

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539 171 112

**ПРОТОН-(АНТИ)ПРОТОННЫЕ СЕЧЕНИЯ
И АМПЛИТУДЫ РАССЕЙНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ***И. М. Дремин*

Появление этой заметки вызвано новым экспериментальным результатом, о котором было сообщено¹ впервые на Международной конференции по физике высоких энергий (Упсала, Швеция, 25 июня — 1 июля 1987 г.), организованной Европейским физическим обществом. Речь идет о первом измерении² величины отношения вещественной части к мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед протонов на антипротонах на $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ -коллайдере в ЦЕРНе при энергии $s^{1/2} = 546$ ГэВ. Она оказалась необычайно большой *):

$$\rho_{p\bar{p}} = 0,24 \pm 0,04. \quad (1)$$

Эта цифра примерно вдвое превышает те средние оценки, которые получали ранее из дисперсионных соотношений при стандартных предположениях об энергетическом поведении полных сечений взаимодействия протонов с протонами и антипротонами (см., например,³⁻⁶).

Таким образом, если столь большая величина ρ подтвердится последующими более точными измерениями, потребуется, с одной стороны, заметная ломка наших сложившихся представлений, а, с другой стороны, она приведет к некоторому (хотя и не очень большому) изменению принятых сейчас оценок полных сечений, что скажется на теоретических экстраполяциях в область сверхвысоких энергий.

Однако следует подчеркнуть, что пока это результат только одного эксперимента, ошибка измерения довольно большая, да и само значение ρ несколько зависит от процедуры его извлечения из экспериментальных данных (см. ниже).

Прежде необходимо напомнить общую ситуацию. При измерениях дифференциального упругого сечения рассеяния адронов с малыми передачами импульса получают сведения о четырех основных характеристиках взаимодействия адронов — полном сечении σ_{tot} , отношении вещественной части амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части ρ , наклоне дифракционного конуса B и полном сечении упругого рассеяния σ_{el} .

Полное сечение связано с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед A_{η} соотношением унитарности

$$\text{Im } A_{\eta}(s, t = 0) = \sigma_{\text{tot}}(s), \quad (2)$$

*) Приводимая здесь полная ошибка складывается из статистической ошибки, равной 0,024, которая только и указывалась в работе⁷, и систематической ошибки, равной 0,025 (см. ²)

где, как обычно, s — квадрат энергии в системе центра масс, а t — квадрат переданного импульса. Дифференциальное сечение упругого рассеяния адронов записывают в виде

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{1}{16\pi} |A_{\text{я}} + A_{\text{к}}|^2, \quad (3)$$

где $A_{\text{я}}$ и $A_{\text{к}}$ — соответственно ядерная и кулоновская части амплитуды рассеяния. Сечение ядерного рассеяния параметризуют следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{\text{я}}}{dt} = \frac{1}{16\pi} |(\rho + i)\sigma_{\text{tot}} e^{Bt/2}|^2 \equiv \frac{1}{16\pi} |A_{\text{я}}(s, t)|^2, \quad (4)$$

откуда сечение упругого рассеяния получается интегрированием *) по t :

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{\text{tot}}} \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}(1 + \rho^2)}{16\pi B}. \quad (5)$$

При очень малых переданных импульсах доминирует чисто кулоновское (за счет обмена фотоном) рассеяние, сечение которого дается формулой **)

$$\frac{d\sigma_{\text{к}}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \left| \pm G^2(t) \frac{8\pi\alpha}{t} e^{\pm i\varphi} \right|^2 \equiv \frac{1}{16\pi} |A_{\text{к}}(s, t)|^2, \quad (6)$$

где $G(t)$ — электромагнитный форм-фактор протона, фаза ***) $\varphi = \ln(0,08 |t|) - 0,577$, $\alpha = 1/137$.

Кулоновская амплитуда быстро падает с ростом переданного импульса, и уже при сравнительно небольших передачах импульса доминирует ядерное рассеяние с характерным дифракционным конусом, описываемым формулой (4). В промежуточной области, где они одного порядка и согласно (3) интерферируют, важна относительная фаза этих амплитуд. Фаза φ вычисляется теоретически***), и по интерференции ядерного и кулоновского рассеяния определяется величина ρ , причем интерференционный член в сечении (3) максимален при малых t :

$$|t|_{\text{инт}} \approx \frac{8\pi\alpha}{\sigma_{\text{tot}}}, \quad (7)$$

что отвечает углам около 0,12 мрад при энергии $\text{Sp}\bar{p}\bar{p}\text{S}$ -коллайдера $s^{1/2} = 546$ ГэВ, или 2 мрад на SSC-коллайдере при $s^{1/2} = 40$ ТэВ (если сечение принято около 120 мбн при этой энергии). Отсюда видно, насколько сложна задача нахождения величины ρ при столь высоких энергиях, когда даже на $\text{Sp}\bar{p}\bar{p}\text{S}$ -коллайдере надо проводить измерения при углах меньше 0,01°. Тем не менее, как мы видим, с этой задачей удалось справиться. Измерения велись² до углов, равных 0,165 мрад (т. е. несколько больше чем 0,12 мрад).

Эффект, вызванный вещественной частью амплитуды, виден на рис. 1, где приведено отклонение от единицы отношения измеренного сечения к его ожидаемому значению при $\rho = 0$, т. е. величина $R(t) = (d\sigma/dt)_{\text{изм}} / (d\sigma/dt)_{\rho=0} - 1$. Надо заметить, что обычно предполагается, что величины ρ и B в формуле (4) не зависят от переданного импульса t в области столь малых углов, а значение σ_{tot} считается известным. Интерференционный вклад в сечение оказывается пропорциональным $\rho\sigma_{\text{tot}}$.

