

УДК 539.12

О РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Л. Д. Соловьев,
А. В. Щелкачев*

Институт физики высоких энергий,
Серпухов

Эксперименты на ускорителях в Серпухове, ЦЕРНе и Батавии открыли новую закономерность адронных взаимодействий: полные сечения адрон-адронных взаимодействий с ростом энергии замедляют свое падение и начинают быстро расти. Данная работа посвящена обсуждению этого явления. Ее основная цель состоит в том, чтобы показать, к каким радикальным изменениям в моделях высокоэнергетического рассеяния приводят измерения при высоких энергиях и указать те эксперименты, которые могут пролить свет на новое явление.

The experiments on the Serpukhov, CERN and Batavia accelerators have discovered a new phenomenon in hadron interactions: with increasing energy the hadron-hadron total cross sections cease to fall and begin increasing rapidly. The present paper is devoted to the discussion of this phenomenon. Its main aim is to show what radical changes occur in high-energy scattering models due to high-energy measurements and to indicate the experiments which can throw light on the new phenomenon.

ВВЕДЕНИЕ

В 1974 г. группы физиков ИФВЭ — ЦЕРН и ИФВЭ закончили несколько серий экспериментов по измерению полных сечений адрон-адронных взаимодействий в новой тогда области энергий 30—70 Гэв на серпуховском ускорителе [1]. Результаты оказались совершенно неожиданными по сравнению с тем, что наблюдалось при меньших энергиях: там, где при меньших энергиях наблюдалось быстрое падение сечений с ростом энергий, обнаружилось замедление падения и выход на константу; в случае же K^+p -сечения, которое при меньших энергиях было постоянным, обнаружился значительный рост. Этот эффект изменения характера поведения сечений с ростом энергии (рост K^+p -сечения и замедление падения других адронных сечений) в области энергий серпухов-

ского ускорителя, следуя установившейся практике, будем называть серпуховским эффектом.

Серпуховской эффект привлек большое внимание теоретиков и сделал измерение полных сечений одним из интереснейших экспериментов на новых ускорителях. В настоящее время имеем данные о протон-протонном сечении в области эквивалентных энергий 300—2000 Гэв, полученные в начале 1973 г. на накопительных кольцах ЦЕРНа [2], и предварительные данные о всех адронных сечениях при энергиях до 200 Гэв, полученные весной 1974 г. на ускорителе в Батавии [3]. Новые данные не только подтверждают серпуховской эффект, но и показывают, что он может быть началом нового явления в физике высоких энергий — быстрого роста полных сечений.

В этой работе дан краткий обзор экспериментальных данных о полных сечениях, полученных в Серпухове, ЦЕРНе и Батавии. Покажем здесь, к каким радикальным изменениям в моделях высокоэнергетического рассеяния приводят эти данные, и постараемся указать дальнейшие эксперименты, которые могут пролить свет на явление быстрого роста полных сечений.

Следует оговориться, что сам факт быстрого роста сечений не был полной неожиданностью для теоретиков. Еще в 1961 г. Фруассар [4] (более общее доказательство было дано Мартеном [5]) установил верхнюю границу возможного роста полных сечений, а Ченг и Ву [6] в 1970 г. предложили теоретико-полевую модель, в которой этот рост имеет место при асимптотических энергиях. Однако модель по-существу ничего не могла сказать о поведении сечений при конечных энергиях, поэтому факт начала роста полных сечений при серпуховских энергиях явился полностью неожиданным.

Ясно, что теоретический анализ роста сечений сильно затруднен тем, что при достигнутых энергиях в сечениях все еще доминируют явно не асимптотические члены, по поводу которых в настоящее время нет никаких сколько-нибудь общих соображений. Поэтому феноменологические модели, которые приходится привлекать для анализа данных и указания дальнейших экспериментов, носят сугубо предварительный характер. Их главная цель — вести эксперимент. Поэтому такие модели по возможности должны быть просты и передавать основные особенности явлений. Одну из таких моделей [7, 8] подробно рассмотрим в этой работе. Подчеркнем еще раз, что интересна не сама модель, а лишь некоторые ее общие свойства и те указания для эксперимента, которые из нее вытекают.

Сначала кратко обсудим серпуховской эффект и его влияние на развитие теории, затем рассмотрим данные с накопительных колец ЦЕРНа о быстром росте pp -сечения. Эти данные поставили вопрос о том, не может ли быстрый рост pp -сечения иметь ту же

природу, что и ранее обнаруженный в Серпухове рост K^+p -сечений. Положительный ответ на этот вопрос приводит к определенным предсказаниям о поведении K^+p -сечения при энергиях ускорителя в Батавии. Приведенные ниже предварительные результаты измерений в Батавии согласуются с представлением об универсальном быстром росте сечений. Сравнение имеющихся данных с теоретическими моделями показывают как меняются модели по мере ввода в строй новых ускорителей. Заметим, что обзору серпуховских и черновских данных по полным сечениям посвящены также работы [8—10]. Далее рассмотрим теоретические соображения по поводу растущих сечений. Прежде всего напомним и проиллюстрируем общие понятия о геометрическом радиусе частицы, о радиусе взаимодействия и представлении прицельного параметра. Затем рассмотрим простую модель упругого pp -рассеяния, передающую основные известные черты этого процесса и согласующуюся с универсальным ростом сечений.

Модель соответствует рассеянию на двух структурах. Первая доминирует при достигнутых энергиях. Ее радиус медленно растет с увеличением энергии, а центр светлеет. За рост полного сечения ответственно рассеяние на второй структуре, радиус которой быстро увеличивается с энергией, а центр чернеет. Вторая структура ответственна и за дифракционную картину в упругом рассеянии при больших переданных импульсах. Рассмотрим наклон дифракционного конуса и отношение полного упругого сечения к полному в этой модели. Модель применяется также к K^+p -рассеянию. Указаны эксперименты, которые представляют интерес с точки зрения роста полных сечений.

Наконец, рассматриваются разности полных сечений для частиц и античастиц. Они дают информацию об убывающих предасимптотических вкладах в сечениях. Проанализируем вопрос о поведении разности для $\pi^\pm p$ -сечений. Покажем, что с учетом возможных систематических погрешностей результаты исследований в Серпухове и Батавии полностью согласуются между собой. Наилучшему χ^2 соответствует поведение, полученное ранее из серпуховских данных [1], которое вместе с данными по перезарядке противоречит дисперсионному соотношению без вычитания.

Однако необходимость учета систематических погрешностей неэлектромагнитного происхождения уменьшает точность данных таким образом, что в пределах погрешностей согласие с дисперсионными соотношениями без вычитания не исключается. Чтобы выяснить этот вопрос, необходимо увеличить точность, а также провести независимые эксперименты. Одним из них является измерение реальных частей в π^-p - и π^+p -рассеянии вперёд.

1. СЕРПУХОВСКОЙ ЭФФЕКТ:
РОСТ K^+p -СЕЧЕНИЯ, ЗАМЕДЛЕНИЕ
ПАДЕНИЯ ДРУГИХ СЕЧЕНИЙ

Хорошо известные теперь серпуховские данные [1] о полных сечениях приведены на рис. 1. Видно, что $\pi^\pm p$ - и K^-p -сечения в области энергий 30—60 Гэв резко замедлили свое падение. То же самое, но в меньшей степени, относится к pp -сечению. K^+p -сечение, которое было практически постоянным в широком интервале 4—20 Гэв, начинает заметно расти. Неизменным в области серпуховских энергий остается лишь характер поведения pp -сечения.

Эти результаты резко противоречат предсказаниям принятой в то время феноменологической модели высокоэнергетического рассеяния — модели полюсов Редже. Полюсная модель явилась итогом исследований на ускорителях меньших энергий. Несмотря на большое число параметров, эта модель отличалась известной простотой, причем прямая связь полюсов Редже с резонансами, а также дисперсионные правила сумм и соображения дуальности позволили связать ее параметры с большим числом низкоэнергетических данных. Главное же — полюсная модель удовлетворительно описывала большую совокупность данных по рассеянию в области 4—30 Гэв. Для полных сечений эта модель давала простую зависимость вида

$$\sigma_0 = a + bE^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем индексом «0» будем отмечать предсказания модели полюсов Редже («нулевое приближение»); E — лабораторная энергия налетающей частицы, Гэв; a и b — параметры. В работе [11] было получено, что вид:

$$\begin{aligned} \sigma_0(\pi^-p) &= 21,3 + 17,6E^{-1/2}; & \sigma_0(\pi^+p) &= 21,3 + 11,2E^{-1/2}; \\ \sigma_0(K^-p) &= 17,1 + 17,1E^{-1/2}; & \sigma_0(K^-n) &= 17,1 + 11,45E^{-1/2}; \\ \sigma_0(K^+p) &= 17,1; & \sigma_0(K^+n) &= 17,1; & \sigma_0(\bar{p}p) &= 37,4 + 50,7E^{-1/2}; \\ \sigma_0(pp) &= 37,4 + 7,4E^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1a)$$

Таким образом, все адронные сечения как функции $E^{-1/2}$ в этом приближении должны описываться прямыми с теми или иными наклонами, которые приведены на рис. 2 и 3, где также нанесены экспериментальные данные. Видно, что данные до серпуховских энергий очень хорошо ложатся на эти прямые, серпуховские же данные явно от них отходят. Это расхождение особенно четко видно для K^+p -, K^-p - и $\pi^\pm p$ -сечений.

