ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 85-123
ОТФ

А.Н.Валл

АМПЛИТУДА УПРУГОГО АДРОН-АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МОДЕЛИ С $\sigma_{e\ell}/\sigma_{tot} \to 1$ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Серпухов 1985

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 85-123
ОТФ

А.Н.Валл*)

АМПЛИТУДА УПРУГОГО АДРОН-АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МОДЕЛИ С $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1$ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*) Иркутский государственный университет
им. А.А.Жданова

Серпухов 1985

УДК 539.12.125 М-24

Аннотация

Валл А.Н. Амплитуда упругого адрон-адронного взаимодействия в модели с $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1$ при сверхвысоких энергиях: Препринт ИФВЭ 85-123. - Серпухов, 1985. - 12 с., библиогр.: 14 назв.

В модели амплитуды упругого рассеяния адронов, основанной на существовании кратного вакуумного полюса в t-канальном разложении обобщенной матрицы реакции, исследуется предельный переход при $s \to \infty$. Показано, что в этом пределе амплитуда представляет собой интерференционную сумму, первый член которой описывает абсолютно упругое рассеяние, соответствующее геометрическому пределу на радиусе $R(s) = 2\gamma\, \ell n^{1/2} g(s) \ell n\, s/s_0$, а остальные члены описывают квантовые флуктуации поверхности капли, имитирующей адрон. Эти флуктуации приводят к эффекту упругого туннелирования. Его интерференция с вкладом первого члена является физической причиной возникновения провала в дифференциальном сечении в рамках нашей модели.

Abstract

Wall A.N. Elastic Hadron-Hadron Scattering Amplitude in Model with $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1$ at Superhigh Energies: IHEP Preprint 85-123. - Serpukhov, 1985. - p. 12. refs.: 14.

The limiting transition at $S \to \infty$ has been studied in the hadron elastic scattering amplitude model, based on the existence of the multiple vacuum pole in the t-channel decomposition of the generalized reaction matrix. The amplitude within this limit is shown to be an interference sum, whose first term describes absolutely elastic scattering, corresponding to the geometrical limit on the radius $R(s) = 2\gamma \ell n^{1/2} g(s) \ell n\, s/s_0$, and the other terms describe quantum fluctuations of the hadron simulating drop surface. These fluctuations result in elastic channeling effect. Its interference with the contribution from the first term is a physical reason for dip in the differential cross-section in our model.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование упругого рассеяния является одним из основных методов изучения структуры и взаимодействия частиц высоких энергий. Основой для понимания физики явлений в этой области энергий является тот экспериментальный факт, что дифференциальное сечение имеет явно выраженный пик вперед, т.е. $\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(R^2 t)$, где $R^2 \sim 10 \div 17$ (ГэВ/с)$^{-2}$. Это означает, что характерные размеры области, где происходит взаимодействие, имеют порядок $R \sim 1F$. Длина волны Де-Бройля при таких энергиях становится малой по сравнению с размерами области взаимодействия, и это позволяет эффективно применять оптические методы.

Переход к оптическим представлениям связан с переходом от описания через парциальные волны, соответствующие рассеянию с определенным моментом количества движения, к амплитудам с заданным прицельным расстоянием ρ между сталкивающимися адронами. При этом плоскость прицельного параметра является естественным пространством определения таких характеристик упругого рассеяния, как эйконал или однозначно связанная с ним профильная функция.

В соответствии с этим будем исходить из представления амплитуды упругого рассеяния адронов $T(s, t)$ в виде интеграла Фурье-Бесселя:

$$T(s,t) = 2q^2 \int_0^\infty \rho\, f(\rho, s) J_0(\rho \sqrt{-t}) d\rho, \qquad (1)$$

где q - импульс в системе центра масс.

