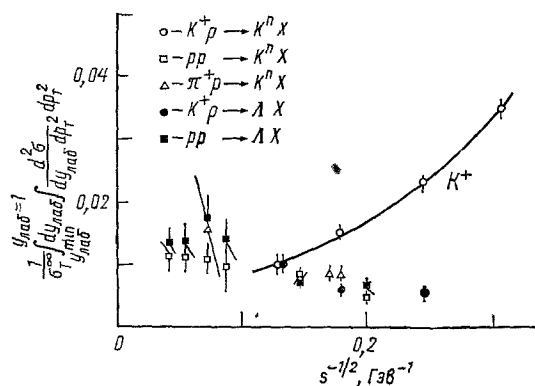


Рис. 7. Приближение к скейлингу в области фрагментации протона для инклюзивного образования  $K^n$  и  $\Lambda$ .  
Компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных.

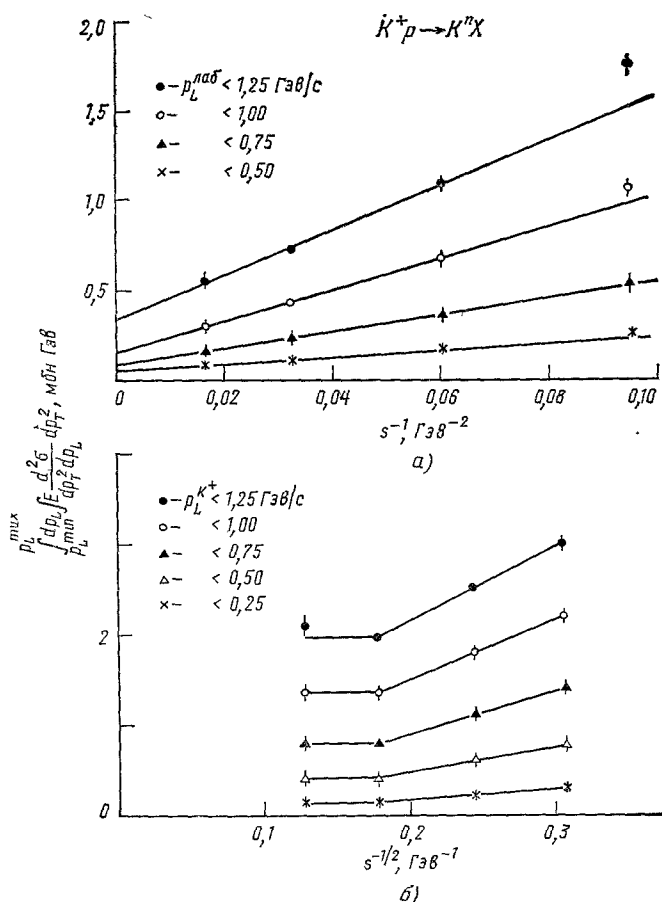


Рис. 8. Энергетическая зависимость структурных функций для реакции  $K^+p \rightarrow K^n X$  в области фрагментации протона. (а) (линии — «фит» к данным при 8,2—32 ГэВ/с) и в области фрагментации первичного  $K^+$ -мезона (б) (линии проведены на глаз через экспериментальные точки) (из работы <sup>32</sup>).

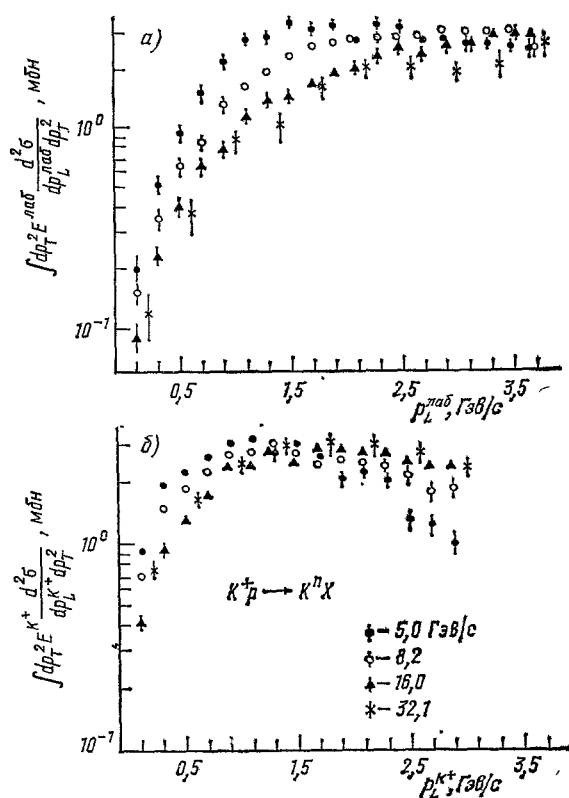


Рис. 9. Инвариантные распределения для инклюзивной реакции  $K^+p \rightarrow K^n X$  в зависимости от продольного импульса  $K^n$ -мезона в лабораторной системе (а) и в системе покоя первичного  $K^+$ -мезона (б) (из работы <sup>32</sup>).

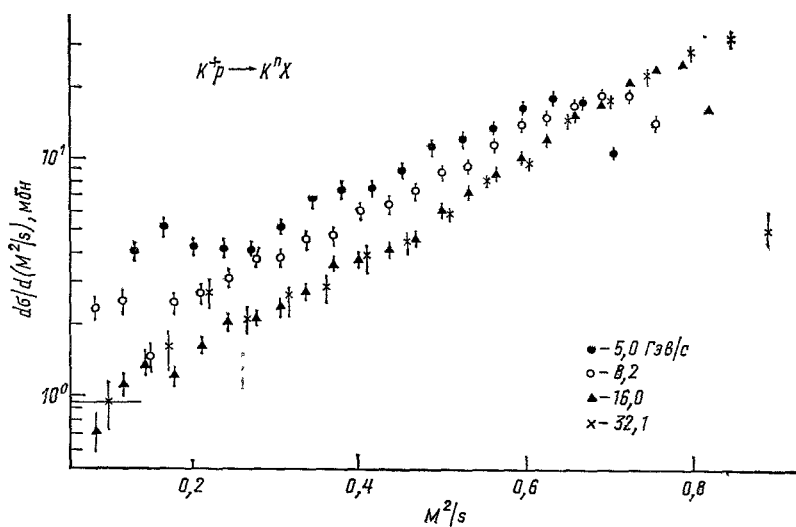


Рис. 10. Дифференциальные сечения  $d\sigma/d(M^2/s)$  для реакции  $K^+p \rightarrow K^n X$  (из работы <sup>32</sup>).

— квадрат недостающей массы \*). Кажется естественным объяснить это удивительное поведение заметным ростом сечений парного рождения  $K^n K^n$ -мезонов в интервале первичных импульсов от 16 до 32 Гэв/с (см. гл. 3). Позже будет показано, что, по крайней мере в центральной области, наблюдение раннего скейлинга в реакции  $K^+p \rightarrow K^n X$  в этом

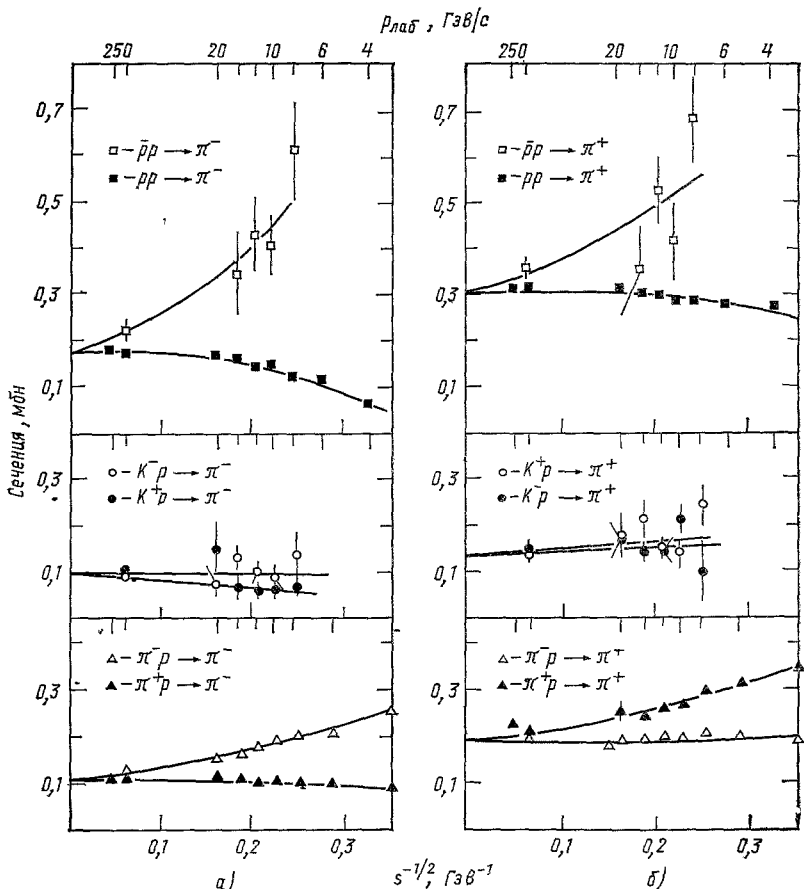


Рис. 11. Энергетическая зависимость инвариантных сечений (проинтегрированных по кинематической области  $0, 3 \leq p_{\text{лаб}}^{\pi} \leq 0,6$  Гэв/с и  $60,75^{\circ} \leq \theta_{\text{лаб}}^{\pi} + 3,3^{\circ}/p_{\text{лаб}}^{\pi} \leq 64,25^{\circ}$ ):  $\bar{n}$ -мезонов (а) и  $\pi^+$ -мезонов (б) в  $p^{\pm}p$ -,  $K^{\pm}p$ - и  $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях.

Кривые — подгонки к формулам  $A + \epsilon^{-1/2}$  или  $A + B\epsilon^{-1/2} + C\epsilon^{-1}$  (из работы <sup>46</sup>).

интервале энергий, скорее всего, является случайным и что следует ожидать заметного возрастания сечений  $K^n$ -мезонов при дальнейшем увеличении энергии.

Результаты исследования энергетической зависимости выходов  $\pi^{\pm}$ -мезонов в  $p^{\pm}p$ -,  $K^{\pm}p$ - и  $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях, полученные в области фрагментации протона с помощью электронного детектора <sup>45</sup> при  $p_{T\pi}^{\pm} \approx 0,3$  Гэв/с и  $y_{\text{лаб}} \approx 0,6$  в интервале первичных импульсов от 4 до 250 Гэв/с, также указывают на существование асимптотического предела

\*) Заметная энергетическая зависимость сечений фрагментации протона в  $K^n$  мало сказывается на энергетической зависимости дифференциального сечения  $dc/d(M^2/s)$  в силу небольшого вклада сечения этого процесса в полное инклюзивное сечение реакции  $K^+p \rightarrow K^n X$ .



(рис. 11). Характерной особенностью этих данных является приближение к скейлинговому пределу снизу для реакций  $pp \rightarrow \pi^\pm X$ , в отличие от уже обсуждавшихся данных с пузырьковых камер (см. рис. 6), где для этих реакций сечения вначале растут, а затем убывают по мере приближения к асимптотическому пределу. Поскольку данные с пузырьковых камер соответствуют области  $y_{\text{лаб}} < 0$  и проинтегрированы по всей области поперечных импульсов, пока еще трудно сказать, противоречат ли эти эксперименты друг другу, тем более, что при высоких энергиях в электронном эксперименте измерены только две точки. Энергетическая зависимость последних данных хорошо описывается выражением  $A + Bs^{-1/2} + Cs^{-1}$ . Последний  $s^{-1}$ -член, в отличие от реакции  $K^+p \rightarrow K^+X$ , конечно, не связан с вкладом  $f'$  —  $\phi$ -траектории, а, по-видимому, обусловлен следующими неучтенными членами в разложении (4.3). Ясно, что необходимо значительное увеличение точности экспериментальных данных в различных областях фазового пространства для определения истинной  $s$ -зависимости инвариантных сечений во фрагментационной области.

В этой связи особенно интересно измерять энергетическую зависимость разности структурных функций для инклюзивных реакций  $A^+p \rightarrow cX$  и  $A^-p \rightarrow cX$ . В соответствии с (4.3) для реакций, идущих без обменов  $f'$  —  $\phi$ -траекторией,  $f = f(A^-p \rightarrow cX) - f(A^+p \rightarrow cX) = \text{const } s^{-1/2}$ . Немногочисленные данные, где такое сравнение возможно (рис. 12), указывают на справедливость этого предсказания и совместимы с факторизуемостью ведущих траекторий.

Проверка факторизуемости ведущей траектории Померанчука, проведенная Пенсильванской группой <sup>45</sup>, показала, что отношения инклюзивных сечений реакций  $ap \rightarrow cX$  и  $a'p \rightarrow cX$  при экстраполяции энергетических зависимостей  $A + Bs^{-1/2} + Cs^{-1}$  (для статистически обеспеченных данных) и  $A + Bs^{-1/2}$  (для статистически бедных данных) к  $s \rightarrow \infty$  находятся в разумном согласии с отношениями полных сечений:

$$\frac{f(ap \rightarrow c)_{s \rightarrow \infty}}{f(a'p \rightarrow c)_{s \rightarrow \infty}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(ap)}{\sigma_{\text{tot}}(a'p)} *$$

предсказываемыми аддитивной кварковой моделью (табл. IV). Аналогичный вывод сделан группой из СЛАКа <sup>46</sup>, которая измерила отношения  $R$  инклюзивных сечений частиц и античастиц в реакциях  $A^\pm p \rightarrow A^\pm X$  ( $A = \pi, K, p$ ) при 10 и 14 Гэв/с для  $|t| < 0,25$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

Интегрирование  $R$  по всему доступному интервалу недостающих масс  $M$  дает  $R = 0,96 \pm 0,04$ ,  $0,90 \pm 0,02$  и  $1,02 \pm 0,02$  для неупругого рассеяния  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$  и  $p^\pm$  соответственно при 10,4 Гэв/с. Эти значения указывают на то, что вклад обменов с  $C = -1$  очень мал в этих реакциях по сравнению с упругим рассеянием, где этот вклад существен при тех же энергиях.

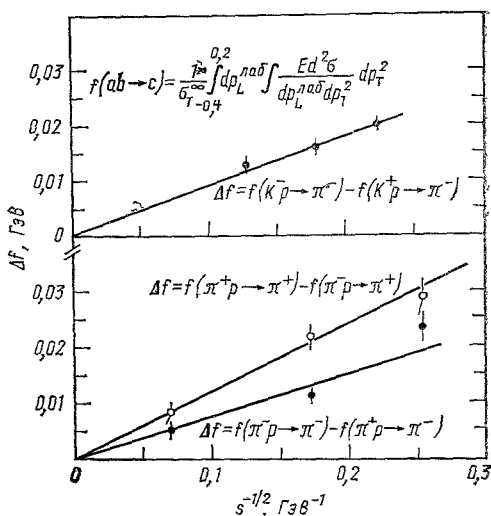


Рис. 12. Энергетическая зависимость разности структурных функций.

Проверка факторизуемости ведущих траекторий в дифракционных процессах  $pp \rightarrow pX$ ,  $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)X$ ,  $pp \rightarrow (\Lambda K^+)X$  при  $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$

Таблица IV

Проверка факторизуемости траектории Померанчука

	$f(ap \rightarrow c)/f(a'p \rightarrow c)/s \rightarrow \infty$				Кварковая модель
	$c = \pi^-$	$c = \pi^+$	$c = K^+$	$c = p$	
$\frac{\pi p \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	$0,63 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,18$	$0,62 \pm 0,03$	0,67
$\frac{Kp \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	$0,60 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,04$		$0,61 \pm 0,08$	0,67

на НК ЦЕРНа <sup>47</sup> показала, что она выполняется с точностью до 5% при  $|t| < 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$ . Однако при  $|t| > 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$  наблюдается заметное отклонение от факторизуемости упругого и неупругого дифракционных

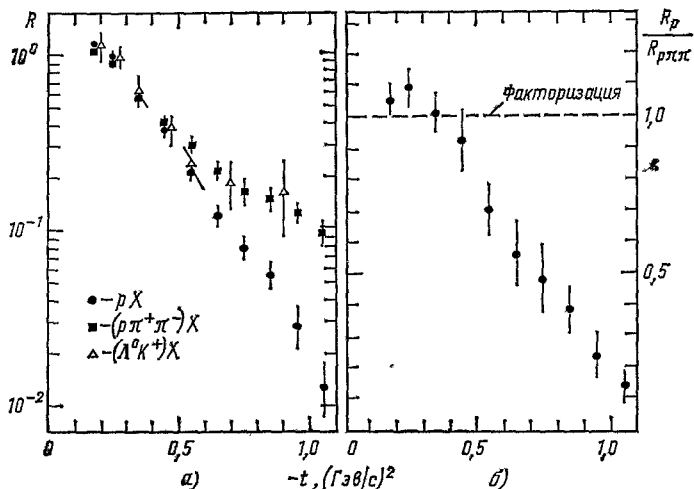


Рис. 13. Отношения  $R_p$ ,  $R_{p\pi\pi}$  и  $R_{\Lambda K}$  коллинеарных событий к неколлинеарным (с учетными поправками на потери неколлинеарных событий) для реакций  $pp \rightarrow pX$ ,  $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)X$  и  $pp \rightarrow (\Lambda^0 K^+)X$  при  $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$  (а) и  $R_p/R_{p\pi\pi}$  (б) в зависимости от переданного импульса  $t$  (из работы <sup>48</sup>).

сечений, что связано, по-видимому, со значительным вкладом реджевских ветвлений в этой области изменения  $t$ . Это демонстрируется на рис. 13, где приведены отношения коллинеарных к неколлинеарным событиям в зависимости от переданного импульса  $t$  для трех вышеперечисленных реакций. Эти отношения связаны с дифференциальными сечениями следующим образом:

$$R_p = \frac{\varepsilon_p (d\sigma_{el}/dt)}{\varepsilon_p ((1/2) d\sigma_{SD}/dt)}, \quad R_{p\pi\pi} = \frac{\varepsilon_{p\pi\pi} ((1/2) d\sigma_{SD}/dt)}{\varepsilon'_{p\pi\pi} (d\sigma_{DD}/dt)},$$

$$R_{\Lambda K} = \frac{\varepsilon_{\Lambda K} ((1/2) d\sigma_{SD}/dt)}{\varepsilon'_{\Lambda K} (d\sigma_{DD}/dt)}.$$

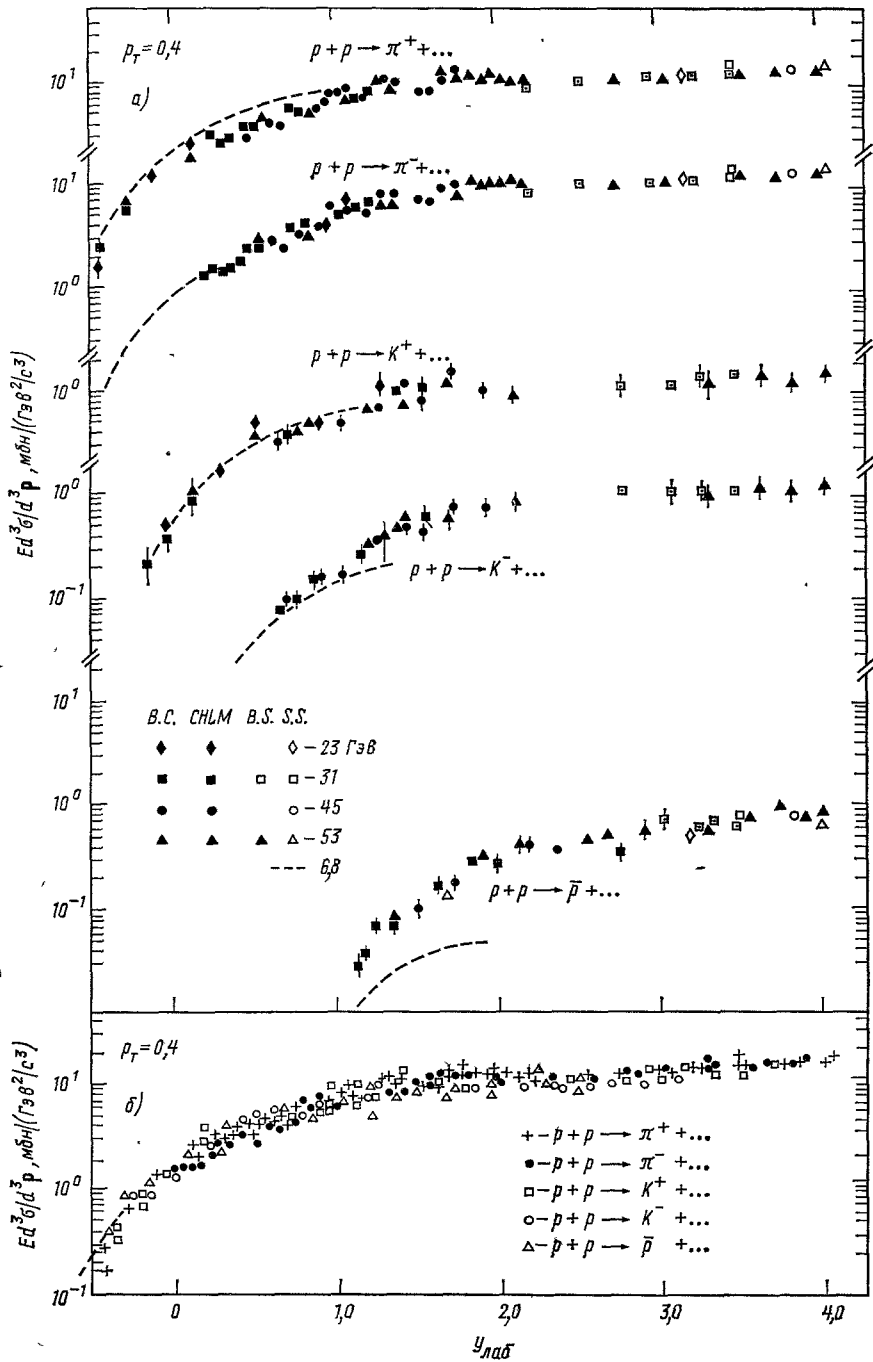


Рис. 14. Инвариантные распределения по быстрой в лабораторной системе при  $p_T = 0.4$  Гэв/с для  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $\bar{p}$  в интервале энергий  $\sqrt{s}$  от 6,8 до 53 Гэв (а) и те же распределения, полученные простым сдвигом по быстрой и перенормировкой спектров разных частиц (б) (из работы 49).

