ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P2 - 8230

Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев

О РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8230

Л.Д.Соловьев,* А.В.Щелкачев*

О РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

* ИФВЭ, Серпухов

I. В В Е Д Е Н И Е

В 1971 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-сечания, 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 серпуховского ускорителя мы (следуя установившейся практике) будем называть серпуховским эффектом.

Серпуховский эффект привлек большое внимание теоретиков и сделал измерение полных сечений одним из интереснейших экспериментов на новых ускорителях. В настоящее время мы имеем данные о протон-протонном сечении в области эквивалентных энергий 300-2000 Гэв, полученные в начале 1973 г. на накопительных кольцах ЦЕРН,/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 серпуховский эффект, но и показывают, что он может быть началом нового явления в физике высоких энергий - <u>быстрого</u> роста полных сечений.

В данной работе дан краткий обзор экспериментальных данных о полных сечениях, полученных в Серпухове, ЦЕРНе и Батавии. Мы покажем, 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 явился совершенной 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 был неожиданным.

Ясно, что теоретический анализ роста сечений сильно затруднен тем, что при достигнутых энергиях в сечениях все еще доминируют явно неасимптотические 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, будучи по возможности простыми, должны передавать основные особенности явлений. Одну из таких моделей /7,8/ мы подробно рассмотрим в этой работе. Подчеркнем еще раз, что интересна не сама модель, а лишь некоторые её общие свойства и те указания для эксперимента, которые из нее вытекают.

План работы следующий. В § 2 кратко обсуждается серпуховский эффект и его влияние на развитие теории. В § 3 рассмотрены данные с накопительных колец ЦЕРН о быстром росте pp-сечения. Получение этих данных поставило вопрос о том, не может ли быстрый рост pp-сечения иметь ту же природу, что и ранее обнаруженный в Серпухове рост K^+p-сечения. Положительный ответ на него приводил к определенным предсказаниям о поведении K^+p-сечения при энергиях ускорителя в Батавии. В § 4 приведены предварительные результаты измерений в Батавии, которые согласуются с представлением об универсальном быстром росте сечений. Дано сравнение имеющихся данных с теоретическими моделями, из которого видно, как менялись модели по мере ввода в строй новых ускорителей.

Заметим, что обзору серпуховских и церновских данных по полным сечениям посвящены также работы /8,9,10/.

§ 5 посвящен теоретическим соображениям по поводу растущих сечений. Прежде всего напоминаются и иллюстрируются общие понятия о геометрическом радиусе частицы, о радиусе взаимодействия и представлении прицельного параметра. Далее (46) рассматривается простая модель упругого pp-рассеяния, передающая основные известные черты этого процесса и согласующаяся с универсальным ростом сечений. Модель соответствует рассеянию на двух структурах. Первая доминирует при достигнутых энергиях. Её радиус медленно растет с ростом энергии, а центр светлеет. За рост полного сечения ответственно рассеяние на второй структуре, радиус которой быстро растет с энергией, а центр чернеет. Вторая структура ответственна и за дифракционную картину в упругом рассеянии при больших переданных импульсах. Рассмотрен наклон дифракционного конуса и отношение полного упругого сечения к полному в этой модели. Модель применена также к K^+p-рассеянию. Указаны эксперименты, которые представляют интерес с точки зрения роста полных сечений.

В § 7 рассматриваются разности полных сечений для частиц и античастиц. Они дают информацию об убывающих предасимптотических вкладах в сечениях. Проанализирован вопрос о поведении разности для $\Pi^{\pm}p$-сечений. Показано, что с учетом возможных систематических ошибок результаты Серпухова 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 ошибок неэлектромагнитного происхождения уменьшает точность данных таким образом, что в пределах ошибок согласие с дисперсионными соотношениями без вычитания не исключается. Для выяснения этого вопроса необходимо увеличение точности, а также независимые эксперименты. Одним из них является измерение реальных частей в Π^-p- и Π^+p-рассеянии вперед, которое обсуждается в § 6.

Основные выводы работы даются в Заключении.

2. Серпуховский эффект: рост K^+p-сечения, замедление падения других сечений.

На рис. I представлены хорошо теперь известные серпуховские данные /I/ о полных сечениях. Видно, что сечения $\pi^\pm p$ и K^-p в области энергий 30-60 Гэв резко замедлили свое падение. То же самое, но в меньшей степени, относится к сечению pp. Сечение K^+p, которое было практически постоянным в широком интервале 4-20 Гэв, начинает заметно расти. Неизменным в области серпуховских энергий остается лишь характер поведения сечения $\bar{p}p$.

Эти результаты резко противоречили предсказаниям принятой в то время феноменологической модели высокоэнергетического рассеяния - модели полюсов Редже , явившейся 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 параметры этой модели с большим числом низкоэнергетических данных. Главное же - эта модель удовлетворительно описывала большую совокупность данных по рассеянию в области 4-30 Гэв. Для полных сечений эта модель давала простую зависимость вида

$$\sigma_0 = a + b E^{-\frac{1}{2}} . \tag{I}$$

Здесь и в дальнейшем индексом o мы будем отмечать предсказания модели полюсов Редже ("нулевое приближение"). E - лабораторная энергия налетающей частицы в Гэв, a и b - параметры, которые выписаны в Табл. , взятой из работы /II/.

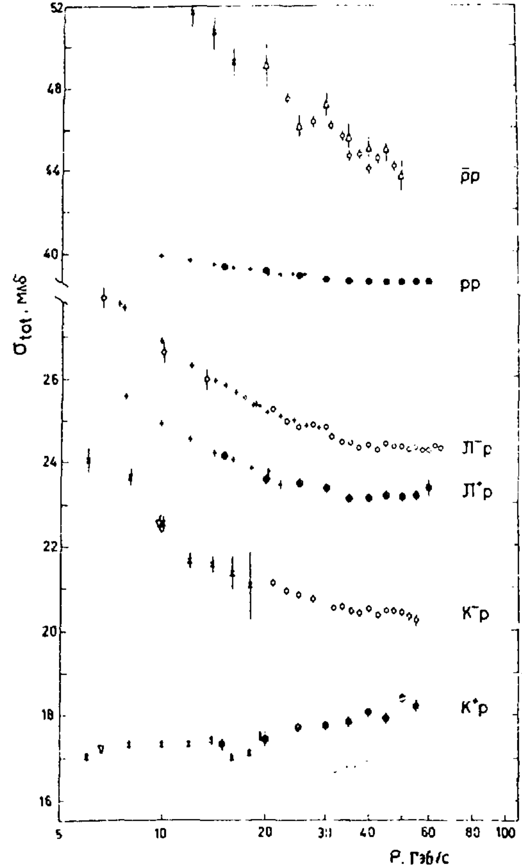

Рис. I. Полные сечения $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, pp- и $\bar{p}p$-рассеяния при энергиях $E \leq 60$ Гэв: светлые и темные кружки – результаты первых трех работ в /I/; Δ – данные ранних измерений в Серпухове (четвертая работа в /I/); + – Данные из /30/ и X-данные из /29/.

Таблица I.

$$\sigma_0(\pi^- p) = 21{,}3 + 17{,}6\ E^{-1/2}$$
$$\sigma_0(\pi^+ p) = 21{,}3 + 11{,}2\ E^{-1/2}$$
$$\sigma_0(K^- p) = 17{,}1 + 17{,}1\ E^{-1/2}$$
$$\sigma_0(K^- n) = 17{,}1 + 11{,}45\ E^{-1/2}$$
$$\sigma_0(K^+ p) = 17{,}1$$
$$\sigma_0(K^+ n) = 17{,}1$$
$$\sigma_0(\bar{p} p) = 37{,}4 + 50{,}7\ E^{-1/2}$$
$$\sigma_0(p p) = 37{,}4 + 7{,}4\ E^{-1/2}$$

Праметризация полных сечений в модели полюсов Редже - σ_0(4).

