

# УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*М.Бертини, М.Жиффон*

Institute de Physique Nucleaire de Lyon IN2P3-CNRS et Universite Claude Bernarde 43  
boulevard du 11 novembre 1918—F—69622 Villeurbanne Cedex, France

В обзоре представлены модели упругого рассеяния адронов, описывающие экспериментальные данные  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния в широкой области энергий и переданных импульсов.

The review presents the models of hadron elastic scattering for experimental data on  $pp$ - and  $\bar{p}p$  scattering in a wide region of energies and transfer momenta.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Данный обзор посвящен физике дифракционного рассеяния адронов, в частности, упругому рассеянию протонов и антипротонов при высоких энергиях.

Дифракционные столкновения являются периферическими, т.е. они происходят при малых значениях переданного импульса или, что эквивалентно, при больших значениях прицельного параметра. Такие столкновения называют еще «мягкими», в отличие от «жестких», происходящих при малых значениях прицельного параметра.

Интерес к дифракционным процессам объясняется следующими причинами:

- 1) мягкие столкновения дают доминирующий вклад в полные сечения;
- 2) накоплен богатый экспериментальный материал об упругих столкновениях, особенно о  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеянии. По точности эти данные значительно превосходят данные о жестких процессах;
- 3) «мягкая» физика находится за пределами применимости пертурбативной хромодинамики, что стимулирует развитие непертурбативных методов в КХД.

В рамках теории полюсов Редже дифракционное рассеяние происходит с обменом вакуумной траектории — померона, природа которого во многом не ясна.

Обсуждению различных аспектов упругого и дифракционного рассеяния посвящен ряд великолепных обзоров [1]. С этой тематикой связана специальная серия конференций, названная «Блуа» — по месту проведения первой конференции из этой серии. Труды пяти конференций «Блуа» опубликованы в сборниках [2].

Основное внимание в своем обзоре мы уделяем моделям, претендующим на количественное описание экспериментальных данных в широкой кинематической области. Таких моделей оказалось не так уж много. Наиболее критичными для проверки справедливости различных теоретических построений является описание сложной зависимости от энергии и угловой переменной дифференциального сечения упругого рассеяния. Именно этому вопросу мы посвятим основное внимание в нашем обзоре, отсылая читателя по многим другим аспектам теории и феноменологии упругого и дифракционного рассеяния к цитируемым работам. В частности, мы не будем касаться (кроме отдельных случаев) спиновой структуры амплитуды рассеяния.

## 2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

**2.1. Полные сечения и отношения  $\sigma_{el}/\sigma_t$  и  $\sigma_t/B$ .** Хорошо установлено, что полные сечения всех процессов рассеяния растут с увеличением энергии, начиная с энергий серпуховского ускорителя. На рис.1 приведены данные о полных сечениях  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния, для которых картина является наиболее полной. Отметим, что последние измерения на теватроне при энергии 1,8 ТэВ указывают на возможное ускорение роста сечений [3].

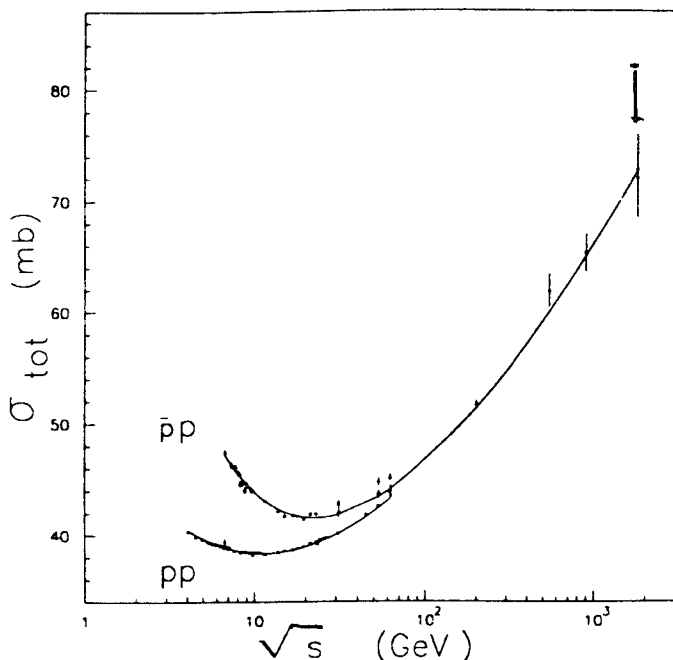
На рис.2 приведены данные о проинтегрированном упругом сечении (рис.2,а), а также отношениях  $\sigma_{el}/\sigma_t$  и  $\sigma_t/B$  (рис.2,б и 2,в). Оба отношения растут с увеличением энергии, нарушая геометрический скейлинг.

Разность сечений  $\Delta\sigma = \sigma_t^{\bar{p}p} - \sigma_t^{pp}$  убывает с энергией степенным образом (рис.3):

$$\Delta\sigma = 52(s/2m)^{-0,58} \text{ мб.} \quad (2.1)$$

Поведение (2.1) обычно связывают с вкладом вторичных реджеонов в амплитуду рассеяния. В отсутствие асимптотического  $C$ -нечетного вклада разность (2.1) должна стремиться к нулю. В последнее время в литературе широко обсуждается [4, 5] возможное существование асимптотического  $C$ -нечетного обмена, названного оддероном.

Динамическое происхождение роста полного сечения и его предполагаемая асимптотика являются предметом исследования многих авторов. Предвосхищая более подробное обсуждение различных аспектов роста сечений,

Рис. 1. Полные сечения  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий

мы здесь отметим только простую и эффективную эмпирическую параметризацию, предложенную Доннаки и Ландсхофом [6]:

$$\sigma_t(\bar{p}p) - \sigma_t(pp) = 70s^{-0,56}, \quad (2.2a)$$

$$\frac{1}{2} [\sigma_t(\bar{p}p) + \sigma_t(pp)] = 150s^{-0,56} + 22,7s^\epsilon. \quad (2.26)$$

Член  $s^\epsilon$  в (2.26) соответствует вкладу «сверхкритичного» померона, однако значение параметра  $\epsilon \approx 0,08$  авторами [6] определялось из эксперимента, и оно оказалось значительно меньше оценок, основанных на результатах вычислений в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики.

Параметризация (2.2) привлекательна прежде всего своей простотой. Разнообразные вклады от вторичных реджеонов и связанных с ними перерассеяний собраны в одну эффективную степень (2.2a). Вклад померона в (2.26), несмотря на степенную зависимость, вследствие малости параметра  $\epsilon$ , ближе к моделям умеренного роста, например, к модели дипольного померона. Только будущие измерения полных сечений смогут определить

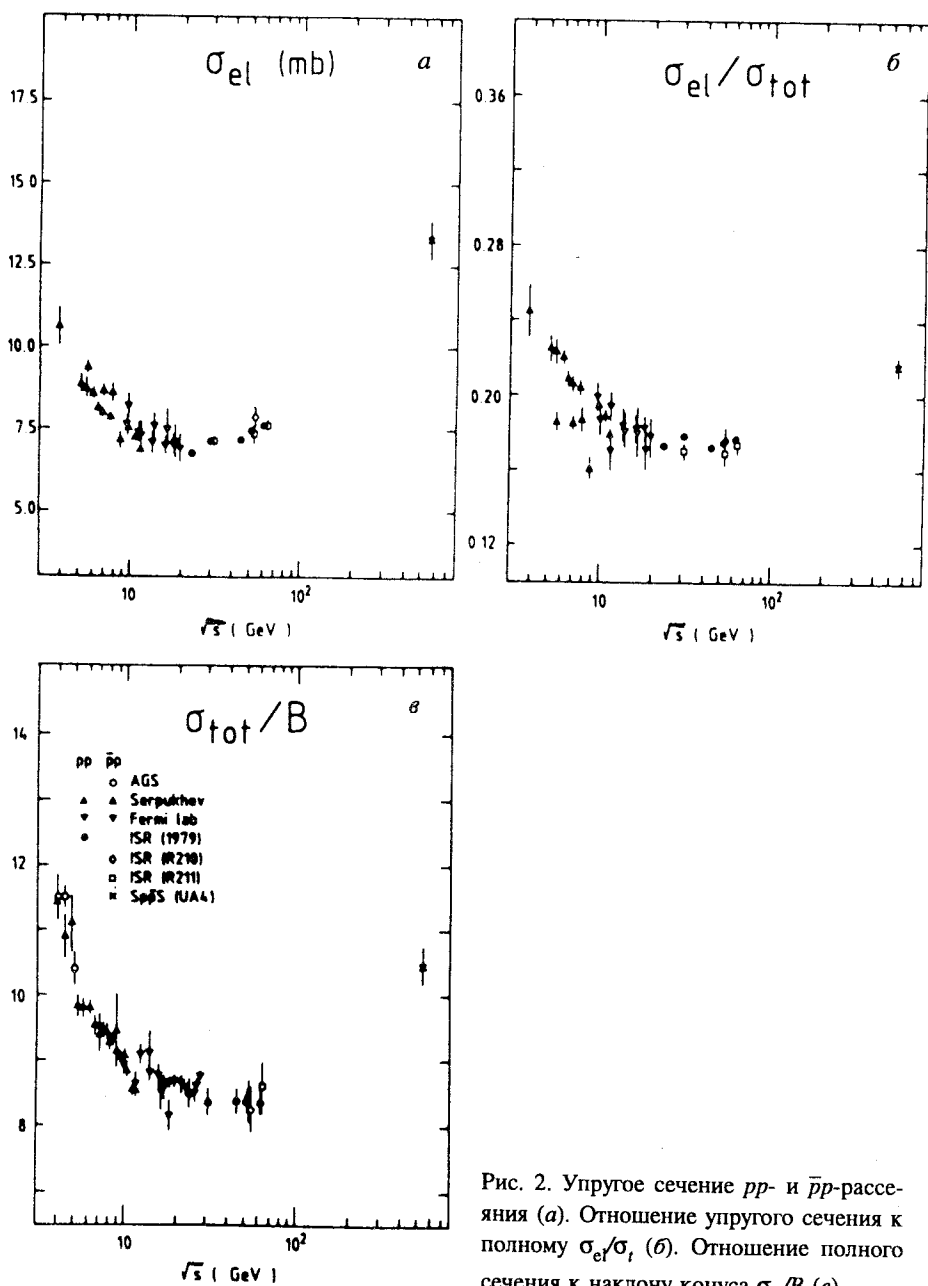


Рис. 2. Упругое сечение  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния (а). Отношение упругого сечения к полному  $\sigma_{el}/\sigma_t$  (б). Отношение полного сечения к наклону конуса  $\sigma_t/B$  (в)

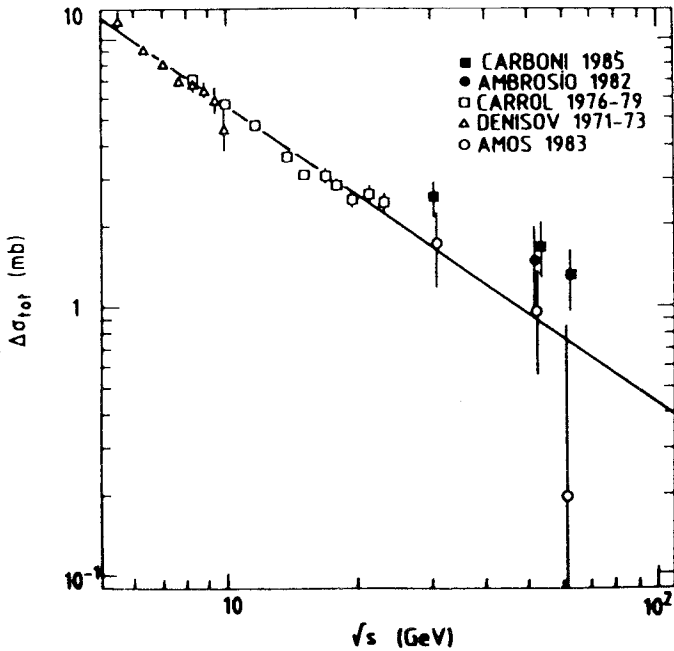
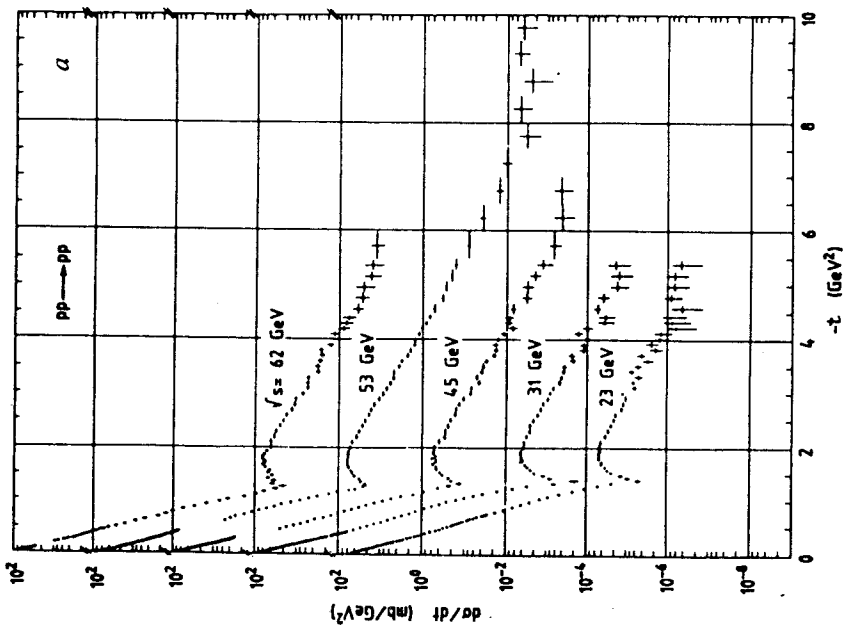
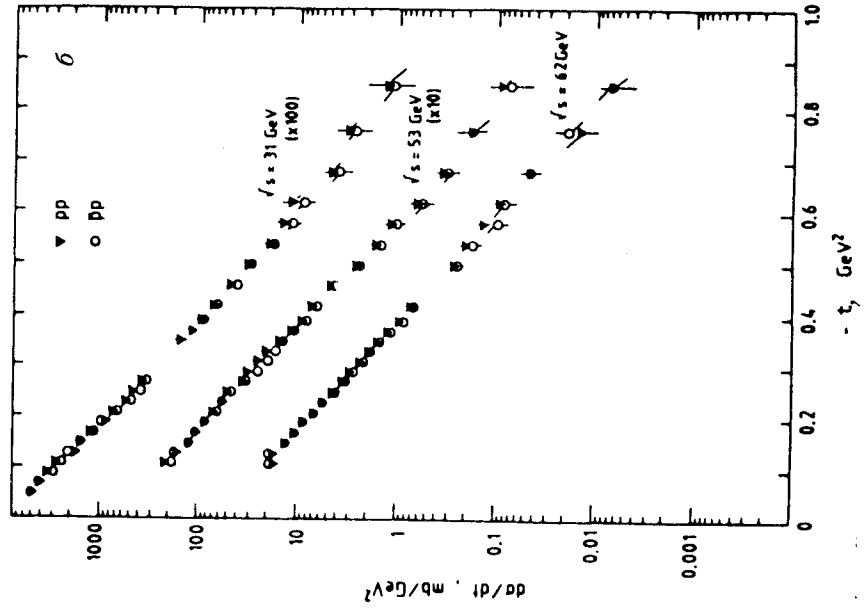