Можно записать полные сечения в виде

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta, \quad (2)$$

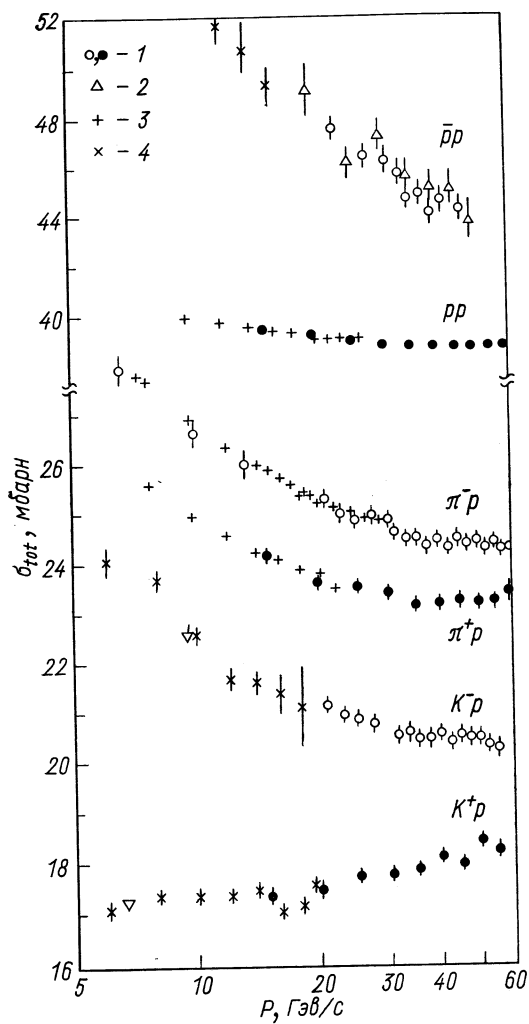


Рис. 1. Полные сечения $\pi^\pm p^-$, $K^\pm p^-$, pp^- и $\bar{p}p^-$ -рассеяния при энергиях $E \leq 60$ Гэв:

1 — результаты первых трех работ, приведенных в работе [1]; 2 — данные ранних измерений в Серпухове (четвертая работа в работе [1]); 3 — данные из работы [30]; 4 — данные из работы [29].

где начиная с серпуховских энергий величина Δ заметно отлична от нуля, ею и будем интересоваться в дальнейшем.

Серпуховские данные наглядно показали, что основные предположения модели полюсов Редже как модели высокоэнергетического рассеяния, явившиеся экстраполяцией экспериментальных данных при энергиях до 30 Гэв, могут иметь лишь ограниченную

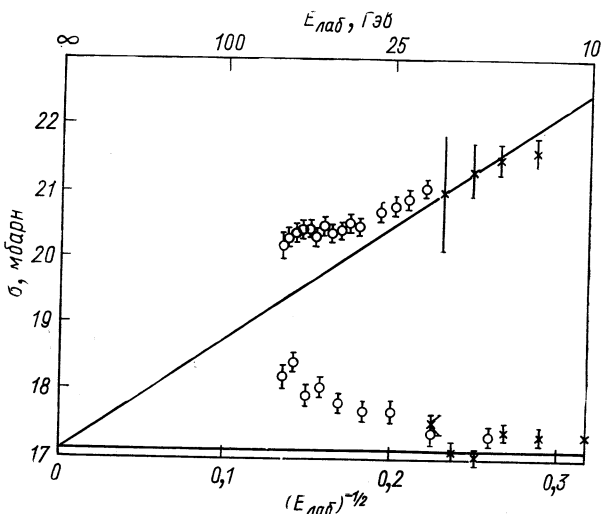


Рис. 2. Зависимость полных сечений K^+p -рассеяния от $(E_{\text{лаб}})^{-1/2}$. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 1.

область применения. Естественно, что при этом возрос интерес к таким результатам теории, которые строго следуют из основных ее положений, таких, как причинность, унитарность, и которым все частные модели должны удовлетворять. Поэтому серпуховские данные стимулировали развитие аксиоматических исследований, приведшее к получению и уточнению ряда асимптотических теорем. Эти результаты изложены, например, в обзорах [18, 28]. Здесь упомянем лишь один из них, полученный Иденом [12] и независимо Г. Г. Волковым, А. А. Логуновым и М. А. Мествиришвили [13]. Если полное сечение σ с увеличением энергии растет, то

$$\begin{aligned} \sigma/\bar{\sigma} &\rightarrow 1, \\ E &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3)$$

где $\bar{\sigma}$ — полное сечение рассеяния античастицы на той же мишени. Этот результат является строгой асимптотической теоремой. Он

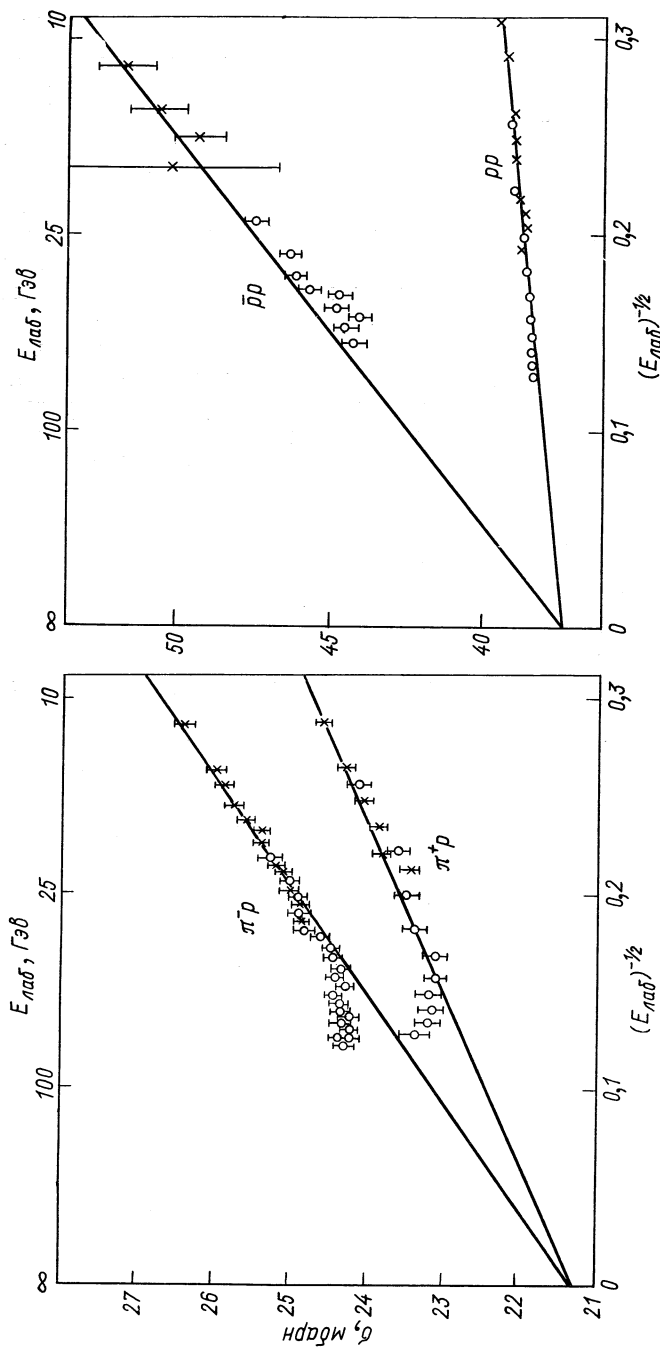


Рис. 3. Зависимость полных сечений $\pi^\pm p$ -, pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния от $(E_{\text{лаб}})^{-1/2}$. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 1.

не требует дополнительных физических предположений, которые придется делать для доказательства теоремы Померанчука в случае, когда $\sigma \rightarrow \text{const}$.

Помимо аксиоматических исследований, серпуховские данные стимулировали рассмотрение самых разнообразных моделей высокоэнергетического рассеяния. Здесь достаточно упомянуть квазипотенциальную модель [14], модели с полюсами Редже и разрезами определенного вида, с кратными полюсами Редже, с комплексными полюсами, модель Ченга и Ву и другие, обзор части которых был сделан в работе [11].

Таким образом, серпуховской эффект показал, что высокоэнергетическое рассеяние гораздо сложнее и интереснее, чем это представлялось ранее. Он открывает простор для непредвзятых теоретических исследований и делает измерение полных сечений одним из интереснейших экспериментов на новых, более мощных ускорителях.

2. ИЗМЕРЕНИЯ В ЦЕРНе: БЫСТРЫЙ РОСТ pp -СЕЧЕНИЯ

Среди моделей, привлекавшихся для объяснения серпуховского эффекта, подробнее других рассматривается модель полюсов Редже с разрезами, в которой наряду с полюсами в плоскости комплексного углового момента учитываются и разрезы [15, 16]; понятие разрезов настолько общее, что если не вводить новых полюсов, то любое отличие σ от σ_0 в формуле (2) объясняется разрезами. В данном случае речь идет о модели, основные предположения которой совпадают с предположениями модели полюсов Редже, и разрезы (так называемые «мягкие» разрезы) вычисляются через полюса по определенным правилам. Существенно, что для согласия с экспериментом эти разрезы снабжаются дополнительными параметрами. В результате модель сильно усложняется и, на наш взгляд, теряет многие привлекательные черты простой полюсной модели. Тем не менее эта модель описала серпуховской эффект, что видно из рис. 4, взятого из обзорного доклада на конференции в Батавии в сентябре 1972 г.

