ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

А.А.Воробьев, Г.А.Королев, В.А.Щегельский

Введение

В конце 60-х годов исследование глобальных характеристик взаимодействия адронов представляло всеобщий интерес. Каким будет поведение полных сечений взаимодействия адронов с ростом энергий? Будет ли наблюдаться сужение дифракционного конуса (и связанное с этим увеличение размера элементарных частиц) с ростом энергии? Популярная в то время теория полюсов Редже предсказывала постоянство полных сечений в асимптотической области высоких энергий, сопровождающееся логарифмическим сужением дифракционного конуса. Выполняются ли дисперсионные соотношения, связывающие реальную часть амплитуды рассеяния вперед с полными сечениями взаимодействия частиц? Нарушение этих фундаментальных соотношений означало бы нарушение принципа причинности на малых расстояниях. Эти вопросы были постоянным предметом обсуждения на всех конференциях по физике высоких энергий. В частности, интригующими были публикации Л.Даттона и др. (1967 г.) , а также группы Линденбаума (1969 г.), сообщавшие о существенном расхождении результатов измерения реальной части амплитуды рассеяния вперед с предсказаниями дисперсионных соотношений в pp- и πp-рассеянии при энергиях 0.6 ГэВ и 30 ГэВ, соответственно. В 1969 году в ПИЯФ был предложен и разработан новый экспериментальный метод исследования малоуглового рассеяния адронов высоких энергий на основе наполненной водородом (дейтерием, гелием) ионизационной камеры высокого давления [1]. Камера являлась одновременно мишенью и детектором ядер отдачи (этот детектор получил название ИКАР). Новый метод оказался исключительно плодотворным. Он обеспечивает прецизионное измерение дифференциальных сечений малоуглового рассеяния различных адронов, причем с абсолютной нормировкой с точностью в 1%. Важно также, что метод не имеет ограничений в сторону повышения энергии рассеиваемых частиц.

Первые эксперименты с использованием нового метода были выполнены в Гатчине в 1972 году. Изучалось pp-рассеяние в диапазоне энергий 600-1000 МэВ. В этих экспериментах была разрешена "загадка Даттона" и восстановлена справедливость дисперсионных соотношений в pp-рассеянии при этих энергиях [2]. Вслед за этим началась подготовка к эксперименту на ускорителе SPS в ЦЕРНе, который должен был быть введен в эксплуатацию в 1976 году. Основной целью эксперимента было исследование πp-рассеяния в области энергий до 400 ГэВ. Предварительно был проведен пробный эксперимент в Серпухове при энергии π-мезонов 40 ГэВ [3]. Эксперимент в ЦЕРНе был проведен в два этапа. Сначала на пучке частиц с энергией до 140 ГэВ (эксперимент WA9, 1978 г.), а затем при энергиях частиц до 400 ГэВ (эксперимент NA8, 1981 г.). Оба эксперимента завершились успешно. Были получены важные результаты [4], которые в совокупности с результатами других экспериментов позволили установить общую картину взаимодействия адронов в области доступных в то время энергий. Краткое описание этой картины было дано в статье, опубликованной в 1983 г. [5]. Ниже эта статья приводится с небольшими сокращениями.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Вестник Академии наук СССР, 4 (1983) 67.

В 1981 г. был успешно завершен совместный эксперимент по исследованию упругого рассеяния адронов на крупнейшем в Европе ускорителе протонов Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН, Щвейцария). Основу эксперимента составил новый метод детектирования ядер отдачи, разработанный в Ленинградском институте ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР. В эксперименте приняли также участие физики из французских университетов в Лионе и Клермон-Ферране и шведские исследователи из Института Густава Вернера в Упсале. Такое объединение сил, опыта и возможностей различных лабораторий позволило в короткие сроки осуществить широкую программу исследований. Этот эксперимент явился завершающим, накануне вступления в строй ускорителей нового поколения, в серии исследований полных сечений и дифракционного рассеяния сильно взаимодействующих частиц, выполненных различными лабораториями мира в области максимальных на сегодня ускорительных энергий. Цель данной статьи – рассказать о результатах этих исследований.

С вводом в действие новых ускорителей диапазон энергий ускоренных частиц непрерывно расширяется. Если еще в 1966 г. максимальная энергия ускорителей была 30 ГэВ, то в настоящее время уже хорошо освоенной является область энергий до 400 ГэВ. При этом экспериментаторы имеют в своем распоряжении не только пучки протонов, но и достаточно интенсивные пучки антипротонов, мезонов, гиперонов. Освоение техники встречных протон-протонных пучков позволило исследовать pp-взаимодействие вплоть до энергии 62 ГэВ в системе центра масс. Для достижения такой энергии на обычных ускорителях необходимо было бы ускорить протоны до 2000 ГэВ. В ближайшие годы мы станем свидетелями дальнейшего прогресса ускорительной техники. В ЦЕРНе уже начались исследования на встречных протон-антипротонных пучках в области энергий 540 ГэВ в системе центра масс. В дальнейшем эта область будет расширена до 2000 ГэВ на ускорителе в Батавии.

Программа научных исследований на ускорителях протонов высокой энергии в последние годы была направлена, главным образом, на изучение внутренней структуры элементарных частиц. Эти исследования привели в конечном счете к созданию теории сильного взаимодействия – квантовой хромодинамики. Квантовая хромодинамика оказалась способной хорошо описать практически все наблюдаемые на опыте "жесткие процессы", то есть процессы, происходящие на расстояниях, существенно меньших радиуса нуклона. Однако остаются еще нерешенными многие важные проблемы. Одной из центральных является проблема невылетания кварков и глюонов на большие расстояния. С ней тесно связана также проблема количественного описания дифракционных процессов, то есть процессов, происходящих на относительно больших расстояниях (порядка радиуса удержания кварков). От решения этих проблем зависит ответ на вопрос, сможет ли квантовая хромодинамика описать все основные явления в мире сильно взаимодействующих частиц или область практического применения этой теории ограничится глубоко неупругими процессами.

