

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.125

**КАК ВЫГЛЯДЯТ ПРОТОНЫ В ПУЧКАХ
СИЛЬНОВАЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ*)***Уго Амальди*

Протоны, нейтроны, адроны и их структура.— Простая картина дифракционного рассеяния.— Эксперименты по полным сечениям.— Эксперименты по упругому рассеянию.— Что мы узнали из адрон-адронного рассеяния.

1. ПРОТОНЫ, НЕЙТРОНЫ, АДРОНЫ И ИХ СТРУКТУРА

Более чем 99,97% вещества состоит из протонов и нейтронов. Таким образом, взаимодействие этих частиц является наиболее важным явлением физического мира. В 30-е годы, после открытия нейтрона, главной проблемой новой области исследования — ядерной физики стало изучение сил, связывающих протоны и нейтроны в ядра. В то время надеялись, что эксперименты позволят определить относительно простую форму ядерного потенциала, действующего между протонами и нейтронами. И как часто случается, положение дел сегодня существенно отличается от предсказаний, сделанных сорок лет назад.

Для лучшего понимания сил, действующих между нуклонами (т. е. между протонами и нейтронами), физики начали строить машины, способные ускорять протоны до все более высоких энергий. При соударениях протонов высоких энергий с ядрами рождались новые частицы. Сегодня число известных частиц так велико, что никому не придет в голову считать их «элементарными» в старом смысле этого слова. Заметно увеличилось число только тех частиц, которые испытывают действие самых мощных из всех известных сил — ядерного взаимодействия. Действительно, хватит пальцев на одной руке, чтобы пересчитать частицы, чувствующие только лишь заметно более слабые электромагнитное и слабое взаимодействия. Путь к изучению сил, действующих между нуклонами, поставил нас перед двумя фундаментальными фактами: существуют сотни различных частиц, рождающихся в сильных взаимодействиях и испытывающих на себе их влияние, но только несколько частиц чувствительны лишь к слабым и/или к электромагнитным взаимодействиям. Эти два класса частиц были названы соответственно «адроны» и «лептоны».

Изучая рассеяние лептонов на адронах и лептонов на лептонах, мы узнали, что в то время как адроны имеют радиус порядка 10^{-13} см, лептоны выглядят точечными в пределах пространственного разрешения,

*) U. Amaldi, How Protons Are Seen by High Energy Hadrons, 42 p. Перевод с рукописи выполнен Ю. М. Антиповым.

достигнутого в настоящее время и составляющего 10^{-15} см. Уже из самого этого факта можно сделать важное предположение, что адроны состоят из других более «элементарных» точечных частиц. В конце концов подобная ситуация уже возникала в прошлом при переходе от молекул к атомам, от атомов к ядрам и электронам, и от ядер к протонам и нейтронам. Около пятнадцати лет назад такое туманное утверждение стало более точным после того, как было обнаружено, что все известные адроны можно рассматривать как связанные состояния двух или трех субъядерных частиц — «кварков». В наши дни имеются сильные аргументы в пользу того, что существуют по меньшей мере четыре различных кварка, названные u -кварк, d -кварк, s -кварк и c -кварк, несущие электрические заряды, равные $+\frac{2}{3}$, $-\frac{1}{3}$, $-\frac{1}{3}$, $+\frac{2}{3}$ заряда протона соответственно. В кварковой модели протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка, а нейтрон состоит из двух d -кварков и одного u -кварка. Вплоть до сегодняшнего дня никто не видел свободного кварка, но количество информации, получаемое из гипотезы о том, что адроны ведут себя так, как будто бы состоят из кварков, столь велико, что физики свыклись со следующей схемой: адроны состоят из кварков, но эти составляющие элементы — узники внутри адронов и не могут появляться в виде свободных частиц. Не все приходится в восторг от подобной картины, но пока кварки не найдены, лишь она является жизнеспособным описанием мира адронов.

Протоны и нейтроны состоят из кварков, связанных кварк-кварковыми силами. Ядерные силы, объединяющие протоны и нейтроны в ядра, в этой схеме являются остаточными силами связанных кварков, подобными силам Ван-дер-Ваальса, возникающим между молекулами. В случае молекул простое кулоновское взаимодействие между ядрами и ядерными электронами приводит к сложному взаимодействию самих молекул. С этой точки зрения протон-протонные, протон-нейтронные и нейтрон-нейтронные силы представляются уже не такими интересными и фундаментальными, как раньше. И все же остаются достаточно убедительные доводы за то, чтобы изучать взаимодействие этих частиц. На самом деле протон можно рассматривать, как типичный адрон, взаимодействие которого может быть изучено с величайшей точностью благодаря возможности получать пучки этих частиц такой интенсивности и энергии, которые не могут быть реализованы для адронов другого типа. На сегодняшний день интенсивность пучков протонов больших энергий в сотни тысяч раз превосходит интенсивность пучков других адронов. Кроме того, энергия в системе центра масс при соударениях протон-протон более чем в пять раз превосходит соответствующую величину для любого другого адрон-адронного столкновения. Таким образом можно сказать, что протон-протонные столкновения интересны не столько потому, что половина массы стабильной материи находится в протонах, а еще и потому, что протоны являются типичными адронами и существует относительно простой способ получения очень интенсивных пучков протонов больших энергий, путем отделения электронов от атомов водорода и последующего ускорения оставшихся ядер.

Менее интенсивные пучки других адронов можно получить, коллимируя и фокусируя должным образом частицы, образованные при столкновениях высокоэнергетических протонов с ядрами вещества мишени. В дальнейшем мы представим данные, полученные на пучках антипротонов, положительных и отрицательных π -мезонов, положительных и отрицательных K -мезонов. Эти частицы отличаются по предполагаемой кварковой структуре. Антипротоны (символ \bar{p}) являются античастицами к протонам: они образованы тремя антикварками, обычно обозначаемыми \bar{u} , \bar{d} и \bar{d} .

π -мезоны (обозначаются π) и K -мезоны (обозначаются K) принадлежат к другому семейству, так называемым бозонам. Этот класс частиц состоит не из трех или двух кварков, а из кварка и антикварка. Формально можно записать кварковую структуру электрически заряженных частиц, т. е. тех, которые только и могут быть сформированы в пучки, следующим образом:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^- = \bar{u}d; \quad K^+ = u\bar{s}, \quad K^- = \bar{u}s. \quad (1)$$

Эти частицы метастабильны в том смысле, что они распадаются за счет слабых взаимодействий на другие частицы, но их время жизни достаточно велико, что позволяет использовать их за несколько метров от точки рождения. Исследование взаимодействий этих частиц существенно дополняет информацию о протон-протонных взаимодействиях, несмотря на меньшую интенсивность и энергию.

2. ПРОСТАЯ КАРТИНА ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Если энергия адрона превышает несколько гигаэлектрон-вольт (т. е. несколько миллиардов электрон-вольт), то ядерные силы, действующие между налетающим адроном и протоном мишени, обычно приводят к образованию нескольких других адронов. Можно сказать, что когда адроны проходят на расстояниях порядка 10^{-13} см друг от друга, происходит локализованный взрыв энергии. Энергия этого взрыва очень часто материализуется, т. е. часть энергии переходит в массу нескольких вновь образованных частиц. В этих «неупругих» взаимодействиях оставшаяся энергия проявляется в виде кинетической энергии вылетающих частиц. Личь в относительно малом числе соударений имеющаяся энергия не переходит в массу; в этом случае мы говорим, что соударение было «упругим».

Величиной, наилучшим образом характеризующей энергию взаимодействия, является полная энергия в системе центра масс, которую в дальнейшем будем обозначать \sqrt{s} . При любой заданной энергии в системе центра масс вероятность наблюдения упругого или неупругого взаимодействия при прохождении адрона через тонкую мишень можно выразить, вводя сечения *упругого* и *неупругого* взаимодействия. Эти величины измеряются либо в см^2 , либо в миллибарнах ($1 \text{ мбн} = 10^{-27} \text{ см}^2$); их можно наглядно представить как площадь мишени, в виде которой один из сталкивающихся адронов кажется другому адрону в упругом или неупругом процессе. Обе эти величины зависят от типа сталкивающихся адронов и от энергии в системе центра масс. Полная вероятность взаимодействия (учитывающая как упругий, так и неупругий процессы) совершенно очевидно измеряется суммой сечений упругого и неупругого взаимодействий. Вводя для этих сечений обозначения σ_{el} и σ_{in} , мы сможем выразить *полные сечения* как $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{in}}$.

В случае упругого рассеяния важной характеристикой является зависимость вероятности рассеяния от угла, на который отклонились налетающие частицы. Рассмотрим для простоты случай протон-протонных взаимодействий в системе центра масс. Каждый сталкивающийся протон массы M имеет полную энергию $\sqrt{s}/2$ и импульс

$$p = \sqrt{\frac{s}{4c^2} - M^2c^2}. \quad (2)$$

Если единицей измерения энергии являются Гэв , то импульс измеряется в $\text{Гэв}/c$. Обозначая через θ угол рассеяния в системе центра масс, получим следующее выражение для квадрата *переданного 4-импульса*:

$$t = 2M^2c^2 - \frac{s}{2} + 2p^2 \cos \theta = -2p^2 (1 - \cos \theta). \quad (3)$$

В случае рассеяния на малые углы выражение для квадрата переданного 4-импульса упрощается до

$$t \approx -p^2 \theta^2. \quad (4)$$

Для большей части данных, рассматриваемых в этой статье, соотношение (4) является хорошим приближением. Таким образом, можно сказать, что квадрат переданного 4-импульса пропорционален квадратам как импульса p , так и угла рассеяния θ .

В адрон-адронных соударениях распределение рассеянных адронов определяется дифференциальным сечением рассеяния $d\sigma/dt$, которое связано с вероятностью $d\sigma/d\Omega$ рассеяния в телесный угол Ω выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}; \quad (5)$$

и, конечно, интегрирование $d\sigma/d\Omega$ по всему телесному углу дает нам вновь сечение упругого рассеяния σ_{el} .

Таким образом, мы определили основные величины, которые измеряются и обсуждаются в рассматриваемой нами области. Перечислим их еще раз: σ_{tot} , σ_{el} , σ_{in} и $d\sigma/dt$. Определяя эти величины, мы использовали классический язык, что неявным образом предполагает, будто протоны подобны маленьким бильiardным шарикам, которые при упругих соударениях сталкиваются и отскакивают друг от друга. Квантовая механика, однако, говорит нам, что данная картина неверна, потому что каждый движущийся протон ведет себя скорее как волна, а не как маленький шарик. Длина этой волны связана с импульсом частицы хорошо известным соотношением де Бройля, а именно $\lambda = \hbar/p$. Численное значение постоянной Планка равно 1,2, если длина волны измеряется в ферми (10^{-13} см), а импульс частицы в Гэв/с.

Прежде чем мы перейдем к обсуждению экспериментальных данных и их интерпретации, стоит подойти к столкновению адронов высоких

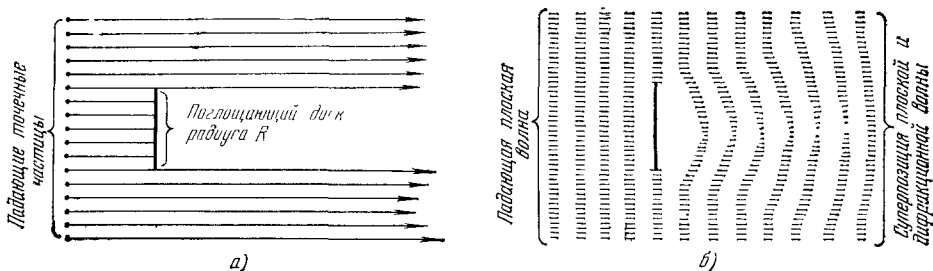


Рис. 1. а) Классическое описание поглощения точечных частиц диском (в потоке падающих частиц за диском образуется дыра); б) волновое описание того же явления (суперпозиция невозмущенной падающей волны и дифракционной волны образуют тень).

энергий с простой, интуитивной точки зрения, учитывающей волновые свойства материи. Трудно представить две движущиеся и взаимодействующие адронные волны, однако такая задача полностью эквивалентна более обозримой проблеме, в которой одна волна падает на поглощающий неподвижный объект. Для простоты рассмотрим диск (рис. 1). Диск является поглощающим, так как взаимодействующие адроны создают много неупругих каналов. На волновом языке это означает, что часть энергии падающей волны передается рождающимся адронам. Явление может быть описано с помощью «функции поглощения», описывающей распределение поглощения в зависимости от расстояния до центра диска. В общем случае

эта функция зависит от энергии в системе центра масс, так как вероятность различных неупругих процессов, несомненно, зависит от энергии взаимодействия.

Далеко идущие последствия волновой картины взаимодействующих адронов наилучшим образом можно оценить, рассмотрев два простых случая, представленных на рис. 1. На рис. 1, *a* многочисленные точно-подобные частицы движутся параллельно и поглощаются диском, имеющим радиус R , на рис. 1, *б* плоская волна поглощается диском того же радиуса. В первом случае все частицы, столкнувшиеся с диском, поглощаются вследствие неупругих процессов, в которых рождаются новые адроны. Очевидно, что неупругое сечение в этом случае равно площади диска ($\sigma = \pi R^2$). В падающем пучке появляется «дыра», сохраняющаяся на бесконечном расстоянии, а так как точно-подобные частицы ведут себя независимо, и каждая из них может либо поглотиться, либо пройти не испытав влияния диска, то соответственно не происходит и упругого рассеяния, т. е. $\sigma_{el} = 0$. На рис. 1, *б* падающая волна описывает пучок частиц, длина волны и импульс частиц пучка связаны соотношением де Бройля. Та часть волнового фронта, которая падает на диск, поглощается; энергия этой части волны преобразуется в другие формы излучения, исходящие от диска. Это адроны, рожденные в неупругих процессах. Для этого случая неупругое сечение равно тоже $\sigma_{in} = \pi R^2$, но в то же самое время за диском появляется «тень». В отличие от «дыры», появляющейся в пучке точно-подобных частиц, эта «тень» существует лишь до определенных расстояний, так как различные участки волнового фронта не являются независимыми. По этой причине в падающей волне невозможно просверлить дыру, которая сохранилась бы и на больших расстояниях. Резкий край волнового фронта у «дыры» искривляется и заполняет ее. Таким образом, само существование поглощения с необходимостью приводит к появлению волны, имеющей ту же длину, что и падающая, но распространяющейся от диска. Это «дифракционная» волна. Она соответствует *упругорассеянным* частицам, так как длины этой и падающей волн одинаковы, а соответственно импульс дифракционно рассеянных частиц равняется импульсу падающих частиц, как следует из соотношения де Бройля.