Указанная модель предсказывала очень медленный рост сечений с последующим выходом на константы. Обратим внимание, что для pp -сечения предсказанный рост особенно незначителен. В это же время на накопительных кольцах ЦЕРНа заканчивались уточнения измерений полного pp -сечения при больших эквивалентных энергиях. Точное измерение абсолютной величины сечения на накопительных кольцах оказалось непростым делом, тем не менее соответствующая методика была разработана и в начале 1973 г. были опубликованы данные [2], представленные на рис. 5.

Виден быстрый рост сечения, на много стандартных отклонений превышающий предсказания модели полюсов Редже с разрезами.

Ясно, что природа этого роста иная, чем в модели полюсов Редже с разрезами [15, 16]. Возникает вопрос: какова природа роста K^+p -сечения, ранее обнаруженного в Серпухове; может ли он иметь ту же природу, что и быстрый рост pp -сечения?

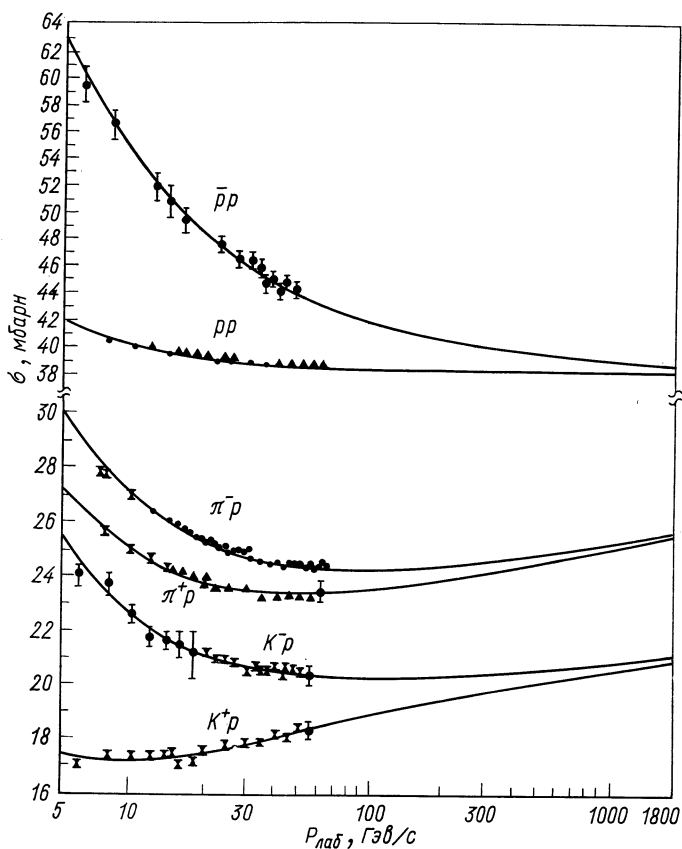


Рис. 4. Предсказания модели Редже с разрезами для полных сечений. Данные те же, что и на рис. 1.

Каков характер роста pp -сечения? Данные ЦЕРНа не дают однозначного ответа на этот вопрос. Однако поскольку они явно противоречат моделям с медленным ростом, то интересно рассмотреть противоположную крайность — модель с максимально

быстрым ростом сечения:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta; \quad \Delta = C \ln^2(E/E_0). \quad (4)$$

Именно такое поведение соответствует ограничению Фруассара — Мартена [4, 5], вытекающему из общих принципов теории. Константа C в этой формуле определяет асимптотическое поведение

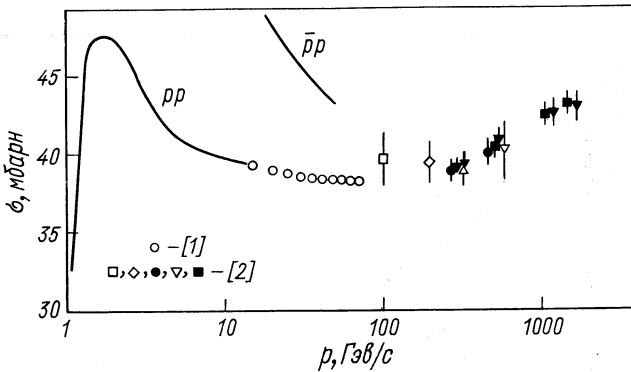


Рис. 5. Полные сечения $\rho\rho$ - и $\bar{\rho}\rho$ -рассеяния.

сечения, σ_0 учитывает предасимптотические члены. Член Δ обращается в нуль при $E = E_0$. Примем по определению, что

$$\Delta \equiv 0 \quad \text{при} \quad E < E_0, \quad (5)$$

т. е. E_0 — та энергия, начиная с которой становится заметным новый, неполюсной, механизм в сечении. Ясно, что вблизи $E = E_0$ член Δ очень мал и точная его форма не существенна, т. е. небольшой разрыв в σ второй производной при $E = E_0$, если необходимо всегда можно сгладить. При этом в качестве σ_0 можно просто взять полюсное приближение (1а).

Чтобы сократить число параметров модели, рассмотрим лишь случай, когда константа C универсальна для всех реакций. Этот выбор привлекателен тем, что при нем асимптотическое условие (3) выполняется не только для частиц и античастиц, но и для любой пары адронов: все сечения растут и приближаются друг к другу при асимптотических энергиях. Далее, можно надеяться, что механизм полного насыщения парциальных волн, приводящий к зависимости (4) (см. разд. 4), является единым для всех реакций. Так или иначе, предположим, что величина C универсальна, а E_0 зависит от процесса. С этим условием модель (4, 5) будем называть моделью универсального быстрого роста.

Таблица 1

Возможные значения постоянных C и E_0 (4) для pp - и K^+p -рассеяния. В самой нижней строке приведены значения σ (K^+p) при $E=200$ Гэв для соответствующих величин C и E_0

pp	C	0,8	0,3	0,2
	E_0	132	24	9
K^+p	C	0,7	0,3	0,2
	E_0	17	9	6
	σ (200)	22	20	19,5

В табл. 1 приведен набор значений C , E_0 , которые описывают pp -сечение. Видно, что эти параметры сильно коррелированы и экспериментальные данные допускают большой разброс в их значениях. Нетрудно проверить, что, используя те же значения C и выбирая E_0 , можно той же формулой (4) хорошо описать K^+p -сечение при серпуховских энергиях. Соответствующие значения параметров приведены в табл. 1. Из этого анализа, проведенного в 1973 г. [7, 8], следовало, что рост K^+p -сечения в Серпухове вполне может быть началом быстрого роста и иметь ту же природу, что и рост pp -сечения в ЦЕРНе. В табл. 1 указаны также предсказания этой модели для K^+p -сечения при 200 Гэв. Существенно, что минимальное предсказываемое значение составляло 19,5 мбарн, что значительно выше, чем в модели полюсов Редже с разрезами (в работе [16] для этой величины предсказано $18,6 \pm 0,2$ мбарн).

Таким образом, измерения в Батавии должны были проверить эти предсказания и решить вопрос о том, имеет ли серпуховской и черновский рост одну и ту же природу или имеем ли дело с разными физическими эффектами.

3. ИЗМЕРЕНИЯ В БАТАВИИ: УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ БЫСТРОГО РОСТА

Предварительные результаты измерений в Батавии при энергиях 50, 100, 150 и 200 Гэв на водородной мишени [3] даны на рис. 6—9.

Рассмотрим прежде всего K^+p -сечение (см. рис. 6). Новые данные хорошо согласуются с серпуховскими результатами даже без учета

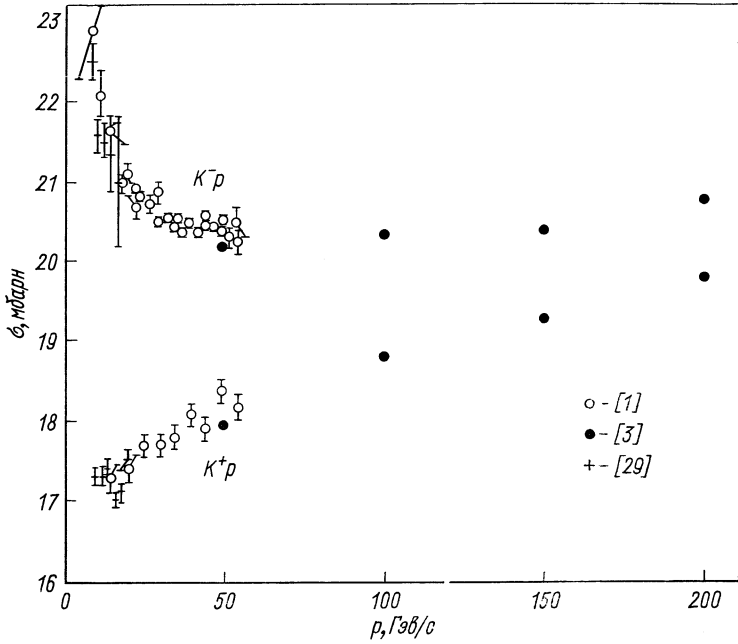


Рис. 6. Полные сечения $K^\pm p$ -рассеяния.

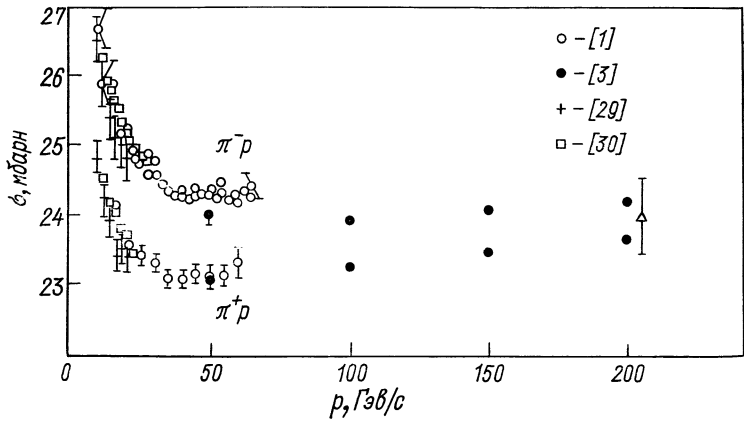


Рис. 7. Полные сечения $\pi^\pm p$ -рассеяния.