Здесь, пожалуй, уместно еще раз предупредить читателя, что приводимый результат (1) одного эксперимента имеет довольно большую ошибку и, кроме того, как подчеркивают сами авторы работы², зависит от предположений о постоянстве B и ρ . Если, например, параметр наклона дифракционного конуса B изменяется, скажем, от 15,3 ГэВ⁻² при $|t| = 0,06$ ГэВ² до 17,2 ГэВ⁻² при $t = 0$, то по их оценке следует уменьшить величину ρ

*) Мы не рассматриваем здесь возможную слабую зависимость B от t .

**) Верхний и нижний знаки относятся к $\rho\rho$ и $\bar{p}\bar{p}$ соответственно.

***). Такую величину фазы обычно принимают при обработке экспериментальных данных. Однако следует заметить, что она может измениться, например, за счет использования эйконального приближения²⁸.

на 0,02 *). Если же параметр наклона для вещественной части окажется вдвое большим, чем для мнимой части, то придется уменьшить величину ρ на 0,03. К сожалению, сейчас мы не в состоянии устранить неопределенности, связанные со сделанными предположениями.

Поэтому, имея это в виду и не оговаривая в дальнейшем, попытаемся обсудить, к каким последствиям может привести столь большая величина ρ , если она подтвердится и будут оправданы сделанные предположения.

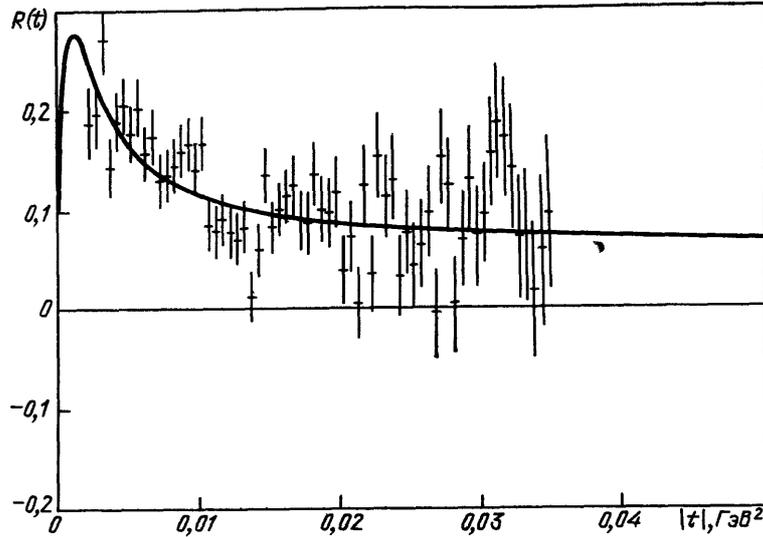


Рис. 1. Отличие измеренного дифференциального сечения упругого рассеяния от его теоретического значения при $\rho = 0$

$$R(t) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{изм}} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\rho=0}^{-1} - 1.$$

Кривая — наилучшая подгонка под экспериментальные значения, приводящая к оценке (1)

Начнем с полных сечений. Точное измерение полных сечений является нетривиальной задачей, поскольку непосредственно на эксперименте измеряется не сечение, а скорость счета. Например, в эксперименте по упругому рассеянию определяют число отсчетов $N(t)$ в единицу времени в заданном интервале переданных импульсов около t , которое, естественно, пропорционально дифференциальному сечению рассеяния:

$$N(t) = L \frac{d\sigma}{dt}, \tag{8}$$

где нормировочный коэффициент L называют светимостью. Из формул (8) и (4) получим

$$\sigma_{\text{tot}} (1 + \rho^2)^{1/2} = 4 \left(\frac{\pi N(0)}{L} \right)^{1/2}. \tag{9}$$

Величины $N(0)$ и B получаются при линейной (согласно (4)) экстраполяции из области ядерного рассеяния в точку $t = 0$ логарифма экспериментально измеряемой скорости счета $\ln N(t)$ (без измерения светимости).

Для определения величины L существуют разные способы. Например, имеется метод непосредственного измерения светимости, предложенный Ван

*) Существуют модели²⁹ упругого рассеяния, в которых дифракционный пик отличается от чисто экспоненциального. В работе³⁰ содержится утверждение, что в рамках такой модели можно описать экспериментальные данные¹ о поведении дифференциального сечения упругого рассеяния при малых переданных импульсах, задав сравнительно небольшое значение $\rho = 0,13$. Однако приводимая там²⁹ кривая, как мне кажется, не очень хорошо фитирует экспериментальные данные именно в наиболее критической интерференционной области. Улучшение может быть получено при увеличении ρ .

дер Меером, по прохождению встречных пучков друг через друга. Более точным является метод с использованием кулоновской области, где известно нормированное сечение $d\sigma_K/dt$ (6), и потому, разделив измеренную при очень малых углах в кулоновской области скорость счета на это сечение, определяют светимость. В любом случае, измеряя светимость тем или иным способом, мы получаем согласно (9) сведения о величине $\sigma_{tot} (1 + \rho^2)^{1/2}$. Зная светимость, полное сечение можно непосредственно найти, если измеряется скорость отсчетов при любом взаимодействии

$$N_{tot} = L\sigma_{tot}. \quad (10)$$

Однако часто светимость либо не известна вообще, либо точность ее измерения недостаточно высока. В этом случае прибегают к методу, позволяющему обойтись без знания этой величины. Как видно из формул (8) и (10), при одновременном измерении полной и дифференциальной (в области ядерного рассеяния) скоростей счета можно исключить L и получить

$$\sigma_{tot} (1 + \rho^2) = \frac{16\pi N^{(0)}}{N_{tot}}. \quad (11)$$

С помощью этого метода, не требующего измерения светимости, находится произведение $\sigma_{tot} (1 + \rho^2)$. Из формулы (5) видно, что и отношение упругого сечения к полному приближенно определяется без измерения светимости. Естественно, этот метод становится более популярным при высоких энергиях, так как не требует ни непосредственного измерения светимости, ни работы при очень малых углах в глубокой кулоновской области.