Одним из методов вычисления профильной функции $f(\rho, s)$ является метод, развитый в работах /1, 2/. В его основе лежит одновременное динамическое уравнение для амплитуды рассеяния, связывающее её с обобщенной матрицей реакции $U(s, t)$, являющейся релятивистским аналогом матрицы реакции квантовой механики. Замечательно, что это уравнение при высоких энергиях в представлении прицельного параметра сводится к алгебраическому. Его решение для профильной функции $f(\rho, s)$ имеет следующий вид:

$$f(\rho, s) = \frac{u(\rho, s)}{1 - iu(\rho, s)} . \qquad (2)$$

Величина $u(\rho, s)$ является обобщенной матрицей реакции в представлении прицельного параметра и связана с матрицей U преобразованием Фурье-Бесселя

$$u(\rho, s) = \frac{1}{2q^2} \int_0^\infty \sqrt{-t}\, U(s, t) J_0(\rho\sqrt{-t}) d\sqrt{-t} . \qquad (3)$$

При феноменологическом подходе необходимы дополнительные предположения для выбора модели матрицы $U(s, t)$. Так, можно фиксировать $U(s, t)$, исходя из свойства аналитичности амплитуды по передаче t и поведения профильной функции при больших прицельных параметрах ρ /3/. Такой подход позволяет построить матрицу $U(s, t)$ для кварк-кваркового взаимодействия и, в конечном счете, получить адронную амплитуду.

Наша модель матрицы $U(s, t)$ основана на асимптотических свойствах её при фиксированной передаче и больших энергиях /4/:

$$U(s, t) \sim G(t) s^{\alpha(t)} . \qquad (4)$$

Как известно, такую асимптотику можно получить, предполагая существование сингулярностей в парциальной амплитуде t-канального разложения $U(s, t)$ по моменту J, в данном случае изолированный полюс, движущийся с изменением t. Попытка объяснить наблюдающийся рост полных сечений в рамках реджевских моделей привела к созданию реджионной теории поля, где рост сечения обусловлен "надкритическим" значением интерсепта $\alpha(0) > 1$. В то же время рядом авторов были предложены модели /5-7/, где рост сечения объяснялся кратностью полюса, т.е. предполагалось, что вакуумный полюс Померанчука является полюсом второго порядка. Это условие обеспечивает логарифмический рост сечения.

Мы используем концепцию кратности вакуумного полюса, но в применении не к самой амплитуде $T(s, t)$, а к обобщенной матрице $U(s, t)$ /8, 9/. Обоснованием нашего выбора могут служить следующие экспериментально установленные факты. Во-первых, существование в большой области передач и энергий геометрического скейлинга и фактически установленное /10/ нарушение его при $s \to \infty$. Во-вторых, тесно связанное с ним постоянство отношений сечений σ_{el}/σ_{tot} в той же области энергий и рост его при энергиях SPS.

Скейлинг приводит к тому, что σ_{el}, σ_{inel}, σ_{tot}, $B(s) \sim R^2(s)$ и, как следствие этого, постоянно отношение $\sigma_{el}/\sigma_{inel}$. Поведение $R(s) \sim \ln s/s_0$ приводит к росту $\sigma_{tot} \sim \ln^2 s/s_0$ и если считать, что при энергиях $\sqrt{s} = 540$ ГэВ мы уже наблюдаем это поведение, то должны были бы наблюдать и постоянство отношения, что не подтверждается экспериментом. Поведение $R^2(s) \sim \ln s/s_0$ приводит к логарифмическому росту всех сечений и параметра наклона $B(s)$, что не противоречит данным эксперимента Серпухова, FNAL и ISR. Выход на режим с максимальным ростом должен в этом случае происходить с нарушением геометрического скейлинга и постоянства отношения сечений.

Таким образом, утверждение заключается в том, что существует большая область энергий (Серпухов – ISR), где справедлива "логарифмическая" физика, которая в нашем случае обусловлена кратным изолированным полюсом в $U(s, t)$-матрице. Максимальный рост сечения мы будем обеспечивать введением надкритического интерсепта. В рамках u-матричного подхода это не противоречит s-канальной унитарности, а приводит к дважды логарифмическому росту сечения при $s \to \infty$.

