

# СРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССОВ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ В АНТИПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ И В ДРУГИХ РЕАКЦИЯХ

*Р. Ледницки*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Экспериментальные данные по множественному образованию частиц в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях сравниваются с данными, полученными в других процессах. Представленные результаты обсуждаются с точки зрения феноменологии Редже и кварк-партоновых моделей.

Experimental data on multiparticle production in  $\bar{p}p$ -interactions are compared with the data on other processes and discussed in terms of Regge phenomenology and quark-parton models.

## ВВЕДЕНИЕ

Особый интерес к антинуклон-нуклонным взаимодействиям связан, в частности, с уникальной возможностью изучения аннигиляционных процессов, в которых первоначальные барион и антибарион превращаются в мезоны. Характерной особенностью этих процессов является большая множественность образующихся частиц (по сравнению с другими реакциями, в которых около половины энергии в с. ц. м. уносится лидирующими частицами), что дает возможность изучать множественное образование частиц даже при сравнительно низких энергиях. Поэтому неудивительно, что  $\bar{N}N$ -взаимодействиям посвящена целая серия конференций: Шебре (1972 г.), Либлице — Прага (1974 г.), Стокгольм (1976 г.), Барр-Страсбург (1978 г.), Бресаноне (1980 г.), Сантьяго де Компостелла (1982 г.). Аналогичные конференции были организованы в Аргонне (1968 г.), Сиракузе (1975 г.) и Лома-Кюли (1975 г.). На этих конференциях обсуждались также и другие темы антипротонной физики, такие как  $p$ -атомы, спектроскопия бариония и т. д., которые в ближайшее время, по-видимому, достигнут нового качественного уровня с помощью «охлаждающих» антипротонных установок (см., например, проект LEAR [1]) из-за увеличения интенсивности примерно в  $10^3$  раз и высокого разрешения по энергии (несколько килоэлектрон-вольт). Важные результаты при очень высоких энергиях начинают появляться с  $\bar{p}p$ -коллайдера — недавно были получены интересные данные о множествен-

ном образовании частиц при энергии 540 ГэВ в с. ц. м. [2, 3]. В частности, наблюдались струи частиц, явно связанные с жесткими партонами, позволяющие в принципе провести проверку предсказаний квантовой хромодинамики (КХД).

Ниже будут затронуты в основном вопросы множественного образования частиц. Экспериментальные данные будут обсуждаться в рамках редже-феноменологии и кварк-партоновых моделей (КМ). Следует заметить, что простейшие КМ, основанные на  $SU(6)$ -спиновой комбинаторике [4, 5], предсказали обильное образование резонансов, подтвержденное экспериментом. Поскольку резонансы дают более прямую и более богатую информацию о механизме взаимодействия, чем пионы, каоны или нуклоны, изучение образования резонансов представляет большой интерес. В разд. 1 с экспериментальной и теоретической точек зрения рассматривается вопрос, в какой степени отличие  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий связано с  $\bar{p}p$ -аннигиляцией. Сравнение моментов распределения по множественности частиц в различных процессах с предсказаниями схемы дуальной унитаризации (ДУ) [6, 7] и соответствующей фрагментационной КМ [8] проводится в разд. 2. Обсуждаются также пороговые эффекты, размножение струй, связь между флуктуациями эффективных масс струй и КНО-скейлингом [9] и подобие между  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны и адронными взаимодействиями [10—12]. Некоторые вопросы, связанные с изучением спиновых эффектов в образовании резонансов в множественных процессах, рассматриваются в разд. 3. Выстроенность спина векторных мезонов, недавно обнаруженная в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях [13], и ее связь с аналогичными эффектами в других процессах обсуждаются в рамках редже-феноменологии. Кварковые модели для объяснения спиновых эффектов в адронных процессах обсуждаются в разд. 4. Значительный интерес к этим моделям появился [13—22] после обнаружения неожиданно большой поляризации (около 30 % при  $p_{\perp} \sim 1$  ГэВ/с)  $\Lambda$ -частиц, образующихся в процессах фрагментации нуклона в интервале первичных импульсов 4—2000 ГэВ/с [22—24]. В рамках КМ рассматриваются также данные о поляризационной асимметрии пионов и каонов, образованных поляризованными протонами ( $A \geq 40$  % при  $p_{\perp} \geq 1$  ГэВ/с) [25, 26], и о выстроенности спина векторных мезонов в адронных взаимодействиях [13, 27—33].

## 1. РАЗНОСТИ СЕЧЕНИЙ $\bar{p}p$ - И $pp$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И $\bar{p}p$ -АННИГИЛЯЦИЯ

Выяснение вопроса о том, в какой степени отличие между  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиями связано с  $\bar{p}p$ -аннигиляцией ( $\bar{p}p_a$ ), т. е. насколько верно соотношение

$$\sigma(\bar{p}p_a) = \sigma(\bar{p}p) - \sigma(pp), \quad (1)$$

имеет не только важное теоретическое, но и практическое значение. Дело в том, что при первичных импульсах больше 10 ГэВ/с практически вся информация о  $\bar{p}p$ -аннигиляции извлекается из  $(\bar{p}p - pp)$ -разности. Разделение аннигиляционных и неаннигиляционных ( $\bar{p}p_{\text{на}}$ ) взаимодействий при низких энергиях основано на кинематическом анализе событий и идентификации частиц по плотности ионизации. Для разрешения неоднозначностей отобранных гипотез используются критерии, основанные на периферическом характере образования барионов (антибарионов). В случае гипотез с двумя или более нейтральными частицами с помощью анализа распределений по недостающей массе определяется поправка на события, содержащие систему  $\bar{n}n$ . Такая процедура выделения  $\bar{p}p_a$  становится неэффективной при  $p_{\text{лаб}} \geq 10$  ГэВ/с, поскольку доля однозначно выделяемых реакций резко уменьшается — растет множественность нейтральных частиц и увеличивается доля быстрых заряженных частиц, не поддающихся идентификации. Первое прямое разделение  $\bar{p}p_a$  и  $\bar{p}p_{\text{на}}$  при средних энергиях было осуществлено [34, 35] с помощью гибридной установки ВС-64 в Станфорде. Эта установка состоит из 40-дюймовой жидководородной пузырьковой камеры, набора пропорциональных камер в магнитном поле, годоскопа из черенковских счетчиков для точного измерения и идентификации быстрых заряженных частиц и адронного калориметра для регистрации антинейтронов. Полная эффективность выделения  $\bar{p}p_{\text{на}}$  составляет около 85 %. Измеренные на этой установке топологические сечения  $\bar{p}p_a$  при 8,8 ГэВ/с хорошо согласуются с данными при 9,1 ГэВ/с [36], полученными с помощью процедуры, основанной на кинематическом анализе событий. В ближайшее время будут получены данные об  $\bar{p}p_a$  при 100 ГэВ/с на аналогичных гибридных установках в Батавии и ЦЕРНе — эксперименты E-597 [37] и NA-21 [38].

Известно, что соотношение (1) выполняется для полных сечений при низких и средних энергиях ( $p_{\text{лаб}} \leq 12$  ГэВ/с), где имеются данные по  $\bar{p}p_a$  (рис. 1). Кроме того, как  $\sigma_a$ , так и разность  $\Delta\sigma_{\text{tot}}(p^{\mp}p)$  описывается зависимостью  $\sigma \sim p_{\text{лаб}}^{-0,81}$ , предсказываемой редже-феноменологией [39]. Выполнение соотношения (1) можно ожидать для топологических сечений с большой множественностью заряженных

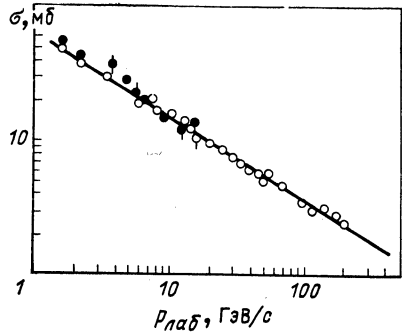


Рис. 1. Зависимость сечения  $\bar{p}p$ -аннигиляции (●) и разности полных сечений  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий (○) от первичного импульса [39]. Прямая — зависимость вида  $\sigma = A p_{\text{лаб}}^{-0,81}$

частиц  $n_{\pm}$ , когда в случае неаннигиляционных каналов мало сказывается отличие квантовых чисел налетающих протона и антипротона [заметим, что соотношение (1) эквивалентно равенству  $\sigma(\bar{p}p_{\text{на}}) = \sigma(pp)$ ]. Действительно, данные табл. 1 показывают, что равенство (1) приблизительно выполняется для топологических сечений с  $n_{\pm} \geq 4$ , но сильно нарушается для 0- и 2-лучевых событий. Это нарушение связано с большим вкладом реакций перезарядки в  $(\bar{p}p - pp)$ -разность при малой множественности  $n_{\pm}$ . Так, из-за реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  + нейтральные  $(\bar{p}p - pp)$ -разность дает завышенную

Таблица 1. Топологические и полные сечения, мб, для  $\bar{p}p$ -аннигиляции и разностей  $(\bar{p}p - pp)$  при различных импульсах [35]

$n_{\pm}$	$p = 8,8 \text{ ГэВ/с}$		$p = 12 \text{ ГэВ/с}$	
	$\bar{p}p_{\text{а}}$	$\bar{p}p - pp$	$\bar{p}p_{\text{а}}$	$\bar{p}p - pp$
0	0,15±0,15	2,35±0,06	0	1,3±0,1
2	1,65±0,30	-0,73±0,42	1,2±0,4	-0,4±0,3
4	4,94±0,30	4,19±0,20	3,7±0,4	2,8±0,2
6	5,50±0,30	5,57±0,11	5,1±0,2	4,4±0,04
8	1,79±0,06	1,78±0,05	2,1±0,1	2,0±0,04
10	0,23±0,02	0,23±0,02	0,44±0,03	0,44±0,02
12	0,016±0,004	0,016±0,004	0,046±0,010	0,046±0,010
14	—	—	0,003±0,001	0,003±0,001
Все неупругие	14,28±0,56	13,41±0,47	12,6±0,6	10,6±0,4
Все		15,94±0,69		12,1±0,8

Таблица 2. Доля, %, событий  $pp$ - и неаннигиляционных  $\bar{p}p$ -взаимодействий при 8,8 ГэВ/с [35], содержащих различные комбинации барионов и антибарионов

Канал	$\bar{p}p$	$pp$
Гиперон или антигиперон + X	5,5±0,2	2,8±0,1
$\bar{p}pX$	36±2	—
$ppX$	—	34±2
$\bar{p}nX + \text{с.с.}$	34±2	—
$pnX$	—	51±2
$\bar{p}nX$	26±2	—
$pnX$	—	12±2

оценку аннигиляционного сечения для 0-лучевых событий. Соответствующая разность в случае 2-лучевых событий оказывается меньше, чем  $\sigma(\bar{p}p_a)$ , что, в частности, связано с реакцией  $pp \rightarrow \Delta^{++}n \rightarrow p\pi^+n$ , аналогичный канал  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}^0n \rightarrow \bar{p}\pi^+n$  подавлен примерно в 9 раз (подавление 1/3 возникает в распаде  $\bar{\Delta}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$  и 1/3 — в процессе образования изобары, в котором преобладает вклад от однопионного

Таблица 3. Инклюзивные сечения (мб) образования различных частиц в  $\bar{p}p$ -аннигиляции и соответствующие разности ( $\bar{p}p - pp$ ) при 8,8 и 12 ГэВ/с [35]

Частица	8,8 ГэВ/с		12 ГэВ/с	
	$\bar{p}p_a$	$\bar{p}p - pp$	$\bar{p}p_a$	$\bar{p}p - pp$
$\pi^\pm$	$72,8 \pm 2,9$	$70,2 \pm 1,0$	$69,7 \pm 3,3$	$61,4 \pm 1,1$
$\pi^0$	$43,1 \pm 4,0$	$42,0 \pm 2,6$	$23 \pm 5$	$35 \pm 5$
$K_s^0$	$1,45 \pm 0,10$	$1,64 \pm 0,11$	$1,20 \pm 0,10$	$1,46 \pm 0,17$
$\rho^0$	$4,9 \pm 0,5^*$	$5,6 \pm 1,0^*$	$4,99 \pm 0,25$	$4,98 \pm 0,29$
$K^{*\pm} (892)$	—	—	$0,69 \pm 0,08$	$0,68 \pm 0,10$

\* Данные при 9,1 ГэВ/с [36].

обмена). Нарушение равенства  $\sigma(\bar{p}p_{na}) = \sigma(pp)$  для каналов реакций с перезарядкой иллюстрируется также данными табл. 2. Интересно, что указанные нарушения равенства (1) компенсируют друг друга в полных сечениях. Аналогичная компенсация имеет место также для одночастичных инклюзивных сечений и спектров нейтральных мезонов и комбинированных спектров положительных и отрицательных мезонов (табл. 3 и рис. 2). Конечно, соотношение (1) нарушается для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов по отдельности (рис. 2), поскольку  $\langle n_{\pi^+} \rangle_{pp} > \langle n_{\pi^-} \rangle_{pp}$ , в то время как из зарядовой симметрии следует  $\langle n_{\pi^+} \rangle_{\bar{p}p} = \langle n_{\pi^-} \rangle_{\bar{p}p}$ .

Приблизительное выполнение равенства (1) для полных сечений  $\sigma_{tot}$  и комбинированных одночастичных инклюзивных спектров  $\pi^\pm$ -мезонов можно объяснить в рамках теории полюсов Редже, если предположить, что вклад аннигиляционных каналов в  $\sigma_{tot}$  связан условием унитарности с обменом  $\omega$ -траекторией. Простейшая возможность, которая напрашивается в связи с равенством  $\sigma_a(\bar{p}p) \simeq$

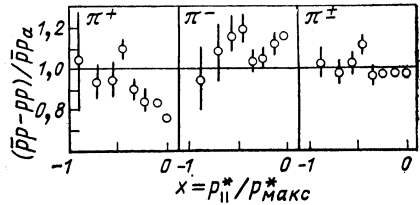


Рис. 2. Отношение разности пионных  $x$ -спектров в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях к соответствующему спектру в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при 8,8 ГэВ/с [35]

$\simeq \Delta\sigma_{\text{tot}}(p^\mp p)$ , это — отождествление вклада аннигиляционных каналов с полным  $(\omega + \rho)$ -вкладом в  $\Delta\sigma_{\text{tot}}$  [см. (2)]. Однако эта гипотеза приводит к неразумным результатам для некоторых  $\bar{B}B$ -систем. Например, система  $\bar{\Delta}^+\Delta^{++}$  не смогла бы аннигилировать, так как  $\rho$ - и  $\omega$ -вклады в  $\sigma_{\text{tot}}$  сокращаются (для  $\bar{\Delta}^+ = \bar{d}\bar{d}\bar{d}$  и  $\Delta^{++} = uuu$  нет связанных дуальных диаграмм). Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в обзоре [39]. Коротко изложим аргументацию. Рассмотрим сначала разность полных сечений  $\bar{p}p$  и  $pp$ . Вклады от  $C$ -четных траекторий ( $P, f, A_2$ ) в этой разности сокращаются, т. е.

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}(p^\mp p) = 2 \operatorname{Im}(\omega + \rho)_{t=0} = 2(\beta_{p\omega}^2 s^{\alpha_\omega - 1} + \beta_{p\rho}^2 s^{\alpha_\rho - 1}). \quad (2)$$

Здесь  $s$  — квадрат полной энергии в с. ц. м. в единицах  $\text{ГэВ}^2$ ;  $\beta_{pR}$  — константа связи реджеона  $R$  с протоном без переворота спина протона;  $\alpha_R$  — пересечение траектории реджеона  $R$ , равное  $0,57 \pm 0,01$  и  $0,43 \pm 0,01$  для  $\rho$ - и  $\omega$ -траекторий соответственно [39]. В рамках простой КМ, учитывающей требования дуальности,  $SU(3)$ -симметрии и  $\rho$ -,  $\omega$ -универсальности, имеют место соотношения

$$\alpha_\rho = \alpha_\omega, \quad \beta_{p\rho} = \frac{1}{3}\beta_{p\omega} = \beta_{K^+\rho} = \beta_{K^-\omega} = \frac{1}{2}\beta_{\pi^+\rho} = \frac{1}{2}\beta, \quad (3)$$

которые приблизительно согласуются с экспериментом. В частности, преобладающий вклад  $\omega$ -обмена в  $\Delta\sigma(p^\mp p)$ , вытекающий из (3), подтверждается примерным (в пределах 10%) равенством  $\Delta\sigma_{\text{tot}}(p^\mp p) \simeq \Delta\sigma_{\text{tot}}(p^\mp n)$ , поскольку вклад от изовекторной  $\rho$ -траектории входит в эти разности с противоположным знаком. С учетом данных по  $K^\mp p$  и  $K^\mp n$  разностям имеем [40]

$$\varepsilon = \beta_{p\rho}/\beta_{p\omega} \simeq 0,22,$$

что приблизительно на 30% меньше значения  $\varepsilon = 1/3$ , вытекающего из (3). Следовательно, относительный вклад неаннигиляционных каналов в рассматриваемой модели ( $\rho$ -обмен) составляет  $\varepsilon^2 \simeq 5\%$ . Заметим, что малость отношения  $\varepsilon$  следует также из анализа ряда бинарных процессов. Было установлено (см., например, [41]) преобладание амплитуды с переворотом (без переворота) спина нуклона в случае связи с  $\rho$  ( $\omega$ )-реджеоном. В разд. 4 этот результат используется при обсуждении спиновых эффектов в процессах образования  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов.