Факторизация требует, чтобы  $\varepsilon_{p\pi\pi} = \varepsilon'_{p\pi\pi}$  и  $\varepsilon_{\Lambda K} = \varepsilon'_{\Lambda K}$ . Все три параметра  $R$  согласуются друг с другом при  $|t| < 0,5 (G\text{эв}/c)^2$ , но при  $|t| > 0,5 (G\text{эв}/c)^2$  наблюдается резкое уменьшение параметра  $R_p$ , свидетельствующее о нарушении факторизации для упругого рассеяния. Другое указание на нарушение факторизации в рамках простой редже-полюсной модели получено в работе <sup>48</sup>, где обращается внимание на разную энергетическую зависимость неупругих дифракционных и упругих сечений:

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^- (n\pi^+); \sqrt{s}=53 \text{ Гэв})}{\sigma(K^-p \rightarrow K^-p; \sqrt{s}=53 \text{ Гэв})_i} = 7 \pm 1,2\%,$$

$$\frac{1/2\sigma(pp \rightarrow p (n\pi^+); \sqrt{s}=45 \text{ Гэв})}{\sigma(pp \rightarrow pp; \sqrt{s}=45 \text{ Гэв})} = 2,7 \pm 0,7\%.$$

Тот же самый вывод следует из сравнения данных с НК ЦЕРНа при  $\sqrt{s} = 45 \text{ Гэв}$  с  $pp$ -данными при меньших энергиях, где  $1/2\sigma(n\pi^+)_{\text{diff}} \approx \sigma_{\text{diff}}(p\pi^-) = 0,60 \pm 0,08 \text{ мбн}$ , в то время как  $\sigma_{\text{el}}(pn) \approx \sigma_{\text{el}}(pp) = 8,5 \pm 0,3 \text{ мбн}$  при первичных импульсах  $20 \text{ Гэв}/c$  (о деталях см. <sup>48</sup>). Эти результаты противоречат предсказаниям редже-полюсной модели, согласно которой упругая и неупругая дифракционные амплитуды должны иметь одинаковую энергетическую зависимость  $s^{\alpha_P}$ . Отклонение параметра  $R$  для упругого рассеяния в эксперименте на НК ЦЕРНа, по-видимому, связано с заметным различием в энергетическом поведении полных сечений.

Таким образом, энергетическая зависимость инклюзивных сечений во фрагментационной области не противоречит гипотезе предельной фрагментации. Форма асимптотических спектров в области фрагментации в этом случае должна быть близкой к наблюдаемой при максимальных энергиях на НК ЦЕРНа (рис. 14). Примечательно, что форма распределений по быстрой скорости практически не зависит от типа инклюзивной частицы, как показано на рис. 14, б, полученным простым сдвигом по быстрой скорости и соответствующей перенормировкой спектров разных частиц. Факторизуемость ведущих реджевских особенностей экспериментально установлена для большинства инклюзивных реакций с точностью не хуже 10% при небольших передаваемых импульсах. Однако при  $-t > 0,5 (G\text{эв}/c)^2$  обнаружено заметное нарушение факторизуемости упругого и неупругого дифракционных процессов, по-видимому, связанное с аномальным поведением упругого рассеяния.

#### б) Подход к скейлингу в центральной области

В последнее время выполнено несколько важных экспериментов на ускорителях Серпухова, ФНАЛ и НК ЦЕРНа, заметно прояснивших характер энергетической зависимости инклюзивных сечений в центральной области. Так, сотрудничеством БСМ <sup>50, 51</sup> на конференцию в Тбилиси представлены результаты измерения инклюзивного выхода  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p^\pm$  при  $x = 0$  в области энергий НК ЦЕРНа  $23 \leq \sqrt{s} \leq 63 \text{ Гэв}$  при небольших значениях  $p_T$ :  $0,04 \leq p_T \leq 0,4 \text{ Гэв}/c$  для  $\pi^\pm$ ,  $0,1 \leq p_T \leq 0,3 \text{ Гэв}/c$  для  $K^\pm$  и  $0,1 \leq p_T \leq 0,5 \text{ Гэв}/c$  для  $p^\pm$ . Эти данные вместе с ранее полученными данными при больших значениях  $p_T$  <sup>52</sup> скомпилированы на рис. 15. Мы видим, что скейлинговый предел не достигается даже при энергиях НК ЦЕРНа. Среднее увеличение дифференциальных сечений в области энергий НК от  $\sqrt{s} = 23 \text{ Гэв}$  до  $\sqrt{s} = 63 \text{ Гэв}$  в выше указанной

кинематической области составляет:

$$36 \pm 2\% \text{ и } 41 \pm 2\% \text{ для } \pi^+ \text{ и } \pi^-;$$

$$52 \pm 8\% \text{ и } 69 \pm 8\% \text{ для } K^+ \text{ и } K^-;$$

$$8 \pm 5\% \text{ и } 84 \pm 6\% \text{ для } p \text{ и } \bar{p}.$$

Поток частиц при небольших  $p_T$  в основном определяется выходом пионов, но доля более тяжелых частиц, каонов и нуклонов, растет почти

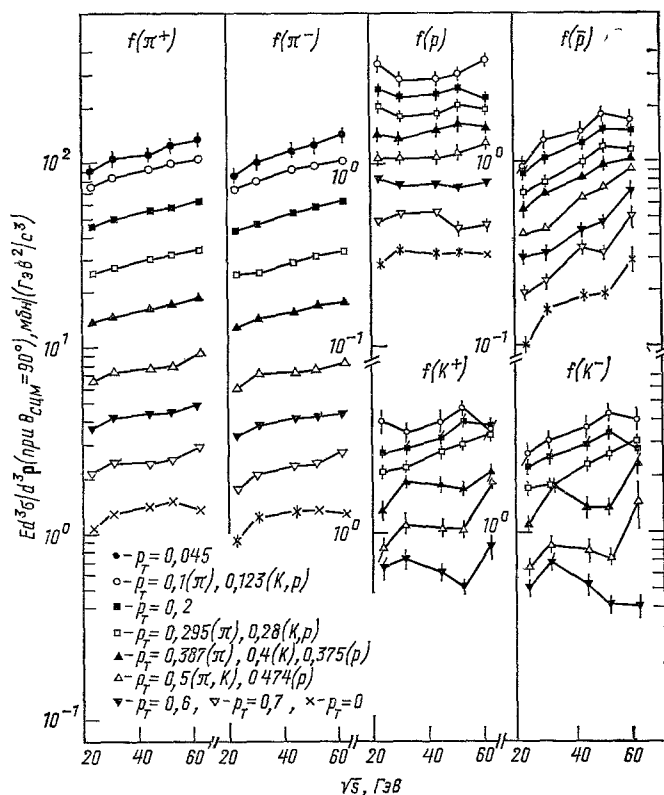


Рис. 15. Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений  $\pi^\pm$ ,  $p^\pm$  и  $K^\pm$  при  $\theta_{\text{СЦМ}} = 90^\circ$  для разных энергий  $p_T$  при энергиях ISR ( $\sqrt{s} = 23, 31, 45$  и  $63$  Гэв) (данные из работ <sup>50-52</sup>).

линейно с  $p_T$ . Однако при минимальных значениях  $p_T$  сечения пионов возрастают. Кажется, будет разумным объяснить этот эффект увеличением сечений рождения резонансов, которые приводят к большой доли пионов распада резонансов при меньших значениях  $p_T$ . Отношение выходов частиц и античастиц (рис. 16) сильно меняется в зависимости от  $p_T$  и  $s$  для протонов и антипротонов. При наименьших энергиях и небольших  $p_T$  заметная доля протонов при  $x = 0$  на самом деле образуется за счет фрагментации первичных частиц, хотя при увеличении  $p_T$  и  $s$  отношение выходов  $p$  и  $\bar{p}$  стремится к 1, как и следует ожидать при центральных соударениях.

Инклюзивные распределения пионов по поперечным импульсам при энергиях  $\sqrt{s} = 23-63 \text{ ГэВ}$ <sup>50</sup> (рис. 17) наилучшим образом описываются параметризацией  $\exp(-Bm_T)$ , где  $m_T = \sqrt{m_c^2 + p_T^2}$ , хорошо работающей и при меньших энергиях<sup>53, 54</sup>. Показатели экспоненциальных наклонов  $B$  для спектров  $\pi$  и  $K$ -мезонов, приведенные в табл. V для энергий  $\sqrt{s} = 23-63 \text{ ГэВ}$ , несколько выше для

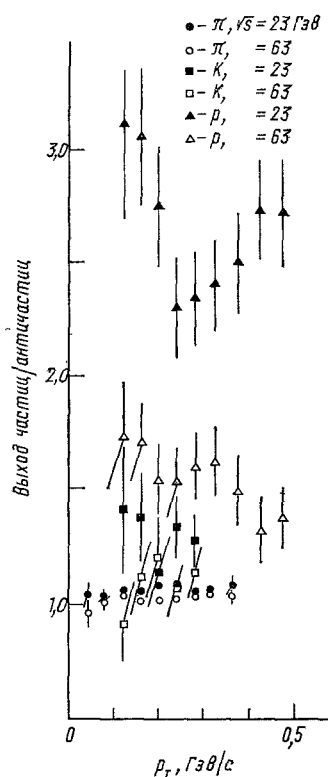


Рис. 16. Отношение выхода частиц к выходу античастиц в зависимости от  $p_T$  при  $\sqrt{s} = 23$  и  $63 \text{ ГэВ}$  (из работы<sup>51</sup>).

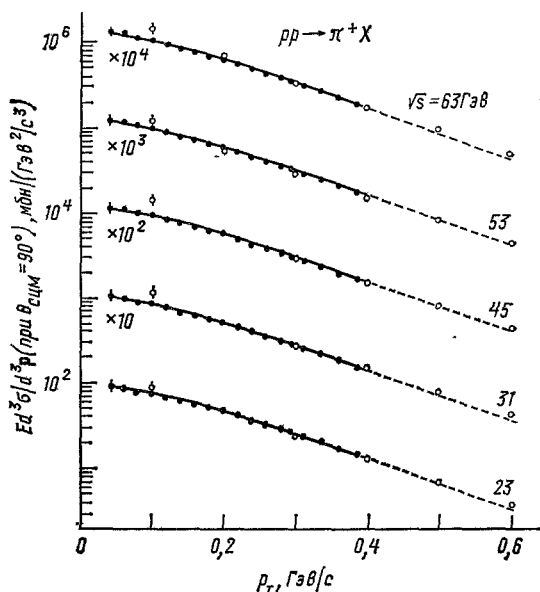


Рис. 17. Инвариантные  $p_T$ -распределения  $\pi^\pm$ -мезонов в реакции  $pp \rightarrow \pi^+X$  при  $\theta_{\text{СЦМ}} = 90^\circ$  при  $\sqrt{s} = 23-63 \text{ ГэВ}$  (из работы<sup>50</sup>).

$\pi$ -мезонов, чем для каонов, и характеризуются слабым ростом с энергией.

Наблюдаемое сильное нарушение скейлинга (по Фейнману) при  $x = 0$  не является неожиданным и предсказывается в целом ряде теоретических моделей<sup>55-57</sup>. Так, например, в модели Ченга и Ву<sup>55</sup> сечение при фиксированных быстрой в СЦМ растет с энергией степенным образом:

$$\int f(y, p_T^2, s) dp_T^2 \sim A s^{c/(1+2c)} \ln s^{2c/(1+2c)}, \quad (4.5)$$

где параметр  $c = 0,083$  определяется энергетическим ходом полных сечений<sup>58</sup>). В той же кинематической области Логуновым с сотрудниками<sup>56</sup> предсказывается степенной рост второго момента по множественности. В моделях реджевского типа<sup>57</sup> указанный рост сечений возникает в предположении, что ведущая вакуумная особенность имеет пересечение  $\alpha(0) > 1$ .

\*) Энергетические правила сумм (2.9) ограничивают область применимости (4.5) интервалом  $|y| < (1/2) \ln(s/s_0) (1 - \Delta)$ <sup>58</sup>, где  $\Delta = c/(1 + 2c)$ .

Таблица V

Частица	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$	$K^-$
$B, \text{ ГэВ}^{-1}$	7,1	7,2	6,6	7,09

Однако, возможно, что рост сечений в центральной области, предсказываемый в вышеперечисленных моделях, будет существенным лишь при значительно более высоких энергиях, а наблюдаемое явление связано с простым вымиранием вкладов вторичных траекторий в обычном двухреджеонном представлении<sup>59</sup>:

$$f(p_c, s) \approx \frac{1}{s} \sum_{i, j} \Phi_{ij}(m_T) |t|^{\alpha_i(0)} |u|^{\alpha_j(0)}, \quad (4.6)$$

где  $\alpha_i(0)$  — пересечения ведущих траекторий  $t = (p_a - p_c)^2$  и  $u = (p_b - p_c)^2$ . В области малых поперечных импульсов и фиксированных быстрот  $|t| \approx \sqrt{s} m_T e^{-y}$  и  $|u| \approx \sqrt{s} m_T e^y$  относительно невелики даже в области энергий НК ЦЕРНа, что приводит к еле заметному вкладу вторичных полюсных членов при этих энергиях. Сокращение вкладов ветвлений в указанной кинематической области, показанное Абрамовским, Грибовым и Канчели<sup>60</sup> для асимптотических энергий, в известной степени обосновывает применимость (4.6) без дополнительных поправочных членов.

Из формулы (4.6) и известных из анализа полных сечений констант связи  $\delta_R^{a(b)}$  реджеона  $R$  с частицей  $a(b)$  инклюзивное сечение реакции  $a + b \rightarrow c + X$  в центральной области, отнесенное к полному асимптотическому сечению  $\sigma_{\text{tot}}^{ab}(\infty)$ , можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho(p_c, s) &= \frac{f(p_c, s)}{\sigma_{\text{tot}}^{ab}(\infty)} = \\ &= \Phi_{PP}(m_T) + s^{-1/4} \left( \sum_R \frac{\delta_R^a}{\delta_P^a} \Phi_{RP}(m_T) e^{y/2} + \sum_R \frac{\delta_R^b}{\delta_P^b} \Phi_{PR}(m_T) e^{-y/2} \right) + \\ &\quad + s^{-1/2} \sum_{R, R'} \frac{\delta_R^a \delta_{R'}^b}{\delta_P^a \delta_P^b} \Phi_{RR}(m_T); \quad (4.7) \end{aligned}$$

здесь  $\Phi_{ij}(m_T)$  — двухреджеонные вершинные функции, не зависящие от сорта первичных частиц и связанные только с сортом инклюзивной частицы. Вершинные функции  $\Phi_{ij}(m_T)$  вещественны, но знаки их, вообще говоря, произвольны<sup>59</sup>. Из общих соображений следует лишь положительность  $\Phi_{PP}(m_T)$ . Вершины  $\Phi_{ij}(m_T)$   $i, j = \omega, \rho$  меняют знак при замене  $c \rightarrow \bar{c}$ ; при замене  $a \rightarrow \bar{a}$  ( $b \rightarrow \bar{b}$ ) меняют знак члены, в которых  $\rho$  и  $\omega$  примыкают к соответствующей вершине. Абсолютная же фаза вершин, как и в случае двухчастичных реакций, может быть фиксирована только из эксперимента. Константы связи  $\delta_R^{a(b)}$  нормированы следующим образом:

$$\delta_{\text{tot}}^{(ab)}(s) = \delta_P^a \delta_P^b + s^{-1/2} \sum_R \tau_R \delta_R^a \delta_R^b,$$

где  $\tau_R$  — сигнатурный множитель.

Выражение (4.7) приводит к следующим интересным следствиям<sup>59</sup>:

а) существованию асимптотического плато по быстротам с высотой  $\Phi_{PP}(m_T)$ , не зависящей от сорта сталкивающихся частиц и одинаковой для частицы  $c$  и античастицы  $\bar{c}$ ;

б) при фиксированных  $m_T$  и  $y$  энергетическая зависимость инклюзивного сечения определяется выражением

$$\rho(y, m_T, s) = \Phi_{PP}(m_T) + \alpha(y, m_T) s^{-1/4} + \beta(y, m_T) s^{-1/2}, \quad (4.8)$$

причем, в соответствии с (4.7), зависимость инклюзивного сечения от  $s$  и  $y$  оказывается скоррелированной;

в) в энергетической зависимости средней множественности частиц сорта  $c$  в центральной области

$$\langle n_c \rangle_{\text{central}} = A_c + B_c \ln s + \frac{D_c}{\sqrt{s}} + \frac{F_c \ln s}{\sqrt{s}}, \quad (4.9)$$

величина коэффициента при  $\ln s$  определяется асимптотическим пределом для функции  $\rho$ :

$$B_c = \pi \int d m_T^2 \Phi_{PP}(m_T). \quad (4.10)$$

Как было показано в работах <sup>54, 61-63</sup>, этот подход действительно описывает энергетическую зависимость инклюзивных сечений и форму распределений по быстротам в центральной области для целого ряда инклюзивных реакций. Важный результат состоит в том, что значения вершинных функций  $\Phi_{RR}$ ,  $\Phi_{RP}$  и  $\Phi_{PP}$  оказываются одного порядка. Поэтому при использовании данных при небольших энергиях для описания энергетической зависимости инклюзивных сечений в центральной области последним членом в (4.7) пренебрегать нельзя. Зависимости вершинных функций от  $m_T$ , полученные в работе <sup>61</sup> при анализе реакций  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  при 12 и 24 Гэв/с, близки к экспоненциальным. Параметры наклона  $b_{ij}$  в параметризации  $\Phi_{ij} = A_{ij} \exp(-b_{ij} m_T)$  оказываются практически одинаковыми в реакциях  $pp \rightarrow \pi X$ ,  $p\bar{p} \rightarrow \pi X$  и  $Kp \rightarrow \pi X$  <sup>61</sup>. Более того, сравнение параметров наклона в этих реакциях и реакции  $K^+p \rightarrow K^0 X$  показало <sup>54</sup>, что они не зависят и от типа инклюзивной частицы, т. е. оказываются одинаковыми для  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Такая универсальность в зависимости вершинных функций от  $m_T$ , отмеченная также в работе <sup>64</sup>, представляется очень интересной и будет проанализирована более подробно в разделе в) гл. 4.

Рассмотрим теперь закономерности в энергетической зависимости инвариантных инклюзивных сечений с точки зрения представления (4.7). На рис. 18 и 19 представлена компиляция <sup>12</sup> данных по инклюзивным выходам  $\pi^\pm$  и  $K^0$ -мезонов при высоких энергиях (проинтегрированных по  $p_T^2$ ) при  $x = 0$ . Настоящая ситуация заметно отличается от ожидавшейся несколько лет назад <sup>66</sup> (пунктирные кривые на рис. 18 и 19 с  $B_\pi = 0,78$  и  $B_K \approx 0,4 \cdot B_\pi = 0,078$ ). Масштабный предел явно не достигается даже при максимально доступных энергиях, хотя данные не противоречат существованию такого предела, не зависящего от сорта сталкивающихся частиц.

Двухреджеонный формализм воспроизводит тенденцию данных вплоть до максимальных энергий. Кривые 1 и 2 на рис. 18 представляют результат подгонки <sup>61</sup> формулы (4.7) к данным  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  при 12 и 24 Гэв/с в пространстве  $(s, m_T, y)$ . Кривые 4 и 5 для реакций  $\pi^+p \rightarrow \pi^- X$  и  $K^+p \rightarrow \pi^- X$  получены из того же фита данных в реакциях  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  и известных константах связи  $\delta_i^{\pi^+}$  и  $\delta_i^{K^+}$ , взятых из анализа полных сечений. Важно отметить, что двухреджеонный анализ, проведенный при таких сравнительно низких энергиях, в целом обеспечивает описание данных в широком интервале энергий.

В реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^- X$  с сильным эффектом лидирующей частицы энергетическая зависимость сечений при небольших энергиях сначала заметно отличается от других реакций. Однако по мере увеличения энергии наблюдается та же самая тенденция. Более того, энергетическая зависимость сечений этой реакции хорошо описывается формулой (4.7), когда значение  $B_c$  зафиксировано равным  $B_c$  для реакций  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  (кривая 3 на рис. 18).



В реакции  $pp \rightarrow K_s^0 X$  энергетическая зависимость сечений опять согласуется с двухреджеонным представлением (рис. 19). Неплохо описываются с помощью двухреджеонной параметризации и спектры  $K_s^0$ -мезонов по

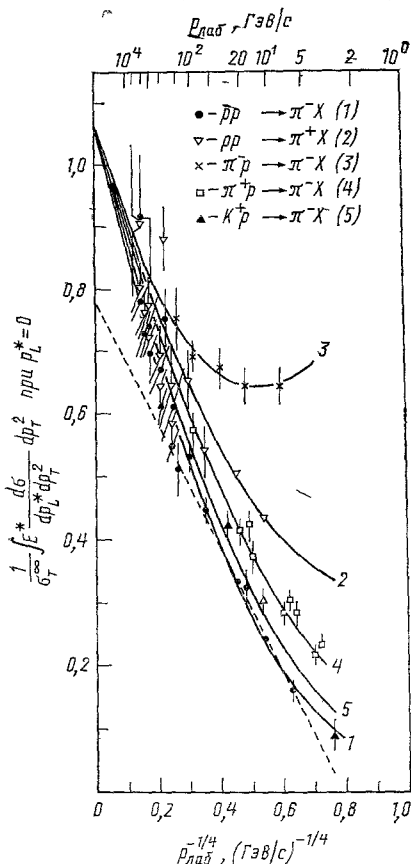


Рис. 18. Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений  $\pi^\pm$ -мезонов в центральной области.

Компиляция опубликованных данных<sup>12</sup>, кривые — результат двухреджеонного «фита»<sup>61</sup> в пространстве  $(s, m_T, y)$  к данным реакции  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  при 12 и 24 Гэв/с<sup>53</sup>.