Полные сечения и параметры дифракционного рассеяния считаются одними из основных характеристик сильного взаимодействия. Усилиями теоретиков был сформулирован ряд теорем, связывающих между собой различные параметры дифракционного рассеяния. Эти теоремы основаны лишь на общих аксиомах релятивистской локальной квантовой теории поля, включающих, в частности, предположение о сохранении принципа причинности в процессах, идущих в микропространстве на расстояниях, много меньших размера протона. Поэтому экспериментальная проверка теоретических предсказаний имеет принципиальное значение.

Среди общих теорем аксиоматической теории поля особое место принадлежит так называемым дисперсионным соотношениям, связывающим интегральным образом реальную часть амплитуды упругого рассеяния вперед с полными сечениями взаимодействия частиц и античастиц с мишенью (М.Гелл-Манн и др., 1954; М.Гольдерберг, 1955; Н.Н.Боголюбов, 1956). Из других важных теорем отметим теорему Померанчука об асимптотическом равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с мишенью (И.Я.Померанчук, 1958); теорему об асимптотическом равенстве дифференциальных сечений упругого рассеяния частиц и античастиц (А.А.Логунов и др., 1963; Л.Ван Хов, 1963), а также теорему Фруассара, устанавливающую ограничение возможной скорости роста полных сечений с увеличением энергии (М.Фруассар, 1961; М.Мартэн, 1963).

Исследование дифракционных процессов привело в свое время к созданию ряда феноменологических моделей сильного взаимодействия, из которых наибольшую известность получила модель полюсов Редже. Теория комплексных угловых моментов, развитая первоначально Т.Редже (1959) для описания рассеяния частиц малых энергий, была затем распространена на описание рассеяния частиц высоких энергий (Г.Чу, С.Фраучи, 1961; В.Н.Грибов, 1962; Р.Бланкенбеклер и М.Гольденберг, 1962). Современные варианты этой модели хорошо описывают многие явления, наблюдаемые при взаимодействии адронов высоких энергий. Поэтому интересны предпринимаемые в настоящее время попытки установления количественной связи между моделью полюсов Редже и квантовой хромодинамикой.

Прямое измерение полных сечений

В опытах по измерению полных сечений $\sigma_{hp}^{полн}$ взаимодействия адронов h с протонами p на внешних пучках ускорителей точность определения сечений доведена до 0.3%; точность измерения протон-протонных сечений на встречных пучках пока несколько ниже, тем не менее в лучших экспериментах она составляет около 1%. Основные экспериментальные данные по измерению полных адронных сечений приведены на рис.1.

В зависимости адронных сечений от энергии и сорта взаимодействующих частиц можно проследить ряд закономерностей. В частности, видно, что с ростом энергии разница в величине сечений взаимодействия частиц h^+ и античастиц h^- с протонами убывает, причем по замечательно простому закону:

$$\sigma_{h^-p}^{полн}(p) - \sigma_{h^+p}^{полн}(p) = const/p^{\alpha}, \tag{1}$$

где p – импульс налетающей частицы, $\alpha \simeq 1/2$. Прямыми измерениями этот закон установлен пока в диапазоне $5 \le p \le 400$ ГэВ/с, однако есть основание полагать, что он выполняется и при более высоких энергиях. Совсем недавно стал известен результат измерения полного сечения взаимодействия на встречных антипротон-протонных пучках ЦЕРНа при эквивалентном импульсе $p = 1500$ ГэВ/с: $\sigma_{\bar{p}p}^{полн} = 43.8 \pm 0.4$ мбн. Этот результат находится в хорошем согласии со значением, получаемым по формуле (1). Оценка, сделанная по этой формуле с найденными из опыта значениями входящей в нее константы, показывает, что при энергиях $\ge 10^4$ ГэВ сечения взаимодействия частиц и античастиц становятся практически неразличимыми, в соответствии с предсказаниями теоремы Померанчука. Степенной закон убывания разности сечений частиц и античастиц хорошо объясняется

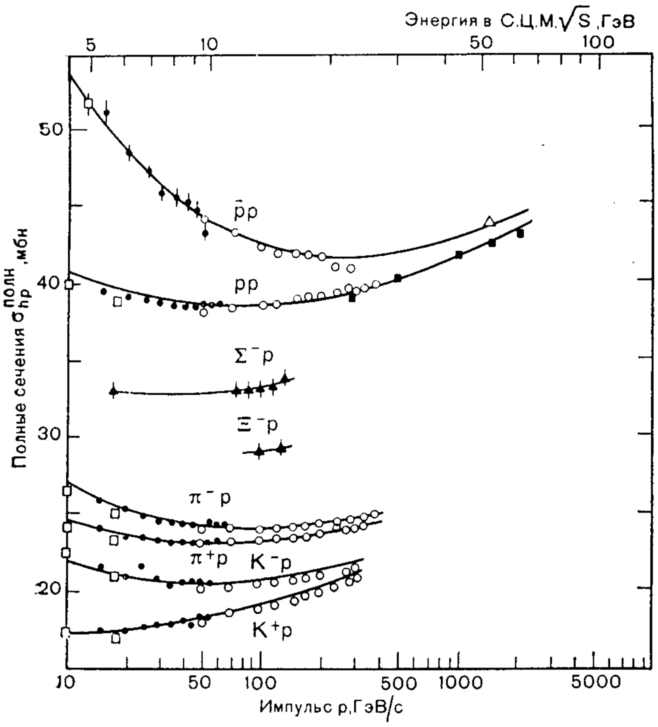

Рис.1. Основные результаты прямого измерения полных адрон-протонных сечений. Данные при $p >$ 400 ГэВ/с получены на встречных протон-протонных и протон-антипротонных пучках в ЦЕРНе. □ – Брукхэйвен (1965), • – Серпухов (1971), ∘ – Батавия (1976, 1978), ■ – ЦЕРН (1976), △ – ЦЕРН (1980), △ – ЦЕРН (1982).

