

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ ПОЛЮСА РЕДЖЕ

С.Г.Матинян, А.Г.Седракян

Показано, что в ϕ^3 -теории существуют полюса Редже, образованные многочастичными состояниями в t -канале. Их интерсепт квадратично растет с числом частиц в этом канале.

Давно уже стало привычным связывать с реджеоном совокупность лестничных диаграмм, хотя $g\phi^3$ -теория приводит к интерсепту полюса $\alpha(0)$ вблизи $j = -1$.

В этой связи всегда представлялась привлекательной задача получения положительного интерсепта за счет многочастичных состояний в t -канале.

Важным этапом в развитии реджевской схемы был анализ непланарных лестничных диаграмм с тремя и четырьмя частицами в t -канале [1], приведший к понятию о точках ветвления в j -плоскости.

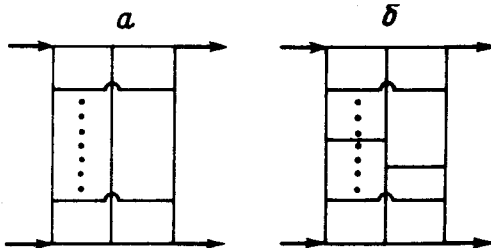


Рис. 1

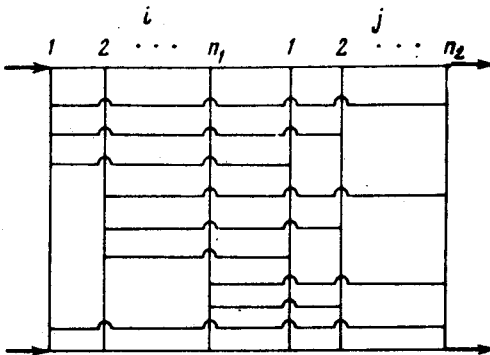


Рис. 2

Однако очевидно, что мандельштамовские диаграммы, соответствующие, например, четырем частицам в t -канале, не достаточны. Они отвечают конфигурациям, когда частицы, попарно взаимодействуя, образуют два "связанных" состояния – реджеона. В принципе, в теории с притяжением в системе из четырех частиц возможны связанные состояния из трех и четырех частиц, и это обстоятельство необходимо учитывать. Впервые в теории поля эта задача рассматривалась в работе Мак-Коя и Ву [2], исследовавших в главном по логарифмам s приближении ϕ^3 -теории асимптотику лестничных диаграмм с тремя час-

тицами в t -канале (рис. 1). Ими показано, что вклад в асимптотику диаграмм типа рис. 1, b доминирует над вкладом мандельштамовских диаграмм типа рис. 1, a , соответствующих ветвлению реджеон — частица.

Этот важный результат требует обобщения на случай произвольного числа частиц в t -канале, что и является предметом данного сообщения.

В связи с очевидной сложностью проблемы, мы, в отличие от работы [2], использующей фейнмановскую параметризацию интегралов, будем применять технику параметров Судакова [3], обладающую сравнительной простотой и большой наглядностью¹⁾.

Пусть в t -канале имеется $n_1 + n_2$ частиц, из которых n_1 испускают, а n_2 поглощают произвольное число частиц. На рис. 2 приведен пример рассматриваемых нами диаграмм, где проведены некоторые существенные для асимптотик перекладины.

Детальный анализ приводит к тому, что с точки зрения главной асимптотики по $\ln s/m^2$ любая линия из группы n_1 может быть соединена с любой линией из группы n_2 , приводя при этом к дополнительному множителю $g^2 \ln s/m^2$. Соединения же между линиями внутри каждой из групп не существенны в главной по логарифмам асимптотике, приводя каждый раз к множителям порядка g^2 .

Пусть L будет число всех существенных перекладин. Тогда порядок диаграммы равен $2(L + n_1 + n_2)$, число вертикальных пропагаторов $2L + n_1 + n_2$, горизонтальных $L + 2(n_1 + n_2 - 1)$.

В главном логарифмическом приближении для асимптотики диаграммы с L перекладинами можно получить следующее выражение (q — поперечный импульс):

$$-i \frac{s^{-n_1 - n_2 + 1}}{(L + m_1)!} g^{2(L + n_1 + n_2)} \ln^{L + m_1} (s/m^2) \mathcal{K}(q), \quad (1)$$

где $m_{1(2)} = \max(\min)\{n_1, n_2\}$.