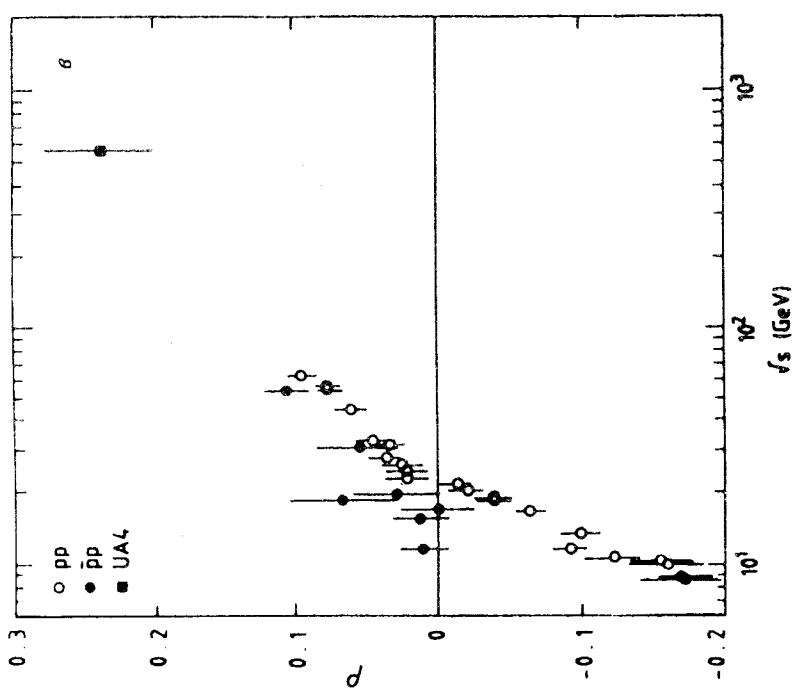
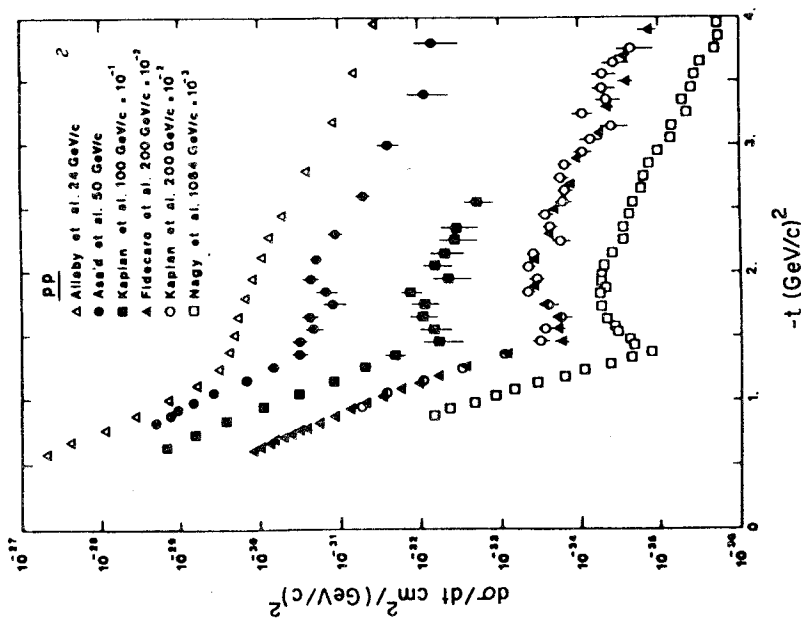
Рис. 3. Разность полных сечений  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий

область применимости параметризации (3.2), а также ее возможную альтернативу.

**2.2. Упругое рассеяние.** Рассеяние адронов при высоких энергиях носит явно выраженный дифракционный характер, аналогичный явлению дифракции в оптике. Такая аналогия была установлена уже в рассеянии ядер, и суть ее в том, что ядро можно рассматривать как поглощающую сферу, за которой происходит деструктивная интерференция между падающей и рассеянной волной, в результате которой за мишенью появляется ее «тень». Подобную картину подтверждают также данные об угловом распределении частиц в упругом рассеянии адронов при высоких энергиях. Измеренное дифференциальное сечение упругого  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния при высоких энергиях (рис.4) можно разбить на три области по передаче импульса:

- 1) область дифракционного конуса с почти экспоненциальным убыванием сечения по  $t$ ;
- 2) область провала и второго максимума;
- 3) область больших  $|t|$ .





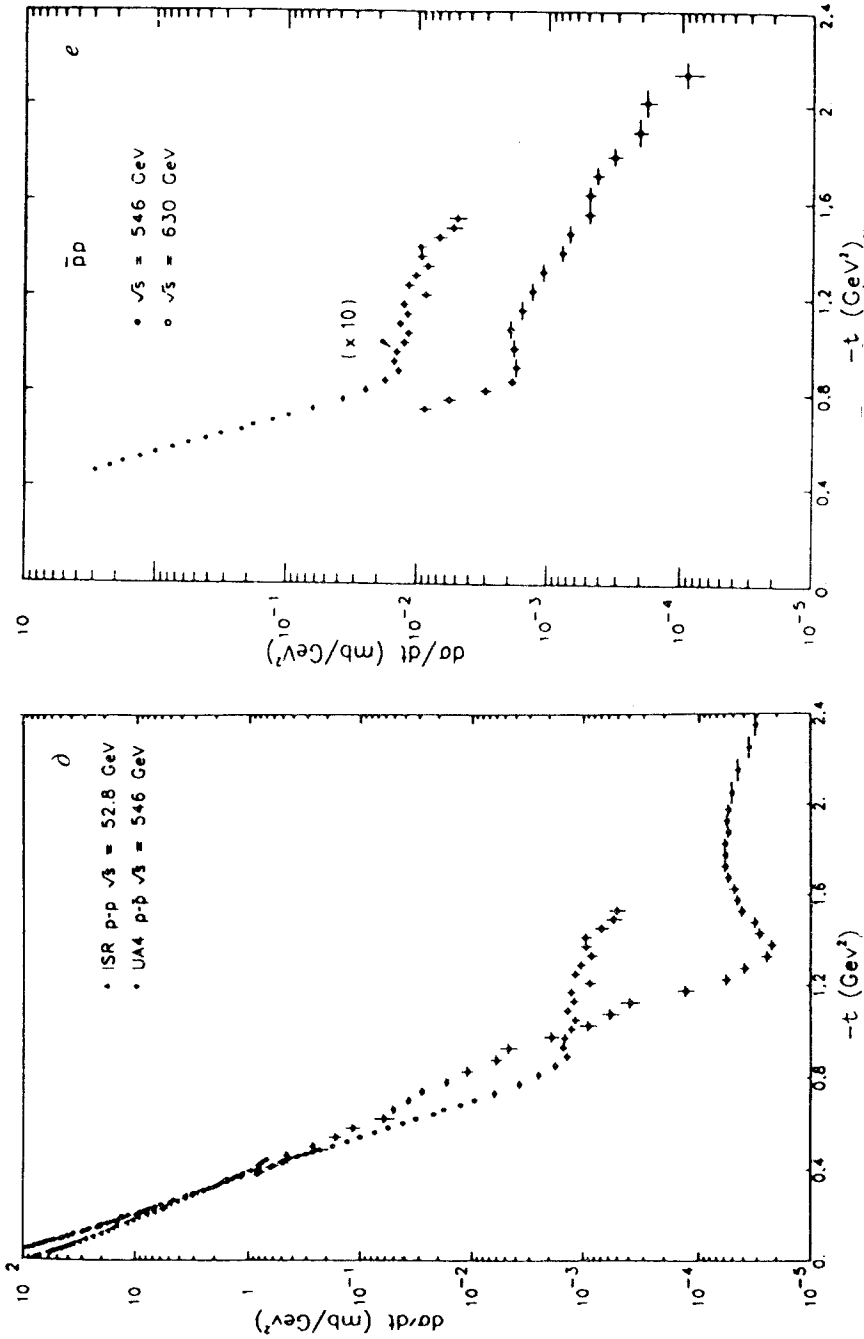
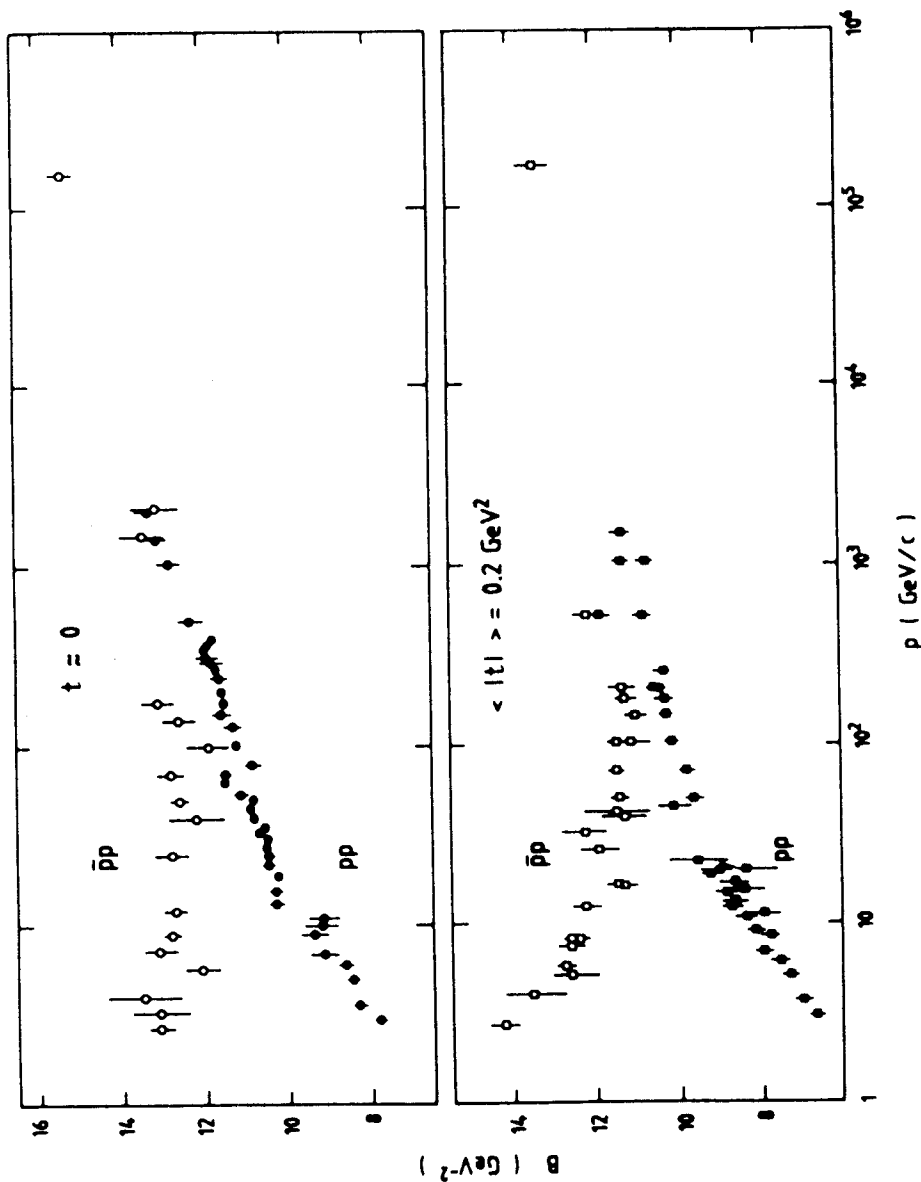


