

УДК 539.171+530.145

МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ И ЭКСПЕРИМЕНТ

И. М. Дрежин

Физический институт им. П. Н. Лебедева,
Москва

Дается обзор развития мультипериферических схем. Показано соответствие между различными использованными моделями. Обсуждаются общие качественные результаты мультипериферической теории, а также возможные их изменения. Рассмотрены приложения теории к описанию конкретных экспериментов.

The multiperipheral scheme is briefly reviewed. The relationship between the different models is considered. The main qualitative results of the multiperipheral theory as well as their possible modifications are discussed. Some applications of the theory to the experimental data are described.

ВВЕДЕНИЕ

Уже более десяти лет мультипериферическая теория является основной схемой описания неупругих процессов взаимодействия частиц высокой энергии. Однако до сих пор она преуспевает скорее в качественном, нежели в точном и полном количественном описании этих процессов, хотя надо отметить, что применение простейших вариантов к конкретным реакциям оказалось весьма успешным. Более того, даже качественные черты мультипериферической схемы могут видоизмениться при рассмотрении ее более сложных вариантов. Но в любом случае эта схема указывает пути классификации многочастичных событий и выбора переменных для их описания. Применение условия унитарности позволяет показать с помощью той же схемы и основные характеристики упругого рассеяния, связав ее таким образом с реджевским подходом.

Ниже рассмотрим все эти аспекты мультипериферической теории, особо подчеркивая при этом спорные или недостаточно разработанные вопросы.

Сама идея мультипериферизма заключается в естественном обобщении представлений о периферическом взаимодействии адронов [1—3], развитие которых существенно продвинулось вперед после того, как стали использоваться фейнмановские диаграммы с обменом одним мезоном [4, 5] и было сформулировано одномезонное приближение [6, 7]. Существенная привлекательная черта мультипериферического подхода состоит в том, что он, вобрав в себя все физические идеи одномезонного приближения, базируется на более мощном математическом фундаменте — интегральном уравнении [8], решение которого позволяет сделать выводы о характере неупругих и упругих процессов взаимодействия частиц. При этом весьма важно, что интегральное уравнение можно получить из общего теоретико-полевого уравнения Бете — Солпитера [9], с помощью которого удается дать последовательную интерпретацию ядра уравнения как совокупности определенного класса фейнмановских диаграмм и, следовательно, понять соответствие между различными используемыми мультипериферическими схемами. Подчеркнем, что ядро интегрального уравнения мультипериферической теории не определяется основными положениями теории, а обычно выбирается феноменологически. При этом приходится делать определенные предположения о некоторых величинах, а ряд параметров оставлять произвольными впредь до сравнения с экспериментом. Тем не менее даже на этом этапе удается теоретически выяснить качественные, а в некоторых случаях и количественные характеристики неупругих процессов и связать их со свойствами амплитуды теневого упругого рассеяния. Эта связь оказывается весьма плодотворной, так как характеристики упругого рассеяния (и связанного с ним оптической теоремой полного сечения) известны наиболее точно и с их помощью можно определить параметры модели. После этого все предсказания о неупругих процессах можно сделать уже при существенно меньшем числе свободных параметров. Сейчас для доказательства жизнеспособности той или иной мультипериферической модели требуется не только описание основных качественных черт экспериментальных данных, но и сопоставление большого числа количественных характеристик, вычисленных теоретически, с экспериментом по упругим и неупругим процессам.

1. СООТВЕТСТВИЕ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКИМИ СХЕМАМИ

Связь различных мультипериферических моделей продемонстрируем в рамках единого подхода, основанного на уравнении Бете — Солпитера. Для простоты рассмотрим взаимодействие двух пионов. Амплитуда упругого рассеяния A подчиняется

уравнению:

$$A(s, t, p_{1,3}^2) = \bar{A}(s, t, p_{1,3}^2) - \frac{i}{2(2\pi)^4} \int d^4k_1 \bar{A}(s_1, t, p_{1,3}^2, k_{1,2}^2) \times \\ \times A(s_2, t, k_{1,2}^2) D(k_1^2) D(k_2^2), \quad (1)$$

графически изображенному на рис. 1, где указаны все импульсы частиц p_i ; $s = -(p_1 + p_2)^2$; $t = -(p_1 + p_3)^2$; $s_1 = -(p_1 - k_1)^2$;

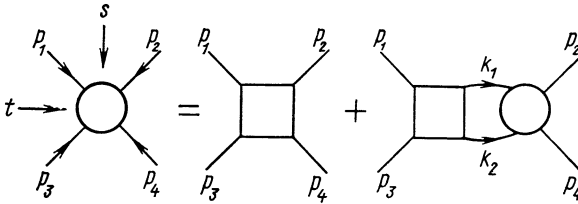


Рис. 1. Диаграммное изображение уравнения для амплитуды упругого рассеяния.

$s_2 = -(p_2 + k_1)^2$; $k_2 = p_1 + p_3 - k_1$; \bar{A} обозначена неприводимая (в t -канале) часть амплитуды *; $D(k_i^2)$ — функции распространения [$D(k^2) = (k^2 + \mu^2)^{-1}$, где μ — масса пиона].

Разложив амплитуду по парциальным волнам в t -канале:

$$A(s, t, k_i^2) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(t, k_i^2) P_l(z) \quad (2)$$

(для \bar{A} разложение аналогично) и регуляризовав поведение парциальных волн на пороге введением функций

$$\varphi_l = (2|\mathbf{k}_1|^2)^{-l} (t - 4\mu^2)^{-l/2} f_l, \quad (3)$$

нетрудно [9] из уравнения (1) получить уравнение для парциальных амплитуд, которое при $t = 0$ имеет вид:

$$\varphi_l^I(p^2) = \bar{\varphi}_l^I(p^2) + \frac{2^{2l-1} \sqrt{\pi} \Gamma(l+3/2)}{(2\pi)^3 \Gamma(l+2)} \times \\ \times \int \frac{dk^2 (k^2)^{l+1}}{(k^2 + \mu^2)^2} \bar{\varphi}_l^I(k^2, p^2) \varphi_l^I(k^2), \quad (4)$$

где $p^2 = p_1^2 = p_3^2$; $k^2 = k_1^2 = k_2^2$; I — изоспин в t -канале.

Обратным преобразованием Зоммерфельда — Ватсона

$$\varphi_l^I = (4pk)^{-l} \frac{2}{\pi} \int_{z_{\min}}^{\infty} A_l^I Q_l(z) dz, \quad (5)$$

* То есть часть, не содержащая в этом канале двухчастичных промежуточных состояний.

легко получить следующее уравнение для мнимой части амплитуды при $t = 0$:

$$A_1^I(s, p^2) = \bar{A}_1^I(s, p^2) + \frac{1}{32\pi^3 |\mathbf{p}| \sqrt{s}} \int dk^2 ds_1 ds_2 \times \\ \times \frac{\bar{A}_1^I(s_1, p^2, k^2) A_1^I(s_2, k^2)}{(k^2 + \mu^2)^2}. \quad (6)$$

Область интегрирования в (6) определяется условиями:

$$-k^2 [(s + p^2 - \mu^2)^2 + 4p^2\mu^2] + (s_1 + p^2 + k^2)^2 \mu^2 - p^2 (s_2 + k^2 - \mu^2) + \\ + (s_1 + p^2 + k^2) (s_2 + k^2 - \mu^2) (s + p^2 - \mu^2) \leq 0, \\ s_{1, 2} \geq 4\mu^2, \sqrt{s} \geq \sqrt{s_1} + \sqrt{s_2}. \quad (7)$$

С помощью оптической теоремы

$$A_1(s, p^2) = \sigma(s, p^2) \sqrt{(s + p^2 - \mu^2)^2 + 4\mu^2 p^2} \quad (8)$$

получим из (6) уравнение для полного сечения $\sigma(s, p^2)$:

$$\sigma(s, p^2) = \bar{\sigma}(s, p^2) + \\ + \frac{1}{16\pi^3} \int dk^2 ds_1 ds_2 D^2(k^2) \bar{\sigma}(s_1, p^2, k^2) \sigma(s_2, k^2) H, \quad (9)$$

где

$$H = \frac{[(s_1 + p^2 + k^2)^2 - 4p^2 k^2]^{1/2} [(s_2 + k^2 - \mu^2)^2 + 4k^2 \mu^2]^{1/2}}{[(s + p^2 - \mu^2)^2 + 4\mu^2 p^2]}. \quad (10)$$

Уравнения (4), (6) и (9) являются основными уравнениями, используемыми при теоретическом описании неупругих процессов (9) и особенностей парциальных амплитуд теневого упругого рассеяния в перекрестном канале (4).