Сколько велико сечение упругого рассеяния, возникающего в данной дифракционной картине? Для полностью поглощающего диска с радиусом R оно совпадает с неупругим сечением ($\sigma_{el} = \sigma_{in} = \pi R^2$), таким образом, полное сечение равно удвоенной геометрической площади поглощающего диска. Для того чтобы принять этот с первого взгляда неожиданный результат, необходимо понять, как формируется тень. В пространстве распространяются две различные волны с одной и той же длиной: первоначальная плоская волна и дифракционная, со сферическим волновым фронтом, так как источником ее является диск. Эти две волны интерферируют, в особенности за диском, где интерференция полностью деструктивна. В этой области амплитуды волн вычитаются, и за диском образуется тень. Это требует, чтобы рассеянная волна за диском была бы локализована в области πR^2 , имела бы противоположную фазу и ту же амплитуду, что и падающая волна. Таким образом, энергия дифракционной волны равняется той части энергии, которую несет на себе попадающая на диск падающая волна. Это в свою очередь подразумевает равенство сечений упругого и неупругого рассеяний.

Обобщая все вышесказанное, можно утверждать, что в случае полностью поглощающего диска сечения упругого и неупругого процессов равны, полное сечение равно удвоенной геометрической площади диска, и, таким образом, отношение $2\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ равно 1. Для однородного, но непол-

ностью поглощающего диска сечение упругого рассеяния становится меньше неупругого. Можно показать, что отношение $2\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ равно «поглощающей способности», определяющей уменьшение амплитуды из-за поглощения:

$$A = \frac{2\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}. \quad (6)$$

Доказательство этого результата весьма поучительно. Если диск имеет поглощающую способность A , то амплитуда волны за диском равна $(1 - A)$ амплитуды падающей волны. В данном случае (так же, как и в оптике) интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды; это означает, что за диск площадью πR^2 передается только $(1 - A)^2$ энергии падающей на него волны. Это означает так же, что доля поглощенной энергии равна $1 - (1 - A)^2 = 2A - A^2$. Сечение неупругого рассеяния меньше геометрической площади πR^2 на тот же самый множитель $\sigma_{in} = (2A - A^2) \pi R^2$. Сечение упругого рассеяния можно получить, рассматривая интенсивность дифракционной волны. Для этого мы используем принцип, сформулированный в 1837 г. А. Бобине для оптических волн: дифракционная картина, возникающая на любой неоднородности, совпадает с дифракционной картиной, даваемой «дополнительным» экраном, т. е. таким экраном, который прозрачен там, где неоднородность непрозрачна, и наоборот. Амплитуда волны за частично прозрачным отверстием дополнительного экрана отличается от амплитуды падающей волны множителем A , так как она должна быть дополнительной к тому случаю, когда амплитуда за экраном уменьшается в $(1 - A)$ раз. Тогда интенсивность дифракционной волны пропорциональна A^2 , и таким образом для дополнительного экрана (а благодаря принципу Бобине, и для диска) имеем $\sigma_{el} = A^2 \pi R^2$. Полное сечение рассеяния равно $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in} = 2\pi R^2 A$, т. е. в случае полного поглощения ($A = 1$) оно равно удвоенной геометрической площади диска. Комбинируя выражения, полученные для σ_{el} и σ_{tot} , получим соотношение (6).

В результате можно сказать, что если доминирует дифракционное рассеяние, отношение упругого сечения к полному можно рассматривать как меру средней поглощающей способности сталкивающихся адронов. Поглощающая способность определяется многими неупругими процессами, возникающими при столкновении адронов, так что измерение σ_{el} и σ_{tot} может дать нам некоторую информацию о неупругих процессах, которые из-за дифракционной природы процесса порождают наблюдаемые события упругого рассеяния. Конечно, дифференциальное сечение упругого рассеяния $d\sigma/dt$ содержит гораздо больше информации, чем проинтегрированное сечение σ_{el} . Давайте теперь рассмотрим этот вопрос.

Детальную информацию о профиле поглощения можно получить из формы дифракционной картины, т. е. из углового распределения рассеянных частиц. Это распределение, имеющее большой максимум вперед (при угле рассеяния, равном 0) и ряд чередующихся максимумов и минимумов, характерно для всех дифракционных процессов. При рассмотрении угловой ширины центрального дифракционного пика, вспомним, что соответствующая величина определяется отношением длины волны и размера рассеивающего объекта. Итак, ширина центрального пика пропорциональна отношению λ/R , т. е. радиус объекта можно узнать по измерению ширины углового распределения.

В случае поглощающего диска радиуса R распределение интенсивности рассеянной волны было получено в 1835 г. Г. Б. Эйри. Это распределение дается хорошо известной формулой, которую в наших обозначениях

можно записать так:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \left[\frac{2J_1(2\pi R\theta/\lambda)}{2\pi R\theta/\lambda} \right]^2 \approx \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \exp \left[- \left(\frac{\pi R\theta}{\lambda} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

При малых углах рассеяния функция Эйри близка к гауссовой экспоненте. Обычная параметризация дифференциального сечения адрон-адронного рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} e^{-b |t|}. \quad (8)$$

Вспоминая соотношение де Бройля, а также сравнивая уравнения (7) и (8), можно сказать, что *показатель наклона* дифференциального сечения упругого рассеяния вперед связан с *радиусом адрон-адронных взаимодействий* соотношением

$$b = \left(\frac{\pi R}{\hbar} \right)^2 \approx 6,5 R^2 \quad (9)$$

(R — в ферми, b — в Гэв^{-2}). Для того чтобы дать представление о порядке величин, заметим, что радиус взаимодействия, равный $1,4 \text{ ф}$, приблизительно соответствующий области действия ядерных сил, приводит к дифракционному пику с шириной $b \approx 13 \text{ Гэв}^{-2}$.

В заключение еще раз напомним, что при высокой энергии адрон-адронные столкновения являются в основном неупругими, вероятность этих процессов измеряется сечением неупругого рассеяния $\sigma_{in} = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$. Это приводит к сильному поглощению падающей волны, а следовательно, и к дифракционному рассеянию. Дифракционный пик является в хорошем приближении экспонентой от переданного импульса; показатель этой экспоненты пропорционален квадрату радиуса взаимодействия. Интеграл дифференциальных сечений упругого рассеяния σ_{el} связан с поглощением в области порядка R . Более точно отношение $2\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ является мерой поглощающей способности. Совершенно естественно возникает вопрос — а какой же физический смысл имеет величина $(d\sigma/dt)_{t=0}$ — единственная, которую мы еще не обсуждали. Ответ может показаться очень неожиданным: дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол ноль не является независимой величиной. Это следует из «оптической теоремы», которая приобрела точную математическую форму в 1936 г. благодаря трудам Нильса Бора, Рудольфа Пайерлса и Георга Плачека. Эта теорема справедлива для всех волновых явлений, а также для любых профилей поглощающей способности. Для простоты мы опустим вывод этой теоремы. Здесь уместно указать лишь причины, по которым можно ожидать существование данной теоремы. Волновая природа взаимодействующих частиц предполагает, что явление дифракции в целом определяется *двумя* независимыми величинами: радиусом взаимодействия и поглощающей способностью. С другой, экспериментальной точки зрения, существуют *три* величины, которые можно измерить независимо. Обычно это — полное сечение, дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед $(d\sigma/dt)_{t=0}$ и параметр наклона дифракционного пика b . (Основываясь на этих трех величинах, можно вычислить все остальные. Например, упругое сечение σ_{el} можно получить из двух последних величин, а неупругое сечение можно вычислить как $\sigma_{in} = \sigma_{tot} - \sigma_{in}$). Совершенно ясно, что между этими тремя экспериментально определяемыми величинами должна быть связь. Теорема, однако, утверждает, что связаны между собой лишь две первые величины: дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед и полное сечение. Но почему дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед играет такую особую роль? Это можно объяснить, вспомнив

тот факт, что плоская падающая волна и сферическая дифракционная волна являются касательными друг к другу лишь в направлении вперед, т. е. лишь в этом направлении эти волны сфазированы и способны интерферировать на больших расстояниях от поглощающего диска.

В наших обозначениях оптическая теорема записывается так *):

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\pi}{4h^2} \sigma_i^2. \quad (10)$$

Как и говорилось, дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед не является независимой величиной, а пропорционально квадрату полного сечения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛНЫМ СЕЧЕНИЯМ

а) Эксперименты с хорошей геометрией. Метод пропускающих счетчиков

В протонных синхротронах протоны ускоряются до максимального импульса, который определяется радиусом ускорителя и максимально достижимым магнитным полем, удерживающим протоны на кольцевой орбите. В конце цикла ускорения, длящегося несколько секунд, протоны

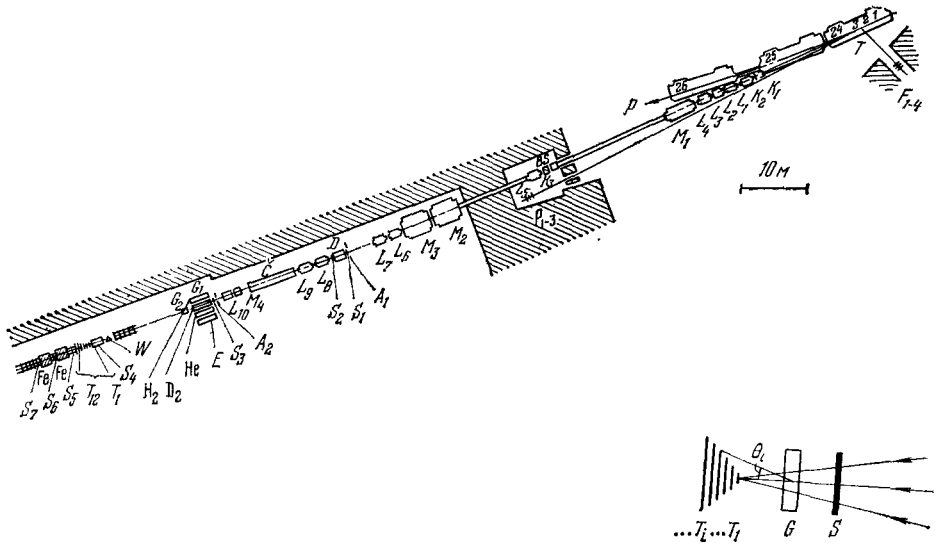


Рис. 2. Система для измерения полных сечений методом пропускающих счетчиков, использовавшаяся на ускорителе в Серпухове объединенной группой ИФВЭ — ЦЕРН. При столкновении протонов, циркулирующих в протонном синхротроне, с внутренней мишенью T образуются вторичные частицы, импульс которых определяется магнитно-оптическим каналом. Обозначения L и M относятся к квадрупольным линзам и отклоняющим магнитам соответственно. K — коллиматоры. За счетчиком S_3 в пучок могли вводиться четыре различных типа мишеней. Внизу отдельно показаны двенадцать пропускающих счетчиков $T_1 \dots T_{12}$, вырезающих возрастающие телесные углы, если смотреть со стороны мишени.

бомбардируют внутреннюю или внешнюю мишени ускорителя, рождая при этом вторичные частицы. Вылетающие вперед вторичные частицы фокусируются и анализируются по импульсу системой транспортировки пучка. На рис. 2 представлена схема системы, использовавшейся несколько лет назад в объединенном эксперименте ЦЕРН — ИФВЭ. На этом

*) За единицы измерения приняты ферми и Гэв. Вещественная часть амплитуды считается равной нулю. (Примеч. ред.)

рисунке K обозначает коллиматоры, L — квадрупольные линзы, M — отклоняющие магниты¹. S_1 , S_2 и S_3 — сцинтилляционные счетчики, определяющие пучковые частицы, A_1 , A_2 — счетчики антисовпадений с дыркой в области пучка, служащие для подавления гало пучка. Для оптимизации фокусирующих свойств системы использовался детектор W . В пучок можно было поместить различные мишени: водородную H_2 , дейтериевую D_2 , гелиевую He , а для определения фона и пустую мишень. Дифференциальный черенковский счетчик D и счетчик высокого разрешения \tilde{C} использовались для идентификации пучковых частиц, позволяя с помощью электроники разделять пи-мезоны, ка-мезоны и протоны с одинаковым импульсом. Эти счетчики работают на эффекте Черенкова: частица со скоростью v , движущаяся в среде с показателем преломления n , излучает свет под углом δ , таким, что $\cos \delta = c/vn$.

За мишенью были расположены двенадцать круглых пропускающих счетчиков ($T_1 \dots T_{12}$). Счетчики были смонтированы на тележке, которая по рельсам могла двигаться вдоль пучка. Для каждого импульса пучка положение тележки выбиралось таким образом, чтобы захватываемый телесный угол соответствовал одному и тому же диапазону переданных импульсов: $|t| \leq 0,038 (E_{el}/c)^2$. В любом эксперименте такого рода потоки, измеряемые этими счетчиками, используются для экстраполяции к идеальным условиям. В идеальном случае хотелось бы иметь пучок с пренебрежимо малыми поперечными размерами, мишень без стенок и один пропускающий счетчик опять-таки с очень малыми поперечными размерами. В этом идеальном случае любой адрон, провзаимодействовавший в мишени, не попадал бы в пропускающий счетчик. Тогда количество частиц, измеряемое этим счетчиком, было бы меньше числа частиц в пучке на величину, экспоненциальным образом зависящую от σ_{tot} . Если быть точным, то

$$\frac{N}{N_0} = \exp \left(- \frac{N_A \rho l}{P_A} \sigma_{tot} \right), \quad (11)$$

где N_A — число Авогадро, P_A — атомный вес мишени, а ρl — толщина мишени в g/cm^2 . Так как пучок имеет конечные размеры, экспериментатор вынужден использовать большие пропускающие счетчики, каждый из которых измеряет величину, немного меньшую, чем σ_{tot} . Полное сечение получают экстраполяцией к нулевому телесному углу потоков, зарегистрированных в двенадцати T -счетчиках. Более того, для учета взаимодействия в стенках мишени поток N_0 измеряется для пустой мишени, поставленной в пучок.

Детальная процедура для такого типа экспериментов с хорошей геометрией рассматривается в обзорной статье Джакомелли². В этой статье показано, что можно достигнуть относительной ошибки измерений на уровне $\pm 0,1\%$. Однако систематические ошибки измерений существенно больше, в некоторых случаях они достигают 1% .