Рис. 4. Дифференциальные сечения  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния





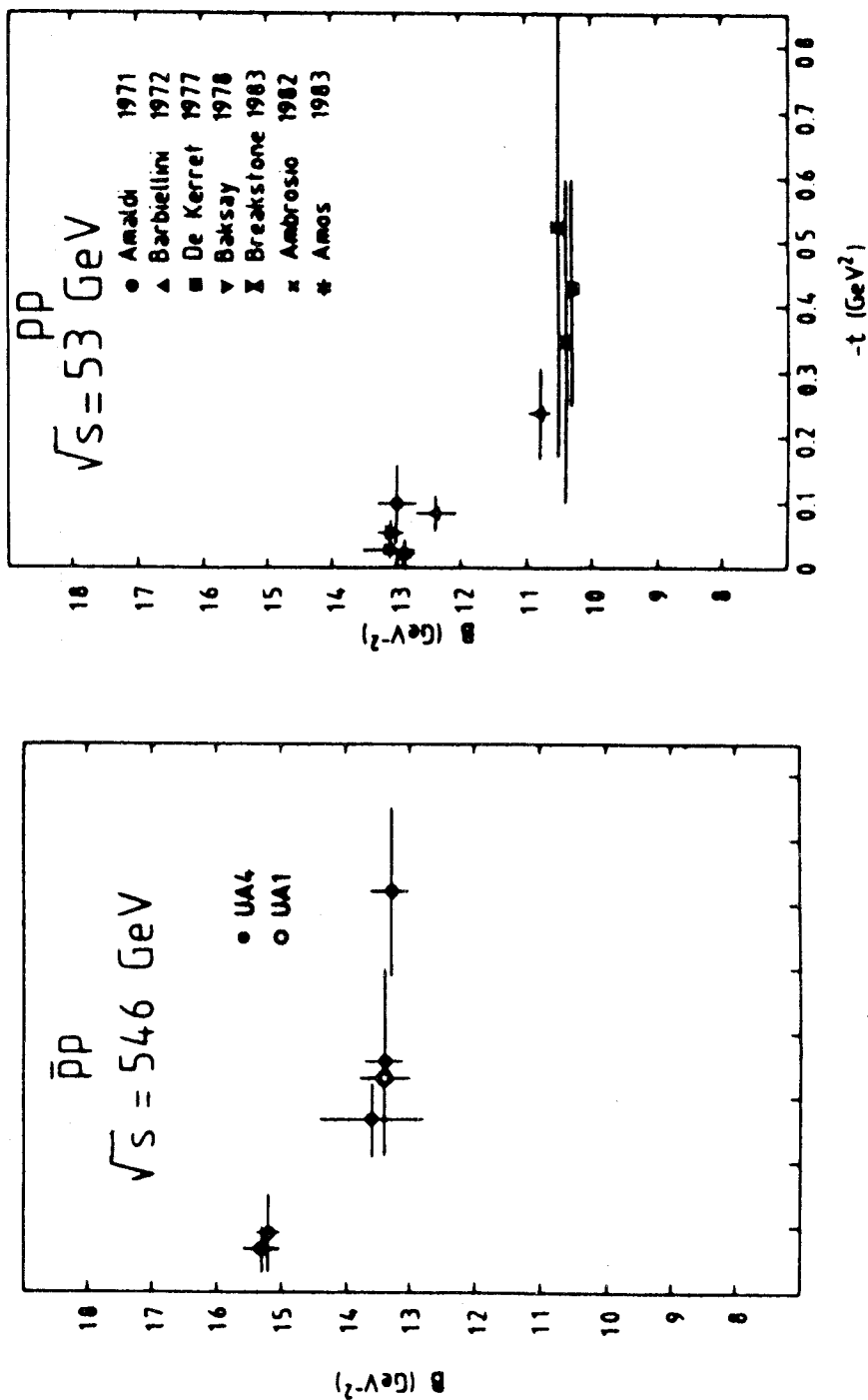


Рис. 5. Зависимость наклона дифракционного конуса упругого  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния от  $t$

Указанное деление довольно условно (особенно, что касается «больших»  $|t|$ ), кроме того, границы между областями, хотя и медленно (логарифмически), но меняются с энергией. Поведение наблюдаемых величин в этих областях показано на рисунках. Подробно мы остановимся на поведении сечения при очень малых  $|t|$ , в области кулон-ядерной интерференции, и проблеме определения реальной части амплитуды рассеяния, ставшей в последнее время предметом оживленной дискуссии.

Напомним, что в области кулон-ядерной интерференции дифференциальное сечение упругого рассеяния (без учета спиновой структуры амплитуды) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |T_C + T_h|^2.$$

Здесь  $T_C$  — хорошо известная кулоновская амплитуда:

$$T_C = \pm 2\alpha G^2(t) \exp(\mp i \pi \phi) / |t|,$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, а  $G(t)$  — электромагнитный форм-фактор протона и  $\phi = \ln(0,08/|t|) - 0,577$ . Верхний и нижний знаки соответствуют  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -рассеянию. Простейшая параметризация амплитуды сильного взаимодействия имеет вид

$$T_h = (\sigma_t / 4\pi)(\rho + i) \exp(-b|t|/2)$$

и содержит три подгоночных параметра:  $\sigma_t$ ,  $b$  и  $\rho$  — отношение действительной к мнимой части амплитуды рассеяния вперед. Иногда для полного сечения используется известное его значение (определенное из другого эксперимента), и тогда задача сводится к варьированию двух свободных параметров —  $b$  и  $\rho$ .

Отклонение от экспоненциального поведения дифракционного конуса (рис.5) обычно учитывается включением квадратичного члена в показатель экспоненты (коэффициент при котором оказывается примерно на порядок меньше соответствующего коэффициента при линейном члене). «Излом» или «тонкая структура» конуса связаны, как это было показано в работах [7, 8], с пороговым поведением амплитуды в нефизической области при  $t = 4m_\pi^2$ . Этот эффект подробно изучался в недавней работе [8]. Есть указания на то, что на тэватроне конус «выпрямляется», однако этот эффект пока нельзя считать установленным. Дальнейшее изучение энергетической зависимости «тонкой структуры» конуса представляет большой интерес как для теории, так и для приложений (например, для определения реальной части амплитуды) [9].

Интерес к реальной части амплитуды возрос в связи с опубликованием в 1987 г. результатов измерения и обработки данных о рассеянии группой

UA4 [10], согласно которым этот результат выходит за рамки экстраполяции из области более низких энергий, и поэтому он породил различные теоретические спекуляции для его объяснения (пороговый эффект, вклад оддерона и др.). В то время, когда теоретики еще спорили о возможном происхождении аномально большой реальной части амплитуды, экспериментаторы получили возможность повторить в ЦЕРН опыт UA4. Согласно результатам группы UA4/2. [11]  $\rho = 0,135 \pm 0,015$ , что соответствует вполне «нормальному» значению, согласующемуся с большинством модельных предсказаний. Значительное расхождение результатов обработки экспериментальных данных при определении делает актуальной задачу дополнительного и независимого анализа этих данных с целью выявления причин расхождения и более достоверного определения реальной части амплитуды рассеяния вперед. Выше мы уже отмечали, что результат экстраполяции может зависеть от используемой параметризации «тонкой структуры» дифракционного конуса. Несмотря на то, что скрытая от «прямого измерения» кулоновским взаимодействием область мала, кривизна наклона конуса усугубляется по мере приближения к  $t=0$  (т.е. к точке ветвления при  $t = 4m_{\pi}^2$ ).

Помимо хорошо известного и наблюдаемого «излома» вблизи точки, где наклон конуса (плавно) меняется примерно на  $2 \text{ ГэВ}^{-2}$ , не исключена возможность осцилляций наклона как функции  $t$ . Такой эффект был обнаружен при постепенном уменьшении интервала, в котором определяется локальный наклон экспоненциального конуса [12].

Интересны результаты анализа данных UA4/2, выполненного недавно О.Селюгиным с учетом амплитуды с переворотом спина [13], существование которых при столь высоких энергиях предсказывалось в [14]. Используя и зафиксировав (как и в обработке UA4/2) значение  $\sigma_r(1 + \rho^2) = (63,3 \pm 1,5) \text{ мб}$ , определенное в предыдущем эксперименте UA4, автор получил практически такое же значение  $\rho$ , как и в анализе UA4/2. Однако такая же обработка данных эксперимента, но проведенная без условия о независимости параметра наклона при малых передачах импульса от  $t$ , приводит к существенно большему значению  $\rho$ . Было показано, что восстановление экспоненциальной формы амплитуды рассеяния с наклоном практически не зависящим от  $t$ , может быть достигнуто при учете вклада спинов амплитуды рассеяния. При этом  $\rho$  достигает значения  $0,24 \pm 0,045$ . Такой значительный эффект, однако, можно будет считать установленным лишь после подтверждения его при более низких энергиях, для чего требуется пересмотр прежних данных.

### 3. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ АНАЛИТИЧЕСКОЙ $S$ -МАТРИЦЫ И МЕТОДА КОМПЛЕКСНЫХ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ

Нашей целью не является систематическое изложение теории аналитической  $S$ -матрицы и метода комплексных угловых моментов или полюсов Редже, поэтому мы только фрагментарно напомним основные положения и результаты, необходимые для дальнейшего обсуждения моделей высокоэнергетического взаимодействия адронов. Подробное изложение теории можно найти в обзорах [1] и книге [15].

**3.1. Аналитичность, кроссинг.** Основным объектом теории является  $S$ -матрица — оператор, преобразующий начальное состояние  $|i\rangle$  в конечное. Амплитуда вероятности перехода из начального состояния в конечное есть матричный элемент этого оператора:

$$S_{fi} = \langle f | S | i \rangle,$$

а вероятность перехода равна квадрату модуля матричного элемента:

$$P_{fi} = |S_{fi}|^2.$$

$S$ -матрица является унитарным оператором, что отражает полноту набора физических состояний свободных частиц.

$S$ -матрицу удобно представить в виде суммы

$$S = I + i\tau, \quad (3.1)$$

где  $I$  — единичный оператор, а второе слагаемое описывает взаимодействие (в отсутствие последнего  $\tau = 0$ ). С учетом нормировки состояний

$$\langle p | p' \rangle = (2\pi)^3 (2p_0) \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$$

и закона сохранения полного 4-импульса равенство (3.1) для процесса  $1+2 \rightarrow 3+4$  переписывается в виде

$$\langle p_3 p_4 | S | p_1 p_2 \rangle = \langle p_3 p_4 | p_1 p_2 \rangle + i(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \langle p_3 p_4 | T | p_1 p_2 \rangle,$$

где  $T(p_1, p_2, p_3, p_4)$  есть функция лоренц-инвариантов, составленных из импульсов частиц, участвующих в процессе. Именно эту функцию обычно называют амплитудой взаимодействия. Используя общепринятые мандельштамовские переменные

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2,$$

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2,$$

где  $m_1, \dots, m_4$  — массы частиц, а также тот факт, что амплитуда процесса  $1+2 \rightarrow 3+4$  зависит от двух переменных, представим ее в виде

$$T(p_1, p_2, p_3, p_4) = F(s, t).$$

В случае взаимодействия частиц равных масс (например, упругое нуклон-нуклонное рассеяние) физическая область изменения переменных

$$s = 4(k^2 + m^2) \geq 4m^2, \quad t = -2k^2(1 - \cos \theta), \quad u = -2k^2(1 + \cos \theta),$$

где  $k$  и  $\theta$  — начальный импульс и угол рассеяния в системе центра масс частиц 1 и 2 (3 и 4), определяется неравенствами

$$\sqrt{s} > 4m^2, \quad |\cos \theta| < 1.$$

Экспериментально наблюдаемыми величинами являются дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (1 + 2 \rightarrow 3 + 4) = \frac{q}{sk} \frac{1}{64\pi^2} |F(s, t)|^2,$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi sk^2} |F(s, t)|^2$$

и полное сечение взаимодействия начальных частиц, которое согласно оптической теореме выражается через мнимую часть амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол:

$$\sigma_t = \frac{1}{2k\sqrt{s}} \text{Im} F(s, t=0) = \frac{1}{4ik\sqrt{s}} [F(s + i\epsilon) - F(s - i\epsilon)].$$

Аналитические свойства амплитуды как функции комплексных переменных играют чрезвычайно важную роль как с точки зрения теории, так и в феноменологических построениях при анализе экспериментальных данных. Полагается, что амплитуда рассеяния является граничным значением аналитической функции мандельштамовских инвариантов, рассматриваемых как комплексные переменные, с теми и только с теми сингулярностями, которые допускаются условием унитарности. В общем случае амплитуда имеет полюсы, отвечающие стабильным (с точки зрения сильных взаимодействий) частицам, и разрезы, связанные с порогами рождения частиц в различных каналах.