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

Мы можем записать полные сечения в виде

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

где, начиная с серпуховских энергий, величина Δ заметно отлична от нуля. Ею мы 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 ограниченную область применимости. Естественно, что при этом возрос интерес к таким результатам теории, которые строго следуют из её основных положений (таких,как причинность, унитарность) и которым все частные модели должны удовлетворять. Поэтому серпуховские данные стимулировали развитие аксиоматических исследований, что привело к получению и уточнению ряда асимптотических теорем. Эти результаты изложены, например, в обзорах /18,28/. Здесь мы упомянем лишь один из них, полученный Иденом /12/ и независимо Волковым, Логуновым и Мествиришвили /13/. Если полное сечение σ с ростом энергии возрастает, то

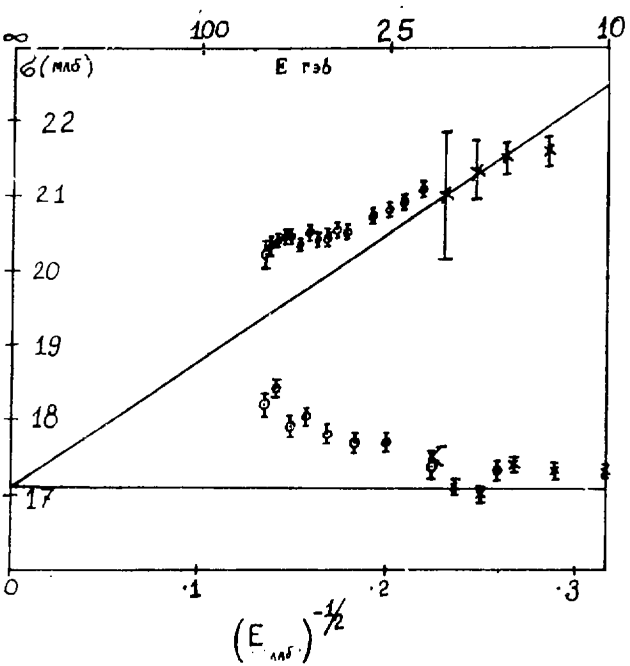

Рис. 2. Полные сечения $K^{\pm}p$–рассеяния как функции величины $(E_{лаб})^{-1/2}$. Экспериментальные данные те же, что и на рис. I.

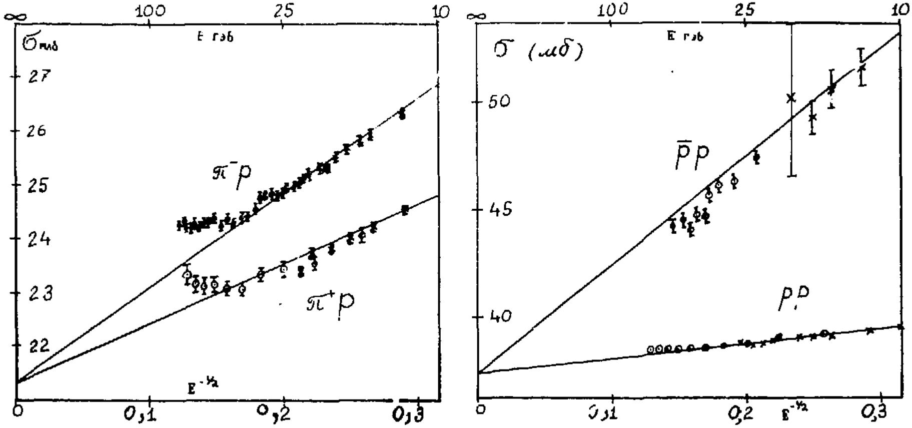

Рис. 3. Полные сечения $\pi^{\pm}p$,- pp- и $\bar{p}p$-рассеяния как функции величины $(E_{лаб})^{-I/2}$. Экспериментальные данные те же, что и на рис. I.

$$\sigma/\bar{\sigma} \xrightarrow[E\to\infty]{} 1, \qquad (3)$$

где $\bar{\sigma}$ – полное сечение рассеяния античастицы на той же мишени. Этот результат является строгой асимптотической теоремой. Он не требует дополнительных физических предположений, которые приходится делать при доказательстве теоремы Померанчука для $\sigma \to const$.

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 др. (обзор части моделей – см. работу /11/).

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

3. Измерения в ЦЕРНе: быстрый рост pp-сечения.

Среди моделей, привлекавшихся для объяснения серпуховского эффекта, подробнее других рассматривалась модель полюсов Редже с разрезами, в которой, наряду с полюсами в плоскости комплексного углового момента, учитывались и разрезы /15,16/. Надо сказать, что 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 пришлось снабдить дополнительными параметрами. В результате модель сильно усложнилась и, на наш взгляд, потеряла многие привлекательные черты простой полюсной модели. Тем не менее, она описала серпуховский 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 время на накопительных кольцах ЦЕРН заканчивались уточнения измерений полного сечения pp 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 сечения pp ?

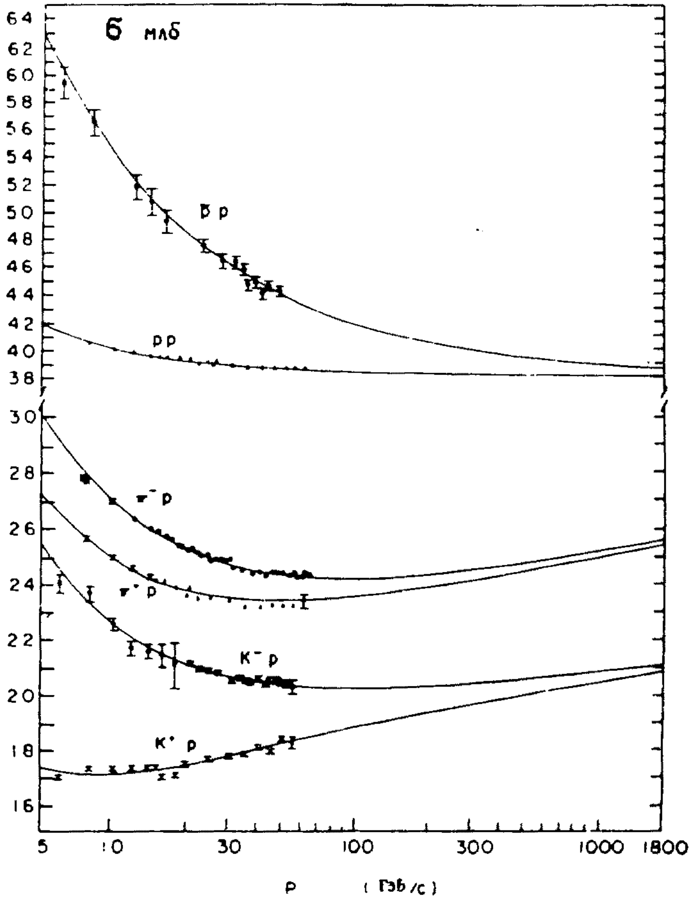

Рис. 4. Предсказания модели Редже с разрезами для полных сечений. Данные те же, что и на рис. I.

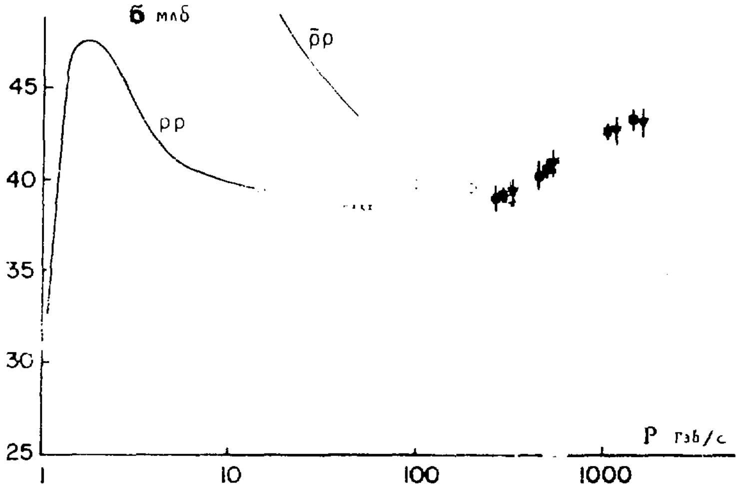

Рис. 5. Полные сечения pp- и p̄p-рассеяния: светлые кружки из /1/; □ ; ◇ , ● , ▽ и ■ – из /2/.