б) Эксперименты на встречных пучках

Эксперименты с хорошей геометрией дают наиболее точные измерения в адронной физике. В 1971 г. в ЦЕРНе был введен в строй ускоритель нового типа — пересекающиеся накопительные кольца (ISR). В ускорителе этого типа два интенсивных протонных пучка сталкиваются «в лоб» друг с другом. С появлением этого ускорителя была изобретена совершенно новая методика измерения полных сечений. Описание такой методики является второй задачей этого раздела.

В том случае, когда релятивистский протон, имеющий в лабораторной системе координат импульс $p_{\text{лаб}}$, сталкивается с покоящимся протоном массы M , энергия в системе центра масс равняется

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2Mp_{\text{лаб}}}. \quad (12)$$

Из этого соотношения следует, что при столкновении протона, имеющего импульс $26 \text{ Гэв}/c$ (что близко к максимальному импульсу, до которого протоны ускоряются в ЦЕРНовском протонном синхротроне) с ядром водорода, доступная энергия в СЦМ составит приблизительно 7 Гэв . Остальная энергия, если можно так сказать, напрасно расходуется на движение самой системы центра масс.

При столкновении в лабораторных условиях двух релятивистских протонов, имеющих равные и противоположно направленные импульсы p , СЦМ покоится в лаборатории и энергия в СЦМ в этом случае просто равна

$$\sqrt{s} \approx 2p. \quad (13)$$

Используя соотношения (12) и (13), можно определить «эквивалентный» импульс $p_{\text{лаб}}$, соответствующий движению протонов в СЦМ в противоположные стороны с импульсами p , а именно

$$p_{\text{лаб}} \approx \frac{2p^2}{M}.$$

Например, если импульс протонов в СЦМ составляет $26 \text{ Гэв}/c$, то эквивалентный импульс в «лабораторной» системе координат будет равен $p_{\text{лаб}} = 1500 \text{ Гэв}/c$.

Таким образом, возможность получения очень больших энергий является той причиной, которая побуждает строить ускорители с встречными пучками. Пересекающиеся накопительные кольца в ЦЕРНе (ISR) являются первым ускорителем такого типа, и именно в нем достигнута самая большая энергия в СЦМ. В общих чертах система была описана Йонсеном³. Из схемы, представленной на рис. 3, видно, что кольца пересекаются в восьми точках. Эти кольца заполняются протонами, ускоренными в протонном синхротроне ЦЕРН (PS). В каждом кольце протоны отклоняются 132 магнитами с сильной фокусировкой. Пучки вращаются

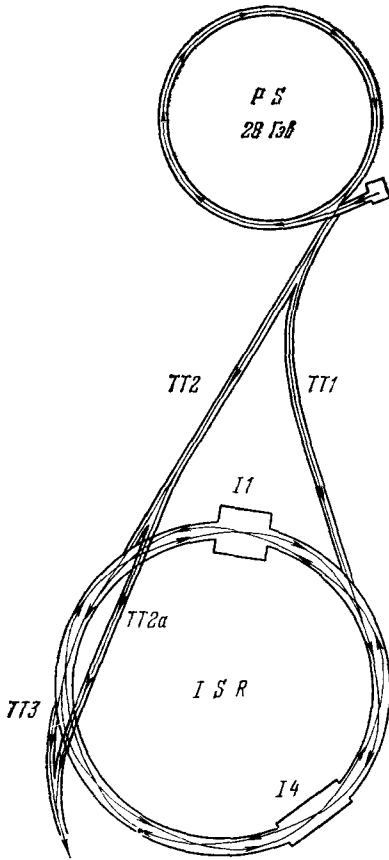


Рис. 3. Схематическое изображение протонного синхротрона (PS) в ЦЕРНе, инжектирующего ускоренные протоны по туннелям TT1 и TT2 в пересекающиеся накопительные кольца (ISR).

Диаметр ISR — 300 м. Два накопленных в ISR пучка пересекаются в восьми точках. I1 и I4 — наибольшие экспериментальные помещения, построенные вблизи точек пересечения I1 и I4.

в двух вакуумных камерах с сечением $50 \times 200 \text{ мм}^2$ и диаметром 300 м. В восьми областях взаимодействия пучки пересекаются в горизонтальной плоскости под углом $14,8^\circ$. Во время инжекции каждые две или три секунды в одно из колец вбрасывается $2 \cdot 10^{12}$ протонов. Для заполнения каждого из колец используются приблизительно 200 импульсов, таким образом, при нормальной работе ускорителя количество протонов в каждом

кольце превышает $5 \cdot 10^{14}$. Так как время обращения составляет 3 *мксек*, то соответствующий ток равняется 25а.

Остаточное давление в вакуумной камере настолько малó (несколько единиц 10^{-12} тор), что время жизни двух пучков обычно больше одного года. Это создает превосходные условия для проведения многодневных экспериментов.

Среднеквадратичная толщина пучка по высоте составляет лишь 1,5 мм, в то время как ширина пучка в горизонтальной плоскости определяется шириной захватываемого импульсного интервала. При обычном акцептансе $\Delta p/p = 2\%$ ширина составляет ≈ 40 мм. Таким образом, можно представить себе два пучка как широкие и тонкие ленты, пересекающиеся в восьми точках под углом $14,8^\circ$. Длина зоны взаимодействия составляет ± 150 мм; она определяется шириной пучка по горизонтали и указанным выше углом пересечения пучков. Как уже упоминалось, радиальная ширина зоны при нормальных условиях работы составляет ± 20 мм. Она может быть уменьшена при включении специальных квадрупольных линз, имеющих в структуре ускорителя. При таком включении траектории протонов с разными импульсами накладываются друг на друга в четырех (из восьми) зонах взаимодействия. Данное включение носит название «схемы Тервиллигера». В этом случае ширина пучка уменьшается приблизительно до ± 5 мм и длина источника становится равной ± 40 мм. Специальная «обрезающая» процедура при инжекции позволяет после накопления уменьшить длину источника до ± 15 мм.

Светимостью двух сталкивающихся пучков по определению называется коэффициент пропорциональности между сечением $\Delta\sigma_x$ (для детектирования событий типа x в телесном угле аппаратуры) и соответствующей скорости регистрации N_x :

$$N_x = L\Delta\sigma_x. \quad (14)$$

Светимость обычно измеряется в $см^{-2}сек^{-1}$. Светимость можно представить как функцию параметров, характеризующих два пересекающихся пучка:

$$L(\delta) = \frac{I_1 I_2}{e^2 \sqrt{\text{ctg } \gamma}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(z) \rho_2(z + \delta) dz. \quad (15)$$

В этом выражении I_1 и I_2 — токи двух протонных пучков, e — заряд электрона, c — скорость света, $\gamma = 14,8^\circ$ — угол пересечения пучков в горизонтальной плоскости, а $\rho_1(z)$ и $\rho_2(z)$ — функции распределения пучков в вертикальной плоскости, нормированные на единицу. Эти распределения обычно считаются симметричными относительно вертикальных координат z_1 и z_2 ; при этом $\delta = z_1 - z_2$ — расстояние по вертикали между центрами двух пучков. Очевидно, что светимость является функцией этого расстояния. Для колоколообразных распределений светимость максимальна при $\delta = 0$. Зависимость светимости от произведения двух токов выражает тот факт, что эта величина пропорциональна числу циркулирующих протонов в каждом кольце. Свертка только лишь вертикальных распределений возникает потому, что пучки пересекаются под углом $\gamma \neq 0$ в горизонтальной плоскости. Это является гарантией того, что проекции траекторий двух протонов, принадлежащих двум пучкам, в горизонтальной плоскости всегда пересекаются в какой-либо точке. Поэтому светимость не зависит от распределения пучков в горизонтальной плоскости.

Используя приближенные значения, упомянутые выше ($\sigma \approx 1,5$ мм), а также средние значения токов ($I_1 \approx I_2 \approx 25a$), из уравнения (15) можно

определить светимость

$$L \approx 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \quad (16)$$

Интересно сравнить эту величину со светимостью, которая возникает в том случае, когда выведенный из протонного синхротрона пучок ($5 \cdot 10^{12}$ протонов сек⁻¹) падает на водородную мишень длиной 100 см:

$$L \approx 2,5 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \quad (17)$$

Из этого сравнения следует, что в смысле светимости накопительные кольца ISR эквивалентны пучку протонного синхротрона, падающему на водородную мишень толщиной 0,4 мкм.

Точное измерение светимости представляет собой одну из наиболее трудных проблем в экспериментах со встречными пучками, в особенности оно чрезвычайно важно для измерения полных сечений. На встречных пучках (ISR) светимость определяется методом Ван-дер-Меера⁴. Метод предполагает вертикальное смещение двух пучков в зоне взаимодействия. Смещение маленькими, заранее известными шагами задается хорошо откалиброванными магнитами, создающими поле в горизонтальной плоскости.

Для каждого очередного смещения центров пучков определяется скорость счета $N_m(\gamma)$ системы мониторирующих счетчиков. Из уравнений (14) и (15) получаем

$$N_m(\delta) = \Delta\sigma_m \frac{I_1 I_2}{e^2 \sqrt{\text{ctg } \gamma}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(z) \rho_2(z + \delta) dz. \quad (18)$$

Из данного выражения незамедлительно следует, что при интегрировании показаний монитора по переменной δ возникает двойной интеграл по переменным z и δ , который равен единице в силу того, что распределения ρ_1 и ρ_2 нормированы на единицу. Таким образом, получаем

$$\Delta\sigma_m = \frac{e^2 \sqrt{\text{ctg } \gamma}}{I_1 I_2} \int_{-\infty}^{+\infty} N_m(\delta) d\delta. \quad (19)$$

Токи пучков определяются с очень высокой точностью. Поэтому относительная ошибка вычисления сечения σ_m (несомненно, зависящего от импульсов пучков) определяется относительными ошибками в счете монитора и вычислении интеграла. Тщательные исследования и анализ ошибок в определении смещения пучков, выполненные отделом встречных колец (ISR) коллаборация ЦЕРН-Рим и Пиза — Стони Брук дают нам право сделать вывод, что на сегодняшний день (1977 г.) точность определения смещений пучков составляет $\pm 0,5\%$. Так как обычный шаг при измерениях светимостей равняется 0,5 мкм, то соответствующая абсолютная ошибка в смещении равняется $\pm 0,0025$ мкм. Относительные ошибки в $\Delta\sigma_m$ определяются долговременной стабильностью счетчиков монитора, а также воспроизводимостью вертикальных перемещений пучков. Стандартные отклонения $\Delta\sigma$, полученные коллаборациями ЦЕРН — Рим и Пиза — Стони Брук составляют $\pm 0,5\%$ ⁵. После того как при данном импульсе циркулирующих протонов для существующего монитора определено сечение $\Delta\sigma$, светимость можно получать по измерению скорости счета за секунду, используя выражение (14).

Две упомянутые выше группы выполнили широкую программу измерений полных сечений протон-протонных соударений на встречных пучках ISR. В 1973 г. был обнаружен 10%-ный рост полных сечений σ_{tot} в диа-

пазоне энергий $22 \leq \sqrt{s} \leq 63 \text{ Гэв}$ ^{6, 7}. Недавно с помощью аппаратуры, представленной на рис. 4 ^{6, 8}, была существенно улучшена точность измерений. Группы ЦЕРН — Рим и Пиза — Стони Брук использовали два различных метода.

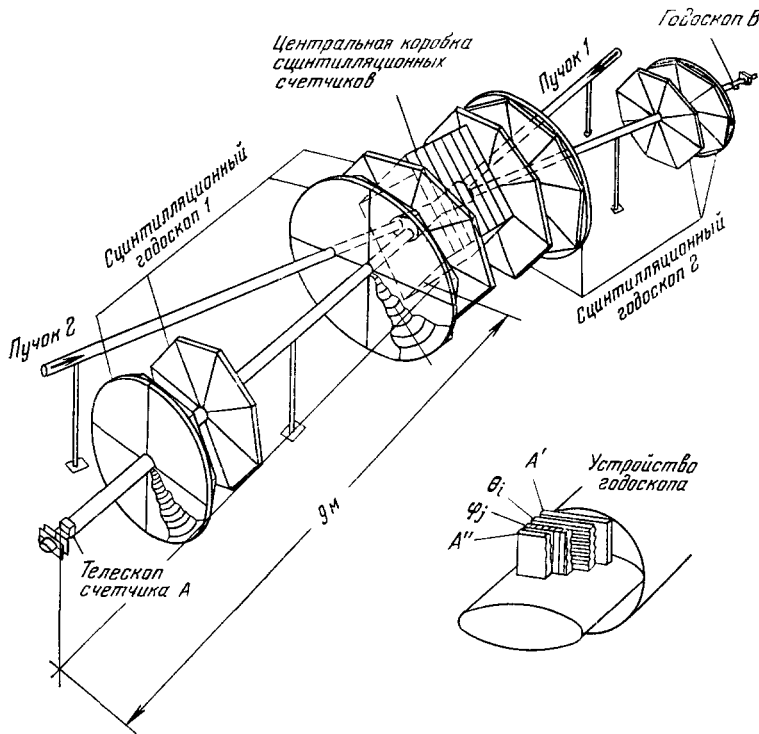


Рис. 4. Перспектива эксперимента ЦЕРН — Пиза — Рим — Стони Брук по измерению полных сечений на ISR.

Две вакуумные камеры пересекаются под углом $14,8^\circ$. Восемь больших колес — годоскопы, измеряющие полное число протонных взаимодействий. Более детально годоскопы А и В показаны на вставке. Они использовались для регистрации протонов, упруго рассеянных на малые углы ($0-5 \text{ мрад}$). Применение этих годоскопов позволило определить полные сечения методом группы ЦЕРН — Рим.

Первая группа работала с годоскопами А и В, установленными под небольшими углами к циркулирующим протонам. Логическую последовательность действий этой группы можно представить как:

а) измерение скорости счета $N_{el}(\theta)$ событий упругого рассеяния в известный телесный угол $\Delta\Omega$ при небольшом угле рассеяния θ (для данного эксперимента 5 мрад);

б) экстраполяция $N_{el}(\theta)$ обычным экспоненциальным распределением по t из уравнения (8) (к нулевому углу, с тем, чтобы получить $N_{el}(0)$);

в) использование соотношения (14) для получения дифференциального сечения упругого рассеяния вперед

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{t=0} = \frac{N_{el}(0)}{L d\Omega};$$

г) использование оптической теоремы для получения σ_{tot} (уравнения (10) и (5)).

