

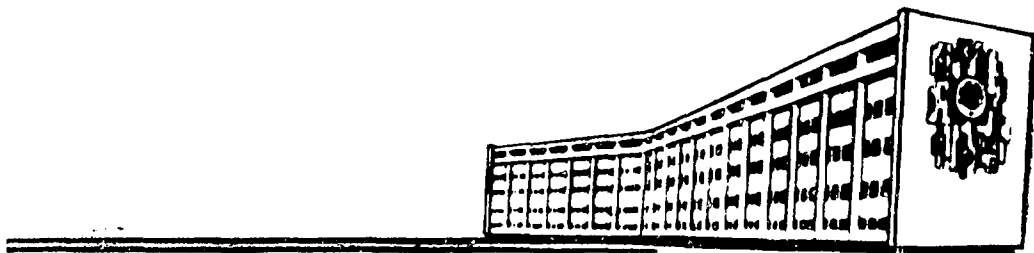
АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР

**ИНСТИТУТ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ**

ИТФ-85-5Р

А. Н. Валл, Л. Л. Енковский,
А. И. Литвин, Б. В. Струминский

ПЕРЕРАССЕЯНИЕ ДИПОЛЬНОГО ПОМЕРОНА
В \mathcal{C} -МАТРИЧНОМ ПОДХОДЕ



УДК 539.145

А.Н.Валл, Л.Л.Енковский, А.Л.Литвин, Б.В.Струминский

Перерасеяние дипольного померона в U -матричном подходе

В рамках U -матричного формализма исследованы поправки на перерасеяние к затравочной амплитуде, определяемой обменом двукратным вакуумным полюсом. Показано, что эти поправки приводят к смене экспоненциального режима в дифференциальном сечении орировским поведением. Обсуждается роль характерного реджевского параметра S_0 .

A.N.Wall, L.L.Jenkowszky, A.L.Litvin, B.V.Struminsky

Rescattering of a Dipole Pomeron in the U -matrix approach

Rescattering corrections to a Regge dipole input are calculated in the U -matrix approach. These corrections are shown to result in a change of differential cross-section from exponential to the Orear-like regime. The role of the characteristic Regge parameter S_0 is discussed.

Александр Николаевич Валл

Ласло Ласлович Енковский

Аркадий Иосифович Литвин

Борис Владимирович Струминский

Перерасеяние дипольного померона в U -матричном подходе

Редактор А.И.Королева

Техн. редактор Л.П.Давиденко

БФ 05057. Зак. 97 Формат 60x90/16. Уч.-изд.л. 0,5

Подписано к печати 13.02.1985 года. Тираж 200. Цена 4 коп.

Офсетная лаборатория Института теоретической физики АН УССР

© 1985 Институт теоретической физики АН УССР

Академия наук Украинской ССР
Институт теоретической физики

Препринт
ИТФ-85-5Р

А. Н. Валл, Л. Л. Енковский,
А. И. Литвин, Б. В. Струминский

ПЕРЕРАССЕЯНИЕ ДИПОЛЬНОГО ПОМЕРОНА
В u -МАТРИЧНОМ ПОДХОДЕ

Киев - 1985

Ранее авторами была предложена и обсуждалась в ряде работ [1] модель дипольного померона амплитуды упругого рассеяния адронов при высоких энергиях. Модель основана на предположении о существовании в плоскости углового момента изолированного полюса 2-ого порядка с вакуумными квантовыми числами. Вклад этого полюса в амплитуду доминирует при высоких энергиях и может быть представлен в следующем виде :

$$U(s, t) = \frac{i s \sigma_0}{16 \pi \alpha'} \sum_{i=1}^2 c_i R_i^2 e^{R_i^2 t}, \quad (1)$$

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

$$R_2^2 = \alpha' (\ln \frac{s}{s_0} - i \pi/2).$$

Здесь предполагается, что траектория линейна по t

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad (2)$$

с $\alpha(0) = 1$, а параметры $b, \lambda, \sigma_0, s_0$ являются произвольными и фиксируются из эксперимента.