Если величина ρ^2 не известна точно, но мала, то малы и неточности в определении полного сечения обоими методами. И здесь мы подходим к важности результата (1) для измерения полных сечений на $\text{Sp}\bar{p}\bar{S}$ -коллайдере. Основываясь на предсказаниях дисперсионных соотношений, ранее считали, что величина ρ^2 приведет к вкладу около 2 % в формуле (11), и потому вводили соответствующую поправку при извлечении полного сечения. Таким образом, из измеренного значения $\sigma_{tot} (1 + \rho^2) = 63,3 \pm 1,5$ мбн получалась⁸ величина $\sigma_{tot} = 61,9 \pm 1,5$ мбн. Однако согласно (1) эта поправка достигает уже 6%, что заметно снижает полное сечение, которое теперь при энергии $s^{1/2} = 546$ ГэВ можно оценить так:

$$\sigma_{tot} = 60 \pm 2 \text{ мбн}. \quad (12)$$

В то же время новые данные указывают на стремительный рост вещественной части амплитуды упругого рассеяния протонов на антипротонах. Если амплитуду рассеяния вперед измерять в миллибарнах, нормируя ее согласно (2) как $A \equiv r + i\sigma_{tot}$, то ее вещественная часть r возрастает⁷ более чем втрое или на 10 мбн, при переходе от ISR $s^{1/2} = 50$ ГэВ (где она равна $4,4 \pm 0,8$ мбн) к $\text{Sp}\bar{p}\bar{S}$ -энергиям $s^{1/2} = 546$ ГэВ (где ее значение достигает $14,4 \pm 1,4$ мбн). Заметим, что мнимая часть (или сечение σ_{tot}) растет при этом примерно на 40 %, или на 17 мбн. Экспериментальные данные о полных сечениях и отношениях вещественной и мнимой частей амплитуд в интервале энергий $5 \leq s^{1/2} \leq 546$ ГэВ приведены на рис. 2 и 3.

Дополним эти данные сведениями о том, что отношение упругого сечения к полному растет с $0,175 + 0,001$ до $0,215 \pm 0,005$ от ISR к $\text{Sp}\bar{p}\bar{S}$, а наклон дифракционного конуса при $|t| < 0,1$ ГэВ² в $\bar{p}\bar{p}$ также растет с 14 до $15,3$ ГэВ^{-2*}).

Приведенные результаты имеют большое значение для понимания физики адронных процессов и возможности делать предсказания об их поведении в области еще более высоких энергий. Наиболее важным и наиболее вероятным следствием роста величины ρ , как мне представляется, является утвер-

*) Это указывает на то, что протон становится чернее и больше.

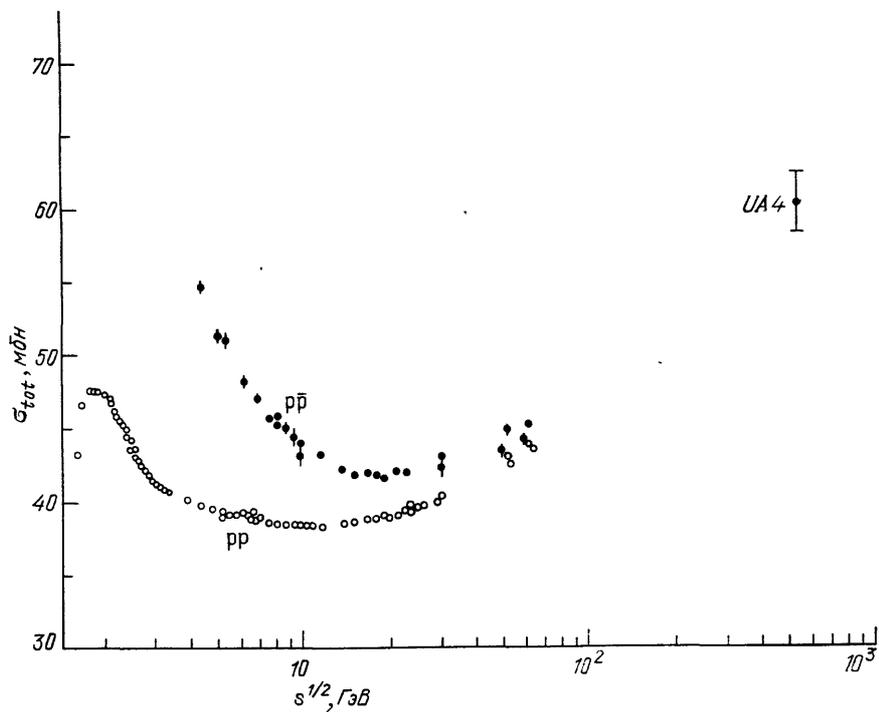


Рис. 2. Поведение полных сечений протон-протонных и протон-антипротонных взаимодействий как функций энергии

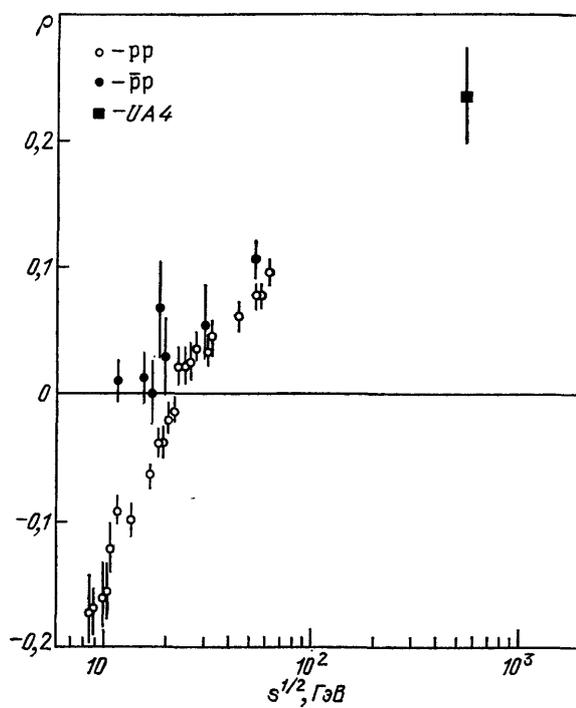


Рис. 3. Поведение отношений вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед к ее мнимой части при соударениях протонов с протонами и антипротонами как функций энергии

ждение о том, что сечения протон-(анти)протонных взаимодействий должны сильно возрастать при переходе к Тэватрону, УНК и SSC-коллайдерам без видимого насыщения этого роста, причем протон-протонные сечения могут стать больше протон-антипротонных (в отличие от области энергий до ISR; см. рис. 2).