возможных систематических погрешностей. При 200 Гэв сечение равно 19,8 мбарн, т. е. сечение быстро растет, согласуется с предсказанием модели универсального быстрого роста и явно противоречит модели полюсов Редже с разрезами. Таким образом, ясно, что рост K^+p -сечения имеет ту же природу, что и рост pp -сечения в ЦЕРНе.

Из рис. 6—9 видно, что все сечения растут, кроме pp -сечения, которое заметно замедляет свое падение. Данные по pp -сечению

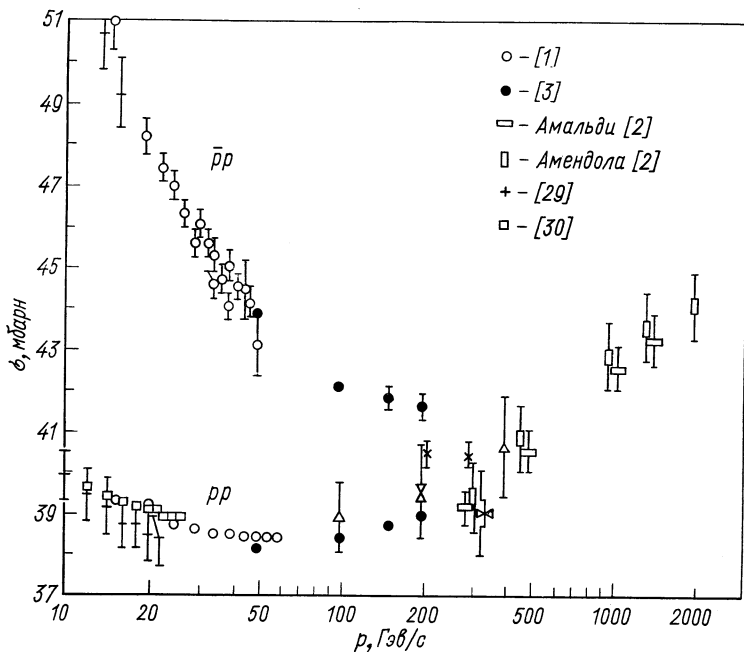


Рис. 8. Полные сечения pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния. Остальные обозначения см. в работе [3] (Серпухов, ЦЕРН, Батавия и др.).

плавно соединяют серпуховские и церновские данные. Всюду, кроме π^-p -сечения, имеется хорошее согласие с серпуховскими данными без учета систематических погрешностей. В случае π^-p -сечения для согласия нужно учитывать эти погрешности. К этому обстоятельству вернемся в разд. 6 при обсуждении разности сечений для $\pi^\pm p$ -рассеяния. В целом согласие новых и прежних данных очень хорошее.

Рассмотрим, как работает модель универсального быстрого роста для всех сечений. Фиксируя σ_0 из данных при энергиях до 30 Гэв (см. разд. 1), имеем в формуле (4) четыре параметра

(единое C и три параметра E_0 для трех пар сечений $p^\pm p$, $\pi^\pm p$ и $K^\pm p$), которые должны описать шесть величин Δ при всех достигнутых энергиях выше 30 Гэв. Набор этих параметров, удовлетворяющий экспериментальным данным, приведен в табл. 2.

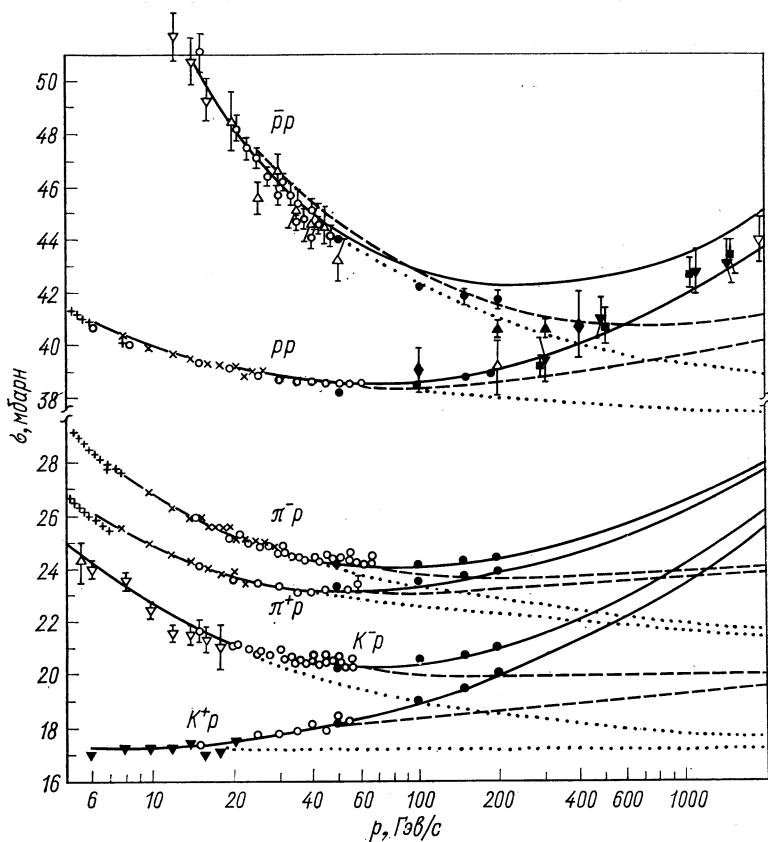


Рис. 9. Предсказания для полных сечений.

Обратим внимание на простое мнемоническое правило [31], которому подчиняются эти числа. Как видно из табл. 2, чем меньше сечение, тем меньше E_0 (или $s_0 \approx 2m_p E_0$), причем E_0 и сечение при $E = E_0$ почти пропорциональны. Вспомним, что E_0 — это энергия, которая необходима для «возбуждения» нового механизма. Можно сказать, что энергия возбуждения нового механизма, отнесенная к единице адронного сечения, является (почти) универсальной величиной.

На рис. 9 собраны все данные о полных сечениях вместе с теоретическими кривыми, отражающими изменения наших представлений о высокоэнергетическом рассеянии. Пунктирные кривые — модель полюсов Редже, которая была отброшена серпуховскими данными. Штриховые линии — модель полюсов Редже с разрезами [15, 16]. Она резко противоречит данным ЦЕРНа по pp -сечению и данным Батавии по $\pi^{\pm}p$ - и $K^{\pm}p$ -сечениям. Наконец, сплошные линии — это модель быстрого универсального роста (4, 5) с параметрами из табл. 2. Эта модель неплохо описывает все имеющиеся данные. Ясно, что можно придумать другие модели, с не столь быстрым ростом, которые, по-видимому, также опишут имеющийся эксперимент. Будем обсуждать эту наиболее «радикальную» модель, чтобы показать, насколько широк диапазон изменения наших представлений, вызываемых введением в строй новых ускорителей.

Верна ли модель быстрого роста? Будут ли сечения возрастать при больших энергиях? Ответ на этот важный вопрос могут дать только эксперименты при более высоких энергиях. Для детального изучения нового явления необходим более мощный ускоритель, ибо только тогда, когда новый член Δ в (4) будет составлять более значительную часть σ , можно надеяться на детальное исследование нового явления, началом которого явился серпуховской эффект.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Геометрический радиус и радиус взаимодействия. Напомним сначала некоторые общие понятия релятивистской теории рассеяния. В дальнейшем нас будет интересовать вопрос о том, может ли эффект роста сечений быть связан с «взаимодействиями на малых расстояниях», или он имеет чисто «периферическую» природу. В этой связи следует различать геометрический радиус частицы (или некоторой структуры внутри нее) от радиуса взаимодействия.

Начиная с работ Юкавы, геометрический радиус R_0 связывают с минимальной массой тех квантов, которые частица может испускать и обмен которыми вызывает рассеяние. Если масса этих квантов велика, то будем говорить о процессах на малых расстояниях.

Этот радиус следует отличать от радиуса взаимодействия, который может быть значительно больше геометрического, может

Таблица 2

Параметры модели универсального быстрого роста (4, 5) при $C=0,3$

Рассеяние	E_0	$\sqrt{s_0}$	$\sqrt{s_0}/\sigma_0$
$\frac{pp}{pp}$	24	7	0,2
$\pi^{\pm}p$	21	6,5	0,3
$K^{\pm}p$	10	4,5	0,3

расти с энергией и т. д. По определению радиус взаимодействия r характеризует зависимость амплитуды упругого рассеяния от переданного импульса q . Чем меньше эффективный переданный импульс, тем больше радиус взаимодействия, и наоборот: $r \approx 1/q$. Излучение частиц и другие неупругие каналы приводят к тому, что в упругом рассеянии эффективный переданный импульс падает. Это означает, что по определению радиус взаимодействия растет.

Проиллюстрируем эти понятия на примере тормозного излучения в квантовой электродинамике [17]. Пусть быстрая частица (электрон) рассеивается на гладком потенциале, отличном от нуля в области радиуса r . Типичный переданный импульс этого процесса $q \approx 1/r$, поэтому геометрический размер мишени и радиус взаимодействия здесь совпадают.