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

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \quad , \quad \Delta = c\,\ln^2(E/E_0) \ . \tag{4}$$

Именно такое поведение соответствует ограничению Фруассара–Мартэна,[4,5] вытекающему из общих принципов теории.

Константа C в этой формуле определяет асимптотическое поведение сечения, σ_0 учитывает предасимптотические члены. Член Δ обращается в нуль при $E = E_0$. Мы примем по определению, что

$$\Delta \equiv 0 \qquad \text{при} \qquad E < E_0 \ , \tag{5}$$

т.е. E_0 – это та энергия, начиная с которой становится заметным новый, не полюсной, механизм в сечении. Ясно, что вблизи $E = E_0$ член Δ очень мал и точная его форма несущественна (так что небольшой разрыв второй производной в σ при $E = E_0$ при необходимости всегда можно сгладить). При этом в качестве σ_0 мы можем просто взять полюсное приближение (формула (I) и таблица (I)).

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 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. § 5), является единым для всех реакций. Так или иначе, мы предполагаем, что C универсально, а величина E_0 зависит от процесса. Модель (4,5) с этим условием мы будем называть моделью универсального быстрого роста.

В табл.2 приведен набор значений C, E_0, которые описывают сечение pp. 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. 2 .

Из этого анализа, проведенного в 1973 г.,/7,8/ следовало, что рост K^+p-сечения в Серпухове вполне мог быть началом быстрого роста и иметь ту же природу, что и рост pp-сечения в ЦЕРНе.

В табл.2 указаны также предсказания этой модели для K^+p-сечения при 200 Гэв. Существенно, что минимальное предсказываемое значение составляло 19,5 мбн, что значительно выше, чем в модели полюсов Редже с разрезами (в работе /16/ для этой величины предсказано $18{,}6 \pm 0{,}2$ мбн).

Таким образом, измерения в Батавии должны были проверить эти предсказания и решить вопрос о том, имеет ли эффект

Таблица 2.

PP	C	0,8	0,3	0,2
	E_0	I32	24	9
K^+P	C	0,7	0,3	0,2
	E_0	I7	9	6
	$\sigma(200)$	22	20	I9,5

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.

роста сечения, обнаруженный в Серпухове и ЦЕРНе, одну и ту же природу или мы имеем дело с разными физическими эффектами.

4. Измерения в Батавии: универсальность быстрого роста.

На рис. 6,7,8 и 9 представлены предварительные результаты измерений в Батавии при энергиях 50, 100, 150 и 200 Гэв на водородной мишени /3/.

Рассмотрим прежде всего K^+p-сечение, рис. 6. Новые данные хорошо согласуются с серпуховскими результатами даже без учета возможных систематических погрешностей. При 200 Гэв сечение равно 19,8 мбн, т.е. 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. 6,7,8 и 9 мы видим, что все сечения растут, кроме $\bar{p}p$, которое заметно замедляет свое падение. Данные по pp плавно соединяют серпуховские и церновские данные. Всюду, кроме Π^-p, имеется хорошее согласие с серпуховскими данными, без учета систематических ошибок. В случае Π^-p для согласия нужно их учитывать. Мы вернемся к этому обстоятельству в § 7 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 (табл. I), , мы имеем в формуле (4) четыре параметра (единое C и три параметра E_0 для трех пар сечений

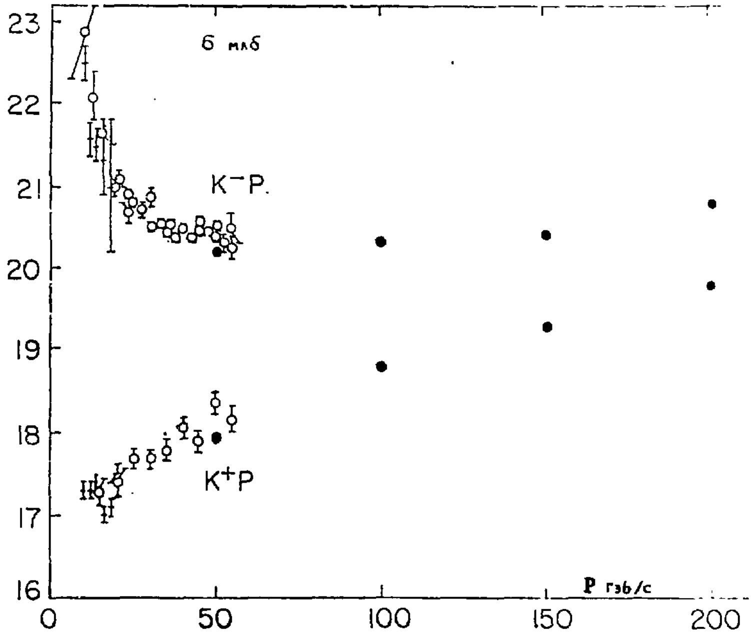

Рис. 6. Полные сечения $K^{\pm}p$-рассеяния. Обозначения o – /1/; ● – /3/; + – /29/ (Серпухов, Батавия и др.).

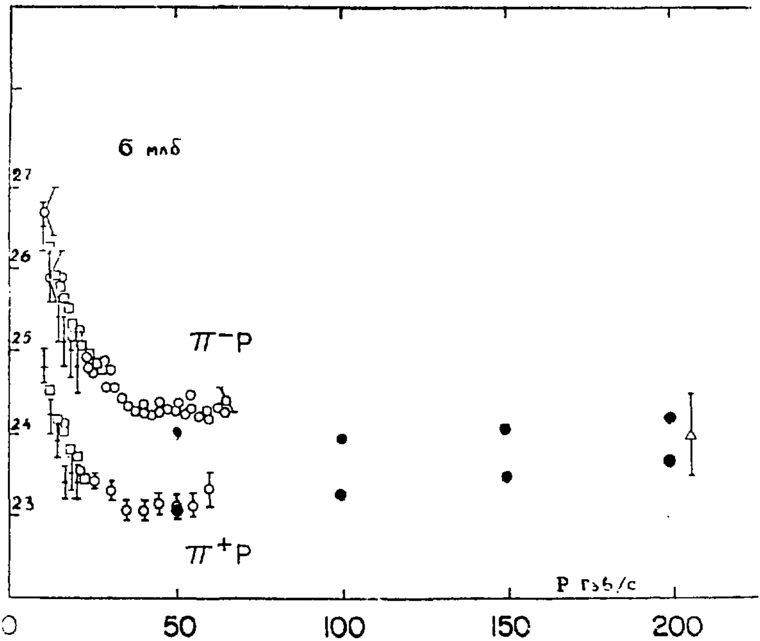

Рис. 7. Полные сечения $\Pi^{\pm}p$–рассеяния. Обозначения: o – /I/; ● – /3/; + – /29/, □ – /30/ (Серпухов, Батавия и др.).