Здесь $\mathcal{K}(q)$ — "поперечный" интеграл, соответствующий стягиванию всех горизонтальных линий диаграммы в точки. Его можно оценить снизу ($q = 0$):

$$\mathcal{K}(0) > (2\pi)^{n_1 + n_2 - 2} \left(\frac{1}{2(2\pi)^3} \right)^{L + n_1 + n_2 - 1} \left(\frac{\pi y^2}{m^2} \right)^{L + 1} \times \\ \times [K_0(2\gamma)]^{2L + n_1 + n_2}, \quad (1')$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда, γ — произвольная постоянная. Складывая теперь все топологически разные диаграммы $2(L + n_1 + n_2)$ -го

¹⁾ После того, как данная работа была закончена, появились два препринта [4], в которых результат, найденный в [2], получен с помощью параметров Судакова для трех и четырех частиц в t -канале.

порядка, получающиеся перестановкой перекладин, а также всевозможными перекрестами вертикальных линий как внутри групп n_1 и n_2 , так и линий группы n_1 с линиями группы n_2 (кроссинг) и суммируя по всем перекладинам, получим окончательно для совокупности диаграмм с $n_1 + n_2$ частицами в t -канале следующую асимптотику:

$$-i \left(\frac{g^2}{m^2}\right)^{m_2} [K_0(2\gamma)]^{m_2 - m_1} \left(\frac{2}{\gamma^2}\right)^{m_1 - 1} \left(\frac{1}{8\pi^2}\right)^{m_2 - 1} \times \\ \times \left(\frac{s}{m^2}\right)^{\alpha(n_1, n_2)(0)} \sigma_{n_1 n_2}, \quad (2)$$

где положение особенности определяется неравенством

$$\alpha(n_1, n_2)(0) \geq -n_1 - n_2 + 1 + n_1 n_2 \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{\gamma^2}{m^2} K_0^2(2\gamma), \quad (3)$$

а

$$\sigma_{n_1 n_2} = \left[1 + \exp\left(i\pi\left(-1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{\gamma^2}{m^2} K_0^2(2\gamma)\right)\right)\right]^{n_1 n_2} \quad (4)$$

является сингатурным множителем.

Самым существенным результатом является возникновение в (3) члена с $n_1 n_2$, означающего, что учет многочастичных состояний в t -канале может привести, в принципе, к положительному интерсепту даже в теории поля со скалярными частицами

Формулы (2) – (4) показывают, что мы имеем дело с $n_1 n_2$ эффективными лестницами, зацепленными между собой вдоль всей длины своих ребер.

Несмотря на такое зацепление, каждая из лестниц сохраняет свою индивидуальность, что отражается в виде сингатурного множителя (4).

Особенность (3) является полюсом, ибо в пространстве прицельных параметров частицы, зацепляющие лестницы вдоль всей их длины, не могут уйти на расстояния, большие, чем $1/m$, так что лестницы для любых быстрот не расходятся в этом пространстве.

Итак, если уж говорить об образе померона на языке фейнмановских диаграмм, то он вовсе не описывается диаграммами типа лестницы, а скорее определяется рассмотренными здесь обобщенными мультипериферическими конфигурациями, содержащими большое число связанных лестниц (см. также [5], где развита феноменологическая картина тяжелого померона). Это обстоятельство может быть существенным для целого ряда характеристик множественного рождения. Вопрос о наличии $n_1 n_2$ -эффекта в других теориях с притяжением требует специального рассмотрения.

Мы признательны В.Н.Грибову, О.В.Канчели и Л.Н.Липатову за интересные обсуждения многих аспектов этой работы.

Поступила в редакцию
26 марта 1976 г.

Литература

- [1] S.Mandelstam, Nuovo Cim., 30, 1127, 1963.
 - [2] B.M. Me Coy, T.T. Wu, Phys. Rev., D12, 546, 578, 1975.
 - [3] В.В.Судаков, ЖЭТФ, 30, 87, 1956.
 - [4] I.T.Drummond, I.Halliday, CERN preprints, № 2086, № 2108, 1975.
 - [5] В.Н.Грибов, Материалы 10-й Зимней школы ЛИЯФ АН СССР, 1975 г.
-