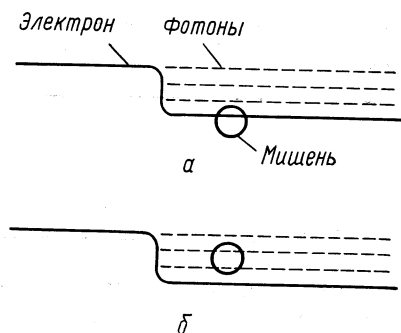


Рис. 10. Рассеяние электрона на гладком потенциале с испусканием фотонов (модель).

упругого рассеяния будет меньше, чем q , а следовательно, радиус взаимодействия будет больше r . Неупругие каналы, возможность излучения фотонов приводят как бы к «разбуханию» электрона, в результате чего радиус взаимодействия возрастает (рис. 10, а). С другой стороны, в этой модели включение взаимодействия с фотонами не меняет полного сечения. Это происходит потому, что электрон, летевший в центр мишени, из-за излучения фотона может «отскочить» в сторону и не провзаимодействовать с мишенью (см. рис. 10, б). Таким образом, в этой модели из-за излучения фотонов радиус взаимодействия растет, но мишень светлеет в центре, так что полное сечение постоянно.

В классическом (неквантовом) приближении радиус взаимодействия совпадает с эффективным прицельным параметром и пропорционален максимальному моменту количества движения, при котором еще происходит заметное рассеяние. В квантовом случае, если разложить амплитуду по парциальным волнам, также можно связать радиус взаимодействия с эффективным моментом. Такое определение радиуса взаимодействия было дано в работе А. А. Логанова и Нгуен Ван Хьеу [18], им и будем пользоваться в настоящей работе. Таким образом,

$$R_{вз}(s) = l_0(s)/k; \quad (6)$$

Пусть теперь электрон может излучать легкие частицы (фотоны ненулевой массы). Тогда весьма вероятно, что при рассеянии с переданным импульсом $q = 1/r$ электрон излучит несколько фотонов. Поэтому эффективный переданный импульс

здесь $k = \sqrt{s}/2$ — импульс частицы в системе центра инерции; l_0 выбирается так, чтобы вклад в амплитуду рассеяния от парциальных волн, соответствующих моментам $l > l_0$, был пренебрежимо мал. Обрезание вклада парциальных волн с большими l — следствие короткодействующего характера ядерных сил.

Представление прицельного параметра. Величина $l_0(s)$ зависит от энергии. С увеличением энергии число парциальных волн, существенных для описания процесса, растет, и фазовый анализ сильно усложняется. При больших s целесообразно перейти от суммирования по l к интегрированию по прицельному параметру $r = l/k$, а вместо парциальной амплитуды $a_l(s)$ рассматривать величину $b_r(s)$, которую будем называть прицельной амплитудой. При этом разложение амплитуды рассеяния по парциальным волнам

$$T(s, t) = \frac{16\pi}{s} \sum_l (2l+1) a_l(s) P_l(\cos \theta) \quad (7)$$

заменяется интегралом

$$T(s, t) = 8\pi \int_0^{\infty} r dr b_r(s) J_0(rq), \quad (8)$$

где $q = \sqrt{-t}$. Прицельный параметр r (в дальнейшем будем называть его просто радиусом) при больших энергиях имеет классический смысл, а величина $b_r(s)$ характеризует распределение интенсивности взаимодействия по радиусу.

Заметим, что разложением (8) формально можно пользоваться при любых энергиях, но указанная выше интерпретация входящих в него величин и равенство $a_l(s) = b_r(s)$ справедливы только при высоких энергиях. Полное сечение рассеяния получается интегрированием по радиусу мнимой части $b_r(s)$:

$$\sigma = \text{Im } T(s, 0) = 8\pi \int_0^{\infty} r dr \text{Im } b_r(s). \quad (9)$$

Введем также величину $b_r^{\text{in}}(s)$, интегрирование которой дает неупругое сечение:

$$\sigma^{\text{in}}(s) = 8\pi \int_0^{\infty} r dr b_r^{\text{in}}(s). \quad (10)$$

При этом полное упругое сечение дается аналогичным интегралом от $|b_r(s)|^2$. Тогда из условия унитарности следует [19], что

$$\text{Im } b_r(s) - |b_r(s)|^2 - b_r^{\text{in}}(s) = 0. \quad (11)$$

Из эксперимента известно, что отношение реальной части амплитуды к мнимой стремится при больших энергиях к нулю.

Поэтому далее будем рассматривать случай, когда $\operatorname{Re} b_r(s) \approx 0$. Тогда равенство (11) позволяет выразить все три сечения — полное, неупругое и упругое — через одну величину $\operatorname{Im} b_r(s)$. В частности, из (11) получаем

$$\operatorname{Im} b_r(s) = (1 \pm \sqrt{1 - 4b_r^{\text{in}}(s)})/2. \quad (12)$$

Из (12) следует, что

$$b_r^{\text{in}}(s) \leq 1/4. \quad (13)$$

С учетом (12) и (13) имеем, что при максимальном вкладе неупругих каналов

$$\operatorname{Im} b_r(s) = 1/2. \quad (14)$$

Соотношение (14) получается из (12) независимо от того, какое из двух решений выберем, если $b_r^{\text{in}}(s)$ достигает максимального значения $1/4$. Соотношение $\operatorname{Re} b_r = 0$ имеет место как в том случае, когда $\operatorname{Re} \delta_l = \pi$, так и тогда, когда $\operatorname{Re} \delta_l = 0$ (δ_l — фаза рассеяния). В первом случае надо перед корнем выбрать положительный знак, а во втором — отрицательный. В последнем случае

$$\operatorname{Im} b_r(s) \leq 1/2. \quad (14a)$$

Фруассаровское ограничение и модель быстрого роста. Исходя из самых общих принципов теории, можно показать, что вклад парциальных волн, отвечающих моментам l , большим, чем

$$l_{\text{макс}} = \sqrt{s} \ln Q(s)/4m_\pi, \quad (15)$$

где $Q(s)$ — полином, пренебрежимо мал в области высоких энергий [18, 5]. Из (15) и (6) следует, что

$$R_{\text{вз}}(s) \leq 2l_{\text{макс}}/\sqrt{s} = n \ln s/2m_\pi, \quad (16)$$

где $n \geq 1$ — степень полинома $Q(s)$.

Наиболее быстрый рост полного сечения, совместимый с аналитичностью, получается, если все парциальные волны с $l < l_{\text{макс}}$ достигают наибольшего значения, совместимого с унитарностью, т. е. насыщаются. Впервые ограничения такого рода на рост полных сечений было получено Фруассаром и Мартеном [4, 5]:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2(s/s_0). \quad (17)$$

Если насыщение парциальных волн с $l < l_{\text{макс}}$ связано с обменом тяжелыми квантами, а не π -мезонами, то $\sigma_{\text{tot}}(s)$ тоже будет расти при $s \rightarrow \infty$ как $\ln^2 s$, но константа пропорциональности будет меньше, чем в правой части (17).

Так же как и в случае ограничения Фруассара, максимально допустимый дважды логарифмический рост полного сечения в этом случае можно получить, положив в (9) при $s \rightarrow \infty$ с учетом (14)

и (14а)

$$\text{Im } b_r(s) = \begin{cases} 1/2 & r \leq R; \\ 0 & r > R; \end{cases} \quad (18)$$

$$R = \ln(s/s_0)/M = a \ln(s/s_0). \quad (19)$$

Величина R приобретает в интеграле по радиусу (9) такое же значение, что и $l_{\text{макс}}$ в разложении амплитуды по парциальным волнам. Так как логарифмический рост радиуса взаимодействия является максимально возможным, будем называть модель высокоэнергетического рассеяния, определяемую формулами (18) и (19), моделью быстрого роста [7, 8].

Из (9) и (18) при $s \rightarrow \infty$ получаем

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi R^2 = C \ln^2(s/s_0); \quad (20)$$

$$C = 2\pi a^2. \quad (21)$$

Выше зависимость (20) использовалась в случае, когда константа C универсальна для всех реакций. При этом из эксперимента следует, что $C = 0,3$ мбарн. Тогда $a = 0,07$ ферми. При этом, как видно из (19), значение M значительно, более чем на порядок превышает m_π и равно $2,8$ Гэв. Величина M характеризует массу квантов, обмен которыми приводит к насыщению парциальных амплитуд и быстрому росту полных сечений. Соответствующий этой массе геометрический радиус $a = 0,07$ ферми.

Таким образом, если верна эта модель, то рост полных сечений связан с проявлением «структуры» протона, которая имеет малый геометрический радиус.

Конечно, природа квантов с массой M пока совершенно не ясна. Важно, что такие кванты могут существовать и определять поведение полных сечений при $s \rightarrow \infty$. Это делает, на наш взгляд, экспериментальное исследование роста полных сечений и связанных с ним эффектов особенно интересным.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ БЫСТРОГО РОСТА

Модель быстрого роста и упругое рассеяние. Рассмотрим теперь с помощью этой модели различные эффекты и прежде всего упругое рассеяние [7].