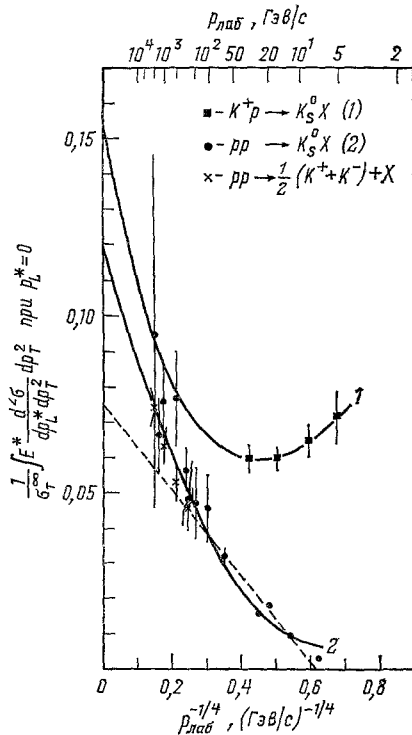


Рис. 19. Энергетическая зависимость инвариантных инклюзивных сечений  $K_s^0$ -мезонов в  $pp$ - и  $K^+p$ -взаимодействиях в центральной области.

Компиляция опубликованных данных<sup>12</sup>.

быстроатам в СИМ. То же, с некоторыми оговорками, можно сказать и о реакции  $K^+p \rightarrow K_s^0 X$  (рис. 19), где  $RR$  — член в формуле (4.7) — ответствен за падение сечений в интервале первичных импульсов от 5 до 16 Гэв/с<sup>54</sup>. В интервале от 16 до 32 Гэв/с сечения выходят на плато, и двухреджеонный фит, проделанный сотрудничеством Франции — СССР и ЦЕРН — СССР<sup>32</sup> для данных от 5 до 32 Гэв/с, указывает на то, что сечения должны начать расти при больших энергиях. Значение  $B_K = 0,152 \pm \pm 0,030$  для этой реакции, полученное из фита данных в интервале от 5 до 32 Гэв/с в пространстве  $(s, m_T, y)$ <sup>32</sup>, вполне совместимо с асимптотическим значением для реакций  $pp \rightarrow K_s^0 X$  (см. рис. 19). Поэтому образование  $K_s^0$  в центральной области также совместимо с факторизацией.

Таким образом, при высоких энергиях возрастание сечений в центральной области предсказывается даже для реакций с сильным эффектом лидирующей частицы, как видно из двухреджеонного анализа реакции

$K^+p \rightarrow K^0X$ , где в доступном интервале энергий сечения еще уменьшаются с ростом  $s$ , и для реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$ , где этот рост подтверждается экспериментально, развенчивая миф о «равнем» скейлинге в этой реакции.

Мы видим, что асимптотическое значение функции  $\rho$  определяет значение (4.10) коэффициента  $B_c$  в энергетической зависимости (4.9) средней множественности частиц сорта  $c$  в центральной области, причем учет вклада фрагментационной компоненты (4.4) в  $\langle n_c \rangle$  не может изменить значения  $B_c$ . Поэтому двухреджеонное представление предсказывает, что значение коэффициента  $B_{ch}$  при  $\ln s$  в энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц

$$\langle n_{ch} \rangle = A_{ch} + B_{ch} \ln s + \frac{C_{ch}}{\sqrt{s}} + \frac{D_{ch} \ln s}{\sqrt{s}} \quad (4.11)$$

определяется суммой коэффициентов  $B_c$  всех заряженных частиц. Пренебрегая вкладом частиц тяжелее каонов и используя значения  $B_{\pi^+} = B_{\pi^-} \approx 1,05$  и  $B_{K^+} = B_{K^-} \approx 0,12$  (см. рис. 18 и 19), будем иметь

$$B_{ch} \approx 2B_{\pi} + 2B_K \approx 2,34. \quad (4.12)$$

В этой связи интересно отметить, что подгонки к экспериментальным зависимостям  $\langle n_{ch} \rangle$  от  $s$  в  $pp$ ,  $\pi p$  и  $Kp$ -взаимодействиях с помощью формулы (4.11) и предположения, что значения  $B_{ch}$  должны быть одинаковы в разных типах взаимодействий, приводят к значению  $B_{ch} = 2,35 \pm \pm 0,18$ <sup>67</sup>, хорошо согласующемуся с (4.12) и заметно большему, чем при обычных «логарифмических» подгонках лишь с двумя первыми членами в (4.11). Поэтому необходимо соблюдать осторожность при сравнении множественностей вторичных частиц в космических лучах при энергиях  $10^{12} - 10^{16}$  эв с экстраполяцией данных при ускорительных энергиях.

Однако анализ данных по широким атмосферным ливням, похоже, указывает на даже большее увеличение множественностей вторичных частиц при энергиях космических лучей<sup>68</sup>. Другие данные<sup>69-71</sup> по космическим лучам, представленные на конференцию в Тбилиси, также указывают на отклонение от скейлинга (о деталях см. <sup>72</sup>). Конечно, эти указания не являются чем-то неожиданным, так как сильное нарушение скейлинга имеет место и при ускорительных энергиях. Важно другое — степень нарушения скейлинга, которая может быть либо совместимой с существованием асимптотически не зависящих от энергии сечений, либо с их беспредельным ростом.

Из вышеприведенного рассмотрения можно было бы сделать вывод о совместимости данных с существованием асимптотического предела, предсказываемого в рамках двухреджеонного подхода. Однако такой вывод был бы, пожалуй, преждевременным. Компиляция данных, сделанная БСМ-сотрудничеством<sup>50</sup>, предостерегает нас от возможной предвзятости. Инвариантные сечения для реакций  $pp \rightarrow \pi^{\pm} X$  при  $x = 0$  и  $p_T = 0,2$  Гэв/с, представленные на рис. 20 в виде функции от  $\ln s$ , хотя и согласуются с предсказаниями двухреджеонного формализма, но также совместимы и с логарифмическим или даже степенным ростом сечений ( $A + B s^{\alpha}$  и  $\alpha > 0$ ), т. е. с отсутствием скейлингового предела.

В этой связи небезынтересно поставить вопрос о том, что делать с предсказаниями об асимптотическом неограниченном росте сечений в центральной области, упомянутыми в начале этого раздела? Речь идет о возможных механизмах максимального роста сечений в моделях с  $s$ -канальной унитаризацией<sup>55</sup>, предсказывающих степенное возрастание сечений типа (4.5) при фиксированных быстротах в СЦМ, или о теоретических представлениях<sup>56</sup>, согласно которым энергетический рост второго момента

по множественности  $\langle n_c n_d \rangle$  в инклюзивной реакции  $ab \rightarrow cdX$  в области пионизации может быть при определенных условиях на выбор фазового пространства очень большим  $\propto s/\ln^\alpha s$  ( $\alpha > 0$ ). Исследование ассоциированных множественностей  $\langle n(M_X^2) \rangle$  для ряда инклюзивных реакций  $ab \rightarrow cX_M$  показало, например, что они характеризуются разными зависимостями от  $M_X^2$  во фрагментационных и центральных областях, возрастая намного быстрее с  $M_X^2$  в центральной области<sup>73-75</sup>. На наш взгляд, эта ситуация весьма напоминает положение с энергетической зависимостью полных сечений, сложившееся до открытия серпуховского эффекта. Напомним, что редже-полюсная модель предсказывала выход на постоянное сечение по закону  $a + b/\sqrt{s}$ . Отклонение от этой простой зависимости, наблюдаемое на серпуховском ускорителе, привело к важным изменениям наших представлений о характере взаимодействий частиц при высоких энергиях. Поэтому кажется заманчивым проанализировать, не существует ли заметных отклонений в энергетической зависимости экспериментальных сечений инклюзивных процессов в центральной области от предсказаний двухреджеонного формализма. Есть все основания ожидать, что такой анализ может стать возможным в ближайшем будущем из-за постоянно возрастающей точности экспериментальных данных.

При каких же энергиях можно ожидать заметных отклонений от предсказаний двухреджеонной аппроксимации? Напомним (см. гл. 2), что масштабный параметр, определяющий пороговую энергию нового механизма роста полных сечений с максимальным насыщением парциальных волн в (2.14),  $s_0 \approx 120 \text{ Гэв}^2$ . Сечение инклюзивного процесса в центральной области связано со скачком шеститочечной амплитуды в  $M_X^2$  канале (см. рис. 5, а, г), и квадрат полной энергии в каналах  $ac$  или  $bc$  составляет  $\sqrt{s} \langle m_T \rangle$ , т. е.  $\approx 60 \text{ Гэв}^2$  даже при максимальных энергиях НК ЦЕРНа. Поэтому возможно, что новые эффекты, аналогичные росту полных сечений, будут проявляться при энергиях, намного превышающих энергии, доступные сегодня на ускорителях. Анализ прохождения вторичных частиц через атмосферу в космических лучах указывает, что, возможно, такое случается при энергиях  $10^{14} - 10^{16} \text{ эв}$ . Заметим, однако, что в этих рассуждениях мы неявно предполагаем наличие некоторого универсального масштаба для  $s$  порядка  $1 \text{ Гэв}$ . Однако имеются серьезные основания полагать (см. предыдущие разделы), что масштаб энергий в инклюзивных спектрах частиц задается средним значением  $\langle m_T \rangle$  по-

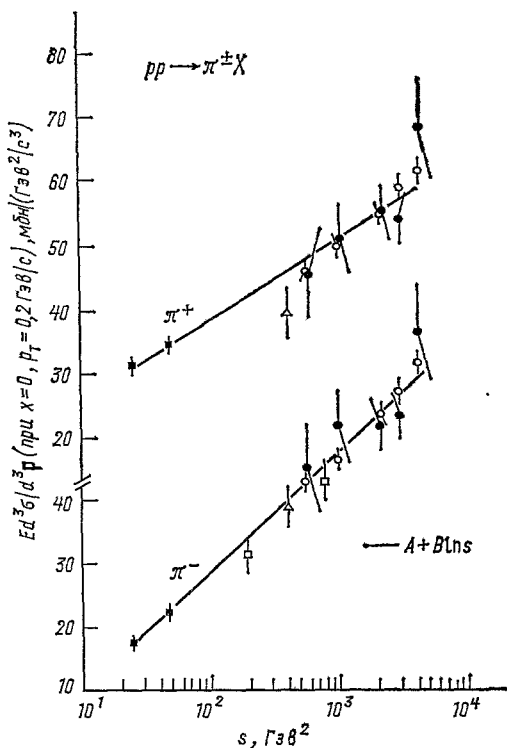


Рис. 20. Энергетическая зависимость инвариантных сечений реакций  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  при  $x = 0$  и  $p_T = 0,2 \text{ Гэв/с}$  (из работы<sup>50</sup>).

речной массы. В этом случае отклонения от редже-полюсной аппроксимации могут проявиться и при меньших энергиях. Очевидно, что ускорители нового поколения с энергией  $\approx 2 \text{ Тэв}$  и с накопительными кольцами необходимы для количественного анализа этих интересных явлений.

### в) Поперечный скейлинг

При рассмотрении двухреджеонного представления мы уже отмечали, что зависимость вершинных функций  $\Phi_{ij}(m_T)$  от поперечной массы  $m_T$  является экспоненциальной, а параметры экспоненциальных наклонов оказываются универсальными, т. е. не зависящими от типа как сталкивающихся, так и инклюзивной частиц. Это интересное обстоятельство естественно объясняется<sup>65</sup> в рамках мультипериферической модели, в которой соответствующие вершины  $\Phi_{ij}(m_T)$  возникают при суммировании диаграмм лестничного типа. При обычном экспоненциальном обрезании ( $e^{bt_i}$ ) в каждой ячейке мультипериферической диаграммы вершинные функции могут быть представлены в следующем виде:

$$\Phi_{ij}(m_T) = \text{const} \cdot g^{[\alpha_j(0) - \alpha_i(0)]/2} e^{-g} \Psi(\alpha_j(0) + 1, \alpha_j(0) - \alpha_i(0) + 1, g), \quad (4.13)$$

где  $g = bm_T^2$ , а  $\Psi$  — гипергеометрическая функция. При этом единственным свободным параметром (помимо общей нормировки каждой из вершинных функций  $\Phi_{ij}$ ) является коэффициент  $b$ , который и определяет универсальную зависимость  $\Phi_{ij}$  от  $m_T$ . Оказывается<sup>65</sup>, что при  $b = 2,05$  выражение (4.13) хорошо воспроизводит вершинные функции, найденные при подгонках (4.7) к экспериментальным данным. Мультипериферическая модель хорошо воспроизводит и небольшую разницу в параметрах экспоненциальных наклонов для  $\Phi_{PP}$ ,  $\Phi_{PR}$  и  $\Phi_{RR}$ , которая в рамках двухреджеонного представления приводит к появлению зависимости среднего поперечного импульса  $\langle p_T \rangle$  инклюзивной частицы от  $s$  и быстроты  $y$ :  $\langle p_T \rangle$  уменьшается с ростом  $y$  и увеличивается с ростом  $s$ , достигая максимального значения, определяемого величиной  $\Phi_{PP}(m_T)$ .

При  $m_T \geq 0,4 \text{ Гэв}$  вершинные функции (4.13) не сильно отличаются от асимптотического (по  $m_T$ ) выражения

$$[\Phi_{ij}(m_T) \approx \text{const} \cdot e^{-bm_T^2} m_T^{-[\alpha_i(0) + \alpha_j(0) + 2]},$$

а инклюзивное сечение записывается в следующем виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dm_T^2 dy} \approx -\frac{e^{-bm_T^2}}{m_T^4} (1 + \beta_1 \sqrt{ze^y} + \beta_2 \sqrt{ze^{-y}} + \beta_1 \beta_2 z), \quad (4.14)$$

где  $z = m_T / \sqrt{s}$ . Таким образом, при  $m_T \geq 0,4 \text{ Гэв}$  зависящая от энергии часть сечения инклюзивного процесса может быть представлена в масштабном по отношению к поперечной массе  $m_T$  виде (4.14), а масштабный закон типа  $\Phi(p_T) F(p_T/\sqrt{s})$ , наблюдаемый при  $y = 0$  и  $p_T > 2 \text{ Гэв}/c$  (так называемый поперечный скейлинг), справедлив вплоть до малых значений  $p_T$  и  $s$ , но при модификации переменных  $p_T/\sqrt{s} \rightarrow m_T/\sqrt{s}$ . При  $y \neq 0$  инклюзивное сечение, как следует из (4.14), может быть записано в факторизованной форме

$$\frac{d^2\sigma}{dm_T^2 dy} \sim \Phi(m_T) \Psi_1(x_1) \Psi_2(x_2), \quad (4.15)$$

где

$$x_1 = ze^y = \frac{E + p_L}{\sqrt{s}} \quad \text{и} \quad x_2 = ze^{-y} = \frac{E - p_L}{\sqrt{s}} \quad (4.16)$$

есть переменные светового конуса. Мы видим, что инклюзивное сечение в центральной области (так же как и сечение в области фрагментации; см. раздел г) гл. 4) может быть представлено в факторизованном виде по переменным  $m_T$ ,  $x_1$  и  $x_2$ .

Универсальность инклюзивных распределений по  $m_T$  может быть использована для оценок выходов тяжелых частиц при известных сечениях образования легких частиц с большими  $p_T$ . При  $y = 0$  спектры пионов с большими  $p_T$  хорошо аппроксимируются выражением <sup>76</sup>

$$f(y=0, p_T^2, s) \approx A m_T^{-N} e^{-B m_T / \sqrt{s}}$$

с  $N \approx 8$  и  $B \approx 26$ . Предполагая, что при переходе к более тяжелым частицам меняется только общая нормировка, удается получить разумные оценки <sup>77</sup> сечений выхода  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  и  $J$ -мезонов, согласующиеся с экспериментом, так же как и оценить выходы чармованных частиц.

#### г) Связь с глубоко-неупругим рассеянием

Интересный подход к поведению инклюзивных сечений во фрагментационной области был предложен Логуновым с сотрудниками <sup>78</sup>. Используя представление Йоста — Лемана — Дайсона для спектральных функций, они показали, что в области больших значений переменной  $\gamma = 2p_b(p_a + p_c)/2p_b(p_a - p_c)$  инклюзивное сечение может быть записано в виде

$$f(p_c, s) = \gamma^{a(q^2, v)} F(q^2, v), \quad (4.17)$$

где

$$q^2 = (p_a - p_c)^2, \quad v = 2p_b(p_a - p_c).$$

Если спектральная функция не имеет сингулярностей, то  $a(q^2, v) < 0$ , в противном случае  $a(q^2, v) > 0$ . Как видно из рис. 21 <sup>79</sup>, представление (4.17) описывает данные со слабой зависимостью  $a(q^2, v)$  и  $F(q^2, v)$  от  $v$ . Величина  $a(q^2, v) < 0$  для реакций  $pp \rightarrow \pi^\pm X$ , в то время как  $a(q^2, v) > 0$  для реакций  $pp \rightarrow pX$  <sup>79</sup> и  $K^+p \rightarrow K^+X$  <sup>80</sup> с сильным эффектом лидирующих частиц. Таким образом, представляется возможным сопоставить эффекты лидирующей частицы с сингулярностями в спектральной функции Йоста — Лемана — Дайсона.

При  $p_T = 0,4 \text{ ГэВ}/c$ , т. е. при поперечном импульсе, близком к среднему значению поперечного импульса  $\pi$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях, величина  $a(q^2, v) \approx 3$ . Так как в области больших  $\gamma$  справедливо соотношение  $\gamma \approx (1+x)/(1-x)$ , то подобное поведение соответствует падению инклюзивного сечения при  $x \rightarrow 1$  по закону  $f \sim (1-x)^3$ . Как отмечалось в работе <sup>81</sup>, такое поведение спектра  $\pi$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействиях находится в некотором противоречии с трехреджеонной аппроксимацией и согласуется с простой кварк-партоновой картиной взаимодействия, если предположить, что в области больших  $x$  спектр  $\pi$ -мезонов повторяет поведение структурной функции протона  $vW_2(x) \sim (1-x)^3$ . Более того, оказывается <sup>79</sup>, что инвариантное сечение факторизуется по переменным  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$ , относящимся к фрагментации пучка и мишени соответственно, и имеет следующий вид:

$$f \approx \Phi(m_T) \Psi_a(\gamma_a, m_T) \Psi_b(\gamma_b, m_T). \quad (4.18)$$

Функции  $\Psi(\gamma, m_T)$  в области больших  $\gamma$  ведут себя как  $\gamma^{\alpha(m_T)}$ . Перепишывая формулу (4.18) в переменных  $m_T$ ,  $y$  и  $s$ , получим

$$f \approx \Phi(m_T) \Psi_a\left(\frac{m_T e^y}{\sqrt{s}, m_T}\right) \Psi_b\left(\frac{m_T e^{-y}}{\sqrt{s}, m_T}\right) \quad (4.19)$$

по аналогии с выражением (4.15) для центральной области, вытекающим из двухреджеонного представления мультипериферической модели<sup>82</sup> и некоторых эвристических соображений, высказанных Кинопитой<sup>83</sup>.

Формулы типа (4.18) и (4.19), отражающие наши представления о факторизуемости переднего и заднего конусов в инклюзивных спектрах,

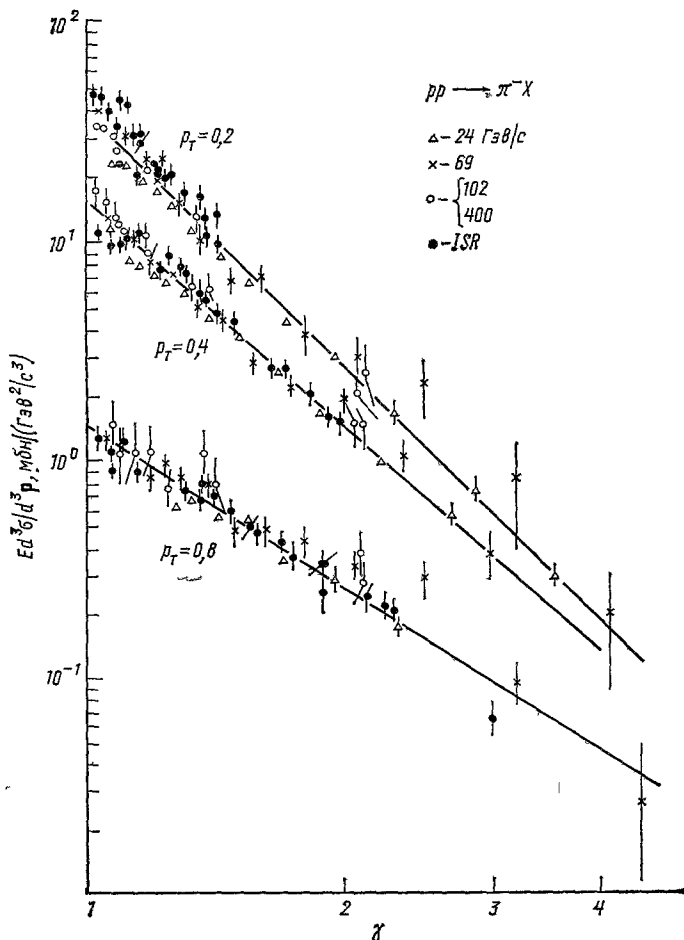


Рис. 21. Инклюзивные сечения реакции  $pp \rightarrow \pi^- X$  в зависимости от переменной  $\gamma$  (прямые линии проведены на глаз) (из работы<sup>78</sup>).

замечательны и тем, что они являются «поперечно» скейлинговыми. Зависимость от переменных  $m_T$  и  $\sqrt{s}$  входит в них через переменную  $m_T/\sqrt{s}$ . Это означает, что масштаб энергии задается поперечной массой и объясняет запаздывание выхода на асимптотический режим для тяжелых частиц. Наконец, поведение функций  $\Psi(z)$ , как уже отмечалось выше, повторяет поведение структурной функции протона (при больших значениях  $y$  переменная  $z = m_T e^y/\sqrt{s} \rightarrow x$ ).