С учетом вышесказанного мы примем для амплитуды упругого адрон-адронного рассеяния следующее выражение/8, 9/:

$$T(s,t) = 2q^2 \int_0^\infty \frac{ig(s) \sum_{i=1}^{2} c_i \exp(-\rho^2/4R_i^2)}{1 + g(s) \sum_{i=1}^{2} c_i \exp(-\rho^2/4R_i^2)} J_0(\rho\sqrt{-t})\,d\rho, \qquad (5)$$

где

$$c_1 = (\lambda b)^{-1}, \quad c_2 = 1 - c_1, \quad R_1^2 = a'\left(b + \ln s/s_0 - i\frac{\pi}{2}\right),$$

$$R_2^2 = a'\left(\ln s/s_0 - i\frac{\pi}{2}\right), \quad g(s) = (s/s_0)^{\delta} g, \quad \delta = a(0) - 1.$$

Параметры λ, b, g, δ, s_0, a' являются свободными параметрами модели и фиксируются из эксперимента. Они имеют простой физический смысл/11/. Нормировка выбрана так, что

$$\operatorname{Im} T(s,0) = \frac{s}{16\pi}\sigma_{tot}(s), \qquad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{16}{s^2}|T(s,t)|^2. \qquad (6)$$

С учетом (6) и представления (5) получим следующие соотношения для сечений:

$$\sigma_{tot}(s) \approx \frac{16\pi a'}{\lambda}(1 + \lambda \ln s/s_0)[\ln(1 + g(s))],$$

$$\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 1 - \frac{g(s)}{[1+g(s)]\ln[1+g(s)]}, \qquad g(s) = (s/s_0)^{\delta}\cdot g, \qquad (7)$$

из которых следуют предельные значения

$$\left.\begin{aligned} &\sigma_{tot}(s) \to 16\pi a'\delta \ln^2 s/s_0 \\ &\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1 \end{aligned}\right\} s \to \infty. \qquad (8)$$

Теперь сформулируем цель этой работы. Мы хотим проследить на амплитуде (5), каким образом происходит выход на асимптотический режим при $s \to \infty$ и что физически означают условия (8) в рамках нашей модели. Далее, каким образом дифракционный конус, соответствующий борновскому приближению в (5) и описывающий дифракцию на "рыхлой" структуре, переходит после унитаризации в амплитуду рассеяния на жестком упругом объекте, отвечающую условию

$$\sigma_{e\ell}/\sigma_{tot} \to 1.$$

Из связи эйконала с $u(\rho, s)$-матрицей следует, что при фиксированном ρ эйконал $\chi(\rho, s)$ стремится к нулю при $s \to \infty$ степенным образом:

$$\chi(\rho, s) \sim (s/s_0)^{-\delta}, \quad \rho = \text{fix}, \quad s \to \infty \tag{9}$$

при условии, что

$$u(\rho, s) \sim (s/s_0)^{\delta}, \quad s \to \infty. \tag{10}$$

С другой стороны, матрица $u(\rho, s)$ при фиксированном значении s и при $\rho \to \infty$ экспоненциально падает с показателем, задаваемым пороговой массой t-канала. Следовательно, существует такое $\rho = R(s)$, при котором эйконал $\chi(\rho = R(s), s) = \infty$, т.е. происходит полное поглощение. Приведенные рассуждения показывают, что степенной рост матрицы $u(\rho, s)$ всегда приводит к модели с прозрачным (упругим) ядром и абсолютно поглощающим краем, и это утверждение не зависит от конкретизации модели $u(\rho, s)$.

Фитирование экспериментальных данных по полному сечению, по отношению сечений, по положению дифракционного минимума в дифференциальном сечении приводят к значениям параметров /8, 9, 11/: $\lambda \simeq 0.07$, $b = 10 \div 12$, $g \simeq 0.5$, $\delta \simeq 0.023$, $s_0 \simeq 100$ ГэВ^2, $\alpha' = 0.25$ ГэВ$^{-2}$, которые мы будем использовать в дальнейшем.

1. В представлении (5) удобно перейти к новой переменной интегрирования y:

$$T(s, t) = is\alpha' \ell n\, s/s_0 \int_0^\infty \frac{g(s) \sum_{i=1}^{2} c_i \exp(-y/1+\epsilon_i)}{1+g(s) \sum_{i=1}^{2} c_i \exp(-y/1+\epsilon_i)} J_0(2\gamma \sqrt{y})dy, \tag{11}$$

$$y = \rho^2/4\alpha' \ell n\, s/s_0, \quad \epsilon_1 = \frac{b - i\frac{\pi}{2}}{\ell n\, s/s_0}, \quad \epsilon_2 = i\frac{\frac{\pi}{2}}{\ell n\, s/s_0}, \quad \gamma^2 = \alpha' |t|\, \ell n\, s/s_0.$$