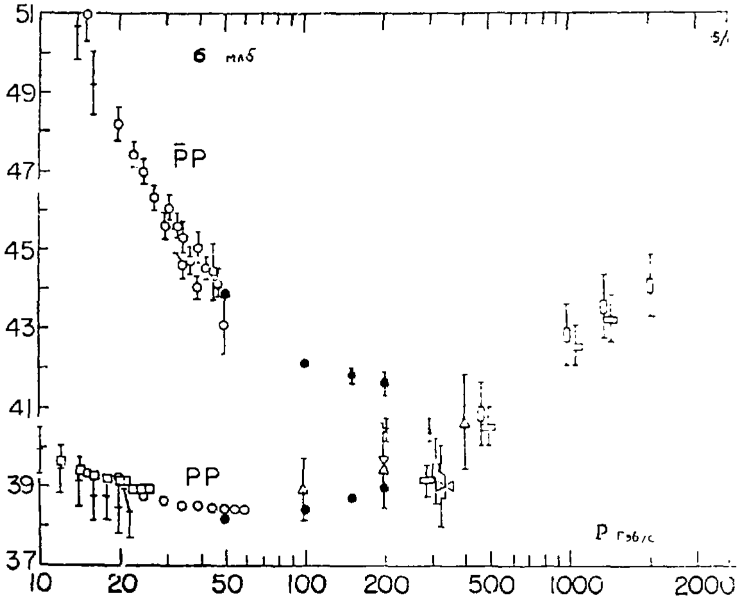

Рис. 8. Полные сечения pp- и p̄p-рассеяния. Обозначения:
o - /I/; ● - /3/; ▭ - Амальди /2/;
▯ - Амендола /2/; + - /29/; □ - /30/;
остальные-см. /3/ (Серпухов, ЦЕРН, Батавия и др.).

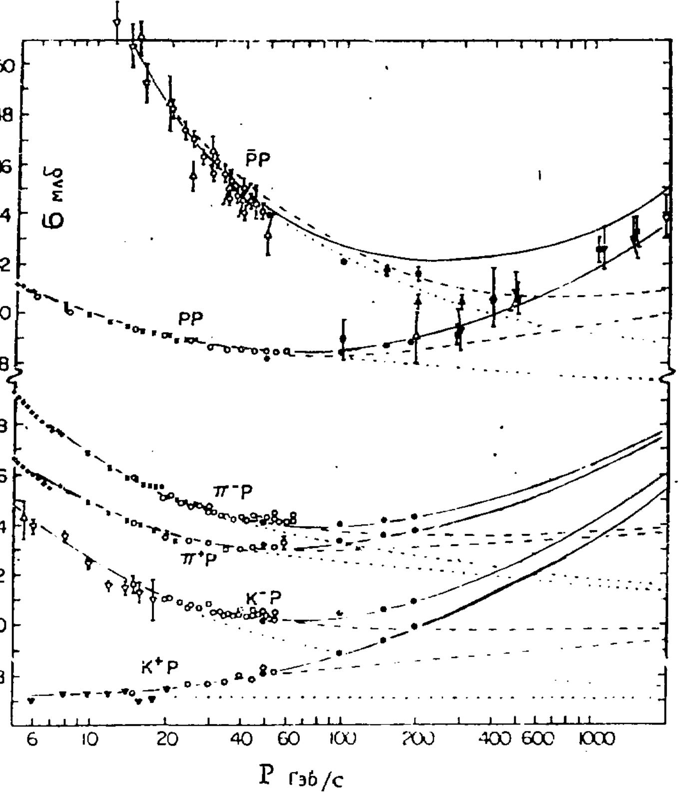

Рис. 9. Предсказания для полных сечений:

а) модели полюсов Редже – пунктирные линии; б) модели Редже с разрезами – линии из штрихов; в) модели быстрого роста – сплошные линии.

$p^{\pm}p$, $\Pi^{\pm}p$ 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. 3.

Обратим внимание на простое мнемоническое правило /31/, которому подчиняются эти числа. Как видно из табл. 3, чем меньше сечение, тем меньше E_0 (или $s_0 = 2m_p E_0$), 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 – это модель полюсов Редже, которая была опровергнута серпуховскими данными. Штриховые линии – модель полюсов Редже с разрезами /15,16/. Она резко противоречит данным ЦЕРН 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. 3. 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. Мы обсуждаем эту наиболее "радикальную" модель, чтобы показать, насколько широк диапазон изменения наших представлений, вызываемого введением в строй новых ускорителей.

Таблица 3.

	C	E_0	$\sqrt{s_0}$	$\sqrt{s_0}/\sigma_0$
pp $\bar{p}p$		24	7	0,2
$\pi^{\pm}p$	0,3	2I	6,5	0,3
$K^{\pm}p$		I0	4,5	0,3

Параметры модели универсального быстрого роста /4,5/.

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 серпуховский эффект.

5. Теоретические соображения.

Разумеется, очень важно исследовать на имеющихся ускорителях те эффекты, которые могут быть связаны с ростом сечений. Чтобы указать такие эффекты, нужно привлекать теоретические модельные соображения.

5.I 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 отличать геометрический радиус частицы (или некоторой структуры внутри неё) 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 мы говорим о процессах на малых расстояниях.

Этот радиус следует отличать от радиуса взаимодействия, который может быть значительно больше геометрического, может расти с энергией и т.д. По определению, радиус взаимодействия r определяет зависимость амплитуды упругого рассеяния от переданного импульса q. Чем меньше эффективный переданный импульс, тем больше радиус взаимодействия, и наоборот: $r \simeq 1/q$. 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 $q \simeq 1/r$, поэтому геометрический размер мишени и радиус взаимодействия здесь совпадают.

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 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. 10а).

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 (рис. 10в). 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 количестве 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.Логунова и Нгуен Ван Хьеу /18/. Им мы и будем пользоваться.

Таким образом,

$$R_{ез}(s) = \ell_o(s)/k . \qquad (5)$$

Здесь $k = \sqrt{s}/2$ – импульс частицы в системе центра инерции, а величина ℓ_o выбирается так, чтобы вклад в амплитуду рассеяния от парциальных волн, соответствующих моментам $\ell > \ell_o$, был пренебрежимо мал. Обрезание вклада парциальных волн с большими ℓ является следствием короткодействующего характера ядерных сил.

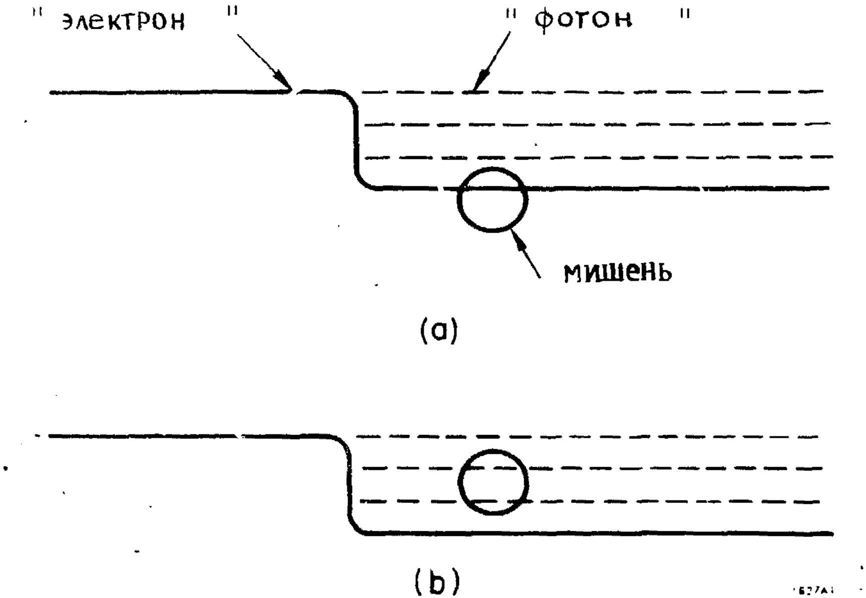

Рис. 10. Рассеяние "электрона" на гладком потенциале с испусканием "фотонов" (Модель).

5.2. Представление прицельного параметра.

Величина $\ell_0(s)$ зависит от энергии. С ростом 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 $r = \ell/k$, а вместо парциальной амплитуды $a_\ell(s)$ рассматривать величину $b_r(s)$, которую мы будем называть прицельной амплитудой. При этом разложение амплитуды рассеяния по парциальным волнам

$$T = \frac{16\pi}{s} \sum_\ell (2\ell+1) a_\ell(s) P_\ell(\cos\theta) \tag{7}$$

заменяется интегралом

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

где $q = \sqrt{-t}$.

Прицельный параметр r (в дальнейшем мы 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 $a_\ell(s) = b_r(s)$ справедливы только при высоких энергиях.