В работе<sup>84</sup> была предпринята попытка установить прямую связь между структурной функцией глубоко-неупругого рассеяния  $ep \rightarrow eX$  и инклюзивным сечением реакции  $K^+p \rightarrow K^0 X$ , в которой доминирует обмен  $\rho$ -траекторией. На рис. 22 структурная функция для реакции  $ep \rightarrow eX$  сравнивается со структурной функцией  $F_2(x)$  реакции  $K^+p \rightarrow K^0 X$ , вычисленной в предположении доминирующего вклада

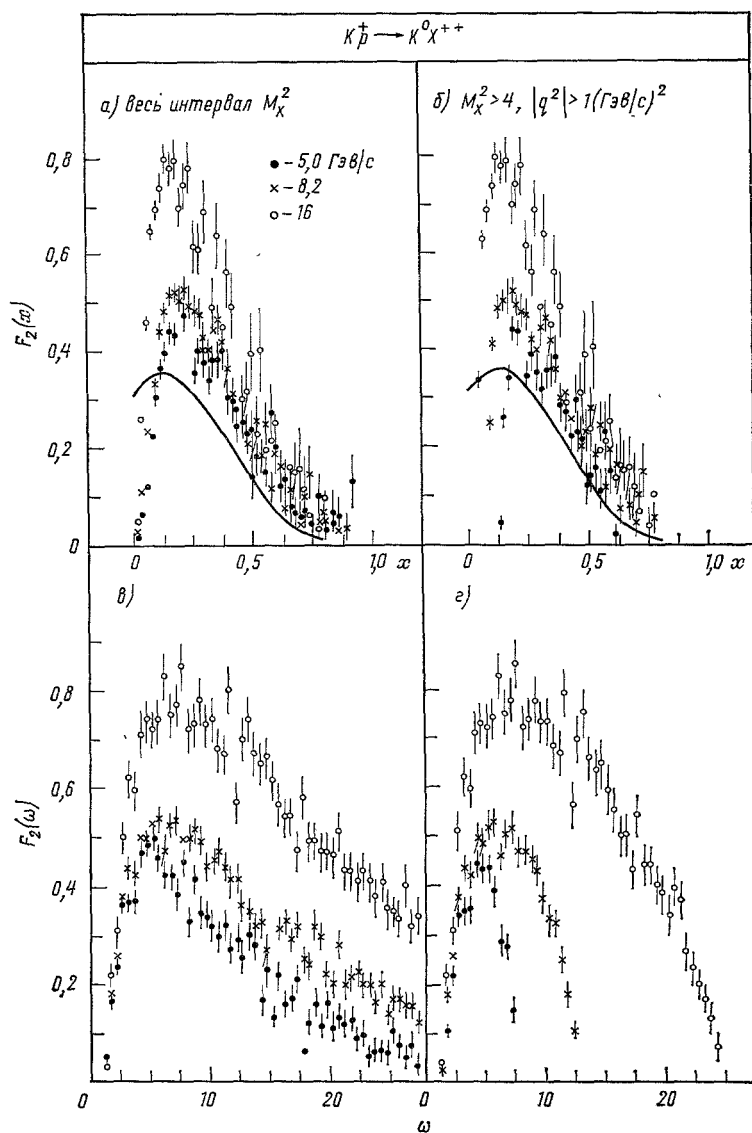


Рис. 22. Зависимость структурной функции  $F_2$  от переменных  $x$  и  $\omega = 1/x$  для всех событий (а, б), после удаления резонансной области (в, г).

Значки — данные для реакции  $K^+p \rightarrow K^0\chi$  при 5, 8, 2 и 16 ГэВ/с; сплошные линии — данные SLACa для реакции  $ep \rightarrow e\chi$  (из работы <sup>84</sup>).

$\rho$ -мезонного обмена по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{g_{\rho KK}^2}{4\pi} \frac{4m_\rho E_\rho}{q^2 - m_\rho^2} [1 + (1-y)^2] F_2(x, y), \quad (4.20)$$

где  $x = 1/\omega = -q^2/2m_p v$ ,  $y = v/E_0$  и  $v = E - E_0$  — потеря энергии. Как видно из рисунка, наблюдается действительно относительно неплохое согласие структурных функций для этих двух реакций в области  $x \rightarrow 1$ .

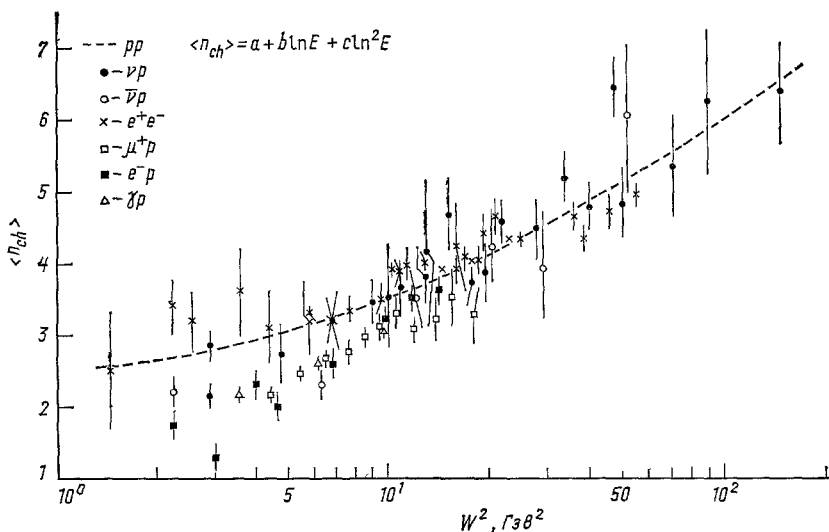


Рис. 23. Зависимость средней множественности вторичных заряженных адронов от  $W^2$ .  
Компиляция данных<sup>12</sup>.

Сравнение средних множественностей адронов, рождаемых в лептон-адронных, электромагнитных и адрон-адронных взаимодействиях при одинаковых значениях полной энергии  $W$ , идущей на образование адронов (рис. 23), также указывает на существование глубокой аналогии между этими взаимодействиями.

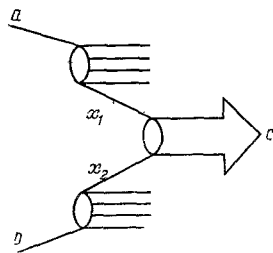


Рис. 24. Механизм образования частиц через слияние кварков взаимодействующих адронов.

Указанная связь с глубоко-неупругим рассеянием естественным образом возникает в моделях, где образование частиц осуществляется при слиянии кварков из разных адронов, по аналогии с известным механизмом Дрелла — Яна рождения лептонных пар в адрон-адронных взаимодействиях<sup>85</sup> (рис. 24). В таких моделях слияния кварков инклюзивное сечение рождения мезона с массой  $m_c$  имеет следующий вид<sup>86</sup>:

$$f \approx \frac{A}{m_c^2} f_q^a(x_1) f_q^b(x_2), \quad (4.21)$$

где  $f_{q(\bar{q})}^{a(b)}$  — функция распределения кварка (антикварка) в адроне  $a$  ( $b$ ), а

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{s} \sqrt{x_c^2 + \frac{4m_c^2}{s}} \pm x_c \right) \quad (4.22)$$

или  $x_{1,2} = m_c e^{\pm y} / \sqrt{s}$ .



В области фрагментации адрона  $a$  мы имеем  $x_c \sim 1$ ,  $x_1^* \sim x_c$  и  $x_2 \sim m_c^2/sx$ . Поэтому

$$f \xrightarrow{x_c \rightarrow 1} \frac{A}{m_c^2} f_q^a(x_c) f_q^b\left(\frac{m_c^2}{sx}\right). \quad (4.23)$$

Благодаря наличию в адроне «моря» кварк-антикварковых пар ( $f_q(0) \neq 0$ ) это приводит <sup>87</sup> к

$$f \xrightarrow[\substack{x_c \rightarrow 1, \\ s \rightarrow \infty}]{\frac{A}{m_c^2}} f_q^a(x_c) \sim (1-x)^n, \quad (4.24)$$

где  $n = 3$  для протона.

Инклюзивное сечение в такой модели представляет сумму факторизованных членов типа (4.21). Это означает, что и в представлении

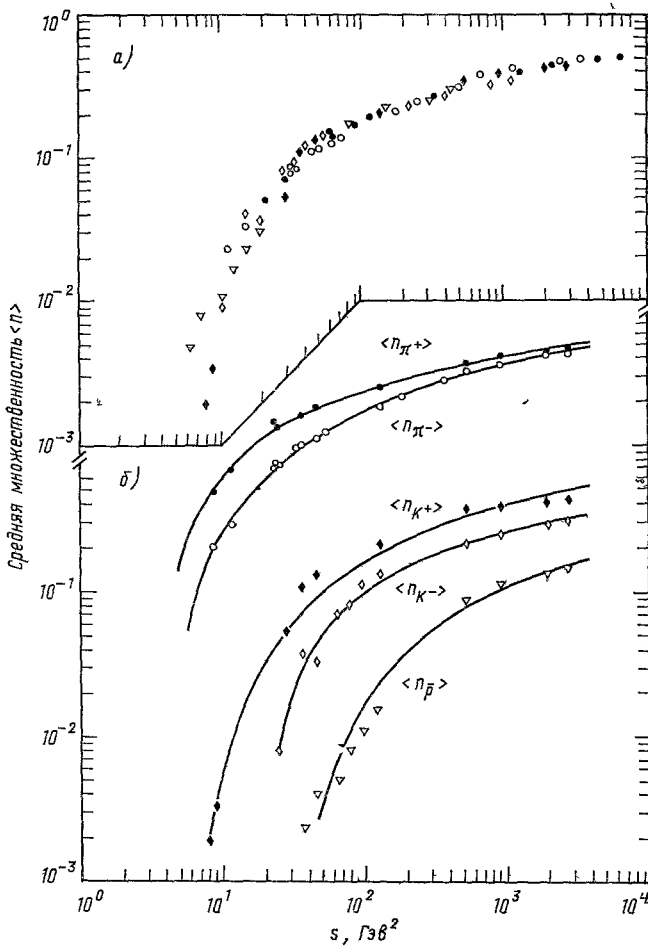


Рис. 25. Средняя множественность  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $\bar{p}$  в зависимости от  $s$  (б) и те же данные, что и в (б), но смещенные к средней множественности  $K^+$ -мезонов (а). Сдвиги вдоль оси  $\langle n \rangle$  пропорциональны отношениям соответствующих квадратов масс (из работы <sup>88</sup>).

(4.17), предложенном Логуновым с сотрудниками, было бы интересно учесть следующие члены в разложении по степеням  $\gamma$ . В этом смысле формулу (4.17), по-видимому, можно рассматривать как первое приближение, доминирующее в области больших  $\gamma$ .

Механизм «слипания» предсказывает разную скорость приближения к масштабному пределу во фрагментационной и центральной областях. Действительно, в соответствии с (4.23) для фрагментационной области член, нарушающий масштабный предел, зависит от  $m_c^2/sx$ , в то время как в центральной области

$$f = \frac{A}{m_c^2} f_q \left( \frac{m_c}{\sqrt{s}} \right) f_q - \left( \frac{m_c}{\sqrt{s}} \right) \quad (4.25)$$

и зависимость от энергии входит через переменную  $m_c/\sqrt{s}$ . Важно отметить, что в обоих случаях масштаб энергии задается массой рождаемой частицы  $m_c$  (либо поперечной массой  $\langle m_{Tc} \rangle$ , если учитывать поперечное движение партонов), а инклюзивное сечение зависит от переменной  $m_c/\sqrt{s}$  некоторым универсальным образом<sup>88</sup>:

$$f(p_c, s) \approx \frac{A}{m_c^2} G \left( \frac{m_c}{\sqrt{s}}, x \right). \quad (4.26)$$

Для легких частиц, заметная доля которых образуется за счет распада различных резонансов, подобная масштабная закономерность может нарушаться из-за наличия нескольких безразмеривающих масс. Тем не менее, как видно из рис. 25, средние множественности частиц разного типа, рождаемых в  $pp$ -столкновениях, приводятся к одной кривой, начиная с серпуховских энергий, простым переопределением масштаба энергии и изменением общей нормировки<sup>89</sup>, что, возможно, указывает на существование какого-то одного эффективного механизма, доминирующего при высоких энергиях. Сечения рождения резонансных состояний ( $\rho$ ,  $\phi$ ,  $\psi$ ) в  $pp$ -

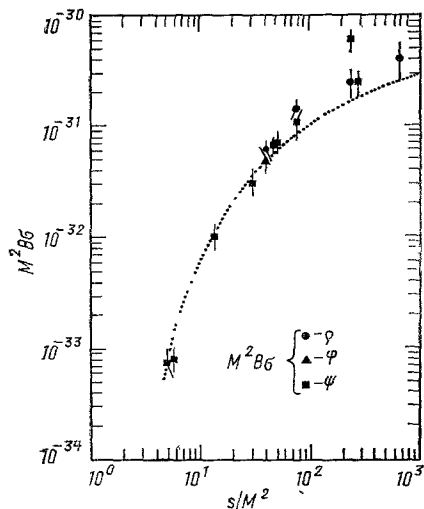


Рис. 26. Зависимость  $M^2 B\sigma$  от  $s/M^2$  (где  $M$  — масса резонанса, а  $B$  — нормировочный коэффициент) для выходов  $\rho$ ,  $\phi$  и  $\psi$  в  $pp$ -взаимодействиях.

Штриховая линия — предсказания модели<sup>90</sup> типа Дрелла — Яна.

взаимодействиях также обнаруживают универсальную зависимость от переменной  $m_c^2/s$ , близкую к получаемой из механизма типа Дрелла — Яна (рис. 26).

То, что масштаб энергии в инклюзивных распределениях задается средним значением поперечной массы, может привести (как отмечалось в конце раздела б) гл. 4) к более раннему отклонению инклюзивных сечений легких частиц в центральной области от предсказаний реджеполюсной модели из-за того же механизма, что ответстен и за рост полных сечений.

## 5. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

Содержание предыдущих разделов относилось в основном к описанию спектров стабильных частиц и мало касалось рождения резонансных состояний. Заметим, однако, что без рассмотрения последних невозможно понять вопрос о степени нарушения  $SU(3)$ - или  $SU(6)$ -симметрий в процессах множественного рождения. Действительно, как показано в предыдущих разделах, сечения рождения  $K$ -мезонов в изученном интервале энергий на порядок ниже сечения рождения  $\Lambda$ -мезонов, и нет никаких указаний на то, чтобы эти сечения сравнивались в асимптотике. Наоборот, целый ряд аппроксимаций убеждает, что это соотношение сохранится

и при более высоких энергиях. Таким образом, можно было бы говорить о сильном нарушении  $SU(3)$ -симметрии в процессах множественного рождения.

Однако, как было показано Анисовичем и Шехтером<sup>91</sup>, а позднее Бьеркенем и Фаррар<sup>92</sup>, такое сильное нарушение симметрии является кажущимся и связано с тем, что в опытах регистрируются только стабильные частицы, часть из которых на самом деле образуется в результате распада резонансных состояний. Учет распада резонансов восстанавливает симметрию. Так, учет вклада низших  $SU(6)$ -мультиплетов (36-плет мезонов и 56-плет барионов) позволяет качественно объяснить существующие соотношения для выходов стабильных частиц при конечных энергиях, несмотря на то, что эти предсказания являются асимптотическими и что в них не учитывается подавление рождения тяжелых частиц. Такого подавления следует ожидать из простой мультипериферической кинематики, в которой сечения выхода частиц зависят от их поперечной массы. Как было показано в предыдущем разделе, сечения рождения тяжелых частиц в рамках механизма слипания кварков также подавлены как  $1/m_c^2$  (см. формулу (4.26)). Появление такого же фактора подавления в партонной модели следует из близкодействия кварков в пространстве быстрот<sup>87</sup>. Действительно, вероятность найти пару  $q\bar{q}$  с разностью быстрот (кварка и антикварка)  $\Delta y \approx \ln(m_c^2/m_q^2)$  пропорциональна  $e^{-\alpha\Delta y}$ , откуда и следует появление фактора подавления  $1/m_c^2$  в сечении рождения частицы с массой  $m_c$ .

Отметим еще одно обстоятельство, не учитываемое в асимптотической модели кварков. В механизме слипания вероятность образования мезона пропорциональна вероятности найти кварк в одном адроне и антикварк в другом. Опыты по глубоко-неупругому рассеянию указывают на малость числа антикварков в нуклоне. В мезоне такой малости нет из-за наличия готового валентного антикварка. Это обстоятельство объясняет избыток мезонов в  $p\bar{p}$ -столкновениях по сравнению с  $pp$ -столкновениями при умеренных энергиях. С ростом энергии этот дополнительный вклад в модели слипания убывает как  $m_c/\sqrt{s}$ , и при асимптотических энергиях сечения рождения мезонов в  $p\bar{p}$ - и  $pp$ -столкновениях должны становиться похожими. В связи с этим следует чрезвычайно осторожно относиться к сопоставлению модели кварков<sup>91</sup> с экспериментом при умеренных энергиях.

Итак, изучение инклюзивного образования резонансов (которые являясь, так сказать, родительскими частицами, лучше отражают характерные, первичные черты взаимодействия, чем дочерние частицы, на которые они распадаются), очень важно для проверки различных моделей симметрии кварковых моделей. Изучение спиновых матриц плотностей при распаде резонансов представляет уникальные возможности для исследования динамики процессов рождения частиц. Обильное образование резонансов, продукты распада которых составляют заметную долю от наблюдаемых в конечном состоянии частиц, по-видимому, тесно связано с наблюдаемыми в процессах множественного образования частиц корреляционными эффектами, указывающими на то, что многие пионы возникают от распада кластеров с большими массами. Становится все более очевидным, что наблюдаемые короткодействующие корреляции на самом деле могут быть обусловлены образованием резонансов. Наконец, неожиданно большой выход прямых лептонов в адрон-адронных взаимодействиях также увеличивает интерес к исследованию мезонных резонансов, которые могут быть ответственны по крайней мере за часть наблюдаемого эффекта.

### а) Инклюзивное образование мезонных резонансов

Энергетическая зависимость инклюзивных сечений образования  $\rho^0$  и  $f$  в адрон-адронных взаимодействиях демонстрируется на рис. 27. Здесь же показаны средняя множественность  $\rho^0$  на неупругое столкновение и отношение  $R = \langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi_c^-) \rangle$ . Как и в работе <sup>93</sup>, мы определили  $\langle n(\pi_c^-) \rangle$

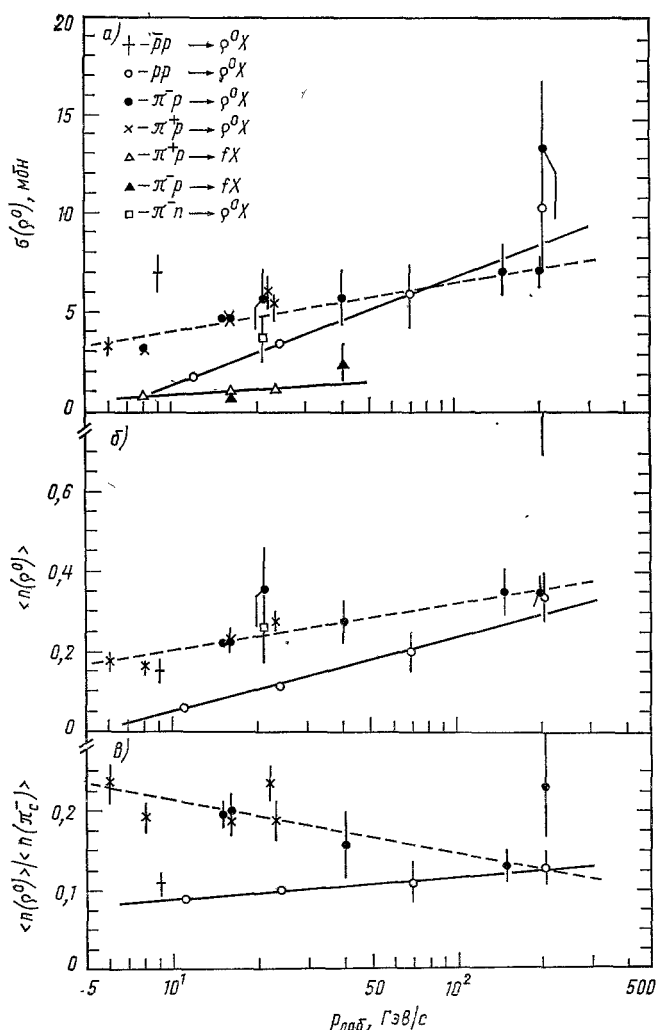


Рис. 27. Энергетическая зависимость инклюзивных сечений  $\rho^0$ - и  $f$ -мезонов.

а) Инклюзивные сечения  $\rho^0$  и  $f$  в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$ ; б) средняя множественность  $\rho^0$  в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$ ; в) отношение  $\langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi_c^-) \rangle$  в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$ ; кривые проведены через экспериментальные точки (компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных).