моделью полюсов Редже, причем величина параметра $\alpha \simeq 1/2$ предсказывается этой моделью из независимого анализа последовательности масс известных мезонных резонансов.

Как видно из рис.1, полные сечения существенно зависят от типа взаимодействующих адронов, что естественно, поскольку кварковый состав адронов различен. Удивительно, скорее, то, что довольно хорошо выполняются соотношения между различными сечениями, следующие из простейшей модели независимых кварков (В.М.Левин, Л.Л.Франкфурт, 1965; Г.Липкин, Ф.Чок, 1966), например:

$$\sigma_{pp}^{полн}/\sigma_{\pi p}^{полн} = 3/2 \tag{2}$$

или

$$\sigma_{\pi p}^{полн} - \sigma_{Kp}^{полн} = \sigma_{pp}^{полн} - \sigma_{\Sigma p}^{полн} = \sigma_{\Sigma p}^{полн} - \sigma_{\Xi p}^{полн} = \sigma_{\Xi p}^{полн} - \sigma_{\Omega p}^{полн}. \tag{3}$$

К сожалению, модель независимых кварков не имеет пока строгого обоснования в квантовой хромодинамике.

Особый интерес вызывает рост полных сечений с энергией. Впервые возрастание $\sigma_{k^+p}^{полн}$ было обнаружено Ю.Д.Прокошкиным и др. в 1971 г. в Серпухове. Позднее было установлено, что тенденция к росту проявляется также в поведении других адронных сечений. В терминах дифракции рост сечений означает либо уменьшение прозрачности сталкивающихся объектов, либо увеличение их размеров. Бесконечный рост сечений должен обязательно сопровождаться ростом радиуса взаимодействия.

Пример бесконечно растущего с энергией сечения вследствие увеличения радиуса взаимодействия – сечение ионизации атомов релятивистскими заряженными частицами, описываемое известной формулой Бете-Блоха. Следует заметить, однако, что в реальной среде радиус электромагнитного взаимодействия оказывается ограниченным поляризацией атомов среды. В результате, при увеличении энергии сечение ионизации, после некоторого роста, становится постоянным (плато Ферми). Аналогичные явления могут происходить и в случае взаимодействия адронов, где роль среды играет физический вакуум. Ясно, однако, что экспериментальные данные, представленные на рис.1, не позволяют определить характер асимптотического поведения полных сечений. Для этого необходимо продвинуться в область существенно больших энергий.

Определение полных сечений в области энергий выше ускорительных

Дисперсионные соотношения, упомянутые выше, обладают замечательным свойством: они позволяют оценить поведение полных сечений за пределами энергий, достигнутых современными ускорителями. Дело в том, что дисперсионные соотношения связывают интегральным образом полные сечения $\sigma^{полн}_{h^{\pm}p}(p)$ взаимодействия частиц и античастиц с протонами с другой экспериментально измеримой величиной, обычно обозначаемой параметром $\rho_{hp}(p, t = 0)$. Величина $\rho_{hp}(p, t = 0)$ есть отношение реальной части амплитуды упругого рассеяния частицы (или античастицы) на протоне к ее мнимой части, причем эта величина измеряется в области очень малых переданных импульсов $t \to 0$, или, что то же самое, в области очень малых углов рассеяния. Строго говоря, дисперсионные соотношения позволяют вычислить величину $\rho_{hp}(p, t = 0)$ при некотором заданном импульсе налетающих частиц p только в том случае, если полные сечения $\sigma^{полн}_{h^{\pm}p}(p)$ известны во всем диапазоне импульсов от $p = 0$ до $p \to \infty$. Именно поэтому величина $\rho_{hp}(p, t = 0)$, измеренная в области ускорительных энергий, оказывается чувствительной к поведению полных сечений за пределами этих энергий. Расчет показывает, что если величина $\rho_{hp}(p, t = 0)$ измерена в некотором диапазоне импульсов до $p_{макс}$ с погрешностью не более $\Delta\rho = \pm 0.01$, то это дает возможность почувствовать поведение $\sigma^{полн}_{hp}(p)$ вплоть до импульсов, примерно в 10 раз превышающих $p_{макс}$.

Современные методы измерения реальной части амплитуды упругого рассеяния вперед основаны на использовании интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий. Экспериментальная задача сводится к прецизионному измерению дифференциального сечения упругого рассеяния в области очень малых переданных импульсов, где интерференционный эффект максимален. Анализ данных выполняется с помощью известной интерференционной формулы Бете. Несмотря на приближенный характер этой формулы, она позволяет определить $\rho_{hp}(p, t = 0)$ с погрешностью не более ± 0.01.