Каковы же аргументы в пользу столь сильного утверждения? Во-первых, рассмотрим внимательно те предсказания, которые делались до появления данных с $\text{Spp}\bar{\text{S}}$ -коллайдера. Обычно считалось, что сечения протон-протонных и протон-антипротонных взаимодействий будут продолжать сближаться по закону $s^{1/2}$ за счет вымирания вклада вторичных реджевских траекторий с отрицательной сигнатурой (отрицательной P и C-четностью), а их

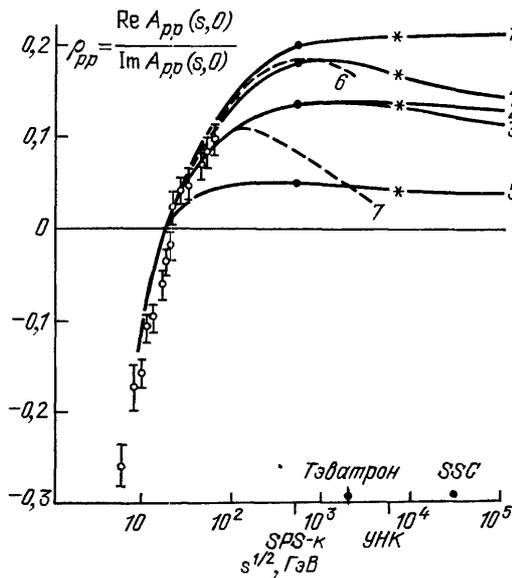


Рис. 4. Теоретические предсказания поведения отношения вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед протонов на протонах ρ_{pp} как функции энергии, полученные в рамках дисперсионных соотношений при различных экстраполяциях полных сечений в область более высоких энергий.

Цифра около каждой кривой обозначает номер экстраполяции, объясненный в тексте (подробнее см. в работе)

рост будет либо фруассаровским как $\ln^2 s$, либо даже степенным s^Δ в некотором ограниченном интервале энергий. Эта убежденность была основана на том, что при ISR-энергиях сечения pp и $p\bar{p}$ сближались (хотя точность измерения разности сечений $\Delta\sigma$ была не очень велика), а сами сечения росли и этот рост продолжался и при $\text{Spp}\bar{\text{S}}$ -энергиях. Приняв такие законы, можно было с помощью дисперсионных соотношений вычислить, как будут вести себя при более высоких энергиях отношения вещественной части амплитуды к мнимой⁵. При этом, начиная с энергий $\text{Spp}\bar{\text{S}}$ -коллайдера, практически уже не должно было быть заметно разницы между pp и $p\bar{p}$. Результаты приведены на рис. 4. Степенной рост сечений, обусловленный надкритическим помероном, приводит к наибольшим значениям ρ (экстраполяция 1, взятая из работы⁹ и приводившая к $\sigma_{\text{tot}}(546 \text{ ГэВ}) \approx 66 \text{ мбн}$; экстраполяция 2, взятая из работы¹⁰ и дававшая $\sigma_{\text{tot}}(546 \text{ ГэВ}) \approx 62 \text{ мбн}$), хотя отличие от фруассаровского режима невелико. Фруассаровские экстраполяции 3, 4, 6, взятые из работ^{4, 11, 12}, отличались скоростью роста и видом предасимптотических поправок, причем более быстрый рост сечений приводил к увеличению ρ . Логарифмический рост сечений исключался (экстраполяция 5; см.¹³), так как не описывал уже имевшихся тогда экспериментальных данных, приводя к слишком малым значениям ρ . Отношение ρ резко уменьшалось и в тех случаях, когда налагалось требование насыщения роста амплитуды, как, например, в случае, когда экстраполяция 6 заменялась на экстраполяцию 7, которая отличалась от нее тем, что фруассаровский рост сечений прекращался и сечение выходило на константу около 85 мбн. На рис. 4 четко видно уменьшение ρ в результате такой замены.

Итак, общий вывод, вытекающий из анализа результатов дисперсионных соотношений, представленных на рис. 4, и новых данных **SppS-коллайдера**, приведенных на рис. 3, состоит в том, что традиционное предположение о быстром сближении амплитуд взаимодействия протонов с протонами и антипротонами при высоких энергиях вряд ли верно при всех разумных достаточно плавных экстраполяциях полных сечений. В рамках этого предположения не удастся получить большую величину (1) отношения ρ , измеренную на **SppS-коллайдере**.

Качественно ясно, что приблизиться к этой величине можно, либо задав не убывающую с энергией разность сечений взаимодействия протонов с протонами и антипротонами, либо предположив очень быстрый рост сечений.