Полное сечение рассеяния получается интегрированием по радиусу мнимой части $b_r(s)$:

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

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

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

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

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

Из эксперимента известно, что отношение реальной части амплитуды к мнимой стремится при больших энергиях к нулю. Поэтому далее мы будем рассматривать случай, когда $Re\, b_r(s) \simeq 0$. Тогда равенство (11) позволяет выразить все три сечения - полное, неупругое и упругое - через одну величину - $Im\, b_r(s)$.

В частности, из (11) получаем

$$Im\, b_r(s) = \frac{1}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - 4 b_r^{in}(s)}\right). \tag{12}$$

Из (12) следует, что

$$b_r^{in}(s) \le 1/4\,. \tag{13}$$

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

$$Im\, b_r(s) = 1/2\,. \tag{14}$$

Соотношение (I4) получается из (I2) независимо от того, какое из двух решений мы выбираем, если $b_r^{in}(s)$ достигает максимального значения I/4. Соотношение $\mathrm{Re}\, b_r = 0$ имеет место как в том случае, когда $\mathrm{Re}\,\delta_\ell = \pi$,так и тогда, когда $\mathrm{Re}\,\delta_\ell = 0$ (δ_ℓ - фаза рассеяния). В первом случае надо перед корнем выбрать положительный знак, а во втором - отрицательный. В последнем случае

$$\mathrm{Im}\, b_r(s) \leq 1/2 . \tag{I4a}$$

5.3. Фруассаровское ограничение и модель быстрого роста.

Исходя из самых общих принципов теории можно показать, что вклад парциальных волн, отвечающих моментам ℓ , большим чем

$$\ell_{max} = \sqrt{s}\, \ln Q(s)/4m_\pi , \tag{I5}$$

где $Q(s)$ - полином, пренебрежимо мал в области высоких энергий /I8,5/. Из (I5) и (6) следует, что

$$R_{el}(s) \leq 2\ell_{max}/\sqrt{s} = n \ln s/2m_\pi , \tag{I6}$$

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

Наиболее быстрый рост полного сечения, совместимый с аналитичностью, получается, если все парциальные волны с $\ell < \ell_{max}$ достигают наибольшег. значения, совместимого с унитарностью, то есть насыщаются. Впервые ограничение такого рода на рост полных сечений было получено Фруассаром и Мартэном /4,5/

$$\sigma_{tot}(s) \underset{s\to\infty}{\leq} \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2(s/s_0) . \qquad (17)$$

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

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

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

$$R = (1/M) \ln(s/s_0) = a \ln(s/s_0) , \qquad (19)$$

Величина R играет в интеграле по радиусу (9) такую же роль, как ℓ_{max} в разложении амплитуды по парциальным волнам. Так как логарифмический рост радиуса взаимодействия является максимально возможным, мы будем называть модель высокоэнергетического рассеяния, определяемую формулами (18) и (19), моделью быстрого роста /7,8/.

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

$$\sigma_{tot} = 2\pi R^2 = c \ln^2(s/s_0) \qquad (20)$$

$$c = 2\pi a^2 . \qquad (21)$$

Выше в § 3 мы использовали зависимость (20) в случае, когда константа c универсальна для всех реакций. При этом из эксперимента следует, что $C = 0{,}3$ мбн. Тогда величина $a = 0{,}07$ ф. При этом, как видно из (19), величина M значительно, более чем на порядок, превышает m_π и равна 2,8 Гэв.

Мы видели, что M характеризует массу квантов, обмен которыми приводит к насыщению парциальных амплитуд и быстрому росту полных сечений. Соответствующий этой массе геометрический радиус $a = 0{,}07$ ф.

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 неясна. Важно, что такие кванты могут существовать и определять поведение полных сечений при $s \to \infty$. Это делает, на наш взгляд, экспериментальное исследование роста полных сечений и связанных с ним эффектов особенно интересным.

6. Экспериментальные следствия модели быстрого роста.

6.I. Модель быстрого роста и упругое рассеяние.

Рассмотрим теперь с помощью этой модели различные эффекты и прежде всего упругое рассеяние /7/.

Подставляя в формулу (9) выражение для $b_r(s)$ из (18), получим при $s \to \infty$ амплитуду упругого рассеяния

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

Амплитуда $D_{ac}(s,t)$ в нашей модели описывает рассеяние при $s \to \infty$. Чтобы описать рассеяние при современных энергиях, нужно учесть предасимптотические члены, в выборе которых имеется произвол. Аналогично тому, как это было сделано для сечения (4), мы положим, что полная амплитуда рассеяния при малых $|t|$

$$T(s,t) = T_0 + D. \tag{23}$$

Амплитуда D = 0 при $s \leq s_0$ и мала вблизи s_0. При $s \to \infty$ $D \to D_{ac}$. 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:

$$R_1^2 = \rho^2 + R^2, \tag{24}$$

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

$$D = i4\pi R^2 \cdot J_1(R_1 q) / R_1 q. \tag{22a}$$

Тогда для $T_0(s,t)$ мы можем использовать редже́вскую параметризацию, полученную из экспериментов при $E <$ 30 Гэв. Сохраняя в такой параметризации лишь неубывающие при $s \to \infty$ члены, получаем

$$T_0(s,t) = i\sigma_0 \exp\left(B_0(s) \cdot t/2\right) \tag{25}$$

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

6.2. Структура протона и инклюзивные спектры.

Рассмотрим, как зависит от радиуса прицельная амплитуда pp-рассеяния [illegible] модели.

Разлаг[illegible] член равенства (27) по формуле (8), получаем соот[illegible]

$$b_r(s) = \overset{o}{b}_r(s) + d_r(s)$$

$$\overset{o}{b}_r(s) = \left(i\sigma_0/8\pi B_0(s)\right)\exp\left(-r^2/2B_0(s)\right) \qquad (26)$$

$$d_r(s) = \begin{cases} (i/2)R^2/R_1^2 & r \le R_1 \\ 0 & r > R_1\,. \end{cases}$$

Парциальная амплитуда $\overset{o}{b}_r$ соответствует реджевской амплитуде T_0 (25), а d_r соответствует амплитуде D (22а).

На рис. II приведены кривые для $\overset{o}{b}_r$ в случае pp-рассеяния при серпуховских энергиях и при $E \simeq 2000$ Гэв. Сравнивая эти кривые, мы видим, что эффективный радиус, соответствующий амплитуде T_0, растет, а поглощающая способность в центре падает.

По-другому ведет себя амплитуда d_r. Это распределение, рис. II, соответствует поглощающему диску, радиус которого и поглощающая способность в центре быстро растут с ростом энергии.

Заметим, что для описания экспериментов по упругому рассеянию в широкой области t, включающей для pp-рассеяния первый и второй максимумы, нужно еще умножить D на $\exp(\varkappa t)$, где $\varkappa$ - некоторая константа. Такое видоизменение амплитуды D совершенно не сказывается на предсказаниях модели при малых $|t|$. Для распределения $d_r(s)$ в этом случае уже нельзя получить простой формулы типа (26).

Как видно из рис. II, 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 $Im\, b_r(s)$, но можно вычислить и $b_r^{in}(s)$, эти распределения мало отличаются. При $s \to \infty$ распределения d_r и b_r описываются формулой (I8).

Мы видим, 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 дает возможность установить, из какой области получается основной вклад в растущие полные сечения, эти опыты, независимо от нашей модели, представляют большой интерес.

6.3. Параметр наклона дифракционного конуса.