В терминах непосредственно измеряемых величин

$$\sigma_{tot} = \frac{2h}{p} \sqrt{\frac{1}{L} \frac{N_{el}(0)}{\Delta\Omega}}. \tag{20}$$

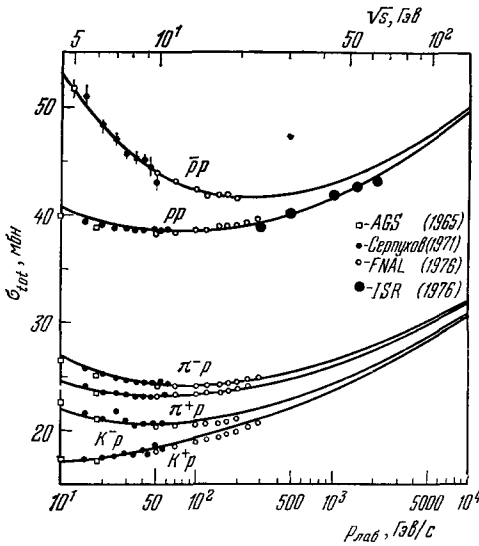


Рис. 5. Компильция данных по полным сечениям в зависимости от импульса в лабораторной системе координат $p_{\text{лаб}}$ и полной энергии в системе центра масс \sqrt{s} .

Кривые вычислены по модели Липкина, обсуждающейся в разделе а) гл. 5.

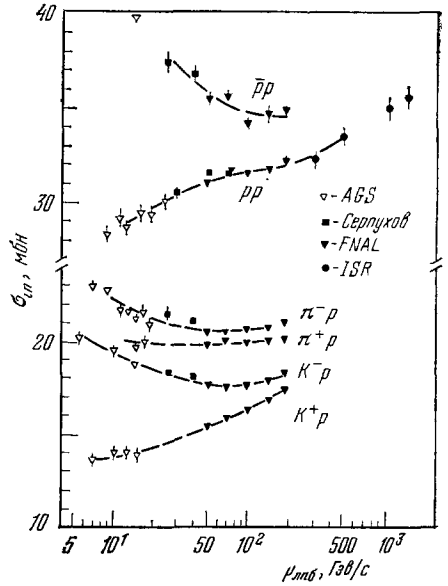


Рис. 6. Зависимость неупругих сечений $\sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$ от импульса.

Заметим, что монотонное возрастание неупругих сечений с ростом импульса существует лишь для каналов K^+p и pp . Модель связывает этот факт с кварковой структурой двух взаимодействующих адронов; лишь в этих двух каналах не существует пар кварков, способных аннигилировать при взаимодействии. В самом деле кварковая структура K^+ и протона — $u\bar{s}$ и uud соответственно (смотри (1)). С другой стороны, например, π^+ -мезон имеет структуру $u\bar{d}$, поэтому \bar{d} -кварк может аннигилировать с d -кварком протона мишени.

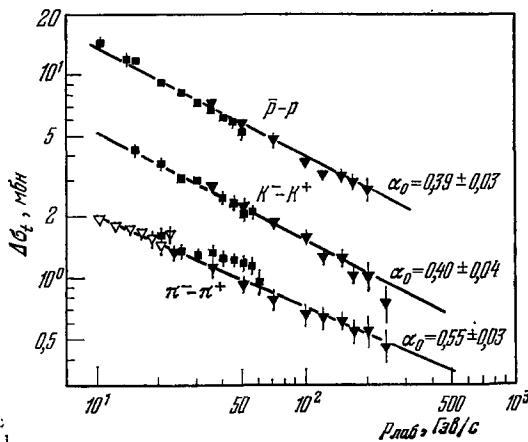


Рис. 7. Разности полных сечений положительных и отрицательных частиц на протонах: $\Delta\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}^- - \sigma_{\text{tot}}^+$.

Данные описывались степенной зависимостью, следующей из модели Редже (см. раздел а) гл. 5).

Параметр α_0 при этом определяется как $\Delta\sigma_{\pm} = \sigma_{\text{opL}}^- \alpha_0$.

Группа Пиза — Стони Брук использовала большую систему, состоящую примерно из 500 счетчиков (на рис. 4 они изображены в виде больших колес). Система регистрировала полное число протон-протонных взаимодействий в большой части всего телесного угла. Экстраполяция скоростей счета к полному телесному углу позволила с помощью соотношения (14) получить полное сечение как

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_t}{L}. \quad (21)$$

Проведение экстраполяции (порядка 5%) в основном диктовалось необходимостью введения поправок на события упругого рассеяния, которые неизбежно терялись системой потому, что заряженные частицы в этом случае не покидали вакуумной камеры.

В подходах, используемых коллаборациями ЦЕРН — Рим и Пиза — Стони Брук, полное сечение зависело различным образом от светимости. В одном случае $\sigma_{\text{tot}} \sim L^{-1/2}$ (уравнение (20)), в другом $\sigma_{\text{tot}} \sim L^{-1}$ (уравнение (21)). Таким образом, можно скомбинировать два метода и получить значение сечения, не зависящее от светимости встречных пучков. Подобная методика и была использована недавно двумя этими коллаборациями. Набор статистики производился одновременно двумя установками, изображенными на рис. 4. Упругое и неупругое сечения определялись для одной и той же светимости. Полное сечение в этом случае определяется как

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4h^2}{p^2} \frac{N_{\text{el}}(0)}{N_t} \frac{1}{\Delta\Omega}. \quad (22)$$

Результаты, полученные тремя методиками, прекрасно согласуются друг с другом. Относительные ошибки комбинированного результата составляет $\pm 0,6\%$, ошибка в нормировке взвешенного среднего $\pm 0,7\%$ ⁵.

в) Результаты экспериментов по полным сечениям

Данные по полным сечениям на протонах^{1, 5, 9-11} представлены на рис. 5. Смысл этих кривых будет рассмотрен в разделе а) гл. 5. Значения неупругих сечений на рис. 6 получены вычитанием из полных сечений σ_{tot} сечения упругого рассеяния σ_{el} , которые будут обсуждаться в следующей главе. Зависимость разностей полных сечений для положительных и отрицательных частиц от импульса в лабораторной системе приведены на рис. 7. Интерпретация этих данных будет дана после рассмотрения типичных экспериментов по упругому рассеянию.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УПУГОМУ РАССЕЯНИЮ

а) Рассеяние в кулоновской области

До настоящего времени мы для простоты игнорировали тот факт, что два заряженных адрона рассеиваются не только благодаря ядерному взаимодействию, но и потому, что их электрические заряды притягиваются или отталкиваются кулоновскими силами. Так как различить эти два типа рассеяния невозможно, то следуя принципам квантовой механики, мы должны просуммировать две амплитуды. Таким образом, в дифференциальном сечении появляется интерференционный член. При высоких энергиях в направлении вперед ядерная амплитуда f_N , как мы видели, главным образом дифракционна. Формально это означает, что ее фаза отличается на $\pi/2$ от кулоновской амплитуды f_C . Так как амплитуда

рассеяния, возникающего на действительном кулоновском потенциале, действительна, то амплитуда ядерного рассеяния в основном мнимая. Однако в общем случае в ней имеется действительная часть, которую из соображений простоты мы до последнего времени не упоминали. В соответствии с используемой экспоненциальной параметризацией по квадрату переданного импульса $|t|$, а также с оптической теоремой (уравнение (10)), амплитуду ядерного рассеяния принято записывать в виде

$$f_N = (i + \rho) \frac{\sigma_t}{2h} e^{-b|t|^{1/2}}. \quad (23)$$

В этой нормировке дифференциальное сечение имеет вид $d\sigma/d|t| = \pi (f)^2$. В дифракционном режиме отношение действительной части ядерной амплитуды к ее мнимой части заметно меньше единицы. Амплитуда рассеяния на кулоновском потенциале хорошо известна. Для точечных частиц с элементарными электрическими зарядами она равняется

$$f_C = -\frac{\alpha}{\pi} \frac{eh}{p^2\theta^2}, \quad (24)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Соотношение (24) дает знаменитую угловую зависимость типа $1/\theta^4$ в формуле Резерфорда. Для того чтобы эта амплитуда приняла завершенную форму, следует ввести поправку на конечный размер адронов и добавить небольшую мнимую часть.

Суммируя эти две амплитуды, а затем возводя их в квадрат, получаем следующее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi f_N^2 + \pi f_C^2 - \frac{\alpha}{|t|} \rho \sigma_t e^{-b|t|^{1/2}} + \text{небольшие поправки}. \quad (25)$$

Третий член возникает из-за интерференции между двумя амплитудами и имеет отличную от них угловую зависимость: он пропорционален $1/\theta^2$. Это позволяет выделить его, и соответственно определить, отношение действительной и мнимой частей ρ , если σ_{tot} и b известны. Соотношение (25) стимулирует постановку экспериментов по определению отношения ρ путем измерений $d\sigma/dt$ в области с заметной интерференцией. Интерференция максимальна там, где ядерная и кулоновская амплитуды равны; это происходит при квадрате переданного 4-импульса $|t| = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Гэв}^2$. Необходимо достичь этих малых значений t , так называемой «кулоновской» области, для того чтобы определить ρ . В дальнейшем мы опишем два типа экспериментов. Один из них был проведен сначала в Серпухове, а затем в Фермиевской Национальной лаборатории, другой — на перескакивающих накопительных кольцах ISR.

В. Никитин и его группа из Объединенного института ядерных исследований (Дубна) впервые предложили изучать протон-протонное рассеяние в области малых переданных импульсов путем измерения кинетической энергии протонов отдачи^{12, 13}. После рассеяния налетающего протона на протоне покоящимся в лабораторной системе координат, быстрый протон движется под малым углом θ в лабораторной системе, в то время как другой протон отлетает почти под 90° с небольшой кинетической энергией T . Эта кинетическая энергия пропорциональна квадрату переданного 4-импульса

$$|t| = 2MT. \quad (26)$$

Экспериментальная методика основана на измерении кинетической энер-

гии T . Так как пробег протонов отдачи в этом случае очень мал, то с необходимостью следует использовать тонкие мишени. Вышеупомянутая группа совместно с Ю. Пилипенко разработала сверхзвуковую водородную струю, которая использовалась как мишень, вводимая во внутренний пучок ускорителя. Первые эксперименты были выполнены в Серпухове ¹⁴, а последующие в Фермиевской Национальной лаборатории недалеко от Чикаго ¹⁵.

Схематическое расположение аппаратуры показано на рис. 8. Пучок, циркулирующий в ускорителе, пересекает газовую струю, предварительно

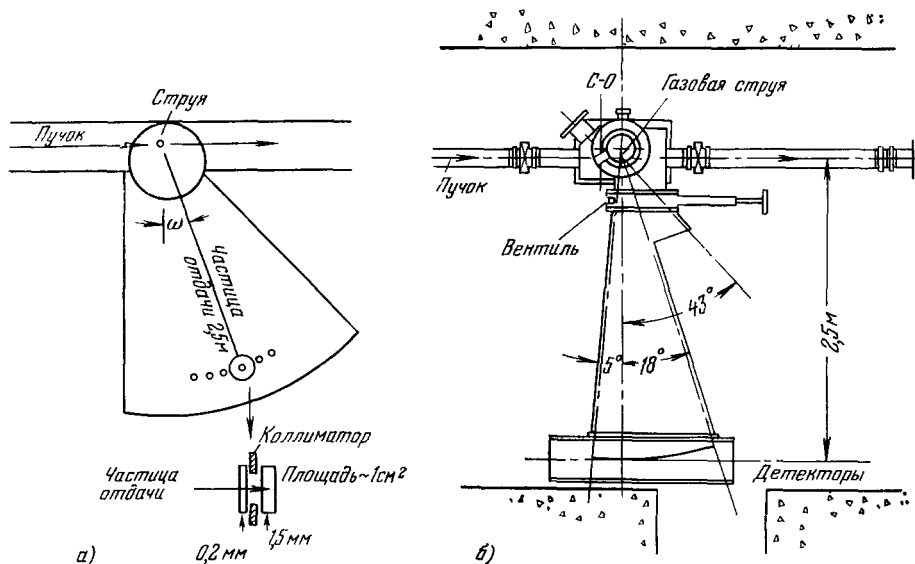


Рис. 8 а) Принцип действия газовой струйной мишени (циркулирующий пучок протонного синхротрона пересекает струю водорода, которая направлена перпендикулярно к плоскости рисунка, протон отдачи регистрируется полупроводниковыми детекторами, расположенными в нескольких метрах от области взаимодействия; в некоторых случаях чувствительная площадь детекторов уменьшалась коллиматорами); б) техническая реализация этого метода (для разделения вакуумной камеры ускорителя от объема, в котором находятся детекторы, используется вакуумный вентиль).

охлажденную до 40°K . Протоны отдачи регистрируются детекторами, расположенными на расстоянии $2,5\text{ м}$ и смонтированными на подвижной платформе. Многочисленные полупроводниковые детекторы, площадью $\sim 1\text{ см}^2$ каждый, измеряют энергию протонов, если она не превышает 30 Мэв . Так как каждый детектор установлен под определенным фиксированным углом, то в энергетическом спектре частиц отдачи появляется пик, соответствующий упругорассеянному протону. Это позволяет провести очень точное вычитание событий, вызванных неупругими взаимодействиями. В этом эксперименте высокая интенсивность внутреннего протонного пучка и многократные прохождения через мишень компенсируют небольшую плотность водородной струи. Светимость в этом эксперименте находится на уровне $10^{34}\text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$. Ввиду того, что независимых измерений светимости пучка-струи в этом случае выполнить не удастся, определение абсолютных величин сечений чрезвычайно затруднено.