Уравнение (9) было получено впервые в работе [8], хотя его представление в виде итерационного ряда использовалось еще ранее [18]. Диаграммное изображение этого уравнения для неупругих процессов, а также его итерационное решение приведены на рис. 2. На этом рисунке прямоугольниками изображены неприводимый член и ядро этого уравнения, которые описывают неединичные непериферические процессы*. Интегральный член уравнения представляет собой полное сечение периферических процессов, т. е. процессов, обусловленных обменом одним мезоном.

Обычно по поводу уравнения (9) и способа его получения задают ряд вопросов, основные из которых таковы: почему в качестве обмениваемой частицы выбирается пион, а не какая-либо другая частица (в том числе, возможно, реджезованная), и в каком виде следует выбирать $\bar{\sigma}$ (или, что то же, \bar{A}_1)?

* Не будем здесь обсуждать роль интерференционных членов, а отошлем читателя, интересующегося этой проблемой, к обзору [11].

Надо сказать, что разные мультипериферические модели отличаются именно тем, что по-разному отвечают на эти два вопроса. Следовательно, их обсуждение поможет установить соответствие между разными схемами.

В принципе, чисто формально уравнение типа (9) можно было бы написать, взяв за основу диаграммы с обменом любыми мезонами. Однако такое уравнение обладало бы по сравнению с (9) двумя отрицательными чертами: во-первых, ядро уравнения определялось бы сечением взаимодействия этих мезонов, о котором

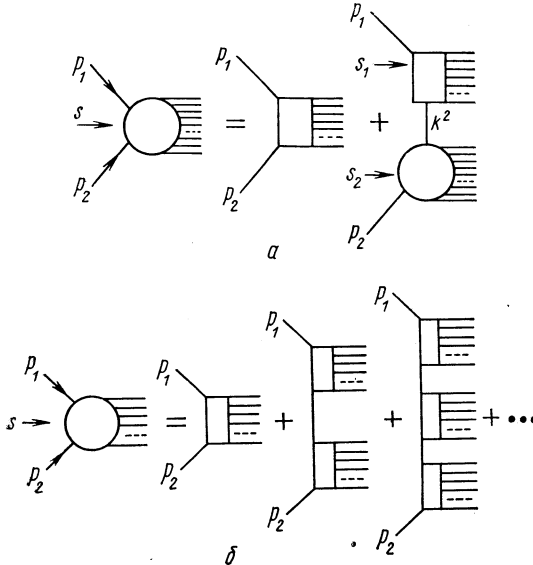


Рис. 2. Уравнение для полных сечений:
 а — диаграммное изображение; б — итерационное решение.

мы знаем намного меньше, чем о взаимодействии пионов, и, во-вторых, наличие в пропагаторах в интегральном члене значительно большей массы, чем пионная, заметно снижало бы его роль, ухудшая условия задачи, так как полное сечение все в большей степени задавалось выбранным $ad hoc$ неоднородным членом уравнения. Учет неоднородных обменов будем, таким образом, проводить в $\bar{\sigma}$, тем самым вся проблема сводится ко второму вопросу.

Выбор обмениваемого пиона реджезованным, хотя и представляется иногда полезным, не меняет основных результатов. Однако уравнение (9) при этом заметно усложняется, переходя в так называемое уравнение Чу, Голдбергера, Лоу [12]. Единственное заметное отличие получаемых результатов от случая нередже-

зованного обмена состоит в распределении по углу Треймана — Янга [13], которое теперь неизотропно.

Все другие распределения, в которых проведено интегрирование по этому углу, можно сделать одинаковыми в обоих случаях при соответствующем выборе поведения $\bar{\sigma}$ вне массовой поверхности [11, 14].

Величина $\bar{\sigma}$ является камнем преткновения всех мультипериферических схем. О ней известно лишь, что здесь должны быть учтены все непериферические (неодномезонные) диаграммы. Это требование, однако, не слишком конкретно и представляет широкие возможности для выбора вида функции $\bar{\sigma}(s, p^2, k^2)$. Эта функция выбирается феноменологически. Разница между многочисленными моделями заключается в различии поведения $\bar{\sigma}$ по s и k^2 . Основные параметры, возникающие при этом, связаны с асимптотикой по s и со скоростью падения по k^2 .

В частности, если

$$\bar{\sigma} \sim s^{\bar{l}-1} \quad \text{при } s \rightarrow \infty, \quad (11)$$

то одним из таких параметров является \bar{l} , который на языке парциальных волн связан с аппроксимацией неприводимой парциальной амплитуды в виде полюса в точке $l = \bar{l}$. Самосогласованности мультипериферических уравнений можно достигнуть, только если $\bar{l} < 1$ (к этому вопросу вернемся ниже).

Зависимости от s и k^2 обычно выбираются или факторизованными, типа

$$\bar{\sigma}(s, k^2) = \bar{\sigma}(s, k^2 = -\mu^2) F(k^2), \quad (12)$$

где для $F(k^2)$ предполагается падение с ростом k^2 , или же в схемах с обменом реджезованными частицами в обычном реджевском виде

$$\bar{\sigma}(s, k^2) \sim s^{\alpha(k^2)} \sim \exp[\alpha(k^2) \ln s], \quad (13)$$

где $\alpha(k^2)$ выбирается такой, чтобы $\bar{\sigma}$ падало с ростом k^2 при больших k^2 . На малом интервале изменения s различие между (12) и (13) также мало. Поэтому основной параметр в (12) и (13) — эффективная величина k^2 , на которой происходит заметное падение ядра $\bar{\sigma}$ с ростом k^2 .

Простейшая модель была предложена впервые Амати и др. [8]. Основные результаты модели (реджевское поведение, скейлинг и т. п.) хорошо известны. В ней непериферические процессы исчерпываются низкоэнергетическим взаимодействием пионов, в частности, рождением в каждом узле диаграммы одного резонан-

са — ρ -мезона. Необходимое условие модели — возможность интегрирования сечения $\bar{\sigma}$ по s :

$$\int_{s_{\text{мин}}}^{\infty} \bar{\sigma}(s) ds < \infty, \quad (14)$$

т. е. $\bar{l} < 0$. В связи со столь быстрым падением по энергии зависимостью от k^2 пренебрегали, т. е. считали, что $F(k^2) \equiv 1$ — взаимодействие вне массовой поверхности такое же, как и для реальных пионов.

Основной недостаток такой модели заключается в падении полного сечения с ростом энергии (асимптотически не медленнее, чем $s^{-0,7}$), что противоречит экспериментальным данным при высоких энергиях. Как было показано в работе [9], это связано с малостью числового множителя перед интегральным членом уравнения для полного сечения, появляющегося за счет функции распространения обмениваемой виртуальной частицы. Постоянство полного сечения можно достигнуть только в том случае, если величина $\bar{\sigma}$ достаточно велика даже вне области резонансов при $s \sim 10 G\varepsilon^2$, т. е. если заметен вклад событий с рождением пионных систем большой массы (примерно до $3 G\varepsilon$). Поскольку при изучении взаимодействий космических лучей наблюдались [15] такие системы пионов, то теоретически обнаруженные группы пионов были названы фэйрболами в соответствии с терминологией, принятой при изучении космических лучей.

Подробное исследование, проведенное в работе [16], подтвердило вывод о том, что сумма всех резонансов, подставленная в качестве $\bar{\sigma}$ в уравнение (9), не может обеспечить постоянного полного сечения. В работе [16] бралось

$$\bar{\sigma} = \sum \bar{\sigma}_r, \quad (15)$$

где $\bar{\sigma}_r$ — сечение рождения резонанса, а суммирование идет по всем резонансам.

В настоящее время учет высокоэнергетического взаимодействия пионов в блоках мультипериферической диаграммы общепризнан, но конкретные пути учета заметно отличаются один от другого.

Так, в некоторых работах [17—19] предлагается к сумме всех пионных резонансов добавить сечение только упругого взаимодействия пионов при высоких энергиях, т. е. считать, что

$$\bar{\sigma} = \sum \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_d, \quad (16)$$

где $\bar{\sigma}_d$ — сечение упругого дифракционного рассеяния при высоких энергиях. В этом случае при соответствующем выборе пара-

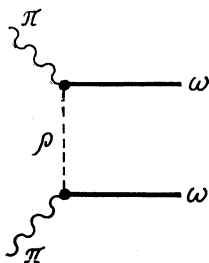
метров удается получить практическое постоянство полного сечения в широком интервале энергий [17]. Заметим, однако, что форм-фактор $F(k^2)$ [см. формулу (12)], выбранный в работе [17], сильно превышает единицу в широком интервале значений k^2 и отличается по поведению от всех известных нам из эксперимента форм-факторов. Тем не менее даже при таком «растущем» форм-факторе не удается добиться нужной величины полного сечения (значения $\sigma = 12$ мбарн, принятого за исходное в работе [17]) и получается низкая средняя множественность процессов.

