

ВЕЩЕСТВЕННАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД И ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ

И.М.Дремин, М.Т.Назиров

Как показывают расчеты с помощью дисперсионных соотношений, выбор экстраполяции поведения полных сечений pp -взаимодействия в область сверхвысоких энергий может быть облегчен после того, как на SPS -коллайдере будут получены данные об отношении вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед.

Сведения о поведении полных сечений взаимодействия частиц при высоких энергиях очень важны как для построения теории сильных взаимодействий, так и при изучении процессов прохождения таких частиц через вещество. Непосредственные данные, получаемые в косми-

ческих лучах, обладают сравнительно невысокой точностью. Предлагаемые на основе различных теоретических соображений экстраполяции полных сечений пока также нельзя признать достаточно надежными — это видно как из того, что многие из них были отвергнуты в процессе продвижения ускорителей вверх по энергии, так и из того, что существует несколько различных экстраполяционных формул, хорошо воспроизводящих ход сечений до ISR -энергий, но предсказывающих разное поведение при более высоких энергиях.

Мы обсудим, как эти формулы отвечают данным о полных сечениях, полученным на SPS -коллайдере при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, где $\sigma_t = 66 \pm 7$ мбн, а также покажем, к каким предсказаниям для отношения вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния при этих (и более высоких) энергиях они приводят, если использовать дисперсионные соотношения. Мы покажем, что когда это отношение будет измерено на SPS -коллайдере, станет возможным более точный выбор из набора предлагаемых экстраполяций.

Мы отобрали несколько экстраполяций полных сечений, приводившихся в литературе до того, как стали известны результаты с SPS -коллайдере при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Надо отметить, что наиболее близкие к эксперименту значения сечений, как оказалось, предсказывались в тех из них, где были использованы определенные теоретические соображения.

Экстраполяция 1¹ основана на кварковой реджевской модели надкритического (с $\alpha_p(0) > 1$) померона и дает следующий рост полного сечения с энергией:

$$\sigma_t = 4,40 N_q (s/2)^{0,13} + 7,83 (N_{\bar{d}} + 2N_{\bar{u}}) (s/2)^{0,50} + 4,00 N_q N_{NS} (s/2)^{0,2}, \quad (1)$$

где $N_q, N_{\bar{d}}, N_{\bar{u}}, N_{NS}$ — полное число кварков, числа \bar{d} - и \bar{u} -кварков и нестранных кварков в налетающем адроне, $s = 2mE$, где E — энергия в лаб. системе, m — масса протона. Хотя формула (1) нарушает фруассаровский предел, считается, что такое поведение всего лишь предасимптотическое и экранировка (не учтенная в (1)) устранил это противоречие при очень высоких энергиях. При $\sqrt{s} = 540$ ГэВ из (1) следует $\sigma_t = 66,4$ мбн.

Экстраполяция 2², взятая нами из обзора работ по надкритическому померону, не записывается в простом аналитическом виде (в обзоре² это фит (iii) и приводит при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ к

$$\sigma_t = 62,3 \text{ мбн.} \quad (2)$$

Кроме того, мы использовали при расчетах три чисто эмпирических формулы, применявшихся ранее для описания полных сечений вплоть до ISR -энергий. Ими являются:

Экстраполяция 3³ — весьма часто используемая формула с фруассаровским ростом и степенными поправками:

$$\sigma_t = 41,9 E^{-0,37} - 24,2 E^{-0,55} + 27,0 + 0,17 \ln^2 s. \quad (3)$$

Здесь при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ имеем $\sigma_t = 54,4$ мбн.

Экстраполяция 4⁴ — с фруассаровским ростом и логарифмическими поправками

$$\sigma_t = 50,87 - 5,23 \ln s + 0,54 \ln^2 s, \quad (4)$$

При $\sqrt{s} = 540$ ГэВ получим $\sigma_t = 54,4$ мбн.

Экстраполяция 5⁵ — логарифмический рост сечений

$$\sigma_t = 25,4 + 2,145 \ln s, \quad (5)$$

где при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ $\sigma_t = 52,4$ мбн.

С использованием указанных выше пяти экстраполяционных формул¹⁾ проводилось вычисление отношения ρ вещественной и мнимой частей амплитуды упругого pp -рассеяния