Второй эксперимент, о котором мы собираемся говорить, был выполнен коллаборацией ЦЕРН — Рим на пересекающихся накопительных коль-

цах ISR ^{16, 17}. Расположение аппаратуры показано на рис. 9. Протоны, упругорассеянные в вертикальной плоскости, детектируются сцинтилляционными годоскопами, расположенными в углублениях вакуумной камеры на расстоянии 9 м от точки пересечения. Подвижные части называются сейчас «римскими горшками». Сечение несущей колонны с «римскими горшками» и годоскопами изображено на рис. 10. В этих «горшках» находятся четыре сцинтилляционных годоскопа. После накопления протонов «горшки» вдвигаются очень близко к циркулирующим пучкам. Затем в «горшки», как можно ближе к пучкам, вдвигаются сцинтилляторы. Годоскопы имели три слоя. Первый слой состоял из двадцати четырех

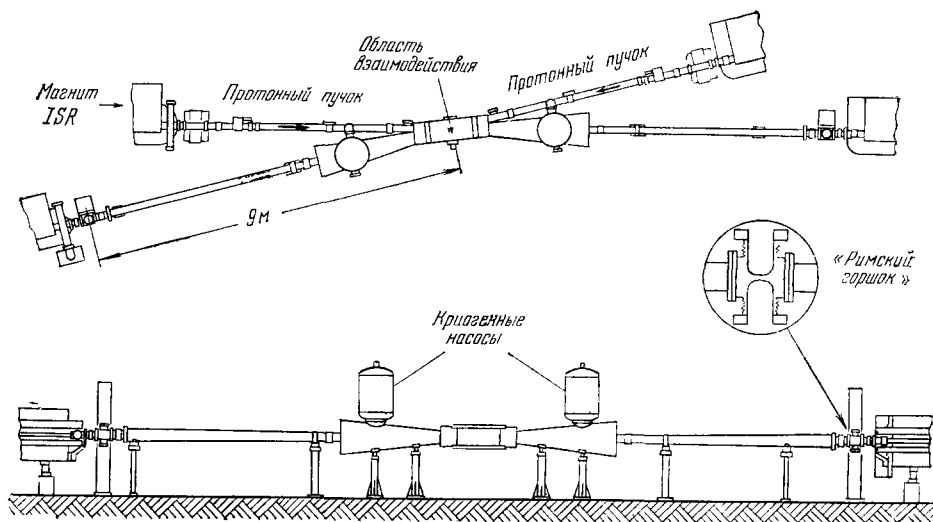


Рис. 9. Вид сверху и сбоку на зону ISR, в которой проводился эксперимент по измерению рассеяния в кулоновской области.

В девяти метрах от точки пересечения находятся две колонны, несущие подвижные вставки в вакуумную камеру. После завершения накопления протонов в ISR эти вставки, называемые сейчас «римскими горшками», могут вдвигаться очень близко к циркулирующим пучкам.

сцинтилляторов, имеющих вертикальный размер 2 мм. Этот слой определял вертикальную компоненту угла рассеяния. Второй слой состоял из семи вертикальных пальцев счетчиков, имеющих ширину 4 мм и определял горизонтальную компоненту. В третьем слое находился одиночный триггерный счетчик. Четыре годоскопа были объединены попарно, так что если один упругорассеянный протон проходил через один годоскоп, то второй протон пересекал годоскоп, сопряженный с первым. Для того чтобы ввести пучки в область, где становится существенным кулоновское рассеяние, необходимо сформировать пучки, имеющие высоту и ширину в несколько миллиметров. В этом случае ISR работали с фокусирующей схемой Тервиллигера, описанной в разделе б) гл. 3, при которой равновесные орбиты частиц с разными импульсами накладывались друг на друга в области взаимодействия. Кроме этого, гало пучков обрезалось в момент инжекции и через регулярные промежутки времени во время набора статистики. При работе были получены пучки в несколько ампер, в два раза тоньше и в десять раз уже, чем во время обычной работы. Это позволило придвинуть счетчики на 9 мм к оси пучка, где они детектировали протоны, рассеянные на угол 1 мрад ¹⁶. Такой угол соответствует квадрату пере-

данного импульса $|t| = 10^{-3} \text{ Гэв}^2$ при импульсе встречных пучков 34 Гэв — максимально достижимом на ISR.

Типичное распределение по квадрату переданного импульса, полученное при $26,7 \text{ Гэв}$, приведено на рис. 11. В области малых переданных импульсов отчетливо видно быстрое падение кулоновского сечения.

В области $|t| \geq 0,010 \text{ Гэв}^2$ доминирует медленно падающая ядерная амплитуда. Пунктирной линией представлено ожидаемое распределение для того случая, когда отношение действительной к мнимой частей ρ

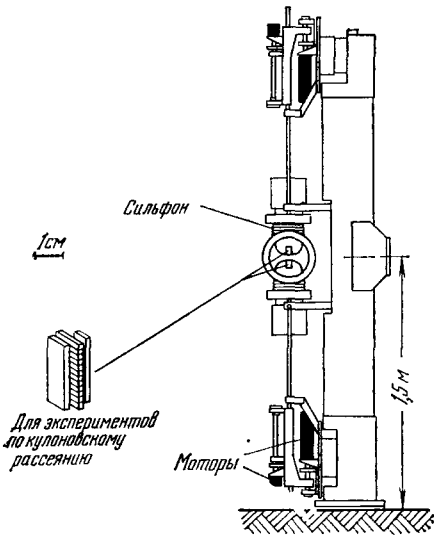


Рис. 10. Механическое устройство колонны с двумя «римскими горшками». Один из двух моторов внизу перемещает нижний «горшок», другой мотор предназначен для перемещения годоскопов в «горшке». В эксперименте по рассеянию в кулоновской области, проводившемся в 1972—1973 гг.¹⁴, каждый из четырех годоскопов состоял из 16 сцинтилляторов и имел структуру, показанную на этом рисунке. В последнем улучшенном варианте эксперимента годоскопы состояли из 32 счетчиков.

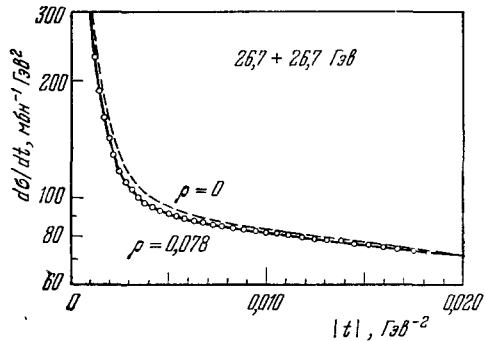


Рис. 11. Типичная зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния, измеренного на ISR ЦЕРН.

В области очень малых переданных импульсов преобладает кулоновская амплитуда. При $|t| \geq 0,01 \text{ Гэв}^2$ ядерная амплитуда определяет поведение дифференциальных сечений. Сплошная линия — наилучшее описание данных.

равно нулю. Из рисунка видно, что имеется деструктивная интерференция. Описание данных возможно при $\rho = 0,078 \pm 0,010$. Это одно из наиболее точных, когда-либо выполненных измерений величины ρ .

На рис. 12 приведена вся имеющаяся на данный момент информация по ρ , полученная для обычных шести типов налетающих адронов¹⁵⁻¹⁷. Эта величина становится порядка 10^{-1} при импульсе налетающего адрона, превышающем несколько $\text{Гэв}/c$, как и ожидалось для дифракционной амплитуды.

В оптике действительную часть показателя преломления среды можно выразить как интеграл функции от мнимой части показателя преломления среды по всем частотам. Такое «дисперсионное соотношение» следует из очень простого принципа причинности; при падении волнового пакета на среду, дифракционная волна не может появиться раньше, чем волновой пакет достигнет среды. Конечно, подобное соотношение существует и для квантовомеханического пакета, описывающего адроны. Таким образом дисперсионное соотношение связывает действительную и мнимую части ядерной амплитуды. Так как мнимая часть амплитуды пропорциональна полному сечению (оптическая теорема), при любой заданной энергии

значение ρ может быть выражено как интеграл от полных сечений частиц и античастиц по всему энергетическому диапазону. Именно таким образом

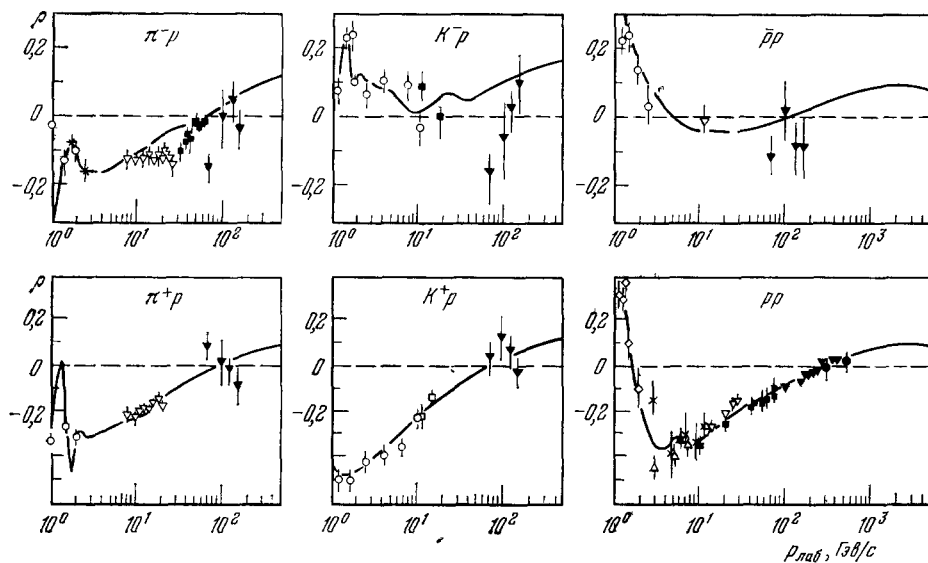


Рис. 12. Компиляция данных по отношениям ρ реальных и мнимых частей ядерной амплитуды вперед.

Компиляция составлена по работам ¹⁵⁻¹⁷. Кривые получены с помощью дисперсионных соотношений; при этом использовались данные по полным сечениям ¹⁸. Вообще говоря, имеется хорошее согласие.

и были вычислены кривые на рис. 12. Полное согласие кривых и данных свидетельствует о выполнении принципа причинности в субъядерном мире.

б) Рассеяние в области промежуточных переданных импульсов

Как уже обсуждалось в конце второго раздела, измерение наклона в ядерном дифференциальном сечении рассеяния на малые углы равнозначно определению радиуса адрон-адронного взаимодействия. (В связи с этим стоит вновь посмотреть на соотношение (9).) В самом деле, в соответствии с принципом неопределенности столкновения с малыми переданными импульсами зондируют большие пространственные размеры, и, таким образом, дают информацию не о внутренней структуре адронов, а лишь об общих размерах и форме. Это и было целью эксперимента, выполненного в Фермиевской Национальной лаборатории группой, использовавшей одноплечевой спектрометр ¹⁹. Эксперимент проводился в диапазоне импульсов от 20 до 200 Гэв/с с пучком частиц, образованных на бериллиевой мишени под углом 2,65 мрад по отношению к выведенному протонному пучку с энергией 400 Гэв. Система транспортировки пучка состояла из трех 150-метровых участков: первый участок определял телесный угол и импульсный диапазон пучковых частиц, второй участок служил для подавления околоручкового гало, третий участок обеспечивал конечный ахроматический фокус. Сцинтилляционные годоскопы, расставленные вдоль пучка, определяли углы и импульсы частиц, черенковские счетчики разделяли в пучке π -мезоны, K -мезоны и нуклоны. В конце пучковой системы находилась водородная мишень, за которой и был расположен

спектрометр. Спектрометр располагался под углом 0° по отношению к пучковой системе. Угол между падающим пучком и спектрометром менялся при помощи магнитного отклонения падающего пучка. Система из трех отклоняющих магнитов, расположенных перед водородной

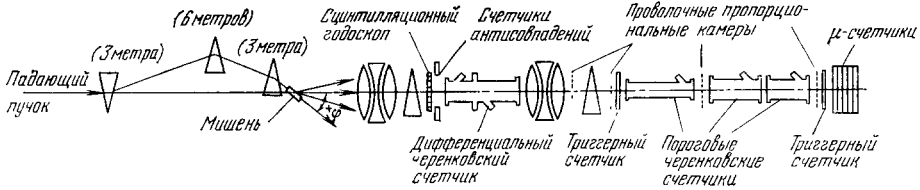


Рис. 13. Схематическое изображение одноплечового спектрометра из Фермиевской Национальной лаборатории.

Падающий пучок отклоняется в вертикальной плоскости, и поэтому спектрометр регистрирует частицы, рассеянные на мишени под углом ϕ . Для измерения направления рассеянных частиц использовались пропорциональные камеры; черенковские счетчики позволяли идентифицировать эти частицы.

мишению, позволяла изменять угол падения пучка на мишень в вертикальной плоскости (рис. 13). Вдоль спектрометра располагались десять пропорциональных камер, дающих информацию о траектории и импульсе

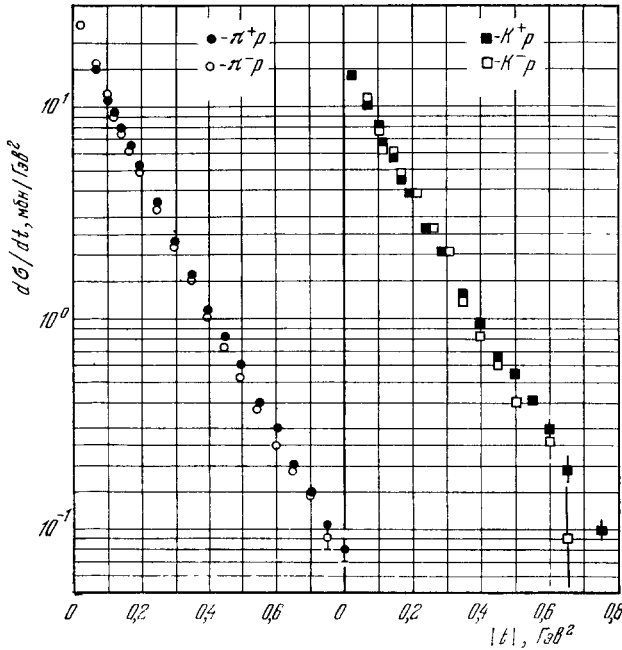


Рис. 14. Зависимость дифференциальных сечений упругого рассеяния от квадрата переданного 4-импульса при $p_{\text{лаб}} = 175 \text{ Гэв/с}$.

Аналогичное поведение наблюдается и при других импульсах, на которых производила набор статистики группа, использующая одноплечовый спектрометр¹⁹. Данные хорошо описываются зависимостью (26).

рассеянной частицы. Три пороговых и один дифференциальный черенковские счетчики позволяли идентифицировать рассеянные частицы как π -мезоны, K -мезоны и нуклоны.