Параметр наклона

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

в модели быстрого роста равен

$$B = (T_0 B_0 + D B_D)\big/(T_0 + D), \tag{28}$$

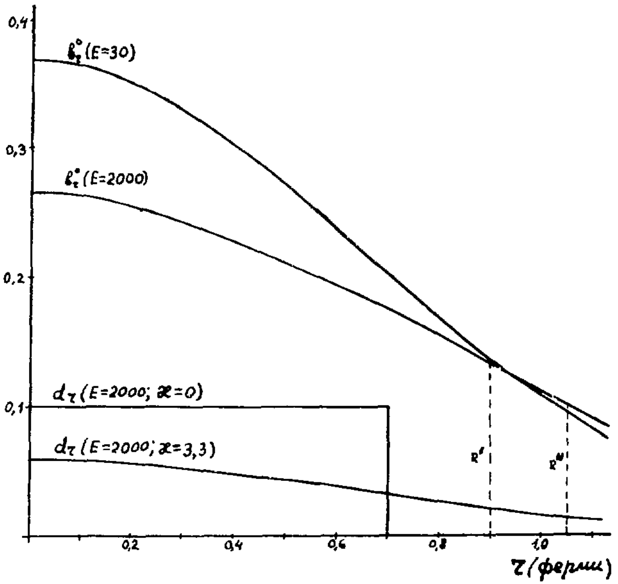

Рис. II. Распределение по радиусу для различных прицельных амплитуд: b_r^0 (2000); b_r^0 (30); d_r ($\varkappa = 0$) d_r ($\varkappa = 3,3$). R'' и R' – расстояния, на которых b_r^0 (2000) и b_r^0 (30) убывают в "е" раз.

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

$$B = B_D = \frac{R^2}{4} = \frac{a^2}{4}\,\ell n^2(s/s_0). \qquad (29)$$

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

$$B_D = R_1^2/4 \simeq \rho^2/4. \qquad (30)$$

Параметр наклона, соответствующий амплитуде T_0, параметризуется на основе экспериментальных данных в области лабораторных энергий 10–50 Гэв, где $T_0 \gg D$:

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

Численно /20,7/

$$\rho^2 = 10., \quad b_0 = 6{,}8, \quad \alpha' = 0{,}47, \qquad (32)$$

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

$$|T_0(0)| = \sigma_0 = 38.4 \text{ мбн}, \qquad (33)$$

а

$$|D(0)| = \Delta = c\,\ell n^2(s/s_0), \qquad (34)$$

(см. (4) и § 3) 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

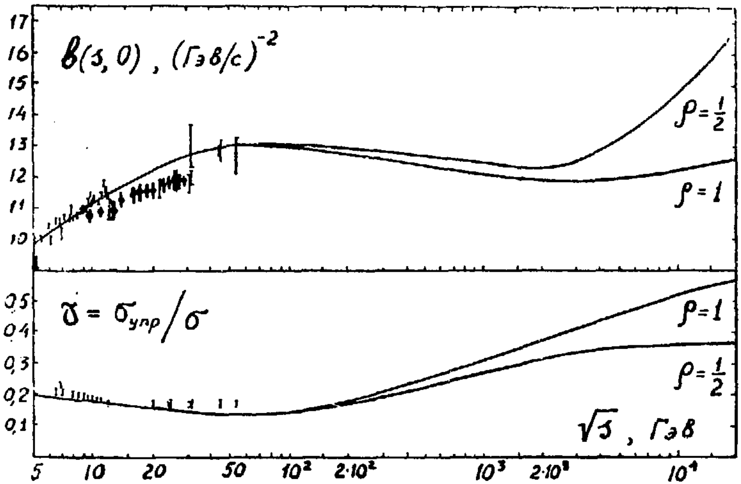

Рис. 12. Параметр наклона дифракционного конуса при $t = 0$ ($b(s,0)$) и отношение упругого сечения к полному γ для pp-рассеяния в модели быстрого роста. ρ – асимптотическое значение величины γ. Экспериментальные данные /20-23/ (приведены только статистические ошибки).

практически постоянной на уровне 12-13 $(\text{Гэв}/c)^{-2}$. 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 Гэв^2 он равен 13,0; 12,0 и 10,5 при $-t = 0$; 0,1 и 0,2 $(\text{Гэв}/c)^2$, соответственно.

Отношение упругого сечения к полному Υ 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 ЦЕРН /20,21,22 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 $\ln^2(s/s_0)$, мы должны были бы получить еще более быстрый рост $B(s,0)$.

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

$$R^2 \gg \rho^2 , \quad |D| \gg |T_0| . \tag{35}$$

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 (33) и (34),

$$\sigma_0 = 17{,}1 \text{ мбн}$$
$$d = 0{,}3 \text{ мбн} \qquad (36)$$
$$s_0 = 16 \text{ Гэв}^2$$

и полагая при $-t = 0{,}2$ /26/

$$B_0 = 1{,}8 \ln s + 0{,}216 , \qquad (37)$$

получаем предсказание для $B(s, -0.2)$ при больших s. Сравнивая с экспериментальными данными при s = 80, 100 и 200 Гэв^2 /24/, получаем

$$\rho^2 \simeq 0 . \qquad (38)$$

Кривая $B(s; -0{,}2)$ для K^+p-рассеяния изображена на рис. 13. В асимптотической области $s \gtrsim 10^6$ Гэв^2 величина этого параметра растет примерно так же, как и для pp-рассеяния. При 10^3 $\text{Гэв}^2 < s < 10^6$ 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 (38).

Если мы будем уменьшать коэффициент перед $\ln s$ в формуле (37), то ρ^2 будет, вообще говоря, увеличиваться. Если положить этот коэффициент по аналогии с pp-рассеянием равным единице (что, правда, заметно противоречит эксперименту по K^+p при $s < 30$ Гэв^2), то с экспериментальными данными при больших s будут согласовываться значения $\rho^2 = (0 \div 25)$ $(\text{Гэв}/c)^{-2}$.

Из этих оценок следует, что большие значения ρ^2 для K^+p-рассеяния маловероятны (хотя, по-видимому, не исключены). Влияние этого параметра на дифракционную картину мы рассмотрим в следующем параграфе.

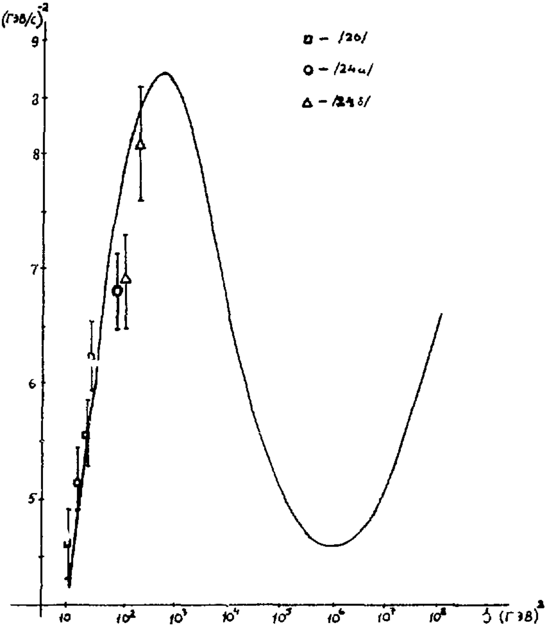

Рис. 13. Параметр наклона дифракционного конуса при $t = -0{,}2$ для K^+p-рассеяния в модели быстрого роста. Данные из /26,24/.

6.4. Дифракция на новой структуре в модели быстрого роста.

Очень интересно сравнить предсказания модели с экспериментом при $|t| \geqslant 1$ (Гэв/с)^2. Основной вклад в этой области дает амплитуда D, так как амплитуда T_0 убывает с ростом $|t|$ гораздо быстрее, и в области второго дифракционного максимума ею можно пренебречь по сравнению с D.

Нельзя, разумеется, требовать от такой простой модели, как наша, 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

$$-t_{min} = \lambda^2 / R_1^2 \qquad (39)$$

где λ - корни функции Бесселя первого порядка $J_1(z)$ (первый корень равен 5,14). Из (39) следует, что с ростом энергии величина $-t_{min}$ должна уменьшаться. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными /25/.

Если положение экстремумов дифференциального сечения в этой области хорошо предсказывается простой функцией Бесселя (22а), то для описания абсолютного значения сечений в максимумах необходимо, как говорилось выше, домножить (22) на $exp(\varkappa t)$. Из опытов по pp-рассеянию на накопительных кольцах ЦЕРН следует, что /7/

$$\varkappa \simeq 3{,}3\ (\text{Гэв}/c)^{-2}, \qquad (40)$$

а за всеми другими параметрами можно сохранить значения, приведенные в предыдущем разделе (рис. I4).