Перейдем к рассмотрению разностей одночастичных инклюзивных спектров

$$f_c(ap \rightarrow cX) = E_c \frac{d\sigma}{d^3p_c} = \frac{1}{\pi} \frac{E_c}{p_c^{\text{макс}}} \frac{d\sigma}{dx dp_{c\perp}^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dy dp_{c\Delta}^2} \quad (4)$$

в рамках мюллер-реджевского подхода.

**Область фрагментации протона:**  $y_c \ll y_a$  (рис. 3, а). Вклад в  $(a^\mp p)$ -разность инклюзивных сечений образования частицы  $c$  дают только  $C$ -нечетные  $\rho$ - и  $\omega$ -траектории [42]:

$$f_c((\bar{a}p - ap) \rightarrow cX) = 2 \sum_{i=\rho, \omega} s^{\alpha_i - 1} \beta_{ai} F_{pci}(y_c - y_p, p_{c\perp}). \quad (5)$$

В случае рождения заряженных пионов вершинные функции  $F_{pci}$  оказываются вырожденными вследствие раннего скейлинга, наблюдаемого для экзотических  $ap\bar{c}$ -систем, а также для неэкзотической реакции  $p \xrightarrow{\pi^-} \pi^+$ , т. е.

$$F_{p\pi^-\rho} = F_{p\pi^-\omega}, \quad F_{p\pi^+\rho} = -F_{p\pi^+\omega}. \quad (6)$$

Отсюда с учетом (3) следуют соотношения между разностями инвариантных инклюзивных сечений

$$\Delta f_{\pi^-}(\pi^\mp p) = \Delta f_{\pi^-}(K^\mp p) = \frac{1}{2} \Delta f_{\pi^-}(p^\mp p) = 2\beta F_{p\pi^-\omega} s^{-1/2}; \quad (7)$$

$$\Delta f_{\pi^+}(K^\mp p) = 0, \quad \Delta f_{\pi^+}(\pi^\mp p) = -\Delta f_{\pi^+}(p^\mp p) = -2\beta F_{p\pi^+\omega} s^{-1/2}. \quad (8)$$

Соответствующие прямые на рис. 4 хорошо согласуются с экспериментальными данными за исключением данных по  $(p^\mp p)$ -разностям при низких энергиях. В последнем случае наблюдается значительный нелидирующий вклад, пропорциональный  $s^n$ ,  $n \sim -1,5 \div -2$ . Так как этот эффект имеет место только для  $\bar{p}rc$ -систем, то он может быть обусловлен вкладом низколежащих траекторий, сильно связанных с барион-антибарионными системами. В схеме ДУ [6, 7] этот вклад соответствует процессам 1- и 2-струйной  $\bar{p}r_a$  (рис. 5, а, б) [46] и  $\bar{p}r_{na}$  с аннигиляцией двух кварков (рис. 6, а), тогда как лидирующий вклад соответствует процессам 3-струйной  $\bar{p}\bar{r}$  (рис. 5, в) и 1- и 2-струйной  $\bar{p}r_{na}$  (рис. 6, б, в). Штрихованные линии на диаграммах рис. 5 и 6 показывают продвижение цветного узла («string junction») — своеобразного конститuenta нуклона [39, 47] (см. ниже). Данные по  $\Delta f_{\pi^-}(p^\mp p)$  на рис. 4, а также данные, полученные на спектрометре БНЛ — Пенсильвании при  $y_{lab} \simeq 0,65$ ,  $p_{\perp} \simeq 0,35$  ГэВ/с, в интервале первичных импульсов 8—150 ГэВ/с [48] дают значение показателя степени для нелидирующего вклада  $n \simeq -2$ , что несколько меньше значения  $-1 \div -1,5$ , ожидаемого на основании ДУ-диаграмм. Степень  $n$  можно также оценить с по-

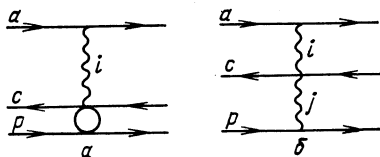


Рис. 3. Мюллер-реджевские диаграммы для образования частицы  $c$  в инклюзивной реакции  $ap \rightarrow cX$  в области фрагментации мишени (а) и в центральной области (б)

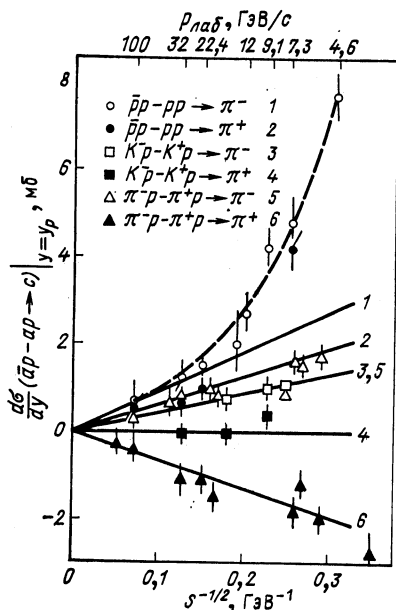


Рис. 4. Энергетическая зависимость разностей инвариантных сечений для реакций  $a\bar{p}p \rightarrow cX$  при  $y_c = y_p$ . Данные взяты из [24, 39, 42–45]:

Прямые 1–6 соответствуют формулам (7), (8). Пунктирная кривая — линия 1 с дополнительным членом  $A s^{-2}$

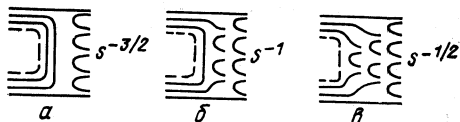


Рис. 5. Дуальные кварковые диаграммы для  $\bar{p}p$ -аннигиляции

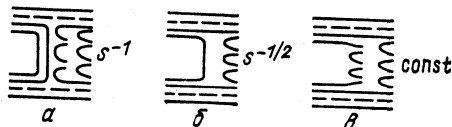


Рис. 6. Дуальные кварковые диаграммы для  $\bar{p}p$ -неаннигиляции

мощью соотношения [42], аналогичного уравнениям (7):

$$f_{\pi^-}(\bar{p}p(s)) = \left[ 1 - 2 \frac{\beta_{\pi p}}{\beta_{p p}} \left( \frac{s}{s_1} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] f_{\pi^-}(pp) + 2 \left( \frac{s}{s_1} \right)^{-\frac{1}{2}} f_{\pi^-}(\pi^+p(s_1)),$$

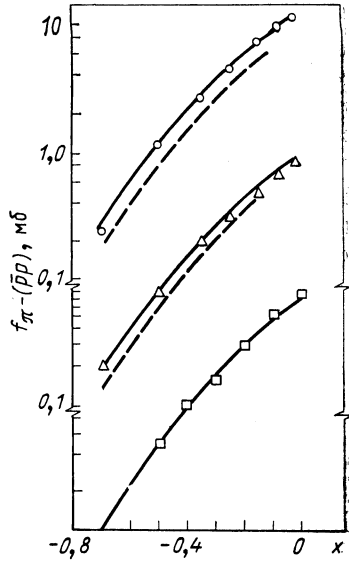
(9)

где  $\beta_{\pi p}/\beta_{p p} \simeq 0,6$ . Это соотношение довольно хорошо выполняется для  $pp$ -данных при 22,4 ГэВ/с [49], но при 4,6 и 9,1 ГэВ/с (9) дает заниженную оценку  $f_{\pi^-}$  [50] (рис. 7). Учет в (9) нелидирующего вклада вида  $A(x) s^n$  дает [24]  $n \simeq -1,7 \pm 0,5$ .

Относительный вклад нелидирующего члена в  $\Delta f_{\pi}(p^{\mp}p) |_{y=y_p}$  довольно большой (около 50% при 9 ГэВ/с). В то же время разность полных сечений  $\bar{p}p$  и  $pp$  хорошо описывается только одной степенной зависимостью  $\sim s^{-1/2}$ . В рамках схемы ДУ для этого парадокса имеется следующее объяснение: в асимптотическом пределе ( $\ln s \gg 1$ ) [46] сечение 3-струйной  $\bar{p}p_a$  (рис. 5, в) содержит нелидирующие члены, которые компенсируют вклад в  $\sigma_{tot}$  от 1- и 2-струйной  $\bar{p}p_a$



Рис. 7. Сравнение инвариантных сечений для реакции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$  при 4,6 (○), 9,1 (△) и 22,4 (□) ГэВ/с [49, 50] с предсказаниями формулы (9) — пунктирные кривые. Сплошные кривые соответствуют подгонке данных при 4,6 и 9,1 ГэВ/с формулой (9) с дополнительным членом  $A(x)s^n$ ,  $n = -1,7 \pm 0,5$  [24]



(рис. 5, а, б). Кроме того, спектр  $\pi$ -мезонов в 3-струйной  $\bar{p}p_a$ , а так же в  $\bar{p}p_{na}$  более мягкий, чем в 1- или 2-струйной  $\bar{p}p_a$ . Следовательно, относительный вклад последних в сечение во фрагментационной области может быть значительным несмотря на то, что их вклад в  $\sigma_{tot}$  мал. Действительно, отношение  $\Delta f_{\pi}(p^{\mp}p)/f_{\pi}(\bar{p}p_a)$  при 8,8 ГэВ/с с уменьшением  $x_{\pi}$  стремится к 1 как для  $\pi^-$ , так и для  $\pi^+$ -мезонов (см. рис. 2), что указывает на наличие вклада жесткой аннигиляционной компоненты.

Этим соображениям можно придать более количественный характер в рамках простой фрагментационной КМ, основанной на модели струны. Адронные состояния в этой модели составлены из конститuentных кварков (одетых валентных кварков — валонов), связанных цветной струной — трубкой (рис. 8). Подчеркнем, что в случае бариона или бариония наряду с кварковыми составляющими следует учитывать цветной узел  $J$ . Вероятность нахождения в адроне медленного конститuenta  $k$  определяется в схеме ДУ

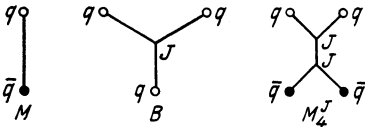


Рис. 8. Струнные конфигурации в мезоне М, барионе В и барионии  $M_4^J$

пересечением  $\alpha_{k\bar{k}}$  — соответствующей траектории Редже [8]. Например,  $x$ -распределение валона в нуклоне имеет вид

$$p(x) = Ax^{-\alpha_M}(1-x)^{-\alpha_{M_4^J}} \simeq \frac{2}{\pi} x^{-1/2}(1-x)^{1/2} \quad (10)$$

с пересечениями  $\alpha_M$  и  $\alpha_{M_4^J}$  эффективных мезонной и бариониевой траекторий, равными [39]  $1/2$  и  $-1/2$  соответственно (см. также разд. 2). Заметим, что распределение (10) соответствует нуклону, составленному из четырех равноправных конститuentов — трех кварков и цветного узла. В частности,  $x$ -распределение цветного узла в нуклоне также дается формулой (10). Введем далее простейшую параметризацию [51] сечения  $q\bar{q}$ - или  $J\bar{J}$ -аннигиляции:  $\sigma_{k\bar{k}A} = \text{const} > 0$  для малых значений квадрата эффективной массы  $k\bar{k}$

$s' \simeq s x_k x_{\bar{k}} \leq s_0$  (или для  $x_{k(\bar{k})} \leq (s_0/s)^{1/2}$ ) и  $\sigma_{k\bar{k}A} = 0$ , если это условие не выполнено. Тогда получим правильную энергетическую зависимость  $\sigma_{(m)} \sim s^{-m/2}$  сечения процесса, начинающегося с аннигиляции  $m$  пар конstituентов. Например, для процесса с аннигиляцией одной пары валонов, который соответствует мезонному обмену (рис. 6, б), имеем  $\sigma_{\pi_1} \sim s^{-1/2}$ . Такая же энергетическая зависимость сечения получается и для процесса  $\bar{p}p_a$ , начинающегося как минимум с аннигиляции цветного узла (рис. 5). Для  $x$ -спектра мезона в процессе фрагментации протона, связанного с аннигиляцией  $m$  пар конstituентов, получим при  $x \rightarrow 1$

$$\frac{d\sigma_{(m)}}{dx} \sim (1-x)^{f+(3-m)/2}, \quad (11)$$

где  $f$  — вклад в степень от функции фрагментации валона  $D_{M/q}(z) \sim (1-z)^f$ ,  $f \simeq 1,5$  и  $2,5$  для фрагментации  $u \rightarrow \pi^+$ ,  $d \rightarrow \pi^-$  и  $u \rightarrow \pi^-$ ,  $d \rightarrow \pi^+$  соответственно [8]. Таким образом, при высоких энергиях, когда сечение процессов с аннигиляцией конstituентов мало, фрагментация  $p \rightarrow \pi$  описывается универсальным распределением  $d\sigma/dx \sim (1-x)^{3-4}$ . Для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при более низких энергиях вклад процессов с аннигиляцией конstituентов в рождение мезонов во фрагментационной области преобладает. Тогда можно ожидать, что степень убывания  $d\sigma/dx \sim (1-x)^n$  при  $x \rightarrow 1$  будет меньше на  $\Delta n \simeq 1 \div 1,5$ . Это находится в качественном согласии с экспериментом [52], хотя из данных табл. 4 следует  $\Delta n \simeq 1,5 \div 2$ ,

Таблица 4. Степени  $n$  в аппроксимации  $f(x) = A(1-|x|)^n$  инвариантных сечений фрагментационных реакций  $p \rightarrow \pi^-$  при  $x < x_0$

$p_{\text{лаб}}, \text{ ГэВ}/c$	12 [52]	22,4 [53]	32 [54]	24 [55]	1078 [52]
$x_0$	-0,3	-0,3	-0,2	-0,3	-0,5
$\bar{p}p$	—	-3,2±0,1	-4,2±0,2	—	—
$\bar{p}p_a, \bar{p}p-pp$	-2,1±0,5	-2,4±0,3	—	—	—
$\bar{p}p_{\text{на}}$	-4,5±0,7	—	—	—	—
$pp$	—	—	—	-3,9±0,3	-4,1±0,2

что несколько превышает значение, ожидаемое в схеме ДУ. Это расхождение может быть связано с пороговыми эффектами или с приближенным описанием  $x$ -распределения валонов формулой (10).

Данные, приведенные на рис. 4, а также результаты, полученные на спектрометре БНЛ — Пенсильвании [48], показывают [см. (6)–(8)], что вершинные функции  $F_{p\pi^+p}$  и  $F_{p\pi^-p}$  в области фрагментации про-

тона близки друг к другу по модулю, но имеют противоположные знаки. Следовательно, лидирующие неаннигиляционные вклады ( $\rho$ -обмен) в  $\Delta f_{\pi^-} (p^{\mp}p)$  и  $\Delta f_{\pi^+} (p^{\mp}p)$  приблизительно сокращаются в комбинированной разности  $\Delta f_{\pi^{\pm}} = \Delta f_{\pi^+} + \Delta f_{\pi^-}$ .