как среднюю множественность рожденных  $\pi$ -мезонов, для того, чтобы учесть сильный эффект лидирующих частиц и эффекты сохранения заряда:  $\langle n(\pi_c^-) \rangle = \langle n(\pi^-) \rangle - 1$  для  $\pi^- p$  и  $\langle n(\pi_c^-) \rangle = \langle n(\pi^-) \rangle$  для всех остальных взаимодействий. Данные свидетельствуют об очевидном росте  $\sigma(\rho^0)$ ,  $\sigma(f)$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle$  с увеличением энергии, согласующимся с логарифмической зависимостью. Линии на рис. 27, а и б, приведенные на глаз через

экспериментальные точки, соответствуют

$$\sigma(\rho^0)_{pp} \sim 2,4 \ln s, \quad \langle n(\rho^0) \rangle_{pp} \sim 0,08 \ln s, \quad (5.1)$$

$$\sigma(\rho^0)_{\pi p} \sim 1,1 \ln s, \quad \langle n(\rho^0) \rangle_{\pi p} \sim 0,04 \ln s. \quad (5.2)$$

Таким образом, имеется серьезное указание на то, что энергетическая зависимость сечения образования  $\rho^0$ -мезона примерно в два раза сильнее в  $pp$ -, чем в  $\pi p$ -взаимодействиях в исследованной области энергий. Отношение  $R = \langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi^-) \rangle$  медленно растет с увеличением энергии в  $pp$ -взаимодействиях, но уменьшается в  $\pi p$ -взаимодействиях:  $R_{\pi p} \approx 2R_{pp}$  при минимальных и  $R_{\pi p} \approx R_{pp}$  при максимальных энергиях (рис. 27, в). В то же время из предыдущего рассмотрения (см. раздел 6) гл. 4) следует, что в асимптотике коэффициенты перед  $\ln s$  в (5.1) не должны зависеть от типа сталкивающихся частиц и соответственно  $R_{\pi p} = R_{pp}$ . Наблюдаемое явление следует отнести за счет сильного эффекта лидирующей частицы в реакциях  $\pi^\pm p \rightarrow \rho^0 X$  (рис. 28). Из эмпирического факта, что в области  $x > 0,4$   $x$ -распределения для реакций  $\pi^- p \rightarrow \rho^0 X$  и  $K^- p \rightarrow K^{*0} (890) X$  при 16 Гэв/с практически совпадают<sup>93</sup>, разумно предположить, что фрагментационная компонента сечения  $\rho^0$ -мезона равна полному сечению образования  $K^{*0} (890)$ -мезона, поскольку последнее почти целиком обязано фрагментационному процессу. Таким образом, можно оценить сечение центрального образования  $\rho^0$ -мезона, вычитая из полного инклюзивного сечения  $\rho^0$ -мезона сечение образования  $K^{*0} (890)$ . Действительно, результирующее распределение (см. рис. 28) обладает всеми чертами, которые можно ожидать от центральной компоненты. Эта процедура, таким образом, позволяет сделать вывод, что фрагментационное образование  $\rho^0$ -мезона является доминирующим в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 Гэв/с:

$$\sigma_{\text{fragm}}(\rho^0) = 3,1 \pm 0,3 \text{ мбн}, \quad \sigma_{\text{central}}(\rho^0) = 1,6 \pm 0,5 \text{ мбн}.$$

Мы видели раньше, что для реакций  $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$  и  $K^+ p \rightarrow K^+ X$ , где фрагментационные процессы оказываются доминирующими, энергетическая зависимость сечений в центральной области сначала сильно отличается от других реакций (см. рис. 18, 19), а затем становится универсальной по мере возрастания энергии. Имеются все основания предполагать, что такой же механизм ответствен и за энергетическую зависимость сечений образования  $\rho^0$  в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях. Поэтому можно допустить, что асимптотически, когда  $\sigma_{\text{central}}(\rho^0) > \sigma_{\text{fragm}}(\rho^0)$ , энергетическая зависимость  $\sigma(\rho^0)$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle$  будет в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях такой же, как

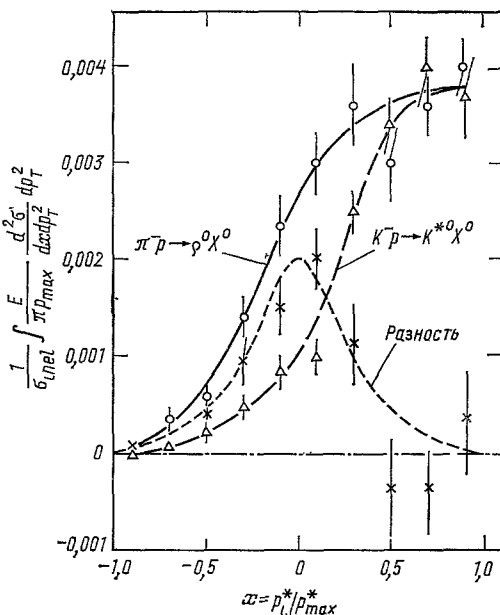


Рис. 28. Инвариантные  $x$ -распределения  $\rho^0$ -мезонов в  $\pi^- p$ -взаимодействиях и  $K^{*0} (890)$  в  $K^- p$ -взаимодействиях при 16 Гэв/с и их разность (из работы<sup>93</sup>).

и в  $pp$ -взаимодействиях. На языке модели слияния кварков соотношение  $R_{\pi p} > R_{pp}$  при низких энергиях обусловлено большим вкладом валентного антикварка в  $\pi$ -мезоне, который уменьшается по мере возрастания энергии. Если предположить, что величина отношения  $R \approx 0,12$  при

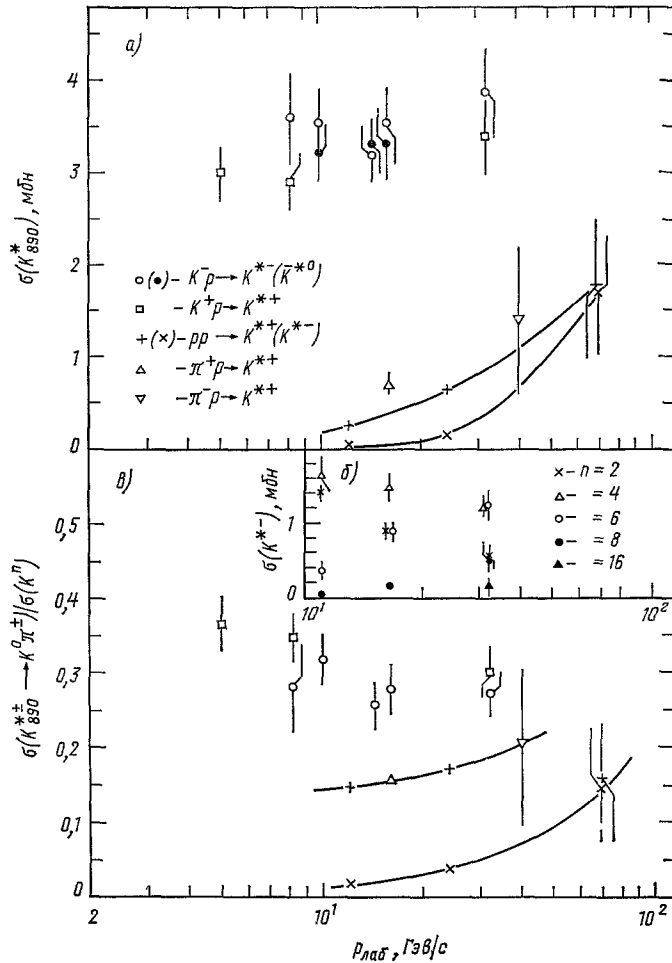


Рис. 29. Энергетическая зависимость сечений резонанса  $K^*$  (890).

а) Инклюзивное сечение  $K^*$  (890) в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$ ; б) зависимость  $\sigma(K^{*-}(890))$  в  $K^-p$ -взаимодействиях от  $p_{\text{лаб}}$  для разных множественностей  $n$ ; в) доля  $K^0$ -мезонов ( $K^0 + \bar{K}^0$ ) от распадов  $K^{*+}(890)$  или  $K^{*-}(890)$  в  $K^\pm p$ -взаимодействиях в зависимости от  $p_{\text{лаб}}$ , (компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных).

максимальных энергиях близка к своему асимптотическому значению, о чем свидетельствует приближенное равенство  $R_{\pi p} \approx R_{pp}$ , то имеет место разногласие с предсказаниями кварковой модели <sup>91</sup>, где  $R = 0,18$ . Введение фактора подавления  $1/m_c^2$  для рождения частицы с массой  $m_c$  позволяет <sup>94</sup> получить отношение  $R \approx 0,07$ , а учет поперечного движения приводит к следующим ограничениям:

$$0,07 < R < 0,18.$$

На рис. 29 приведены данные об энергетической зависимости сечений  $K^{*\pm}(890)$ -резонанса. В  $\pi p$ - и  $pp$ -взаимодействиях сечения выхода

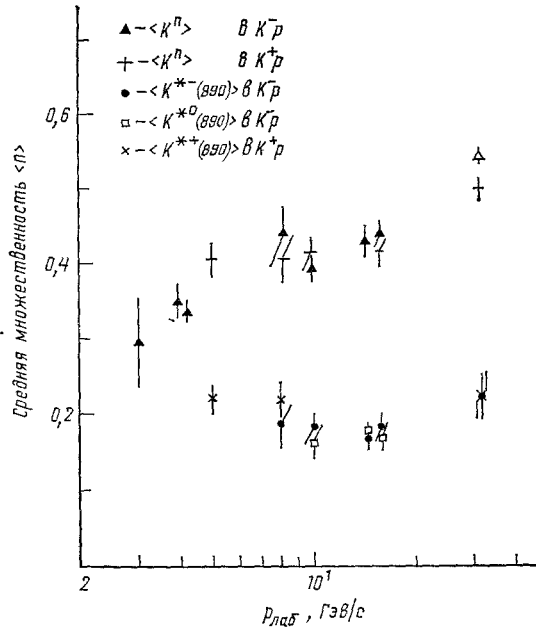


Рис. 30. Средняя множественность  $K^n$  и  $K^*$  (890) в неупругих  $K^+p$ - и  $K^-p$ -взаимодействиях. Компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных.

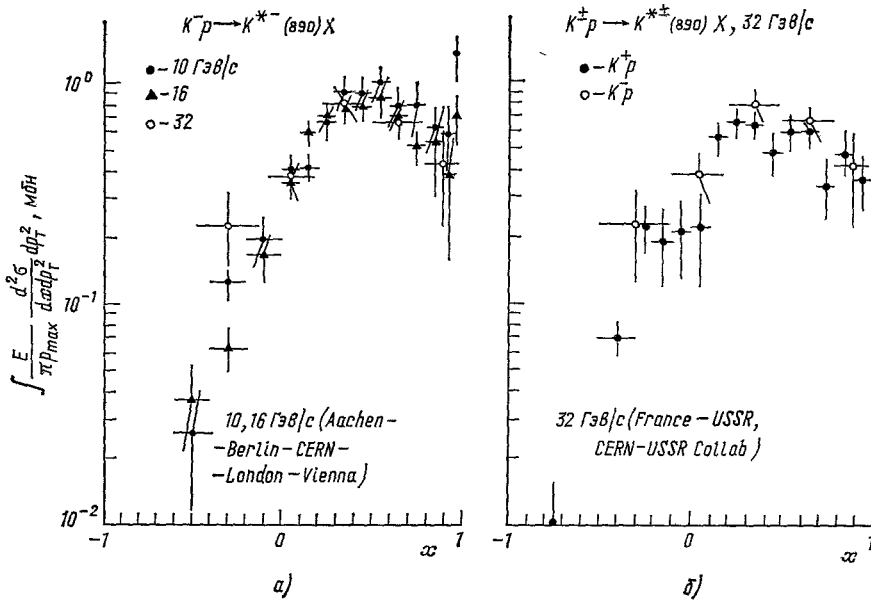


Рис. 31. Инвариантные  $x$ -распределения  $K^* (890)$ , образующихся в  $K^-p$ - и  $K^+p$ -взаимодействиях в реакции  $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0} (890) X$  при 10, 16<sup>97</sup> и 32 ГэВ/с<sup>95</sup> (а) и в реакции  $K^+p \rightarrow K^{*+} (890) X$  и  $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0} (890) X$  при 32 ГэВ/с (б)<sup>95, 98</sup>.

$K^*$  (890) заметно ниже сечений  $\rho^0$ -мезона, но быстро возрастают с увеличением энергии. В  $K^\pm p$ -взаимодействиях наблюдается обильное образование  $K^*$  (890)-резонанса, которое характеризуется более слабой энергетической зависимостью, чем в  $pp$ -взаимодействиях. Сечение рождения  $K^*$  (1420) невелико и по оценкам составляет не больше 10% от сечения  $K^*$  (890). Большая часть  $K^*$  (890)-мезонов в  $K^\pm p$ -взаимодействиях рождается в событиях с малой множественностью (рис. 29, б), но вклад больших топологий возрастает с увеличением энергии. Энергетическая зависимость отношений выходов нейтральных каонов, являющихся продуктами распада  $K^{*\pm}$  (890)-резонансов, к полному выходу нейтральных каонов показана на рис. 29, в. При серпуховских энергиях заметная часть каонов в  $\pi^- p$ - и  $pp$ -взаимодействиях образуется как продукт распада  $K^*$  (890), и доля таких каонов возрастает с увеличением энергии. В  $K^\pm p$ -взаимодействиях примерно 50% всех нейтральных каонов являются продуктами распада  $K^*$  (890) (если учесть сечение рождения  $K^{*0}$  (890)  $\rightarrow K^0 \pi^0$ ; как видно из рис. 29, а; в  $K^- p$ -взаимодействиях  $\sigma(\bar{K}^{*-} (890)) \approx \sigma(\bar{K}^{*0} (890))$ ). В пределах достаточно больших ошибок экспериментов отношение  $\sigma(K^* (890) \rightarrow K^n \pi) / \sigma(K^n)$  в  $K^\pm p$ -взаимодействиях не зависит от энергии. Дальнейшее уточнение этой зависимости в интервале энергий от 10 до 100 Гэв представляет несомненный интерес в связи с сильным ростом сечений выхода  $K^n$ -мезонов при серпуховских энергиях (см. гл. 3) и намечавшимся ростом сечений  $K^*$  (890). В частности, при парном рождении странных частиц одна из них (а при росте энергий и обе) может быть продуктом распада более тяжелого резонанса. Такое явление наблюдается уже при сравнительно небольших энергиях. Так, Скандинавской коллаборацией<sup>96</sup> при исследовании реакций  $pp \rightarrow (\Lambda K_s^0) + X$  и  $pp \rightarrow (K_s^0 \bar{K}^0) + X$  при 19 Гэв/с обнаружено заметное образование  $\Sigma^\pm$  (1385)- и  $K^{*+}$  (890)-резонансов. Не исключено, что сильный рост сечений парного образования  $K^n \bar{K}^n$  в  $K^\pm p$ -взаимодействиях в интервале от 16 до 32 Гэв/с, по крайней мере частично, может быть связан с началом парного образования резонансов  $K^*$  (890), хотя этот эффект, по-видимому, еще незначителен при серпуховских энергиях. Энергетические зависимости средних множественностей  $K^n$ - и  $K^*$  (890)-мезонов в  $K^\pm p$ -взаимодействиях показаны на рис. 30. Сечения  $K^n$  и  $K^*$  (890) выше в  $K^- p$ -, чем в  $K^+ p$ -взаимодействиях, но среднее число как  $K^n$ , так и  $K^*$  (890), рождаемых на одно неупругое  $K^+ p$ - или  $K^- p$ -взаимодействие, примерно одинаково.

Энергетическая зависимость сечений рождения и средних множественностей  $K^*$  (890)-мезонов в  $K^\pm p$ -взаимодействиях (рис. 29, 30) близка по характеру к наблюдаемой для  $\rho^0$ -мезонов в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях. Это объясняется тем, что массы  $K^*$  (890)- и  $\rho^0$ -мезонов близки, и заметная доля этих мезонов рождается во фрагментационных процессах. Действительно, большая часть  $K^*$  (890)-мезонов рождается в передней полусфере (рис. 34). Нет никаких указаний на заметное образование  $K^*$  (890) при фрагментации протона и, по-видимому, только небольшая часть  $K^*$  (890) рождается в центральных соударениях. Однако данные сотрудничества Франция — СССР и ЦЕРН — СССР при 32 Гэв/с позволяют предположить, что центральное рождение  $K^*$  (890)-мезонов начало возрастать и будет заметно выше при энергиях будущих экспериментов на камере BEBC. В области фрагментации  $K$ -мезона реакции  $K^+ p \rightarrow K^{*+} (890) X$  и  $K^- p \rightarrow K^{*-} (890) X$  могут идти через обмены с изоспином  $I = 0$  и  $I = 1$  с разными четностями  $\pi - B$ ,  $\rho - A_2$ ,  $\omega - f$ .

Элементы спиновой матрицы плотности (табл. VI) указывают на заметный вклад  $\pi$ -мезонного обмена в этих реакциях, который, как хорошо известно, доминирует в этих реакциях при меньших энергиях<sup>99, 100</sup>.



Таблица VI

Элементы спиновой матрицы плотности  $K^{*\pm}(890)$  в  $K^\pm p$ -реакциях при 32 Гэв/с для  $|t_{KK^*}| < 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup> и  $M_X^2/s < 0,595,98$

Реакция	$\rho_{00}$	$\rho_{1-1}$	Re $\rho_{10}$	$\frac{\rho_{00} + \rho_{11} - \rho_{1-1}}{\rho_{11} + \rho_{1-1}}$
$K^+ p \rightarrow K_{890}^{*+} X$	$0,45 \pm 0,08$	$-0,02 \pm 0,08$	$-0,03 \pm 0,07$	$2,9 \pm 1,1$
$K^- p \rightarrow \bar{K}^{*-}(890) X$	$0,42 \pm 0,10$	$0,07 \pm 0,08$	$-0,07 \pm 0,06$	$1,8 \pm 0,6$

Отношение обменов с неестественной четностью  $\sigma^- = \rho_{00} + \rho_{11} - \rho_{1-1}$  к обменам с естественной четностью  $\sigma^+ = \rho_{11} + \rho_{1-1}$  для обоих значений спиральностей  $K^*$ -мезона ( $\lambda = 0$  и  $\lambda = 1$ ) указывает на большой вклад обменов с неестественной четностью при  $|t_{KK^*}| < 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup> и  $(M^2/s) < 0,5$ , хотя заметная часть  $K^*$ -мезонов в обеих реакциях идет и через обмены с естественной четностью. В пределах точности экспериментальных данных инклюзивные  $x$ -распределения  $K^*$ -мезонов в  $K^\pm$ -взаимодействиях примерно одинаковы по форме (см. рис. 31, б) и, грубо говоря, находятся в отношении полных неупругих сечений  $K^+p$ - и  $K^-p$ -взаимодействий.

На рис. 32 распределения нейтральных каонов по  $p_T^2$  в реакции  $K^-p \rightarrow K^n X$  при трех энергиях сравниваются с соответствующими распределениями  $K^{*-}(890)$  в реакции  $K^-p \rightarrow K^{*-}(890) X$ . Распределения по  $p_T^2$  как для  $K^n$ , так и для  $K^{*-}(890)$  слабо зависят от энергии в интервале от 10 до 32 Гэв/с. Они не являются экспоненциальными, и изменение наклонов в области  $p_T^2 \approx 0,4$  (Гэв/с)<sup>2</sup> особенно заметно для  $K^n$ -мезонов. Характерной особенностью этих спектров является близость к единице отношения  $K^*/K^n$  при  $p_T^2 \gtrsim 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, в то время как при минимальных значениях  $p_T^2$  это отношение составляет около 0,2. Для  $K^n$ -мезонов от распада  $K^{*-}(890)$  наклон  $p_T^2$ -спектра заметно больше, чем для всех  $K^n$ -мезонов<sup>97</sup>. Это свидетельствует о том, что при больших  $p_T^2$  в основном рождаются «прямые»  $K^n$ -мезоны, не связанные с рождением  $K^*$ -резонансов.

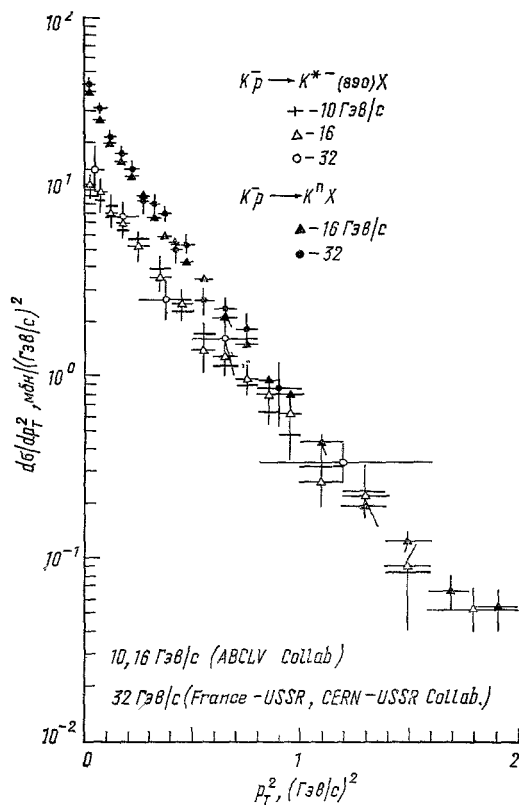


Рис. 32. Распределения по  $p_T^2$  нейтральных каонов в реакции  $K^-p \rightarrow K^n X$  и  $K^{*-}(890)$ -мезонов в реакции  $K^-p \rightarrow K^{*-}(890) X$  (данные из работ<sup>96,97</sup>).

нансов, тогда как «непрямые»  $K^n$ -мезоны в основном дают вклад при малых  $p_T^2$ , приводя к большему наклону  $p_T^2$ -спектров при малых  $p_T^2$ .