Требуемая точность в измерении величины $\rho_{hp}(p, t = 0)$ была достигнута благодаря разработке новых экспериментальных методов измерения дифференциального сечения упругого рассеяния на малые углы. Эффективный метод исследования pp-рассеяния был разработан в Дубне В.А.Никитиным и др. Он состоит в измерении энергии и угла вылета протона отдачи из мишени, в качестве которой используется газовая сверхзвуковая струя водорода, расположенная внутри ускорительной камеры. В Гатчине автором этой статьи с сотрудниками был предложен метод, позволивший исследовать не только pp-, но и πp-рассеяние в широком диапазоне энергий. В этом случае мишенью и в то же время детектором протонов отдачи служит наполненная водородом ионизационная камера, и, кроме того, регистрируется летящая вперед частица. Наконец, в ЦЕРНе У.Амальди и др. была освоена прецизионная техника регистрации двух рассеянных протонов на встречных пучках. Добавим, что все эти методы позволяют также измерять параметр наклона дифракционного конуса в области малых переданных импульсов, о котором речь пойдет ниже.

К настоящему времени наиболее полно исследовано pp- и πp-рассеяние. Основные эксперименты выполнены на ускорителях в Гатчине, Серпухове, Батавии и ЦЕРНе. Результаты измерения $\rho_{hp}(p, t = 0)$ приведены на рис.2 и 3, из которых видно, что реальная часть центральной амплитуды, будучи отрицательной в области энергий $\sim$10 ГэВ, с ростом энергии уменьшается по абсолютной величине, затем меняет знак и вновь возрастает. Такой характер ее изменения соответствует росту полных сечений. Более определенный вывод о поведении сечений можно сделать, проведя анализ имеющихся экспериментальных данных с использованием дисперсионных соотношений.

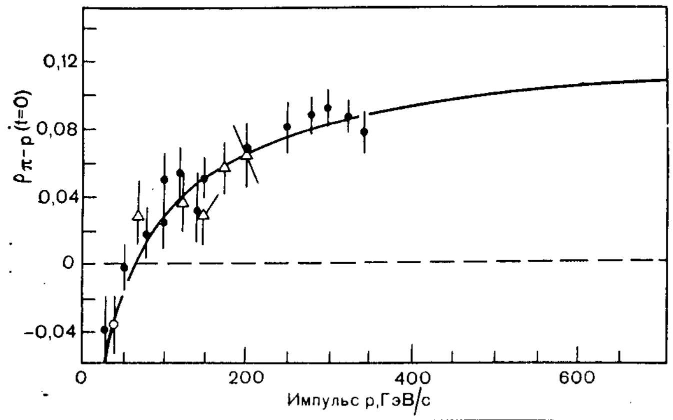

Рис.2. Основные результаты измерения реальной части амплитуды упругого $\pi^- p$-рассеяния.
Сплошная линия – результат расчета методом дисперсионных соотношений; в расчете использованы значения сечения $\sigma^{полн}_{\pi^\pm p}$, аппроксимированные сплошными линиями на рис.4. • – ЦЕРН-Гатчина, ∘ – Серпухов-Гатчина, △ – Батавия.

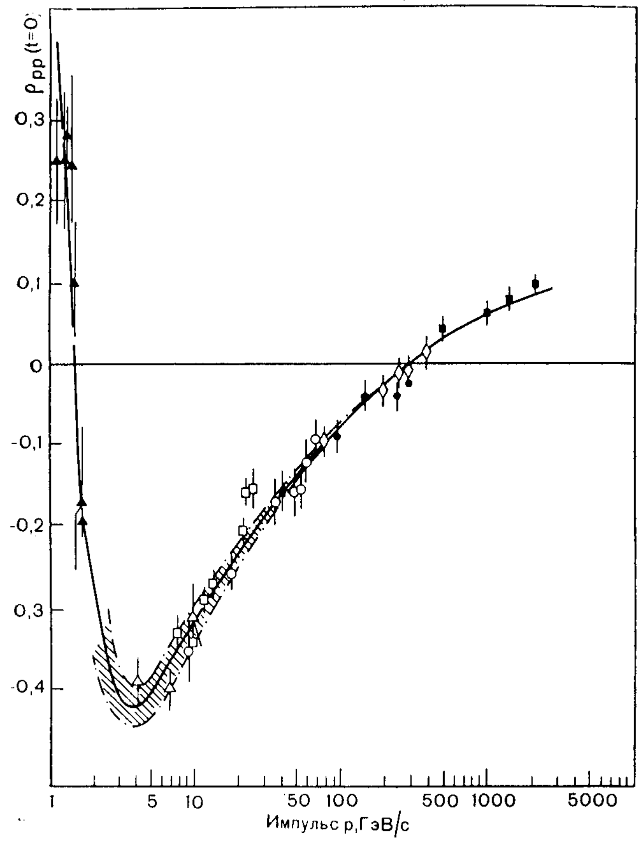

Рис.3. Основные результаты измерения реальной части амплитуды упругого pp-рассеяния.
Сплошная линия – результат расчета методом дисперсионных соотношений; в расчете использованы значения сечений $\sigma^{полн}_{p^\pm p}(p)$, аппроксимированные сплошными линиями на рис.5, заштрихована область неопределенности расчета. ■ – ЦЕРН, ◇ – Батавия-Дубна, ∘ – Серпухов, □ – Брукхейвен, △ – ЦЕРН, △ – Гатчина, • – ЦЕРН-Гатчина.

При этом возникает вопрос о справедливости дисперсионных соотношений в области высоких энергий. Например, если принцип причинности не выполняется на малых расстояниях (порядка l_0), то, как отмечали многие авторы, это приведет к заметному нарушению дисперсионных отношений при энергиях $E \geq 1/l_0$. И наоборот, если экспериментально доказана справедливость дисперсионных соотношений, скажем, до энергий порядка 100 ГэВ, то это означает, что причинность существует, по крайней мере, до расстояний масштаба 10^{-16} см (З.Оэм, 1955).