Подставляя в формулу (8) выражение для $b_r(s)$ из (18), получаем при $s \rightarrow \infty$ амплитуду упругого рассеяния:

$$D_{ac}(s, t) = i4\pi R^2 J_1(Rq)/Rq. \quad (22)$$

Амплитуда $D_{ac}(s, t)$ в нашей модели описывает рассеяние при $s \rightarrow \infty$. Чтобы описать рассеяние при современных энергиях, нужно учесть предасимптотические члены, в выборе которых

имеется произвол. Аналогично тому, как это было сделано для сечения (4), положим, что полная амплитуда рассеяния при малых t :

$$T(s, t) = T_0 + D. \quad (23)$$

Амплитуда $D = 0$ при $s \leq s_0$ и мала вблизи s_0 . При $s \rightarrow \infty D \rightarrow D_{ac}$. Простейшим, на наш взгляд, выбором амплитуды D , удовлетворяющей перечисленным выше условиям, является функция, которая получается из D_{ac} при замене радиуса R в знаменателе и в аргументе функции Бесселя величиной R_1 :

$$R_1^2 = \rho^2 + R^2, \quad (24)$$

где ρ^2 в простейшем приближении не зависит от s . Множитель $i4\pi R^2$ при этом остается прежним. Таким образом, выбираем

$$D = i4\pi R^2 J_1(R_1 q) / R_1 q. \quad (22a)$$

Тогда для $T_0(s, t)$ можно использовать реджевскую параметризацию, полученную из экспериментов при $E < 30$ Гэв. Сохраняя в такой параметризации лишь не убывающие при $s \rightarrow \infty$ члены, получаем

$$\left. \begin{aligned} T_0(s, t) &= i\sigma_0 \exp\{B_0(s)t/2\}; \\ B_0(s) &= b_0 + 2\alpha' \ln s. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Структура протона и инклюзивные спектры. Рассмотрим, как зависит от радиуса прицельная амплитуда pp -рассеяния в этой модели. Разлагая каждый член равенства (23) по формуле (8), получаем соотношения:

$$\left. \begin{aligned} b_r(s) &= b_r^0(s) + d_r(s); \\ b_r^0(s) &= \frac{i\sigma_0}{8\pi B_0(s)} \exp\{-r^2/2B_0(s)\}; \\ d_r(s) &= \begin{cases} \frac{i}{2} \frac{R^2}{R_1^2} & r \leq R_1; \\ 0 & r > R_1. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Парциальная амплитуда b_r^0 соответствует реджевской амплитуде T_0 (25), а d_r — амплитуде D (22a).

На рис. 11 приведены кривые для b_r^0 в случае pp -рассеяния при серпуховских энергиях и при $E \approx 2000$ Гэв. Сравнивая эти кривые, видим, что эффективный радиус, соответствующий амплитуде T_0 , растет, а поглощающая способность в центре падает.

По-другому ведет себя амплитуда d_r . Это распределение (см. рис. 11) соответствует поглощающему диску, радиус которого и поглощающая способность в центре быстро растут с увеличением энергии.

Чтобы описать эксперименты по упругому рассеянию в широкой области — t , включающей для pp -рассеяния первый и второй максимумы, необходимо еще умножить D на $\exp(\chi t)$, где χ — некоторая константа. Такое видоизменение амплитуды D совершенно не сказывается на предсказаниях модели для малых $|t|$. Для распределения $d_r(s)$ в этом случае уже нельзя получить простой формулы типа (26).

Как видно из рис. 11, это распределение сильно «размазано», что на классическом языке соответствует «посерению» краев диска рассеяния. Однако поглощающая способность в центре слабо меняется с введением этого множителя. Таким образом, просветление в центре, которое наблюдается на графиках b_r^0 , для полной прицельной амплитуды b_r прекращается за счет влияния амплитуды d_r . Мы говорим о $b_r(s)$ [точнее, о $\text{Im } b_r(s)$], но можно вычислить и $b_r^{\text{in}}(s)$, эти распределения мало отличаются. При $s \rightarrow \infty$ распределения d_r и b_r описываются формулой (18).

Видно, что рассматриваемая модель предсказывает замедление падения, а затем и рост с энергией вклада в рассеяние от центральной области. Проверить это предсказание можно, исследуя инклюзивные спектры [32]. Так как анализ инклюзивных экспериментов позволяет установить, из какой области получается основной вклад в растущие полные сечения, эти опыты независимо от нашей модели представляют большой интерес.

Параметр наклона дифракционного конуса. Параметр наклона

$$B(s, t) = \frac{d}{dt} \ln \left| \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dt} \right| \quad (27)$$

в модели быстрого роста

$$B = (T_0 B_0 + D B_D) / (T_0 + D), \quad (28)$$

где B_D — параметр наклона, соответствующий амплитуде D . При $t = 0$ и $s \rightarrow \infty$

$$B = B_D = R^2/4 = a^2 \ln^2(s/s_0)/4. \quad (29)$$

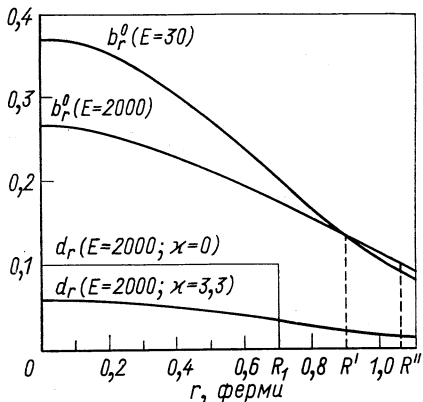


Рис. 11. Распределение по радиусу для различных прицельных амплитуд:

R'' и R' — расстояния, на которых $b_r^0(E=2000)$ и $b_r^0(E=30)$ убывают в e раз.

Для pp -рассеяния при серпуховских энергиях величина R^2 пренебрежимо мала по сравнению с ρ^2 , так что

$$B_D = R_1^2/4 \approx \rho^2/4. \quad (30)$$

Параметр наклона, соответствующий амплитуде T_0 , параметризуется на основе экспериментальных данных в области лабора-

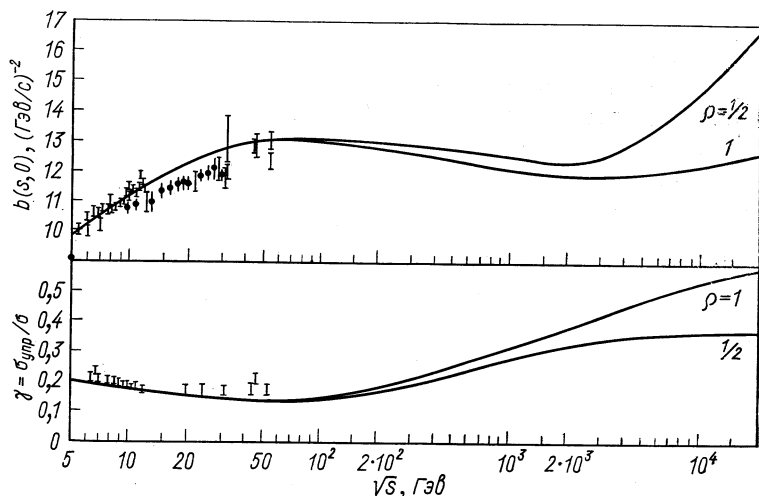


Рис. 12. Параметр наклона дифракционного конуса при $t = 0$ [$B(s, 0)$] и отношение упругого сечения к полному (γ) для pp -рассеяния в модели быстрого роста:

ρ — асимптотическое значение величины γ ; экспериментальные данные взяты из работ [20—23] (приведены только статистические погрешности).

торных энергий 10 — 50 $Гэв$, где $T_0 \gg D$:

$$B_0(s) = b_0 + 2\alpha' \ln s. \quad (31)$$

Численно [20, 7]

$$\rho^2 = 10; \quad b_0 = 6,8; \quad \alpha' = 0,47,$$

где все величины выражены в $(Гэв/c)^{-2}$. Учитывая, что

$$|T_0(0)| = \sigma_0 = 38,4 \text{ мбарн}, \quad (32)$$

а

$$|D(0)| = \Delta = C \ln^2(s/s_0) \quad (33)$$

[см. формулу (4)], находим из (28) параметр наклона $B(s, 0)$ (рис. 12). Как видно из рис. 12, кривая $B(s, 0)$ замедляет свой рост и в интервале s от 10^3 до 10^7 $Гэв^2$ остается практически постоянной на уровне 12 — 13 $(Гэв/c)^{-2}$. Лишь при $s > 10^7$ $Гэв^2$ $B(s, 0)$ начинает быстро расти.

С ростом $-t$ при фиксированном s параметр B убывает. Так, при $s = 2500 \text{ Гэв}^2$ он равен 13,0; 12,0 и 10,5 при $-t = 0; 0,1$ и $0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$ соответственно.

Отношение упругого сечения к полному γ остается на уровне 0,1—0,2 в интервале s от 100 до 10^5 Гэв^2 (см. рис. 12). Из рис. 12 видно также, что кривая $B(s, 0)$ неплохо согласуется с экспериментальными данными Серпухова, Батавии и ЦЕРНа [20—23].

Выполаживание $B(s, 0)$ в этой модели, на первый взгляд, представляется странным. Может показаться, что, добавив к амплитуде T_0 амплитуду D , наклон которой зависит от энергии как $\ln^2(s/s_0)$, должны были бы получить еще более быстрый рост $B(s, 0)$.

Такой эффект действительно будет наблюдаться при очень больших s , когда будут выполняться соотношения

$$R^2 \gg \rho^2; \quad |D| \gg |T_0|.$$

При современных же энергиях $B_D < B_0$, так что с ростом величины $|D/T_0|$, как видно из (28), увеличивается относительный вклад в $B(s, 0)$ от амплитуды с меньшим параметром наклона и кривая $B(s, 0)$ выполаживается.