Рост величины сечений во втором максимуме по $|t|$ с ростом энергии - характерное свойство модели. Имеющиеся экспериментальные указания не противоречат этому свойству /25/. Ясно, что их уточнение представляет большой интерес.

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

Дальнейшее изучение дифракционной структуры в pp-рассеянии, а также отхода от простой экспоненты при меньших энергиях представляет большой интерес. Имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные представлены на рис.I5. 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 $s = 200$ Гэв^2, получаем из (39) $-t_{min} \simeq 30$ (Гэв/с)^2. Лишь при $s \simeq 2 \times 10^6$ Гэв^2 $-t_{min}$ уменьшается до 1,5 (Гэв/с)^2. Тем не менее, даже при $\rho^2 = 0$ модель предсказывает определенное изменение величины наклона с ростом $|t|$. Исследования этого эффекта и его энергетической зависимости представляют большой интерес.

В некоторых других моделях (см., напр./6/) дифракции в $K^\pm p$-рассеянии вообще не должно быть.

Экспериментальное исследование дифференциальных сечений в области $-t \gtrsim 1$ (Гэв/с)^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 $t \simeq 0$.

7. Убывающие члены в сечениях и электромагнитные поправки

До сих пор мы говорили о главных, неубывающих при $s \to \infty$ 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 в Батавии /1,3/, хорошо согласуются друг с другом. Для разности $\Delta\sigma(\pi p)$ согласие имеет место с учетом систематической ошибки, указан-

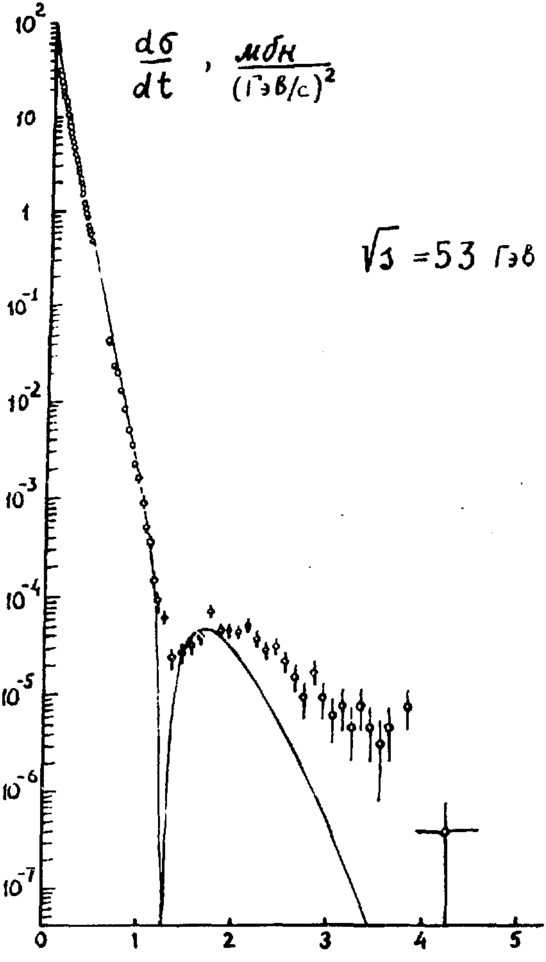

Рис. 14. Дифференциальное сечение упругого pp-рассеяния при $\sqrt{s}$ = 53 Гэв. Сплошная кривая - предсказания модели быстрого роста. Эксперимент /25/.

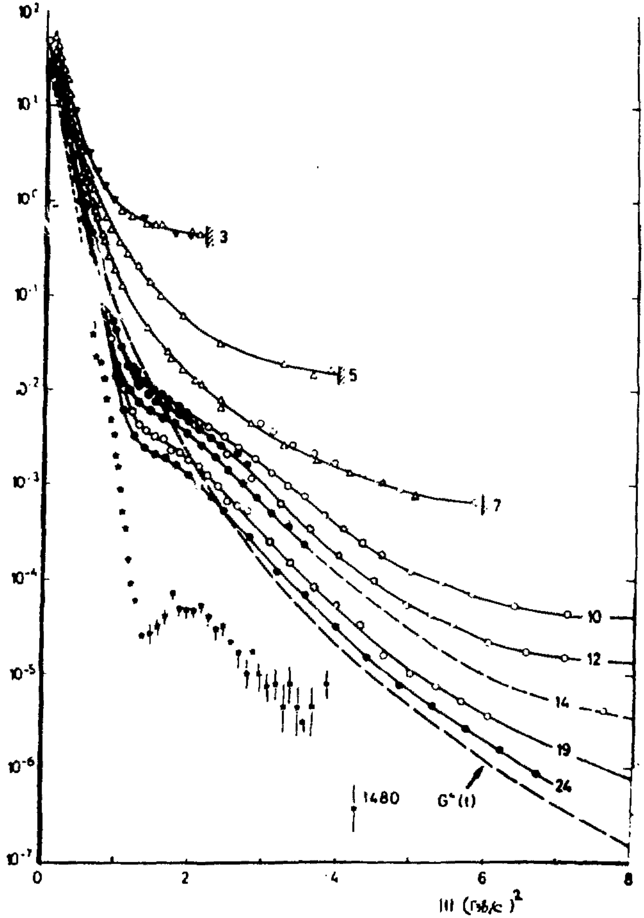

Рис. 15. Дифференциальное сечение упругого pp–рассеяния. Цифрами на каждой кривой указаны значения импульса протона в лабораторной системе.

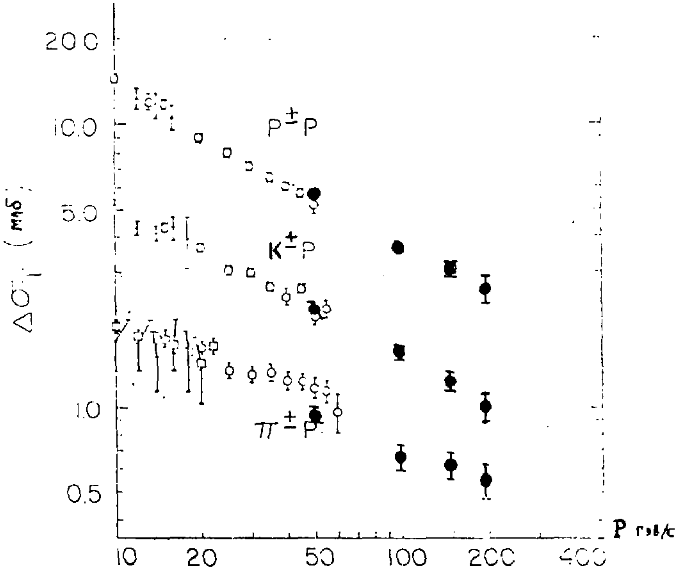

Рис. 16. Разность полных сечений $\pi^{\pm}p$-, K^{+}-p-
pp-и $\bar{p}p$-рассеяния. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 6–8.

ной серпуховскими экспериментаторами. Раньше можно было думать, что природа систематической ошибки чисто электромагнитная. Теперь видно, что это, по-видимому, не так, потому что эта ошибка для данных, полученных в Батавии, должна была бы остаться прежней.

Во всяком случае, если верить, что разность сечений $\Delta\sigma(\pi p)$ должна описываться гладкой кривой, такую систематическую ошибку нужно ввести.

Пусть величина этой ошибки - 0,06 мбн для серпуховских данных и + 0,04 мбн-для эксперимента в Батавии.