Проверку дисперсионных соотношений можно осуществить, сравнивая экспериментальные значения $\rho_{hp}(p, t=0)$ с вычисленными с помощью дисперсионных соотношений, при использовании экспериментальных данных по $\sigma_{hp}^{\text{полн}}$. При этом для πp-рассеяния лучше выбрать область импульсов $10 \leq p \leq 100$ ГэВ/с, а для pp-рассеяния – $40 \leq p \leq 400$ ГэВ/с, поскольку здесь результаты дисперсионного расчета должны быть наиболее надежными и малочувствительными к поведению полных сечений за пределами ускорительных энергий.

Такое сравнение показано на рис.2 и 3; видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, поэтому можно с уверенностью утверждать, что дисперсионные соотношения выполняются, по крайней мере, до импульсов 100 ГэВ/с в случае πp-рассеяния и до 400 ГэВ/с – в случае pp-рассеяния.

В предположении, что дисперсионные соотношения остаются справедливыми и при импульсах $10^4 - 10^5$ ГэВ/с, был выполнен одновременный анализ данных о $\sigma_{hp}^{\text{полн}}(p)$ и $\rho_{hp}(p, t=0)$. Для pp-рассеяния это было сделано группой ЦЕРН-Рим в 1977 г., а для πp-рассеяния – группой ЦЕРН-Гатчина в 1981 г. Исследования показали, что наметившийся в области ускорительных энергий рост полных сечений будет продолжаться и при более высоких энергиях. В частности, сечение $\sigma_{\pi p}^{\text{полн}}(p)$ будет возрастать, по крайней мере, до $p =$ 2000 ГэВ/с (рис.4), а $\sigma_{pp}^{\text{полн}}(p)$ – по крайней мере, до $p = 40000$ ГэВ/с (рис.5). Оказалось, что во всем исследованном диапазоне энергий сечения достаточно хорошо аппроксимируются следующей универсальной зависимостью:

$$\sigma_{h^{\pm}p}^{\text{полн}}(p) = \sigma_h \mp \sigma_h'(p/p_0)^{-\alpha} + \sigma_h''(p/p_0)^{-\beta} + \sigma_h'''[ln(p/p_0)]^{\gamma}, \qquad (4)$$

где p_0 - размерный параметр ($p_0 = 1$ ГэВ/с, а $\sigma_h, \sigma_h', \sigma_h'', \sigma_h''', \alpha, \beta, \gamma$ - некоторые положительные по величине константы, найденные из наилучшего описания экспериментальных данных по $\sigma_{hp}^{\text{полн}}(p)$ и $\rho_{hp}(p, t=0)$.

В области высоких энергий второй и третий члены в (4) "вымирают", сечения взаимодействия частиц и античастиц с протонами становятся одинаковыми и растущими логарифмически с увеличением энергии. Интересно, что значение показателя γ в (4) оказалось практически равным предельному фруассаровскому значению $\gamma_{\text{пред}} = 2$. Иначе говоря, темп роста полных сечений оказался максимально возможным в пределах, допускаемых теоремой Фруассара. Однако пока еще рано говорить о насыщении предела Фруассара из-за ограниченности исследованного энергетического интервала и произвола в выборе константы p_0.

Как можно видеть из рис.4 и 5, в области высоких энергий величина полных сечений возрастает примерно на 7% при увеличении энергии в e раз. Заметим, что объяснение столь интенсивного роста полных сечений с энергией является нелегким испытанием для модели полюсов Редже. В ее первоначальном варианте предполагалось, что в области асимптотически высоких энергий амплитуда рассеяния будет определяться лишь однократным обменом некоторой частицей, названной помероном. При этом померон был наделен (весьма произвольно) такими свойствами, которые обеспечивали постоянство полных сечений при $p \to \infty$. Модель допускает небольшое и очень медленное возрастание

$\sigma_{hp}^{полн}(p)$ в предасимптотической области перед выходом сечений на константу. Современные экспериментальные данные о полных сечениях, очевидно, не согласуются с этими предсказаниями и заставляют с сожалением отказаться от столь простой картины сильного взаимодействия в области высоких энергий.

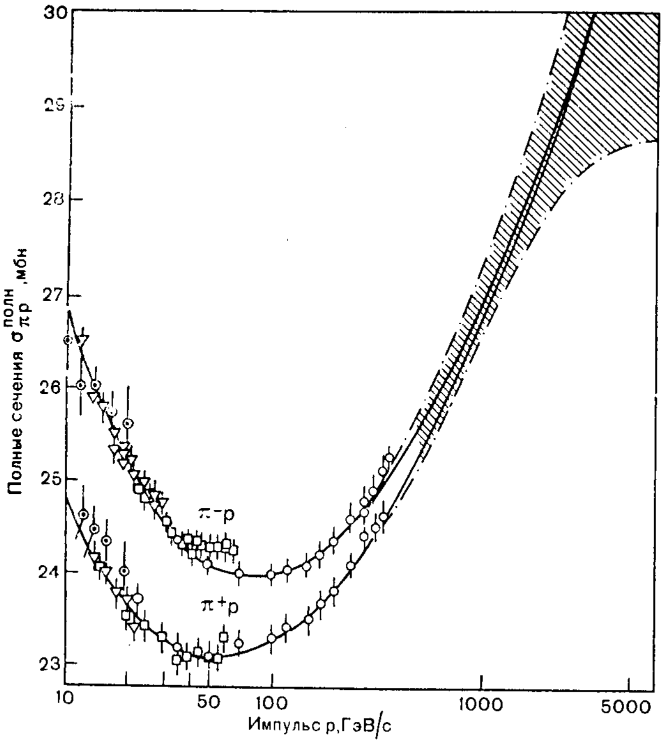

Рис.4. Экстраполяция полных сечений πp-взаимодействия за пределы ускорительных энергий методом совместного анализа данных о $\sigma_{\pi^\pm p}^{полн}$ и $\rho_{\pi^- p}(p, t=0)$ с помощью дисперсионных соотношений.
Сплошные линии – результат наилучшего описания данных формулой (4), заштрихована область неопределенности экстраполяции.

