Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 4, стр. 239 – 243 *20 февраля 1974 г.*

ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОМЕРОНОВ

А.А.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-Мартиросян

Теория взаимодействия померонов рассмотрена с помощью методов сильной связи [2] и ϵ-разложения [7].

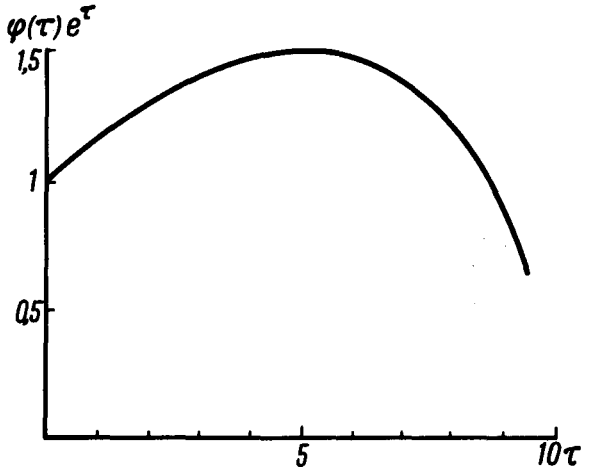
Реджеонная теория поля [1] позволяет представить амплитуды взаимодействия адронов при сверхвысоких энергиях в виде суммы реджеонных диаграмм, в которых происходит интегрирование по поперечным импульсам, $\mathbf{k}_{\perp i}$, проносимым через реджеоны и логарифмам энергии ξ_i, подаваемой на данный виртуальный реджеон. Параметром этого диаграммного разложения является величина $r^2\xi$, где ir – константа взаимодействия реджеонов, а $\xi = \ln E$, E – входная энергия.

Грибов и один из авторов [2] показали, что в асимптотике $r^2\xi >> 1$ возможны два типа решений. Один из них соответствует масштабной инвариантности функций Грина померонов, причем померонному полю следует приписать аномальную размерность, определяемую взаимодействием. Второй вариант, названный слабой связью, соответствует обращению в нуль константы r и казался тем же авторам [2] предпочтительнее с точки зрения s-канальной унитарности. Тщательное изучение следствий этой гипотезы (слабая связь) показало, что в таком случае должно быть запрещено также четырехреджеонное взаимодействие [4] и испускание

частиц помероном [5], а также равны все сечения взаимодействий $\sigma^{(i)}_{tot}(s=\infty) = g_i^2$ различных адронов и т. д. [6]. Эти запреты не вытекают естественным образом из теории. Поэтому мы исследовали забытую альтернативу сильной связи при $\xi \to \infty$ (см. также [3]).

Мы не делали никаких предположений о реджеонных константах и применили к лагранжиану реджеонов ϵ-разложение Вилсона [7] – эффективный численный метод, который в аналогичной проблеме фазовых переходов работает с точностью до нескольких процентов.

В нашем случае этот метод сводится к обобщению теории на нецелую размерность $d = 4 - \epsilon$ пространства прицельных параметров и разложению уравнений ренормгруппы по ϵ. В конечных формулах следует положить $\epsilon = 2$. В этой статье мы суммируем основные результаты – подробности будут опубликованы позднее [3].



Мы подтвердили масштабную инвариантность и обнаружили, что она согласуется с условиями унитарности и с теорией возмущений реджеонов. ϵ-разложение дает следующие соотношения. Амплитуда рассеяния $T(s, t)$ при асимптотической энергии имеет форму

$$\frac{1}{s} T(s, t) = i g^2 Z_0 \xi^{\eta} \phi(-R_0^2 t \xi^{\nu}), \quad \xi = \ln(s/s_0) \tag{1}$$

где

$$\eta = \frac{d}{2}\nu - 2\Delta = \epsilon/12 + 0(\epsilon^2) \cong 1/6 , \tag{2}$$

$$\nu = 1 + \epsilon/24 + 0(\epsilon^2) \cong 13/12, \tag{3}$$

$$\Delta = 1 - \epsilon/4 + 0(\epsilon^2) \cong 1/2 \tag{4}$$

(Δ – размерность померонного поля), Z_0 и R_0 – некоторые масштабные

множители. Универсальная функция $\phi(r)$ тоже может быть разложена по ϵ:

$$e^r \phi(r) = 1 + \frac{\epsilon}{12}\left\{e^{r/2} - 1 + \frac{r}{2}\ln\frac{2}{\gamma} + \left(1 - \frac{r}{2}\right)\int_0^{r/2}\frac{e^x - 1}{x}dx\right\} + 0(\epsilon^2). \tag{5}$$

Здесь $\gamma = 1{,}78$ – константа Эйлера. Эта функция изображена на рисунке.

Полные сечения растут как

$$\sigma_{tot} = g^2 Z_0 \xi^{\eta}, \tag{6}$$

а упругие сечения убывают как

$$\sigma_{el} = \text{const}\ \xi^{-a}, \tag{7}$$

где

$$a = \frac{d}{2}\nu - 2\eta = 2 - \frac{7\epsilon}{12} + 0(\epsilon^2) \cong 5/6. \tag{8}$$

Неупругие амплитуды характеризуются дополнительным индексом δ – динамической размерностью оператора перехода двух реджеонов в частицы $U = \psi^+\psi \sim \xi^{-\delta}$. Соответствующие сечения рождения $n + 2$ частиц убывают как

$$\sigma_{n+2} = \text{const}\ \xi^{-a-n\beta} \tag{9}$$

с

$$\beta = 1 + \frac{d}{2}\nu - 2\delta \tag{10}$$

ϵ-разложение дает для δ и β

$$\delta = 2 - \frac{\epsilon}{3} + 0(\epsilon^2) \cong 4/3, \tag{11}$$

$$\beta = 1 - \epsilon/4 + 0(\epsilon^2) = 1/2. \tag{12}$$

Неупругие сечения здесь гораздо меньше, чем в мультиреджеонной модели [5], благодаря экранировке вершины испускания частиц померон.