Параметризуем как обычно

$$\Delta\sigma = Q / E^{A}. \tag{41}$$

Лучшее значение χ^2 для разности сечений получается при A = 0,38. При этом использовались данные, полученные на ускорителе в Брукхэйвене, Серпухове и Батавии - всего 2I точка. Общий χ^2 (2I) = II,4. Полученная кривая хорошо согласуется и с данными каждой группы в отдельности. При этом данные для дифференциального сечения перезарядки под нулевым углом попрежнему /27/ не согласуются с дисперсионными соотношениями без вычитаний: $\chi^2_{пер}$(I4) = 226.

Однако после введения систематических ошибок зависимость χ^2 для разности сечений от параметра A в (4I) описывается очень пологой кривой. Можно взять A = 0,44. При этом χ^2(2I) = 20,8, а $\chi^2_{пер}$(I4) = II,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 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 Ш (дисперсионная кривая для реальной части амплитуды перезарядки $D^{(-)}$) и кривой $Ш^{I}$, которая соответствует $D^{(-)}$ при наличии небётевской электромагнитной фазы /27/, растет с ростом энергии. Таким образом, этот опыт ответит на вопрос о роли электромагнитных поправок.

Заключение.

В этом обзоре мы постарались показать, как менялись теоретические представления после опытов на ускорителях в Серпухове, ЦЕРНе и Батавии.

Можно сказать, что серпуховский 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 сортов частиц.

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

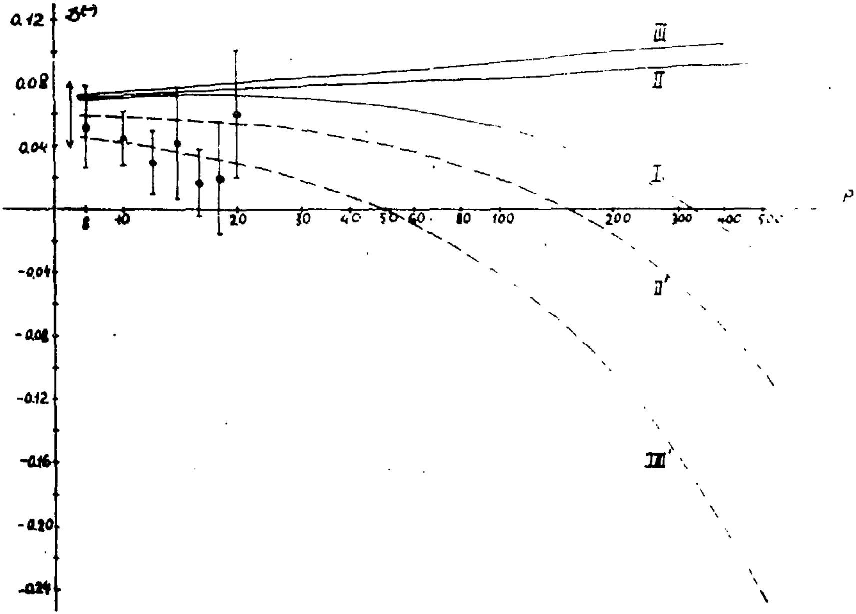

Рис. 17. Реальная часть амплитуды πN - перезарядки. Кривая I получена из дисперсионных соотношений с вычитанием. Разница между кривыми II и II′, III и III′ характеризует возможную величину радиационных поправок.

I) экспериментальное изучение дифракционных процессов при $|t| \geq$ I $(Гэв/c)^2$,

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.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.P.Denisov, S.V.Donskov, Yu.P.Gorin et al. Phys.Lett., 36 B, 415 (1971);
S.P.Denisov, Yu.P.Dmitrevski, S.V.Donskov et al. Phys.Lett., 36 B, 528 (1971);
S.P.Denisov et al. Nucl.Phys., B 65, 1 (1973);
Д.В.Аллаби, Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин и др. ЯФ, I2, 538, (1970) и Phys.Lett., 30 B, 500, (1969).

2. U.Amaldi et al. Phys.Lett., 44 B, 112 (1973);
S.R.Amendola et al. Phys.lett., 44 B, 119 (1973);
F.T.Dao et al. Phys.Rev.Lett., 29, 1627 (1972);
G.Charlton et al. Phys.Lett. 44 B, 119 (1973).

3. A.S.Carroll, I.H.Chiang, T.F.Kucia et al. Preprint BNL 19026 (1974).

4. M.Froissart. Phys.Rev., 123, 1053 (1961).

5. A.Martin. Phys.Rev., 129, 1432 (1963);
Nuovo Cim., 42, 930 (1966).

6. H.Cheng, T.T.Wu. Phys.Rev.Lett., 24, 1456 (1970);
Phys.Lett., 34 B, 647 (971);
H.Cheng, J.K.Walker and T.T.Wu. Phys.Lett., 44 B, 97, 283 (1973).

7. Л.Д.Соловьев. Письма ЖЭТФ I8, 455 (I973), I9, I85 (I974).

8. Л.Д.Соловьев. Материалы II Международного совещания по нелокальным теориям поля (I970, Азау, СССР) Дубна, I970, стр.93. Материалы III Международного совещания по нелокальным теориям поля (I973, Алушта, СССР) Дубна, I973, стр.I93.

9. U.Amaldi. Proceedings of the 2-nd International Conference on Elementary Particles Aix-en-Provence, 1973,vol.II,p.241.

10. M.Jacob, NAL - Conf. - 74/26 - THY (1974).

11. V.Bargar, P.J.N.Phillips. Nucl.Phys., B 32, 93 (1971).

12. P.J.Eden. Rev.of Mod.Phys., 43, 15 (1971).

13. Г.Г.Волков, А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. ТМФ 4, I96 (I970).

I4. В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе "Проблемы теоретической физики". Сборник, посвященный Н.Н.Боголюбову. Москва, I969, стр.261.

15. V.Barger, P.J.N.Phillips. Phys.Rev.Lett., 24, 291 (1970).

16. К.Г.Боресков, А.М.Лапидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартиросян. ЯФ,14, 814 (1971).

17. L.Stodolsky. SLAC - PUB - 684 (1971).

18. А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу. ТМФ, 1, 375 (1969).
А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, О.А.Хрусталев. ЭЧАЯ 3, 3 (1971); ЭЧАЯ 3, 515 (1972).

19. F.Halzen. Lectures presented at the 1973 Summer Institute on Particle Interactions at Very High Energies (Louvain,Belgium).

20. G.G.Beznogikh, A.Buyak, K.I.Iovchev. Phys.Lett., 30 B, 274 (1969).
Kh.M.Chernev, I.M.Geshkov, N.L.Ikov. Phys.Lett., 36 B, 266 (1971).

21. U.Amaldi, R.Biancastelli, C.Bosio et al. Phys.Lett., 36 B, 504 (1971).

22. G.Barbellini, M.Bozzo, P.Darriulat et al. Phys.Lett., 39 B, 663 (1972).

23. V.Bartenev, A.Kuznetsov, B.Morozov et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1088 (1973).

24. а) Ю.М.Антипов, В.А.Беззубов, Ю.Б.Бушнин и др. Материалы, представленные на ХУП Международную конференцию по физике высоких энергий, (Лондон 1974).
б) G.W.Akerlof, R.Kotthaus, J.A.Koshik et al. UM HE 74-20 (1974).

25. ACHGT Collaboratuion. Presented by C.Rubbia at the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, 1972;
E.Nagy, M.Regber, M.Schmidt-Parzefall et al. Contribution to the XVII International Conference on High-Energy Physics, (London, 1974).

26. F.Lasinski, R.Levi-Setti, B.Schwarzchild and P.Ukleja. Nucl.Phys., 37 B, 1, (1972).

27. Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачёв ЯФ, 19, 409 (1974).

28. S.M.Roy. Phys.Reports, 5C, 128 (1972).

29. W.Galbraith, E.W.Jenkins, T.F.Kucia et al. Phys.Rev., 138 B, 913 (1965).

30. K.J.Foley, R.S.Jones, S.J.Lindenbaum et al. Phys.Rev.Lett., 19, 330, 859 (1967).

31. R.Chanda, M.Huz. Preprint, Dublin University College.

32. S.Sakai. Phys.Letters, 48 B, 427 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 августа 1974 года