Следовательно, важное значение должны приобретать неопионные неупругие процессы, т. е. в $\bar{\sigma}$ при высоких энергиях кроме упругого рассеяния дают вклад и неупругие взаимодействия [20]:

$$\bar{\sigma} = \sum \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_d + \bar{\sigma}_b, \quad (17)$$

где $\bar{\sigma}_b$ — сечение неупругих неопионных процессов. Заметим, что именно этот вклад $\bar{\sigma}_b$ был сопоставлен в работе [9] с процессами образования фэйрболов. При этом в связи с экспериментальными указаниями на близость углового распределения продуктов распада фэйрболов к изотропному в собственной системе фэйрболола было высказано предположение (к нему еще вернемся ниже) о том, что соответствующие неупругие процессы в $\bar{\sigma}$ носят статистический характер, а их вклад $\bar{\sigma}_b$ если и зависит от энергии, то крайне слабо.

Рис. 3. Пример диаграммы с неопионным обменом.



Другое предположение, использованное в работах [21—23], состоит в том, что неупругие процессы, входящие в $\bar{\sigma}_b$, обусловлены одночастичным (но не опионным) обменом, причем взаимодействие виртуальных обмениваемых резонансов, которые берутся в работе [21—25] релаксированными, приводит к рождению одиночных реальных частиц или резонансов. Диаграммное изображение этой гипотезы дано на рис. 3, где в качестве примера приведена одна из диаграмм, дающих вклад в $\bar{\sigma}_b$ в случае $\pi\pi$ -взаимодействия. Отметим, что такое предположение приводит также к тому, что упругое рассеяние пионов не дает вклада в $\bar{\sigma}$ при высоких энергиях, т. е. в (17) $\bar{\sigma}_d = 0$.

Таким образом, число используемых в мультипериферическом подходе моделей велико. При этом здесь коснулись лишь тех из них, которые претендуют на описание, по крайней мере основных качественных закономерностей, вытекающих из экспериментальных данных. В следующем разделе будем рассматривать выводы и результаты этих моделей и их соответствие эксперименту.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ИХ ОПИСАНИЕ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ ТЕОРИЕЙ

Зависимость полных сечений от энергии. В настоящее время в наибольшем интервале энергий известно поведение сечения протон-протонных взаимодействий (рис. 4) [24]. Падение сечения в интервале от 10 до 30 $Гэв$ заменяется на плато при энергиях 30—70 $Гэв$, а при более высоких энергиях замечен рост сечения, достигающий при 1500 $Гэв$ примерно 12% уровня плато. Поведение сечения других процессов (пион — протон, каон — протон и т. п.), известное до энергии 70 $Гэв$, напоминает по характеру протон-протонное

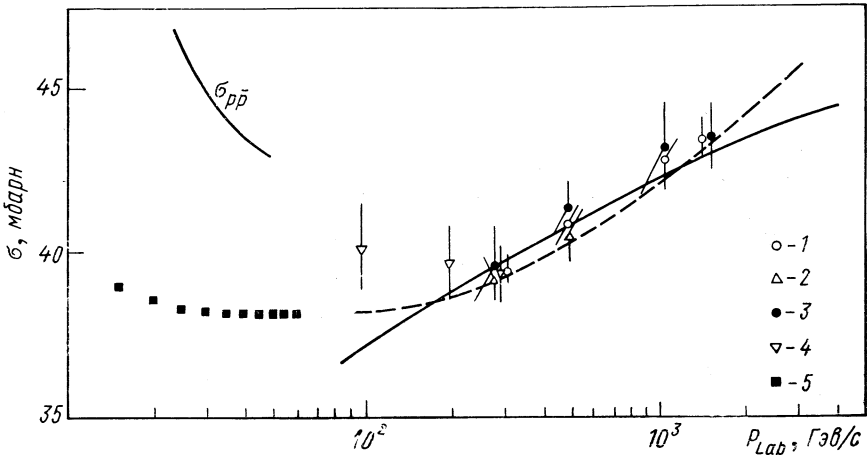


Рис. 4. Зависимость полного сечения pp -взаимодействия от энергии. Здесь же указано и сечение pp -взаимодействия при энергиях до 70 $Гэв$: 1 — CERN — Rome; 2 — CERN — Rome (Coulomb); 3 — Pisa-stony Brook; 4 — NAL; 5 — Серпухов; --- $\sigma = 38 + 0,68 \ln^2(p/100)$; — $\sigma = 60 [1 - 3/(\ln p + 3)]$.

сечение и обычно объясняется с помощью обмена в t -канале ведущими полюсами и разрезами в сочетании с семейством полюсов при $l_0 \approx 0,5$ в l -плоскости. Такое объяснение предсказывало (см., например, работу [25]) и предасимптотический рост сечений, который был заметно меньше наблюдавшегося на эксперименте (сравни коэффициенты перед членами типа $\ln^{-1}p$ на рис. 4 и в работе [25]). Вместе с тем в некоторых теоретических моделях (например, в методе эйконала с обменом векторными или тензорными частицами [26]) делались предсказания об асимптотическом росте полных сечений.

В связи с этим представляет интерес вопрос о том, достигли ли на встречных пучках в ЦЕРНе асимптотической области или это все еще предасимптотика. По моему мнению, имеются достаточно

убедительные аргументы в пользу того, что асимптотика пока не достигнута. Простейший довод состоит в том, что наблюдаемый рост пока значительно меньше величины сечения в области плато, т. е. во всех теоретических аппроксимациях с увеличением сечения ведущий по энергетическому росту член пока не стал численно главным [как, например, в формуле, которая дает рост сечения типа $\ln^2 p$ (см. рис. 4)]. Поэтому и говорить об асимптотике в строгом смысле еще нельзя. Но можно было бы представить себе такую ситуацию, когда имеется зависимость типа приведенной на рис. 4 как в этой области энергий, так и при еще больших энергиях, т. е. формула

$$\sigma = 38 + 0,68 \ln^2 (p/100) \quad (18)$$

будет верна и в асимптотике *. В этом случае асимптотические формулы должны быть верны при этих энергиях и для других величин, например для наклона дифракционного конуса. Но между поведением полного сечения и наклона дифракционного конуса имеется тесная связь. Если определить наклон конуса $b(s)$ зависимостью

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_{t=0} \exp [b(s) t], \quad (19)$$

где $d\sigma/dt$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния, и учесть, что вследствие оптической теоремы имеет место соотношение

$$(d\sigma/dt)_{t=0} = \sigma^2 (1 + \Delta^2)/16\pi, \quad (20)$$

здесь Δ — отношение реальной амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части при $t = 0$, то, интегрируя (19), получаем

$$16\pi b(s) \sigma_{el} = \sigma^2 (1 + \Delta^2), \quad (21)$$

где σ_{el} — полное сечение упругого рассеяния. Вследствие очевидного соотношения $\sigma_{el} < \sigma$ имеем

$$\sigma < 16\pi b(s). \quad (22)$$

Хотя численно это ограничение очень слабое, из (22) вытекает, что асимптотически наклон конуса $b(s)$ не может расти слабее, чем полное сечение, т. е. если в полном сечении уже наступает асимптотика и проявляются члены типа $\ln^2 p$, то и в зависимости $b(s)$ должны проявиться такие же закономерности. Эксперимент указывает обратное (рис. 5): если наклон увеличивается логарифмически до энергии 70 Гэв, то при больших энергиях этот рост не только не увеличивается, но даже замедляется. Из всего этого следует, что энергии, достигнутые на встречных пучках в ЦЕРНе, все еще являются преасимптотическими.

* В некоторых работах приводились другие параметры в подгоночных формулах, но везде постоянный член менялся в пределах порядка 1—2%, а коэффициент перед квадратом логарифма от 0,4 до 0,68.

Как трактовать эту предасимптотику и какие зависимости сечений можно здесь ожидать?