Отмеченные закономерности в спектрах  $K^n$  и  $K^*(890)$ -мезонов в  $K^\pm p$ -взаимодействиях еще отчетливее проявляются при сравнительном анализе спектров  $\pi$  и  $\rho^0$ -мезонов в  $\pi p$ -столкновениях, где интервал доступных энергий существенно выше. Распределения по  $p_T^2$  для  $\pi^-$ ,  $\rho^0$  и  $f$  в  $\pi^+ p$ -взаимодействиях при  $16 \text{ Гэв/с}$  и для  $\pi^+$  и  $\rho^0$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях

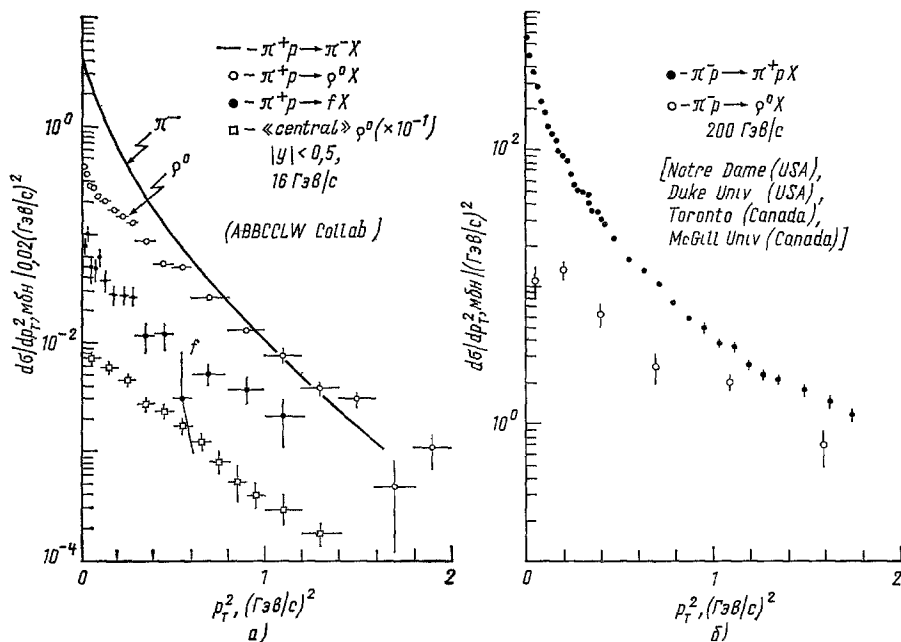
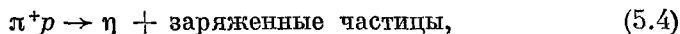
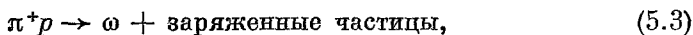


Рис. 33. Распределения по  $p_T^2$  для  $\pi^-$ ,  $\rho^0$  и  $f$  в  $\pi^+ p$ -взаимодействиях при  $16 \text{ Гэв/с}$  <sup>101</sup> (а) и  $\pi^+$  и  $\rho^0$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при  $200 \text{ Гэв/с}$  (б) <sup>102</sup>.

при  $200 \text{ Гэв/с}$  показаны на рис. 33. Пик при небольших  $p_T^2$  в распределениях для  $\rho^0$ -мезона в  $\pi^- p$  <sup>93, 101</sup> и  $\pi^+ p$  <sup>103</sup>-взаимодействиях при  $16 \text{ Гэв/с}$  связан с еще заметным вкладом квазидвухчастичных реакций (он не наблюдается для  $\rho^0$ -мезонов в центральной области (рис. 33, а), и быстро вымирает при увеличении энергии (рис. 33, б)). Отношения  $\rho^0/\pi$  и  $K^*(890)/K^n$  малы в области небольших  $p_T^2$ , но возрастают до  $\approx 1$  с ростом  $p_T^2$ . Эта тенденция очень четко выражена для данных при  $200 \text{ Гэв/с}$ , где отношение  $\rho^0/\pi^+$  равно  $\approx 0,02$  при минимальных  $p_T^2$ .

Так как заметная доля пионов образуется от распада резонансов, это различие в спектрах по поперечным импульсам мезонных резонансов и пионов можно рассматривать как следствие кинематики распада резонансов. Это прекрасно продемонстрировано АВВССН-сотрудничеством <sup>104</sup>. Дочерние пионы от распада резонансов  $\omega$  и  $\eta$ , образованных в квазинклюзивных реакциях



имеют значительно более крутые  $p_T^2$ -распределения, чем  $\omega$  и  $\eta$ , в то время как  $p_T^2$ -распределения  $\pi^-$ -мезонов от распада  $f$ -резонанса очень близки к соответствующему  $p_T^2$ -распределению  $f$ -мезонов (рис. 34). Значения экспоненциальных каналов  $p_T^2$ -распределений для  $\omega$ ,  $\eta$  и  $\rho^0$  в

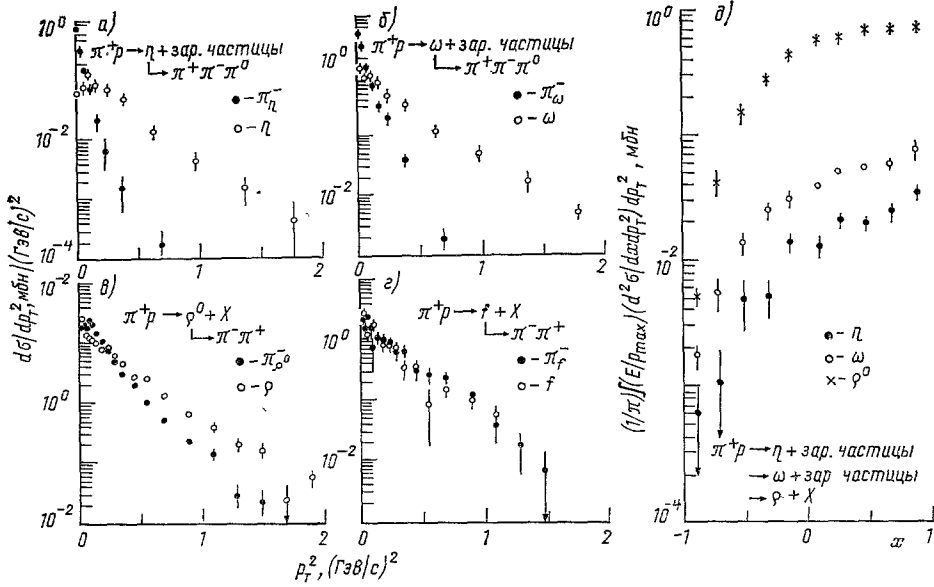


Рис. 34. Распределения по  $p_T^2$  для резонансов и пионов от распада этих резонансов в квазиинклюзивных реакциях (5.3) и (5.4) и в инклюзивных реакциях  $\pi^+p \rightarrow \rho^0 X$  и  $\pi^+p \rightarrow fX$  (а — в), (г) инвариантные  $x$ -распределения  $\eta$  и  $\omega$  в реакциях (5.3) и (5.4) и  $\rho^0$  в реакции  $\pi^+p \rightarrow \rho^0 X$  (из работ <sup>104, 105</sup>).

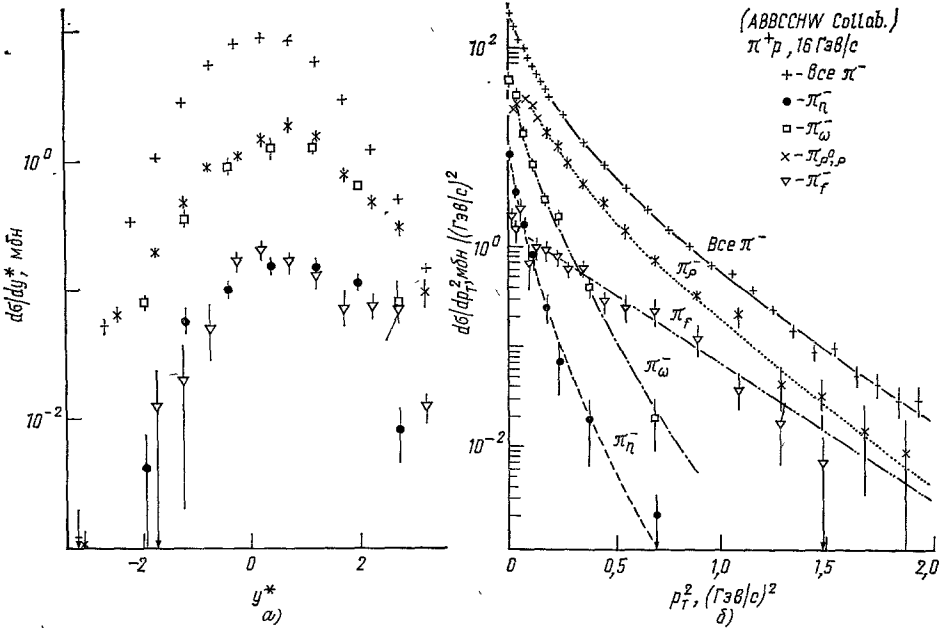


Рис. 35. Сравнение распределений (а) по быстрой  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\eta, \omega, \rho^0$  и  $f$  и (б)  $p_T^2$ -распределений  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\eta, \omega, \rho^0 + \rho^-$  и  $f$  с соответствующими инклюзивными распределениями  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с. Данные нормированы на сечения  $\sigma(\eta) = 1,5 \text{ мбн}$ ,  $\sigma(\omega) = 4,0 \text{ мбн}$ ,  $\sigma(\rho^0) = 4,8 \text{ мбн}$ ,  $\sigma(\rho^-) = 1,6 \text{ мбн}$  и  $\sigma(f) = 0,63 \text{ мбн}$  (из работы <sup>104</sup>).

квазиинклюзивных реакциях приблизительно одинаковы, и  $x$ -распределения  $\omega$ - и  $\eta$ -резонансов в реакциях (5.3) и (5.4) близки к  $x$ -распределению инклюзивного  $\rho^0$ -мезона (рис. 34,  $\delta$ ).

На рис. 35 распределения по быстротам в СЦМ и  $p_T^2$ -распределения дочерних пионов от распада  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\rho$  и  $f$  сравниваются друг с другом и со спектрами инклюзивных  $\pi^-$ -мезонов. Из распределений по быстротам видно, что не прямые пионы дают больший относительный вклад в области фрагментации пучка. При минимальных

$p_T^2$  доминирующим оказывается вклад от распада  $\omega$ , в то время как при больших  $p_T^2$  наибольший вклад в не прямые пионы дают  $\rho$  и  $f$ .

Эти экспериментальные наблюдения вместе с анализом эксклюзивных каналов образования  $\eta$ ,  $\omega$  и  $\rho^0$  позволили оценить инклюзивные выходы  $\eta$ ,  $\omega$  и  $\rho^0$ -мезонов в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях при  $16 \text{ ГэВ}/c$  <sup>105</sup>:

$$\eta:\omega:\rho^0 = 0,34:0,9:1$$

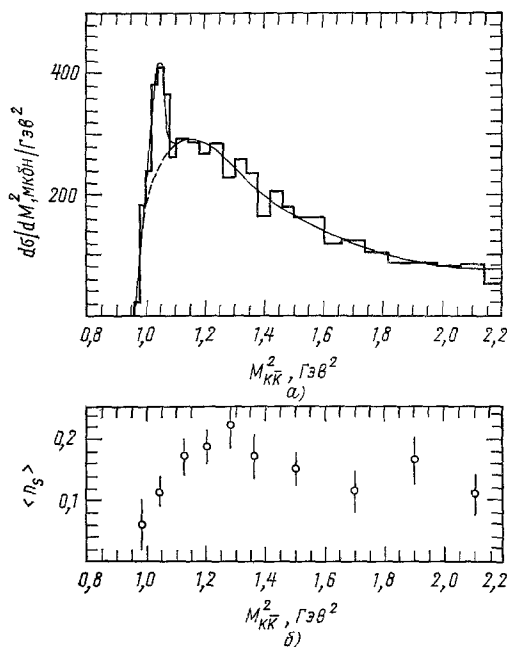


Рис. 36. Распределение по квадрату эффективной массы  $K^\pm h^\mp$  в  $pp$ -эксперименте при  $24 \text{ ГэВ}/c$  <sup>108</sup> (а) ( $K^\pm$ -мезон идентифицирован по моде распада, а  $h^\mp$  — любой другой неидентифицированный адрон, которому приписана масса  $K$ -мезона) и средняя множественность странных частиц на неупругое взаимодействие, помимо пары  $K^\pm h^\mp$ , в зависимости от  $M_{K\bar{K}}^2 = M^2(K^\pm h^\mp)$  (б),

$= \langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\pi) \rangle$  с ростом энергии, можно думать, что эта цифра изменится при более высоких энергиях.

Образование  $\eta'$ - и  $\phi$ -мезонов подавлено, по крайней мере при относительно низких энергиях. В  $\pi^+p$ -столкновениях при  $16 \text{ ГэВ}/c$   $\sigma(\phi)/\sigma(\rho^0) \leq 0,025$  и  $\sigma(\eta')/\sigma(\eta) \approx 0,05 \div 0,10$  <sup>105</sup>. В  $pp$ -столкновениях при  $24 \text{ ГэВ}/c$  <sup>108</sup> инклюзивное сечение  $\phi$ -мезона составляет  $\sigma(\phi) = 0,15 \pm 0,035 \text{ мбн}$ , а отношение  $\sigma(\phi)/\sigma(\rho^0) = 0,045 \pm 0,012$ . В то же время последняя величина почти на порядок превышает величину отношения  $\sigma(\phi)/\sigma(\rho^0)$ , известную из данных по эксклюзивным реакциям <sup>109</sup>. Большое сечение рождения  $\phi$  в реакции  $pp \rightarrow \phi + X$  при  $24 \text{ ГэВ}/c$  могло бы быть связано с большим вкладом процессов типа

с  $\sigma(\rho^0) = 4,8 \pm 0,4 \text{ мбн}$ ,  $\sigma(\omega) = 0,4 \pm 0,6 \text{ мбн}$  и  $\sigma(\eta) = 1,5 \pm 0,3 \text{ мбн}$ . Эти оценки находятся в разумном согласии с отношениями  $\omega/\rho^0 = 1,0 \pm 0,2$  и  $1,1 \pm 0,2$ , полученными в  $pp$ -взаимодействиях при 12, и 24  $\text{ГэВ}/c$  <sup>106</sup>, и новыми результатами с НК ЦЕРНа <sup>107</sup> для реакции  $pp \rightarrow ppX$  ( $X = \rho^0, \omega, f, A_2$ ) в ограниченной области переданных импульсов  $t_{pp1}, t_{pp2}$  и быстроты центрального кластера ( $y < 0,8$ ) (см., например, <sup>13</sup>). В  $\pi p$ -взаимодействиях при 16  $\text{ГэВ}/c$   $\pi$ -мезоны от распада только четырех резонансов  $\rho, \omega, \eta$  и  $f$  составляют 46% от полного выхода пионов, однако ввиду уменьшения отношения  $R =$

$pp \rightarrow \phi + KK + X$ , разрешенных правилом Цвейга \*). В этом последнем эксперименте образование  $\phi$ -мезона четко наблюдается в спектре эффективных масс при  $K^\pm h^\mp$  (рис. 36, а). В соответствии с правилом Цвейга

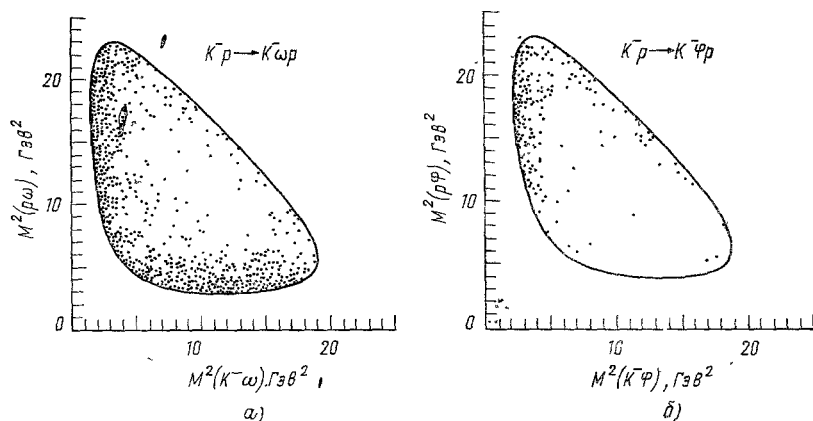


Рис. 37. Диаграммы Далица для реакций  $K^-p \rightarrow K^-\omega p$  (а) и  $K^-p \rightarrow K^-\phi p$  (б) при  $14,3 \text{ ГэВ/с}$  <sup>111</sup>.

следовало бы ожидать, что рождение  $\phi$  идет в сопровождении дополнительной пары странных частиц, а прямое рождение  $\phi$ , запрещенное по правилу Цвейга, должно составлять около 1% от сечения  $\rho^0$ . Однако, в соответствующем распределении ассоциированных (с парой  $K^\pm h^\mp$ ) множественностей странных частиц не наблюдается соответствующего пика

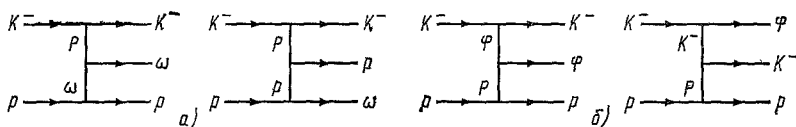


Рис. 38. Двухреджеонные диаграммы, соответствующие околороговым пикам в спектрах эффективных масс  $\rho\omega$  (а) и  $K\phi$  (б) в реакциях  $K^-p \rightarrow K^-\omega p$  и  $K^-p \rightarrow K^-\phi p$  соответственно.

в районе массы  $\phi$ -мезона (рис. 36, б), что заставляет авторов этой работы говорить о нарушении правила Цвейга в инклюзивных реакциях.

Применимость правила Цвейга в эксклюзивных реакциях установлена при изучении рождения  $\phi$  в реакциях  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$  и  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$  при  $3,6 \text{ ГэВ/с}$  <sup>110</sup>. Отсутствие событий с небольшими массами  $\rho\phi$  в реакции  $K^-p \rightarrow K^-\phi p$  по сравнению с заметным пиком при малых массах  $\rho\omega$  в реакции  $K^-p \rightarrow K^-\omega p$  в  $K^-p$ -эксперименте при  $14,3 \text{ ГэВ/с}$  <sup>111</sup>, что прекрасно иллюстрируют диаграммы Далица (рис. 37), также являются прямым следствием правила Цвейга. Действительно, если две диаграммы на рис. 38, а, ответственные за образование систем  $\rho\omega$  с малыми массами в реакции  $K^-p \rightarrow K^-\omega p$ , разрешены, то соответствующие им диаграммы с рождением  $\phi$  в реакции  $K^-p \rightarrow K^-\phi p$  запрещены правилом Цвейга,

\*) Правило Цвейга запрещает процессы, идущие с аннигиляцией кварков одного сорта в кварки другого сорта ( $s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}; c\bar{c} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ) и объясняет малость ширины распадов  $\phi$  и  $\psi$ -мезонов в обычные адроны. Для процессов рождения  $\phi$  согласно этому правилу, разрешенными являются переходы с сопровождением  $\phi$ -мезона странными частицами.

исключающим существование вершины  $rr\bar{\phi}$ . В то же время образование систем  $K^- \phi$  с малыми массами разрешено двумя нижними диаграммами на рис. 38, б, и они действительно наблюдаются в эксперименте. Исследование образования  $\phi$ - и  $\omega$ -мезонов в эксклюзивных каналах в  $\pi p$ ,  $K p$

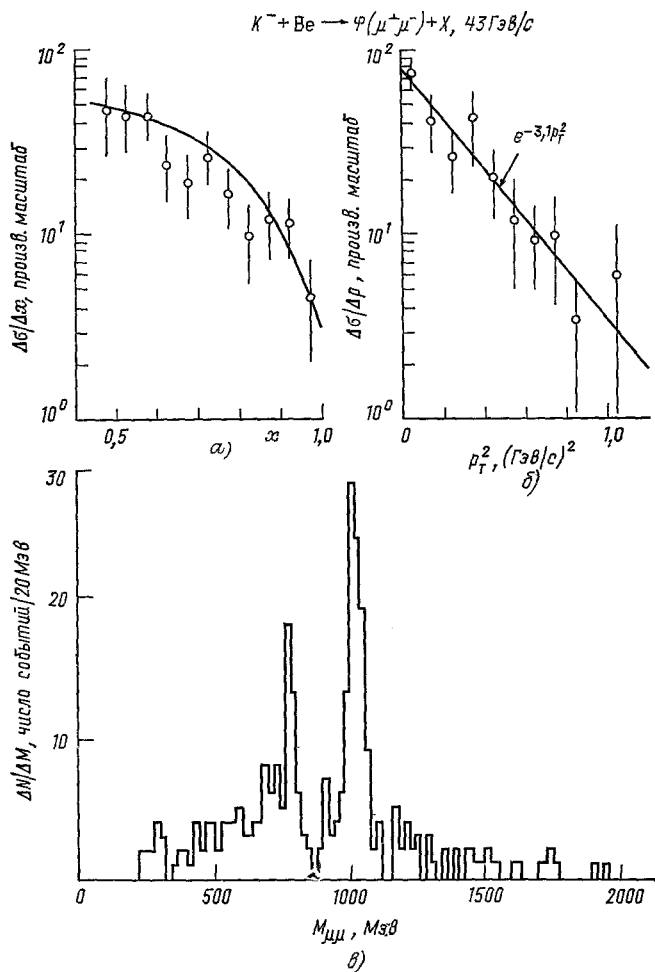


Рис. 39. Спектр эффективных масс  $\mu^+\mu^-$  в реакции  $K^- + \text{Be} \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-) + X$  при  $43 \text{ ГэВ/с}$  <sup>113</sup> (а) и распределения  $\phi$ -мезонов по  $x$  и  $p_T^2$ .

а) Зависимость  $1 - x$ ; б) зависимость  $\exp(-3,1p_T^2)$ .

и  $rr$ -взаимодействиях при  $10 \text{ ГэВ/с}$  <sup>112</sup> также указывает на справедливость правила Цвейга.

Таким образом, образование  $\phi$ -мезона в  $rr$ -взаимодействиях при  $24 \text{ ГэВ/с}$  идет, в основном, с нарушением правила Цвейга, но по неизвестным причинам это нарушение сильнее в инклюзивных, чем в эксклюзивных реакциях. Проблема усугубляется тем, что отношение  $\sigma(\phi)/\sigma(\rho^0 + \omega)$ , измеренное в  $\pi^- p$ -эксперименте при  $43 \text{ ГэВ/с}$  в Серпухове <sup>113</sup>, равно  $(4,8 \pm 2,7) \cdot 10^{-3}$  для  $x > 0,4$ , т. е. лучше согласуется с эксклюзивными данными, чем в  $rr$ -эксперименте при  $24 \text{ ГэВ/с}$ . Очевидно, что эта проблема требует более тщательного экспериментального исследования.