**Центральная область.** В этом случае вклады лидирующих  $C$ -четных траекторий сокращаются только в разности инклюзивных сечений нейтральных частиц ( $c^0 = \pi^0, K_s^0, \dots$ ):

$$f((\bar{a}p - ap) \rightarrow c^0 X) = 2s^{-1/2} \sum_{i,j=\rho,\omega} \beta_{ai}\beta_{pj}g_{c^0ij}. \quad (12)$$

Аналогичная формула с заменой  $g_{c^0ij} \rightarrow 2g_{cij}$  имеет место также для комбинированной разности  $(\bar{a}p - ap) \rightarrow \bar{c}/c$ . Заметим, что  $g_{\pi\omega\rho} = 0$  вследствие сохранения  $G$ -четности. Для величин  $g_{\pi\rho\rho}$  и  $g_{\pi\omega\omega}$ , проинтегрированных по поперечным импульсам при  $y = 0$ , имеем следующие оценки:  $g_{\pi\rho\rho} = 0,19 \pm 0,06$ ,  $g_{\pi\omega\omega} = 0,38 \pm 0,06$  из анализа  $\pi^{\mp}p$  и  $p^{\mp}p$  разностей инклюзивных сечений заряженных  $\pi$ -мезонов [39] и  $g_{\pi\omega\omega} = 0,13 \pm 0,06$  из  $\Delta f (K^{\mp}p \rightarrow \pi^+/\pi^-)$  при 32 ГэВ/с (данные по сечениям взяты из [43, 44]). Расхождение двух оценок  $g_{\pi\omega\omega}$  может указывать на то, что при 30 ГэВ/с двойной редже-предел (рис. 3, б) еще не достигнут. Если предположить в соответствии с приведенными выше оценками и предсказаниями [39], основанными на простейших дуальных кварковых диаграммах, что  $|g_{\pi\rho\rho}| \ll |g_{\pi\omega\omega}|$ , то неаннигиляционный вклад ( $\rho$ -обмен) в  $\Delta f_{\pi^{\pm}}$  составляет  $\ll \epsilon^2 = 5 \div 10\%$ .

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные в совокупности с приведенными выше феноменологическими рассуждениями дают основание использовать  $(\bar{p}p - pp)$ -разности (с некоторыми ограничениями, например, в случае малых множественностей) для оценок  $\sigma(\bar{p}p_a)$ , по крайней мере до первичных импульсов в несколько десятков ГэВ/с.

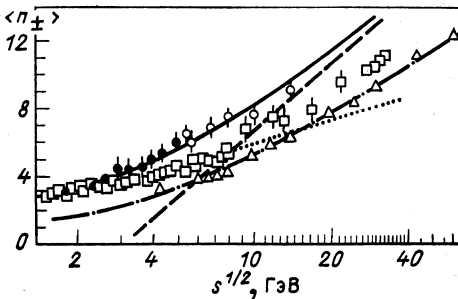
## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ В $\bar{p}p$ -АННИГИЛЯЦИИ И ДРУГИХ ПРОЦЕССАХ

Характерной особенностью  $\bar{p}p_a$  при низких энергиях является большая средняя множественность  $\langle n_{\pm} \rangle$  и малая относительная дисперсия

$$d = D/\langle n \rangle = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2}/\langle n \rangle \quad (13)$$

распределения по множественности. Соответствующие величины, вычисленные из  $(\bar{p}p - pp)$ -разностей (за исключением аннигиляционных сечений для 0- и 2-лучевых событий, полученных экстраполяцией из области  $p_{\text{лаб}} \leq 12$  ГэВ/с), гладко сшиваются с аннигиляционными данными (рис. 9—11). Как видно из рис. 9,  $\langle n_{\pm} \rangle_{\bar{p}p_a}$  превышает  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp}$  примерно на 2 в широком интервале энергий. Конечно, это

превышение отчасти связано с наличием лидирующих барионов в  $pp$ -взаимодействиях, которые уносят около половины энергии в с. п. м., но дают вклад в  $\langle n_{\pm} \rangle$  всего лишь 1,2. В самом деле,  $\langle n_{\pm} \rangle_{\bar{p}p}$  при энергии  $1/2 \sqrt{s}$  превышает  $(\langle n_{\pm} \rangle_{pp} - 1,2)$  при  $\sqrt{s}$  только на 1 [35]. Более корректный учет эффекта лидирования — это вычитание энергии лидирующих барионов в каждом событии. Такой анализ данных, полученных на  $ISR$ , показал [10], что имеется подобие  $pp$ -взаимодействий с вычтенными лидирующими частицами (« $pp$ ») и  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны. Следовательно (см. рис. 9),  $\langle n_{\pm} \rangle_{\text{арр}}$  также оказывается примерно на 1 меньше, чем  $\langle n_{\pm} \rangle_{\bar{p}p}$ .



Приближенный скейлинг относительной дисперсии (рис. 10) приводит к параболическому поведению корреляционной

Рис. 9. Энергетическая зависимость средних множественностей заряженных частиц:

● — для  $\bar{p}p$ -аннигиляции; ○ —  $\bar{p}p$ - $pp$ -разности; △ —  $pp$ -взаимодействия; □ —  $e^+e^-$ -аннигиляции; --- — по формуле (30); ..... (31); — (32); - - - - (34)

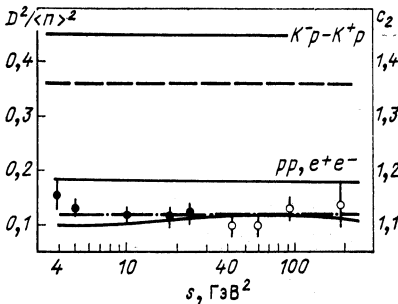


Рис. 10. Энергетическая зависимость квадрата относительной дисперсии распределения по множественности заряженных частиц:

● — для  $\bar{p}p$ -аннигиляции; ○ — для  $\bar{p}p$ - $pp$ -разности; сплошные линии — данные по недифракционным  $pp$ -взаимодействиям;  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны и разности  $K^-p - K^+p$  [60–62]; пунктир и штрихпунктир — предсказания наивной схемы ДУ [формула (35)] для 1- и 3-струйных процессов исходя из  $pp$ -данных. Сплошная кривая — предсказание схемы ДУ [формула (36)] для  $\bar{p}p$ -аннигиляции

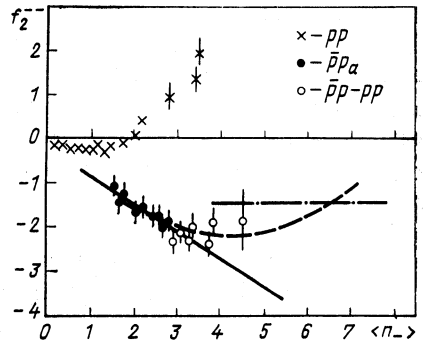


Рис. 11. Зависимость интегральной корреляционной функции  $f_2^- = \langle n_- (n_- - 1) \rangle - \langle n_- \rangle^2$  от  $n_-$ :

пунктирная кривая соответствует  $c_2 = 1,12$ , сплошная линия — формуле (15); штрихпунктирная — предсказанию дуальной мультипериферической модели [64]

функции  $f_2^-$  в зависимости от  $\langle n_- \rangle$ :

$$f_2^- = \langle n_- (n_- - 1) \rangle - \langle n_- \rangle^2 = d_-^2 \langle n_- \rangle^2 - \langle n_- \rangle \quad (14)$$

(рис. 11). Смещение минимума  $f_2^- (\bar{p}p_a)$  в сторону больших значений  $\langle n_- \rangle$  по сравнению с  $f_2^- (pp)$  объясняется меньшей относительной дисперсией в  $\bar{p}p_a$ . С другой стороны, при  $\langle n_- \rangle < 3$   $f_2^- (\bar{p}p_a)$  хорошо описывается линейной зависимостью, что интерпретируется [63] как указание на статистический характер  $\bar{p}p_a$ . Действительно, в случае независимого испускания заряженных частиц  $s, s'$  имеем  $f_2^{cc'} = 0$ , откуда после подстановки  $n_{\pm} = 2n_-$  получаем  $f_2^- = -0,5 \langle n_- \rangle$ . Учет ограниченного фазового объема дает [63]

$$f_2^- = -0,61 \langle n_- \rangle + \text{const.} \quad (15)$$

Изменение поведения  $f_2^- (\bar{p}p_a)$  при  $\langle n_- \rangle \geq 3$  может указывать на возрастающую роль кластеров (резонансов) [64]. Например, дуальная мультипериферическая модель, учитывающая образование кластеров-резонансов (аналогичных кластерам, обнаруженным с помощью корреляционного анализа в  $pp$ -взаимодействиях при высоких энергиях, см., например, [65]), предсказывает [64]  $f_2^- (\bar{p}p_a) \simeq -1,39$ .

Малая относительная дисперсия распределения по множественности в  $\bar{p}p_a$  проявляется также в отрицательной корреляции  $\langle n_0 \rangle_{n_-}$  и  $n_-$ , наблюдаемой при  $p_{\text{лаб}} < 30$  ГэВ/с (рис. 12). Действительно, если предположить независимое испускание частиц при условии  $\langle n_0 \rangle = \frac{1}{2} \langle n_{\pm} \rangle$  в каждой топологии  $n = n_0 + n_{\pm}$ , т. е. (без учета ограничений, накладываемых сохранением заряда)

$$\sigma_{n_{\pm}, n_0} = \sigma_n \binom{n}{n_{\pm}} \left(\frac{2}{3}\right)^{n_{\pm}} \left(\frac{1}{3}\right)^{n_0}, \quad (16)$$

то корреляционный параметр  $b$  в параметризации

$$\langle n_0 \rangle_{n_-} = a + bn_- \quad (17)$$

выражается через  $\langle n_- \rangle$  и  $f_2^-$  в виде [68]

$$b = \left( f_2^- + \frac{1}{2} \langle n_- \rangle \right) / (f_2^- + \langle n_- \rangle). \quad (18)$$

Соответствующие прямые на рис. 12 хорошо согласуются с экспериментальными точками.

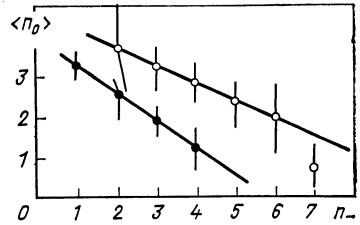


Рис. 12. Зависимость средней множественности нейтральных пионов от  $n_-$  для  $pp$ -аннигиляции при 4,6 ГэВ/с [66] (●) и  $\bar{p}p$ -разности при 22,4 ГэВ/с [67] (○). Наклоны линий определены с помощью формулы (18)

Примерное постоянство относительной дисперсии, а также более высоких нормированных моментов

$$c_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k \quad (19)$$

в широком интервале энергий указывает на приблизительное выполнение КНО-скейлинга [9]. Такое квазискейлинговое поведение может указывать на существование общего механизма, лежащего в основе множественных процессов, например струйного. Согласно современным представлениям [69] струи частиц образуются в результате деления цветной трубки (струны), вытягивающейся при взаимодействии между цветными зарядами разлетающихся адронных конstituентов.

Следует заметить, что КНО-скейлинг можно ожидать для струй, возникающих в каскадных распадах тяжелых кластеров, или для ветвящихся струй, аналогичных струям в КХД [70]. В схеме ДУ вклад в соотношение унитарности от обмена мезонными траекториями связан с испусканием частиц одной кварковой линией — одна струя

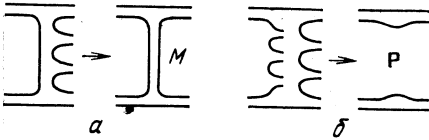


Рис. 13. Дуальные кварковые диаграммы, соответствующие обмену мезонной (а) и померонной (б) траекториями

(рис. 13, а), а вкладу померонного обмена (вакуумные квантовые числа в *t*-канале) соответствует образование частиц двумя кварковыми линиями — две струи (рис. 13, б). Для сечения  $\sigma^{(N)}$  *N*-струйного процесса в простейшем мультипериферическом рассмотрении в пределе  $\ln s \gg 1$  имеем [6]

$$\sigma^{(N)} \sim \sum_{n=2}^{\infty} N^n \frac{(g \ln s)^{n-2}}{(n-2)!} s^{2\alpha-2} \sim 2\alpha-2 + Ng. \quad (20)$$

Здесь  $\alpha$  — пересечение эффективной траектории в мультипериферической цепочке;  $g$  — квадрат мезон-кварковой константы связи (рис. 14);  $n$  — число частиц. Множители  $N^n$ ,  $s^{-1} (\ln s)^{n-2} / (n-2)!$  и  $g^n s^{2\alpha}$  соответствуют полному числу диаграмм (каждый мезон может испускаться какой-либо из *N*-кварковых линий), *n*-частичному продольному фазовому объему и квадрату мультипериферической амплитуды. Сравнивая (20) с вкладами мезонного и померонного обменов  $\sigma_M^{(1)} \sim s^{\alpha} M^{-1}$  и  $\sigma_P^{(2)} \sim \text{const}$ , получаем [6]

$$\alpha = \alpha_M \simeq \frac{1}{2}, \quad g = 1 - \alpha_M \simeq \frac{1}{2}. \quad (21)$$

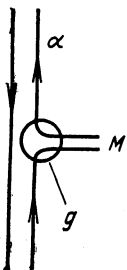


Рис. 14. Часть диаграммы на рис. 13;  $g$  — квадрат константы мезон-кварковой связи;  $\alpha$  — пересечение эффективной мезонной траектории

Примечательно, что соотношение «шнуровки»  $\alpha = \alpha_M$  для пересечения мезонной траектории в этой простой модели выполняется. В случае  $\bar{p}p_a$  (см. рис. 5) в мультипериферической цепочке обменивается барионная траектория с эффективным пересечением  $\alpha = \alpha_B \simeq 0$  (напомним, что  $\alpha_N \simeq -0,3$ ,  $\alpha_\Delta \simeq 0,1$ ). Тогда согласно (20) сечения 1-, 2- и 3-струйной  $\bar{p}p_a$  вымирают как  $s^{-3/2}$ ,  $s^{-1}$  и  $s^{-1/2}$  соответственно. Заметим, что из рассмотрения диаграммы рис. 5, а вытекает известное соотношение  $\alpha_{M_4^J} + \alpha_M = 2\alpha_B$  между пересечениями эффективных бариониевой, мезонной и барионной траекторий (т. е.  $\alpha_{M_4^J} \simeq -1/2$ ).

Для отношения топологических сечений процессов с разным числом струй  $N_1$  и  $N_2$  соотношение (20) дает  $\sigma_n^{(N_1)}/\sigma_n^{(N_2)} \sim (N_1/N_2)^n$ . В частности, имеем [46]

$$R_n = \frac{\sigma_n(\bar{p}p_a)}{\sigma_n(pp)} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha_B - \alpha_M)} \left(\frac{3}{2}\right)^n. \quad (22)$$

Аналогичное отношение топологических сечений образования  $n_\pm$  заряженных частиц в предположении биномиального распределения (16) для  $\sigma_{n_\pm, n_0}$  имеет вид [14]

$$R_{n_\pm} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha_B - \alpha_M) + g/3} \left(\frac{3}{2}\right)^{n_\pm}. \quad (23)$$

Экспериментальные данные по отношению  $R_{n_\pm}$  в интервале первичных импульсов 7—100 ГэВ/с хорошо описываются зависимостью

$$R_{n_\pm} = A\tilde{\beta}^{n_\pm}, \quad (24)$$

причем энергетическая зависимость параметров  $\tilde{\alpha} = -\ln A/\ln s$  и  $\tilde{\beta}$ , приведенная на рис. 15, указывает на возможное достижение асимптотического поведения (23) уже при  $p_{\text{лаб}} \sim 100$  ГэВ/с. Соответствующие значения параметров [39]  $\tilde{\alpha} = 0,73 \pm 0,04$  и  $\tilde{\beta} = 1,24 \pm 0,02$  близки к теоретическим значениям  $\tilde{\alpha} \simeq 0,8$  и  $\tilde{\beta} = 1,5$ , хотя экспериментальное значение параметра  $\tilde{\beta}$  несколько ниже. Это расхождение может быть связано с образованием в мультипериферической цепочке кластеров. Для учета этого эффекта в качестве грубой оценки положим в (22)

$$n = n_\pm / \langle k_\pm \rangle, \quad (25)$$

где  $n$  теперь обозначает число образованных «кластеров» ( $\pi, \rho, \omega, \dots$ ) и  $\langle k_\pm \rangle$  — средняя множественность заряженных частиц в эффективном кластере. Экспериментальное значение  $\tilde{\beta} = 1,24$  получается,

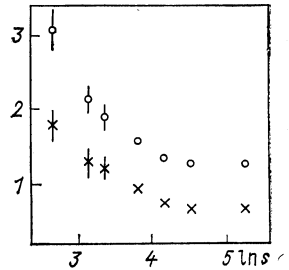


Рис. 15. Зависимость параметров  $\tilde{\alpha} = -\ln A/\ln s$  ( $\circ$ ) и  $\tilde{\beta}$  ( $\times$ ) в формуле (24) от  $\ln s$  ( $s$  — в ГэВ<sup>2</sup>). Данные взяты из [39, 56, 67]