Важным следствием аналитических и симметричных свойств относительно пространственно-временных отражений и замены частиц на античастицы является соотношение между амплитудами различных процессов рассеяния, которое получило название «кроссинг». В частности, шесть

процессов, которые отличаются перестановкой частиц или заменой частиц на античастицы

$$\begin{aligned} 1 + 2 &\rightarrow 3 + 4, & \bar{3} + \bar{4} &\rightarrow \bar{1} + \bar{2}, \\ 1 + \bar{3} &\rightarrow \bar{2} + 4, & 2 + \bar{4} &\rightarrow \bar{1} + 3, \\ 1 + \bar{4} &\rightarrow \bar{2} + 3, & 2 + \bar{3} &\rightarrow \bar{1} + 4, \end{aligned}$$

будут описываться одной и той же амплитудой, но с разными физическими областями переменных  $s$ ,  $u$  и  $t$ . (Напомним, что мы рассматриваем упрощенную ситуацию, считая нуклоны бесспиновыми. Усложнения, связанные с учетом спина, подробно изложены в [15].)

**3.2. Асимптотические ограничения.** Амплитуда является полиномиально ограниченной функцией всех своих переменных и удовлетворяет дисперсионным соотношениям по одной и двум переменным. Эти свойства позволили строго доказать известное ограничение Фруассара на асимптотическое поведение полного сечения взаимодействия

$$\sigma_t(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 s. \quad (3.2)$$

Важную роль в теории и феноменологических приложениях играет теорема Померанчука, которая устанавливает соотношение между сечениями взаимодействия частиц и античастиц:

$$\frac{\sigma_t^{\bar{A}B}(s)}{\sigma_t^{AB}(s)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 1.$$

При некоторых дополнительных предположениях (не доказанных строго) аналогичное соотношение выполняется для дифференциальных сечений (теорема Корнелла — Мартена):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{A}B) / \frac{d\sigma}{dt}(AB) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 1.$$

Теорема Оберсона — Киношиты — Мартена. Если полное сечение при  $s \rightarrow \infty$  растет пропорционально  $\ln^2 s$ , то

$$\frac{\text{Im}F(s,t)}{\text{Im}F(s,0)} \rightarrow \phi(\tau), \quad \frac{\text{Re}F(s,t)}{\text{Re}F(s,0)} \rightarrow \frac{d}{d\tau}(\tau, \phi(\tau)),$$

где

$$\tau = -t \ln^2 s.$$

**3.3. Модель полюсов Редже.** Метод комплексных угловых моментов исходит из возможности разложения амплитуды в ряд по парциальным амплитудам:

$$F(s, t) = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) F_l(t) P_l(z), \quad (3.3)$$

где  $P_l(z)$  — полином Лежандра, а  $z = 1 + 2s/(t - 4m^2)$ .

Предположим, что  $F_l(t)$  имеет полюс в  $j$ -плоскости, положение которого зависит от  $t$ :

$$F_l(t) \approx \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} \text{ при } l \approx \alpha(t).$$

Такое предположение находит обоснование в теории потенциального рассеяния, а в сильных взаимодействиях оправдывается прежде всего экспериментальными данными. Этот полюс называется полюсом Редже или реджеоном, а функция  $\alpha(t)$  — его траекторией. Используя условие унитарности, можно показать, что вычет для амплитуды процесса  $1 + 1 \rightarrow 3 + 4$  представляется в факторизованной форме

$$\beta(t) \sim \beta_{13}(t) \beta_{34}(t).$$

Это позволяет изобразить вклад полюса Редже в амплитуду  $F_R(s, t)$  при  $s \rightarrow \infty$ :

$$F_R(s, t) \sim \beta_{13}(t) \beta_{34}(t) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} \frac{1 + \xi e^{-i\pi\alpha(t)}}{-\sin \pi \alpha(t)}, \quad (3.4)$$

где  $\xi$  — сигнатура реджеона, в виде диаграммы (см. рис.6).

Опуская множество интересных и нетривиальных свойств полюсов Редже (аналитические и асимптотические свойства траекторий  $\alpha(t)$ ), их связь с резонансами, систематику по квантовым числам и т.п. (все это подробно изложено в [15]), остановимся на реджеонах, которые дают основной вклад в процессы упругого нуклон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях.

Согласно оптической теореме и выражению (3.4) вклад реджеона в полное сечение степенным образом зависит от энергии

$$\sigma_T(s) \sim s^{\alpha(0)-1}.$$

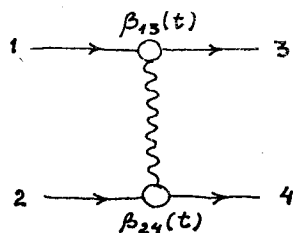


Рис. 6. Диаграмма с обменом полюсом Редже



С увеличением  $s$  в амплитуде «выживают» реджеоны, имеющие наибольший интерсепт. Из ограничения Фруассара (3.2) следует, что

$$\alpha(0) \leq 1.$$

Первоначально помероном назывался простой полюс Редже с единичным интерсептом  $\alpha(0) = 1$ . Такой померон обеспечивал асимптотическое постоянство полных сечений. Однако в настоящее время под влиянием экспериментальных данных и результатов пертурбативных вычислений в рамках КХД сложилось мнение, что померон — значительно более сложный объект (позднее мы вернемся к обсуждению этого вопроса). Померон имеет вакуумные квантовые числа, положительную сигнатуру  $\xi = +1$  и  $C$ -четность,  $C = +1$ , его вклад в амплитуду при малых  $|t|$  преимущественно мнимый. Что касается траектории  $\alpha_p(t)$ , то экспериментальные данные о рассеянии адронов хорошо описываются в предположении

$$\alpha_p(t) = \alpha_p(0) + \alpha'_p t.$$

В то же время из теории следует, что  $\alpha_p(t)$  имеет точку ветвления при  $t = 4m_\pi^2$  и не является, строго говоря, линейной функцией  $t$ . В соответствии с современными представлениями померон «составлен» из глюонов с возможной примесью кварк-антикварковых состояний.

Аналогичную природу должен иметь гипотетический партнер померона по  $C$ -четности и сигнатуре — оддерон. Он дает в основном вещественный вклад в амплитуду, т.к. имеет  $\xi = -1$ .

Следующие по важности и величине вклада в амплитуды упругого рассеяния — это  $f$ - и  $\omega$ -реджеоны. Они, как и другие вторичные реджеоны, построены из кварк-антикварковых состояний, имеют, соответственно, положительную и отрицательную сигнатуры, интерсепты  $\alpha_f(0) \geq 1/2$ ,  $\alpha_\omega(0) \leq 1/2$ .

При небольших энергиях в сечениях взаимодействия адронов заметны вклады  $\rho$ - и  $A_2$ -реджеонов. Их учет существен при совместном изучении процессов с участием протонов, нейтронов,  $\pi$ - и  $K$ -мезонов.

**3.4. Представление принципиального параметра.** Очень удобным для исследования и построения высокоэнергетических моделей взаимодействия адронов является метод прицельных амплитуд. Разложив амплитуду в ряд по парциальным амплитудам  $s$ -, а не  $t$ -канала (как это сделано в (3.3)), используя связь прицельного параметра  $b$  и углового момента  $l$

$$bk = l + 1/2,$$

а также асимптотическое свойство полинома Лежандра при больших  $l$

$$P_l(\cos \theta_s) \simeq J_0[(2l+1) \sin \theta/2] = J_0 \left[ \left( l + \frac{1}{2} \right) \frac{\sqrt{-t}}{k} \right] \simeq J_0(b \sqrt{-t}),$$

легко получить новое представление для амплитуды рассеяния, справедливое при больших  $s$ :

$$F(s,t) = 8\pi s \int_0^{\infty} H(b,s) J_0(b \sqrt{-t}) b db = 4s \int_0^{\infty} H(b,s) e^{-i qb} d^2 b,$$

где  $q^2 = -t$ . Функция  $H(s,b)$  называется прицельной амплитудой. Условие унитарности для прицельной амплитуды приобретает простой алгебраический вид

$$\text{Im } H(s,b) = |H(s,b)|^2 + G_{\text{in}}(s,b), \quad (3.6)$$

где функция  $G_{\text{in}}(b,s)$  описывает вклады неупругих процессов. Полное, упругое и неупругое сечения выражаются через прицельные амплитуды следующим образом:

$$\sigma_t(s) = 8\pi \int_0^{\infty} \text{Im } H(s,b) b db, \quad (3.7)$$

$$\sigma_{\text{el}}(s) = 8\pi \int_0^{\infty} |H(s,b)|^2 b db, \quad (3.8)$$

$$\sigma_{\text{in}}(s) = 8\pi \int_0^{\infty} G_{\text{in}}(s,b) b db. \quad (3.9)$$

**3.5. Унитарность.** История развития представлений о помероне, которая насчитывает уже более 30 лет, — это история того, как под влиянием все новых экспериментальных данных при все более высоких энергиях модифицировались как затравочная сингулярность, так и схема ее унитаризации. В 60-е годы считалось, что полные сечения взаимодействия адронов стремятся при увеличении энергии к постоянным пределам. Доминировало мнение, что померон — это простой полюс в плоскости углового момента. Многопомеронные ветвления, которые, согласно реджеонной диаграммной технике, должны быть добавлены к померону, вымирают с увеличением энергии. Однако эта замечательная по своей простоте и красоте картина (так называемый вариант слабой связи в теории померона) оказалась в конфликте с экспериментальными данными. Обнаруженный в Серпухове и подтвержденный позднее в ЦЕРН рост полных сечений вынудил отказаться от померона как простого полюса с траекторией единичного интерсепта.

Приблизительно в это же время была сформулирована квантовая хромодинамика, которая, претендуя на роль теории сильных взаимодействий, не могла обойти вниманием померон. Наиболее существенным результатом большой работы по исследованию глюонных диаграмм (инициированной Л.Н.Липатовым с сотрудниками) является то, что померон в КХД — это сингулярность или набор сингулярностей амплитуды, расположенный в  $j$ -плоскости правее единицы. Конкретно вычисления показали, что [16]:

$$\alpha(0) - 1 = 12 \frac{\alpha_s}{\pi} \ln 2.$$

Однако такой померон, которому соответствуют лестничного типа глюонные диаграммы, очевидно, нарушает, начиная с некоторых энергий, условие унитарности и ограничение Фруассара. Следовательно, он должен быть каким-то образом унитаризован.

С другой стороны, померон с интерсептом больше единицы ранее рассматривался как одна из возможностей объяснить наблюдаемый рост полных сечений. При достаточно общих и очевидных предположениях в рамках реджеонной диаграммной техники было показано, что суммирование многопомеронных обменов восстанавливает корректное асимптотическое поведение амплитуды. При этом выяснилось, что в зависимости от значений затравочных интерсепта и трехпомеронной константы взаимодействия и их соотношения возможны различные асимптотические режимы упругого взаимодействия адронов с растущим полным сечением, а именно

$$\sigma_t(s) \sim (\ln s)^\gamma, \quad 0 < \gamma \leq 2.$$

Разнообразные подходы к проблеме унитаризации померона можно до некоторой степени условно объединить в три направления.

1. Померон в КХД. Основная трудность связана с исследованием померонного вклада в мягкой кинематической области. Требуется просуммировать поправки к липатовскому померону, которые обусловлены взаимодействием этих лестниц, т.е. учесть многопомеронное взаимодействие. В настоящее время надежды на успех в этой деятельности связаны с вычислениями вклада померона в структурные функции глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах  $F_2(x, Q^2)$ . Несмотря на заметный прогресс в вычислениях при больших  $x$  и  $Q^2$ , значительные трудности возникают при переходе именно в мягкую кинематическую область. Вполне вероятно, что задача унитаризации померона существенно непertурбативна. Возможно, она связана не только с суммированием обменов лестницами и их взаимодействием, но и с учетом диаграмм, не сводящихся к лестничным, а также с решением задачи конфайнмента кварков и глюонов внутри адрона.

2. Второе направление более феноменологическое и существенно опирается на общие принципы унитарности и аналитичности, а также на пертурбативные результаты КХД. Важным и необходимым ориентиром при этом являются экспериментальные данные о свойствах различных сечений. Остановимся на этом более подробно.