В реджевском подходе, упоминавшемся выше, проведены наиболее детальные количественные оценки. Здесь рост сечений в предасимптотике связан с вымиранием по закону $\ln^{-1}p$ отрицательных поправок к основному члену. Но рост сечений оказывается (если экспериментальные данные не изменятся) значительно больше, чем полученный теоретически [25]. Асимптотически же полные сечения здесь убывают степенным образом с малым показателем степени. Режим такого типа появляется и в мультипериферической теории. Его обсудим ниже, а сейчас отметим, что

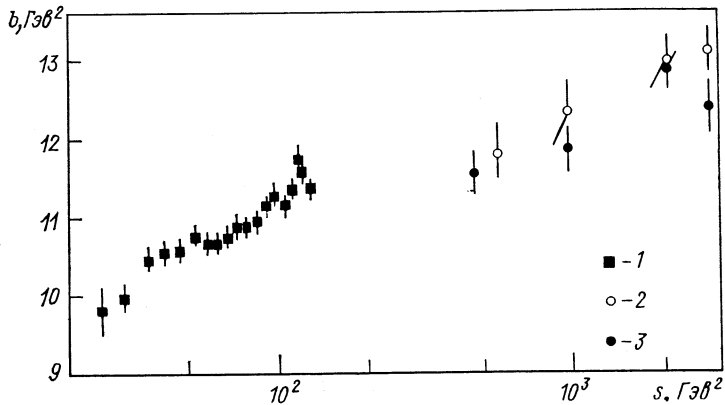


Рис. 5. Зависимость поведения обратной ширины дифракционного пика от энергии:

1 — Безногих и др.; 2 — Amaldi e. a.; 3 — Barbellini e. a.

в эйкональном приближении имеется пример очень интересного режима [26], когда полное сечение в предасимптотике растет как $\ln^2 s$, а асимптотически этот режим переходит в суперслабый рост типа $\ln \ln s$. При этом наклон дифракционного конуса уже в предасимптотике растет слабо и становится почти постоянным. Качественно такая картина хорошо соответствует тому, что наблюдается экспериментально.

Отличить по энергетической зависимости асимптотические предсказания реджистики с учетом разрезов от такого суперслабого режима в асимптотике практически невозможно. Однако имеется численное отличие за счет разного поведения в предасимптотической области: если в реджевском подходе сечение при энергии 10^6 Гэв составляет примерно 60 мбарн, то в эйкональном варианте оно возрастает до 100—120 мбарн при тех же энергиях. Таким образом, предсказания в этих случаях существенно отличаются

друг от друга, что в принципе доступно экспериментальной проверке.

Уравнения мультипериферического подхода, как было показано еще в работе [8], допускают степенное поведение амплитуды A_1 как функции от энергии s , а следовательно, и степенную зависимость сечений от энергии. С точки зрения уравнения (4) для парциальных амплитуд это означает, что решение этого уравнения может обладать простым полюсом при $l < 1$. Однако эти уравнения допускают и возможность появления кратных полюсов, что ведет к наличию логарифмических зависимостей в поведении полных сечений. Произвол ограничен лишь очевидным требованием

$$\bar{\sigma}_d \equiv \sigma_{el} \leq \bar{\sigma} < \sigma. \quad (23)$$

Оно вытекает из того, что все упругое рассеяние обязательно (по определению) должно быть включено в ядро уравнения $\bar{\sigma}$, которое в то же время меньше полного сечения в силу положительности всех вкладов в уравнение (9). Это требование приводит, в частности, к тому, что степенная зависимость сечения от энергий оказывается самосогласованной в уравнении (9) только в том случае, если ведущий полюс расположен при $l < 1$, т. е., строго говоря, асимптотически постоянное сечение недопустимо в мультипериферии [27]. По-видимому, это же требование запретит и растущие асимптотически сечения в этой теории.

Однако практически смещение полюса от точки $l = 1$ может быть крайне мало. Так, самосогласованное решение мультипериферических уравнений [20] привело к выводу о том, что главный полюс расположен очень близко к единице при

$$l = 1 - \varepsilon, \text{ где } \varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}. \quad (24)$$

Это означает, что асимптотически сечения будут падать степенным образом, но с очень малым показателем степени $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$:

$$\sigma \sim s^{-\varepsilon} \text{ при } s \rightarrow \infty. \quad (25)$$

Вопрос о преасимптотике в большей степени зависит от параметров ядра уравнения $\bar{\sigma}$. Но в этой связи важен вывод, полученный в работе [20]: для достижения асимптотического режима (25) и описания экспериментальных данных до энергии 70 ГэВ необходимо, чтобы величина $\bar{\sigma}$ слабо падала с ростом энергии во всем интервале энергий. Это приведет, в частности, к тому, что и все итерации $\bar{\sigma}$ будут асимптотически слабо падать с энергией, но в преасимптотической области будет возможен даже рост итерационных сечений. Это связано с характерной чертой интегрального члена в уравнении (9), подмеченной еще в работе [10], которая состоит в том, что каждая последующая итерация нака-

пливает одну степень логарифма энергии в поведении сечения. Хотя асимптотически этот логарифм не важен из-за дополнительной слабой степенной зависимости, но в преасимптотике логарифмическое поведение может оказаться сильнее и обеспечить возрастание сечения. Пример такого роста был впервые приведен в работе [28] и затем более подробно исследован в обзоре [29].

Физически рост сечения связан с появлением новых каналов реакции. Так, если в интервале от 10 до 100 Гэв важное значение в pp -взаимодействиях приобретают события с возбуждением двух протонов, то при энергиях примерно от 100 до 1000 Гэв уже важен вклад процессов третьей итерации с образованием между двумя возбужденными нуклонами одного пионного блока, а при энергиях от 10^3 до 10^4 Гэв

вступают в силу процессы с двумя пионными блоками. Массы этих блоков сравнительно велики, порядка 3 Гэв, что и обуславливает столь медленную смену итераций (см. работу [11]). Вот эти пионные кластеры были названы файерболлами*. Появление одного файерболла (энергия ~ 100 Гэв) открывает преасимптотику, и можно ожидать, что трех файерболов уже будет достаточно для того, чтобы перейти к асимптотическому режиму, который, следовательно, наступит при энергиях $\sim 10^6$ Гэв. В этой области энергий следует ожидать заметного ослабления зависимости от энергии с переходом на плато и последующим спадом. Вместе с тем возрастет и роль неупругой дифракции, которая с мультипериферической точки зрения может давать вклад как непосредственно в неприводимый член уравнения (9), так и в его интегральный член (за счет вклада упругого рассеяния $\bar{\sigma}_d$ в ядро уравнения).

Средняя множественность. Число вторичных частиц, рождающихся в соударениях, растет с увеличением энергии. Этот рост довольно слабый по сравнению с максимально возможным ($\sim s^{1/2}$) и хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью от энергии (рис. 6). Такая зависимость естественно получается в мультипериферической теории [8], когда массы блоков сильно ограничены и из каждого блока испускается конечное число частиц. В этом случае рост множественности обусловлен просто увеличением числа блоков с ростом энергии, которое и происходит по логарифмическому закону.

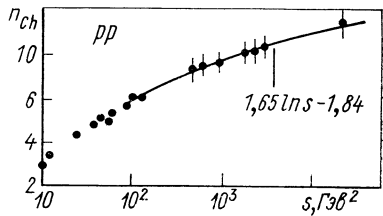


Рис. 6. Зависимость роста средней множественности заряженных частиц от энергии.

* К вопросу о кластеризации пионов вернемся в разделе, посвященном корреляции вторичных частиц.

Скорость возрастания полной множественности, определяемая коэффициентом перед $\ln s$, существенно зависит от модели процесса, т. е. от массы блока и характера его распада. Отметим, что модели, в которых блок распадается на «максимальное» число частиц (например, статистически с энергией около $0,4-0,5 \text{ Гэв}$, приходящейся на каждую вторичную частицу в системе покоя блока), приводят к коэффициенту порядка 2,5 [11], тогда как рождение блоков малой массы (например, ρ -мезонов) или «периферический» распад самих блоков (за счет одночастичных, но не одноопионных обменов) приводит обычно к коэффициенту меньше или порядка единицы [16, 22, 23]. Эксперимент говорит в пользу коэффициента заметно большего единицы (см. рис. 6). Поэтому в моделях второго типа единственный выход состоит в том, чтобы большую часть эффекта отнести к неприводимому (непериферическому) члену, который часто представляют в виде образования сразу двух или нескольких параллельных мультипериферических цепочек, что, естественно, улучшает картину распределения по множественности.

Заметим, однако, что в рамках мультипериферической теории возможна и другая ситуация, когда массы блоков ограничены слабо, а сам распад блока идет по степенному закону, т. е. среднее число частиц в блоке растет с его массой степенным образом: $\bar{n}_{\text{ср}} \sim M^a$. В этом случае возможен степенной рост средней множественности с энергией. Подробного аналитического исследования таких возможностей пока не проводилось.