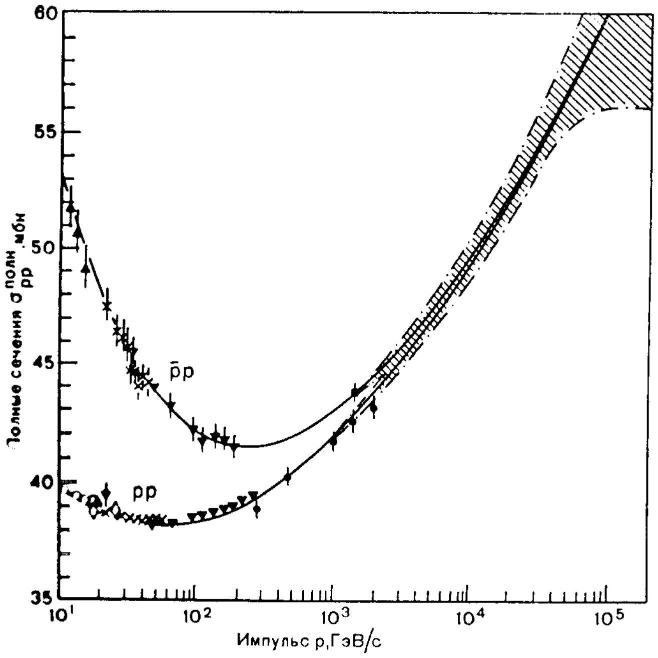

Рис.5. Экстраполяция полных сечений pp-взаимодействия за пределы ускорительных энергий методом совместного анализа данных по $\sigma_{p^\pm p}^{полн}$ и $\rho_{pp}(p, t=0)$ с помощью дисперсионных соотношений.
Сплошные линии – результат наилучшего описания данных формулой (4), заштрихована область неопределенности экстраполяции.

В последние годы были разработаны другие варианты модели померонов, приводящие к росту полных сечений. В одном из них – модели "критического померона" (В.Н.Грибов, А.А.Мигдал, 1968; А.А.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-Мартиросян, 1976) учитывается взаимодействие между померонами в процессе обмена. Модель предсказывает рост полных сечений пропорционально $\ln p$ вплоть до энергий $\sim 10^9$ ГэВ и пропорционально $\ln^{1/6}p$ при $p \to \infty$. В другом варианте – модели "надкритического померона" (Х.Ченг, Т.Ву, 1970; Дж.Карди, 1974) свойства померона изменены таким образом, что обеспечивается рост сечений сначала пропорционально p^{Δ}, где $\Delta \simeq 0{,}07$, а затем пропорционально $\ln^2 p$ при $p \to \infty$. Обе модели могут достаточно хорошо описать существующие данные о $\sigma_{hp}^{полн}(p)$ в области ускорительных энергий.

Универсальное сужение дифракционного конуса

Как мы уже отмечали, рост полных сечений может означать либо уменьшение прозрачности сталкивающихся объектов, либо увеличение их размеров. Для выяснения картины явления полезным оказывается привлечение данных о параметре наклона дифференциального сечения упругого рассеяния в области малых переданных импульсов $\sigma_{hp}(p,t)$, определяемого как производная по переданному импульсу t от логарифма дифференциального сечения упругого рассеяния. Эта величина непосредственно связана с радиусом взаимодействующих частиц. Приближенно

$$b_{hp}(p,t=0) \propto R_h^2 + R_p^2, \tag{5}$$

где R_h и R_p - среднеквадратичные радиусы налетающего адрона и протона-мишени, соответственно.

Используя модель однопомеронного обмена, В.Н.Грибов в 1961 г. предсказал логарифмический рост радиуса взаимодействия адронов с увеличением энергии – сужение дифракционного конуса:

$$b_{hp}(p,t \simeq 0) \propto 2\alpha'_P ln p. \tag{6}$$

Здесь α'_P - некоторая константа, называемая наклоном траектории померона. Она связана с массой померона: $\alpha'_P \propto 1/(m_P)^2$, однако абсолютную величину этой константы теория не дает. Сужение дифракционного конуса предсказывается также моделями критического и надкритического померонов. Пожалуй, самой характерной чертой этого явления является его универсальность: темп сужения, определяемый величиной α'_P, не должен зависеть ни от сорта взаимодействующих адронов, ни от переданного импульса в области малых отрицательных значений t.