Положим, что вклад затравочного померона в амплитуду упругого рассеяния адронов есть  $f(s,t)$ . Унитаризованная амплитуда (не унитарная, но и не нарушающая унитарные ограничения

$$\text{Im } H(s,b) \geq 0, \quad |H(s,b)| \leq 1 \quad (3.10)$$

для прицельной амплитуды) может быть построена как сумма  $s$ -канальных перерассеяний следующим образом. Унитаризованная прицельная амплитуда представляется в виде ряда

$$H(s,b) = \frac{1}{2in} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G(n)}{n!} [2ih(s,b)]^n, \quad (3.11)$$

где  $h(s,b)$  — затравочная прицельная амплитуда, связанная с  $f(s,t)$ -преобразованием (3.5). Функция  $G(n)$  определяется амплитудами взаимодействия двух адронов с  $n$  померонами. В то же время конкретный выбор зависимости  $G(n)$  от  $n$  задает способ унитаризации. Так, если  $G(n) = C^{n-1}$ , амплитуда унитаризуется квазиэikonальным способом. При  $C = 1$  (3.11) совпадает с эikonальным представлением

$$H(s,b) = \frac{e^{2ih(s,b)} - 1}{2i}, \quad (3.12)$$

где затравочная прицельная амплитуда  $h(s,b)$  играет роль комплексной фазы. Если же  $G(n) = n!C^{n-1}$ , то (3.11) описывает обобщенную  $u$ -матричную унитаризацию, а при  $C = 1/2$  совпадает с оригинальной моделью  $u$ -матрицы [1, Саврин В.И. и др.]:

$$H(s,b) = \frac{h(s,b)}{1 - ih(s,b)}.$$

3. Многие модели конструируются таким образом, чтобы первоначально (по построению) не противоречить указанным ограничениям. Примером может служить модель максимальных померона и оддерона (она подробно рассмотрена далее), а также модель дипольного померона с интерсептом  $\alpha_p(0) = 1$  (см. ниже).

**3.6. Померон и оддерон при сверхвысоких энергиях.** Как будет видно из следующего раздела, экспериментальные данные часто описываются в моделях с сверхкритическими помероном и оддероном. Мы уже говорили, что они нарушают унитарность при сверхвысоких энергиях, поэтому долж-

ны быть унитаризованы. Естественно, возникает вопрос, что представляют собой померон и оддерон при асимптотических энергиях?

При обсуждении этого вопроса мы не будем касаться квантовой хромодинамики, т.к. работа по исследованию поправок к липатовским померону и оддерону не завершена. Что-либо определенное об унитарных помероне и оддероне в КХД пока сказать нельзя.

Поскольку при сверхвысоких энергиях вклады вторичных реджеонов в амплитуды упругого рассеяния исчезают, померон ( $P_0$ ) и оддерон ( $O_0$ ) должны пониматься как кроссинг-четная и кроссинг-нечетная компоненты амплитуды. В итерационных моделях их свойства зависят от двух обстоятельств: во-первых, от вида затравочных померона ( $P_0$ ) и оддерона ( $O_0$ ), во-вторых, от процедуры унитаризации, поскольку последняя имеет модельный характер. Тем не менее удастся установить некоторые факты и ограничения, не зависящие от деталей унитаризации.

Так, в работах [17, 18] на основании условия унитарности было показано, что в моделях затравочных сверхкритических (с интерсептами больше единицы) померона и оддерона

$$\alpha_-(0) \leq \alpha_+(0), \quad \alpha'_-(0) \leq \alpha'_+(0)$$

(индексами +, - отмечены, соответственно, померон и оддерон). Этот вывод справедлив для любого из рассмотренных выше способов  $s$ -канальной унитаризации, а не только для линейных траекторий  $P_0$  и  $O_0$ . При этом

$$\left| \frac{F_-(s,0)}{F_+(s,0)} \right| \rightarrow 0, \quad s \rightarrow \infty.$$

Другие выводы зависят от того, вырождены ( $\alpha_+(0) = \alpha_-(0)$ ,  $\alpha'_-(0) = \alpha'_+(0)$ ) или нет траектории  $P_0$  и  $O_0$ .

Для невырожденных  $P_0$  и  $O_0$  кроссинг-нечетные эффекты исчезают степенным образом с ростом энергии [18], при этом, если траектории  $P_0$  и  $O_0$  вырождены, то возможна ситуация, когда

$$\Delta \sigma = \sigma_t^{\bar{p}p} - \sigma_t^{pp} \rightarrow \text{const}, \quad \rho_{\bar{p}p} \rightarrow -\rho_{pp} \rightarrow \text{const},$$

а дифференциальные сечения  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния могут различаться при фиксированных  $t$  и  $s \rightarrow \infty$ .

В модели дипольных померона и оддерона с траекториями единичного интерсепта, унитаризованной квазизейконоальным методом [19], асимптотика амплитуд определяется параметрами  $O_0$ , а не  $P_0$ . Поскольку при достигнутых энергиях вклад  $P_0$  в амплитуды доминирует, следует ожидать, что при

некоторых больших энергиях могут наблюдаться сильная интерференция померона и оддерона и, как следствие, большие различия в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Заключая этот раздел, хотим подчеркнуть, что задача унитаризации померона и оддерона остается чрезвычайно актуальной и важной. По-видимому, даже более остро она проявилась при изучении структурных функций в глубоконеупругом рассеянии. В настоящее время в этой проблеме существует больше вопросов, чем ответов, а значит, имеются хорошие возможности для новых исследований.

**3.7. Полные сечения и модели померона.** Прежде чем перейти к обзору моделей амплитуд упругого рассеяния, вернемся к экспериментальным данным о полных сечениях и отношениях реальной части амплитуды к мнимой и приведем результаты сравнительного анализа нескольких моделей амплитуд рассеяния на нулевой угол [20].

Амплитуды  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния были представлены в виде

$$A_{pp}^{\bar{p}p}(s,0) = P(s) + f(s) \pm \omega(s), \quad (3.13)$$

где  $f(s)$  и  $\omega(s)$  — вклады  $f$ - и  $\omega$ -реджеонов:

$$R(s) = \eta_R(\tilde{s})^{\alpha_R(0)-1}, \quad \tilde{s} = -is/s_0, \quad s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2,$$

$$R = f, \omega, \quad \eta_f = i, \quad \eta_\omega = 1.$$

Для померона  $P(s)$  были рассмотрены четыре известные модели:

$$P_1(s) = i(p_1 + p_2 \tilde{s}^\epsilon), \quad (3.14)$$

$$P_2(s) = i(p_1 + p_2 \ln \tilde{s}), \quad (3.15)$$

$$P_3(s) = i(p_1 + p_2 \ln \tilde{s} + p_3 \ln^2 \tilde{s}), \quad (3.16)$$

$$P_4(s) = i(p_1 + p_2 \ln^\gamma \tilde{s}). \quad (3.17)$$

Параметры определялись из сравнения с данными о  $\sigma_t$  и  $\rho$  при  $\sqrt{s} \geq 5$  ГэВ.

Сделаны следующие выводы:

1. Обменное вырождение  $f$ - и  $\omega$ -траекторий сильно нарушено. Подгонки с  $\alpha_f \neq \alpha_\omega$  существенно лучше тех, где полагается  $\alpha_f = \alpha_\omega$ .

2. Использование выражения (3.14) с  $p_1 \neq 0$  заметно уменьшает  $\chi^2$ , при этом величина  $\epsilon = 0,0024$ , что намного меньше  $\epsilon = 0,08$  и полученного в модели (2.2) с  $p_1 = 0$  и  $\alpha_f = \alpha_\omega$  [6].

3. Различие  $\chi^2$  в моделях (3.14)+(3.17) составляет не более 0,5%, но значения параметров таковы, что для  $\sqrt{s} > 10^5$  ГэВ выражения (3.14)–(3.16) практически сводятся к (3.15).

4. Минимальное значение  $\chi^2$  достигается в модели (3.17) с  $\gamma = 0,407$ .

Эти же модели использовались для совместного описания десяти процессов нуклон-нуклонных и мезон-нуклонных взаимодействий [21]. Были учтены вклады  $\rho$ - и  $A_2$ -реджеонов. Перечисленные выше выводы подтвердились.

Таким образом, в настоящее время нет веских оснований утверждать, что наблюдается фруассаровский или даже более быстрый рост полных сечений, хотя они и не противоречат существующим экспериментальным данным.

#### 4. МОДЕЛИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

4.1. Модель быстрого роста. Введем комбинацию четных и нечетных по отношению к кроссингу амплитуд рассеяния

$$F_{pp} = F^{(+)} + F^{(-)},$$

$$F_{\bar{p}p} = F^{(+)} - F^{(-)},$$

каждое из которых разобьем на два слагаемых

$$F^{(\pm)} = F_{AS}^{(\pm)} + F_N^{(\pm)}$$

— асимптотическое (AS) и неасимптотическое (N). Следуя работам [22], определим эти амплитуды при  $t = 0$ ,  $s \rightarrow \infty$ :

$$F_{AS}^{(+)} \rightarrow isF_1 [\ln(s e^{-i\pi/2})]^2 = sF_1 (i \ln^2 s + \pi \ln s),$$

$$F_{AS}^{(-)} \rightarrow sO_1 [\ln(s e^{i\pi/2})]^2 = sO_1 (-i \pi \ln s + \ln^2 s), \quad (4.1)$$

где  $F_1$  и  $O_1$  — константы. Четная амплитуда называется помероном, а нечетная — оддероном. Зависимость от  $t$  авторы восстанавливают на основе теоремы Оберсона—Киношита—Мартена, согласно которой (см. разд.3)

$$F^{(+)}(s,t) \rightarrow F^{(+)}(s,0)g^{(+)}(\tau),$$

$$F^{(-)}(s,t) \rightarrow F^{(-)}(s,0)g^{(-)}(\tau), \quad (4.2)$$

где  $g^{(\pm)}$  — целая функция порядка  $1/2$  по  $\tau^2$ , а  $\tau$  — масштабная переменная:

$$\tau = t \ln^2 s.$$

Для построения явного выражения для амплитуды рассеяния удобно перейти в комплексную плоскость углового момента  $J$ . Поведение (4.1) соответствует вкладу трехкратного и двухкратного полюсов в парциальной амплитуде при  $t=0$

$$f^{(+)}(J,t) = \frac{\beta^{(+)}(J,t)}{[(J-1)^2 - tR_+^2]^{3/2}},$$

$$f^{(-)}(J,t) = \frac{\beta^{(-)}(J,t)}{[(J-1)^2 - tR_-^2]},$$

где  $R_{\pm}$  — действительные положительные константы.

Предполагается, что функции  $\beta^{\pm}$  слабо зависят от  $J$  и экспоненциальным образом от  $t$ :

$$\beta^{(+)}(J,t) = \beta_0(t) + (J-1) \beta_1(t) + (J-1)^2 \beta_2(t),$$

$$\beta^{(-)}(J,t) = \beta_0(t) + (J-1) \beta_1(t).$$

С помощью обратного преобразования Меллина получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{is} F_{AS}^{(+)}(s,t) &= F_1 \ln^2 \tilde{s} \frac{2J_1(R_+ \tilde{\tau})}{R_+ \tilde{\tau}} e^{b_1^{(+)} t} + F_2 \ln \tilde{s} J_0(R_+ \tilde{\tau}) e^{b_2^{(+)} t} + \\ &+ F_3 [J_0(R_+ \tilde{\tau}) - R_+ \tilde{\tau} J_1(R_+ \tilde{\tau})] e^{b_3^{(+)} t}, \\ \frac{1}{s} F_{AS}^{(-)}(s,t) &= O_1 \ln^2 \tilde{s} \frac{\sin(R_- \tilde{\tau})}{R_- \tilde{\tau}} e^{b_1^{(-)} t} + O_2 \ln \tilde{s} \cos(R_- \tilde{\tau}) e^{b_2^{(-)} t} + O_3 e^{b_3^{(-)} t}, \end{aligned}$$

где  $J_i$  — функции Бесселя, а  $F_i$ ,  $O_i$ ,  $b_i$ ,  $b_i^{(\pm)}$ ,  $s_0$ ,  $t_0$  — константы.

Неасимптотические реджевские вклады (померон, двухпомеронный разрез  $PP$ , реджеоны  $R$  и разрезы  $RP$ , а также оддерон и соответствующий разрез  $OP$ ) выбирались в виде

$$F_P^{(+)}(s,t) = C_P e^{\beta_P t} \left[ i - \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi \alpha_P(t)}{2} \right) \right] s^{\alpha_P(t)},$$



$$F_{PP}^{(+)}(s,t) = C_{PP} e^{\beta_{PP} t} \left[ i \sin\left(\frac{\pi \alpha_{PP}(t)}{2}\right) - \cos\left(\frac{\pi \alpha_{PP}(t)}{2}\right) \right] \frac{s^{\alpha_P(t)}}{\ln\left(s e^{-\frac{i\pi}{2}}\right)},$$

$$\alpha_P(t) = 1 + \alpha'_P t, \quad \alpha_{PP}(t) = 1 + \frac{\alpha'_{PP} t}{2},$$

$$F_R^{(\pm)}(s,t) = \pm C_R^{(\pm)} \gamma_R^{(\pm)} e^{\beta_R^{(\pm)} t} \left[ i \mp \begin{array}{l} \text{ctg}\left(\frac{\pi \alpha_R^{(+)}(t)}{2}\right) \\ \text{tg}\left(\frac{\pi \alpha_R^{(-)}(t)}{2}\right) \end{array} \right] s^{\alpha_R^{(\pm)}(t)},$$

$$F_{RP}^{(\pm)}(s,t) = t^2 C_{RP}^{(\pm)} e^{\beta_{RP}^{(\pm)} t} \left( \begin{array}{l} i \\ 1 \end{array} \right) \left[ \sin\left(\frac{\pi \alpha_{RP}^{(\pm)}(t)}{2}\right) + i \cos\left(\frac{\pi \alpha_{RP}^{(\pm)}(t)}{2}\right) \right] \frac{s^{\alpha_{RP}^{(\pm)}(t)}}{\ln(s e^{-i\pi/2})},$$

$$F_O^{(-)}(s,t) = C_O e^{\beta_O t} \left[ i + \text{tg}\left(\frac{\pi \alpha_O(t)}{2}\right) \right] s^{\alpha_O(t)} (1 + \alpha_O(t))(1 - \alpha_O(t)),$$

$$F_{OP}^{(-)}(s,t) = C_{OP} e^{\beta_{OP} t} \left[ \sin\left(\frac{\pi \alpha_{OP}(t)}{2}\right) + i \cos\left(\frac{\pi \alpha_{OP}(t)}{2}\right) \right] \frac{s^{\alpha_{OP}(t)}}{\ln(s e^{-i\pi/2})}.$$

В итоге получается довольно громоздкая модель с большим числом (38) свободных параметров. Такова цена, которую приходится платить за достаточно хорошее описание экспериментальных данных.