Инклюзивные распределения по продольному импульсу. Характерная черта инклюзивных распределений по продольному импульсу, наиболее широко обсуждаемая в последнее время, — скейлинг. Это свойство проявляется в том, что при асимптотически высоких энергиях ($s \rightarrow \infty$) инвариантные дифференциальные сечения должны быть, согласно предположению Фейнмана [30], функциями от отношения продольного импульса вторичной частицы к энергии соударения в с. ц. и., но не от каждой из этих переменных по отдельности, т. е.

$$Ed^3\sigma/d^3p_{(s \rightarrow \infty)} = f(x, p_{\perp}), \quad (26)$$

где $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$, (p, E) — импульс и энергия вторичной частицы. Вместо распределения по продольным импульсам часто рассматривают распределение по быстроте y :

$$y = -\frac{1}{2} \ln [(E + p_{\parallel})/(E - p_{\parallel})] \quad (27)$$

или, если измеряются только углы вылета частиц, а не их импульсы, используют распределение по величине

$$\eta = \ln [(p + p_{\parallel})/(p - p_{\parallel})] = \ln \operatorname{tg} \theta/2. \quad (28)$$

Поэтому, говоря всюду о величине u , будем понимать под ней η , если речь идет об экспериментах, где измерялись только углы вылета частиц. Еще из экспериментов в космическом излучении следовало наличие иерархии в установлении скейлинга при высоких энергиях [31]. Сейчас это подтверждается и экспериментами на встречных пучках в ЦЕРНе [24]. Эксперимент говорит о наличии

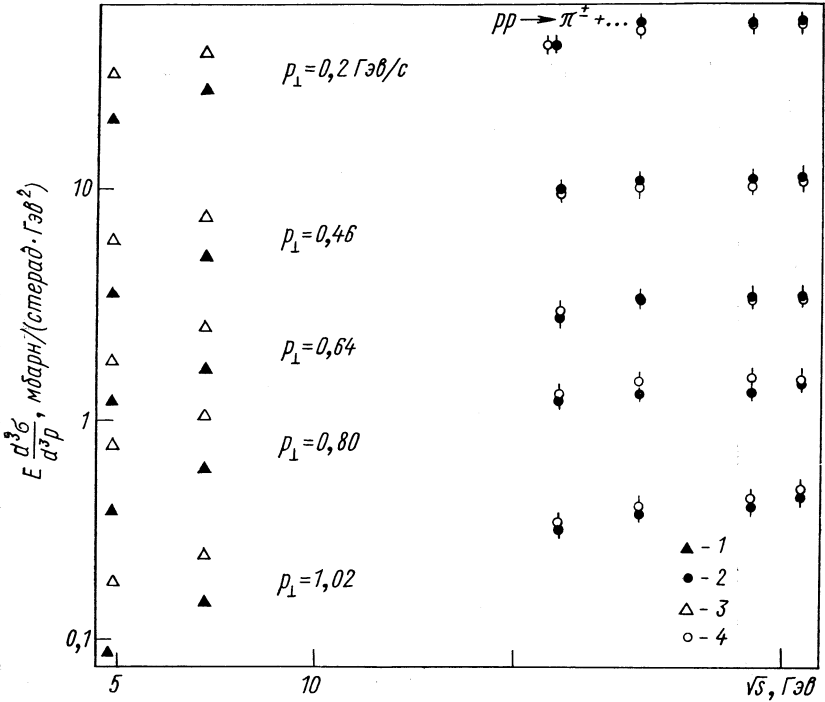


Рис. 7. Приближение к скейлингу инклюзивных распределений пионов при $x = 0$:

1 — Mück e. a. π^+ ; 2 — Saclay — Strasbourg π^- ; 3 — Mück e. a. π^+ . 4 — Saclay — Strasbourg π^+ .

трех типов вторичных частиц*: пионизационных, фрагментационных и дифракционных. Под дифракционными понимают квазиупруго рассеянные первичные частицы, для которых $0,95 \leq x < 1$. Фрагментационными называют частицы, уносящие конечную (при $s \rightarrow \infty$) долю импульса первичных частиц. При современных энергиях условно их определяют как частицы с $0,1 \leq x \leq 0,8$. Пионизационные частицы заполняют область вблизи $x = 0$ и дают наибольший вклад в среднюю множественность.

* Следует подчеркнуть, что такое разделение все-таки довольно условно и не имеет очень четких границ (см. ниже).

В переменной y дифракционные и фрагментационные частицы занимают самые края распределения, тогда как пионизационные заполняют основное пространство по шкале y . Пионы во фрагментационной области достигают скейлинга быстрее всего (уже при энергиях около 30 ГэВ). Однако в пионизационной области при $x = 0$ распределения пионов растут примерно вдвое от 30 до 1500 ГэВ , по-видимому, достигая при этой энергии скейлинга с точностью порядка 10% (рис. 7) *. Для более тяжелых частиц приближение к скейлингу замедлено по сравнению с пионами. На рис. 8 это демонстрируется для антипротонов.

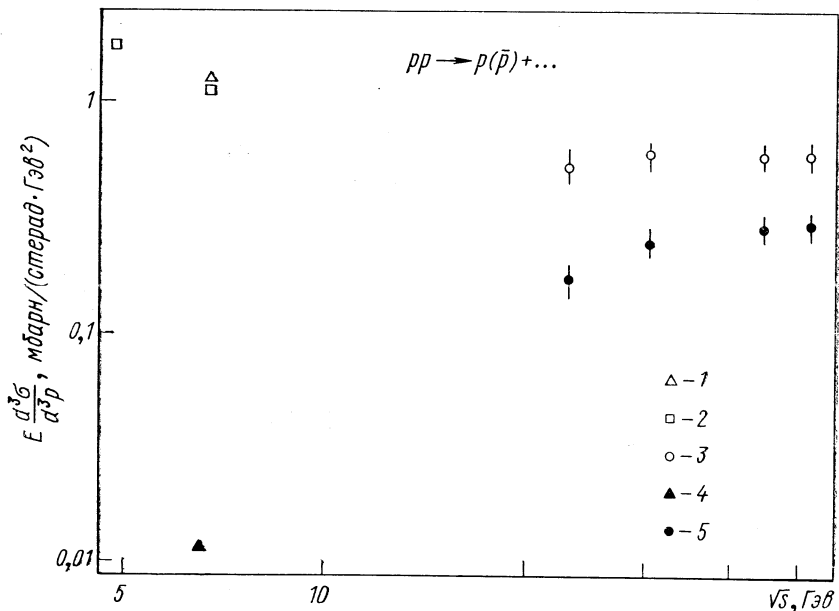


Рис. 8. Приближение к скейлингу инклюзивных распределений антипротонов при $x = 0$ и $p_{\perp} = 0,65 \text{ ГэВ}/c$:

1 — Allaby e. a. p ; 2 — Mück e. a. p ; 3 — Saclay — Strasborg \bar{p} ; 4 — Allaby e. a. \bar{p} ; 5 — Saclay — Strasborg p .

Теоретически свойство скейлинга следует из многих модельных представлений и вряд ли может служить для выбора между различными моделями описания неупругих взаимодействий. Однако интересно отметить, что это свойство было продемонстрировано впервые в мультипериферической схеме [8] для фрагментацион-

* Мы не будем останавливаться подробно на вопросе о характере приближения к скейлингу, который разбирался во многих работах. Из последних работ, в которых эта проблема была связана с кластеризацией, укажем на работы [46, 51].

ных частиц (постоянство коэффициента неупругости) и для пионизационных частиц, распределение которых по y приводило к плато: $d\sigma/dy = \text{const}$. Наличие такого плато (опять с точностью около 10—15%) было продемонстрировано на эксперименте (рис. 9).

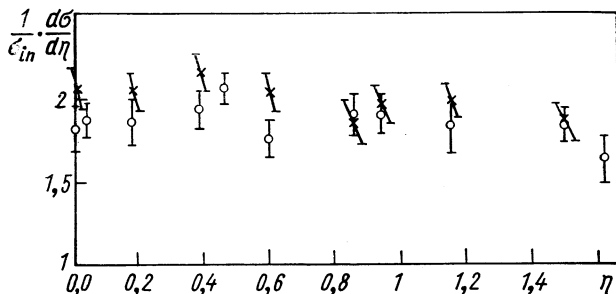


Рис. 9. Плато в распределении пионов по быстроте.

Наиболее интересная проблема, возникающая здесь, заключается в том, образуется ли это плато в результате суммирования индивидуальных событий, каждое из которых тоже равномерно распределено по шкале y , или индивидуальные события дают неравномерные распределения частиц по этой шкале (кластеры или фэйрболы), которые суммируются и в результате различия характеристик кластеров (равномерного распределения кластеров по y) приводят при большой статистике событий опять к плато по y . Различие между этими физически разными возможностями можно выяснить изучением корреляций, что будет обсуждаться ниже.