если [14]

$$\langle k_{\pm} \rangle \simeq \ln \frac{3}{2} / \ln \tilde{\beta} = 1,88. \quad (26)$$

Очевидным следствием рассматриваемой мультипериферической схемы является линейная  $\ln s$ -зависимость средней множественности ( $\ln s \gg 1$ )

$$\langle n \rangle = Ng \langle k \rangle \ln s \quad (27)$$

с наклоном, пропорциональным числу струй  $N$ . В частности, наклон для  $\overline{pp}_a$  можно ожидать в 1,5 раза больше, чем для  $pp$ . Однако зависимость  $\langle n_{\pm} \rangle_{\overline{pp}_a}$  и  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp}$  от  $\ln s$  оказывается существенно нелинейной и примерно одинаковой (рис. 9). Такое поведение средних множественностей можно связать [14] с наличием пороговых эффектов (см. также [71]) и с механизмом размножения (ветвления) струй. Рассмотрим сначала влияние пороговых эффектов. Если учесть, что в процессе  $\overline{pp}_a$  нуклон можно рассматривать как систему трех валонов (цветной узел проаннигилировал), то  $x$ -распределение валона в отличие от (10) имеет вид

$$p(x) = 1/2 \sqrt{x}. \quad (28)$$

Напомним далее, что  $x$ -распределения кварков, порождающих струю, при  $s \gg m_{q\perp}^2$  связаны с распределением по эффективной массе струи  $\sqrt{s_j}$  соотношением  $s_j = s x_q x_{\bar{q}}$ . Если пренебречь пороговыми эффектами и для 1-струйного процесса положить

$$\langle n_{\pm} \rangle_{(1)} = a + b \ln \frac{s_j}{s_0}, \quad (29)$$

то для 3-струйной  $\overline{pp}_a$  после усреднения по  $x_q(\bar{q})$  в соответствии с (28) получим

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\overline{pp}_a} = 3 \left( a - 4b + b \ln \frac{s}{s_0} \right), \quad (30)$$

что противоречит экспериментальным данным (рис. 9), которые существенно отличаются от линейной  $\ln s$ -зависимости. Учтем пороговые эффекты простейшей модификацией формулы (29):

$$\langle n_{\pm} \rangle_{(1)} = \begin{cases} a, & s_j \leq s_0; \\ a + b \ln \frac{s_j}{s_0}, & s_j > s_0, \end{cases} \quad (31)$$

где  $s_0 > m_{q\perp}^2$ ,  $m_{\pi\perp}^2$ . При  $s > s_0$  отсюда получим [14]

$$\langle n_{\pm} \rangle_{\overline{pp}_a} = 3 \left\{ a + b \left[ 4 \left( \sqrt{\frac{s_0}{s}} - 1 \right) + \left( \sqrt{\frac{s_0}{s}} + 1 \right) \ln \frac{s}{s_0} \right] \right\}. \quad (32)$$



Строго говоря, если  $x$  — переменная светового фронта ( $x_{\min} \simeq m_{q\perp}^2/s$ ), то формула (32) имеет место при условии  $s_0 \gg m_{q\perp}^2$ . Положим  $b = g\langle k_{\pm} \rangle = 0,94$  в соответствии с (21), (26), (27) (и близко к наклону  $\ln s$ -зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle_{e+e-}$  при  $\sqrt{s} < 7$  ГэВ) и выберем  $\sqrt{s_0} = 0,62$  ГэВ,  $a = 0,78$ , чтобы описать  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp_a}$  при низких энергиях. Тогда формула (32) хорошо согласуется с экспериментальными точками на рис. 9. В то же время наклон  $\ln s$ -зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp_a}$  при  $\sqrt{s} \lesssim 4$  ГэВ не слишком отличается даже от соответствующего наклона для 1-струйного процесса. Сравнение формулы (32) с ее асимптотической формой (30) показывает (рис. 9), что пороговые эффекты в  $\overline{pp}_a$  существенны вплоть до энергий  $\sqrt{s} \sim 10$  ГэВ.

Для недифракционных  $pp$ -взаимодействий аналогичные выкладки (с заменой антикварка на дикварк) в соответствии с (10) дают \* при  $s > s_0$

$$\langle n_{\pm} \rangle_{pp_{ND}} \simeq 2 \left\{ a + b \left[ -4,16 \sqrt{1 - \frac{s_0}{s}} + 2,11 \sqrt{\frac{s_0}{s}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{s}{s_0} - 1} + 2 \ln \left( \sqrt{\frac{s}{s_0}} + \sqrt{\frac{s}{s_0} - 1} \right) \right] \right\}. \quad (33)$$

Будем считать, что кварк-дикварковая струя полностью аналогична  $qq$ -струе за исключением пороговой энергии  $\sqrt{s_0}$ , которая, по-видимому, больше или порядка массы нуклона. При  $\sqrt{s_0} = 1$  ГэВ формула (33) хорошо описывает экспериментальные данные до энергий  $\sqrt{s} \sim 20$  ГэВ. Однако логарифмический рост  $\langle n \rangle$ , предсказываемый этой формулой при более высоких энергиях, противоречит эксперименту. В частности, при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ формула (33) дает  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp_{ND}} = 20,0$ , что существенно ниже значения  $\langle n_{\pm} \rangle = 28,9 \pm 0,4$ , полученного недавно для недифракционных  $pp$ -взаимодействий на  $\overline{pp}$ -коллайдере [2]. Это расхождение можно устранить, если допустить рост эффективного числа струй с энергией. Параметризация  $pp$ -данных в интервале  $8 \leq \sqrt{s} \leq 65$  ГэВ [57]

$$\langle n_{\pm} \rangle_{pp} = 0,88 + 0,44 \ln s + 0,118 \ln^2 s \quad (34)$$

показывает, что этот рост должен быть примерно логарифмическим. Заметим, что при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ формула (34) предсказывает  $\langle n_{\pm} \rangle = 25,1$ , что согласуется с экспериментальной оценкой [2]  $\langle n_{\pm} \rangle_{pp} = 25 \pm 1$ , полученной с учетом поправок на дифракционные процессы. Следует подчеркнуть, что эффект размножения струй и связанный с этим быстрый рост множественности и увеличение высоты плато в распределении частиц по быстроте с ростом энергии (наруше-

\* В мюллер-реджевском подходе (см. рис. 3, б) коэффициент при  $\ln s$  соответствует  $pP$ -вкладу, в то время как степенная зависимость возникает от вкладов вторичных реджеонов.

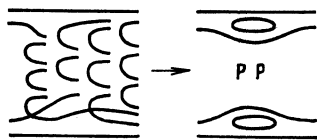


Рис. 16. Дуальная кварковая диаграмма для двойного померонного обмена

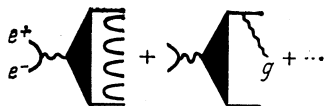


Рис. 17. Кварк-глюонные диаграммы для процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны

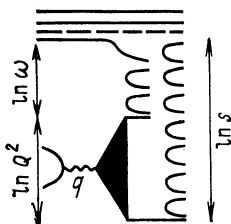


Рис. 18. Дуальная кварковая диаграмма для глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния;  $s \simeq Q^2\omega$  — квадрат энергии в с. п. м. ( $\omega = 1/x$ ),  $q^2 = -Q^2$  — квадрат переданного 4-импульса

ние фейнмановского скейлинга) был предсказан ридже-феноменологией [72, 73] в соответствии с правилами разрезания АГК [74] как следствие возрастающего вклада многопомеронных обменов. Если интерпретировать многопомеронные цепочки как струи в схеме ДУ (рис. 16) и обобщить распределение (10) на многокварковый случай, можно получить хорошее описание данных по  $d\sigma/dy$  и  $\langle n_{\pm} \rangle$  при высоких энергиях [75]. Эффект размножения (ветвления) струй (рис. 16) находится также в качественном согласии с положительной корреляцией между  $\langle p_{\perp} \rangle$  и  $n_{\pm}$ , обнаруженной недавно на  $\bar{p}p$ -коллайдере [3]. Данные по  $\langle n_{\pm} \rangle_{e^+e^-}$  показывают (см. рис. 9), что эффективный порог размножения струй составляет около 8 ГэВ для 1-струйного процесса. Заметим, что КХД струи, связанные с испусканием жестких глюонов ( $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \bar{q}q + \bar{q}qg + \dots$ , рис. 17), существенны только при  $\sqrt{s} > 30$  ГэВ [76]. Отметим далее, что наблюдаемое подобие между  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны и адронными взаимодействиями с вычтенной энергией лидирующих частиц [10—12], по-видимому, объясняется флуктуациями эффективных масс струй (с учетом пороговых эффектов) [77] и размножением струй. Эти эффекты могут быть также ответственны за отсутствие зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle$  от  $Q^2$  в глубоконеупругом  $\nu p$ -рассеянии [78]. В схеме ДУ (без учета движения кварков) ожидается уменьшение  $\langle n_{\pm} \rangle$  с ростом  $Q^2$ , так как длина удвоенной (померонной) цепочки при этом сокращается (рис. 18, обсуждение этого вопроса см. также в [79]).

Таким образом, для однозначной проверки схемы ДУ с помощью данных о средних множественностях требуются очень большие первичные энергии (для выделения лидирующих вкладов в энергетической зависимости  $\langle n \rangle$ ). Поэтому полезной может оказаться проверка предсказаний схемы ДУ с помощью величин, которые слабо

зависят от энергии, таких как относительная дисперсия и нормированные моменты, определенные формулами (13) и (19). Например, наивное предсказание схемы ДУ для относительной дисперсии  $N$ -струйного процесса (квадраты дисперсий и средние множественности частиц в независимых струях складываются)

$$d_{(N)} = \frac{1}{\sqrt{N}} d_{(1)} \quad (35)$$

по крайней мере качественно согласуются с данными о 3- $(\bar{p}p_a)$ , 2- $(pp_{ND})$  и 1-струйных ( $K^-p - K^+p$ ) процессах [60—62] (рис. 10). Однако в эту схему не вписываются данные по 1-струйному процессу  $e^+e^-$ -аннигиляции. Относительная дисперсия  $d_{e^+e^-}$  оказывается существенно меньше, чем  $d_{K^-p-K^+p}$ , и примерно совпадает с  $d_{pp}$ . Это противоречие можно устранить, если учесть флуктуации эффективных масс струй [14, 77]. Так, даже в случае, когда  $d_{(1)} = \text{const}$ , имеем

$$\left. \begin{aligned} \langle (n^2)_{(N)} \rangle &= \langle (n_1 + n_2 + \dots + n_N)^2 \rangle = N \langle n_1^2 \rangle + N(N-1) \langle n_1 n_2 \rangle; \\ d_{(N)} &= \frac{1}{\sqrt{N}} (d_{(1)}^2 + \Delta^2)^{1/2}; \\ \Delta^2 &= (1 + d_{(1)}^2) \frac{\overline{\langle n \rangle_{(1)}^2} - \langle \overline{\langle n \rangle_{(1)}} \rangle^2}{\langle \overline{\langle n \rangle_{(1)}} \rangle^2} + (N-1) \frac{\overline{\langle n(s_1) \rangle_{(1)} \langle n(s_2) \rangle_{(1)}} - \langle \overline{\langle n \rangle_{(1)}} \rangle^2}{\langle \overline{\langle n \rangle_{(1)}} \rangle^2}, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

где черта обозначает усреднение по эффективным массам струй. Второе слагаемое в  $\Delta^2$  обращается в нуль для некоррелированных струй, а также при  $N = 1$ . Если для процесса  $\bar{p}p_a$  использовать  $x$ -распределение валона в «нуклоне» (28) и его трехкварковое обобщение

$$p(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{2\pi} (x_1 x_2 x_3)^{-1/2} \delta(1 - x_1 - x_2 - x_3) \quad (37)$$

и учесть пороговые эффекты в соответствии с (31), то это слагаемое оказывается существенным ( $\sim -0,1$  при  $\sqrt{s} = 6$  ГэВ — отрицательный знак обусловлен корреляцией, связанной с сохранением импульса). При этом поправка  $\Delta_{pp_a}^2$  примерно постоянна при  $\sqrt{s} < 30$  ГэВ и близка к  $d_{(1)}^2 = d_{e^+e^-}^2 \simeq 0,18$  ( $d_{e^+e^-} = 0,42 \pm 0,01$  для  $3 \leq \sqrt{s} \leq 7,4$  ГэВ и практически не меняется в этом интервале энергий [59]). Следовательно, при  $\sqrt{s} < 30$  ГэВ  $d_{pp_a}^2$  слабо зависит от энергии и хорошо согласуется с экспериментальными точками на рис. 10. Аналогичные вычисления (см. также [77]) для недифракционных  $pp$ -взаимодействий при  $\sqrt{s} \leq 10$  ГэВ дают опять  $\Delta_{pp_{ND}} \simeq d_{e^+e^-}$ , что объясняет успех предсказания (35) наивной схемы ДУ при сравнении относительных дисперсий для процессов  $\bar{p}p_a$  и  $pp$  и примерное равенство  $d_{pp_{ND}} \simeq d_{e^+e^-}$ . Далее из данных рис. 10 получаем оценку

$\Delta_{K^-p-K^+p}^2 \simeq 0,28 > \Delta_{pp_a, \bar{p}p_{ND}}^2$ . Это понятно, поскольку в 1-струйном процессе ( $K^-p - K^+p$ ) отсутствует отрицательная корреляция, связанная с сохранением импульса.

При высоких энергиях ( $\ln s \gg 1$ )  $\Delta$  убывает обратно пропорционально  $\ln s$ , что приводит к нарушению КНО-скейлинга. Однако учет флуктуаций, связанных с размножением струй, может скомпенсировать уменьшение  $\Delta$  и привести к восстановлению КНО-скейлинга (по аналогии с ветвящимся КХД-процессом [70]).

### 3. СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Изучение образования резонансов представляет большой интерес, так как последние дают более прямую и более богатую информацию о механизме взаимодействия, чем пионы, каоны или нуклоны. В частности, угловые распределения частиц от распада резонансов с ненулевым спином несут информацию о спиновой зависимости изучаемого процесса. В определенной степени это эквивалентно использованию поляризованного пучка или мишени или измерению поляризации вторичных нуклонов.

Характеристики резонансов обычно извлекаются из анализа спектров эффективных масс частиц — возможных продуктов их распада, например  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+$ . Следует заметить, что с ростом энергии этот анализ осложняется из-за увеличивающегося вклада комбинаторного фона. Так, четкий сигнал от  $\rho^0$ -мезона в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 5,7 ГэВ/с (рис. 19) превращается в небольшое плечо при 22,4 ГэВ/с (рис. 20). В случае, когда некоторые из распадных частиц не регистрируются, например нейтральный пион в распаде  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , характеристики резонанса могут быть определены по его отражению. Например,  $\sigma_\omega$  можно определить из анализа спектра  $m_{\pi^+\pi^-}$  [80]. Так, данное распределение по эффективной массе (здесь и в дальнейшем  $m = m_{\pi^+\pi^-}$ ) подгоняется суперпозицией вкладов от известных резонансов и гладкого (полиномиального или экспоненциального) фона, например [13]

$$\frac{d\sigma}{dm} = \sigma_\rho BW_\rho(m) \Phi(m)/I_\rho + \sigma_\omega R_\omega(m)/I_\omega + \sigma_\Phi \Phi(m)/I_\Phi. \quad (38)$$

Здесь  $\sigma_i$  — сечения;  $I_i$  — нормировочные интегралы;  $BW(m)$  — релятивистская функция Брейта — Вигнера. Отражение  $\omega$ -мезона в приближении нулевой ширины  $\Gamma_\omega = 0$  определяется квадратом амплитуды распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и трехпионным фазовым объемом:  $R_\omega = q^3 + q_0^3$ ,  $q_+ = q_+(m)$  — импульс  $\pi^+$ -мезона в системе покоя  $\pi^+\pi^-$ -пары и  $q_0 = q_0(m)$  — импульс  $\pi^0$ -мезона в системе покоя  $\omega$ -мезона. Кривые, которые получены в результате такой подгонки [14], показаны на рис. 19, 20. Энергетическая зависимость  $\sigma_{\rho^0}$  в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях приводится на рис. 21. Видно, что даже при  $p_{\text{лаб}} \sim 20$  ГэВ/с более половины  $\rho^0$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействии образуется в  $\bar{p}p_a$ .