Амплитуда (1) содержит дифракционный минимум и максимум в дифференциальном сечении при $t_{\min} = \frac{1}{\alpha' b} \ln \frac{(1-\lambda b)L}{b+L}$ и

$$t_{\max} = \frac{1}{\alpha' b} \ln \frac{(1-\lambda b)(L^2 + \pi^2/4)}{(b+L)^2 + \pi^2/4}, \quad L = \ln \frac{s}{s_0},$$

соответственно, зависящие от энергии.

С увеличением энергии сталкивающихся частиц растет роль неупругих процессов, т.к. вклад многочастичных промежуточных состояний в спектральную функцию упругой амплитуды становится доминирующим.

Существует много различных способов унитаризации ампли-

туды, вернее ее затравочной части (борновского члена). Наиболее распространенным способом является представление амплитуды в виде некоторого интегрального уравнения, явным образом учитывающим условие унитарности. К такому подходу, в частности, относится метод "u - матрицы", развитый в работе Логунова, Хрусталева и сотрудников [2]. Одной из характерных черт этого метода является то, что u - матрица в s, t - представлении имеет реджевскую асимптотику при S → ∞, если ее имеет амплитуда рассеяния. Этим обоснован выбор нами именно этого метода унитаризации, т.к. амплитуду дипольного померона (I) мы используем как борновский член в u - матричном подходе. Кроме того, для u - матрицы естественным является плоскость прицельного параметра, т.к. в этом представлении условие унитарности диагонализуется. Это позволяет придать параметрам, определяющим u - матрицу, наглядный геометрический смысл.

2. С учетом вышесказанного, амплитуду упругого рассеяния представим в следующем виде :

$$T(s, t) = 2q^2 \int_0^{\infty} \frac{g u(q, s)}{1 - i u(q, s)} J_0(q\sqrt{-t}) dq. \quad (4)$$

Здесь q - импульс в с.ц.м., q - прицельный параметр, u(q, s) - матрица реакции в плоскости прицельного параметра. Мы выбираем в качестве модели u(q, s) следующее выражение :

$$u(q, s) = \frac{1}{2q^2} \int_0^{\infty} \sqrt{-t} U(s, t) J_0(q\sqrt{-t}) d\sqrt{-t}, \quad (5)$$

где U(s, t) - амплитуда дипольного померона, определенная соотношением (I). Отсюда видно, что если |u(q, s)| ≪ 1 то в линейном приближении по u(q, s) амплитуда T(s, t) = U(s, t). Разложение знаменателя по степеням u(q, s) в соотношении (4) мы будем называть рядом перерассеяния в u - матричном подходе. (см. обзоры [3], в которых есть ссылки на оригиналь-

ные работы Трошина, Тюрина и др.). Характерной чертой таких разложений является появление эффективной константы связи, зависящей от энергии. Сходимость ряда перерасеяния поэтому зависит от характера энергетической зависимости этой константы. В нашей модели, в отличие от указанных, эффективная константа не зависит от энергии и меньше единицы, хотя сечения при $S \rightarrow \infty$ неограниченно возрастают. Это свойство является характерной чертой дипольного померона.

Ряд перерасеяния можно строить не по степеням $u(q, S)$, а как сумму вкладов полюсов профильной функции в b - плоскости [3]. В этом случае эффективная константа зависит от передачи t и имеет очень интересную физическую интерпретацию.

В нашей работе мы исследуем ряд перерасеяния, получающийся при разложении знаменателя в (4) по степеням $u(q, S)$. Отметим, что в работе [4] также рассматривались эффекты перерасеяния в модели дипольного померона. Однако автор работы [4] исходил из иной параметризации затравочной амплитуды и использовал другой метод унитаризации.

3. Выражение (5) вычисляется элементарно и мы получаем для u - матрицы в плоскости прицельного параметра следующее выражение :

$$u(q, S) = \frac{i b_0}{16 \pi \alpha'} \sum_{i=1}^2 c_i \exp\left(-\frac{q^2}{4 R_i^2}\right). \quad (6)$$

Замечательным здесь является то, что энергетическая зависимость входит только через величины q^2/R_i^2 . Это обстоятельство и обуславливает тот факт, что эффективная константа разложения не будет зависеть от энергии.