Инклюзивные распределения по поперечному импульсу и большие поперечные импульсы. Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами (средний поперечный импульс порядка $0,4 \text{ Гэв}/c$). В области поперечных импульсов до $1,5 \text{ Гэв}/c$ дифференциальное сечение рождения пионов убывает по экспоненциальному закону

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim \exp(-6p_{\perp}) \quad (29)$$

(здесь p_{\perp} выражено в $\text{Гэв}/c$).

При больших значениях поперечного импульса число рождающихся пионов оказалось значительно больше, чем ожидалось из простой экстраполяции формулы (29) в этой области (рис. 10).

Более слабое падение сечений с ростом p_{\perp} предсказывалось теоретически [32] (до постановки экспериментов), как следствие электромагнитных эффектов, аналогичных тому, что наблюдаются в глубоко неупругих процессах взаимодействия электронов с протонами. Однако обнаруженный эффект оказался примерно на четыре порядка сильнее, что говорит о его адронной природе.

Процессы с большими поперечными импульсами, как оказалось, обладают интересными особенностями:

- 1) сечение падает с ростом p_{\perp} по закону типа p_{\perp}^{-8} [33—35] или $\exp(-10\sqrt{p_{\perp}})$ [36];
- 2) скейлинга в этой области не наблюдается даже при энергиях встречных пучков в ЦЕРНе (см. рис. 10);
- 3) нет абсолютного преобладания пионов (доля $\pi^+ + \pi^-$ равна 55, $K^+ + K^- \sim 27$, $\bar{p} + p \sim 18\%$ в потоке заряженных частиц

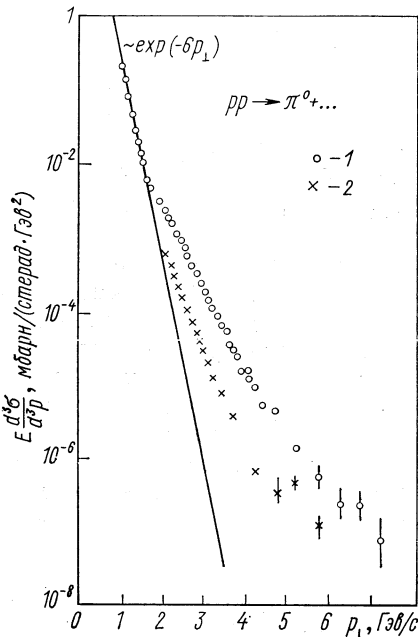


Рис. 10. Распределение пионов по поперечным импульсам при $x = 0$:
 1 — $s = 1850 \text{ Гэв}^2$; 2 — $s = 950 \text{ Гэв}^2$.

- 4) процессы с большими поперечными импульсами характеризуются большой средней множественностью;
- 5) число вторичных рожденных в процессе частиц тем больше, чем больший регистрируется поперечный импульс одной из них (рис. 11);

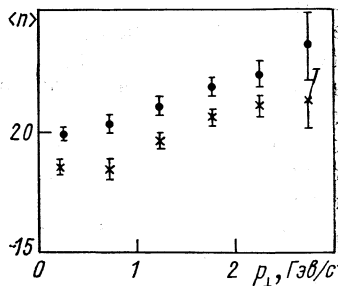


Рис. 11. Зависимость роста числа вторичных частиц от роста поперечного импульса одной из них.

- 6) число вторичных частиц возрастает в направлении, обратном направлению вылета регистрируемой частицы, и слегка в том же направлении, т. е. разность между ними также возрастает;
- 7) имеется заметное преобладание рождения положительно заряженных частиц над отрицательно заряженными (отношение их равно примерно $1,3 \div 1,4$).

Область малых поперечных импульсов, хотя и представляет несомненный интерес, не привлекает особого внимания теоретиков, потому что в большинстве способов описания зависимости от

поперечных импульсов (и в том числе в мультипериферии) приходится прибегать к относительно произвольным форм-факторам и связанным с ними параметрам, т. е. получаемые теоретически результаты оказываются в этой области сильно зависящими от выбора конкретных параметров модели.

В то же время описание процессов с большими поперечными импульсами оказывается менее зависящим от выбора модели. И хотя предлагаемые теоретические схемы [33—37] отличаются в деталях, тем не менее большинство из них приводит к описанию эксперимента с помощью мультипериферической теории с учетом партонной структуры частиц. Подчеркнем, что специфика процессов с большой передачей импульса такова, что в мультипериферической теории в этом случае не надо прибегать к использованию какой-либо конкретной модели ядра уравнения (9), а можно получить все результаты, используя лишь свойства полных сечений вне массовой оболочки. Действительно, если при малых поперечных импульсах будем рассматривать, например, одну итерационную диаграмму с тремя блоками, изображенную на рис. 2, то при больших передачах импульса, идущих с малой вероятностью, надо учитывать, что такой импульс может переноситься или верхней, или нижней из обмениваемых частиц. Суммирование всех таких возможностей приводит [34] к тому, что распределение по переданным квадратам 4-импульсов легко извлекается из интегрального члена в (9), причем необходимо в нем $\bar{\sigma}$ заметить на σ :

$$\frac{d\sigma_{pp}}{dk^2} = \frac{1}{16\pi^3 s^2} \frac{1}{(k^2 + \mu^2)^2} \int (s_1 + k^2) \sigma_{\pi p}(s_1, k^2) ds_1 \times \\ \times \int (s_2 + k^2) \sigma_{\pi p}(s_2, k^2) ds_2. \quad (30)$$

Роль партонной структуры протона становится явной, если предположить, что виртуальные пионы ведут себя вне массовой оболочки аналогично виртуальным фотонам. Тогда, используя известные свойства сечений взаимодействия виртуальных фотонов [38, 39], можно записать

$$\sigma_{\pi p}(s_i, k^2) = \sigma_{\pi p} \frac{s_i}{s_i + k^2} \frac{1}{1 + \beta k^2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma k^2}, \quad (31)$$

где $\sigma_{\pi p} \approx 24$ мбарн — сечение $p\pi$ -взаимодействия на массовой поверхности; параметры $\beta = 0,035$ Гэв⁻² и $\gamma \approx (s_0 - M^2)^{-1} \approx 3,3$ Гэв⁻² известны из ep -экспериментов [38, 39], где пренебрегаем массами частиц. Из формул (30), (31) с учетом условия, определяющего область интегрирования

$$(s_1 + k^2)(s_2 + k^2) \leq sk^2, \quad (32)$$

нетрудно видеть, что распределение по переданным импульсам будет падать степенным образом по закону, пропорциональному $(k^2)^{-4}$. Действительно, $(k^2)^{-2}$ возникает за счет пропагатора, $(k^2)^{-4}$ — произведения двух сечений и $(k^2)^2$ — фазового объема, т. е. пределов интегрирования в формуле (32). Учет распада каждого из блоков проводится просто и приводит к распределению пионов по закону $\sim p_{\perp}^8$. Поскольку все параметры заданы, фиксирована и абсолютная нормировка. Результат хорошо описывает экспериментальные данные (подробнее см. работу [34]) о распределении пионов по поперечным импульсам (п. 1) и его зависимости от энергии (отсутствие скейлинга, п. 2).

Большую долю тяжелых частиц можно объяснить, если учесть при больших p_{\perp} обмена частицами такого сорта, поскольку здесь уже роль масс частиц в пропагаторах невелика (больше k^2) и все определяется вершинными частями [сечениями под знаком интеграла в (30)] и фазовым объемом.

В развитой картине естественно объясняются также четвертое и пятое свойство процесса. Наличие множителя $s_i/s_i + k^2$ в (31) приводит к подавлению малых масс при больших передачах импульса, т. е. к увеличению множественности процесса тем большому, чем больше k^2 , следовательно, и p_{\perp} .

Однако объяснение последнего из перечисленных свойств вызывает сложности, так как положительно заряженные частицы могут преобладать в такой модели с равновероятным обменом всех зарядов лишь за счет первичного положительного заряда сталкивающихся частиц. Но не ясно, может ли это обстоятельство обеспечить требуемое значение отношения числа положительных частиц к отрицательным, равное согласно предварительным данным 1,3.

Процессы с большой передачей импульса всегда вызывают интерес, так как с ними связаны надежды на изучение строения частиц на малых расстояниях. Авторы работы [37] на примере свойств мультипериферических моделей типа $\lambda\phi^3$ показывают, что инклюзивные события типа глубоко неупругого ep -соударения и рождения пионов с большими поперечными импульсами служат проверкой гипотезы о существовании точечных составляющих адроны частиц (партонов), тогда как эксклюзивные процессы типа упругого рассеяния на большие $|t|$ (адрон-адронное или лептон-адронное) определяются в основном тем, как построен адрон из этих составляющих. Подобные заключения вытекают из предположения о том, что каждый адрон — реджезующееся связанное состояние некоторых элементарных составляющих, описываемое «лестницей» типа $\lambda\phi^3$. Физическая причина такого соответствия, по-видимому, более общая, чем те или иные конкретные модели. Она заключается в том, что в инклюзивных процессах с большой передачей импульса активно «чувствует» эту передачу минималь-

ное число составляющих, а поэтому более существенным является тип этих составляющих, чем их число.