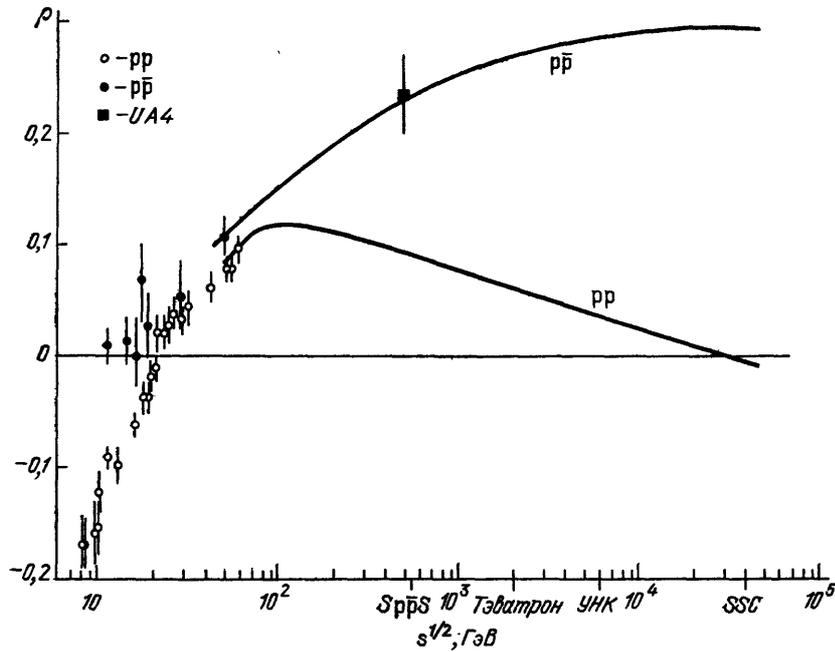


Рис. 5. Различие между ρ_{pp} и $\rho_{\bar{p}\bar{p}}$ при предположении, что $\Delta\sigma \equiv \sigma_{pp} - \sigma_{\bar{p}\bar{p}} = 2\pi\varepsilon \ln(s/s_0)$, $\varepsilon = 0,1$ мбн, $s_0 = 350$ ГэВ²

Можно было бы продемонстрировать это утверждение и количественно¹⁴, приведя результаты расчетов в таких предположениях с помощью дисперсионных соотношений. В рамках принятых предположений получающиеся этим методом результаты весьма надежны (рис. 5). Однако недостатком интегральных дисперсионных соотношений является их сравнительно малая наглядность. Проверка очередной гипотезы требует новых численных расчетов. Наглядно продемонстрировать утверждение о роли резкого роста сечений и разности **pp- и p-p-сечений** и сделать простейшие оценки можно с помощью дифференциальных дисперсионных соотношений *) (см., например,⁴), которые удобно записать в виде⁷

$$\frac{d\rho_{\bar{p}\bar{p}}}{d\eta} = \sigma_- + \frac{d^2}{d\eta^2} \left(\sigma_+ - \frac{1}{3} \sigma_- \right) + O\left(\frac{d^n \sigma}{d\eta^n}\right) \quad (n > 2), \quad (13)$$

*) Высказываемая иногда критика дифференциальных дисперсионных соотношений¹⁵ не кажется весьма убедительной, так как при физических оценках обычно используются либо пороговые амплитуды¹⁵, высшие производные которых являются обобщенными функциями, определяемыми только с помощью интегральных соотношений, либо аналитические аппроксимации сечений, для которых корректно проводить учет ряда с высшими производными в формуле (13).

где

$$\eta = \frac{2}{\pi} \ln \frac{s}{s_0}, \quad \sigma_{\pm} = \frac{\sigma_{pp} \pm \sigma_{\bar{p}p}}{2}, \quad s_0 = \text{const.}$$

Пренебрежем разностью сечений σ_{-} при больших энергиях и будем считать, что рост σ_{+} обусловлен членом типа $\beta \ln^2 (s/s_0)$. При линейной зависимости реальной части амплитуды от $\ln (s/s_0)$ экспериментальные данные о ее росте, приведенные выше, определяют левую часть равенства (13), так что

$$3,4 \text{ мбн} = \frac{\pi^2}{2} \beta, \quad (14)$$

откуда $\beta \approx 0,7$ мбн, и рост сечения σ_{+} оказывается почти вдвое большим, чем наблюдается на опыте.

Если данные о росте вещественной части амплитуды верны, то имеем два выхода из создавшегося противоречия. Первый — предположить весьма нерегулярное поведение полных сечений как функций энергии, когда заметную роль начинают играть члены с высшими производными в (13). Физической причиной этого могли бы быть пороговые процессы, но они кажутся весьма маловероятными при столь больших энергиях. Конкретные оценки с помощью формулы (13) затруднительны. Однако можно предложить различные модели^{15, 16} с очень быстрым ростом сечения, которые приведут к нужной величине ρ . При этом в модели с пороговым ростом¹⁵ резко увеличиваются полные сечения при энергиях Тэватрона (более чем на 20 мбн) по сравнению с обычно принятыми интерполяциями, дающими 70—80 мбн. В модели с очень сильным надкритическим помероном¹⁶ (где сечение растет как $\kappa s^{0,3} + c$) резкий рост сечений приводит, кроме того, и к предсказанию огромной величины сечения на SSC-коллайдере — около 250 мбн, тогда как обычно эта цифра предсказывается в районе 100—160 мбн. Измерения полных сечений на Тэватроне скоро внесут ясность и в проблему описания энергетического поведения величины ρ . Если резкого роста сечений не будет обнаружено, то остается второй выход — считая, что энергетическое поведение сечений довольно плавное, так что высшими производными в (13) можно пренебречь, учесть положительный вклад члена σ_{-} в правой части уравнения (13). Из приведенных выше оценок ясно, что он должен быть небольшим ~ 1 —2 мбн, т. е. при энергиях $\overline{\text{Sp}}\overline{\text{p}}\overline{\text{S}}$ -коллайдера сечение протон-протонных взаимодействий должно стать на 2—4 мбн больше сечения взаимодействия протонов с антипротонами. Но этот факт имеет принципиальное значение — ведь при энергиях ISR ситуация была обратной, т. е. антипротонные сечения превышали протонные.