В области сверхвысоких энергий параметры ϵ_i и $g^{-1}(s)$ являются малыми параметрами. Вычислим амплитуду $T(s, t)$, удерживая два ведущих члена по указанным параметрам. Так как $g(s)$ нарастает очень медленно по сравнению с параметром ϵ_i^{-1}, мы разложим амплитуду по ϵ_i, ограничиваясь ведущими членами, а в ответе перейдем к большим $g(s)$, т.е. предельный переход осуществим адиабатически по $g(s)$. После несложных преобразований получим:

$$T(s,t) = -is\alpha' \ln s/s_0 \left(\frac{i}{2}\right) \int_c \frac{e^{n \ln g(s) - \frac{\gamma^2}{n}}}{n \sin(\pi n)} \left(1 + \epsilon - \frac{\gamma^2}{n}\epsilon\right) dn, \qquad (12)$$

где

$$\epsilon = \frac{1}{\lambda \ln s/s_0}\left(1 - i\frac{\pi\lambda}{2}\right), \qquad g(s) = (s/s_0)^{\delta} \cdot g,$$

а интегрирование ведется по контуру в комплексной плоскости n вдоль мнимой оси между точками $n = 0$, $n = 1$. Область сверхвысоких энергий определим условием $g(s) > 1$. Как будет видно из дальнейшего, оно возникает естественным образом. При этом условии контур C можно замкнуть на бесконечность в области $\mathrm{Re}\, n < 0$. Получающийся ряд вычетов от нулей синуса будет сходящимся рядом по степеням $g^{-1}(s)$ за исключением вклада точки $n = 0$. В этой точке подынтегральная функция имеет существенную изолированную особенность. Вычислим вначале вклад в интеграл (12) от точек $n = -1, -2, \ldots$. Обозначим эту часть амплитуды $T^{(1)}(s, t)$. Тогда будем иметь

$$T^{(1)}(s,t) = -is\alpha' \ln s/s_0 \left(\frac{i}{2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \oint_{C_{R_n}} \frac{\exp\left[n \ln g(s) - \frac{\gamma^2}{n}\right]}{n \sin(\pi n)} \left(1 + \epsilon - \frac{\gamma^2}{n}\epsilon\right) dn = -is\alpha' \ln s/s_0 \left(\frac{i}{2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(\frac{\gamma^2}{n}\right) \frac{1}{n g^n}\left(1 + \epsilon + \frac{\gamma^2}{n}\epsilon\right). \qquad (13)$$

Отсюда мы видим, что ряд сходится при всех $g(s) > 1$. При $s \to \infty$ все члены ряда будут иметь степенное падение по энергии, если $\ln g(s) - \gamma^2 > 0$, или, вскрывая зависимость $g(s)$ и γ^2 от s, получим

$$\alpha'|t| < \delta - \frac{|\ln g|}{\ln s/s_0} \to \delta, \quad \text{т.е.} \quad |t| \leqslant \frac{\delta}{\alpha'} \sim 0{,}1 \text{ ГэВ}^2. \qquad (14)$$

Таким образом, в этой области передач вклад точек $n = -1, -2, \ldots$ в амплитуду степенным образом падает при $s \to \infty$. Вычислим теперь вклад точки $n = 0$. В окрестности этой точки представим амплитуду в следующем виде:

$$T(s,t) = -is\,\alpha'\ell n\, s/s_o \cdot I, \qquad I = I_1 + \epsilon(I_1 - I_2),$$

$$I_1 = \frac{i}{2}\oint \frac{e^{n\,\ell n\, g(s) - \gamma^2/n}}{n\sin(\pi n)}\,dn, \qquad I_2 = \frac{i}{2}\gamma^2 \oint \frac{e^{n\,\ell n\, g(s) - \gamma^2/n}}{n^2 \sin \pi n}\,dn. \tag{15}$$