Угловые распределения частиц от распада резонансов можно получить таким же образом, как и другие дифференциальные характеристики резонансов, т. е. аппроксимацией спектра эффективных масс частиц в различных интервалах распадных углов. Распределения по косинусу полярного угла  $\theta_J$  и  $\theta_T$   $\pi^+\pi^-$ -мезона от распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  в системе Джексона и в поперечной системе (определение

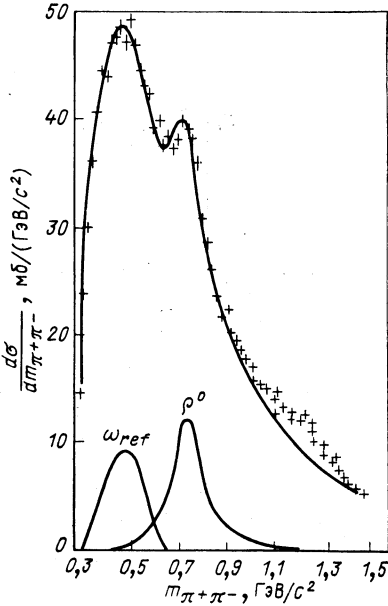


Рис. 19. Распределение по эффективной массе  $m_{\pi^+\pi^-}$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^- + \text{нейтральные}$  при 5,7 ГэВ/с. Кривые получены в результате подгонки распределения формулой (38) в интервале масс 0,32 — 1,1 ГэВ/с<sup>2</sup>

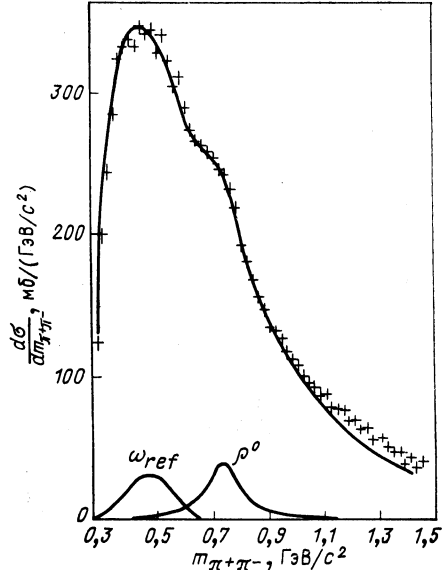


Рис. 20. То же, что на рис. 19, для реакции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-X$  при 22,4 ГэВ/с

осей  $z$  дано на рис. 22) для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при 5,7; 12 и 22,4 ГэВ/с [13] приведены на рис. 23 и 24. Видно заметное отклонение этих распределений от равномерного, что указывает на выстроенность спина  $\rho^0$ -мезона. В других системах, в которых ось  $z$  расположена в плоскости реакции (например, в  $s$ -канальной спиральной системе и в системе Адейра),  $\cos \theta$ -распределения имеют такой же вид, как и в системе Джексона (максимум при  $\cos \theta = 0$ ) [13]. Поскольку для распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  имеем

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} \sigma \left[ 1 + \frac{1}{2} r (1 - 3\rho_{00}) (1 - 3 \cos^2 \theta) \right], \quad (39)$$

наличие максимума при  $\cos \theta = 0$  означает малую вероятность ( $\rho_{00} < 1/3$ ) нулевой проекции спина  $\rho^0$ -мезона на соответствующие оси  $z$ . В поперечной системе  $\cos \theta$ -распределение имеет противоположный характер (минимум при  $\cos \theta = 0$ ), т. е. вероятность  $\rho_{00}^T$  нулевой проекции спина  $\rho^0$ -мезона на нормаль  $\mathbf{n} = \mathbf{z}$  к плоскости реакции

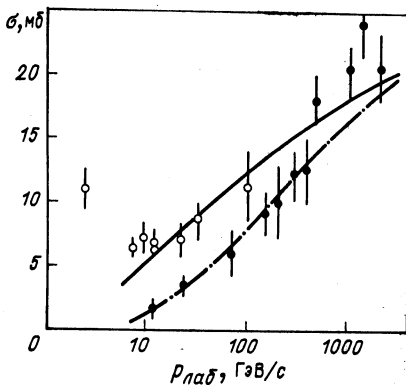


Рис. 21. Зависимость инклюзивного сечения образования  $\rho^0$ -мезона в  $\bar{p}p$ - (○) и  $pp$ - (●) взаимодействиях от первичного импульса [14, 81, 82]. Кривые — предсказания модели слияния кварков [83]

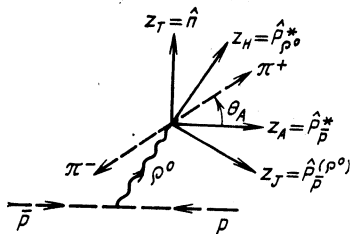


Рис. 22. Определение осей  $z$  в системе покоя  $\rho^0$ -мезона:

в системе Джексона ( $J$ ) ось  $z$  направлена вдоль импульса пучка (мишени) для  $\rho^0$ -мезонов, вылетающих в с.д.м. в переднюю (заднюю) полусферу. В спиральной системе ( $H$ ), в системе Адейра ( $A$ ) и в поперечной системе ( $T$ ) ось  $z$  соответственно параллельна импульсу  $\rho^0$ -мезона в с.д.м., оси реакции в с.д.м. и нормали к плоскости реакции

оказывается большой (больше  $1/3$ ) (табл. 5). Заметим, что  $\rho_{00}^T$  можно выразить через элементы спиновой матрицы плотности  $\rho^0$ -мезона в любой системе с осью  $z$ , расположенной в плоскости реакции, в виде

$$\rho_{00}^T = \rho_{11} + \rho_{1-1}, \tag{40}$$

где  $|\rho_{1-1}| \leq \rho_{11} \leq 1/2$  (предполагается сохранение четности в процессе образования  $\rho^0$ -мезона). Следовательно, значение  $\rho_{00}^T \simeq 2/3$  требует  $\rho_{11} > 1/3$ , т. е.  $\rho_{00} = 1 - 2\rho_{11} < 1/3$ . Данные табл. 5 удовлетворяют этому ограничению.

Следует отметить, что  $\cos \theta$ -распределения в реакции  $pp \rightarrow \rho^0 X$  при 24 ГэВ/с [84] практически совпадают с равномерным распределением, т. е.  $\rho_{00} \simeq 1/3$  (см. табл. 5). Это обстоятельство, а также преобладающий вклад аннигиляционных каналов в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- + \text{нейтральные}$  при 5,7 ГэВ/с и  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 X$  при 12 ГэВ/с и большой аннигиляционный вклад в реакцию  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 X$  при 22,4 ГэВ/с позволяют связать обнаруженную выстроенность спина  $\rho^0$ -мезона в основном с процессом  $\bar{p}p_a$ . В этом месте следует, однако,

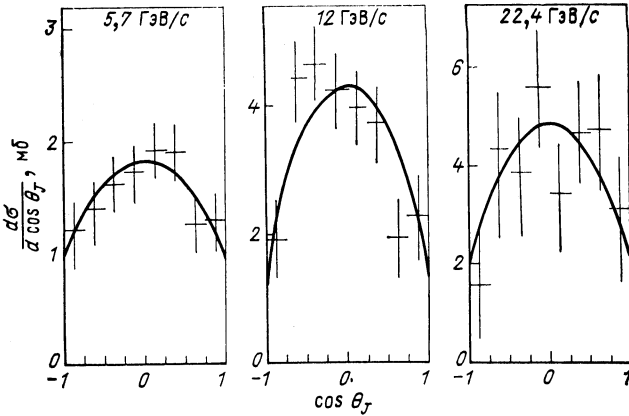


Рис. 23. Угловые распределения в распаде  $\rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  в системе Джексона (полученные при анализе спектров эффективных масс  $\pi^+ \pi^-$  в области  $0,6-0,9$  ГэВ/ $c^2$ ) для реакций [13]  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^- +$  нейтральные при  $5,7$  ГэВ/ $c$  и  $pp \rightarrow \rho^0 + X$  при  $12$  и  $22,4$  ГэВ/ $c$ ; Кривые — результаты подгонки распределений формулой (39). Соответствующие значения параметра  $\rho_{00}$  приведены в табл. 5

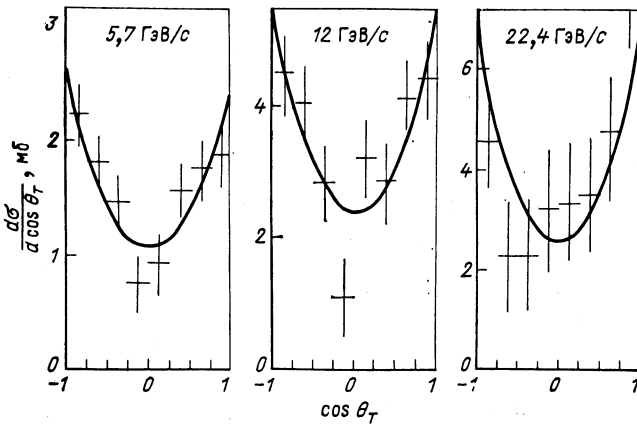


Рис. 24. Угловые распределения в распаде  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  в поперечной системе для тех же реакций, что на рис. 22

проявить некоторую осторожность, так как использование приближительного равенства (1) оправдано только для простейших инклюзивных сечений, просуммированных по спиновым проекциям. Заметим также, что в модели слияния кварков [83] разность  $(\bar{p}p - pp) \rightarrow c$  соответствует слиянию валентного кварка и антикварка  $q_V \bar{q}_V \rightarrow c$  ( $VV$ -вклад) и этот процесс вносит вклад как в  $\bar{p}p_a$ , так и в  $pp_{на}$ .

Таблица 5. Значения  $\rho_{00}$ -элемента спиновой матрицы плотности  $\rho^0$ -мезона в поперечной системе ( $T$ ), системах Джексона ( $J$ ), Адейра ( $A$ ) и в  $s$ -канальной спиральной системе ( $H$ ) для различных реакций [13, 84]

Реакции	$T$	$J$	$H$	$A$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^- + \text{нейтральные}$ ( $p_{\text{лаб}} = 5,7 \text{ ГэВ}/c$ )	$0,54 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,04$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ ( $p_{\text{лаб}} = 12 \text{ ГэВ}/c$ )	$0,53 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,05$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ ( $p_{\text{лаб}} = 22,4 \text{ ГэВ}/c$ )	$0,56 \pm 0,07$	$0,19 \pm 0,08$	$0,29 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,08$
$pp \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ ( $p_{\text{лаб}} = 24 \text{ ГэВ}/c$ )	$0,34 \pm 0,07$	—	$0,33 \pm 0,07$	—

С помощью анализа углового распределения  $\pi^+$ -мезона в системе покоя  $\pi^+\pi^-$  ( $\pi^+\pi^-$  от распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ) можно также определить элемент  $\rho_{00}$  спиновой матрицы плотности  $\omega$ -мезона. Конечно, это возможно только в системе, ось  $z$  которой не зависит от неизвестного импульса  $\omega$ -мезона, например в системе Адейра. Теоретическое  $\cos \theta$ -распределение можно получить из хорошо известного углового распределения нормали  $\hat{n}_\omega$  к плоскости распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (оно совпадает с угловым распределением в распаде  $\rho \rightarrow \pi\pi$ ) вращением на угол  $\pi/2$  вокруг оси  $\mathbf{n}_\omega \times \mathbf{q}_+$ . В результате [85] в формуле (39) множитель  $1/2$  в квадратных скобках заменяется  $-1/4$ . Результаты, полученные в [13], указывают на противоположный характер выстроенности спина  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях. В то время как  $\rho^0$ -мезон образуется преимущественно в состоянии с нулевой проекцией спина на нормаль к плоскости реакции,  $\omega$ -мезон имеет большую вероятность нулевой проекции спина на ось реакции в с. ц. м. Конечно, с учетом возможных систематических погрешностей [13], связанных с определением  $\cos \theta$ -распределения по отражению распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , можно говорить только о некотором указании на разный характер выстроенности  $\omega$ - и  $\rho^0$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Интересно, что аналогичный эффект наблюдался в ряде бинарных мезон-нуклонных реакций с образованием векторных мезонов в задней полусфере ( $u' < 0,5 \text{ ГэВ}^2$ ). Так, в реакциях  $K^-p \rightarrow \Lambda\rho^0$ ,  $\Sigma^0\rho^0$  при  $4,2 \text{ ГэВ}/c$  [27],  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$ ,  $\Delta^0\rho^0$ ,  $N^*\rho^0$  при  $9$  и  $12 \text{ ГэВ}/c$  [28, 29]  $\rho_{00}^T = 0,4 \div 0,6$  ( $\rho_{00}^J \leq 0,2$ ), в то время как в реак-



циях  $K^-p \rightarrow \Lambda\omega$  при 4,2 ГэВ/с [27] и  $\pi^-p \rightarrow N^*\omega$  при 9 и 12 ГэВ/с [30]  $\rho_{00}^T < 0,2$  ( $\rho_{00}^J \simeq 0,5$ ), см. также рис. 25. В самом деле, в мультипериферическом подходе такая аналогия не является неожиданной, поскольку как  $\bar{p}p_a$ , так и образование мезонов назад в мезон-нуклонных взаимодействиях описывается барионным обменом. Следовательно, выстроенность спина  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов в этих процессах определяется характером их связей с барионами. Хорошо известно (см., например, [41]), что связи  $\bar{B}B\rho$  и  $\bar{B}B\omega$  существенно отличаются — испускание  $\rho$  ( $\omega$ )-мезона идет в основном с переворотом (без переворота) спина бариона, что и объясняет [14] малую (большую) вероятность нулевой проекции спина  $\rho$  ( $\omega$ )-мезона на ось реакции (предполагается, что характер этих связей не изменится при сходе барионов с массовой поверхности). Для объяснения большого значения  $\rho_{00}^T$  для  $\rho$ -мезона согласно формуле (40) необходимо также обеспечить неотрицательное значение  $\rho_{1-1}$ . Однако вычисления, выполненные для реакции  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$  с несколькими наборами параметров  $\Delta\delta$ -траектории, дают [86]  $\rho_{1-1} < 0$  и  $\rho_{00}^T < 1/3$ .

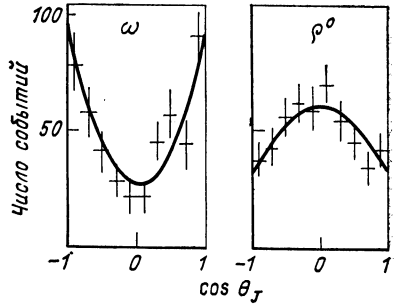


Рис. 25. Угловые распределения импульса  $\pi^+$ -мезона в распаде  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и нормали к плоскости распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в системе Джексона для реакций  $\pi^-p \rightarrow N^*(1680)\rho^0$ ,  $N^*(1680)\omega$  при 9 ГэВ/с ( $u' < 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>) [29, 30]

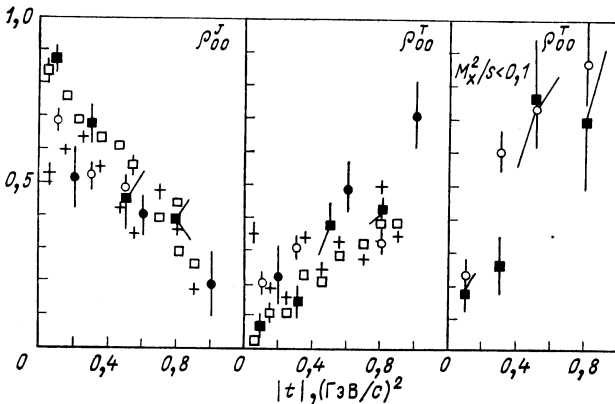


Рис. 26. Зависимость  $\rho_{00}$ -элемента спиновой матрицы плотности векторных мезонов в системе Джексона и поперечной системе от квадрата переданного 4-импульса для различных реакций:

■ —  $\pi+n \rightarrow \rho^0 X$  при 6 ГэВ/с [31]; ○ —  $K^-p \rightarrow \bar{K}^*0 X$  при 7,3 ГэВ/с [31]; □ —  $K^+p \rightarrow K^*0 X$  при 32 ГэВ/с; + —  $K^+p \rightarrow K^{*+} X$  при 32 ГэВ/с; ● —  $K^-p \rightarrow K^{*+} X$  при 70 ГэВ/с [32, 33]

Для реакций  $\pi N \rightarrow \rho X$ ,  $KN \rightarrow K^* X$  и  $NN \rightarrow \rho X$  мультипериферический подход (обмен мезонными траекториями в мультипериферической цепочке) предсказывает [87] большую вероятность нулевой проекции спина  $\rho$ - и  $K^*$ -мезонов на ось реакции \*. Это предсказание согласуется с данными о мезон-нуклонных взаимодействиях (рис. 26), но противоречит данным об  $NN$ -взаимодействиях [84, 88].