Такая ситуация не противоречит никаким основным принципам теории, хотя до последнего времени считалась маловероятной. Она возникает, если начинают играть роль реджеонные обмены с отрицательной сигнатурой — оддероны^{17–19}. Вклад траекторий такого типа в обычной реджеонной картине исчерпывается полюсами типа ρ , ω , которые уже практически вымирают при энергиях $\overline{\text{Sp}}\overline{\text{p}}\overline{\text{S}}$ -коллайдера, но не исключено появление оддеронов, не вымирающих, а даже растущих с энергией (аналогов фруассарона или померона), хотя пока мы не можем однозначно указать каких-либо частиц, лежащих на этой траектории. При предельном фруассаровском режиме возможен предельный оддеронный вклад^{18, 19} и в вещественную часть амплитуды, растущий как квадрат логарифма энергии, и в мнимую часть амплитуды, растущий пропорционально логарифму энергии. Существенно, что эти вклады появляются с противоположными знаками в $\overline{\text{pp}}$ - и $\overline{\text{pp}}$ -амплитудах.

Прежде чем переходить к выяснению причин этого явления и других следствий такого поведения сечений, разберем простую аналитическую модель^{4, 14} с ростом сечений, в рамках которой можно получить конкретные цифровые оценки и предсказания для более высоких энергий.

Амплитуду рассеяния вперед с отрицательной сигнатурой A_- выберем в виде

$$A_- = \varepsilon \left(\ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2} \right)^2, \quad (15)$$

а амплитуду с положительной сигнатурой A_+ — в виде

$$A_+ = i \left[C + \beta \left(\ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

задав постоянные *) $C = 41,7$ мбн, $\beta = 0,47$ мбн, $\varepsilon = 0,1$ мбн. Формулы (15) и (16) будем применять, начиная с энергий $S_{pp\bar{S}}$, где вкладом вторичных реджевских траекторий можно пренебречь. Заметим, что при ISR-энергиях этот вклад еще весьма заметен, и, добавив его к (15), (16), можно хорошо описать данные экспериментов на ISR. Сечения и вещественные части амплитуд вычисляются по формулам (15), (16) как

$$\sigma_{pp/\bar{p}p} = C + \beta \left(\ln^2 \frac{s}{s_0} - \frac{\pi^2}{4} \right) \mp \pi \varepsilon \ln \frac{s}{s_0}, \quad (17)$$

$$r_{pp/\bar{p}p} = \pi \beta \ln \frac{s}{s_0} \pm \varepsilon \left(\ln^2 \frac{s}{s_0} - \frac{\pi^2}{4} \right). \quad (18)$$

Их численные значения при энергиях $S_{pp\bar{S}}$ ($s^{1/2} = 546$ ГэВ), Тэватрона ($s^{1/2} = 2$ ТэВ), УНК ($s^{1/2} = 6$ ТэВ) и SSC ($s^{1/2} = 40$ ТэВ) даны в таблице.

	$S_{pp\bar{S}}$	Тэва- трон	УНК	SSC		$S_{pp\bar{S}}$	Тэва- трон	УНК	SSC	
σ_{pp} , мбн	64	84,7	107	156	r_{pp} , мбн	14,4	22	30	46,8	
$\sigma_{\bar{p}p}$, мбн	60	78,7	100	146		ρ_{pp}	0,09	0,06	0,04	0
$\Delta\sigma$, мбн	4	6	7	10		$\rho_{\bar{p}p}$	0,24	0,28	0,30	0,32
r_{pp} , мбн	5,8	5,1	4	0						

При таком выборе амплитуд дифференциальные дисперсионные соотношения выполняются тождественно, причем в правой части формулы (13) дают вклад лишь два первых слагаемых, а остальные обращаются в нуль. Поскольку вещественная часть амплитуды содержит член, растущий как квадрат логарифма, конкретные численные оценки с помощью (17), (18) несколько отличаются от (14), но качественные выводы, сделанные ранее, остаются в силе.

Из представленных в таблице цифр наглядно виден рост сечений с энергией, превышение протонных сечений над антипротонными и увеличение их разности с энергией, заметное различие в поведении вещественных частей амплитуд и их отношений к мнимым частям (сечениям). Наиболее критичным к выводам модели является отличие протонов от антипротонов в соударениях с протонами.

К сожалению, нам доступны (и уже были использованы при задании параметров в формулах (15), (14)) лишь две цифры (вторая и последняя) в первом столбце. Из четырех независимых цифр в каждом из этих столбцов мы можем надеяться в будущем узнать лишь две, так как пока намечается сталкивать протоны либо только с антипротонами, либо только с протонами

*) Поскольку наша цель состоит в демонстрации общих закономерностей, мы не проводили фитирования этих постоянных с целью минимизации среднеквадратичных отклонений (см. ⁴). Когда эта статья была уже закончена, я узнал о препринте ⁷, в котором проведены аналогичные оценки с фитированием данных и получены значения $\beta \approx 0,38$, $\varepsilon \approx 0,109$ (при $\sigma_{tot} = 61,2$ мбн и $\rho = 0,205$ на $S_{pp\bar{S}}$). Качественные выводы не изменяются.

при той или иной энергии. Хотя сам по себе энергетический рост полных сечений не является критичным тестом модели, он в сочетании с большой (и все возрастающей) величиной $\rho_{\bar{p}p}$ или с малой величиной ρ_{pp} будет явным указанием в пользу оддеронной модели.