От переменных q и t перейдем к безразмерным величинам y и γ :

$$y = \frac{q^2}{4 \alpha' \ln S/S_0}, \quad \gamma = \sqrt{-\alpha' t \ln S/S_0}. \quad (7)$$

Вычислим амплитуду (4), удерживая первые два ведущих члена по $h\frac{s}{s_0}$ при $s \rightarrow \infty$. В этом приближении имеем для u - матрицы

$$u(q, s) = iq e^{-\gamma} (1 + \gamma \epsilon), \quad (8)$$

где

$$g = \frac{\sigma_0 \lambda}{16\pi \alpha'}, \quad \epsilon = \frac{1}{\lambda h \frac{s}{s_0}} \left(1 - i \frac{\pi \lambda}{2}\right),$$

а для профильной функции в этом же приближении получим

$$\frac{u(q, s)}{1 - i u(q, s)} = \frac{iq e^{-\gamma}}{1 + q e^{-\gamma}} \left(1 + \frac{\gamma \epsilon}{1 + q e^{-\gamma}}\right). \quad (9)$$

Подставляя ряд (9) в выражение для амплитуды (4) получим :

$$T(s, t) = -i s \alpha' h \frac{s}{s_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} (-q)^n e^{-\frac{\gamma^2}{n}} \left(1 - \frac{\gamma^2}{n} \epsilon\right). \quad (10)$$

Это - выражение для амплитуды в виде ряда перерасеяния в приближении двух ведущих членов по $h\frac{s}{s_0}$ при $s \rightarrow \infty$.

Эффективной константой связи является g , определенная в (8). Ранее нами было получено [1], что отношение сечений имеет вид

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = 1 - \frac{g}{(1+g) h (1+g)}. \quad (II)$$

При энергиях ISR $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = 0,18$; это соответствует $g \approx 0,5$. Предельное значение неупругой функции перекрытия $G_{in}(q, s)$ определяется унитарным пределом, требующим чтобы $G_{in} \leq 1/4$. Из выражения (6) для $u(q, s)$ видно, что максимальное значение $G_{in}(q, s)$ достигается при $q=0$. В этой точке $u(0, s) = iq$, поэтому в унитарном пределе имеем

$$\frac{g}{(1+g)^2} = \frac{1}{4}, \quad g_{\max} = 1. \quad (12)$$

Таким образом, в нашей модели $g \leq 1$ и ряд перерасеяния (10) сходится. Для дальнейшего исследования выражения (10) воспользуемся соотношением

$$\frac{1}{2i} \int_C \frac{g^n}{\sin \pi n} f(n) dn = \sum_{n=1}^{\infty} (-g)^n f(n), \quad (13)$$

где контур C изображен на рис. 1.

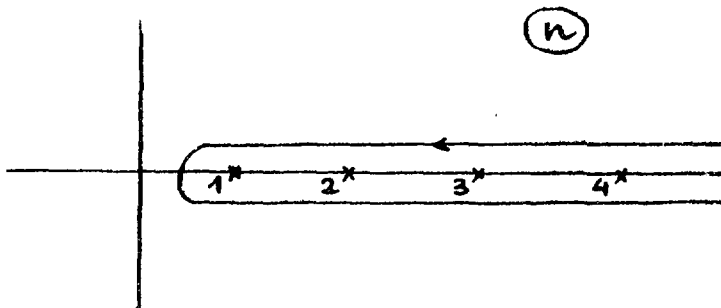


Рис. 1.

Тогда для амплитуды получим

$$T(s,t) = -is \alpha h \frac{s}{s_0} \frac{i}{2} \int_C e^{n h g - \frac{\gamma^2}{n}} \left(1 - \frac{\gamma^2 \epsilon}{n}\right) \frac{dn}{n \sin \pi n}. \quad (14)$$

Сначала вычислим интеграл

$$M_1 = \int_C \exp\left(n h g - \frac{\gamma^2}{n}\right) \frac{dn}{n \sin \pi n}. \quad (15)$$

Интеграл

$$M_2 = \int_C \exp\left(n h g - \frac{\gamma^2}{n}\right) \frac{dn}{n^2 \sin \pi n} \quad (16)$$

вычислим аналогично.