Наоборот, в эксклюзивных процессах упругого рассеяния начальной связанной частице после передачи ей большого импульса важно вновь «собраться» вместе, а это тем труднее, чем больше число составляющих, т. е. характер упругого рассеяния зависит от внутреннего строения связанного состояния, в частности от числа составляющих его партонов.

Таким образом, дальнейшее изучение таких процессов, несомненно, еще добавит многое к нашему пониманию внутреннего строения частиц.

Двучастичные корреляции. Одночастичные инклюзивные распределения являются усредненной по многим параметрам информацией о процессах. Более детальные сведения о нем можно получить изучением корреляций между рождающимися частицами. Однако возникает проблема, связанная с большим числом возможностей, так как в системе двух частиц уже насчитывается шесть только импульсных переменных, не считая сведений о зарядах частиц, их природе и т. п.

Наиболее популярно сейчас изучение корреляций между продольными импульсами двух вторичных частиц* сравнением двучастичных распределений $d^2\sigma/dy_1 dy_2$ с соответствующими одночастичными распределениями $d\sigma/dy_1$ и $d\sigma/dy_2$. Чаще всего такое сравнение проводится с помощью корреляционной функции:

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{in} \frac{d^2\sigma/dy_1 dy_2}{d\sigma/dy_1 \cdot d\sigma/dy_2} - 1. \quad (33)$$

Экспериментально измеренные корреляционные функции приведены на рис. 12, где показана корреляция между заряженными и нейтральными (γ -кванты распада) пионами при энергиях $\sqrt{s} = 31$ и 53 Гэв. Быстроты заряженных пионов были фиксированы ($y_1 = 0$ и $-2,5$). Видно, что в обоих случаях нейтральные пионы испускаются преимущественно с теми же значениями быстрот. Эффекты такого типа, когда коррелированы частицы с близкими по величине быстротами, называются близкими корреляциями. В то же время на рис. 12 видно заметное отличие корреляционной функции для случая малых быстрот ($y_1 = 0$) от случая, когда быстрота заряженного пиона взята во фрагментационной области ($y_1 = -2,5$). Это — следствие дальних корреляций.

* Изучались также, например, корреляции между углами вылета частиц в плоскости, перпендикулярной направлению соударения первичных частиц. Поскольку, однако, их исследование привело к выводу о том, что такие корреляции объясняются фазовым объемом и не слишком критичны к динамике процесса, останавливаться на них не будем.

Обычно функцию R аппроксимируют в области ближних корреляций экспонентой с длиной корреляции $\lambda = 2$. Такая картина, естественно, возникает в реджеонной технике, развитой Мюллером и Канчели, где величина $\lambda = 2$ определяется пересечением ближайших к вакуумной траекторий.

Важно подчеркнуть, что величина корреляционной функции в центральной области равна примерно 60–70% (т. е. $R \approx 0,6 \div 0,7$). Это достаточно большая величина.

Все эти характеристики весьма важны для выбора между различными теоретическими схемами. Так, модель предельной

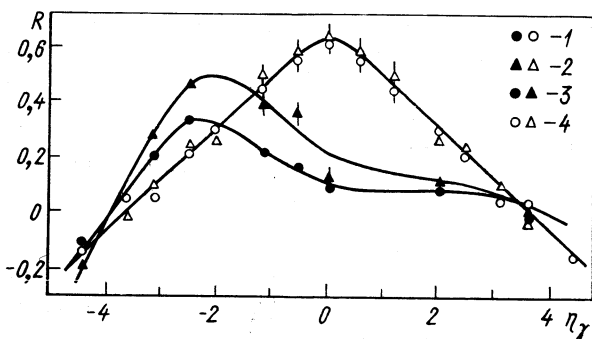


Рис. 12. Корреляции между нейтральными и заряженными пионами:

1 — $\sqrt{s} = 30,6$ Гэв; 2 — $\sqrt{s} = 53$ Гэв; 3 — заряженные частицы; 4 — нейтральные;

$$R = \sigma_{1n} \frac{d^2 \sigma / d\eta_3 d\eta_\gamma}{d\sigma / d\eta_3 \cdot d\sigma / d\eta_\gamma} - 1.$$

фрагментации [40] приводит к постоянному числу кластеров, размеры которых существенно растут с увеличением энергии. В этом случае двучастичные корреляции должны возрастать с увеличением энергии, так как растет плотность частиц в определенных областях по шкале быстрот. Поскольку на опыте явно существенна роль пионизационной компоненты и указанного роста корреляционной функции не наблюдается, то простейшая модель предельной фрагментации не отвечает эксперименту.

В мультипериферических моделях число рождающихся блоков (кластеров) увеличивается с энергией. Можно показать, что корреляционная функция должна приближаться к постоянному пределу, это и отмечается в эксперименте. Но разные модели отличаются величиной масс кластеров, а значит, и корреляционной функции. Так, если взять простейшую модель [8] с рождением ρ -мезонов, то оказывается [41], что (помимо ее недостатка, связанного с асимптотически быстрым падением сечения) она

приводит к слишком малой величине корреляционной функции, достигающей в максимуме всего лишь около 10%. Чтобы получить нужную величину (~60—70%), необходимо предположить наличие кластеров, распадающихся с рождением примерно пяти заряженных частиц [41]. Это число соответствует примерно тому, которое получается из теории фэйрболов [11], где вывод об образовании таких кластеров (фэйрболов) следовал из требования практического постоянства полного сечения при очень высоких энергиях (близость ведущей особенности в l -плоскости к единице).

Авторы работы [41] часть эффекта образования максимума корреляционной функции относят за счет наличия корреляций дальнего порядка, связанных с процессами неупругой дифракции. Однако даже при максимально возможных корреляциях такого типа не удастся получить нужной величины корреляционной функции без предположения о рождении кластеров, распадающихся на несколько частиц.

Таким образом, данные о корреляциях вторичных частиц, видимо, говорят в пользу картины образования кластеров, распадающихся на довольно много частиц, причем число этих кластеров растет с увеличением энергии. Вопрос о том, в какой мере эти кластеры совпадают с фэйрболами, наблюдавшимися в космическом излучении [см. (15), (31)], несомненно, заслуживает дальнейшего исследования.

Один из самых существенных вопросов здесь связан с ролью дальних корреляций и определением корреляционной функции по формуле (33). Дело в том, что, как будет подробнее обсуждаться ниже, заметное значение приобретают и такие процессы, когда практически не наблюдается вторичных частиц под большими углами (с малыми продольными импульсами или x). Поэтому регистрация одной из частиц под большим углом уже заранее предопределяет выбор какого-то класса процессов из всех возможных неупругих событий (дальние корреляции), а потому вполне возможно, что мы должны в качестве нормировочного коэффициента в (33) выбирать не полное неупругое сечение, а лишь его долю. Это уменьшит корреляционную функцию. Отсюда видно, что вопрос о реальности кластеризации, величине кластеров, их описании в мультипериферии тесно связан с другими процессами и определением корреляционной функции. Независимые методы исследования этой проблемы были бы весьма желательны*.

Неупругая дифракция. Процессы неупругой дифракции обычно определяются как такие процессы, в которых один из соударяю-

* В связи с этим укажем на предложенный в работе [42] метод изучения корреляций по квадратам переданных 4-импульсов, который требует постановки эксклюзивных экспериментов с полной информацией об импульсах всех вторичных частиц и особенно эффективен, если преобладает какой-либо один механизм.