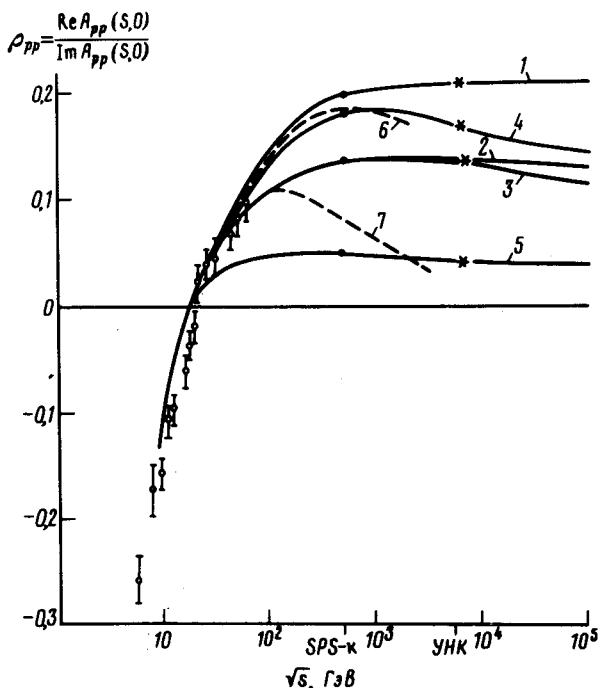
¹⁾ Во всех формулах s выражено в ГэВ², E в ГэВ, а σ_t в мбн.

вперед по обычным дисперсионным соотношениям:

$$\rho_{pp}(E) = \frac{c}{E\sigma_t^{pp}(E)} + \frac{1}{\pi\sigma_t^{pp}(E)} \int_m^\infty dE' \left\{ \frac{\sigma_t^{pp}(E')}{E' - E} - \frac{\sigma_t^{pp\bar{p}}(E')}{E' + E} \right\}, \quad (6)$$

где протон-антипротонное сечение предполагалось связанным с pp -сечением зависимостью вида $\sigma_t^{pp\bar{p}} = \sigma_t^{pp} + AE^{a-1}$ (величины $A \approx 48$ и $a \approx 0,45$ брались из опыта ⁶, константа C фиксировалась условием обращения ρ в нуль при $E = 315$ ГэВ.

Результаты приведены на рисунке. На кривых, соответствующих пяти разным экстраполяциям полных сечений, точками отмечены места при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, а звездочками — при энергиях УНК $\sqrt{s} = 6 \cdot 10^3$ ГэВ.



Анализируя приведенный график, можно сделать следующие выводы. 1) При энергиях SPS-коллайдера с точностью измерения значений ρ порядка $0,005 \div 0,01$ можно уверенно различить разные кривые (кроме 2 и 3). 2) Близость величины сечений при тех же энергиях в разных экстраполяциях отнюдь не означает, что они приведут к близким значениям ρ при этих энергиях (кривая 1 отличается от 2 больше, чем от 4, а экстраполяции 2 и 3 дают одинаковые предсказания для ρ). Таким образом, утверждения о локальности связи ρ и σ несправедливы при современных энергиях. 3) Логарифмический рост сечений не удовлетворителен как по данным ISR о ρ , так и по полным сечениям на SPS-коллайдере. 4) В области энергий от SPS-коллайдера до проектируемого серпуховского коллайдера УНК ($\sqrt{s} = 6 \cdot 10^3$ ГэВ) величина ρ практически не должна меняться. 5) Теоретические экстраполяции 1 и 2 приводят к более слабой зависимости ρ от энергии, чем эмпирические (3) — (5). В последних наблюдается некоторый спад с ростом энергии после прохождения через максимум. 6) Максимум в ρ более заметен, если есть отрицательные вклады в сечение (экстраполяции 3, 4).

Заметим, что сделанные выводы справедливы, если все коэффициенты в приведенных экстраполяциях считать абсолютно точно заданными. Однако, небольшие ошибки в определении этих коэффициентов могут приводить к соответствующей „полосе кривых“ на рисунке.

Кроме того, может сказаться изменение хода истинного сечения по сравнению с экстраполяционной кривой при больших энергиях. Так, полученная при некотором конкретном выборе аналитической зависимости амплитуды от энергии в работе ⁷ полоса значений ρ , указанная пунктирными кривыми 6 и 7 на рисунке, оказалась очень широкой, хотя отличие экстраполяций для верхней и нижней кривой заключалось лишь в том, что вместо фруассаровского роста (с большим коэффициентом 0,65 вместо 0,54 в (4)!) сечение выходило на константу порядка 85 мбн (кривая 7). Тем не менее, мы считаем, что экспериментальные данные о ρ с SPS-коллайдера (совместно с более точными измерениями полного сечения) будут дополнительным аргументом в пользу выбора той или иной возможности. Хотя мы провели все рассмотрение для pp -рассеяния, при таких энергиях различие между p и \bar{p} настолько мало, что им можно пренебречь, и использовать полученные кривые также для $p\bar{p}$ -взаимодействий.

Литература

1. Lipkin H.J. Phys. Rev., 1978, D17, 366; Nucl. Phys., 1978, B145, 398.
2. Collins P.D.B. et al. Nucl. Phys., 1974, B80, 135.
3. Amaldi U. et al. Phys. Lett. 1977, 66B, 390.
4. Gross et al. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 217.
5. Amaldi U. et al. Phys. Lett., 1976, 62B, 460.
6. Giacomelli G., Jacob M. Phys. Rep., 1979, 55, 1.
7. Cahn R. Ref TH 3275-CERN, 1982.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук Казахской ССР
Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
31 декабря 1982 г.