**4.2. Модель Доннаки—Ландсхофа.** Эта модель основана на следующих предположениях.

1. Померон — простой полюс с интерсептом  $\alpha(0) > 1$ . Значение  $\epsilon = \alpha(0) - 1$  обеспечивает наблюдаемый рост сечений, при этом, однако, сечение остается ниже границы Фруассара с большим запасом, что избавляет авторов от необходимости процедуры унитаризации до энергий, далеко выходящих за пределы возможностей будущих поколений ускорителей.

2. Двухпомеронный обмен (перерасеяние) вводится для обеспечения дифракционной структуры в сечении (провал). Расположение этого провала корректируется дополнительным свободным параметром, возникновение которого можно связывать с эффективным учетом многократных перерасеяний.

3. Померон связывается с каждым кварком сталкивающихся нуклонов как изоскалярный фотон.

4. В области больших  $|t|$  существен также вклад трех глюонов,  $S$ -нечетный, как и вклад оддерона.

5. В области низких и промежуточных энергий поведение амплитуды рассеяния определяется стандартным вкладом вторичных реджеонов.

**4.3. Мультипольный померон.** Исторически этот подход основан на предположении о выделенной роли двукратного полюса Померанчука (дипольный померон (ДП) [24—27]). Использование, наряду с простым полюсом, диполя — в некотором смысле альтернатива модели с простым полюсом с интерсептом больше единицы в том смысле, что обе модели обеспечивают рост сечений и положительную действительную часть амплитуды рассеяния вперед, как этого требуют экспериментальные данные. Есть, однако, и существенная разница: диполь, в отличие от простого «сверхкритичного» померона, не нарушает границу Фруассара (унитарность). Диполь с линейной траекторией обладает еще одним привлекательным свойством — геометрическим скейлингом (и возможностями его нарушения). В рамках стандартной реджистики максимальная кратность полюса, допустимая унитарностью, равна двум, причем в дипольной модели сечения растут логарифмически. Полюса более высокой кратности повышают степень логарифма, однако скорость сужения конуса в реджистике не меняется, оставаясь логарифмической, что уже в случае триполя приводит к неравенству  $\sigma_t > B$ , противоречащему унитарности.

Умеренный рост сечений и приближенный геометрический скейлинг, наблюдаемые при  $10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 100$  ГэВ, делают модель ДП [24—27] привлекательной для описания дифракционных явлений в области энергий ускорителей ISR—SPS.

Остается открытым вопрос о том, является ли ДП всего лишь простой и удобной параметризацией, отражающей свойства дифракции в ограниченной области энергий, или же в нем есть более глубокий смысл.

В простейшем рассмотрении при  $t=0$  вклад диполя можно отождествить со вторым членом разложения в ряд по степеням «сверхкритичного» померона:

$$s^E \simeq 1 + \epsilon \ln s + \dots$$

Если параметр  $\epsilon$  мал, скажем,  $\epsilon \lesssim 0,1$ , как в модели Доннаки—Ландсхофа (см. [6,23]), то в области энергий действующих ускорителей можно пренебречь вкладом членов выше линейного по  $\ln s$ , и в этом смысле модель ДП близка модели Доннаки—Ландсхофа (их можно назвать моделями умеренного роста, в отличие от моделей быстрого или фруассаровского роста). (Параметр  $\epsilon$ , определенный независимо в работах [6,23] и [24—27], оказался близким по величине и намного меньше популярного значения  $\epsilon \geq 0,3$ , полученного из пертурбативной КХД.)

Мультипольная модель приобретает более глубокий смысл при включении второй переменной —  $t$  или (на реджевском языке) определении явного вида вычета. При этом отнюдь не очевидно, что соответствующий ряд является степенным разложением по параметру, как это имело место в приведенном выше простейшем примере, скорее, наоборот, как это было обнаружено на примере модели ДП, воспроизводящем появление и движение дифракционного минимума в области энергий ускорителей ISR и SPS.

Вообще говоря, вычеты при полюсах различной кратности являются произвольными функциями, не связанными между собой. Для того, чтобы модель приобрела предсказательную силу, необходимы дополнительные соображения, ограничивающие произвол в  $t$ -зависимости.

Ряд теории перерассеяния Глаубера—Ситенко является известным примером из этой области, однако сравнение с экспериментальными данными говорит о том, что этот ряд приводит лишь к качественному согласию (появление многих минимумов в дифференциальном сечении), но требует корректировки (как это делается, например, в модели Доннаки—Ландсхофа) для количественного согласия с данными (положение, движение и заполнение дифракционных минимумов). Возможно, в этом заключается различие между дифракцией адронов и ядер — явлений, в общем-то, во многом схожих.

Такая связь удачным образом была найдена в работе для комбинации простого полюса и диполя. В дальнейшем эта модель развивалась и совершенствовалась (см. [26,27] и цитированную литературу), однако ее суть, связанная с простым и эффективным механизмом дифракционного минимума, сохранилась и, по-видимому, еще послужит в качестве «минимальной модели» дифракции адронов.

Модель ДП основана на предположениях [24] о том, что зависимость в реджевском вычете входит только через траекторию, а также на простой (интегральной) связи между вычетами, к изложению которой мы переходим.

Предполагается, что померон определяется вкладом изолированного полюса второго порядка в плоскости углового момента

$$a(J,t) = \frac{\beta(J,t)}{[J - \alpha(t)]^2} = \frac{d}{d\alpha} \frac{\beta(J)}{J - \alpha(t)},$$

где функция  $\beta(J)$  не зависит от  $t$  (эта зависимость, согласно дуальным моделям, полностью содержится в траектории). Выполнив преобразование Зоммерфельда—Ватсона, получим следующее выражение для упругой амплитуды рассеяния:

$$F(s,t) = \frac{d}{d\alpha} [e^{-i\pi\alpha/2} G(\alpha)(s/s_0)^\alpha] = e^{-i\pi\alpha/2} (s/s_0)^\alpha [G' + (L - i\pi/2)G], \quad L \equiv \ln \frac{s}{s_0} \quad (4.3)$$

Вычеты  $G$  и  $G'$  — пока произвольные функции. Они будут определены ниже. Замечая, что первое слагаемое в (4.3) (без логарифма) имеет смысл простого полюса, естественно связать вычет с формой дифракционного конуса, т.е.

$$G'(\alpha - 1) = A \exp[b(\alpha - 1)]. \quad (4.4)$$

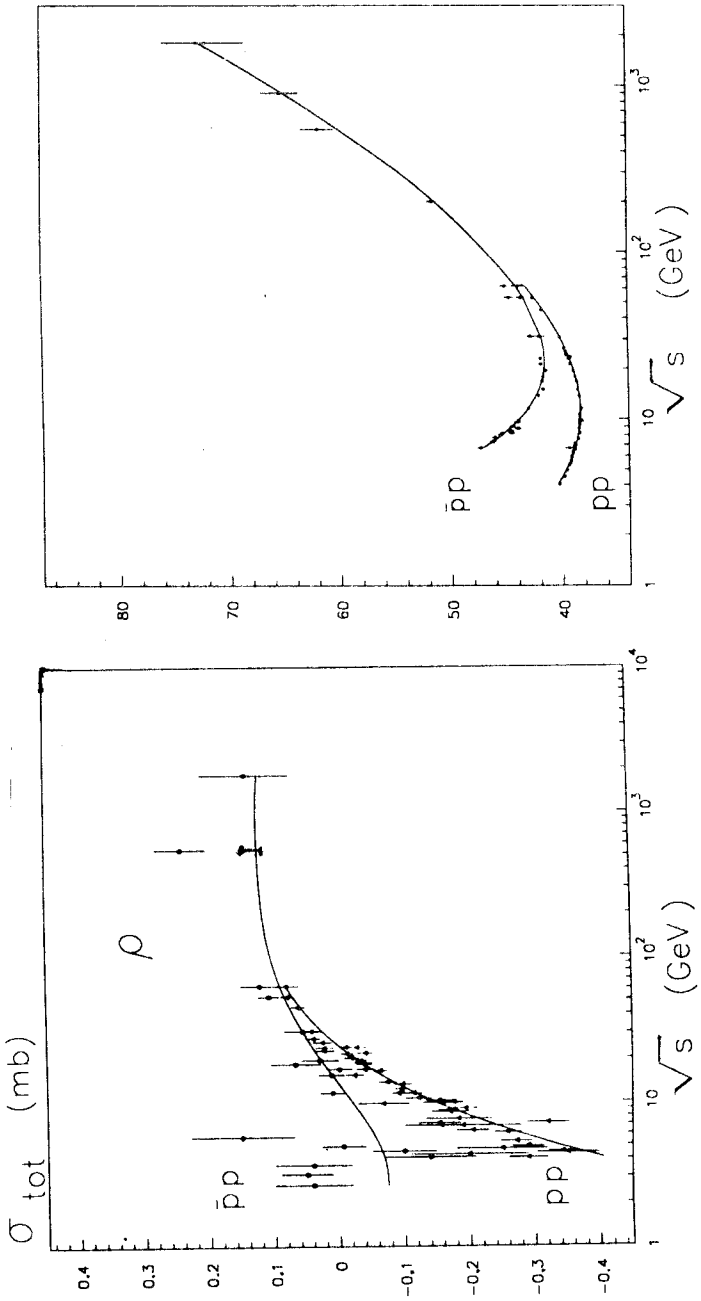
Тогда  $G$  находится путем интегрирования:

$$G(\alpha - 1) = A [\exp[b(\alpha - 1)]]/b - \gamma],$$

где  $\gamma$  — произвольная константа. Этот простой, но нетривиальный шаг, связанный с определением вычетов, является существенным для построения модели и имеет принципиальное значение для встроеного в нее механизма дифракционного минимума. В принципе в качестве «исходной» можно было бы задать функцию  $G$ , затем  $G'$  найти путем дифференцирования, однако таким путем мы бы не получили, как в этом легко убедиться, простой и эффективный механизм провала. А суть модели именно в том, что, помимо роста сечений, наличия действительной части в амплитуде рассеяния вперед (при единичном интерсепте траектории), модель приводит к появлению в дифференциальном сечении плеча, эволюционирующего с ростом энергий в углубляющийся и движущийся в сторону малых  $|t|$  провал — в соответствии с картиной, наблюдаемой в упругом рассеянии адронов вплоть до энергий ускорителя SPS. Отметим еще, что обсуждаемый механизм провала в модели ДП не зависит от формы траекторий.

Детальное сравнение модели ДП с данными о  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеянии проводилось в целом ряде работ [28—32]. При этом включался стандартный набор вторичных реджеонов, и основное внимание уделялось роли померона (и оддерона). Наличие в модели ДП механизма дифракционного минимума (на «борновском уровне», т.е. без вычисления поправок на перерассеяние) делает эту модель особенно привлекательной с практической точки зрения (при процедуре минимизации), избавляя нас от необходимости вычисления двойного интегрального преобразования Фурье—Бесселя. Характерные результаты подгонок показаны на рис.7.