Вместе с тем, желательно было бы найти характеристики рассеяния протонов на антипротонах, которые давали бы дополнительные свидетельства о наличии эффектов, вызванных оддеронами. Рост упругого сечения и увеличение наклона дифракционного конуса сами по себе не дают сколь-нибудь ярких однозначных выводов⁴. Более интересен эффект, однозначно указывающий на необходимость введения оддеронов и связанный с поведением первого минимума вслед за дифракционным конусом упругого рассеяния*). Экспериментальные данные при ISR-энергиях свидетельствовали о том, что такой минимум существует в pp -рассеянии при $|t| \approx 1,3 \text{ ГэВ}^2$, тогда как в $\bar{p}p$ -сечении в этой области минимума нет, а имеется «плечо» и, возможно, очень слабый минимум при $|t| \approx 1,5 \text{ ГэВ}^2$. Это различие можно объяснить только за счет обменов с $C = -1$. При $S\bar{p}pS$ -энергиях значение сечения в области «плеча» увеличивается более чем на порядок величины, а само «плечо» начинается при $|t| \approx 0,9 \text{ ГэВ}^2$. Различие pp и $\bar{p}p$ при ISR-энергиях, а также рост плеча при $S\bar{p}pS$ -энергиях привели к активному обсуждению вкладов амплитуд с отрицательной сигнатурой — оддеронов¹⁴⁻¹⁶ (в частности, «максимального» оддерона).

В моделях с обменом оддеронами обычно получается, что при малых переданных импульсах основную роль играет амплитуда с положительной сигнатурой, описывающая основной дифракционный конус, а с увеличением переданного импульса (при $|t| \sim 1,2 \text{ ГэВ}^2$) главной становится амплитуда с отрицательной сигнатурой, у которой к тому же вещественная часть оказывается значительно больше мнимой. В районе минимума — дипа, где важны обе компоненты, происходит их интерференция, приводящая к своеобразным осцилляциям глубины провала по мере изменения энергии. Это предсказание весьма интересно, но для его проверки нужны данные в довольно широком интервале энергий.

К сожалению, не поможет нам в выяснении вопроса об оддеронах использование взаимодействий мезонов или фотонов с протонами, так как в них не дают вклада обмены с отрицательной сигнатурой.

Возможность изучения протон-протонных взаимодействий при энергиях встречных пучков Тэватрона или более высоких была бы необычайно ценной для окончательного решения этой проблемы, хотя и здесь ситуация не очень простая. Как видно из таблицы, разность сечений может быть и не очень большой (около 6 мбн), а произведение $\sigma_{\text{tot}}(1 + \rho^2)$, которое определяется на опыте, оказывается практически одинаковым для pp и $\bar{p}p$. В то же время для извлечения величины ρ приходится работать в области интерференции кулоновской и ядерной амплитуд, которая лежит уже при очень малых углах в этой области энергий.

Согласно общим теоремам об асимптотических свойствах адронных взаимодействий полные сечения не могут расти быстрее $\ln^2 s$, а разность сечений — быстрее $\ln s$. Этот предельный случай для вклада оддерона («максимальный» оддерон) и был рассмотрен на примере формул (15), (16). Оценки формулы (14) основывались на рассмотрении амплитуды оддерона с логарифмически растущей вещественной частью и постоянной разностью сечений. Вообще, можно изучать более общую форму этой амплитуды в виде **)

$$A \sim \left(\ln \frac{s}{s_0} - i \frac{\pi}{2} \right)^\gamma, \quad (19)$$

*) Этот вопрос обсуждается, например, в статье³².

**) В работе²⁷ показано, что для описания обсуждавшихся выше экспериментальных данных надо положить $\gamma \approx 2$.

где $\gamma \leq 2$, но для иллюстративных целей, которые преследуются здесь, достаточно, помимо рассмотренных выше двух примеров, упомянуть еще об одном интересном случае $\gamma = 0$. Такой оддерон не приводит к отличию сечений, а лишь изменяет вещественную часть амплитуды.

Если, таким образом, классификация оддеронов не вызывает затруднений, то понимания их физической природы до сих пор нет. Расшифровку физики оддеронов можно было бы искать либо на феноменологическом пути, отыскивая те неупругие процессы, которые ответственны за возникающую разность сечений*), либо при более глубоком подходе в рамках квантовой хромодинамики, определяя те диаграммы, которые приводят к обменам с отрицательной сигнатурой и C -четностью.

В квантовой хромодинамике простейшим кандидатом на оддерон является трехглюонный обмен (см., например, ^{21, 22}). Однако при конкретных расчетах получаются цифры, которые никак не укладываются в рамки экспериментальных значений. Трехглюонный обмен приводит к чисто вещественной амплитуде ($\gamma = 0$ в формуле (19)) со сравнительно малой и отрицательной вещественной частью ²² $A - \approx -0,8$ мбн, тогда как на эксперименте она оказывается большой, положительной и растущей с энергией. Сечения взаимодействия протонов и антипротонов с протонами стремятся к одинаковому пределу в этом случае (т. е. $\gamma = 0$). Соответственно значения ρ оказываются маленькими. Те же замечания относятся и к квазипотенциальному подходу с эйконоальным перерассеянием, обзор которого дается в работе ²³.

Теоретические аргументы в пользу появления оддеронов с траекторией вблизи 1 при $t = 0$ приводились ²⁴ в рамках эффективных лагранжианов в калибровочных теориях полей Янга — Миллса.

Иногда разрабатывались модели, в которых сечения взаимодействия антипротонов с протонами оставались больше протон-протонных сечений при сколь угодно высоких энергиях ²⁵. Приводилась даже интерпретация ²⁶ такой модели с помощью картины неупругих процессов, основанной на дуальном топологическом подходе, где разность сечений объяснялась за счет вклада аннигиляционных процессов, не вымирающего с ростом энергии и обусловленного диаграммами с тремя «лестницами» аннигиляции кварков с антикварками, которых нет в протон-протонных взаимодействиях. Однако получавшиеся при этом значения $\rho \sim 0,1$ исключают всякие надежды на возможность описания экспериментальных данных при энергиях $Spp\bar{S}$ -коллайдера.