Неусиленные вершины N_n тоже экранированы и приводят к малым поправкам, которые мы не приводим здесь из-за нехватки места, и являются асимптотически несущественными.

Подавление реакций с рождением определенного числа частиц означает, что множественность растет с энергией. Используя метод Абрамовского, Грибова и Канчели [8], можно найти перенормированный спектр и перенормированную множественность в форме

$$\frac{dN}{dy} = \rho_0 \frac{\sigma_{tot}(y)\sigma_{tot}(\xi - y)}{g^2\sigma_{tot}(\xi)} \to \rho_0 Z_0[y(1 - y/\xi)]^{\eta}, \tag{13}$$

$$N = \int_0^{\xi} \frac{dN}{dy}\, dy = \rho_0 Z_0 B(1+\eta, 1+\eta)\, \xi^{1+\eta}. \qquad (14)$$

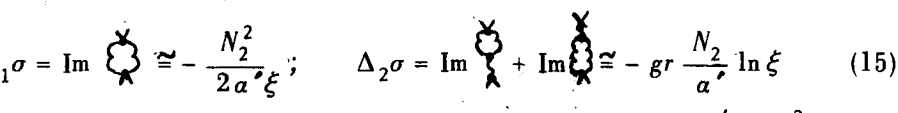
Первое выражение справедливо с точностью до убывающих неусиленных поправок к σ_{tot}, а второе – справедливо только в пределе сильной связи – при $\xi \to \infty$. Теперь рассмотрим рассеяние адронов при существующих энергиях.

В принципе возможно, что сильная связь и масштабная инвариантность имеют место уже при энергиях ISR, т. е. при[1] $\xi \sim 10$. Было бы очень интересно сравнить развитую теорию с соответствующими экспериментальными данными.

Но в этом отношении мы настроены пессимистично и считаем, что, скорее всего, трехпомеронное взаимодействие приводит к малым поправкам при достижимых энергиях. Оценки [10] трехпомеронной константы r на основе данных ISR [9] дают значение $r/\sqrt{\alpha'} \sim 1/10$, таким образом, параметр разложения $r^2/4\alpha'$ меньше, чем постоянная тонкой структуры.

Соответствующая усиленная поправка[1] к полному сечению увеличивается на 2% при энергиях ISR.

Вклад неусиленных графиков



$$\Delta_1\sigma = \mathrm{Im} \cong -\frac{N_2^2}{2\alpha'\xi}; \qquad \Delta_2\sigma = \mathrm{Im} + \mathrm{Im} \cong -gr\frac{N_2}{\alpha'}\ln\xi \qquad (15)$$

может быть предсказан с использованием значения $N_2 \cong 1{,}3g^2$, которое было найдено [11] для NN-взаимодействия из данных по дифракционному образованию частиц, и $g^2 = 5\ (Гэв/c)^{-2}$ [12].

Первый член[2] $\Delta_1\sigma$ дает 4%-ное возрастание σ_{tot} при энергиях ISR[1] $\xi \sim 10$, тогда как второй член дает такое же убывание σ_{tot}, таким образом эффект исчезает.

Предполагая, что оставшиеся поправки еще меньше, мы придем к 2%-ному возрастанию σ_{tot} при энергиях ISR, благодаря усиленной поправке, тогда как последние данные дают 10%-ное возрастание. Мы надеемся, что последующие эксперименты сделают ситуацию более ясной. Отметим, также, что наши оценки неусиленных диаграмм при современных энергиях не являются вполне строгими из-за незнания величины констант многореджеонного взаимодействия.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 января 1974 г.

---

[1] Мы представляли везде ξ в форме $\xi = \xi_0 + \ln(s/s_0)$, где $\xi_0 = R^2/\alpha'$ учитывает конечность радиуса померонной вершины; здесь $s_0 = 2\,Гэв^2$ и для NN-взаимодействия [12] $R^2 = 1{,}9 \pm 0{,}3$, $\alpha' = 0{,}4$ в $(Гэв/c)^{-2}$.

[2] Вместе с аналогичным вкладом мультипомеронных неусиленных графиков [10].

Литература

[1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 53, 654, 1967.

[2] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.

[3] А.А.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-Мартиросян (в печати, послано в Phys. Lett. в августе 1973 г.).

[4] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЖЭТФ, 55, 1498, 1968.

[5] И.А.Вердиев, О.В.Канчели, С.Г.Матинян, А.М.Попова, К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 46, 1700, 1964.

[6] В.Н.Грибов. Труды XVI Конференции по физике высоких энергий, 3, 1491, 1973.

[7] K.G.Wilson. Phys. Rev. Lett., 28, 548, 1972; Phys. Rev., 1973.

[8] В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели. Труды XVI Конференции по физике высоких энергий, 1, 389, 1973.

[9] M.G.Albrow et al. Nucl. Phys., B51, 388; B54, 6, 1973; M.Derrick. Report on International Seminar, Dubna, 1973.

[10] А.Б.Кайдалов, Ю.Ф.Пирогов, Н.Л.Тер-Исаакян, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ, 17, 626, 1973; А.Б.Кайдалов, К.А.Тер-Мартиросян. Nucl. Phys., (в печати)

[11] А.Б.Кайдалов. ЯФ, 13, 1971.

[12] К.Г.Боресков и др. Nucl. Phys., B40, 307, 1972.