Мультипериферические схемы, по-видимому, слишком упрощены для описания спиновых эффектов — следует учесть поглощение или разрезы [89]. С другой стороны, большое количество закономерностей в бинарных и множественных процессах объясняется в рамках простых кварк-партонных моделей [4, 5, 8, 32, 83, 90, 91]. Не исключено, что кварковый подход может оказаться удобным и для описания наблюдаемых спиновых эффектов (см. разд. 4).

#### 4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ КВАРКОВ

Значительный интерес к кварковым поляризационным эффектам возник [13—22] после обнаружения неожиданно большой поляризации  $\Lambda$ -частиц, рождающихся в области фрагментации нуклона в различных реакциях в интервале первичных импульсов 4—2000 ГэВ/с [22—24]. Поляризация растет с увеличением  $p_{\perp}$  и  $|x|$  и практически не зависит от реакции и первичной энергии; при  $p_{\perp} = 1$  ГэВ/с поляризация, по-видимому, перестает зависеть от  $p_{\perp}$  и при  $|x| = 0,8$  составляет  $P_{\Lambda} \simeq -0,3$ . Отрицательный знак означает, что вектор поляризации направлен против нормали  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_N \times \mathbf{p}_{\Lambda}$  к

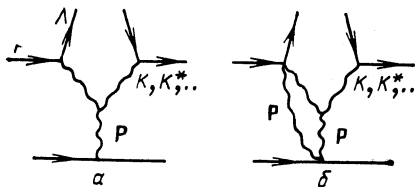


Рис. 27. Трехреджеонные диаграммы для фрагментационной реакции  $p \rightarrow \Lambda$

плоскости реакции. Следует заметить, что трехреджеонные диаграммы, приведенные на рис. 27, а, предсказывают лишь небольшую поляризацию [24]. Большое значение поляризации можно качественно объяснить в рамках модели однопионного обмена [92], в которой поляризация  $\Lambda$  в процессе фрагментации  $p \rightarrow \Lambda$  пропорциональна поляризации  $\Lambda$  в бинарном подпроцессе  $\pi p \rightarrow K\Lambda$ . С другой стороны, учет разрезов в трехреджеонном рассмотрении (рис. 27, б) также приводит к большому значению и нужному знаку поляризации, если предположить  $SU(6)$ -симметрию для вершин испускания реджеонов

\* В случае фрагментационных реакций  $\pi \rightarrow \rho$  и  $K \rightarrow K^*$  с малой передачей импульса этот вывод связан с преобладающим вкладом пионного обмена. Заметим, что  $\rho_{00}^J(\rho_{00}^T)$  является мерой вклада обмена с неестественной (естественной) четностью при рождении векторного мезона со спиральностью  $0 (\pm 1)$  в процессе  $0^- \rightarrow 1^-$ .

барионами \*. Однако это предположение приводит к соотношению

$$P_{\Sigma^+, 0} = -\frac{1}{3} P_{\Lambda}, \quad (41)$$

которое не согласуется с «зеркальной» симметрией  $P_{\Sigma} \simeq -P_{\Lambda}$ , наблюдаемой экспериментально [93, 94]. Заметим в этой связи, что при наблюдении поляризации  $\Lambda$  ситуация усложняется из-за  $\Lambda$ -частиц от распада  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ , которые получают поляризацию  $P_{\Lambda} = -\frac{1}{3} P_{\Sigma^0}$ . Если, например, выходы  $\Sigma^0$  и  $\Lambda$  одинаковы и их поляризации связаны соотношением (41), то поляризация пряморожденных  $\Lambda$  будет в 1,8 раза больше измеряемой.

Следует отметить, что соотношение (41) имеет место также во всех кварковых моделях [предполагающих  $SU(6)$ -волновые функции барионов], в которых допускается поляризация  $s$ -кварка, но дикварк со спином 1 остается неполяризованным (см., например, [16, 22]). Поляризация как  $s$ -кварка, так и дикварка со спином 1 допускается в полуклассической модели, предложенной в [18], обобщающей идеологию рекомбинационной кварковой модели [90, 91]. В этом подходе при фрагментации нуклона  $\Lambda$ -частица образуется в результате рекомбинации быстрого валентного дикварка  $ud$  со спином 0 и медленного морского  $s$ -кварка, который в поле удержания ускоряется некоторой силой  $\mathbf{F}$  вдоль оси реакции. Если соответствующий потенциал удержания скалярный, эффективный гамильтониан содержит зависящий от спина  $s$ -кварка член\*\*  $H = s\omega_T$  (спин-орбитальное взаимодействие), который полностью определяется томасовской частотой

$$\omega_T = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\mathbf{F} \times \boldsymbol{\beta}}{m_s}. \quad (42)$$

Здесь  $m_s$  и  $\boldsymbol{\beta}$  — масса и скорость  $s$ -кварка;  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Для достаточно больших  $p_{\Lambda\perp}$  поперечные импульсы  $s$ -кварка и  $\Lambda$ -частицы будут приблизительно параллельны, т. е. направление вектора  $\omega_T$  будет примерно совпадать с направлением нормали  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_N \times \mathbf{p}_{\Lambda}$  к плоскости реакции. Следовательно, конфигурация с минимальной энергией будет достигаться в случае, когда спин  $s$ -кварка (т. е. спин  $\Lambda$ -частицы) направлен противоположно  $\mathbf{n}$ , что согласуется с экспериментом. В случае рекомбинации  $uu + s \rightarrow \Sigma^+$  быстрый  $uu$ -дикварк со спином 1 (медленный  $s$ -кварк) замедляется (ускоряется) и поля-

\* Это замечание высказали Е. М. Левин и М. Г. Рыскин.

\*\* В случае векторного удерживающего поля этот член зависит также от цветоманнитного момента кварка и имеет обратный знак по сравнению с (42), если аномальный цветоманнитный момент кварка равен нулю [18, 20]. Заметим, что анализ данных по сверхтонкому расщеплению чармония согласуется как с преимущественно скалярным [95], так и с векторным [96] конфайнментом. Интересно, что в кварковой модели [97] для барионов с отрицательной четностью спин-орбитальное взаимодействие, связанное с потенциалом конфайнмента, имеет, по-видимому, такой же знак, как в (42).

ризуется параллельно (антипараллельно)  $n$ . Это приводит к требуемому соотношению  $P_{\Sigma^+} = -P_{\Lambda}$ . Аналогичным образом модель предсказывает  $P_{\Xi} = P_{\Lambda}$  (медленный  $ss$ -дикварк со спином 1 рекомбинирует с быстрым  $u$ -кварком), что также согласуется с экспериментом [23, 94]. В работе [18] поляризационный механизм не уточняется. Примером такого механизма может быть [13, 14] аналог спонтанной радиационной поляризации электронов во внешнем магнитном или электрическом поле (эффект Соколова — Тернова) [98]. Время поляризации  $t_P$  обратно пропорционально квадрату энергии и кубу поперечной компоненты напряженности поля. В современных накопительных кольцах поляризация

$$P = P_{\infty} (1 - e^{-t/t_P}) \quad (43)$$

достигает своего максимального значения  $P_{\infty} = 0,92$  в течение времени  $t$  порядка нескольких минут [электроны (позитроны) поляризуются противоположно (вдоль) направлению магнитного поля]. Простые оценки «по аналогии» показывают, что время поляризации  $t_P^*$  в системе покоя кварка, движущегося в поле удержания с поперечным импульсом  $p_{q\perp} \gtrsim 0,3 \text{ ГэВ}/c$ , имеет разумный порядок  $10^{-23} \text{ с}$ ,

$$t_P^{*-1} \sim \alpha_s p_{q\perp}^3 F^3 / m_q^8, \quad (44)$$

где  $\alpha_s \sim 1$ ;  $m_q \lesssim 0,3 \text{ ГэВ}/c^2$  и сила удержания  $F \sim \Lambda^2 \sim 0,1 \text{ ГэВ}^2$ . Если такой механизм имеет место, то для объяснения отрицательного знака поляризации  $\Lambda$ -частиц во фрагментации  $N \rightarrow \Lambda$  следует предположить наличие у  $s$ -кварка достаточно большого аномального цветоманнитного момента, компенсирующего дираковский вклад (см., например, [99]), или предположить доминантность скалярной компоненты удерживающего поля [18]. Однако в последнем случае не зависящее от энергии время поляризации в (44) следует умножить на  $\gamma^3$ , что приведет к исчезновению поляризации с ростом энергии (в противоречии с экспериментом). Совсем другой поляризационный механизм был предложен в [19] по аналогии с кулоновским рассеянием электронов на тяжелом ядре (поляризация возникает как следствие большой эффективной константы связи  $Z\alpha$ ). В этой модели кварк получает поперечный импульс и поляризацию в процессе рассеяния на цветном заряде. Поляризация при этом оказывается пропорциональной массе кварка:  $P \sim \beta/\gamma$  ( $P$  также зависит от угла рассеяния), поскольку при рассеянии кулоновского типа безмассовый кварк сохраняет свою спиральность и не поляризуется. Модель предсказывает поляризацию, исчезающую в пределе как низких, так и высоких энергий, что не согласуется с экспериментом. Зависимость поляризации от массы кварка можно прояснить при изучении поляризации чармованных барионов в процессе нуклонной фрагментации. Такие исследования могут также служить чувствительной проверкой гипотезы [100] внутреннего чарма в протоне:  $p = uud + uudc\bar{c} + \dots$

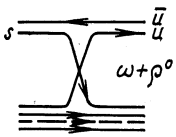


Рис. 28. Кварковые диаграммы для реакции  $K^-p \rightarrow \rho^0(\omega)\Lambda$

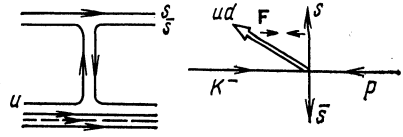
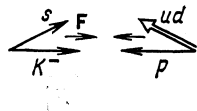
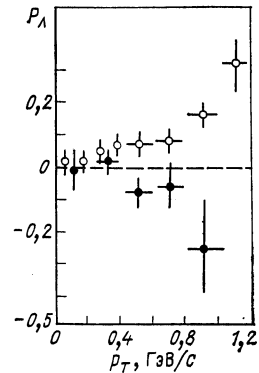


Рис. 29. Кварковые диаграммы для реакции  $K^-p \rightarrow \phi\Lambda$

Рис. 30. Зависимость поляризации  $\Lambda$ -частиц от поперечного импульса для реакций  $K^-p \rightarrow \Lambda + \pi$  пионы (○) и  $K^-p \rightarrow \Lambda K^- + \pi$  пионы (●) при  $4,2 \text{ ГэВ}/c (x < -0,2)$  [103]



Модель, предложенная в [18], предсказывает  $P_{\Delta c} < 0$  (аналогично  $P_\Lambda$ ), если валентный  $ud$ -дикварк подхватывает медленный  $s$ -кварк из моря, или  $P_{\Delta c} \geq 0$ , если  $s$  дикварком рекомбинирует быстрый  $s$ -кварк из фоковского состояния протона  $uudc\bar{c}$ .

Интересно, что поляризация  $\Lambda$ -частицы оказывается положительной в бинарных реакциях  $K^-p \rightarrow \rho^0\Lambda, \omega\Lambda, \pi^0\Lambda, \eta\Lambda$  [27, 101], в которых валентный  $s$ -кварк из  $K^-$ -мезона переходит в  $\Lambda$ -частицу (рис. 28). В то же время  $P_\Lambda < 0$  в бинарных реакциях  $K^-p \rightarrow \phi\Lambda, \bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  [27, 102], в которых  $s$ -кварк в  $\Lambda$ -частице — морского происхождения (рис. 29). Аналогичное отличие наблюдается для реакций  $K^-p \rightarrow \Lambda + \pi$  пионы и  $K^-p \rightarrow \Lambda K^- + \pi$  пионы (рис. 30). В рамках модели работы [18] такое отличие можно понять, если допустить, что силы удержания в процессе валентно-валентной  $VV$ -рекомбинации (рис. 28) действуют с самого начала взаимодействия, в то время как в процессе валентно-морской  $VS$ -рекомбинации (рис. 29) они проявляются на последней стадии взаимодействия (некоторое время требуется для образования квазисвободных странных морских кварков).

Обсуждаемую модель можно применить также и к объяснению данных по поляризационной асимметрии в процессе фрагментации  $p \rightarrow c$

$$A_c = \frac{1}{P} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \tag{45}$$

где  $N_{+(-)}$  — выход частиц  $c$  в случае, когда вектор поляризации  $\mathbf{P}$  начального протона направлен вдоль (против) нормали к плоскости реакции  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_p \times \mathbf{p}_c$ . Асимметрия  $A_{\pi^+}$  в реакции  $pp \rightarrow \pi^+X$  при 6 и 11,8 ГэВ/с [25] оказывается положительной и довольно большой (около 0,4) при  $p_\perp > 1 \text{ ГэВ}/c$ . Аналогичная, но еще более сильная асимметрия наблюдалась в бинарных реакциях  $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+, \pi^-\pi^+$

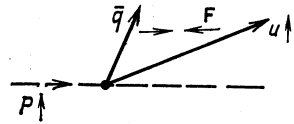
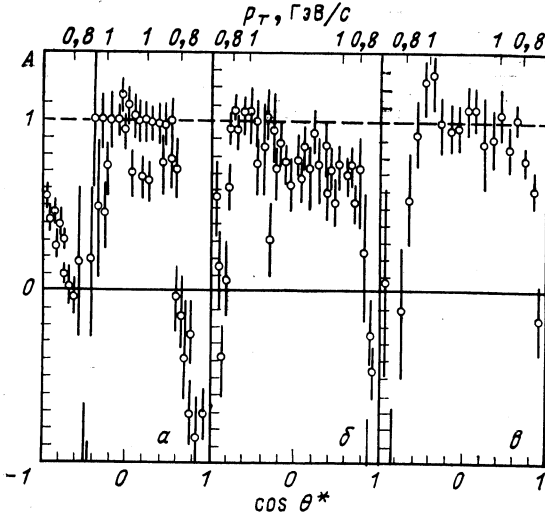


Рис. 32. Кварковая диаграмма для фрагментации поляризованного протона  $p \uparrow \rightarrow \pi^+ (K^+)$ . Показана наиболее благоприятная конфигурация — поляризация протона параллельна нормали  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_p \times \mathbf{p}_{\pi^+}(K^+)$  к плоскости реакции

Рис. 31. Зависимость поляризационной асимметрии (45) положительного мезона от косинуса угла вылета в с. ц. м. для реакций [104]  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$  при 1 ГэВ/с (а); 1,99 ГэВ/с (б) и  $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$  при 1,99 ГэВ/с (в)

в интервале первичных импульсов 1—2,2 ГэВ/с [104] (рис. 31). Если учесть, что в соответствии с  $SU(6)$ -симметрией почти вся поляризация протона переносится валентными  $u$ -кварками  $(\sigma(p \uparrow \rightarrow u \uparrow) / \sigma(p \uparrow \rightarrow u \downarrow) = 5)$ , то нетрудно видеть (рис. 32) [14], что положительная асимметрия  $A_{\pi^+, K^+}$  соответствует наиболее благоприятной конфигурации  $\mathbf{s}_u \parallel \mathbf{\beta}_u \times \mathbf{F}$  [см. (42)]. Модель предсказывает  $A_{\pi^+, K^+} = -2A_{\pi^-} = 4A_{\pi^0} = \frac{4}{3} \lambda / (1 + \lambda^2) > 0$  ( $-\lambda$ -поляризация  $\Lambda$ -гиперона в реакции  $p \rightarrow \Lambda$ ), что качественно согласуется с экспериментальными данными при  $p_{\perp} \sim 1$  ГэВ/с [25]. Заметим, однако, что вытекающее из модели ограничение  $|A_{\pi^0}| \leq 1/6$  противоречит экспериментальному указанию на большое значение  $A_{\pi^0}$  при  $p_{\perp} > 2$  ГэВ/с и  $x = 0-0,1$  ( $A_{\pi^0} > 0,5$ ). Этот результат можно попытаться объяснить, если предположить, что при больших  $p_{\perp}$  протон преимущественно фрагментирует на  $u$ -кварк и  $(ud)_0$ -дикварк со спином нуль, т. е. в образующийся адрон входит  $u$ -кварк, несущий спин протона \*. В этом случае  $A_{\pi^0} = A_{\pi^+} = 2\lambda / (1 + \lambda^2) \leq 1$ . В области малых  $x$ , однако, модель предсказывает  $A_{\pi^-} < 1/2$  и  $A_{\pi^-} \rightarrow 0$  с ростом энергии. Заметим далее, что данные по поляризационной асимметрии, по-видимому, исключают механизм спонтанной радиационной поляриза-

\* Это предположение согласуется с представлением об  $(ud)_0$ -дикварке, как о более сильносвязанной системе, чем дикварк со спином 1 ( $m_N < m_{\Delta}$ ), а также с известным фактом более жесткого импульсного распределения  $u$ -кварков в протоне по сравнению с распределением  $d$ -кварка.