Некоторые из данных этого эксперимента приводятся на рис. 14. Качественное поведение угловых распределений для всех налетающих

частиц при всех импульсах подобно. Для $|t| \lesssim 0,8 \text{ Гэв}^2$ все данные хорошо описываются простым выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \exp(-B|t| + Ct^2), \quad (26')$$

где C — величина порядка 2 Гэв^{-4} при импульсе, большем $10 \text{ Гэв}/c$. Квадратичный член вводится для описания вогнутости дифференциальных сечений $d\sigma/dt$, которая проявляется на рис. 14. Для значений $|t|$, меньших $0,1 \text{ Гэв}^2$, вклад второго члена в экспоненте пренебрежимо мал, и, таким

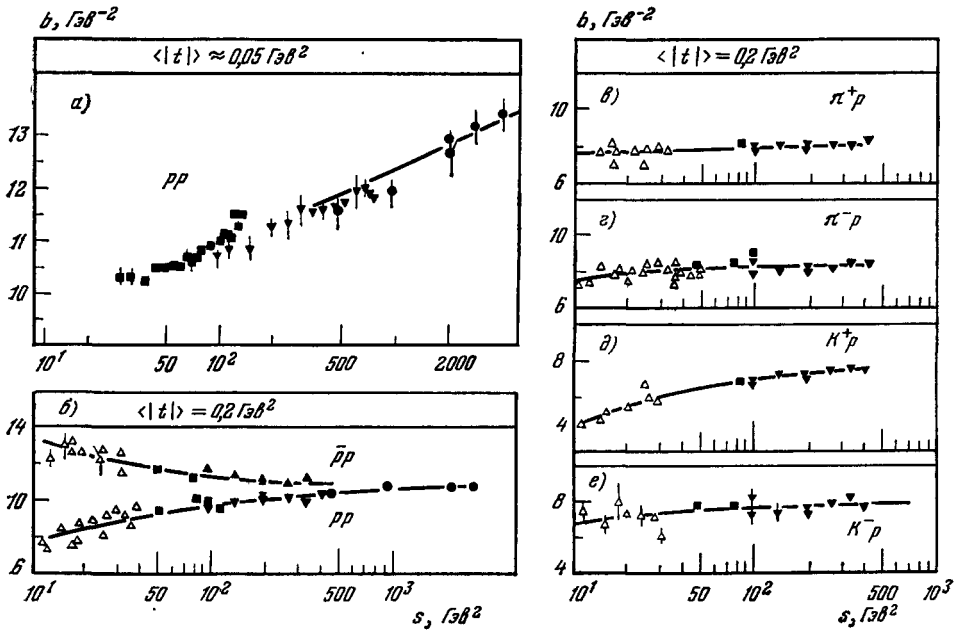


Рис. 15. Компиляция данных по параметрам наклона^{16, 20}.

Значение параметра наклона зависит от переданного импульса, поэтому на рисунке указаны средние значения квадрата переданного 4-импульса для интервала, в котором производилось определение этой величины. На рис. а) видно логарифмическое возрастание параметра наклона для протон-протонных дифференциальных сечений, определенного при очень малых переданных импульсах. На других рисунках приведены энергетические зависимости параметров наклона для шести традиционных каналов, определенные при больших значениях квадрата переданного 4-импульса. Наибольший рост наблюдается в каналах pp и K^+p , напоминая ситуацию для неупругих сечений (см. рис. 6).

образом, можно считать, что параметр B измеряет радиус области взаимодействия. На рис. 15, а приведены все имеющиеся сейчас данные о показателе наклона B для протон-протонного рассеяния. Наклон вперед возрастает логарифмически с s -квадратом энергии в системе центра масс. Например, из данных при $s \gtrsim 100 \text{ Гэв}^2$ получаем

$$b_{pp} = 6,97 + 0,77\sqrt{* \ln(s)} \quad (27)$$

(b — в Гэв^{-2} , s — в Гэв^2). Это возрастание наклона эквивалентно следующим утверждениям: «С ростом энергии происходит сужение конуса дифференциальных сечений протон-протонного рассеяния вперед», или «радиус протон-протонных взаимодействий растет логарифмически с энергией». Аналогичная картина наблюдается и в K^+p -канале, в то время как дифракционные пики для $\pi^\pm p$ и K^-p не дают подобного поведения. На рис. 15 приведена также энергетическая зависимость показателей наклона, измеренных в области промежуточных переданных импульсов, $|t| = 0, 2 \text{ Гэв}^2$. В этой области переданных импульсов зависимость от энергии слабее, чем при $t = 0$.

в) Рассеяние при больших переданных импульсах

Коллаборация Аахен — ЦЕРН — Женева — Гарвард — Турин, работающая на встречных пучках ISR, обнаружила, что при высоких энергиях дифференциальное сечение протон-протонного рассеяния имеет минимум при $|t| = 1,4 \text{ Гэв}^2$. На рис. 16 приведены данные по дифференциальным сечениям при различных импульсах налетающего протона

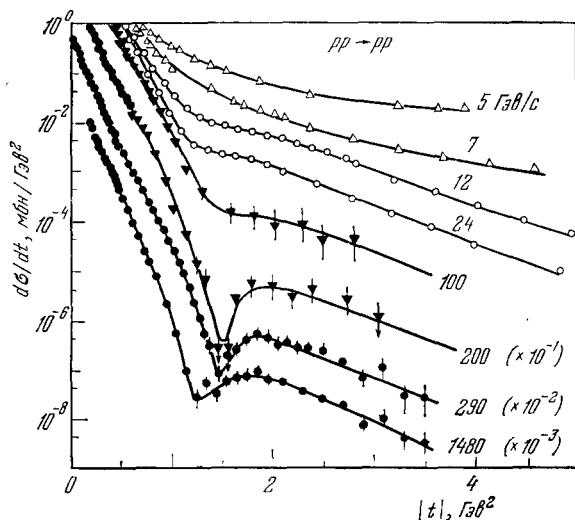


Рис. 16. Провал в дифференциальном сечении упругого протон-протонного рассеяния становится глубже по мере роста импульса налетающей частицы. Более того, с ростом импульса сдвигается и положение минимума в направлении меньших переданных импульсов. Данные взяты из работ ^{21, 22}.

(в лабораторной системе) ²¹. Типичный дифракционный минимум оказывается самым глубоким при импульсе порядка 200 Гэв/c и сдвигается к меньшим значениям квадрата переданного импульса по мере роста энергии. Такое поведение согласуется с сужением переднего конуса: в диапазоне энергий ISR, т. е. при возрастании \sqrt{s} от 23 до 63 Гэв, наклон B возрастает на $(12 \pm 3)\%$, в то время как квадрат переданного импульса $|t_m|$, при котором проявляется минимум, уменьшается на $14 \pm 3\%$ ²². Оба этих факта согласуются с возрастанием радиуса протон-протонных взаимодействий на 6% в диапазоне энергий ISR, что соответствует в лабораторной системе импульсному диапазону 290—2000 Гэв/c.

В последнее время были получены данные коллаборацией ЦЕРН — Гамбург — Орсе — Вена ²³. Эта группа в течение многих лет работала на спектрометре SFM, установленном в одной из областей пересечения ISR. Вид спектрометра в перспективе дан на рис. 17. Верхняя часть магнита на этом рисунке удалена, чтобы показать вакуумные камеры, пересекающиеся под углом $14,8^\circ$, и систему пропорциональных камер, используемых для регистрации заряженных частиц, в тех случаях, когда сработала триггерная система. Детекторами в этом случае были два передних телескопа, каждый состоящий из 12 камер, 1 м высотой и 2 м шириной каждая, расстояние между сигнальными проволоками в этих камерах равнялось 2 мм. Среднее магнитное поле равнялось 1,0 Т, что позволяло получить для рассеянных протонов импульсное разрешение $\pm 7\%$. Большая пло-

щадь камер позволила реализовать акцептанс $\sim 40\%$ для квадратов переданного импульса $|t| \geq 3 \text{ Гэв}^2$. Результаты приводятся на рис. 18, из

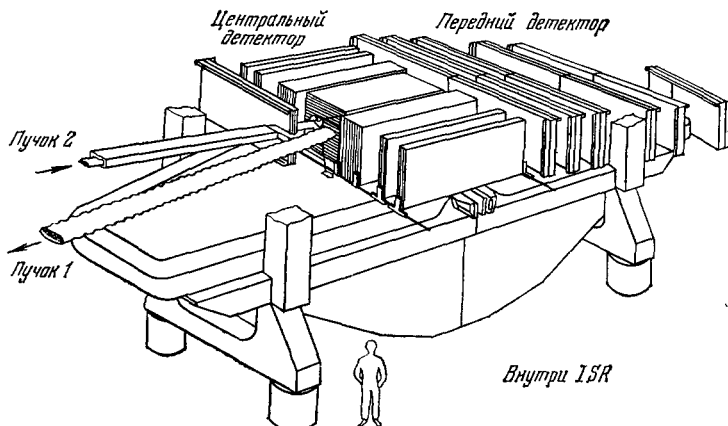


Рис. 17. Схема спектрометра «Split Field Magnet» (SFM), смонтированного в пересечении 4 ISR.

Верхняя часть магнита и детектора, расположенные в направлении пучка 1, удалены для того, чтобы показать устройство центральной части детектора. Полное число проволок в пропорциональных камерах достигает 70 000. Магнитное поле имеет напряженность 1 тл и направлено вверх в левой части магнита и вниз в правой части, если смотреть из ISR.

которого видно, что в области за минимумом наклон дифференциальных сечений составляет $b \approx 1,8 \text{ Гэв}^{-2}$. В районе $6,5 \text{ Гэв}$ существует некий перелом, за которым в диапазоне $6 \leq |t| \leq 10 \text{ Гэв}^2$ проявляется третий

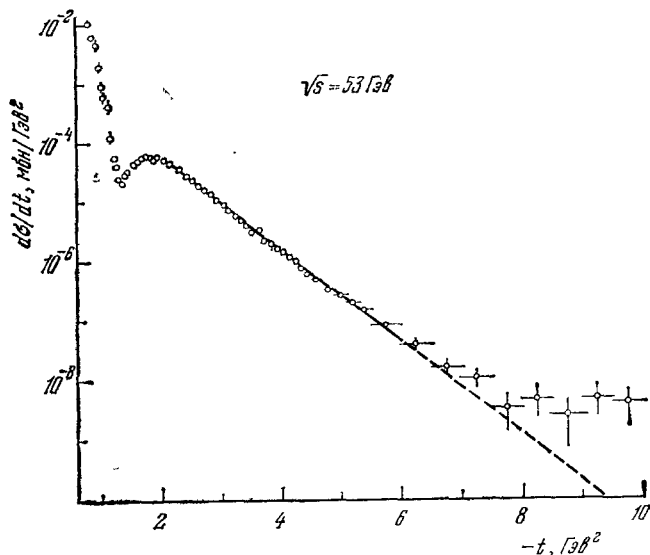


Рис. 18. Дифференциальные сечения упругого протон-протонного рассеяния, измеренные на спектрометре SFM группой ЦЕРН — Гамбург — Орсе — Вена²³.

В области 6 Гэв^2 происходит изменение параметра наклона дифференциальных сечений. Эти результаты подтверждаются данными, полученными в Фермиевской Национальной лаборатории. Видно, что в области $|t| \leq 10 \text{ Гэв}^2$ не наблюдается второго минимума.

наклон $b_3 \approx 0,9 \text{ Гэв}^{-2}$. Используя оптические модели, было бы совершенно естественно ожидать второй дифракционный минимум в диапазоне 4 или 5 Гэв^2 . Данные исключают эту возможность.

5. ЧТО МЫ УЗНАЛИ ИЗ АДРОН-АДРОННОГО РАССЕЯНИЯ

Как и ожидалось, большая энергия и интенсивность протонных пучков, использование пересекающихся накопительных колец ISR позволили получить весьма точные данные по протон-протонному рассеянию. Данные по рассеянию других адронов на протонах и нейтронах являются менее полными и точными, поэтому протон-протонный канал играет решающую роль в обсуждении общих вопросов дифракции при высоких энергиях. Помня об этом, обсудим полученные результаты.

а) Энергетическая зависимость полных сечений

Из рис. 5 и 7 становятся очевидными две характерные черты: разности сечений частиц и античастиц на протонах быстро падают с энергией, в энергетической зависимости полных сечений для всех каналов, кроме K^+p , появляется плавный минимум в районе $50 \text{ Гэв}/c$.

Стремление сечений частиц и античастиц к одному значению находится в согласии с фундаментальной теоремой, доказанной Померанчуком²⁴. Эта теорема следует из чрезвычайно общих предположений об энергетической зависимости амплитуды рассеяния. Энергетическая зависимость разностей полных сечений, изображенных на рис. 7, может быть понята в рамках обменной картины адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях. В квантовой электродинамике основным процессом, используемым для описания электрон-протонного рассеяния, является обмен виртуальным фотоном между двумя сталкивающимися частицами (рис. 19). Кулоновская амплитуда этого процесса описывается соотношением (24); α — константа связи между зарядами и фотоном, а $1/p^2\theta^2 = 1/t$ — фактор, описывающий распространение виртуального фотона. Простота этой формулы обусловлена двумя обстоятельствами: а) константа связи в электродинамике мала, б) существует лишь одна виртуальная частица, обмен которой приводит к появлению электромагнитных сил. В случае сильных взаимодействий константа связи велика, а также возможен обмен многими виртуальными адронами. Однако приложение идей, первоначально выдвинутых Редже²⁵, позволяет использовать относительно простую картину адронных взаимодействий. В этом подходе обмены частицами с одинаковыми квантовыми числами, но разным спином, можно рассматривать как единый вклад того, что называют «траекторией Редже». Граф, изображенный на рис. 19, б, таким образом, представляет амплитуду, вызванную обменом всеми виртуальными адронами, лежащими на одной траектории $\alpha(t)$. Усреднение по многим элементарным процессам приводит к простой энергетической зависимости

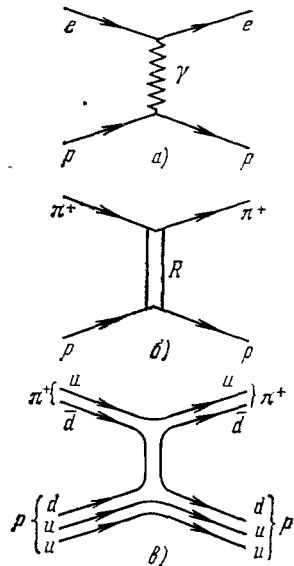


Рис. 19. а) Электрон-протонное рассеяние происходит благодаря обмену виртуальным фотоном; б) с точки зрения гипотезы, предложенной Чу и Фраучи²⁵, пион-протонное рассеяние осуществляется через обмен наборами частиц, имеющих одни и те же квантовые числа, но разные значения спина. Каждый такой набор называется «реджеоном» (на рисунке изображен обмен реджеоном R); в) с точки зрения кварковой модели обмен реджеоном описывается как уничтожение и одновременное образование кварк-антикварковых пар.