щихся нуклонов остается невозбужденным, а другой переходит в возбужденное состояние с теми же квантовыми числами, распадающееся затем с испусканием относительно малого числа вторичных частиц. Наличие таких невозбужденных нуклонов наглядно видно из нуклонного спектра при энергиях встречных пучков в ЦЕРНе, в котором ярко выражен квазиупругий пик при $x > 0,95$ (рис. 13). В принципе возможны дифракционные про-

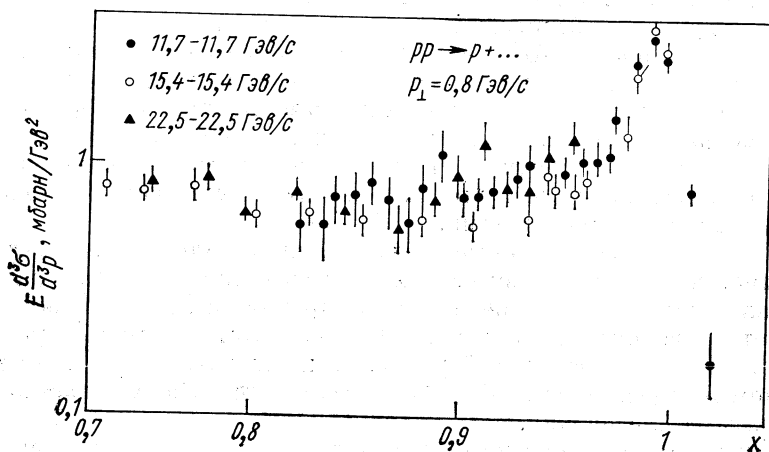


Рис. 13. Протонный спектр при $p_{\perp} = 0,8 \text{ Гэв/с}$.

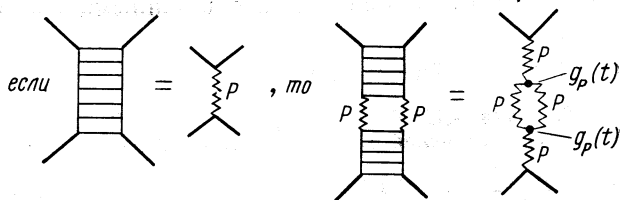
цессы, когда оба нуклона возбуждаются без изменения квантовых чисел, но их наблюдение и выделение среди остальных событий заметно труднее.

Проблема возбуждения даже одного из нуклонов не может считаться решенной, поскольку обычно не проводится полного изучения квантовых чисел возбужденного состояния. Поэтому не все события, дающие вклад в квазиупругий пик, можно отнести к неупругой дифракции и измерение полного сечения в этой области дает лишь верхнюю границу сечения неупругого дифракционного взаимодействия. Приведенная в работе [24] оценка, связанная к тому же с некоторым произволом в экстраполяции имеющихся экспериментальных данных в область малых поперечных импульсов, дает для этой границы значение, равное полному упругому сечению рассеяния. Надо заметить, что в это сечение заметный вклад вносят и процессы с относительно большими массами возбуждения второго нуклона (примерно до 10 Гэв). Поэтому нельзя говорить о сильной ограниченности спектра возбуждения в дифракционных процессах, хотя множественность в них все-таки явно меньше средней.

Такие процессы приводят к сильно коллимированной струе вторичных частиц [24], когда практически нет частиц с малыми значениями x и y . Как уже говорилось, выяснение роли таких процессов важно и для решения вопроса о кластеризации частиц.

Теоретически исследование таких событий важно еще и для определения параметров взаимодействия померона. На диаграммном языке процесс неупругой дифракции обусловлен обменом помероном между квазиупруго рассеянными нуклонами и дифракционно-возбужденной системой. При этом в области больших энергий, когда массы возбуждения велики, величина квазиупругого пика связана с вершиной взаимодействия трех померонов. Оценка [43], которая проведена по экспериментальным данным с помощью формул, вытекающих из развитой Мюллером и Канчели реджеонной техники, привела к малому значению этой вершины при $t = 0$: $g_P(0) \approx 0,2 \text{ Гэв}^{-1}$ (например, константа взаимодействия померона с частицей порядка корня из полного сечения, т. е. около $5-10 \text{ Гэв}^{-1}$).

В мультипериферической теории эту величину можно вычислить из других соображений [44]. Если вся «лестница», построенная за счет ядра без учета упругой дифракции, т. е. $\bar{\sigma} = \sum \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_b$, сопоставляется с ведущим полюсом, а дифракционный член учитывается как возмущение, то это возмущение с точки зрения реджеонной техники соответствует «обрастанию» ведущей особенности, т. е. трехпомеронной вершине:



Использование приведенных в разд. 1 уравнений и полученных с их помощью параметров поведения полных сечений позволяет оценить величину трехпомеронной вершины [45] как $g_P(0) = 0,15 \text{ Гэв}^{-1}$. Отсюда следует, что мультипериферическая теория правильно описывает и квазиупругий пик в спектре протонов. Отличие трехпомеронной вершины от нуля однозначно связано с асимптотическим падением полных сечений, и ее малость — со слабостью этого спада (малость $\epsilon!$) что уже обсуждалось в п. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель обзора состояла в том, чтобы, продемонстрировав соответствие разных моделей в рамках мультипериферического подхода, провести их сопоставление с экспериментальными данными при высоких энергиях. В целях краткости были опущены все математические выкладки и основной упор сделан на выяснение качественных следствий теории и их соответствия эксперименту. Детали вычислений читатель сможет найти в работах, на которые приведены ссылки. Ссылки на экспериментальные работы практически отсутствуют, так как автор руководствовался в основном результатами встреч экспериментаторов и теоретиков в ЦЕРНе, изложенными в обзоре Жакоба [24].

Состояние теории и эксперимента в настоящее время еще таково, что многие положения пока не строго обоснованы или еще не проверены и необходима дальнейшая работа по выяснению характерных черт неупругих процессов. Тем не менее очевиден тот факт, что основные качественные черты, известные из физики космических лучей [15, 31], находят свое подтверждение и дальнейшее развитие в экспериментах на встречных пучках в ЦЕРНе. Неизмеримо большая информация, получаемая в этих экспериментах, позволяет заметно углубить знания о процессах и перейти фактически к качественно новому этапу. Мультипериферическая теория не встречает при этом существенных трудностей в описании основных качественных характеристик процессов, хотя до полного количественного сопоставления ее со всеми данными еще довольно далеко.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зацепин Г. Т. «Докл. АН СССР», 1949, т. 67, с. 933.
2. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С. «Докл. АН СССР», 1951, т. 81, с. 795; 1953; т. 91, с. 511.
3. Блохинцев Д. И. Proc. of CERN Symposium. V. 2. 1956, p. 155.
4. Goebel G. Phys. Rev. Lett., 1958, v. 1, p. 337.
5. Chew G. F., Low F. E. Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 1640.
6. Дремин И. М., Чернавский Д. С. ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 229.
7. Salzman F., Salzman G. Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 377; Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 559.
8. Amati D. e. a. Nuovo cimento, 1961, v. 22, p. 569; 1962, v. 26, p. 896.
9. Дремин И. М. и др. ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 952.
10. Берестецкий В. Б., Померанчук И. Я. ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1078.
11. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С. УФН, 1970, т. 101, с. 385.
12. Chew G. F., Goldberger M. N., Low F. E. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 208.
13. Treiman S. B., Yang C. N. Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, p. 140.
14. Дремин И. М. «Письма ЖЭТФ» 1970, т. 11, с. 272.
15. Miesowicz M. Reports on Progr. in Cosmic Ray Phys., 1970, v. 10.
16. Tow D. M. Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 154.
17. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. Препринт ИТЭФ, 950, 1972.

18. Chew G. F., Rogers T., Sniber D. R. Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 765.
19. Chew G. F., Snider D. R., Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 3453.
20. Волков Е. И. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 407.
21. Abarbanel H.D.I.e .a. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1735.
22. Levin E. M., Ryskin M. G., Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 626.
23. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 386.
24. Jacob M. Preprint Ref. TH. 1639-CERN; LAL-PUB-73/18-THU, 1973.
25. Тер-Мартirosян К. А., Боресков К. Г. Препринт ИТЭФ, 867, 1971.
26. Андреев И. В. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 837.
27. Ройзен И. И. В кн.: Нуклоны и пионы. Дубна, 1968.
28. Акимов В. Н. и кр. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 629.
29. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С. «Труды ФИАН СССР», 1971, т. 57, с. 117.
30. Feynman R. P. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1415.
31. Feinberg E. L. Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 237.
32. Berman S. M., Bjorken G. D., Kogut J. B. Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 3388.
33. Amati D., Caneschi L., Testa M. Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 186.
34. Дремин И. М. «Ядерная физика» (в печати).
35. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «Ядерная физика» (в печати).
36. Harte J. Yale University Preprint, 1973.
37. Amati D., Caneschi L., Testa M. Preprint Ref. TH. 1644-CERN, 1973.
38. Moffat J. W., Snell V. G. Phys. Rev. D, 1971, v. 3, p. 2848.
39. Дремин И. М. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 582.
40. Veneske J. e.a. Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
41. Pirilä P., Pokorski S. CERN Preprint TH-1607, 1972; Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 502.
42. Дремин И. М., Чернавский Д. С. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 469.
43. Kaidalov A. B. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 493.
44. Abarbanel E.D.I. e.a. Ann. Phys. 1972, v. 73, p. 156.