Как и следовало ожидать из наивных кварковых соображений, сечение рождения  $\phi$ -мезона в  $K^-p$ -взаимодействиях, измеренное в Серпухове при  $43 \text{ ГэВ/с}$ <sup>113</sup> по спектру  $\mu^+\mu^-$ -пар (рис. 39, в), оказалось существенно выше, чем в  $pp$ - и  $\pi p$ -взаимодействиях и составляет  $0,43 \pm 0,11 \text{ мб}$  для  $x > 0,4$ . Как видно из рис. 39, а, распределение по  $x$  в реакции  $K^-p \rightarrow \phi X$  хорошо описывается зависимостью  $1 - x$ , следующей из вышеописанного механизма слипания кварков и кваркового счета<sup>114</sup>. Аналогичные зависимости  $(1 - x)^n$  для спектров  $\rho^0$ ,  $\omega$  и  $J$  наблюдаются в  $\pi p$ - и  $p p$ -взаимодействиях при 200 и  $240 \text{ ГэВ/с}$ <sup>115</sup>, причем  $n = 3$  и  $n = 1$  в  $p p$ - и  $\pi p$ -взаимодействиях соответственно.

Подавление рождения  $\phi$  и  $\eta'$  представляет еще одну серьезную проблему для простых кварковых моделей<sup>91, 92</sup>, как нетрудно видеть из сопоставления предсказаний модели с результатами  $\pi^+p$ -эксперимента при  $16 \text{ ГэВ/с}$ <sup>101</sup> (табл. VII). Если для мезона с массой  $M$  ввести коэффициент

Таблица VII

Отношения сечений выходов нестранных мезонов в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при  $16 \text{ ГэВ/с}$ <sup>101</sup> и предсказания простой кварковой модели<sup>91</sup>

Отношение	Эксперимент	Предсказание	Отношение	Эксперимент	Предсказание
$\omega/\rho^0$	$\approx 1$	1	$\eta'/\eta$	0,05—0,010	19/11
$\eta/\omega$	$0,39 \pm 0,03$	11/81	$\pi_{\text{dir}}/\pi_{\text{all}}$	0,15—0,5	0,07
$\phi/\rho^0$	$\leq 0,025$	1/9			

подавления  $\sim (M^2)^{-1}$ , обсуждавшийся ранее в связи с механизмом слипания кварков, то ситуация несколько улучшается, но незначительно.

Так как наблюдаемые пионы часто являются продуктами распадов резонансов, необходимо различать прямо рождаемые пионы от тех, что образуются от распада других частиц. Оценка доли прямых пионов,  $\pi_{\text{dir}}/\pi_{\text{all}}$ , полученная в  $\pi p$ -эксперименте<sup>101</sup> простым суммированием вкладов всех известных резонансов в полное инклюзивное сечение  $\pi$ -мезонов в реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^- + X$ , также несовместима с предсказаниями кварковой модели (см. табл. VII), если только образование барионных резонансов не ответственно за более существенную долю непрямых пионов, чем мы привыкли предполагать.

#### б) Инклюзивное образование барионных резонансов

Большинство доступной информации по инклюзивным сечениям барионных резонансов связано с исследованием рождения  $\Delta^{++}(1236)$ - и  $\Delta^0$ -изобар в экспериментах на пузырьковых камерах. Поэтому данные в основном ограничены областью фрагментации протона, когда медленные протоны распада изобары могут быть идентифицированы по ионизации. Определение сечения  $\Delta^{++}(1236)$  до какой-то степени является произвольным, так как  $\Delta^{++}$  представляет собой широкий резонанс, и для оценки фона часто используются различные методы. Характерные черты энергетической зависимости сечений  $\Delta^{++}(1236)$  тем не менее отчетливо видны на рис. 40. Для неэкзотичных (в смысле  $abc$ ) реакций в  $pp$ -,  $\pi^+p$ - и  $K^+p$ -взаимодействиях сечения падают в области небольших энергий, примерно с одинаковой скоростью. Отношения сечений этих реакций в этой области при фиксированных  $S$  совместимы с отношениями полных неупругих  $pp$ -,

$\pi^+p$ - и  $K^+p$ -сечений и, таким образом, совместимы с выполнением факторизации.

Для  $pp$ -взаимодействий выше  $100 \text{ ГэВ/с}$  сечения  $\Delta^{++}$  (1236) практически не зависят от энергии и примерно равны  $1,5 \text{ мбн}$ . Исследование образования  $\Delta^{++}$  при энергиях НК ЦЕРНа показало <sup>11</sup>, что в области  $0 < x < 0,7 \text{ ГэВ/с}$  и  $x > 0,6$  сечение  $\Delta^{++}$  практически одинаково при энергиях  $\sqrt{s} = 23 \text{ ГэВ}$  и  $\sqrt{s} = 35 \text{ ГэВ}$ :

$$\frac{\sigma(\sqrt{s}=23 \text{ ГэВ})}{\sigma(\sqrt{s}=35 \text{ ГэВ})} = 1,03 \pm 0,03.$$

В ограниченной области переменных ( $1,16 < M(p\pi^+) < 1,32 \text{ ГэВ}$ ,  $0,86 < x < 0,92$ ,  $0,1 < -t < 0,5 \text{ ГэВ}^2$ ) при  $\sqrt{s} = 30,4 \text{ ГэВ}$  образование  $\Delta^{++}$  в том же эксперименте согласуется с доминирующим вкладом однопионного обмена и, в частности, с моделью Чу-Люу,

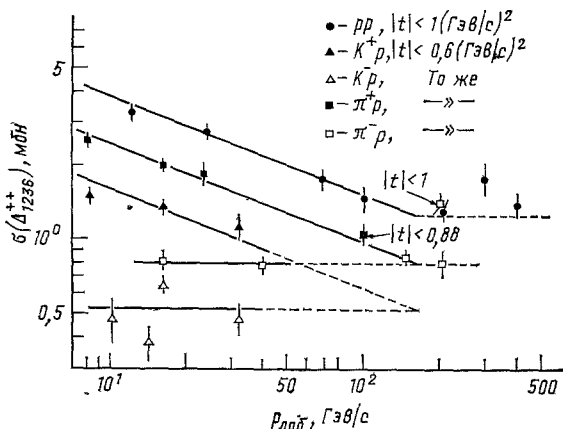


Рис. 40. Инклюзивное сечение  $\Delta^{++}_{1236}$  в зависимости от первичного импульса;

$\Delta^{++}$  определен в полосе масс  $1,12 < M(p\pi^+) < 1,32 \text{ ГэВ/с}^2$  (с небольшими отличиями в некоторых экспериментах) и указанными обрезаниями по  $t$ . Однако фон в разных экспериментах оценивался разными методами. В некоторых экспериментах для получения сечения  $\Delta^{++}$  использовалась процедура Брейта — Вигнера (компиляция <sup>12</sup> опубликованных данных).

ченной статистики данные совместимы с таким предположением. Такая тенденция отчетливо прослеживается в широком диапазоне энергий в  $\pi^-p$ -столкновениях, где экспериментальные данные получены примерно одинаковым способом. Из весьма приближенного сравнения тенденции данных для неэкзотичных  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -реакций с соответствующими постоянными сечениями  $K^-p$ - и  $\pi^-p$ -реакций следует, что энергетическая зависимость сечений образования  $\Delta^{++}$  в  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -взаимодействиях должна выходить на плато при энергиях выше  $100 \text{ ГэВ}$ , так же, как это наблюдается в  $pp$ -столкновениях. Конечно, реальная энергетическая зависимость сечений  $\Delta^{++}$  в реакциях, инициированных различными первичными частицами, может быть несколько отличной от ожидаемой из простой экстраполяции данных при небольших энергиях. Она определяется ведущими механизмами обмена.

Анализ угловых распределений и элементов спиновой матрицы плотности  $\Delta^{++}$  (1236) в ряде экспериментов позволил установить доминирующую роль однопионного обмена при небольших значениях  $|t|$  даже при энергиях НК ЦЕРНа. Так, экстраполяция в пионный полюс с помощью урав-

нения модифицированной введением форм-фактора Дюра — Пилкуна. Интегрирование по всему интервалу переменных позволило получить не зависящее от  $s$  сечение  $\sigma(\Delta^{++}) = 4,5 \text{ мбн}$  в обеих полусферах. Этот результат не противоречит данным с пузырьковых камер при энергиях выше  $100 \text{ ГэВ}$ , в которых использование обрезания по  $t$  существенно уменьшает реальное сечение  $\Delta^{++}$ -изобары.

Для экзотических  $\pi^-p$ - и  $K^-p$ -реакций следует ожидать отсутствия энергетической зависимости даже при небольших энергиях. В пределах ограни-



нения Чу — Лоу в реакции  $pp \rightarrow \Delta^{++} X$  при  $\sqrt{s} = 30,4 \text{ Гэв}$ <sup>116</sup> позволила получить  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^-p)$  в интервале от  $21,1 \pm 0,5 \text{ мбн}$  до  $21,1 \pm \pm 1,3 \text{ мбн}$  (при разных процедурах экстраполяции), что хорошо согласуется с истинным значением  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^-p) = 24,3 \text{ мбн}$ . Экстраполяция Чу — Лоу в пионный полюс, либо использование реджезованной однопионной модели в реакциях  $K^\pm p \rightarrow \Delta^{++} X$ <sup>117-119</sup>,  $\pi^-p \rightarrow nX$ <sup>120</sup>,  $\pi^+n \rightarrow pX$ <sup>121</sup> позволили измерить полные сечения  $K^\pm p$ - и  $\pi^\pm p$ -рассеяния (рис. 41).

Полные сечения  $\pi^+\pi^-$ -рассеяния быстро падают от резонансной области к асимптотическому сечению на уровне 14—16 мбн в соответствии

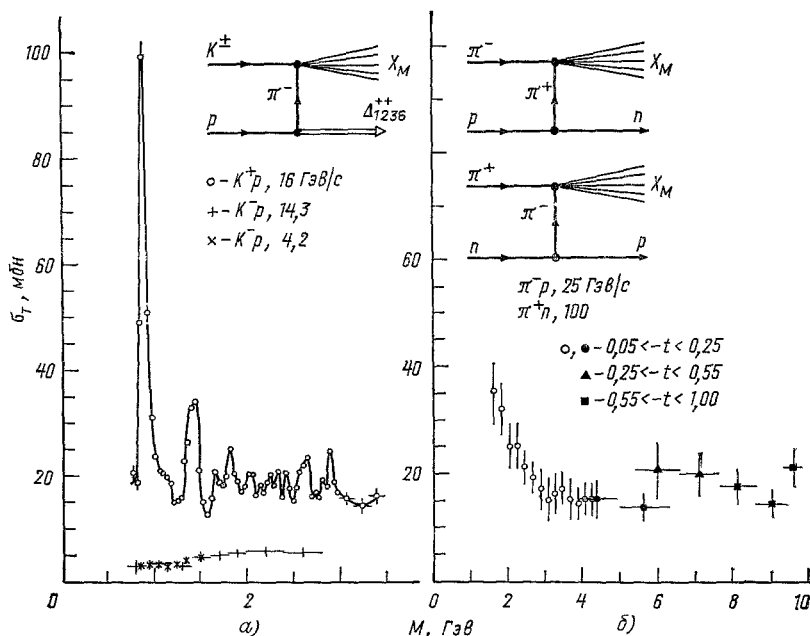


Рис. 41. Полные сечения  $K^+\pi^-$ ,  $K^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^-$ -взаимодействий, полученные при анализе реакций  $K^\pm p \rightarrow \Delta^{++} X$ ,  $n^-p \rightarrow nX$  и  $\pi^+n \rightarrow pX$  в зависимости от массы  $X$  (т. е. энергии  $K\pi$ -,  $\pi\pi$ -систем в их системе покоя) (данные из работ<sup>117-121</sup>).

с предсказаниями, основанными на факторизации:  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+\pi^-) = \sigma_{\text{tot}}(\pi^+p) \times \sigma_{\text{tot}}(\pi^-p) / \sigma_{\text{tot}}(pp)$ . Сечения  $K^+\pi^-$ , измеренные до энергий  $3,5 \text{ Гэв}$  в СЦМ, следуют той же тенденции, но в пределах доступного интервала энергий еще превышают соответствующие предсказания, следующие из факторизации. Можно предположить, что это связано с существованием многочисленных резонансных состояний в неэкзотическом  $K^+\pi^-$ -канале. Полные сечения  $K^-\pi^-$ -рассеяния, в экзотическом  $K^-\pi^-$ -канале заметно ниже сечений  $K^+\pi^-$ -рассеяния и приближаются к асимптотическому пределу снизу. Если тенденция данных, обозначенная на рис. 41, сохранится при больших энергиях, то можно ожидать, что сечение образования  $\Delta^{++}$  в области фрагментации протона станет одинаковым в  $K^+p$ -взаимодействиях и  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -взаимодействиях, соответственно, причем

$$\sigma_{\Delta^{++}}(pp) : \sigma_{\Delta^{++}}(\pi p) : \sigma_{\Delta^{++}}(Kp) = \sigma_{\text{tot}}(\pi p) : \sigma_{\text{tot}}(\pi\pi) : \sigma_{\text{tot}}(K\pi).$$

Однако вклад других обменов с изоспином 1, таких, как  $\rho$ ,  $A_2$ , которые могут давать вклад в эти реакции, так же как интерференция между различными обменами, могут, в итоге, привести к заметно отличающимся результатам во всей области передаваемых импульсов. Кроме этого,

заметная часть сечений образования  $\Delta^{++}$  связана с процессами образования и последующего распада дифракционной системы  $p\pi^+\pi^-$ , где трехреджеонная параметризация и факторизуемость полюса Померанчука могут привести к заметно отличающимся предсказаниям.

Очень мало экспериментальной информации об инклюзивном образовании  $\Delta^0$  (1236)-изобар. Мы знаем, что образование систем  $p\pi^+$  и  $p\pi^-$  с малыми массами сильно скоррелировано из-за дифракционного рождения  $p\pi^+\pi^-$ -системы. Так как дифракционная система  $p\pi^+\pi^-$  имеет изоспин  $1/2$ , то сечение  $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$  в девять раз выше сечения  $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ . Это объясняет наличие большого фона под  $\Delta^0$ -пиком и затрудняет выделение  $\Delta^0$ -резонанса. Однако, в противовес некоторым заключениям, мы хотели бы подчеркнуть, что сечение образования  $\Delta^0$  может быть существенно выше, чем  $1/9$  от сечения  $\Delta^{++}$ , так как дифракционное образование системы  $p\pi^+\pi^-$  с  $I = 1/2$  отнюдь не является единственным механизмом образования  $\Delta^0$ , по крайней мере в исследованном интервале энергий. Так, в области небольших  $t$ , где доминирует одноопионный обмен, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p)}{3\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)}, \quad (5.5)$$

$$\frac{\sigma(\pi^\pm p \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(\pi^\pm p \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^\pm \pi^+)}{3\sigma_{\text{tot}}(\pi^\pm \pi^-)}, \quad (5.6)$$

$$\frac{\sigma(K^\pm p \rightarrow \Delta^0 X)}{\sigma(K^\pm p \rightarrow \Delta^{++} X)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(K^\pm \pi^+)}{3\sigma_{\text{tot}}(K^\pm \pi^-)}. \quad (5.7)$$

Например, в реакции  $K^-p \rightarrow \Delta^{++} X \sigma$  ( $\Delta^{++} = 700 \pm 100$  мбн, тогда как в реакции  $K^-p \rightarrow \Delta^0 X \sigma$  ( $\Delta^0 = 985 \pm 180$  мбн в эксперименте при  $14,3$  Гэв/с<sup>122</sup>). В этом же эксперименте показано, что отношение (5.7) для  $K^-p$ -реакций и отношение  $\sigma(K^+p \rightarrow \Delta^{++} X)/\sigma(K^-p \rightarrow \Delta^0 X)$ , которое должно равняться 3 в случае любого обмена с изотопспином  $I = 1$ , действительно выполняются как для  $K^-p$ <sup>117, 122</sup>, так и для  $K^+p$ <sup>118, 123</sup> данных.

Таблица VIII

Сечение образования  $\Delta^{++}$  и относительный вклад  $\Delta^{++}$ -сечений в полное неупругое сечение для разных топологий в  $\pi^\pm p$ - и  $K^-p$ -экспериментах при  $16$  Гэв/с<sup>124</sup>

Реакция	$\sigma_{\text{inel}}$ , мбн	Доля, %				
		инклюзивн.	2-луч.	4-луч.	6-луч.	8-луч.
$\pi^+p$	3,39	17,2	6,1	19,6	21,9	23,4
$\pi^-p$	1,41	6,6	—	7,5	10,5	18,0
$K^-p$	1,20	4,4	—	7,7	12,0	13,3

Таким образом, образование и распад изобар  $\Delta^{++}$  и  $\Delta^0$  ответственны за заметную долю непрямых пионов, образующихся в адрон-адронных взаимодействиях.

Интересная попытка выделить образование  $\Delta^{++}$  во всей кинематической области предпринята сотрудничеством АБВССНЛWV в  $\pi^\pm p$ - и  $K^-p$ -экспериментах при  $16$  Гэв/с<sup>124</sup>. Табл. VIII показывает, что инклюзивные сечения  $\Delta^{++}$  (1236) почти вдвое выше тех, что получены при применении обрезаний  $1,12 < M(p\pi^+) < 1,34$  Гэв и  $|t| < 0,6$  (Гэв/с)<sup>2</sup> (пока-

занных на рис. 40). Интересно, что относительный вклад сечения образования  $\Lambda^{++}$  в полное неупругое сечение возрастает с увеличением множественности вторичных частиц, и от 45 до 49% от всех  $\Lambda^{++}$  образуется в событиях с  $n > 4$ . Из рис. 42 видно, что основная часть  $\Lambda^{++}$  (1236)-изобар рождается в заднюю полусферу, т. е. образуется при фрагментации протонов. Однако незначительная часть сечений связана с рождением  $\Lambda^{++}$  в переднюю полусферу. Этот последний процесс характеризуется наличием излома в соответствующем распределении  $d\sigma/dt$  при  $|t| \approx 3$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> и, по-видимому, связан с другим механизмом рождения  $\Lambda^{++}$  (1236), например, с обменом барионными квантовыми числами.

Из-за практических трудностей очень скудна информация об инклюзивном образовании более тяжелых изобар  $N^*$ , которые распадаются главным образом по трехчастичным каналам или каскадно. Новые данные получены по образованию странного барионного резонанса  $\Sigma^\pm$  (1385) в  $K^-p$ -взаимодействиях (рис. 43). Уменьшение сечений образования  $\Sigma^+$  (1385) с возрастанием энергии весьма напоминает энергетическую зависимость сечений реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda X$  (см. рис. 4). Сечения падают в интервале от 4,2 до 10  $\text{Гэв}/c$ , но слабо меняются в пределах от 10 до 32  $\text{Гэв}/c$ , где сечение  $\Sigma^+$  (1385) весьма близко к сечению  $\Sigma^-$  (1385); последнее слабо меняется с ростом энергий. Из инвариантных распределений по  $x$  (рис. 44) видно, что резонанс  $\Sigma^-$  (1385) рождается симметрично относительно  $x = 0$ , т. е. главным образом в соударениях центрального типа. При фиксированной энергии распределения по  $x$  для  $\Sigma^+$  (1385) и  $\Sigma^-$  (1385) практически совпадают в передней полусфере, тогда как при  $x < 0$  наблюдается заметное превышение числа  $\Sigma^+$  (1385), что можно приписать квазидвухчастичным процессам с обменом гиперзаряда, которые, как известно, характеризуются сильной энергетической зависимостью. Действительно, трехреджеонный анализ рождения  $\Sigma^+$  (1385) при 4,2  $\text{Гэв}/c$  в области фрагментации протона (и, следовательно, с аннигиляцией странности в  $K^-$ -вершине) показал<sup>125</sup>, что реджевская траектория, ответственная за процесс аннигиляции странности в реакции  $K\bar{K} \rightarrow$  пионы, совместима с  $f' - \phi$ -траекторией.

Информация о слабом распаде  $\Lambda$ -гиперона в двухступенчатом процессе  $\Sigma^+(1385) \rightarrow \pi^+(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$  была использована сотрудничеством Амстердам — ЦЕРН — Ньюмекен — Оксфорд<sup>125</sup> для восстановления полной спиновой матрицы плотности  $\Sigma^+(1385)$  в реакции  $K^-p \rightarrow \Sigma^+(1385)X$  при 4,2  $\text{Гэв}/c$ . Хотя из-за неопределенностей, связанных с большим фоном, ошибки в поляризации оказываются большими, результат этого эксперимента позволяет сделать вывод о том, что поляризация  $\Sigma^+(1385)$  в области  $|t'_p, \Sigma^+| < 0,5$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> мала и совместима с нулевой, в согласии с предсказаниями<sup>128</sup> аддитивной кварковой модели. Эти результаты сильно отличаются от ситуации с поляризацией  $\Lambda$ -гиперонов в реакциях  $K^-p \rightarrow \Lambda X$ , в которых установлена заметная поляризация  $\Lambda$ -гиперонов (см.<sup>129</sup>, где содержатся ссылки и на более ранние работы).

Из рис. 45, а следует, что поляризация  $\Lambda$ -гиперонов при  $x < 0,5$  существенно отличается в реакциях

$$K^-p \rightarrow \Lambda + \text{пионы}, \quad (5.8)$$

$$K^-p \rightarrow \Lambda K\bar{K} + \text{пионы}. \quad (5.9)$$

Она положительна для реакции (5.8), но слегка отрицательна для реакции (5.9). Для событий в области фрагментации протона ( $-1 < x < -0,2$ ) для этих двух реакций наблюдается заметная разница в зависимости поляризации  $P$  от  $p_T$  (рис. 45, б). В то же время  $P$  в реакции (5.9), не

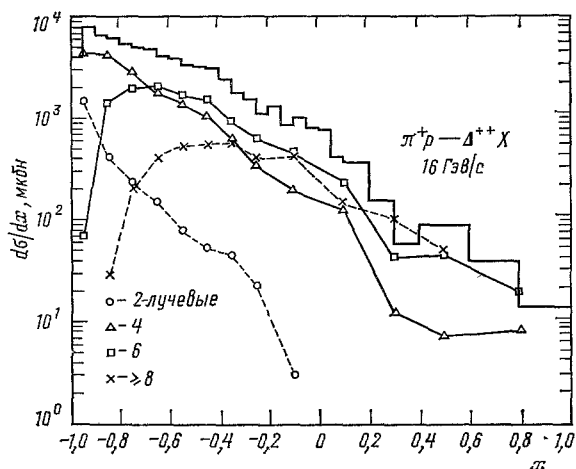


Рис. 42. Дифференциальные сечения  $d\sigma/dx$  реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}X$  при  $16 \text{ ГэВ/с}$  для всех событий (гистограмма) и различных топологий (из работы <sup>121</sup>).