До последнего времени казалось, что экспериментальные данные не подтверждают гипотезу универсального сужения конуса. Максимальное сужение конуса наблюдалось в pp-рассеянии, в πp-рассеянии оно было очень малым, а в $\bar{p}p$-рассеянии, наоборот, параметр наклона уменьшается с ростом энергии. Такая ситуация породила у многих физиков скептическое отношение к возможности использования модели полюсов Редже в физике высоких энергий. Так, М.Перл писал в 1974 г. в своей книге "Физика адронов высокой энергии": "Дифракционный конус в упругом рассеянии ... стимулировал применение теории Редже к описанию сильного взаимодействия. Ирония сегодня состоит в том, что мы теперь сомневаемся, имеет ли теория Редже вообще отношение к дифракционному рассеянию". Более осторожная оценка ситуации заключалась в том, что в исследованной области энергий еще слишком велико значение различных процессов, маскирующих связанное с помероном сужение конуса. Тем не менее, некоторые исследователи считали, что в pp-рассеянии происходит случайное сокращение вкладов непомеронных процессов и поэтому наблюдаемое увеличение параметра наклона $b_{pp}(t \simeq 0)$ с энергией связано с наклоном траектории померона. Из анализа данных pp-рассеяния группой Батавия-Дубна в 1973 г. было найдено: $2\alpha'_P = (0.56 \pm 0.05)$ ГэВ/с$^{-2}$, и это значение широко использовалось в многочисленных теоретических работах.

Новые экспериментальные данные, полученные в 1981 г. группой ЦЕРН-Гатчина, позволили предложить иную интерпретацию наблюдаемой картины. Было показано, что все существующие в настоящее время мировые данные о $p^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ и $\pi^{\pm}p$-рассеянии при $-t \leq 0.2$ (ГэВ/с)^2 хорошо описываются универсальной зависимостью

$$b_{h^{\pm}p}(p,t) = b_h(t) \mp b'_{h^{\pm}p}(t)/p^q + b_2(lnp), \qquad q \simeq 1/2, \tag{7}$$

где q принимает во внимание нелогарифмический характер изменения параметра наклона при малых энергиях. При этом параметр b_2 оказался не зависящим ни от сорта частиц, ни от переданного импульса (рис.6,7): $b_2 \equiv 2\alpha'_P = (0.28{\pm}0.03)$ (ГэВ/с)$^{-2}$, что вдвое меньше значения, принятого раньше. Интересно отметить, что в этой интерпретации наиболее близким к асимптотическому является поведение $\pi^{\pm}p$-рассеяния. Наблюдающийся же при $p \leq 10^2$ ГэВ/с значительный рост $b_{pp}(p, t \simeq 0)$ связан, в основном, не с траекторией померона, а с исчезновением вкладов других процессов. Итак, можно утверждать, что существующие экспериментальные данные вполне согласуются с гипотезой универсального сужения дифракционного конуса в области высоких энергий.

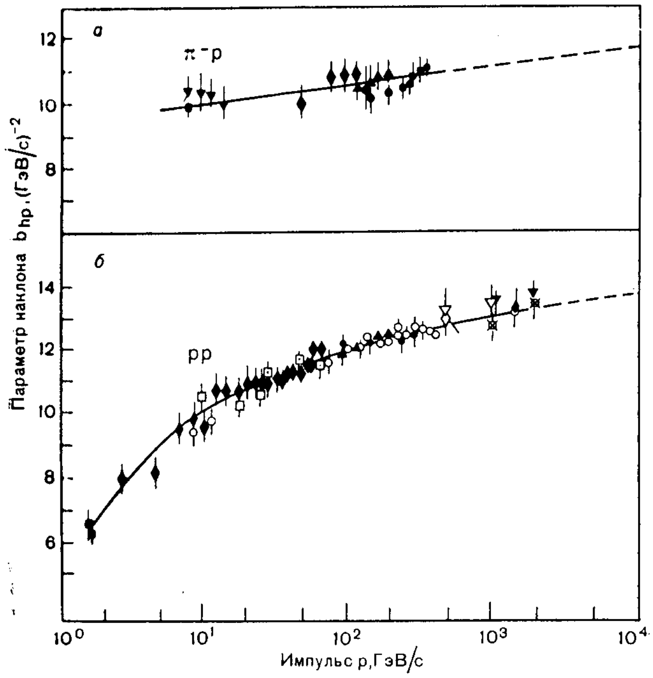

Рис.6. Параметры наклона дифракционного конуса в области малых переданных импульсов.
Все экспериментальные данные приведены к значению $-t = 0.02$ (ГэВ/с)^2; сплошные линии – результат наилучшего описания данных формулой (7);
а – $b_2 = 0.29{\pm}0.08$ (ГэВ/с)$^{-2}$,
б – $b_2 = 0.30{\pm}0.04$ (ГэВ/с)$^{-2}$.

Из формулы (6) следует выражение для разности наклонов дифференциальных сечений рассеяния частиц и античастиц на протоне:

$$b_{h^-p}(p) - b_{h^+p}(p) = const/p^q. \tag{8}$$

Во-первых, видно, что эта разность стремится к нулю при $p \to \infty$, в соответствии с теоремой о предельном равенстве дифференциальных сечений. Далее, сравнивая (7) с (1), можно видеть, что закон убывания разности наклонов удивительным образом совпадает с