ции кварков. Этот механизм предсказывает исчезновение поляризационной асимметрии при достаточно больших  $p_{\perp}$  (кварки приобретают поляризацию, которая не зависит от поляризации начального адрона). Модель работы [18] может объяснить также выстроенность спина ( $\rho_{00}^T > 1/3$ )  $\rho^0$ -мезона в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях [13, 14] и векторных мезонов, образующихся с достаточно большой передачей импульса в мезон-нуклонных взаимодействиях (см. рис. 26). Действительно, так как рекомбинирующие кварк и антикварк будут иметь большие и приблизительно противоположные поляризации, то  $\rho_{00}^T$  образующихся векторных мезонов будет большим. Тот факт, что такая выстроенность спина для  $\rho^0$ -мезона в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при  $p_{\text{лаб}} \ll 20$  ГэВ/с выживает и при сравнительно малых  $p_{\perp}$ , может указывать на выделенную роль в этих реакциях процесса  $VV$ -рекомбинации. Такой вывод согласуется с экспериментальными данными по рождению векторных мезонов в передней полусфере в реакциях  $K^- p \rightarrow \rho^0 \Lambda$ ,  $\omega \Lambda$  [27] с преобладающим вкладом процесса  $VV$ -рекомбинации  $\bar{u}u \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega + \rho^0)$  (рис. 28). В этих реакциях  $\rho_{00}^T > 0,5$  уже при  $t' \gtrsim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup> \*. Если предположить, что кварки и антикварки в процессе  $VV$ -рекомбинации полностью поляризуются вдоль и против направления нормалей к соответствующим плоскостям их образования, получим (для рекомбинации в  $s$ -состоянии)

$$\rho_{00}^T = \frac{1 + \langle \cos \alpha_q \cos \alpha_{\bar{q}} \rangle}{3 - \langle \cos \alpha_q \cos \alpha_{\bar{q}} \rangle}, \quad (46)$$

где  $\alpha_{q(\bar{q})}$  — угол между плоскостями образования  $q$  ( $\bar{q}$ ) и векторного мезона. Для  $\bar{p}p$ -взаимодействий усреднение в (46) по продольным и поперечным импульсам кварков дает [13]  $\rho_{00}^T \simeq 0,5$ , что, по-видимому, недостаточно для объяснения данных табл. 5 (учет  $VS$ - и  $SS$ -вкладов уменьшает это значение). Большее значение  $\rho_{00}^T$  можно получить, если учесть возможную зависимость процесса рекомбинации от импульсов и спинов кварков. Например, если слияние  $q\bar{q} \rightarrow \rho$  описывается векторной связью [105] (как при образовании виртуального фотона в процессе Дрелла — Яна), то в случае безмассовых кварков разрешены только проекции  $\pm 1$  спина  $\rho$ -мезона на импульс кварка  $\mathbf{p}_q^{(\rho)}$  в системе покоя  $\rho$  ( $q\bar{q}$  сливаются в  $s$ - и  $d$ -состояниях). Следовательно,  $\rho_{00}^{J,A} \simeq 0$  и  $\rho_{00}^T \simeq 1/2$ , если поперечные импульсы кварков малы. Учет поперечных импульсов кварков существенно ослабляет эту выстроенность спина  $\rho$ -мезона:

$$\rho_{00}^{\text{мин}} = \frac{1}{2} \sin^2 \tilde{\theta}, \quad \rho_{00}^T = \frac{1}{2} \cos^2 \tilde{\theta}, \quad (47)$$

\* С другой стороны, большое значение  $\rho_{00}^T$  означает преобладающий вклад обмена с естественной четностью —  $K^*$ -обмена (конечно, для объяснения ненулевой поляризации  $\Lambda$ -частицы существенны вклады и от других обменов).

где  $\rho_{00}^{\text{мин}}$  — значение  $\rho_{00}$  в случае, когда ось  $z$  совпадает с проекцией импульса кварка  $\mathbf{p}_q^{(p)}$  на плоскость реакции;  $\tilde{\theta}$  — угол между импульсом  $\mathbf{p}_q^{(p)}$  и плоскостью реакции. Усреднение по этому углу дает  $\rho_{00}^{\text{мин}} \simeq 0,1$  и  $\rho_{00}^T \simeq 0,4$ . При слиянии поляризованных кварков можно, однако, получить  $\rho_{00}^T > 0,5$ . Малое значение  $\rho_{00}^J$ , наблюдаемое на эксперименте (табл. 5), может указывать на приблизительное совпадение направления оси  $z$  в системе Джексона с импульсом кварка  $\mathbf{p}_q^{(p)}$ . Большой интерес в этой связи имеет изучение угловых распределений  $\mu$ -мезонов в процессах Дрелла—Яна (в частности, в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях) при  $m_{\mu^+\mu^-} \simeq 1$  ГэВ/ $c^2$ .

Конечно, векторный характер связи  $q\bar{q}\rho$  становится несущественным, если рекомбинируют одетые, достаточно тяжелые кварки (вклад  $d$ -волны вымирает). Заметим в этой связи, что КХД вычисления для процесса фрагментации  $\underline{q} \rightarrow q' + \rho$  (рис. 33) в предположении  $s$ -волновой рекомбинации  $q_1\bar{q}_2 \rightarrow \rho$  предсказывают [106]  $\rho_{00}^H = 1$  для  $\rho$ -мезонов с  $p_{\perp}^2 \gg m_{\rho}^2/2$ , что качественно согласуется с экспериментальными данными [107]. Иными словами, связь  $\rho$ -мезона с фрагментирующим токовым кварком имеет векторный характер (сохраняет спиральность) — в КХД этот результат обусловлен векторным характером связи глюонов с кварками.

Особый интерес для кварковых моделей представляет наблюдаемое в ряде реакций отличие спиновых характеристик  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов. Например, отличие характеристик реакций  $K^-p \rightarrow \Lambda\rho^0, \Lambda\omega$  ( $u' < 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>) естественным образом объясняется [27] как следствие когерентной суперпозиции  $VV$ - и  $VS$ -рекомбинационных амплитуд (рис. 34). Так, амплитуда реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda\rho^0$  определяется в основном  $VV$ -рекомбинацией ( $T_{\rho^0} \simeq VV$ ), что приводит к большому значению  $\rho_{00}^T$ . В то же время амплитуда реакции  $K^-p \rightarrow \Lambda\omega$  содержит вклад от  $VS$ -рекомбинации ( $T_{\omega} \simeq VV + 2VS$ ). Экспериментальные данные (см., например, рис. 26) указывают на то, что  $VS$ -рекомбинация в процессе с малой передачей импульса дает большое значение

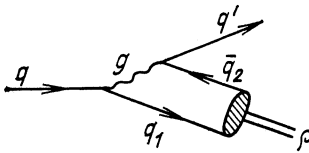


Рис. 33. Простейшая КХД-диаграмма для фрагментации  $\{q \rightarrow q' + \rho$

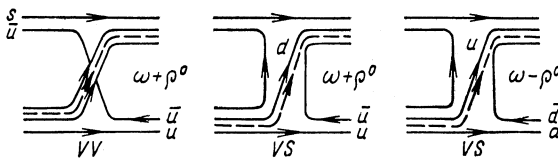


Рис. 34. Кварковые диаграммы для реакций  $K^-p \rightarrow \Lambda\rho^0, \Lambda\omega$  с образованием векторных мезонов назад в с. ц. м.



ние  $\rho_{00}^J$  и в соответствии с формулой (40) — малое значение  $\rho_{00}^T$ . Следует подчеркнуть, что подтверждение указания на аналогичное отличие спиновых характеристик  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях [13] потребует учета когерентности кварковых рекомбинационных амплитуд даже в множественных процессах.

## 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Приближенный КНО-скейлинг, наблюдаемый в ряде множественных процессов, дает указание на существование универсального (по-видимому, струйного) механизма множественного образования частиц. Однако отличие относительных дисперсий распределений по множественности частиц в различных процессах показывает в противоположность некоторым предложениям [10, 108], что этот универсальный механизм не определяется просто энергией, идущей на образование вторичных частиц. Распределения по множественности и одночастичные инклюзивные спектры успешно описываются в рамках схемы ДУ, объединяющей подход кварковых фрагментационных моделей с феноменологией Редже. Последняя оказывается исключительно полезной при обсуждении разностей сечений частиц и античастиц и их связи с аннигиляционными процессами. Развиваемые в рамках редже-феноменологии мультипериферические схемы, учитывающие поглощение, претендуют также на описание спиновых эффектов в адронных процессах. С другой стороны, обнаружение значительных спиновых эффектов при высоких энергиях может указывать на их связь с простыми процессами, происходящими на уровне конститuentов. Действительно, интересная интерпретация этих эффектов, основанная на аналогии цветного и электрического зарядов, была предложена в рамках простых кварковых моделей.

Несколько методов, широко используемых при анализе многочастичных процессов, здесь не рассматривались, например методы, основанные на анализе коллективных переменных (планарность, сферичность и т. д.), или методы дифференциальных корреляций, см. [65, 75, 109—117]. Важным примером последних являются корреляции частиц с близкими импульсами, позволяющие оценить пространственно-временные размеры области генерации частиц [112, 113]. В частности, большие размеры (около 2 фм) этой области, наблюдаемые в различных реакциях [114—116], могут быть обусловлены обильным образованием резонансов [114, 117] или струйным характером этих процессов [116]. Особый интерес в этой связи представляет тот факт, что в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях [114] область испускания частиц вытянута вдоль оси реакции. Аналогичный результат получен недавно также в  $pp$ -взаимодействиях на ISR [116]. Большой интерес представляет также сопоставление дифференциальных корреляций частиц в адронных взаимодействиях и в  $e^+e^-$ -аннигиляции [111]. Например, было найдено, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции нормированная корреляционная функция двух заряженных частиц с быстротами

$y_1 = y_2 = 0$  оказывается вдвое больше, чем в  $pp$ -взаимодействиях на ISR. Этот результат еще раз указывает на различие этих процессов — он согласуется со схемой ДУ, которая предсказывает удвоенное количество струй в  $pp$ -взаимодействиях по сравнению с процессом  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Более детального обсуждения заслуживают также кварковые рекомбинационные модели. Используя структурные функции адронов для токовых кварков и предположение о равновероятности спиновых проекций кварков (кварковая комбинаторика), эти модели позволяют в рамках классификации адронов в низших  $SU(6)$ -мультиплетах детально описать образование частиц и резонансов. Наиболее полезными для сравнения с экспериментом являются так называемые кварк-партоновые модели Монте-Карло, позволяющие генерировать набор искусственных событий (см., например, [109, 118]). Хотя эти модели описывают некоторые особенности экспериментальных данных, они существенно занижают  $\sigma(\bar{p}p_a)$  и выход пряморожденных пионов [109]. Последний недостаток может быть частично связан с пренебрежением эффектами выстроенности спина — малое отношение выходов пряморожденных пионов и  $\rho$ -мезонов  $\pi/\rho = 1/3$  является следствием предположения о равновероятности спиновых проекций кварков и независимости рекомбинационной амплитуды от спина. Другой причиной может быть пренебрежение вклада от высших  $SU(6)$ -мультиплетов [109, 119] или предположение об отсутствии зависимости рекомбинационной амплитуды от массы адрона. Заметим, что известный из модели Дрелла — Яна [120] фактор подавления  $\sim 1/m m_\perp$  образования  $\bar{q}q$ -системы с массой  $m$  возникает в модели слияния кварков [83]. Это подавление связано с пренебрежением виртуальностью кварков и учетом сохранения энергии в процессе рекомбинации. Хотя такой фактор обеспечивает согласие модели с экспериментальными данными по величине отношения  $\pi/\rho$ , в случае образования пионов его, по-видимому, следует рассматривать только как феноменологический (виртуальности рекомбинирующих кварков вряд ли намного меньше массы пиона) \*. Следует отметить, что модель слияния кварков успешно описывает больший выход  $\rho^0$ -мезонов в  $\bar{p}p$ - и  $K^-p$ -взаимодействиях по сравнению с  $pp$ - и  $K^+p$ -взаимодействиями (см., например, рис. 21) как следствие  $VV$ -вклада в первые две реакции. По той же причине можно ожидать  $\sigma_{K^*}(K^+p) > \sigma_{K^*}(K^-p)$ . Однако данные, полученные при 32 ГэВ/с, удовлетворяют скорее обратному неравенству [32]. Модель также не описывает наблюдаемый на эксперименте больший выход  $K^-$  и  $K^*$ -мезонов в  $\bar{p}p$ , чем в  $pp$ ,

\* Виртуальность кварков можно приблизительно учесть (в духе теории возмущений) заменой  $\delta(\Delta E) \rightarrow \frac{\tau}{\pi} \frac{1 - \cos(\Delta E \tau)}{(\Delta E \tau)^2}$  — энергетической  $\delta$ -функции, где  $\tau \sim E/m^2$  — время возмущения (рекомбинации). Для функции рекомбинации  $R(x_1, x_2, x)$  в пределе  $\xi_1 = x_1/x \rightarrow 1$ , откуда имеем  $R \sim \xi_1^2 \xi_2^2 (1 - \xi_1 - \xi_2)$ , что качественно согласуется с результатом [90].

так как ни в той, ни в другой реакции нет  $VV$ -вклада. Эти недостатки модели можно, по крайней мере частично, устранить, если допустить разное усиление вклада морских кварков (за счет конверсии глюонов) в разных процессах — в  $\bar{p}p_a$  такое усиление естественно ожидать большим, чем в других процессах. Следует подчеркнуть, что для объяснения аномально медленного убывания выхода мезонов в  $\bar{p}p_a$  с ростом  $|x|$  в этом случае необходимо также отказаться от предположения об универсальности распределения валентных кварков. В соответствии с обсуждением этого вопроса в разд. 4 ужесточение спектра валонов приведет к более жесткому  $x$ -распределению и для токовых валентных кварков. Отметим далее, что рекомбинационные модели вследствие своего некогерентного характера имеют трудности с описанием выхода барионов. Так, для процесса фрагментации  $p \rightarrow \Delta$  кварковая комбинаторика дает  $\sigma_{\Delta^0} = 2\sigma_{\Delta^{++}}$ , в то время как экспериментальные данные согласуются с соотношением  $\sigma_{\Delta^0} = \frac{1}{3} \sigma_{\Delta^{++}}$ , которое получается в случае обмена с изоспином 1 в  $t$ -

канале (например, одноопионного обмена). Когерентность кварковых рекомбинационных амплитуд необходима также для объяснения спиновых характеристик  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в различных процессах. Большой интерес представляет валонная модель [90] — версия рекомбинационной модели, позволяющая вычислить фрагментационную функцию валона и, таким образом, построить мост между рекомбинационными и фрагментационными моделями. Кроме того, она связывает мягкие процессы со структурными функциями адронов, измеряемыми в глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействиях. Следует, однако, заметить, что полученное в этой модели распределение валона в нуклоне  $p(x) \sim \sqrt{x}(1-x)^2$  существенно отличается от распределения (10), которое вытекает из схемы ДУ. Это расхождение может быть связано как с пренебрежением в этой модели долей импульса протона, приходящейся на цветной узел, так и с экстраполяцией эволюционных КХД-уравнений вплоть до небольших значений  $Q^2$ , определяемых размерами валона.