В целом эти подгонки по экономности и точности превосходят другие модели упругой дифракции. Модель ДП не нарушает явным образом унитарности, тем не менее процедура унитаризации для нее представляет смысл, и она была проведена в рамках так называемого  $U$ -матричного подхода, являющегося альтернативным эйкональному. В  $U$ -матричном подходе унитаризованная амплитуда в представлении прицельного параметра записывается в виде [1, Саврин В.И. и др.]:



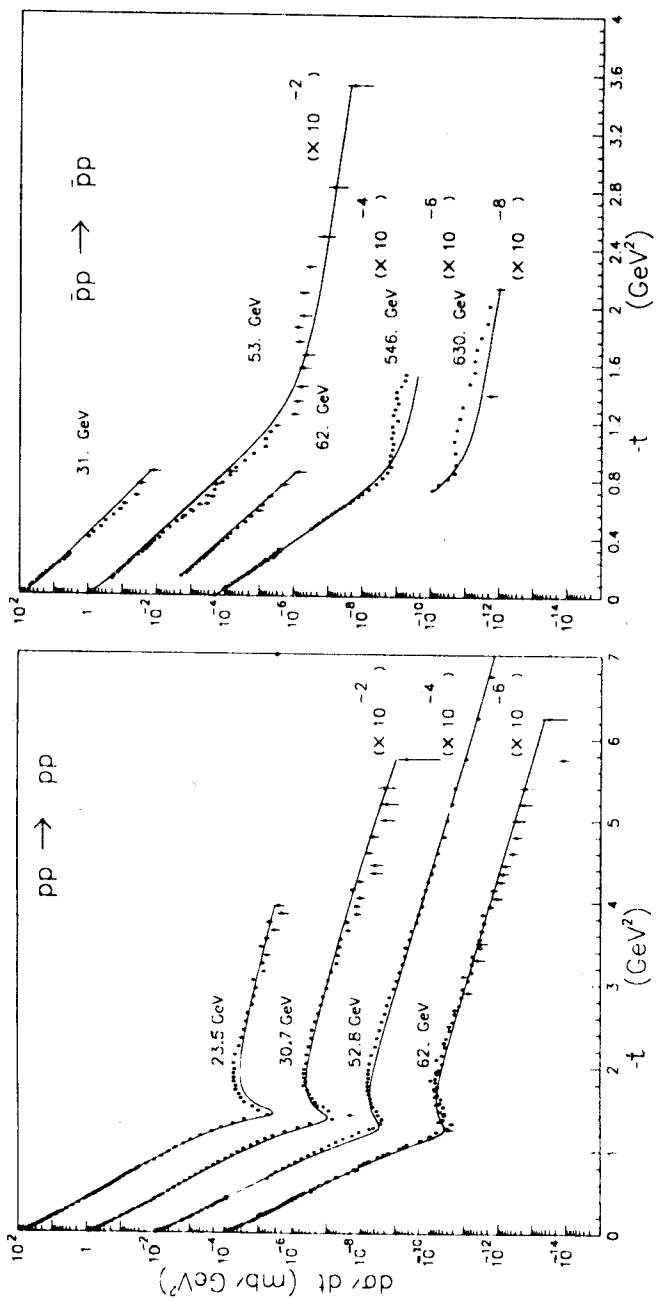


Рис. 7. Результаты вычислений сечений в модели ДП

$$T(\rho, s) = \frac{u(\rho, s)}{1 - iu(\rho, s)},$$

$u$ -матрица выбиралась в виде

$$u(\rho, s) = \frac{i\sigma_0}{16\pi \alpha' b} \sum_{i=1}^2 c_i \exp(-\rho^2/4R_i^2), \quad (4.5)$$

соответствующем ДП (для простоты вкладом второго гауссиана в (4.5) пренебрегалось, т.е. полагалось  $c_2 = 0$ ). Отсюда для полного, упругого, неупругого сечений, а также наклона дифракционного конуса было получено

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \ln(1+g)(1+\lambda L), \\ \sigma_{el} &= \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \left[ \ln(1+g) - \frac{g}{1+g} \right] (1+\lambda L), \\ \sigma_{in} &= \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \frac{g}{1+g} (1+\lambda L), \\ B(s, 0) &= \frac{1}{8\pi} \frac{\Sigma}{\ln^2(1+g)} \sigma_t, \\ \Sigma &= g \sum_{n=0}^{\infty} (-g)^n (n+1)^{-2}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Замечательным свойством дипольного померона является его самовоспроизводимость по отношению к процедуре унитаризации: при единичном интерсепте (т.е., когда  $g = \text{const}$ ) она приводит лишь к перенормировке констант. Отношение действительной к мнимой части амплитуды рассеяния в результате унитаризации вообще не меняется:

$$\frac{\text{Re } T(s, 0)}{\text{Im } T(s, 0)} = \frac{\pi \lambda}{2(1+\lambda L)} = \frac{\text{Re } T_B(s, 0)}{\text{Im } T_B(s, 0)}.$$

Важной динамической характеристикой модели является отношение упругого к полному сечению, которое в ДП после унитаризации принимает вид

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_t} = 1 - \frac{g}{(1+g) \ln(1+g)},$$

где, напомним,

$$g = s^\varepsilon \frac{\sigma_0 \lambda}{16\pi \lambda'}$$

Наблюдаемый рост отношения  $\sigma_{el}/\sigma_t$  однозначно фиксирует  $\varepsilon = 0,06$  в данной формулировке ДП, в результате чего получается [27] «сверхкритичный» дипольный померон. Его принципиальное отличие от модели простого полюса в том, что в модели ДП рост сечений распределяется между показателем степени (интерсепт  $\alpha(0)$ ) и логарифмическим множителем от диполя. За таким распределением стоит глубокий физический смысл, связанный с потемнением адронов и ростом их радиуса с энергией (более подробно об этом можно прочитать в [1, Саврин и др.]). Из условия унитарности (из функции перекрытия)

$$G(\rho, s) = \frac{g e^{-x}}{(1 + g e^{-x})^2}, \quad x = \rho^2/(4\alpha' L)$$

и с помощью геометрических соображений модель ДП была обобщена для неупругих процессов множественного рождения [27,30]. Обсуждение этих процессов выходит за рамки данного обзора. Здесь мы отметим только, что умеренный рост сечения однократной дифракционной диссоциации, измеренного недавно на теватроне, свидетельствует в пользу модели ДП, исключая модели быстрого роста [30].

Перспективным направлением дальнейшего развития модели ДП является представление о достаточно быстро сходящемся ряде мультиполей [31,32], согласно которому, в дополнение к обсуждавшемуся выше простому и двукратному полюсу, при энергиях ближайшего поколения ускорителей может добавиться ощутимая поправка от трехкратного полюса Померанчука. Суть этого подхода в том, что вклад полюсов высшей кратности подавлен настолько, что они не нарушат унитарности в обозримом будущем (аналогичный «прагматичный» подход к условию унитарности уже обсуждался нами в связи с моделью Доннаки—Ландсхофа в разд.2). На языке диаграмм Фейнмана это означает, что нет нужды в вычислении бесконечной глюонной лестницы Липатова (реджизованный двухглюонный обмен в КХД) [16], который вследствие большого интерсепта требует унитаризации уже при нынешних энергиях. Вместо него достаточно шаг за шагом вычислять двухглюонный обмен с минимальным числом глюонов, испускаемых в прямом канале (один — для диполя, два — для триполя и т.д.). Такие вычисления были недавно выполнены в работах [31].

Изложенная перспектива может быть подтверждена следующими наблюдениями: 1) последние (по времени и энергии) точки полного сечения рассеяния, полученные на теватроне, лежат выше логарифмической экстраполяции из области более низких энергий; 2) заполнение дифракционного



минимума на теватроне трудно отнести только за счет оддерона. Возможно, это — вклад трехкратного полюса. Соответствующее обобщение модели мультиполюсного померона является сложной, но интересной задачей (см. [31,32]).

В заключение напомним, что реджевская модель содержит информацию только о зависимости амплитуды рассеяния от энергии. Дуальность расширила область ее предсказаний, наполнив ее идеями и ограничениями о зависимости от другой, кроссинг-симметричной переменной.

Плодотворным оказалось также использование геометрического или  $s$ -канального подхода, примеры которого мы приведем ниже, где мы обсудим также возможный синтез двух подходов.

**4.4.  $s$ -канальный подход. Модель Чоу—Янга, ее обобщения и модификации.** В этом подходе, инициированном работой Чоу и Янга [33], предполагается наличие у адронов структуры, описываемой распределением  $\rho(x,y,z)$ . Рассеяние двух адронов  $A$  и  $B$  вдоль оси рассматривается как столкновение двух дисков в системе их центра масс. Взаимодействие характеризуется прозрачностью или эйконалом:

$$\Omega(\mathbf{b}) = \int \rho_A(x,y,z) \rho_B(x',y',z') I_{AB}(b_x - x' + x, b_y - y' + y) d^3r d^3r',$$

где  $I_{AB}$  определяет взаимодействие и в простейшем случае может быть выбрано в виде  $\delta$ -функции. Тогда

$$\Omega(\mathbf{b}) = K_{AB} D_A(\mathbf{b}) \otimes D_B(\mathbf{b}),$$

где  $K_{AB}$  — константа, не зависящая от прицельного параметра и называемая параметром поглощения (абсорбции).

При высоких энергиях и малых углах рассеяния  $z$ -компонента импульса  $\mathbf{q}$  пренебрежимо мала, и выражение для адронного формфактора

$$F(q^2) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3r$$

можно записать как

$$F(q^2) = \langle D(x,y) \rangle$$

или

$$\langle \Omega(\mathbf{b}) \rangle = K_{AB} F_A(q^2) F_B(q^2).$$

Чоу и Янг предположили, что распределение адронного вещества аналогично распределению электрического заряда, т.е., что они оба описываются электромагнитным формфактором

$$F_i(q^2) = \left( 1 + \frac{q^2}{\mu_i^2} \right).$$

Знание эйконала позволяет вычислить амплитуду рассеяния и сечения.

Модель Чоу—Янга предсказала появление дифракционной структуры в сечениях упругого рассеяния при высоких энергиях, однако это предсказание является лишь качественным, хотя бы потому, что изначальная модель не содержала зависимости от энергии.

Различными авторами, в том числе и самими Чоу и Янгом, были предприняты попытки модификации исходной модели, прежде всего для введения в нее энергетической зависимости. Эта процедура далеко не однозначна. Среди многих возможностей отметим две, в некотором смысле диаметрально противоположные: модель факторизованного эйконала и модель геометрического скейлинга. В природе, по-видимому, в чистом виде не реализуется ни одна из этих возможностей, но обе проявляются в определенной кинематической области.

Другим важным недостатком геометрических моделей, в частности, модели Чоу и Янга, является отсутствие комплексной фазы, характерной для реджевских моделей.

К наиболее развитым, в смысле сравнения с экспериментальными данными и согласия с ними, модификациям геометрических моделей можно отнести модель Буррели, Соффера и Ву [34], в которой вклад померона определяется как

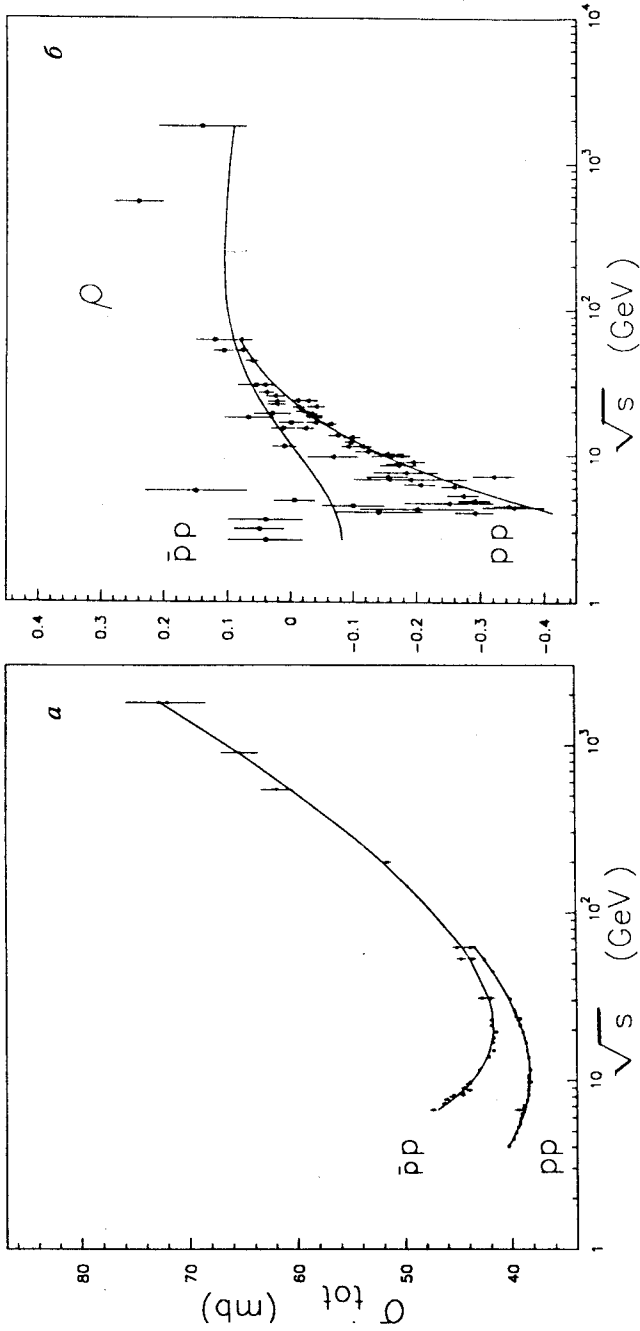
$$A_P^{(BSW)}(s,t) = csS_0(s) \left[ \left( 1 - \frac{t}{m_1^2} \right) \left( 1 - \frac{t}{m_2^2} \right) \right]^{-2} \frac{a^2 + t}{a^2 - t},$$