этой амплитуды ²⁵:

$$f_R = F(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)-s} \quad (s_0 = 1 \text{ Гэв}^2). \quad (28)$$

В данный момент мы не будем обсуждать зависимость комплексной функции $F(t)$ от t , а лишь обратим внимание на степенное поведение амплитуды Редже. Эта зависимость различна при разных значениях квадрата переданного импульса и определяется траекторией Редже $\alpha(t)$. При малых значениях переданных импульсов траектория фиксируется массами частиц, объединенных траекторией в одно семейство. Таким образом, энергетическая зависимость амплитуды из соотношения (28) хорошо предопределена. По оптической теореме энергетическая зависимость полных сечений есть

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{2h}{\pi} \left[\text{Im } F_1(0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_1(0)-1} + \text{Im } F_2(0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_2(0)-1} + \dots \right], \quad (29)$$

где $\alpha_1(0) > \alpha_2(0) > \alpha_3(0)$ и так далее. Суммирование происходит по всем траекториям Редже, которые могут обеспечивать обмен между адронами без нарушения законов сохранения. Для стремления полных сечений в асимптотике к постоянным значениям требуется, чтобы доминирующая траектория имела $\alpha_1(0) = 1$. Данные указывают, что полные сечения растут с энергией; описание экспериментальных данных дает $\alpha_1(0) = 1,05$. Траектория с пересечением $\alpha(0) = 1$, определяющая поведение полных сечений при высоких энергиях, называется траекторией Померанчука или «помероном». В самом деле, имея наивысшую точку пересечения, она доминирует в асимптотической области $s \rightarrow \infty$, а одинаковая связь этой траектории с частицами и античастицами автоматически гарантирует выполнение теоремы Померанчука. Вторые траектории имеют меньшие пересечения, и соответственно разность полных сечений для частиц и античастиц равна

$$\Delta\sigma_{\text{tot}} = \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_2(0)-1}. \quad (30)$$

Данные на рис. 7 соответствуют ожидаемой степенной зависимости. Значения показателя хорошо согласуются со значением, которое можно определить по массам известных частиц, лежащих на этой траектории. Итак, в заключение отметим, что с точки зрения обменного механизма, данные по полным сечениям указывают на то, что траектория Померанчука имеет пересечение, большее 1, а также на хорошее согласие с ожидаемым вкладом других траекторий.

Вклад траектории Померанчука в картине обменов соответствует тому, что мы называли «дифракционным рассеянием» в оптической картине, обсуждавшейся в предыдущей главе. В самом деле, этот вклад главным образом мнимый и доминирует при высоких энергиях. С точки зрения кварковой структуры ожидается, что этот вклад будет пропорционален полному числу кварков и антикварков в налетающем адроне ²⁶. Для понимания этого результата достаточно предположить, что: а) кварк-кварковые амплитуды рассеяния вперед складываются, б) все амплитуды, доминирующие при высоких энергиях, вне зависимости от вида взаимодействующих кварков, равны. В этой картине вклад вторичных траекторий Редже соответствует аннигиляции антикварков налетающего адрона с кварками протона мишени и пропорционален числу возможных комбинаций (см. рис. 19, в). Эти три члена дают *трехпараметрическое* описание полных сечений с точностью порядка 15%. Несколько лет назад Липкин заметил, что добавление третьего члена, имеющего еще два новых парамет-

ра, позволяет на порядок улучшить согласие с экспериментом²⁷. Предлагаемая универсальная параметризация данных²⁷ по полным сечениям, показанных на рис. 5, имеет вид

$$\frac{\sigma(Hp)}{1 \text{ мбн}} = 6,50N_q^H x^{0,13} + 1,75(N_d^H + 2N_u^H) x^{-0,50} + 2,20N_q^H N_{ns}^H x^{-0,20}, \quad (31)$$

где $x = p_{\text{лаб}} (20 \text{ Гэв}/c) \approx s$ (см. (12)), N_q^H — полное число кварков в H , N_{ns}^H — полное число нестранных кварков в H , N_d^H — число \bar{d} кварков в H , N_u^H — число \bar{u} кварков в H .

Первый и второй члены соотношения (31) являются отображениями в кварковой модели вкладов траектории Померанчука и вторичных траекторий. Третий, медленно убывающий с энергией член можно рассматривать как соответствующий второй траектории Померанчука, имеющей пересечение $\alpha(0) = 0,8$.

Мы можем завершить обсуждение, подчеркнув тот факт, что измерения полных сечений являются экспериментами с нулевыми переданными импульсами, т. е. относятся к тому классу экспериментов, в которых невозможно *прямым образом* получить информацию о внутренней структуре

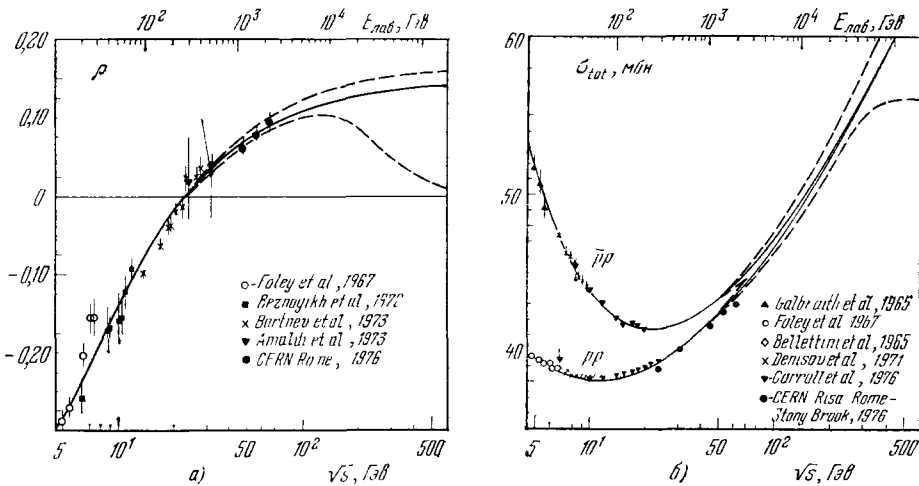


Рис. 20. Черными кружками показаны наиболее поздние измерения ρ и σ_{tot} , выполненные на ISR, а непрерывными кривыми показаны результаты общего описания как ρ , так и σ_{tot} , с помощью дисперсионных соотношений.

Такое определение ρ при энергиях ISR позволяет предсказывать поведение σ_{tot} при еще больших энергиях. Таким образом, можно сказать, что полные сечения возрастают по крайней мере до энергии 350 Гэв в системе центра масс. Штриховыми кривыми ограничены области, отвечающие одному стандартному отклонению, т. е. величины ρ и σ_{tot} находятся внутри этих областей с вероятностью 68%.

адронов. Тем не менее имеющиеся данные согласуются с простой картиной кварк-кварковых взаимодействий, дополненной простыми предположениями. Существует другая модель, рассматривающая «клей» как активный переносчик сильных взаимодействий (эта модель будет рассмотрена в разделе в) гл. 5.). Подобная модель хорошо описывает данные по упругому рассеянию, но не дает простых предсказаний для полных сечений. Обе модели имеют свои привлекательные черты, но, очевидно, окончательный выбор еще не сделан.

Возникает вопрос об энергетической зависимости полных сечений: а каково же их поведение при энергиях, превосходящих уже достигнутые

на встречных пучках ISR? Общая теорема, доказанная Фруассаром²⁸, утверждает, что степенное поведение, подобное тому, как имеется в выражении (31), несовместимо с принципом причинности. В соответствии с этой теоремой полное сечение адрон-адронных взаимодействий не может расти быстрее чем $(\ln(s))^2$. Однако мы находимся чрезвычайно далеко от так называемой «асимптотической области», и можно показать, что наблюдаемое возрастание сечений не имеет ничего общего с предельным поведением, предсказанным Фруассаром. Оказывается, что наиболее точная информация о поведении полных сечений протон-протонных взаимодействий следует из прецизионных измерений отношения ρ , выполненных на ISR группой ЦЕРН — Рим¹⁶. Дисперсионные соотношения связывают ρ с интегралом от полных сечений; при фиксированной энергии такое интегральное соотношение, грубо говоря, утверждает, что ρ пропорционально производной полных сечений по переменной $\ln(s)$. Это и является причиной того, что точные измерения действительной части амплитуды рассеяния вперед очень сильно ограничивают поведение σ_{tot} . Результаты одновременного описания всех имеющихся данных по ρ и σ_{tot} приведены на рис. 20¹⁶. При подгонке варьировалась энергетическая зависимость полных сечений. Заштрихованные области дают в пределах одного стандартного отклонения предсказания о поведении этих двух величин при высоких энергиях. Из рисунка видно, что протон-протонные сечения продолжают возрастать по крайней мере вплоть до энергий $\sqrt{s} \gtrsim 300$ Гэв, что соответствует импульсу в лабораторной системе 50 000 Гэв/с, достигая значений 55 мбн.

б) Упругое рассеяние и адрон-протонная поглощающая способность

Сечения упругого рассеяния получают интегрированием дифференциальных сечений $d\sigma/dt$. Эта величина может быть определена с точностью до нескольких процентов, если верхний предел интегрирования близок к ~ 1 Гэв². Существующие данные приводятся на рис. 21. Там же указана энергетическая зависимость отношения σ_{el}/σ_{tot} . Наиболее примечательным в этом случае является выход отношения σ_{el}/σ_{tot} на константу при $p_{lab} \gtrsim 100$ Гэв/с. Особенно впечатляет тот факт, что в случае протон-протонных столкновений эта величина является постоянной от 100 Гэв вплоть до энергий ISR.

В дифракционной картине отношение $2\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ является мерой средней адрон-адронной поглощающей способности (смотри соотношение (6)). Выше 100 Гэв данные, помещенные на рис. 21, дают $A \approx 0,26$ для $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ каналов и $A \approx 0,36$ для каналов pp и $\bar{p}p$. Малость этих величин указывает на то, что адроны относительно прозрачны друг для друга. Более того, прозрачность не меняется существенно с энергией, хотя полные сечения возрастают.

Постоянство поглощающей способности совместимо с возрастанием полных сечений только в том случае, если радиус взаимодействия R растет с энергий. Это и происходит на самом деле, о чем свидетельствует $12 \pm 3\%$ -ное возрастание наклона вперед, наблюдаемое в протон-протонном канале в диапазоне энергий ISR, т. е. при возрастании \sqrt{s} от 23 до 63 Гэв. В том же самом интервале полное сечение возрастает на $11 \pm 2\%$, и, как уже обсуждалось в разделе в) гл. 4, положение минимума в дифференциальном сечении упругого рассеяния сдвигается на $(14 \pm 3)\%$. Все это согласуется с картиной, в которой в диапазоне энергий ISR протон-протонная поглощающая способность остается постоянной, а радиус взаимодействия возрастает на $\sim 6\%$. Аналогичная картина проявляется и в других кана-

лах. Итак, в заключение можно сказать, что сильные взаимодействия при высоких энергиях устроены таким образом, что взаимодействующие адроны несколько не похожи на полностью поглощающие тела. По мере роста энергии их поглощающая способность остается практически постоянной. Сам по себе этот факт является в достаточной степени удивительным, учитывая то обстоятельство, что адроны не являются абсолютно поглощающими. Близкое к логарифмическому закону возрастание радиуса взаимодействий с энергией приводит к эффекту роста полных адрон-адронных

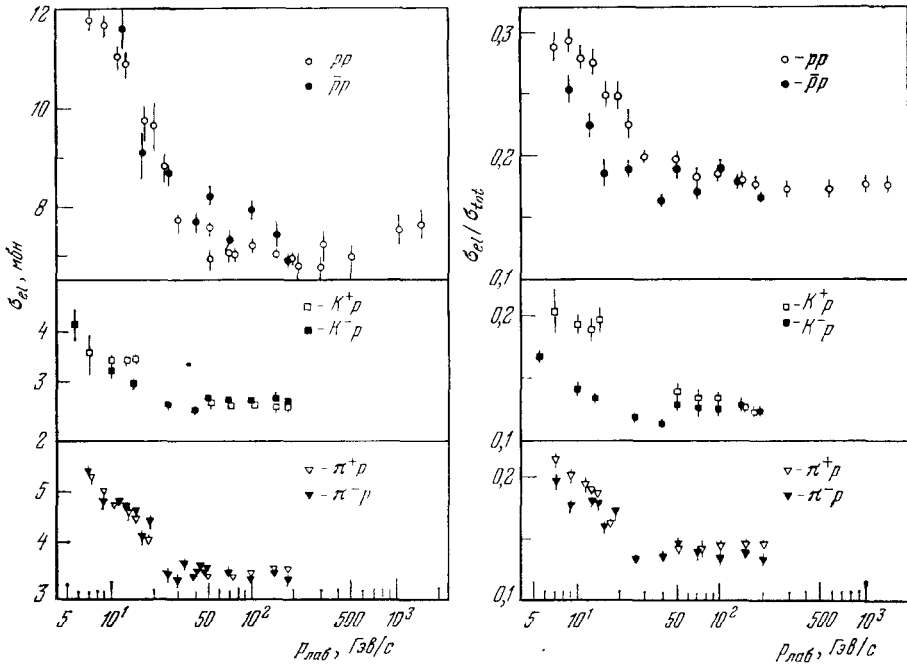


Рис. 21. Компиляция данных по энергетической зависимости упругих сечений и отношений $\sigma_{el}/\sigma_{tot}^{29}$.

Стоит напомнить, что средняя поглощающая способность для адрон-адронных столкновений в рамках простой дифракционной картины равна $2\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ (соотношение (6)).

сечений. Все это заметно отличается от теоретических предсказаний, делавшихся в шестидесятые годы, когда модель Редже предсказывала постоянство полных сечений и возрастание радиуса взаимодействий, а следовательно, уменьшение поглощающей способности.

Возможен и более детальный анализ данных по дифференциальным сечениям, благодаря которому можно получить профиль поглощающей способности, а не только среднее значение этой величины. Работы такого типа описаны в недавнем обзоре ³⁰. Этот более уточненный анализ приводит к аналогичному заключению: профиль адрон-адронной поглощающей способности меняется с ростом энергии таким образом, что поглощение в центре остается постоянным, в то время как средний радиус взаимодействия возрастает ³¹. Естественно возникает вопрос: почему неупругие процессы, которые в оптической картине являются причиной поглощения и соответственно обуславливают дифракцию, устроены таким образом, что приводят к столь специфическому поведению? В картине обменов тот же самый вопрос можно задать и другим образом: почему траектория Померанчука ведет себя так, будто бы в диапазоне достигнутых энергий ее эффективное

пересечение превышает 1 на 5%? Простой вопрос задан на двух языках, но тем не менее убедительного ответа на настоящий момент мы не имеем. Более того, понимание этой сложной динамической задачи должно быть получено с учетом сложной структуры адронов, которая обсуждалась в гл. 1, и согласуется с экспериментами, изучающими слабые и электромагнитные силы.