Аналогичные расчеты можно сделать для K^+p -рассеяния. Подставляя в формулы (32) и (33) $\sigma_0 = 17,1 \text{ мбарн}$; $C = 0,3 \text{ мбарн}$; $s_0 = 16 \text{ Гэв}^2$ и полагая при $-t=0,2$ [26]

$$B_0 = 1,8 \ln s + 0,216, \quad (34)$$

получаем предсказание для $B(s; -0,2)$ при больших s . Сравнивая его с экспериментальными данными при $s = 80, 100$ и 200 Гэв^2 [24], имеем

$$\rho^2 \approx 0. \quad (35)$$

Кривая $B(s; -0,2)$ для K^+p -рассеяния изображена на рис. 13. В асимптотической области $s \gtrsim 10^6 \text{ Гэв}^2$ величина этого параметра растет примерно так же, как и для pp -рассеяния. При $10^3 \text{ Гэв}^2 < s < 10^6 \text{ Гэв}^2$ $B(s; -0,2 | K^+p)$ убывает гораздо быстрее, чем $B(s; 0 | pp)$ в той же области энергий, что связано с малостью константы ρ^2 (35).

Если будем уменьшать коэффициент перед $\ln s$ в формуле (34), то ρ^2 будет увеличиваться. Если положить этот коэффициент по аналогии с pp -рассеянием равным единице, что заметно про-

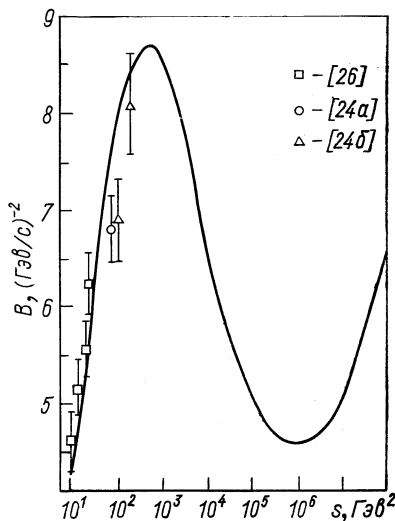


Рис. 13. Параметр наклона дифракционного конуса при $t = -0,2$ для K^+p -рассеяния в модели быстрого роста. Данные из работ [26, 24].

тиворечит эксперименту по K^+p при $s < 30 \text{ Гэв}^2$, то с экспериментальными данными при больших s будут согласовываться значения $\rho^2 = 0 \div 25 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$.

Из этих оценок следует, что большие значения ρ^2 для K^+p -рассеяния маловероятны, хотя не исключены. Влияние этого параметра на дифракционную картину рассмотрим ниже.

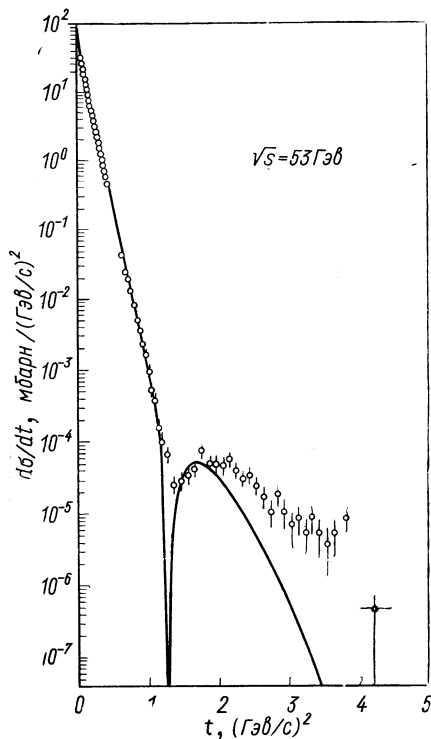


Рис. 14. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$:

сплошная кривая — предсказания модели быстрого роста; эксперимент из работы [25].

Дифракция на новой структуре в модели быстрого роста.

Очень интересно сравнить предсказания модели с экспериментом при $|t| \gtrsim 1 \text{ (Гэв/с)}^2$. Основ-

ной вклад в этой области дает амплитуда D , так как амплитуда T_0 убывает с ростом $|t|$ гораздо быстрее и в области второго максимума ею можно пренебречь по сравнению с D . Нельзя требовать от такой простой модели строгого количественного описания всех эффектов при больших $|t|$, где сечение падает на семь и более порядков и могут быть важны многие детали. В частности, амплитуда рассеяния в нашей модели остается чисто мнимой при всех t . Таким образом, для учета реальной части, а также и некоторых других эффектов модель требует уточнения. В то же время можно надеяться, что характерное свойство этой модели — наличие минимумов и максимумов — сохранится при таком уточнении.

Положение минимумов в нашей модели дается выражением

$$-t_{\text{мин}} = \lambda^2/R_1^2, \quad (36)$$

где λ — корни функции Бесселя первого порядка $J_1(z)$ (первый корень равен 5,14). Из (36) следует, что с ростом энергии величина $-t_{\text{мин}}$ должна уменьшаться. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными [25].

Если положение экстремумов дифференциального сечения в этой области хорошо предсказывается простой функцией Бесселя

(22а), то для того, чтобы описать абсолютное значение сечений в максимумах, необходимо домножить (22) на $\exp(\kappa t)$. Из опытов по pp -рассеянию на накопительных кольцах ЦЕРНа следует,

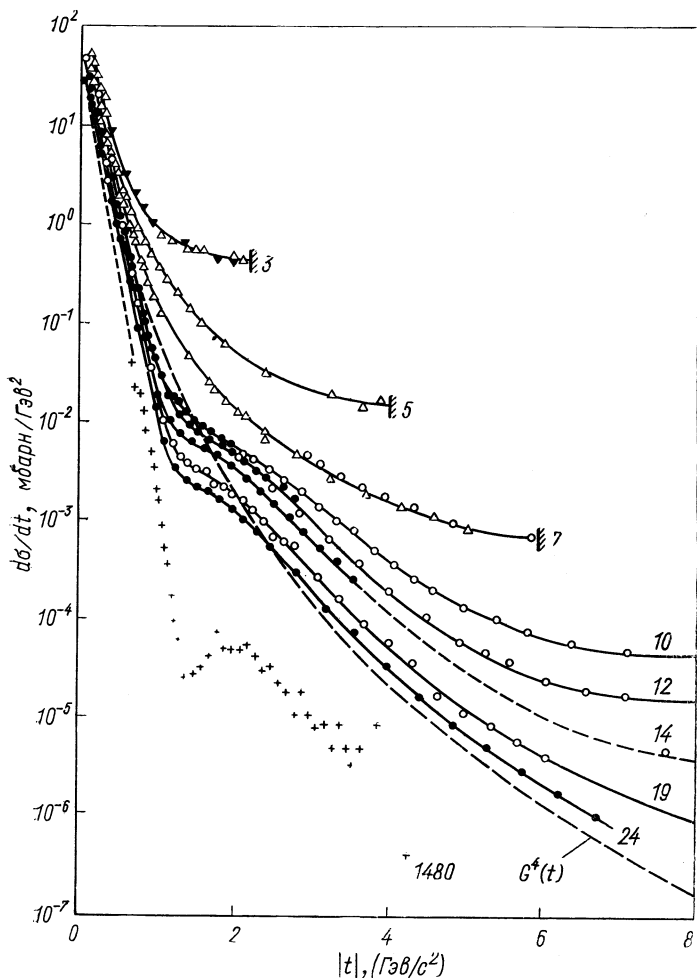


Рис. 15. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния. Цифрами на каждой кривой указаны значения импульса протона в лабораторной системе.

что [7] $\kappa \approx 3,3 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$, а за всеми другими параметрами можно сохранить значения, приведенные выше (рис. 14).

Рост величины сечений во втором максимуме по $|t|$ с ростом энергии — характерное свойство модели. Имеющиеся экспери-

ментальные указания не противоречат этому свойству [25]. Ясно, что их уточнение представляет большой интерес.

Пока отметим, что предсказания модели для pp -рассеяния: уменьшение величины $|t_{\text{мин}}|$, соответствующей положению первого минимума, и рост величины сечения во втором максимуме с ростом энергии, в разумных пределах согласуются с экспериментом при энергиях ЦЕРНа [25].

Дальнейшее изучение дифракционной структуры в pp -рассеянии, а также отхода от простой экспоненты при меньших энергиях представляет большой интерес. Имеющиеся экспериментальные данные представлены на рис. 15. Они требуют уточнения.

Согласно модели быстрого роста, дифракционная картина чередования минимумов и максимумов должна быть характерна для всех процессов. Однако энергии, при которых появляется такая картина, для разных процессов должны быть различными.

Так, для K^+p -рассеяния в связи с отмеченной в предыдущем разделе малостью параметра ρ^2 при достижимых на сегодняшний день энергиях s и импульсах t такая картина не должна наблюдаться.

Так, положив $\rho^2 = 0$ при $s = 200 \text{ Гэв}^2$, получаем из (36) — $t_{\text{мин}} = 30 (\text{Гэв}/c)^2$. Лишь при $s \approx 2 \cdot 10^6 \text{ Гэв}^2$ значение — $t_{\text{мин}}$ уменьшается до $1,5 (\text{Гэв}/c)^2$. Тем не менее даже при $\rho^2 = 0$ модель предсказывает определенное изменение наклона с ростом $|t|$. Исследования этого эффекта и его энергетической зависимости представляют большой интерес.

Экспериментальное исследование дифференциальных сечений в области $-t \gtrsim 1 (\text{Гэв}/c)^2$ интересно не только с точки зрения проверки различных моделей. Данные в этой области позволяют непосредственно изучать амплитуду D , которая несет ответственность за дифракцию, так как T_0 в этой области значительно меньше D и особенности новой структуры могут здесь проявиться ярче, чем при $t \approx 0$.