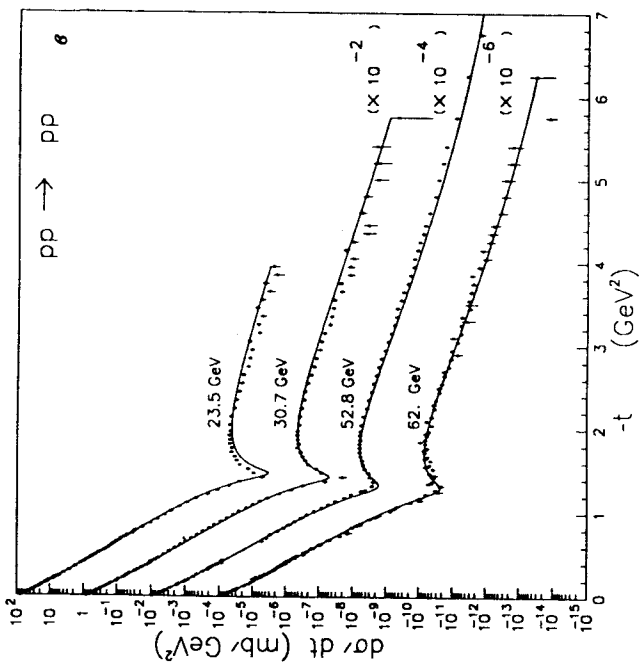
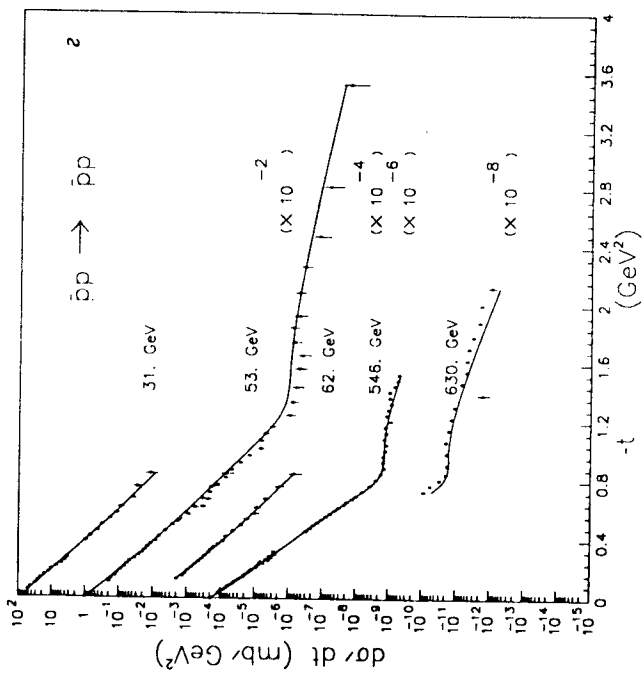
где  $c$  — константа, а  $S_0(s)$  — комплексная функция:

$$S_0(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^c} + \frac{u^c}{(\ln u)^c}.$$

В этой модели, в частности, формфактор является не диполем (как, например, в модели Чоу—Янга), а произведением двух простых полюсов. Модификация Буррели—Соффера—Ву представляет собой модель, в которой комплексность и энергетическая зависимость вводятся эмпирическим путем на основании сравнения с данными.

Значительный интерес представляют попытки соединения  $s$ - и  $t$ -канальных моделей, т.е. соединение достоинств реджевских (сигнатура, энергетическая зависимость) и геометрических ( $t$ -зависимость, физичность) моделей.





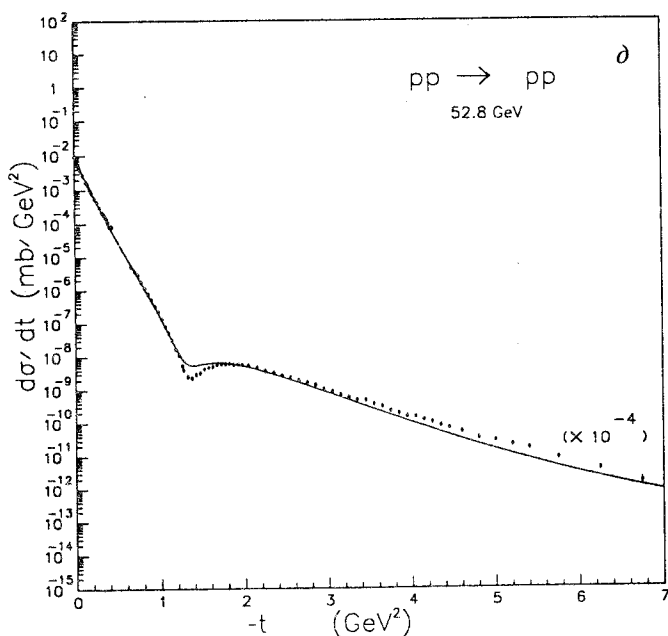


Рис. 8. Результаты вычислений сечений в модели [35]

Возможное решение этой проблемы было найдено в работах, идея которых состоит в том, что траектория Померанчука имеет вид

$$\alpha(t) = \alpha_0 - \gamma \ln(1 - \beta t),$$

при котором реджевский вычет совпадает с дипольным формфактором. Форма траектории  $\alpha(t)$  отнюдь не случайна. Это простейший пример траектории, осуществляющей шивку между областью малых и больших  $|t|$ . При малых  $|t|$  — траектория почти линейна, что обеспечивает экспоненциальную форму дифракционного конуса, а при больших  $|t|$  она ведет себя логарифмически, как этого требует автомодельная асимптотика дуальной модели [32].

Соответствующие вычисления и сравнение с данными были выполнены в работах [35]. Здесь мы отметим только принципиальную трудность введения в геометрическую модель реджевской сигнатуры. Это связано с вычислением интегралов Фурье—Бесселя с комплексным индексом.

Определенный таким образом вклад померона в работах был дополнен стандартным вкладом вторичных реджеонов с последующей минимизацией свободных параметров. Результаты подгонок приведены на рис.8.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В своем обзоре мы стремились обратить внимание читателя на богатство и сложность картины дифракционного рассеяния адронов, требующей построения адекватного теоретического аппарата. Существование разрыва между вычислениями в квантовой хромодинамике (ограниченными теорией возмущения) и реалистичными моделями, описывающими богатый набор данных, затрудняет прогресс в этой важной области физики высоких энергий. Следует отдавать себе отчет в том, что, как бы ни была привлекательна задача построения микроскопической теории рассеяния адронов (в рамках КХД), эта цель не оправдывает неуместного использования квантовой хромодинамики, которая останется привлекательной теорией, даже если она не найдет применения в описании мягких процессов.

Мы хотели показать также, что существует множество моделей, успешно описывающих ограниченный круг явлений дифракционного рассеяния адронов, например, структуру дифференциального сечения при одной заданной энергии, однако круг успешных моделей быстро сужается при проверке их в более широкой кинематической области. Это дает возможность критической оценки и отбора жизнеспособных моделей и теоретических идей.

Мы сознательно ограничились небольшим кругом вопросов — упругим дифракционным рассеянием протонов и антипротонов. Мы надеемся, что затронутые проблемы и приведенные решения их будут стимулировать развитие смежных с упругой дифракцией областей физики высоких энергий. Прежде всего это неупругие адронные процессы (дифракционные и недифракционные), а также глубоконеупругое рассеяние лептонов на адронах, важную роль в котором также играет дифракция. Последние стали предметом интенсивных исследований на ускорителе HERA.

Что же касается чисто адронных процессов, то следует ожидать, что новый импульс в их изучении возникнет в связи с запуском ускорителей УНК в Протвино и LHC в ЦЕРН.

Авторы благодарят М.Дегрола, Л.Л.Енковского, Е.С.Мартынова, Ф.Паканони, Э.Предацци и М.Хагенауэра за сотрудничество и плодотворные обсуждения вопросов, затронутых в данном обзоре.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Foa L.** — *Phys.Rep.*, 1975, vol.22C, p.1;  
**Giacomelli G.** — *Phys.Rep.*, 1976, vol.23C, p.123;  
**Predazzi E.** — *Rev. Nuovo Cim.*, 1976, vol.2, p.217;  
**Predazzi E.** — *Rev. Nuovo Cim.*, 1979, vol.11, p.1;  
**Alberi G., Goggi G.** — *Phys.Rep.*, 1981, vol.74, p.1;  
**Kamran M.** — *Phys.Rep.*, 1984, vol.108, p.275;  
**Giffon M., Predazzi E.** — *Rev. Nuovo Cim.*, 1984, vol.5, p.1;  
**Castaldi R., Sanguinetti G.** — *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 1985, vol.35, p.563;  
**Jenkovszky L.L.** — *Rev. Nuovo Cim.*, 1987, vol.12, p.1;  
**Giffon M., Predazzi E.** — *Can.J.Phys.*, 1989, vol.67, p.1113.  
**Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А.** — *ЭЧАЯ*, 1976, т.7, с.21—54.
2. **First Blois Workshop.** Ed. Niclescu B. and Tran Thanh Van. — *Frontiers Editions, Gif-sur-Yvette*, 1988.  
**Second Blois Workshop.** Ed. Goulianos K. *Frontiers Ed., Gif-sur-Yvette*, 1988.  
**Third Blois Workshop.** Ed. Block M.M. — *Nucl.Phys.B (Proc.Suppl.)*, 1990, vol.12.  
**Fourth Blois Workshop.** Ed. Cervelli F. and Zucchelli S. — *Nucl.Phys.B, (Proc.Suppl.)*, 1992, vol.25B.
3. **Abe F. et al.** — CDF Collaboration. Preprint FERMILAB-PUB-93/234-4.
4. **Gauron P., Leader E., Niclescu B.** — *Nucl.Phys.*, 1988, vol.B299, p.640.
5. **Desgrolard P., Giffon M., Jenkovszky L.** — *Z.Phys.C*, 1993, vol.58, p.109.
6. **Donnachie A., Landshoff P.V.** — *Phys.Lett.B.*, 1992, vol.296, p.227.
7. **Cohen-Tannoudji G. et al.** — *Lett. Nuovo Cim.*, 1972, vol.21, p.957.
8. **Jenkovszky L.L., Kontros J.E., Lengyel A.I.** — Preprint ITR-92-41, Kiev, 1992.
9. **Bloch M., Cahn R.N.** — *Rev. of Mod.Phys.*, 1985, vol.57, p.563.
10. **UA4 Collaboration. Bozzo M. et al.** — *Phys.Lett.*, 1984, vol.B14, p.392.
11. **UA4/2 Collaboration. Augier C.** — *Phys.Lett.*, 1993, vol.B316, p.448.
12. **Lengyel A.I., Kontros J.E.** — *Укр.физ.жур.*, (в печати).
13. **Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Selyugin O.V.** — *Z.Phys.C*, 1991, vol.50, p.445.
14. **Selyugin O.V.** — *Phys.Lett.*, 1994, vol.B333, p.245.
15. **Коллинз П.** — Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. М.: Атомиздат, 1980.
16. **Липатов Л.Н.** — *ЖЭТФ*, 1986, т.90, с.1536.
17. **Finkelstein J., Freid H.M., Kang K., Tan C.I.** — *Phys.Lett.*, 1989, vol.232, p.257.
18. **Martynov E.S.** — *Phys.Lett.B*, 1989, vol.232, p.367.
19. **Аккелин С.В., Маргынов Е.С.** — *ЯФ*, 1991, т.53, с.1645.
20. **Martynov E.S.** — *Phys.Lett.B*, 1992, vol.284, p.417.
21. **Desgrolard P., Giffon M., Lengyel A., Martynov E.S.** — *Nuovo Cim.A*, 1994, vol.107, p.637.
22. **Gauron P., Leader E., Niclescu B.** — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, vol.55, p.639; *ibid.*, vol.54, p.2656.
23. **Donnachie A., Landshoff P.V.** — *Nucl.Phys.B*, 1984, vol.231, p.189; *ibid.*, vol.244, p.322; *ibid.*, vol.267, p.690.
24. **Jenkovszky L.L., Wall A.N.** — *Czech.J.Phys.*, 1976, vol.B26, p.447.
25. **Vall A.N., Jenkovszky L.L., Struminsky B.V.** — *ЯФ*, 1987, т.46, с.15.

26. Jenkovszky L.L. — Fortschritte Phys., 1986, vol.34, p.702.
27. Vall A.N., Jenkovszky L.L., Struminsky B.V. — Sov.J.Part.Nucl., 1988, vol.19, p.77.
28. Saleem M., Fazal-e-Aleem. — Hadronic J., 1981, vol.5, p.71.
29. Jenkovszky L.L., Struminsky B.V., Shelkovenko A.N. — Z.Phys.C, 1987, vol.12, p.495.
30. Енковский Л.Л., Струминский Б.В. — В сб.: Проблемы квантовой теории поля. ОИЯИ, P2-87-798, Дубна, 1987, с.160.
31. Paccanoni F. — In: HADRONS-1992, Kiev, 1992, p.39.  
Енковский Л.Л., Пакканони Ф., Чиковани З.Е. — ЯФ, 1991, т.53, с.526.
32. Bertini M. et al. — Hadr. J. Suppl. (to be publ.).
33. Chou T.T., Yang C.N. — Phys.Rev., 1968, vol.170, p.1591.
34. Bourreley C., Soffer J., Wu T.T. — Phys.Rev., 1990, vol.D19, p.324.
35. Covolan R.J.M. et al. — Z.Phys., 1993, vol.58, p.109.