в) Дифракционное рассеяние и структура адронов

Как уже неоднократно подчеркивалось, эксперименты с малыми переданными импульсами не могут непосредственным образом дать информацию о внутренней структуре взаимодействующих частиц. С другой стороны, так как лептон-адронное рассеяние выявляет сложную структуру адронов, то законно было бы поставить вопрос: нельзя ли данные по дифракционному рассеянию, описанные выше, объяснить в рамках кварковой модели, введенной в гл. 1? В этом направлении было сделано много попыток. Мы сконцентрируем наше внимание лишь на подходе к этой проблеме предложенном Фиалковским, Покорским и Ван-Ховом^{31, 32}. Достоинством этого подхода являются интуитивная простота предположений и малое число гипотез, объясняющих большое количество разнообразной информации.

Вначале перечислим четыре факта, которые было бы неплохо связать друг с другом.

1. Как уже упоминалось, данные по упругому адрон-адронному рассеянию показывают, что поглощающая способность в центре практически не зависит от энергии, в то время как радиус взаимодействия растет пропорционально $\ln s$. Используя понятие о частицах, обозначим буквой a минимальное расстояние, на которое сближаются два сталкивающихся адрона. Поглощающая способность A в общем случае является функцией «прицельного параметра» a . Вышеупомянутые эксперименты говорят нам, что при высоких энергиях эта функциональная зависимость довольно-таки проста:

$$A(a) \approx A \left[\frac{2}{R(s)} \right], \quad (32)$$

где $R(s) = R_0 + R' \ln s$. Это свойство называется «геометрическим скейлингом»³³, так как оно подразумевает, что с ростом энергии меняются лишь размеры профиля поглощающей способности. Соотношения (32) объясняют как логарифмический рост с энергией показателей наклона b (уравнение (27)), так и возрастание полных сечений.

2. Поглощающая способность в центре относительно мала. Анализ, выполненный для протон-протонного случая, дает для диапазона энергий $23 < \sqrt{s} < 63$ Гэв $A(0) = 0,75$. Это значение далеко от максимально возможного $A(0) = 1$, которое соответствовало бы полному поглощению протонных волн при прицельных параметрах равных нулю. В случае полного поглощения в центре энергетическая зависимость центральной поглощающей способности была бы тривиальным утверждением, так как $A(0)$ не может быть больше 1. Но мы столкнулись с другой ситуацией, и поэтому геометрический скейлинг есть динамический факт, требующий объяснений.

3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния имеет минимум при $|t| \approx 1,4$ Гэв, за минимумом наклон становится меньше: $b \approx 1,8$ Гэв⁻². Более того, при переданных импульсах, превышающих

$|t| \approx 8 \text{ Гэв}$, происходит вновь изменение наклона, а второй минимум не наблюдается.

4. Упругое дифракционное рассеяние возникает в результате поглощения, вызванного большим сечением неупругих процессов. По этой причине часто говорится, что упругое рассеяние при высоких энергиях является тенью неупругих процессов. Важным явлением, не рассмотренным в данной статье, но также возникающим из-за существования неупругих каналов, является *неупругое дифракционное рассеяние*. Природа этого явления может быть понята достаточно просто, подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работе ³⁰. Вследствие их сложной природы сталкивающиеся адроны можно представить как линейную суперпозицию многих состояний, имеющих одинаковые квантовые числа. В процессе взаимодействия эти «дифракционные собственные состояния» приводят к различным неупругим процессам, так что каждое из них в общем случае поглощается различным образом. После взаимодействия веса этих «дифракционных собственных состояний» меняются и поэтому их суперпозиция дает как начальные адроны (упругое дифракционное рассеяние), так и другие адроны, имеющие те же самые внутренние квантовые числа, но другие массы (неупругое дифракционное рассеяние). Эксперименты при высоких энергиях показывают, что сечение неупругого дифракционного рассеяния почти равно сечению упругого рассеяния σ_{el} . Лишь недавно было понято ³⁴, что этот результат является удивительным. В самом деле, упругое дифракционное рассеяние прямым образом связано с поглощающими профилями дифракционных собственных состояний, в то время как неупругая дифракция определяется *разностями* этих профилей. Для того, чтобы σ_D равнялось σ_{el} , эти разности должны быть большими. Это означает, что дифракционные собственные состояния подразделяются на две группы: одни из них сильно поглощаются, а другие почти не возмущаются при взаимодействии. В этом случае некоторые из профилейных разностей могут быть большими. Так как в данной статье мы не собираемся вдаваться в более детальные обсуждения, то достаточно подчеркнуть, что динамическая модель дифракции должна объяснять и тот факт, почему собственные дифракционные состояния ведут себя столь разным образом.

Это замечание завершает перечисление четырех фактов, которые было бы желательно понять с единой точки зрения. В модели кваркового «клея» Фиалковского, Покровского и Ван-Хова адроны считаются построенными из кварков и «клея», который и создает кварк-кварковые силы. В то время как сильное и электромагнитное взаимодействие действуют только на кварки, «клей» является причиной неупругих адронных процессов. При адрон-адронных столкновениях кварки пролетают через область взаимодействия, давая начало так называемым лидирующим частицам, а «клей» при этом взаимодействует, что приводит к образованию множества вторичных частиц. Авторы показали, что полученные из лептонных экспериментов импульсные распределения кварков внутри адронов естественным образом связаны с измеренными распределениями лидирующих частиц. Более того, модель дает большие изменения поглощающей способности для собственных дифракционных состояний, что необходимо для объяснения наблюдений, обсуждавшихся в пункте 4. Это связано с обстоятельством, проиллюстрированным на рис. 22: прицельный параметр a_g «клея»—«клей» не равен прицельному параметру адронов a . Используя предположение, что при центральном столкновении «клея»—«клей» поглощение является полным, модель воспроизводит широкий спектр поглощающей способности для адронов. В самом деле, для заданного прицельного параметра адронов a , $A = 1$ лишь для $a_g = 0$, с увеличением a_g поглощающая способность A быстро уменьшается.

В этой модели постоянству с энергией A ($a = 0$) (пункт 2) возникает потому, что при $a = 0$ прицельный параметр a не фиксирован. При усреднении по прицельному параметру a_g в предположении гауссоподобного распределения поглощающей способности с A ($a_g = 0$) = 1, Ван-Хов и Фиалковский показали, что центральное поглощение для протон-протонных столкновений может быть согласованным образом положено равным 0,75. С другой стороны, свойства геометрического скейлинга для поглощающей способности не получаются автоматическим образом, как следствия модели, а могут быть получены лишь при дополнительном предположении, что радиус взаимодействия «клей»—«клей» растет с энергией.

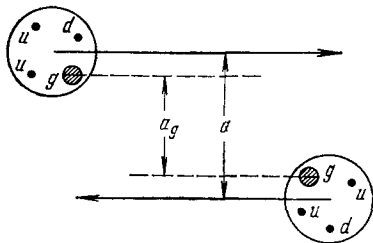


Рис. 22. Схематическая картина протон-протонных взаимодействий в модели «кваркового клея»:

a_g и a — прицельные параметры клей-клей и протон-протон. Черными кружочками изображены кварки, определяющие внутренние квантовые числа сталкивающихся протонов.

Достаточно предположить, что поглощающая способность «клей»—«клей» максимальна не только при $a = 0$, но и в малой, но конечной области вокруг этой точки ³², чтобы получить хорошее описание упругого рассеяния для $0 < |t| \leq \leq 8 \text{ Гэв}^2$ (пункт 3).

Итак, в этой модели «клей» является ответственным за столкновения в сильных взаимодействиях. Несколько очень простых предположений дают согласованное

объяснение четырех вышеупомянутых фактов. Однако для понимания успешных предсказаний кварковой модели по полным сечениям (и в особенности соотношения (31)) следует дополнительно предположить, что плотность «клея» зависит от числа и сорта кварков. Очевидно, что в настоящее время мы далеки от глубокого понимания упругого и неупругого дифракционного рассеяния при высоких энергиях, но уже найден способ, позволяющий связать физику этого явления с информацией о структуре адронов, постоянно поступающей из экспериментов, в которых проявляются эффекты слабых и электромагнитных сил.

ЦЕРН, Женева,
Швейцария

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. B. Bushnin et al., Phys. Lett. **B29**, 48 (1969).
J. V. Allaby et al., *ibid.*, **B30**, 500.
Дж. В. Аллаби и др., **12**, 538 (1970).
2. G. Giacomelli, Progr. Nucl. Phys. **12**, 77 (1970).
3. K. Johnsen, Nucl. Instrum. and Meth. **108**, 205 (1973).
4. S. van der Meer, CERN Internal Report ISR-PO/68-31 (1968).
5. CERN—Pisa—Roma—Stony Brook Collaboration, Phys. Lett. **B62**, 460 (1976).
6. U. Amaldi et al., *ibid.* **B44**, 419 (1973).
7. S. R. Amendolia et al., *ibid.*, p. 119.
8. U. Amaldi et al., Nuovo Cimento (1977).
9. K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 857 (1967).
10. S. P. Denisov et al., Nucl. Phys. **B56**, 1 (1973).
11. A. S. Carroll et al., Phys. Lett. **B61**, 303 (1976).
12. Л. Ф. Кириллова и др., ЯФ **1**, 533 (1965).
13. Ю. К. Акимов и др. ЖЭТФ **48**, 767 (1965).
Y. K. Akimov et al., J. Nucl. Phys. **4**, 88 (1966).
G. B. Veznogikh et al., Phys. Lett. **B30**, 274 (1969); **B43**, 85 (1973).
14. G. G. Veznogikh et al., *ibid.*, **B39**, 441 (1972).

15. V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. **29**, 1755 (1972).
V. Bartenev et al., *ibid.* **31**, 1088 (1973).
V. Bartenev et al., *ibid.*, p. 1367.
16. U. Amaldi et al., Phys. Lett. **B43**, 231 (1973).
U. Amaldi et al., *ibid.* **B66**, 390 (1977).
17. A. E. Taylor et al., *ibid.* **14**, 55 (1965).
Л. Ф. Кириллова и др., ЖЭТФ **50**, 76 (1966).
K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 857 (1967).
K. J. Foley et al., Phys. Rev. **181**, 1775 (1969).
G. G. Beznogikh et al., et Phys. Lett. **B39**, 411 (1972).
A. A. Vorobyov et al., *ibid.* **B41**, 639.
N. N. Gouyouon et al., Preprint JINR E-7552, Dubna, 1973.
V. D. Arokhin et al., Phys. Lett. **B56**, 391 (1975).
R. K. Carnegie et al., *ibid.* **B59**, 308.
C. Ankenbrandt et al., Fermilab Conf. 75/61, Exp. 7100.069 (1975).
P. Jenni et al., Nucl. Phys. **B94**, 1 (1975).
P. Jenni et al., *ibid.* **B105**, 1 (1976).
P. Baillon et al., *ibid.*, p. 365.
P. Baillon et al., Nucl. Phys. **B107**, 189 (1976).
В. Д. Апокин и др., Препринт ИФВЭ 76-6, Серпухов, 1976.
P. Jenny et al., CERN/EP/PHYS 77-21 (1977).
18. R. E. Hendrick, B. Lautrup, Phys. Rev. **D11**, 529 (1975).
R. E. Hendrick et al., *ibid.*, p. 536.
19. Fermilab Single Arm Spectrometer Group, Fermilab-Pub-76/66, Exp. 7100.096 (1977) (послаано в Phys. Rev. D).
20. U. Amaldi et al., Phys. Lett. **B44**, 116 (1973).
G. Beznogikh et al., *ibid.* **B43**, 85 (1973).
V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. **31**, 1088 (1973).
Yu. M. Antipov et al., Nucl. Phys. **B57**, 333 (1973).
A. A. Derevshchikov et al., Phys. Lett. **B48**, 367 (1974).
S. Nurushiev, in: Proc. of 17th Intern. Conf. High Energy Phys, Ed. J. R. Smith, v. 1, Didcot, Engl. Rutherford Lab., 1974, p. 25.
Fermilab Single Arm Spectrometer Group, Phys. Rev. Lett. **35**, 1195 (1975).
C. W. Akerlof et al., *ibid.* **35**, 1406.
21. A. R. Clyde, University of Cal. Rad. Lab. Report UCRL 16275 (19766).
J. V. Allaby et al., Nucl. Phys. **B52**, 316 (1973).
C. W. Akerlof et al., Phys. Lett. **B59**, 197 (1975).
22. N. Kwak et al., *ibid.* **B58**, 233.
23. H. de Kerret et al., *ibid.*, **B62**, 363 (1976).
H. de Kerret et al., *ibid.* (будет опубликовано).
24. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **34**, 725 (1958).
25. T. Regge, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959); **18**, 947 (1960).
G. W. Chew, S. Frautschi, Phys. Rev. Lett. **8**, 41 (1962).
26. E. M. Levin, L. L. Frankfurt, Письма ЖЭТФ **2**, 105 (1965).
H. J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. **16**, 1015 (1966).
27. H. J. Lipkin, Phys. Rev. **D11**, 1827 (1975).
28. M. Froissart, *ibid.* **123**, 1053 (1961).
A. Martin, Nuovo Cimento **42**, 930 (1966).
29. P. J. Carlson et al., Landolt-Börnstein, New Series. v. 7, Ed. K. H. Hellwege, Berlin, Springer-Verlag, 1973.
Particle Data Group, *NN* and *ND* Interactions — A Compilation. UCRL-20000NN (1970).
D. R. O. Morrison, Total Inelastic Cross Sections, CERN/D.PRII/PHYS 74-38 (1974).
High Energy Reactions Analysis Group, GERN/HERA 72-2, CERN HERA 73-1.
30. U. Amaldi, M. Jacob, G. Matthiae, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**, 385 (1976).
31. S. Pokorski, L. Van Hove, Acta Phys. Pol. **B5**, 229 (1974).
L. van Hove, S. Pokorski, Nucl. Phys. **B36**, 243 (1975).
L. van Hove, Acta Phys. Pol. **B7**, 339 (1976).
L. van Hove, K. Fialkowski, Nucl. Phys. **B107**, 211 (1976).
32. L. Van Hove, *ibid.* **B122**, 525 (1977).
33. J. Dias de Deus, *ibid.* **B59**, 231 (1973).
V. Barger, цит. в ²⁰ сборник, p. 200.
34. K. Fialkowski, H. I. Miettinen, Nucl. Phys. **B103**, 247 (1976).