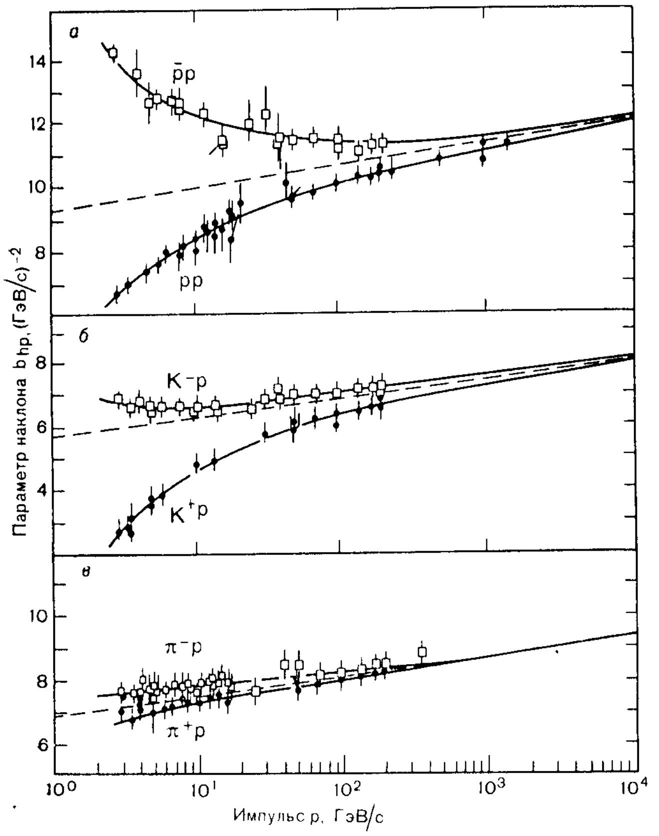

Рис.7. Параметры наклона дифракционного конуса при $-t = 0.2$ (ГэВ/с)^2. Сплошные линии – результат наилучшего описания данных формулой (7);
а – $b_2(\bar{p}p) = 0.28 \pm 0.05$ (ГэВ/с)$^{-2}$,
б – $b_2(K^{\pm}p) = 0.24 \pm 0.08$ (ГэВ/с)$^{-2}$,
в – $b_2(\pi^{\pm}p) = 0.27 \pm 0.05$ (ГэВ/с)$^{-2}$.

законом убывания разности сечений, причем параметры α и q $[-t = 0.2$ (ГэВ/с)$^2]$ оказались практически одинаковыми: $q = 0.52 \pm 0.02$, $\alpha = 0.55 \pm 0.02$ в случае $p^{\pm}p$-рассеяния; $q = 0.56 \pm 0.03$, $\alpha = 0.56 \pm 0.03$ в случае $K^{-}p$-рассеяния.

Как мы уже отмечали, зависимость (1), описывающая разность полных сечений частиц и античастиц, следует из модели полюсов Редже. В принципе, выражение (7), описывающее разность параметров наклонов, также следует из этой модели. Однако факт точного равенства показателей α и q объяснить очень трудно. Возможно, для этого потребуется пересмотреть некоторые основные положения теории полюсов Редже. Вместе с тем, этот факт является естественным для обычной дифракционной картины.

Заключение

Исследования последних лет привели к установлению ряда закономерностей во взаимодействии адронов высокой энергии. Наиболее важными из этих закономерностей являются универсальное возрастание полных сечений и радиусов взаимодействия адронов с увеличением энергии. Общность и простота найденных закономерностей позволяют надеяться, что будет разработан теоретический аппарат для их описания. Полученные экспериментальные данные согласуются с выводами общих теорем, сформулированных на основе аксиом локальной квантовой теории поля, следовательно, эти аксиомы остаются справедливыми в исследованной на сегодня области высоких энергий.

Новый этап в изучении сильного взаимодействия начнется после ввода в строй ускорителей-накопителей протонов и антипротонов. Обеспечиваемое этими ускорителями резкое продвижение в область сверхвысоких энергий может принести много важных и неожиданных результатов.

Список литературы

[1] *А.А.Воробьев, Ю.С.Григорьев, А.С.Денисов, Ю.К.Залите, Г.А.Королев, В.А.Королев, Г.Г.Ковшевный, Н.К.Ласточкин, Е.М.Маев, В.И.Медведев, Г.Л.Соколов, Г.Е.Солякин, Э.М.Спириденков, И.И.Ткач, В.А.Щегельский.* Препринт ЛИЯФ–429, Ленинград, 1972, 47 с.;
A.A.Vorobyov, G.A.Korolev, V.A.Schegelsky, G.Ye.Solyakin, G.L.Sokolov and Yu.K.Zalite. // Nucl.Instr.Meth., 1974. V.119. P.509—519.

[2] *А.А.Воробьев, А.С.Денисов, Ю.К.Залите, Г.А.Королев, В.А.Королев, Г.Г.Ковшевный, Е.М.Маев, В.И.Медведев, Г.Л.Соколов, Г.Е.Солякин, Э.М.Спириденков, И.И.Ткач, В.А.Щегельский.* Препринт ЛИЯФ–430, Ленинград, 1976, 34 с.; // Phys.Lett., 1972. V.41B. P.639—642.

[3] *В.Г.Аблеев, В.Д.Апокин, А.А.Воробьев, Г.Н.Величко, Ю.К.Залите, Г.А.Королев, Е.М.Маев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев, Н.М.Пискунов, В.С.Селезнев, В.В.Сиксин, И.М.Ситник, В.Л.Соловьянов, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, Н.К.Терентьев, В.И.Шаров, В.А.Щегельский, А.В.Ханзадеев.* // Ядерная физика, 1978. Т.28. С.1529—1533.

[4] *J.P.Burq, M.Chemarin, M.Chevallier, A.S.Denisov, C.Doré, T.Ekelöf, J.Fay, P.Grafström, L.Gustafsson, E.Hagberg, B.Ille, A.P.Kashchuk, G.A.Korolev, A.V.Kulikov, S.Kullander, M.Lambert, J.P.Martin, S.Maury, M.Querrou, V.A.Schegelsky, E.M.Spiridenkov, I.I.Tkach, M.Verbeken and A.A.Vorobyov.* // Nucl.Phys., 1983. V.B217. P.285—335.

[5] *А.А.Воробьев.* // Вестник Академии наук СССР, 1983. Вып.4. С.67—80.