Разложим подынтегральное выражение в окрестности точки $n = 0$. Получим

$$I_1 = \frac{i}{2\pi}\sum_{k,\ell}[\ell n\, g(s)]^k \frac{(-1)^\ell \gamma^{2\ell}}{k!\ e!}\oint n^{-\ell + k - 2}\,dn =$$

$$= \frac{1}{\gamma^2}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{[-\gamma^2 \ell n\ g(s)]^k}{k!\ (k-1)!} = -\ell n\, g(s)\sum_{k=0}^{\infty}\frac{[-\gamma^2\,\ell n\, g(s)]^k}{k!\ \ (k+1)!}. \tag{16}$$

Воспользуемся теперь известным представлением для функции Бесселя через степенной ряд:

$$J_n(z) = \left(\frac{z}{2}\right)^n \sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{k!\ (n+k)!}\left(\frac{z}{2}\right)^{2k}. \tag{17}$$

С учетом этого получим для интегралов следующие выражения:

$$I_1 = -\frac{1}{\gamma}[\ell n^{1/2} g(s)]\,J_1(2\gamma\ \ell n^{1/2} g(s)); \quad I_2 = -[\ell n\ g(s)\,]\,J_2(2\gamma\ell n^{1/2} g(s)). \tag{18}$$

И, наконец, используя рекуррентное соотношение для функций Бесселя:

$$J_o(z) + J_2(z) = \frac{2}{z}\,J_1(z), \tag{19}$$

получим окончательно для амплитуды (вернее, для вклада в нее от точки $n = 0$) следующее выражение:

$$T(s,t) = is\alpha'\ell n\, s/s_o \cdot \ell n\, g(s)\{\frac{J_1(2\gamma\ell n^{1/2} g(s))}{\gamma\,\ell n^{1/2} g(s)} +$$

$$+ \epsilon\, J_o(2\gamma\ \ell n^{1/2} g(s))\} + O(1/s), \tag{20}$$

где $O(1/s)$ означает все степенным образом подавленные вклады.

2. Чтобы понять физический смысл полученного результата, приведем для сравнения амплитуду рассеяния на абсолютно черном диске радиуса $R(s)$:

$$T_{r.g.}(s,t) = i\cdot s/4\ \frac{R(s)}{|t|^{1/4}}\ J_1(R(s)\,|t|^{1/2}),$$

$$\sigma^{r.g.}_{tot}(s) = 2\pi R^2(s). \tag{21}$$

Отсюда видно, что если в (21) для радиуса $R(s)$ взять выражение

$$R(s) = 2\,[\alpha' \ln s/s_0 \ \ln g(s)]^{1/2}, \qquad (22)$$

то наша амплитуда (ее первое слагаемое в (20)) равна удвоенной амплитуде рассеяния на черном диске. Поэтому ее вклад в полное сечение будет в два раза, а в упругое сечение – в четыре раза больше. Именно такая ситуация характерна для упругого рассеяния в геометрическом пределе, когда все частицы с прицельным параметром ρ, меньшим радиуса мишени, рассеиваются упруго, набирая максимально возможную фазу $\delta = \pi/2$, а все частицы с большим прицельным параметром не рассеиваются. Такой диск будем называть абсолютно упругим.

Таким образом, первый член в (20) описывает рассеяние на абсолютно упругом диске. Его вклад в полное сечение по оптической теореме равен

$$\sigma_{tot}(s) = 16\pi\alpha' \ln s/s_0 \cdot \ln g(s) \left(1 + \frac{1}{\lambda \ln s/s_0}\right), \qquad (23)$$

т.е. в пределе больших энергий, когда $g(s) \to \infty$, совпадает с полным сечением (7) и предельное значение отношения $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1$ становится понятным.

Что происходит при $\rho = R(s)$, где $R(s)$ определяется соотношением (22)? Для ответа на этот вопрос вспомним, что эйконал $\chi(\rho, s)$ есть

$$\chi(\rho, s) = \ln \left| \frac{1 - iu(\rho, s)}{1 + iu(\rho, s)} \right|. \qquad (24)$$

В пределе больших энергий $u(\rho, s) \to ig(s)\exp[-\rho^2/4\alpha' \ln s/s_0]$. Отсюда видно, что при $\rho = R(s)$ эйконал $\chi(\rho, s)$ обращается в бесконечность. Следовательно, на границе диска происходит полное поглощение. Итак, окончательно, первый член в (20) описывает рассеяние на абсолютно упругом диске с абсолютно поглощающим краем.