Существует также несколько попыток описания спиновых эффектов в адронных процессах в рамках теории возмущений в КХД (см., например, [17, 21]). Ожидаемая поляризация оказывается по величине примерно на порядок меньше, чем на эксперименте. С другой стороны, простые модели для кварковой поляризации, основанные на аналогии с квантовой электродинамикой, следует рассматривать только как указание для пути построения будущей теории мягких процессов — по-видимому, непертурбативной КХД. Можно надеяться, что данные с новых поляризационных установок [121] в Батавии, Брукхейвене, Дубне и Серпухове позволят прояснить природу этих эффектов.

Мало вероятно, что непертурбативная КХД будет построена без существенной помощи со стороны эксперимента. Со все более полным

использованием возможностей, предлагаемых адронной спектроскопией, по-видимому, все шире будут использоваться данные по множественному образованию частиц [91]. В частности, можно ожидать, что детальное изучение  $\bar{p}p$ -взаимодействий и особенно аннигиляционных процессов внесет значительный вклад в понимание сложной проблемы удержания кварков.

Автор благодарен А. М. Балдину, С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову, А. В. Ефремову, А. Б. Кайдалову, Е. М. Левину, А. К. Лиходеду, В. Л. Любошицу, Х. И. Миеттинену, Я. Пишуту, М. Г. Рыскину, а также участникам сотрудничества «Людмила» за полезные обсуждения и предложения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. New Projects. Proc. of the IV Europ. Antiproton Symp., Barr-Strasbourg, 1978, vol. II, p. 607—693.
2. Alpgard K. e. a.— Phys. Lett., 1981, v. 107B, p. 310, 315; 1982, v. 121B, p. 209.
3. Arnison G. e. a.— Phys. Lett., 1982, v. 118B, p. 167.
4. Anisovich V. V., Shekther V. M.— Nucl. Phys., 1973, v. B55, p. 465.
5. Bjorken J. D., Farrar G. R.— Phys. Rev., 1974, v. D9, p. 1449.
6. Lee H.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 719; Veneziano G.— Phys. Lett., 1973, v. 43B, p. 413; Low F. E.— Phys. Rev., 1975, v. D12, p. 163; Nussinov S.— Phys. Rev. Lett., 1975; v. 34, p. 1286; Phys. Rev., 1976, v. D14, p. 246.
7. Chew G., Rosenzweig C.— Phys. Rep., 1978, v. 41C, p. 263.
8. Capella A. e. a.— Phys. Lett., 1979, v. 81B, 68; Z. Phys., 1980, Bd C3, S. 329; Cohen-Tannoudji G. e. a.— Phys. Rev., 1980, v. D21, p. 2689; Minakata H. Ibid., 1979, v. D20, p. 1656.
9. Koba Z. e. a.— Nucl. Phys., 1972, v. B40, p. 317.
10. Basile M. e. a.— Nuovo cimento, 1982, v. 67A, p. 53, 244.
11. Brick D. e. a.— Phys. Lett., 1981, v. 103B, p. 241.
12. Boos E. G. e. a.— Z. Phys., 1982, Bd C15, S. 287.
13. Batyunya B. V. e. a. Paper submitted to Paris Conference, 1982; Czech. J. Phys., 1981, v. 31B, p. 11; Nucl. Phys., 1978, v. 137B, p. 29.
14. Lednicky R.— Arctic School of Physics, Akaslompolo, 1982; Lecture Notes in Physics, 1983, vol. 181, p. 630; Czech. J. Phys., 1983, v. B33, p. 1177.
15. Ефремов А. В.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 166.
16. Andersson B. e. a.— Phys. Lett., 1979, v. 85B, p. 417.
17. Дремин И. М., Назиров М. Т.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1606.
18. DeGrand T. A., Miettinen H. I.— Phys. Rev., 1981, v. D24, p. 2419.
19. Szwed J.— Phys. Lett., 1981, v. 105B, p. 403.
20. Струминский Б. В.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 1954.
21. Ефремов А. В., Теряев О. В.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 242.
22. Heller K. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 607.
23. Bunce G. e. a. Ibid., 1976, v. 36, p. 1113; Phys. Lett., 1979, v. 86B, p. 386; Ahlin P. e. a.— Lett. Nuovo cimento, 1978, v. 21, p. 236; Lomanno F. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1905; Erhan S. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 82B, p. 301; Raychaudhuri K. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 90B, p. 319; Алеев А. Н. и др.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 1357.
24. Ganguli S. N., Roy D. P.— Phys. Rep., 1980, v. C67, p. 201.
25. Klem R. D. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 929; Dragoset W. H. e. a.— Phys. Rev., 1978, v. D18, p. 3939; Antille J. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 94B, p. 523.
26. Carter A. A. e. a.— In: Proc. III European Symp. on Antinucleon-Nucleon Interaction, Stockholm, 1976, Wenner-Gren, vol. 29, 1977, p. 139.

27. Losty M. J. e. a.— Nucl. Phys., 1978, v. B133, p. 38.
28. Benkheiri P. e. a.— Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 20, p. 297.
29. Ferrer A. e. a.— Nucl. Phys., 1978, v. B142, p. 77.
30. Benkheiri P. e. a. Ibid., 1979, v. B150, p. 268.
31. Eisner R. L. e. a. Ibid., 1977, v. B119, p. 1.
32. Chliapnikov P. V.— In: Proc. XI Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Bruges, 1980, p. 2.
33. Ross R. T. e. a. CERN-EP/81—99, Geneva, 1981.
34. Lewis R. A. e. a.— In: Proc. IV Europ. Antiproton Symp., Barr-Strasbourg, 1978, vol. II, p. 207.
35. Ward D. R.— In: Proc. V Europ. Antiproton Symp., Bressanone, 1980, p. 459.
36. Gregory P. S. e. a.— Nucl. Phys., 1977, v. B119, p. 60.
37. Ansorge R. E. e. a. Fermilab Proposal N 394, Batavia, 1976.
38. Ansorge R. E. e. a. CERN/SPSC/78-38, SPSC/P 101, Geneva, 1978.
39. Rushbrooke J. G., Webber B. R.— Phys. Rep., 1978, v. 44, p. 1.
40. Brower R. C. e. a.— Phys. Rev., 1973, v. D7, p. 2080.
41. Nagels M. M. e. a.— Nucl. Phys., 1976, v. B109, p. 1.
42. Miettinen H. I.— Phys. Lett., 1972, v. 38B, p. 431.
43. Faccini M. L. e. a.— Nucl. Phys., 1977, v. B127, p. 109.
44. Ajinenko I. V. e. a.— Z. Phys., 1980, Bd C4, S. 181.
45. Patel G. D. e. a. Ibid., 1982, v. C12, p. 189.
46. Eylon Y., Harari H.— Nucl. Phys., 1974, v. B80, p. 349.
47. Artru X.— Nucl. Phys., 1975, v. B85, p. 442; Imachi M. e. a.— Progr. Theor. Phys., 1976, v. 55, p. 551.
48. Beier E. e. a.— Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 2864, 2875.
49. Батюня Б. В. и др.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 942.
50. Gregory P. e. a.— Nucl. Phys., 1974, v. B78, p. 222.
51. Buschbeck B. e. a.— Z. Phys., 1980, Bd C7, S. 73.
52. Markytan M. e. a. Ibid., 1981, Bd C9, S. 87.
53. Batyunya B. V. e. a.— Nucl. Phys., 1980, v. B174, p. 45.
54. Vlasov E. V. e. a.— Z. Phys., 1982, v. C13, p. 95.
55. Blobel V. e. a.— Nucl. Phys., 1974, v. B69, p. 454.
56. Robertson R. M. e. a.— Phys. Rev., 1980, v. D21, p. 3064.
57. Thomé W. e. a.— Nucl. Phys., 1977, v. B129, p. 365.
58. Berger Ch. e. a.— Phys. Lett., 1980, v. 95B, p. 313.
59. Lüth V. SLAC-PUB-2050, Stanford, 1977; Siegrist J. L. e. a.— Phys. Rev., 1982, v. D26, p. 969.
60. Boos E. G. e. a.— Phys. Lett., 1979, v. 85B, p. 424.
61. Батюня Б. В. и др.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 403.
62. Деметгьев Р. К., Лейкин Е. М.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 775.
63. Miettinen H. I.— In: Proc. II Europ. Symp. on Antinucleon-Nucleon Int., Liblice-Prague, 1974, p. 405.
64. Webber B. R.— Nucl. Phys., 1976, v. B117, p. 445.
65. Arneodo A., Plaut G. Ibid., v. B107, p. 262.
66. Everett D. e. a. Ibid., 1974, v. B73, p. 449.
67. Batyunya B. V. e. a. JINR, E1-82-475, Dubna, 1982.
68. Grassberger P., Miettinen H. I. CERN TH-1870, TH-1896, Geneva, 1974.
69. Casher A. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 792; Kogut J., Susskind L.— Phys. Rep., 1973, v. C9, p. 142; Artru X., Mennessier G.— Nucl. Phys., 1974, v. B70, p. 93; Callan C. e. a.— Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 2717; 1979, v. D19, p. 1826; Casher A. e. a. Ibid., 1979, v. D20, p. 179.
70. Konishi K. Rutherford Lab., RL-79-035, Chilton, 1979.
71. Gavai R. V., Satz H.— Phys. Lett., 1982, v. 112B, p. 413.
72. Ter-Martirosoyan K. A.— Phys. Lett., 1973, v. 44B, p. 377; Snider D. R., Wyld H. W.— Phys. Rev., 1975, v. D11, p. 2538; Capella A., Kaidalov A.— Nucl. Phys., 1976, v. B11, p. 477.
73. Abarbanel H. D. I. e. a.— Phys. Rep., 1975, v. 21C, p. 119; Moshe M.— Phys. Rep., 1978, v. 37C, p. 1.

74. **Абрамовский В. А. и др.** — ЯФ, 1973, т. 18, с. 595.
75. **Vopp F. W., Aurenche P.** — Z. Phys., 1982, Bd C13, S. 205; SI 81-26, Siegen, 1982; **Capella A., Tran Thanh Van J.** — Phys. Lett., 1982, v. 114B, p. 450; **Kaidalov A. B.** — Phys. Lett., 1982, v. 116B, p. 459; **Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan K. A.** — ITEP-51, Moscow, 1982.
76. **Wolf G.** DESY 81-086, Hamburg, 1981.
77. **Fialkowski K., Kotanski A.** — Phys. Lett., 1981, v. 107B, p. 132; **Capella A. e. a.** LPTRE 82/2, 82/8, Orsay, 1982.
78. **Allen P. e. a.** — Nucl. Phys., 1981, v. B181, p. 385.
79. **Artru X.** LPTRE 82/13, Orsay, 1982.
80. **Ангелов Н. и др.** Препринт ОИЯИ, 1-9536, Дубна, 1976.
81. **Whyman B. M. e. a.** — Z. Phys., 1982, Bd C12, S. 203.
82. **Kinnunen R.** HU-P-178, Helsinki, 1980.
83. **Kniazev V. V. e. a.** IHEP 77-106, Serpukhov, 1977; **Chliapnikov P. V. e. a.** — Nucl. Phys., 1979, v. B148, p. 400; **Nandi S. e. a.** — Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 1336.
84. **Blobel V. e. a.** — Phys. Lett., 1974, v. 48B, p. 73.
85. **Berman S. M., Jacob M.** — Phys. Rev., 1965, v. 139, p. B1023; **Lednický R.** JINR, E2-7801, Dubna, 1974.
86. **Shih C. C.** — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 105.
87. **Fenster S., Uretsky J. L.** — Phys. Rev., 1973, v. D7, p. 2143; **Левин Е. М., Рыскин М. Г.** — ЯФ, 1974, т. 19, с. 904.
88. **Binkley M. e. a.** — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 574.
89. **Kane G. L., Seidl A.** — Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 309; **Irving A. C., Worden R. P.** — Phys. Rep., 1977, v. C34, p. 117.
90. **Hwa R. C.** — Phys. Rev., 1980, v. D22, p. 759.
91. **Van Hove L.** CERN TH-2628, Geneva, 1979; TH-3133, Geneva, 1981; **Capella A.** LPTHE 81/15, Orsay, 1981.
92. **Turbiner A. V.** — Preprint ITEP-145, M., 1976.
93. **Wilkinson C. e. a.** — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 803.
94. **Heller K.** — In: Proc. XX Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, 1980, p. 61.
95. **Schnitzer H. J.** — Phys. Lett., 1976, v. 64B, p. 85; Phys. Rev., 1978, v. D9, p. 3482; **Chan L.-H.** — Phys. Lett., 1977, v. 71B, p. 422; **Carlson C. E., Gross F.** — Phys. Lett., 1978, v. 74B, p. 404.
96. **Miller K. J., Olsson M. G.** — Phys. Lett., 1982, v. 116B, p. 450; **Eichten E., Feinberg F.** — Phys. Rev., 1981, v. D23, p. 2724.
97. **Isgur N., Karl G.** — Phys. Rev., 1978, v. D18, p. 4187.
98. **Соколов А. А., Тернов И. М.** — Докл. АН СССР, 1963, т. 153, с. 1052.
99. **Дербенев Я. С., Кондращенко А. М.** — ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 1918.
100. **Brodsky S. e. a.** — Phys. Lett., 1980, v. 93B, p. 451.
101. **Marzano F. e. a.** — Nucl. Phys., 1977, v. B123, p. 203; **Al-Harran S. e. a.** Ibid., 1981, v. B183, p. 269.
102. **Atherton H. W. e. a.** Ibid., 1974, v. B69, p. 1.
103. **Ganguli S. N. e. a.** Nuovo cimento, 1978, v. 44A, p. 345.
104. **Carter A. A. e. a.** — In: Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon-Nucleon Int., Stockholm, 1976, Wenner-Gren, vol. 29, 1977, p. 139.
105. **Vasavada K.** — Phys. Rev., 1977, v. D16, p. 146; **Ftáčnik J. e. a.** Comenius Univ., Bratislava, 1981; **Ефремов А. В., Теряев О. В.** Препринт ОИЯИ, P2-82-832, Дубна, 1982.
106. **Suaya R., Townsend J. S.** — Phys. Rev., 1979, v. D19, p. 1414; **Donoghue J. F.** Ibid., p. 2806; **Хачатрян Г. Н.** — ЯФ, 1981, т. 33, с. 1122.
107. **Ammosov V. V. e. a.** In: Proc. of the 1981 Intern. Symp. on Lepton and Photon Int. at High Energies, Bonn, University Bonn, 1981, paper No. 185; **Cohen I. e. a.** — Phys. Rev., 1982, v. D25, p. 634; **Нурушев С. Б.** Сообщение ОИЯИ, Д1, 2-82-27, Дубна, 1982.
108. **Albini E. e. a.** — Nuovo cimento, 1976, v. 32A, p. 101.
109. **Batunya B. V. e. a.** — Z. Phys., 1980, Bd C5, S. 17.
110. **Ward D. R. e. a.** — Nucl. Phys., 1980, v. B172, p. 302.

111. Koch W. DESY 82-072, Hamburg, 1982.
112. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.— ЯФ, 1973, т. 18, с. 656; Корюлов G. I.— Phys. Lett., 1974, v. 50B, p. 472; Cossioni G. Ibid., 1974, v. 49, p. 459.
113. Koonin S. E. Ibid., 1977, v. 70B, p. 43; Ледницки Р., Любошиц В. Л.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 1316.
114. Lednicky R.— In: Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon-Nucleon Int., Stockholm, 1976; Wenner-Gren, vol. 29, 1977, p. 447; Батюня Б. В. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 1556; Czech. J. Phys., 1981, v. B31, p. 475.
115. Deutschmann M. e. a. CERN/EP/PHYS 78-1, Geneva, 1978; Nucl. Phys., 1982, v. B204, p. 333; Ангелов Н. и др.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 76.
116. Gokiel R. CERN/EP-82, Geneva, 1982.
117. Thomas G. H.— Phys. Rev., 1977, v. D15, p. 2636; Grassberger P.— Nucl. Phys., 1977, v. B120, p. 231.
118. Černý V. e. a.— Phys. Rev., 1978, v. D18, p. 2409.
119. Шехтер В. М., Щеглова Л. М.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 1070; Anisovitch V. V. e. a.— Phys. Lett., 1981, v. 102B, p. 357.
120. Drell S. D., Yan T.-M.— Ann. Phys., 1971, v. 66, p. 578.
121. Yokosawa A.— In: Proc. Intern. Symp. on Polarization Phenomena in High Energy Phys., Dubna, 1981, p. 31; McNaughton M. W. ibid., p. 151; Pili-penko Yu. K.— In: High Energy Spin Physics, 1982, N.Y., Amer. Inst. of Phys., 1983, p. 445; Никитин В. А. и др. Программа исследований на внутренней мишени УНК, Серпухов, 1983.