Для этой цели представим $\frac{1}{\sin \pi n}$ в верхней полуплоскости в виде

$$\frac{1}{\sin \pi n} = \frac{2i e^{i\pi n}}{1 - e^{2i\pi n}} = -2i \sum_{k=0}^{\infty} e^{i\pi n(2k+1)}$$

и найдем перевальные точки выражения $-n |\ln q| - \frac{\gamma}{n} + i\pi(2k+1)$.

Они определяются выражением $\gamma^2/n^2 = |\ln q| - i\pi(2k+1)$.

При больших γ основной вклад в интеграл дает перевальная точка с $k=0$. Оставляя вклады ближайших перевальных точек в верхней и нижней полуплоскостях, получаем для T_1 выражение

$$T_1(s, t) = s \alpha \ln \frac{s}{s_0} \cdot 2 \sqrt{\frac{\pi}{2\gamma A^{1/2}}} \exp(-\gamma \sqrt{2} R_+) \cdot \cos\left(\gamma \sqrt{2} R_- - \frac{1}{4} \arctg \frac{\pi}{|\ln q|}\right). \quad (17)$$

Здесь введены сокращенные обозначения

$$A = \pi^2 + \ln^2 q, \quad R_{\pm} = \sqrt{A^{1/2} \pm |\ln q|}.$$

Окончательно для сечения в орировской области получаем выражение

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{s^2} |T|^2 = \frac{4\pi^2 E}{\gamma A^{1/2}} \left[\left(C_1 \ln \frac{s}{s_0} - \frac{\gamma A^{1/4}}{\lambda} C_2 \right)^2 + \frac{\pi^2}{4} C_2^2 \right], \quad (18)$$

где

$$E = \exp\left(-4\gamma A^{1/4} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right)\right),$$

$$C_1 = \cos\left(2\gamma A^{1/4} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right) + \frac{\pi}{8} - \frac{\alpha}{2}\right),$$

$$C_2 = \cos\left(2\gamma A^{1/4} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right) + \frac{\pi}{8} - \frac{\alpha}{2}\right),$$

$$\gamma = \sqrt{-\alpha' t \ln \frac{s}{s_0}}, \quad \alpha = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\pi}{|\ln q|}.$$

Таким образом, мы приходим к поведению, близкому к орировскому, $d\sigma/dt \sim \exp(-2a\sqrt{t})$. Константа a в выражении (18) зависит от трех параметров модели α' , S_0 , g :

$$a = \sqrt{2\alpha' \ln \frac{S}{S_0} (\sqrt{\pi^2 + \ln^2 g} + |\ln g|)}. \quad (19)$$

Зафиксировав g и α' , мы можем таким образом из экспериментальных подгонок, $a(\sqrt{S} = 53 \text{ ГэВ}) = 6,3 \text{ ГэВ}^{-1}$, определить S_0 . Параметр g мы определили [1] из отношения σ_{el}/σ_t , откуда следует $g \approx 0,5$. Наклон вакуумной траектории определен менее надежно и его значение колеблется от 0.1 до 0.5 (ГэВ^{-2}) . Приняв $\alpha' = 0,2 (\text{ГэВ}^{-2})$, получим $S_0 = 20 \text{ ГэВ}^2$, а при $\alpha' = 0,4 (\text{ГэВ}^{-2})$, $S_0 = 80 \text{ ГэВ}^2$. Отметим, что вопреки существующей в последнее время тенденции к уменьшению α' , большое значение наклона конуса, наблюдаемое на коллайдере, требует использования $\alpha' \geq 0,3 (\text{ГэВ}^{-2})$. Интересно отметить, также, что большое значение параметра $S_0 = 80 (\text{ГэВ}^2)$ возникает также из совершенно других рассуждений [5], основанных на кварк-партонной модели взаимодействия адронов.