При вычислении амплитуды мы ограничились в разложении профильной функции $f(\rho, s)$ первыми двумя членами по степеням $\ln^{-1}(s/s_0)$, и второй член дал в амплитуду вклад, пропорциональный функции Бесселя $J_0(2\gamma \ln^{1/2} g(s))$. Какая физическая интерпретация у этого вклада? Анализ разложения профильной функции по степеням $\ln^{-1}(s/s_0)$ показывает, что удержание всех членов в этом разложении приводит к следующему выражению для амплитуды:

$$T(s, t) = is\alpha' \ln s/s_0 \cdot \ln g(s) \left\{ \frac{J_1(2\gamma \ln^{1/2} g(s))}{\gamma \ln^{1/2} g(s)} + \right.$$

$$+\frac{1}{\ln s/s_o}\sum_{k=o}^{\infty}\frac{b_k}{\ln^k s/s_o}J_k(2\gamma\ln^{1/2}g(s))\}. \qquad (25)$$

Интерпретация второго слагаемого возможна в рамках модели, предложенной в работах/12, 13/ и известной как модель с упругим туннелированием. В этой модели рассматривается объемная дифракция на сфероиде с поглощающей поверхностью. Эффект упругого туннелирования заключается в том, что частица с прицельным параметром ρ большим, чем перпендикулярный радиус сфероида, "втягивается" в классически запрещенную область, интерферируя с волной, дифрагирующей на поверхности сфероида. Этот эффект может быть интерпретирован/14/ как рассеяние на капле, поверхность которой испытывает деформацию под действием падающей волны. Радиус капли как функцию сферических углов можно разложить в ряд по сферическим функциям Лежандра:

$$R(\theta,\phi)=R_o[1+\sum_{\ell,m}a_{\ell m}Y_{\ell m}(\theta,\phi)]. \qquad (26)$$

Профиль капли в направлении распространения падающей волны задается соотношением

$$R(\tfrac{\pi}{2},\phi)=R_o[1+\sum_{\ell,m}Y_{\ell m}(\tfrac{\pi}{2},\phi)a_{\ell m}], \qquad (27)$$

а амплитуда рассеяния есть

$$f(q_\perp)=\frac{i}{2\pi}\int_o^{2\pi}d\phi\int_o^{R(\pi/2,\phi)}\exp(iq_\perp\cdot b)bdb. \qquad (28)$$

Выполняя интегрирование, получим

$$f(q_\perp)=i\,\frac{J_1(q_\perp R_o)}{q_\perp R_o}\cdot R_o^2+i\sum_{k=o}^{\infty}c_k J_k(q_\perp R_o). \qquad (29)$$

Сравнивая с нашей амплитудой, мы видим, что коэффициенты b_k определяют квантовые флуктуации капли. С другой стороны, природа этих коэффициентов связана с тем, что в исходном выражении матрицы $u(\rho, s)$ присутствуют члены с двумя различными радиусами R_1^2 и R_2^2. Поэтому кратность вакуумного полюса можно интерпретировать как следствие деформации поверхности адрона при взаимодействии. В пределе $s\to\infty$ эти эффекты исчезают, и остается лишь вклад от рассеяния на диске с радиусом $R(s)$, задаваемым соотношением (22).

При $g(s)<1$, т.е. в области энергий, где эйконал нарастает с ростом энергии, можно получить аналогичное (25) представление для амплитуды с той лишь разницей, что теперь мы не можем устремить контур интегрирования в область $\mathrm{Re}\,n\to-\infty$. Однако можно выделить вклад точки $n=0$, и тогда оставшийся интеграл будет играть роль "подкладки". Вклад точки $n = 0$ будет аналогичен (25), но вместо функций Бесселя с действительным аргументом будет стоять модифицированная функция Бесселя $I_\nu(q_\perp \cdot R_0)$. Такую амплитуду можно интерпретировать как рассеяние на объекте с мнимым радиусом, т.е. на "рыхлом" объекте. Это становится понятным, если вспомнить, что в нашей модели эйконал $\chi(\rho, s)$ обращается в бесконечность в центре адрона при энергии, задаваемой условием $g(s) = 1$. Это есть энергия возникновения упругого керна.