6. УБЫВАЮЩИЕ ЧЛЕНЫ В СЕЧЕНИЯХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ

До сих пор речь шла о главных, не убывающих при $s \rightarrow \infty$ членах в полных сечениях. Рассмотрим теперь, как ведут себя разности полных сечений частиц и античастиц. Изображенные на рис. 16 разности сечений $\Delta\sigma(Kp)$ и $\Delta\sigma(pp)$, полученные в Серпухове и Батавии [1, 3], хорошо согласуются друг с другом. Для разности $\Delta\sigma(p\bar{p})$ согласие имеет место с учетом систематической погрешности, указанной серпуховскими экспериментаторами. Раньше можно было думать, что природа систематической погреш-

ности чисто электромагнитная. Теперь видно, что это не так, потому что эта погрешность для данных, полученных в Батавии, должна оставаться прежней.

Во всяком случае, если верить, что разность сечений $\Delta\sigma$ (πp) описывается гладкой кривой, такую систематическую погрешность

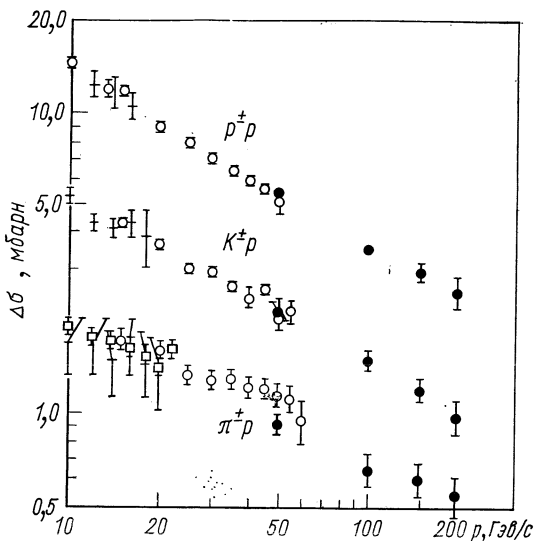


Рис. 16. Разность полных сечений $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -, $p p$ - и $\bar{p} p$ -рассеяния. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 6—8.

необходимо ввести. Пусть величина этой погрешности $-0,06$ мбарн для серпуховских данных и $+0,04$ мбарн для эксперимента в Батавии. Параметризуем, как обычно:

$$\Delta\sigma = Q/E^A. \tag{37}$$

Лучшее значение χ^2 для разности сечений получается при $A = 0,38$. При этом использовались данные, полученные на ускорителях в Брукхейвене, Серпухове и Батавии — всего 21 точка. Общий $\chi^2(21) = 11,4$. Полученная кривая хорошо согласуется и с данными каждой группы в отдельности. При этом данные для дифференциального сечения перезарядки под нулевым углом по-прежнему [27] не согласуются с дисперсионными соотношениями без вычитаний: $\chi^2_{\text{пер}}(14) = 226$.

Однако после введения систематических погрешностей зависимость χ^2 для разности сечений от параметра A в (37) описывается очень пологой кривой. Можно взять $A = 0,44$. При этом $\chi^2(21) = 20,8$, а $\chi^2_{\text{пер}}(14) = 11,2$. Следовательно, теперь нельзя говорить

о противоречии дисперсионных соотношений без вычитаний с экспериментом. Хотя один из аргументов в пользу наличия больших радиационных поправок к разности сечений в настоящее время утратил силу, возможность существования таких поправок совсем не исключена.

Для окончательного решения этого вопроса нужны независимые эксперименты. Первый такой эксперимент — измерение

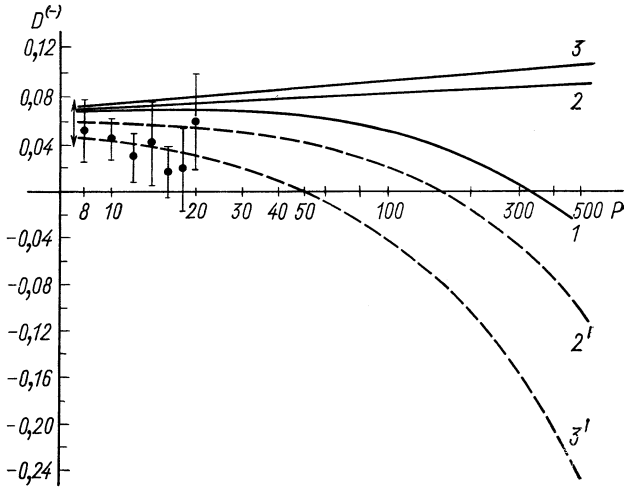


Рис. 17. Реальная часть амплитуды πN -перезарядки: 1 — получена из дисперсионных соотношений с вычитанием; разница между кривыми 2 и 2', 3 и 3' характеризует возможную величину радиационных поправок.

реальных частей амплитуды $\pi^\pm p$ -рассеяния. Предсказания различных моделей для учета радиационных поправок особенно чувствительны к результатам этого опыта. Из рис. 17 видно, что расхождение между кривой 3 (дисперсионная кривая для реальной части амплитуды перезарядки $D^{(-)}$) и кривой 3', которая соответствует $D^{(-)}$ при наличии небетевской электромагнитной фазы [27], растет с увеличением энергии. Таким образом, этот опыт ответит на вопрос о роли электромагнитных поправок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом обзоре старались показать, как менялись теоретические представления после опытов на ускорителях в Серпухове, ЦЕРНе и Батавии. Можно сказать, что серпуховской эффект положил начало новой физике адронов при высоких энергиях. В настоящее время очевидно, что для выяснения природы этого нового явления

необходим более мощный ускоритель, позволяющий исследовать взаимодействия разных видов частиц.

Что же касается опытов на имеющихся установках (Серпухов, ЦЕРН, Батавия), то с точки зрения роста полных сечений наибольший интерес представляют следующие:

- 1) экспериментальное изучение дифракционных процессов при $|t| \gtrsim 1$ (Γ_{36}/c)²;
- 2) исследование инклюзивных спектров во всей области изменения параметров;
- 3) измерение реальных частей $\pi^{\pm}p$ -рассеяния в кулоновской области.

В заключение нам хотелось бы выразить большую благодарность академику А. А. Логунову и М. А. Мествиришвили за обсуждение и ценные консультации и З. Р. Бабаеву за помощь в численных расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Denisov S. P. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 415; Denisov S. P. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 528; Denisov S. P. e.a. Nucl. Phys. B, 1973, v. 65, p. 4; Аллаби Д. В. и др. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 538; Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 500.
2. Amaldi U. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 112; Amendola S. R. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 119; Bromberg C. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1563; Dao F. T. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1627; Charlton G. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 119.
3. Carroll A. S. e.a. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p.p. 928, 932.
4. Froissart M. Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1053.
5. Martin A. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 1432; Nuovo cimento, 1966, v. 42, p. 930.
6. Cheng H., Wu T. T. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 1456; Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 647; Cheng H., Walker J. K., Wu T. T. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p.p. 97, 283.
7. Соловьев Л. Д. «Письма ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 455; 1974, т. 19, с. 185.
8. Соловьев Л. Д. В кн.: «Материалы II Международного совещания по нелокальным теориям поля. 1970 г. Азау, СССР». Дубна, 1970, с. 93; В кн.: «Материалы III Международного совещания по нелокальным теориям поля. 1973 г. Алушта, СССР». Дубна, 1973, с. 193.
9. Amaldi U. In: Proceedings of the 2nd Aix-en-Provence. International Conference on Elementary Particles. V. 41. 1973, p. 241.
10. Jacob M. NAL — Conf.—74/26 — THY, 1974.
11. Barger V., Phillips P. J. N. Nucl. Phys. B, 1971, v. 32, p. 93.
12. Eden P. J. Rev. Mod. Phys., 1971, 43, p. 15.
13. Волков Г. Г., Логунов А. А., Мествиришвили М. А. ТМФ, 1970, т. 4, с. 196.
14. Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н. В кн.: «Проблемы теоретической физики». Сборник, посвященный 60-летию Н. Н. Боголюбову. М., «Наука», 1969, с. 261.
15. Barger V., Phillips P. J. N. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 291.
16. Боресков К. Г. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 814.
17. Stodolsky L. SLAC — PUB — 684, 1971.
18. Логунов А. А., Нгуен Ван Хъеу. ТМФ, 1969, т. 1, с. 375; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталева О. А. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 3; т. 3, с. 515.

19. Halzen F. Lectures presented at the 1973 Summer Institute on Particle Interactions at Very High Energies. Louvain, Belgium.
20. Beznogikh G. G., Buyak A., Iovchev K. I. Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 274; Chernev Kh. M., Geshkov I. M., Ikov N. L. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 266.
21. Amaldi U. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 504.
22. Barbellini G. e.a. Phys. Lett., 1972, v. 39, p. 663.
23. Bartenev V. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1088.
24. а) Антипов Ю. М. и др. В кн.: «Материалы, представленные на XVII Международную конференцию по физике высоких энергий. Лондон, 1974».
б) Akerlof G. W. e.a. UM He 74-20, 1974.
25. ACHGT Collaboration. Presented by C. Rubbia at the XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972; Nagy E. e.a. In: Contribution to the XVII Intern. Conf. on High-Energy Physics. London, 1974.
26. Lasinski F. e.a. Nucl. Phys. B, 1972, v. 37, p. 1.
27. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 409.
28. Roy S. M. Phys. Reports C, 1972, v. 5, p. 128.
29. Galbraith W. e.a. Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 913.
30. Foley K. J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, pp. 330, 859.
31. Chanda R., Huz M. Preprint, Dublin University College.
32. Sakai S. Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 427.