В работе ³¹ показано, что при низких энергиях дисперсионные соотношения без вычитаний для C -нечетной амплитуды достаточно точно выполняются, если использовать известные сейчас экспериментальные данные о протон-протонной и протон-антипротонной амплитудах и считать, что разность сечений pp и $p\bar{p}$ параметризуется при высоких энергиях обычными редже-полюсами без какого-либо вклада оддерона с $J = 1$. Это является аргументом против наличия такого оддерона. Вместе с тем, там же ³¹ указывается, что в пределах ошибок допустим оддеронный вклад в дисперсионных соотношениях с вычитаниями, однако он не может быть столь большим, как в работе ²⁷.

В заключение подведем итоги проведенного рассмотрения. Новый экспериментальный результат, полученный на $Spp\bar{S}$ -коллайдере при энергии $s^{1/2} = 546$ ГэВ, о **большой величине отношения вещественной части амплитуды** рассеяния вперед протонов на антипротонах к ее мнимой части оказался неожиданным и чреватым богатыми последствиями. Это отношение примерно вдвое больше, чем большинство предсказанных значений его, хотя казалось, что эти предсказания основывались на общих принципах теории и наиболее

*) Модели неупругих процессов с обменом многими «лестницами» (DTU, струны и т. д.) обычно приводили к известным траекториям и для величины ρ на $Spp\bar{S}$ предсказывали значения около 0,12.

оправданных экстраполяциях сечений. «Показатель преломления» адронной среды оказывается растущим с энергией намного быстрее, чем ее «коэффициент поглощения».

Если полученное значение ρ подтвердят более точные измерения, а ядерное упругое сечение сохраняет экспоненциальный вид и при малых t , то положение можно спасти, предположив либо весьма необычное нерегулярное поведение полных сечений как функций энергии, либо (при их регулярном ходе) превышение протон-протонных сечений над протон-антипротонными при высоких энергиях. Оба предположения не противоречат основным постулатам теории. Однако нерегулярное (скажем, с резким пороговым ростом или типа осцилляционного) поведение сечений выглядит уж чересчур экзотическим. В то же время постоянная (или даже растущая с энергией) положительная разность сечений σ_{pp} и $\sigma_{p\bar{p}}$ кажется противоречащей тем тенденциям, которые мы наблюдали на опыте при меньших энергиях вплоть до ISR, где она была отрицательной и падала с энергией. И все же вторая возможность представляется предпочтительной. Она может быть теоретически описана с помощью обменов состояниями с отрицательной сигнатурой и С-четностью — оддеронов.

Хотя с помощью понятия об оддероне можно получить разумные значения полного сечения и вещественной части амплитуды, остается открытой проблема его физической интерпретации и вообще проблема физики роста вещественной части амплитуды, отношения упругого сечения к полному, да и энергетического роста полных сечений. Практически не выяснена связь этих явлений с такими новыми фактами в неупругих процессах, как нарушение фейнмановского скейлинга, нарушение КНО-скейлинга, большие флуктуации, сильные корреляции и т. п. Несомненно только, что все они отражают значительно более сложную структурность адронов, нежели та, которая неявно подразумевалась нами ранее и к которой мы привыкли.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kluit P. Talk at the European Physical Society High Energy Physics Conference. Uppsala, Sweden, June 1987.
2. Bernard D. et al. (UA4 Collaboration). Preprint CERN/EP 87-147. — Geneva, 19 August 1987.
3. Block M. M., Cahn R. N. // Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 120. P. 224, 229; 1987. V. 188. P. 143.
4. Block M. M., Cahn R. N. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. P. 563.
5. Дремин И. М., Назиров М. Т. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 163.
6. Дремин И. М. // УФН. 1983. Т. 141. С. 517.
7. Leader E., Preprint BNL-40034. 1987.
8. Haguenauer M. (UA4 Collaboration) // a) Elastic and Diffractive Scattering/Eds B. Nicolescu, J. Tran Thanh Van. — Paris: Editions Frontieres, 1985. — P. 55; b) Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 147. P. 392.
9. Lipkin H. J. // Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 366; Nucl. Phys. Ser. B. 1978. V. 145. P. 398.
10. Collins P. D. B. et al. // Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 80. P. 135.
11. Amaldi U. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 66. P. 390.
12. Gross D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 217.
13. Amaldi U. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1976. V. 62. P. 460.
14. Дремин И. М., Назиров М. Т. Препринт ФИАН СССР № 151. — Москва, 1987.
15. Martin A. Preprint CERN-TH. 4852/87. — Geneva, September 1987.
16. Копелювич Б. З., Николаев Н. Н., Поташникова И. К. Препринт ОИЯИ E2-86-125. — Дубна, 1986.
17. Lukaszuk L, Nicolescu B. // Lett. Nuovo Cimento. 1973. V. 8. P. 405.
18. Kang K., Nicolescu B. // Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 11. P. 2461.
19. Johnson D., Leader E., Nicolescu B., Lopez C. // Nuovo Cimento. 1975. V. 30. P. 345.

20. Волковичкий П. Э., Лapidус А. М.//ЯФ 1980. Т. 31. С. 732.
21. Donnachie A., Landshoff P. V.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 123. P. 345.
22. Рыскин М. Г.//ЯФ 1987. Т. 46. С. 611.
23. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В.//Физ. ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 39.
24. Gauron P., Nicolescu B., Szymanowski L. Preprint IPNO/TH 87-53.— June 1987.
25. Gauron P., Nicolescu B., Leader E.//^{aa}.— P. 189.
26. Sukhatme U.//Ibidem.— P. 195.
27. Bernard D., Gauron P., Nicolescu B. Preprint IPNO/TH.87-59. July 1987.
28. Андреев И. В.//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 634.
29. Bourrely C., Soffer J., Wu T. T.//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 3249.
30. Soffer J. Preprint CPT-87/P. 2022.— July 1987.
31. Igi K., Kroll P. Preprint CERN-TH. 4891/87.— Geneva, November 1987.
32. Jenkovsky L. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1987. Bd 36. S. 495.