Более точное определение параметров, в частности S_0 , требует полной подгонки к данным. Мы бы хотели подчеркнуть, что в нашей модели S_0 является параметром характерным для наклона второго конуса.

Сечение (18) нами было вычислено с помощью ЭВМ. Результаты вычислений показаны на рис. 2. Как видно из рисунка, на гладкое "орировское" поведение, определяемое множителем E в (18), накладываются осцилляции, амплитуда которых составляет около 10% от значения сечения.

Авторы благодарят Б.А. Арбузова, А.И. Бугрия, С.С. Герштейна, С.М. Трошина и Н.Е. Тюрину за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.Н.Валл, Л.Л.Енковский, Б.В.Струминский. О механизме дифракционного минимума. Письма в ЖЭТФ 1975, 22, 168с.
L.L.Jenkovsky, A.N.Wall. The dipole Pomeron and pp scattering. Czech.J.Phys.1976. B26, 447;

L.L.Jenkovszky, B.V.Struminsky and A.W.Wall. Unitarity in High-Energy Hadron Scattering. In Proc.Int.Conf.on Non-linear and Turbul. Proc.

2. А.А.Логунов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев. Одновременное уравнение для системы двух частиц в квантовой теории поля. ТМФ, т.6, с.157-165 (1971).
3. В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, С.А.Хрусталев. Метод U -матрицы в теории сильных взаимодействий. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.1, с.21-54;
С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. Метод вычисления амплитуды рассеяния при высоких энергиях, использующий свойства унитарности и аналитичности. ЭЧАЯ, т.15, вып.1, с.53-93.
4. Е.С.Мартынов. Перерассеяние в модели дипольного померона. УФЖ, 21, #12, 1976, с.1948-1959.
5. С.С.Герштейн, А.А.Логунов. Рост сечений адрон-адронных взаимодействий и его возможная связь с существованием глоболов. Ядерная физика, 39, 1984, с.1514-1517.

Рукопись поступила 30 января 1985 года.

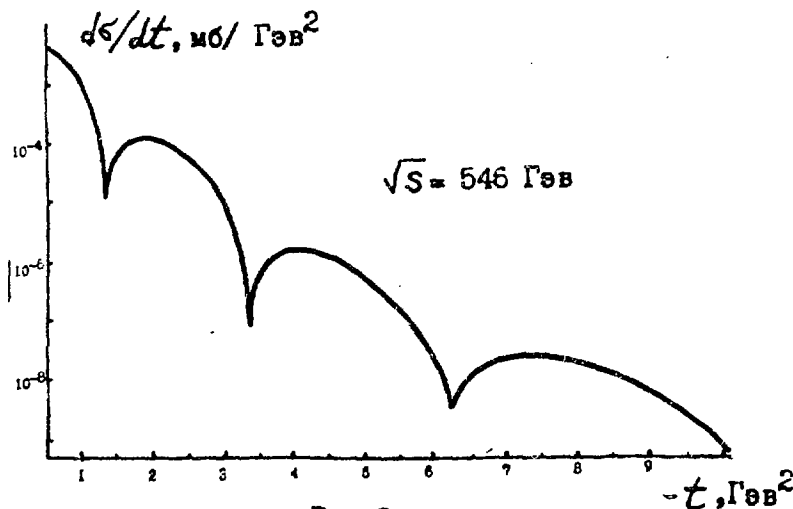


Рис.2.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния с учетом поправок на перерассеяние, вычисленных в приближении двух ведущих членов по $\ln \frac{s}{s_0}$ (формула (18)).

4 коп.

Препринты Института теоретической физики АН УССР
рассылаются научным организациям и отдельным ученым
на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 252130, Киев-130
ИТФ АН УССР
Информационный отдел

The preprints of the Institute for Theoretical Physics
are distributed to scientific institutions and individual
scientists on the mutual exchange basis.

Our address:

Information Department
Institute for Theoretical Physics
252130, Kiev-130, USSR