3. Таким образом, мы рассмотрели следствия модели упругой амплитуды $T(s, t)$, задаваемой соотношением (5). В основе этой модели лежит представление профильной функции $f(\rho, s)$ через обобщенную матрицу реакции $u(\rho, s)$ в плоскости прицельного параметра ρ. Наша модель матрицы $u(\rho, s)$ в виде двух гауссианов с различными радиусами R_1^2 и R_2^2 содержит существенный момент, который отличает её от моделей, рассматриваемых другими авторами. Этот момент заключается в том, что эффективная константа перерассеяния $ig(s) = u(\rho = 0, s)$ в области геометрического скейлинга является постоянной величиной порядка 0,5. Область ее постоянства определяется той областью энергий, где $(s/s_0)^\delta$ мало отличается от единицы при $\delta \simeq 0.023$ и $s_0 \simeq \simeq 100$ ГэВ^2. Двухкомпонентную модель матрицы $u(\rho, s)$ с такими свойствами можно получить, если допустить, что парциальные амплитуды t-канального разложения обобщенной матрицы реакции $U(s, t)$ имеют изолированный полюс второго порядка в плоскости комплексного момента с вакуумными квантовыми числами. Параметр δ при этом играет роль интерсепта траектории, описывающей движение этого полюса.

Выбранная нами модель $u(\rho, s)$-матрицы допускает и другую интерпретацию, если представить ее в виде бесконечного ряда по степеням $\ell n^{-1}(s/s_0)$. Этот ряд генерирует соответствующее разложение профильной функции и для полной амплитуды приводит к интерференционному ряду, допускающему геометрическую интерпретацию. Она наиболее проста в области сверхвысоких энергий и заключается в том, что первый член указанного разложения описывает абсолютно упругое рассеяние, соответствующее геометрическому пределу на радиусе $R(s) = 2\gamma \cdot \ell n^{1/2} g(s) \cdot \ell n\, s/s_0$, а остальные члены описывают квантовые флуктуации поверхности капли, имитирующей адрон. Эти флуктуации приводят к эффекту упругого туннелирования. Его интерференция с вкладом первого члена является физической причиной возникновения провала в дифференциальном сечении в рамках нашей модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Хрусталев О.А. - ЭЧАЯ, 1972, т. 3, № 1, с. 3.
2. Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е. и др. - ТМФ, 1971, т. 6, с. 157.
3. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - ЭЧАЯ, 1984, т. 15, № 1, с. 53.
4. Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. - ТМФ, 1975, т. 24, с. 291.
5. Десай Б.Р., Царев В.А. - ЭЧАЯ, 1974, т. 5, с. 693.
6. Ройзен П.П. - ЯФ, 1981, т. 34, с. 476.
7. Phillips R.T.N., Rutherford Lab., Preprint RL-74-034.
8. Jenkovszky L.L., Struminsky B.V., Wall A.N. - In: Proc. Conf. on Nonlinear and Turbulence Processes in Physics. Gordon Breach, NY, 1984.
9. Валл А.Н., Енковский Л.Л., Струминский Б.В. УII семинар, "Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля",- Протвино, 1984, том 1, с. 315–322.
10. Mattiae G. - Rapporteur talk, Brighton Conference 1983; Preprint CERN/EP 83-40, 16 September.
11. Jenkovszky L.L., Wall A.N. - Szechoslovak Journal of Physics, 1976, v. B126, p. 447.
12. Schremp B., Schremp R. - Ref-TH-2573 CERN, 1978.
13. Schremp B., Schremp R. - Nucl. Phys., 1980, v. B163, p.397.
14. Alberi G., Goggi G. - Phys. Rep. 1981, v.74, No. 1, pp. 1-207.

Рукопись поступила 23 мая 1985 года.

А.Н.Валл.

Амплитуда упругого адрон-адронного взаимодействия в модели $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \to 1$ при сверхвысоких энергиях.

Редактор В.В.Герштейн. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Т.Д.Галкина.

Подписано к печати 12.06.1985 г. Т-13691. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 0,75. Уч.-изд.л. 0,84. Тираж 250.
Заказ 916. Индекс 3624. Цена 13 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

Цена 13 коп.   Индекс 3624

ПРЕПРИНТ 85-123, ИФВЭ, 1985