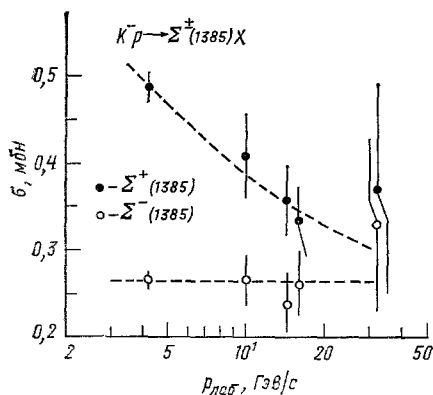


Рис. 43. Инклюзивные сечения  $\Sigma^\pm(1385)$  в  $K^-p$ -взаимодействиях в зависимости от первичного импульса.

Данные из работ <sup>95, 125-127</sup>; кривые проведены на глаз.

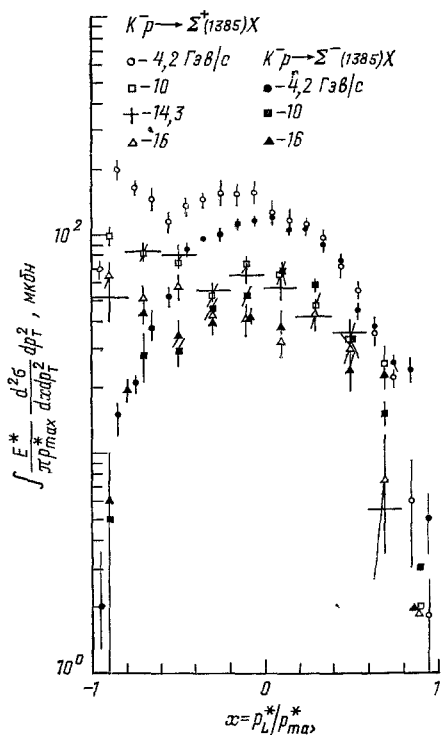


Рис. 44. Инвариантные  $x$ -распределения для реакций  $K^-p \rightarrow \Sigma^\pm(1385)X$  (данные из работ <sup>125-127</sup>).

связанной с процессом аннигиляции странности, весьма близка к поведению  $P$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda X$  (рис. 45, в). Небольшая величина поляризации

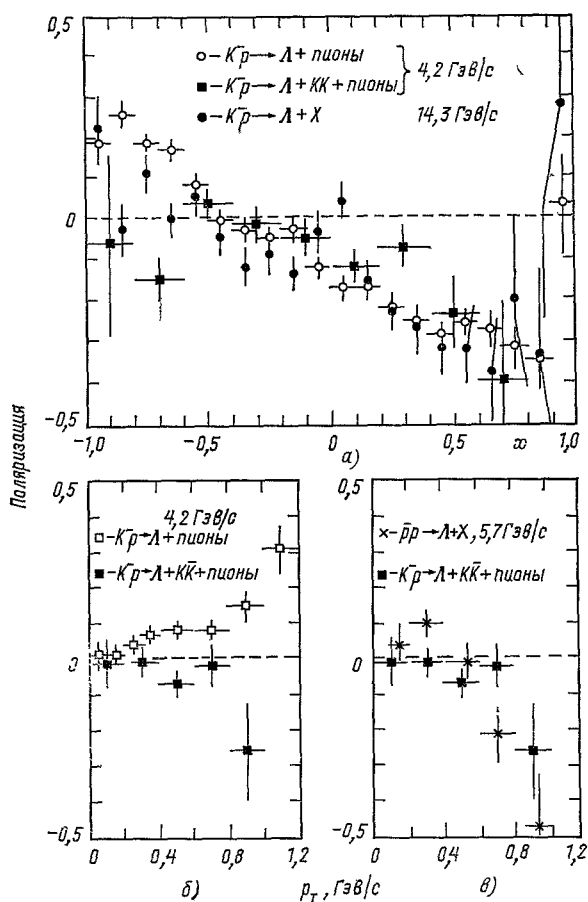


Рис. 45. Поляризация  $\Lambda$ -гиперонов  $P = (3/N) \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \cdot \mathbf{n}_i$  (в обычных обозначениях) в зависимости от переменной  $x$  в реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda + \text{пионы}$  и  $K^-p \rightarrow \Lambda + K\bar{K} + \text{пионы}$  при  $4,2 \text{ ГэВ/с}$  и  $K^-p \rightarrow \Lambda + X$  при  $14,3 \text{ ГэВ/с}$  <sup>129</sup> (а) и поляризация  $\Lambda$ -гиперонов с  $-1 < x < -0,2$  в зависимости от  $p_T$  в реакциях  $K^-p \rightarrow \Lambda + \text{пионы}$ ,  $K^-p \rightarrow \Lambda + K\bar{K} + \text{пионы}$  при  $4,2 \text{ ГэВ/с}$  (б) и  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + X$  при  $5,7 \text{ ГэВ/с}$  <sup>129</sup> (в).

$\Lambda$  в области фрагментации протона для  $\bar{p}p$ -взаимодействий и  $K^-p$ -взаимодействий с виртуальным процессом  $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K} + \text{пионы}$ , возможно, указывает на то, что в обоих процессах доминирует обмен полюсом Померанчука.

## 6. ВЫВОДЫ

Основные результаты, полученные при изучении инклюзивных и многочастичных реакций, в затронутой в настоящем докладе области исследований, можно сформулировать следующим образом.

а) Гипотеза предельной фрагментации (Янга с сотрудниками) не выполняется во всей области доступных энергий, но совместима с имеющимися данными при максимальных энергиях, где в разных экспериментах она выполняется с точностью от 3% до 20%.

б) Точный характер энергетической зависимости инклюзивных сечений для реакций с экзотическими квантовыми числами во фрагментационной области, как и его связь с экзотичностью комбинаций  $ab$ ,  $abc$ ,  $ac$  все еще не до конца поняты, особенно при максимальных энергиях и требуют дальнейших экспериментальных исследований с хорошей статистикой. Энергетическая зависимость инклюзивных реакций с неэкзотическими квантовыми числами согласуется с предсказаниями мюллер-реджевской феноменологии.

в) Для целого ряда реакций с точностью не хуже 10% подтверждена факторизуемость ведущих реджевских особенностей, которая при малых переданных импульсах выполняется даже с лучшей точностью ( $\approx 5\%$ ) вплоть до энергий НК ЦЕРНа. Однако обнаружено заметное нарушение факторизуемости упругого и неупругого дифракционных процессов, которое отчетливо наблюдается при  $|-t| > 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$  и, по-видимому, связано с аномальным поведением упругого рассеяния.

г) Твердо установлено драматическое нарушение Фейнмановского скейлинга в центральной области даже при максимальных энергиях НК ЦЕРНа, совместимое, однако, с существованием асимптотического предела при  $s \rightarrow \infty$ . На наш взгляд, современная ситуация с энергетической зависимостью в центральной области похожа на ту, которая имела место в полных сечениях до открытия серпуховского эффекта. Для обнаружения весьма вероятных отклонений от реджевского режима в центральной области требуется заметное увеличение точности экспериментальных данных и продвижение в область больших энергий.

д) Намечился определенный прогресс в установлении связи глубоко-неупругих взаимодействий с адрон-адронными взаимодействиями в области малых поперечных импульсов.

е) Экспериментально доказано, что значительная часть наблюдаемых стабильных частиц образуется в результате распада резонансов. Качественная картина адрон-адронных взаимодействий согласуется с предсказаниями наивных кварк-партоновых моделей. Для более глубокого понимания процессов образования частиц в адронных взаимодействиях необходимы более полные данные по сечениям выхода различных частиц и особенно резонансов во всем доступном интервале энергий.

Авторы благодарны В. В. Анисовичу, А. А. Логунову, М. А. Мествиришвили, В. А. Петрову, А. Н. Толстенкову и В. М. Шехтеру за многие полезные обсуждения. Нам приятно поблагодарить Л. Н. Гердюкова, В. А. Уварова, О. Г. Чикилева за помощь в компиляции данных, а В. А. Баранова, Т. С. Куликову и Г. В. Павловскую за эффективную помощь при подготовке иллюстраций и рукописи.

Институт физики высоких энергий (ИФВЭ)  
Серпухов (Московская обл.)

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА \*)

1. A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu, Phys. Lett. B25, 611 (1967).  
A. A. Logunov, Nguen Van Hieu, in: Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, v. II, CERN, 1968, 68-7.
2. Yu. B. Bushnin et al. (IHER-CERN Collaboration), Phys. Lett. B29, 48; B30, 506 (1969).

\*) Ссылки на экспериментальные данные, представленные на рисунках, если это специально не оговорено, можно найти в работах <sup>12</sup>, <sup>13</sup>. При ссылках на работы, представленные на XVIII Международную конференцию по физике высоких энергий (Тбилиси, 15—21 июля 1976 г.), указывается фамилия автора и/или название института или сотрудничества, порядковый номер работы и (в скобках) номер работы на параллельной сессии.

3. D. B. Smith, R. J. Sprafka, J. A. Anderson, Phys. Rev. Lett. **23**, 1064 (1969).
4. J. Benecke, T. T. Chan, C. N. Yang, E. Yen, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969).
5. R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
6. K. Zalewski, Rapporteur's talk at the 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.
7. K. Böckmann, Rapporteur's talk at the Intern. Conference on High Energy Physics, Palermo, 1975.
8. N. A. McCubbin, Rapporteur's talk at the Intern. Conference on High Energy Physics, Palermo, 1975.
9. M. Boggild, T. Ferbel, Ann. Rev. Nucl. Sci. **24** (1974).
10. J. Whitmore, Phys. Rept. **10C**, 273 (1974).
11. В. Г. Гришин, Пробл. физ. ЭЧАЯ **7**, 595 (1976).
12. P. V. Chliapnikov, Rapporteur's talk at the 18th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
13. П. В. Шляпников, Лекции на X Международной школе молодых ученых по физике высоких энергий, Баку, 1976.
14. А. К. Лиходед, П. В. Шляпников, Обзорный доклад на Международном совещании по множественным процессам при высоких энергиях, Серпухов, 1976.
15. T. T. Shou, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **25**, 1072 (1970).
16. M. S. Chanowitz, S. D. Drell, *ibid* **30**, 807 (1973).
17. L. D. Soloviev, in: Proc. of the 3rd Intern. Symposium on Nonlocal Field Theories (Alushta, USSR, April 23-30, 1973); in: JINR Communication D2-7161, Dubna 1973, p. 193; Письма ЖЭТФ, **18**, 455 (1973); Preprint IHEP 73-105, Serpukhov, 1973.
18. E. Leader, U. Maor, Phys. Lett. **B43**, 505, 1973.
19. D. P. Roy, R. G. Roberts, Preprint RL-74-022.
20. S. Sakai, Phys. Lett. **B48**, 427 (1974).
21. А. К. Лиходед, А. Н. Толстеньков, Препринт ИФВЭ 75-57, Серпухов, 1975.
22. Z. Koba, H. Nielsen, P. Olssen, Nucl. Phys. **B40**, 317 (1972).
23. V. V. Ammosov et al, Preprint IHER M-26, Serpukhov, 1976.
24. K. Yaeger et al., Phys. Rev. **D11**, 2405 (1975).
25. A. Sheng et al., *ibid.*, p. 17.
26. C. Cochet et al (France — USSR, CERN — USSR Collaboration), paper 1034 (A2-89).
27. P. V. Chliapnikov et al., Nucl. Phys. **B112** (1976).
28. D. Bogert et al. (FNAL-Florida Collaboration), paper 199 (A2-33).
29. D. Bertrand et al. (Brussels-CERN-London-Mons-Orsay Collaboration), paper 722 (A2-67).
30. B. V. Batyunya et al. (Alma Ata-Dubna-Helsinki-Moscow-Prague-Kosice Collaboration), paper 159 (A2-41).
31. K. Hanton et al. (France-USSR, CERN-USSR Collaboration), paper 1035 (A2-90).
32. M. T. Regan et al. (Liverpool-Stockholm Collaboration), paper 682 (A2-63).
33. P. V. Chliapnikov et al. (France-USSR, CERN-USSR Collaborations), paper 1167 (A2-127).
34. P. V. Chliapnikov, Invited Talk at the Intern. Conference on High Energy Physics, Palermo, 1975.
35. A. Givernaud et al. (France-USSR, CERN — USSR Collaboration), paper 1161 (A1-10).
36. J. I. Arestov et al. (France — USSR, CERN — USSR Collaboration); paper 207 (A2-37).
37. A. H. Mueller, Phys. Rev. **D2**, 2663 (1970).
38. H. I. Miettinen, CERN Preprint TH. 2072 (1975).
39. A. B. Kaidalov, Rapporteur's talk at the 18th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
40. H. M. Chan et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 672 (1971).
41. R. Stroynowski, Rapporteur's talk at the 6th Intern. Colloquium on Multi-particle Reactions, Oxford, 1975.
42. T. Ferbel, in: Proc. of the Summer Institute on Particle Physics, v. II, SLAC Report 179 (1974), p. 175.
43. J. Whitmore et al., Phys. Lett. **B60**, 211 (1976).
44. H. I. Miettinen, *ibid.* **B38**, 431 (1972).
45. G. Ciapetti et al., Nucl. Phys. **B89**, 365 (1975).
46. E. W. Beier et al. (Pennsylvania), paper 402 (A2-59).
47. R. K. Garnegie et al. (SLAC), paper 289 (A2-55).

47. D. Dennergi et al. (Saclay-École Polytechnique-Rutherford Collaboration), paper 73 (A1-72).
48. W. Lockman et al. (California-Saclay Collaboration), UCLA-1104 (1976).
49. А. К. Лиходед, А. Н. Толстиков, Письма ЖЭТФ 20, 490 (1974).
50. K. Guettler et al., Phys. Lett. B64, 111 (1976).
51. K. Guettler et al., Nucl. Phys. B116, 77 (1976).
52. B. Appel et al., ibid. B100, 237 (1975).
53. V. Blobel et al., ibid. B69, 454 (1976).
54. P. V. Chliapnikov et al., ibid. B97, 1 (1975).
55. H. Cheng, T. T. Wu, Phys. Lett. B45, 367 (1973).
56. V. V. Ezhela, A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Preprint IHEP 72-1, Serpukhov, 1971.
57. М. С. Дубовиков, К. А. Тер-Мартirosян, Препринт ИТЭФ 37, Москва, 1976.
58. A. Capella, A. Kaidalov, Nucl. Phys. B111, 477 (1976).
59. В. А. Абрамовский, О. В. Канчели, И. Б. Манджавидзе, ЯФ 13, 1102 (1974).
- Chang Hong-Mo et al., Phys. Lett. B40, 406 (1972).
60. В. А. Абрамовский, В. Н. Грибов, О. В. Канчели, ЯФ 18, 595 (1973).
61. М. Н. Кобринский, А. К. Лиходед, А. Н. Толстиков, ЯФ 20, 775 (1974).
- A. K. Likhoded, A. N. Tolstikov, Preprint IHEP 74-51, Serpukhov, 1974.
62. Р. Уайндмолдерс и др., ЯФ 22, 1014 (1975).
63. P. V. Chliapnikov et al., Preprint IHEP 76-97, Serpukhov, 1976.
64. T. Inami, Nucl. Phys. B77, 337 (1975).
65. Е. М. Левин, М. Г. Рыскин, Письма ЖЭТФ 17, 669 (1973).
- А. К. Лиходед, А. Н. Толстиков, ibid. 20, 433 (1974).
66. T. Ferbel, Phys. Rev. D8, 2321 (1973).
67. A. M. Rossi et al., Nucl. Phys. B84, 269 (1975).
- З. Р. Бабаев, В. И. Корешев, ЯФ 24, 429 (1976).
68. T. Stewart et al. (Durham-Leds Collaboration), paper 194 (A2-29).
69. S. N. Vernov et al., paper 778 (A2-110).
70. V. P. Pavluchenko et al., paper 169 (A2-2).
71. V. K. Budilov et al. («Pamir» Collaboration), paper 169 (A2-1).
72. N. N. Roinishvili, Minirapporteur's talk at Tbilisi Conference.
73. P. V. Chliapnikov et al., Phys. Lett. B52, 375 (1974).
74. I. V. Ajinenko et al., Preprint IHEP M-30, Serpukhov, 1976.
75. V. V. Babintsev et al. (France — Soviet Union, CERN — Soviet Union Collaborations), paper 204 (A2-35).
76. F. W. Busser et al., Phys. Lett. B46, 471 (1973).
77. D. Sivers, Nucl. Phys. B106, 95 (1976).
78. A. A. Logunov et al., Preprints IHEP 74-66, Serpukhov, 1974; IHER 76-157, Serpukhov, 1976.
79. A. N. Tolstikov, paper 791 (A5-2); Препринт ИФВЭ 76-51, Серпухов, 1976.
80. P. V. Chliapnikov, in: 4th Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1975, p. 32.
81. H. Goldberg, Nucl. Phys. B44, 149 (1972).
82. C. E. De Tar, Phys. Rev. D3, 128 (1971).
83. K. Kinoshita, Fortschr. Phys. 24, 341 (1976).
84. P. V. Chliapnikov et al., Phys. Lett. B60, 218 (1976).
85. S. D. Drell, T. M. Yan, Ann. Phys. (N.Y.), 66, 578 (1971).
86. J. F. Gunion, Phys. Rev. 11, 1796 (1975).
87. Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.
88. T. K. Gaisser, F. Halzen, Phys. Rev. D11, 3157 (1975); D. Sivers, ibid., p. 3253; Nucl. Phys. B106, 95 (1976).
89. А. К. Лиходед, А. Н. Толстиков, Preprint IHEP 75-88, Serpukhov, 1975; ЯФ 24, 163 (1976).
90. Minh Duong-van, SLAC — PUB-1726 (1976).
91. V. V. Anisovich, V. M. Shekhter, Nucl. Phys. B55, 455 (1973).
92. J. B. Bjorken, G. R. Farrar, Phys. Rev. D9, 1449 (1974).
93. J. Bartke et al. (Aachen — Berlin — Bonn — CERN — Cracow — Heidelberg — Warsaw Collaboration), paper 196 (A2-31).
94. А. К. Лиходед, В. А. Петров, А. Н. Толстиков, Препринт ИФВЭ 76-2, Серпухов, 1976.
95. U. Gensch et al. (France — USSR, CERN — USSR Collaborations), paper 206 (A2-36).



96. Scandinavian Bubble Chamber Collaboration, paper 116 (A2-54).
97. H. G. Kirk et al. (Aachen—Berlin—CERN—London—Vienna Collaboration), paper 695 (A2-68).
98. M. De Beer et al. (France—USSR, CERN—USSR Collaborations), paper 1168 (A2-128).
99. P. V. Chliapnikov et al., Nucl. Phys. **B37**, 336 (1972).
100. K. Paller et al., *ibid.* **B96**, 1 (1975).
101. Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—London—Vienna—Warsaw Collaboration, paper 663 (A2-105).
102. N. N. Biswas et al. (Notre Dame—Duke Univ.—Toronto—McGill Univ. Collaboration), paper 1026 (A2-87).
103. M. Deuschmann et al., Nucl. Phys. **B103**, 426 (1976).
104. Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—Heidelberg—Warsaw Collaboration, paper 664 (A2-104).
105. Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—London—Vienna—Warsaw Collaboration, paper 186 (A2-27).
106. V. Blobel et al., Phys. Lett. **B48**, 73 (1974); Nucl. Phys. **B69**, 237 (1974); Preprint Bonn HE 76-9 (1976).
107. J. C. M. Armitage et al. (CHM Collaboration), paper 347 (A2-72).
108. V. Blobel et al., Phys. Lett. **B59**, 88 (1975).
109. P. L. Woodworth et al., Preprint CERN E. P. PHYS-76-53 (1976).
110. R. A. Donald et al., Phys. Lett. **B61**, 210 (1976).
111. Rutherford-Ecole Polytechnique-Saclay Collaboration, paper 71 (A1-70).
112. R. Baldi et al. (Geneva Univ.), paper 728 (A1-135).
113. Yu. M. Antipov et al., Preprint IHEP 76-42, Serpukhov, 1976.
114. V. Matveev, R. Muradyan, A. Tavkhelidze, Lett. Nuovo Cimento **7**, 719 (1973).
115. M. L. Mallery et al. (Northeastern Univ.), paper 138 (N1-18).
116. W. Lockman et al. (Univ. California—Aachen—CERN Collaboration), paper 1201 (A2-108).
117. M. Bardadin-Otwinowska et al., Nucl. Phys. **B72** (1974).
118. P. V. Chliapnikov et al., *ibid.* **B91**, 413 (1975); Phys. Lett. **B55**, 237 (1975).
119. H. Voorthuis et al. (Amsterdam—CERN—Nijmegen—Oxford Collaboration), paper 277 (C3-24).
120. W. J. Robertson et al., Phys. Rev. **7**, 2554 (1973).
121. J. Hanlon et al., FERMILAB-PUB-76/28-EXP (1976).
122. M. Bardadin-Otwinowska et al., Paper submitted to the Intern. Conference on Elementary Particles, Palermo, Italy, 1975.
123. P. V. Chliapnikov et al., Nucl. Phys. **B105**, 510 (1976).
124. Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—Heidelberg—London—Vienna—Warsaw Collaboration, paper 198 (A2-32).
125. Amsterdam—CERN—Nijmegen—Oxford Collaboration, paper 278 (A2-52).
126. Aachen—Berlin—CERN—London—Vienna Collaboration, paper 144 (A2-111).
127. M. Bardadin-Otwinowska et al., Nucl. Phys. **B98**, 418 (1975).
128. P. Gizbert-Studnicki, A. Golembo, Lett. Nuovo Cimento **6**, 473 (1970).
129. Amsterdam—CERN—Nijmegen—Oxford Collaboration, paper 272 (A2-50).