

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ ПОМЕРОНА С $\alpha(0) > 1$

Б.З.Копелювич, Л.И.Липидус

Показано, что в партонной модели (ПМ) значения трехпомеронной константы λ и интерсепта померона $\Delta = \alpha(0) - 1$ связаны соотношением $\lambda = \Delta$. По этой причине в реджеонной теории поля оказывается невозможным критическое поведение. Соображения ПМ позволяют разделить области применимости подходов Карди [1 — 5] и Аматти с сотрудниками [6, 7]. В последнем случае полные сечения асимптотически падают.

1. В последние годы достигнут значительный прогресс в реджеонной теории (РТП). Рассмотренные теоретические схемы отличаются значениями двух основных параметров: интерсепта померона $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$ и трехпомеронной константой связи λ . Известны следующие подходы: вариант слабой связи [8] $\Delta = \lambda = 0$; критический режим [9], который реализуется при значении $\Delta = \Delta_c \approx \lambda^2 \ln \lambda^2$; схемы с $\Delta > \Delta_c$. В последнем случае развито два подхода, существенно отличающиеся результатами. В одном из них [6, 7] учитывается только трехпомеронное взаимодействие, в другом [1 — 5] добавлены все многопомеронные константы связи.

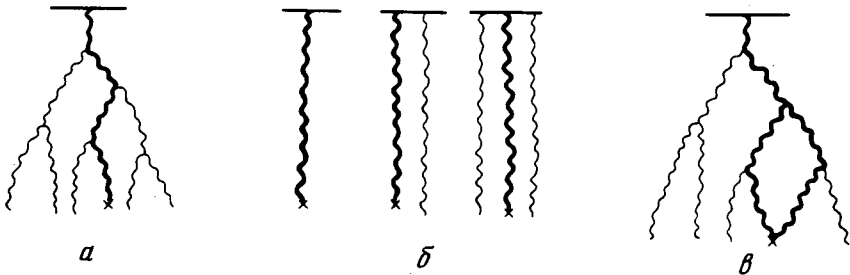
В настоящей статье проведена интерпретация графиков РТП с точки зрения партонной волновой функции адрона и получен ряд ограничений на отмеченные выше теоретические схемы.

2. Покажем, что партонная модель (ПМ) [10, 11] приводит к строгому соотношению в схемах с трехпомеронным взаимодействием¹⁾:

$$\Delta = \lambda. \quad (1)$$

Партонная волновая функция быстрого адрона определяется суммой вкладов партонных гребенок, образующих различные конфигурации, примеры которых показаны на рисунке. Крестами отмечены те медленные партоны, которые провзаимодействовали с мишенью. Партонные гребенки, которые после взаимодействия "рассыпались", т. е. образовали реальные адроны, показаны жирной линией. Тонкими линиями отмечены те гребенки, которые не приняли участия во взаимодействии. Они играют роль вакуумных флуктуаций. Для того, чтобы получить вклад затравочного померона в амплитуду рассеяния в партонной волновой функции адрона, следует выделить лишь графики, не содержащие слияния гребенок $2 \rightarrow 1$ (рисунок). Кроме того нужно ограничиться импульсным приближением в амплитуде взаимодействия мишени с системой медленных партонов. Поскольку вклад затравочного померона в полное сечение растет как $\exp(\xi \Delta)$, где $\xi = \ln(s/s_0)$, то отсюда следует, что среднее число медленных партонов в адроне должно расти с энергией [11]

$$\langle n(\xi) \rangle_{wee} = e^{\xi \Delta}. \quad (2)$$



Из лоренц-инвариантности следует, что относительный вес графиков неусиленного типа, показанных на рис. 1, б, не может расти с ξ . Поэтому эти графики не способны обеспечить рост числа медленных партонов (2). Остаются только графики древесного типа (рис. 1, а). Поскольку вероятность деления одной гребенки на две по определению равна λ , то мы можем написать уравнение

$$\partial \langle n \rangle_{wee} / \partial \xi = \lambda \langle n \rangle_{wee}. \quad (3)$$

Из сравнения (2) и (3) получаем соотношение (1).

3. Эффективные значения Δ и λ находятся из экспериментальных данных. Значение Δ определяется данными о росте полных сечений вза-

¹⁾ Нормировка λ здесь соответствует трехпомеронному члену в Лагранжионе РТП вида: $i \lambda \psi^+ \psi (\psi + \psi^+)$.

имодействия адронов. При этом пренебрегается вкладом усиленных графиков, т. е. считается, что $\lambda \ll 1$. Найденное [2 — 4] значение равно $\Delta \cong 0,07$. Отсюда и из (1) следует, что λ действительно мало, так что этот способ определения Δ самосогласован.

Значение трехмерной эффективной константы определяется данными об инклюзивном сечении в трехрежеонной области [12]. Однако, вклад разрезов в таких процессах может быть весьма велик [13] и найденное значение $\lambda_{\text{эфф}}$ может сильно отличаться от λ . По определению $\lambda_{\text{эфф}} = [8\pi/\alpha_p (\sigma_{pp}^{\text{tot}})^3]^{1/2} G_{ppp}$, где G_{ppp} определена в [12], а $G_{ppp}(0) = 3,2 \text{ мбн}/\Gamma\varepsilon^2$. Подставив сюда $\alpha'_p = 0,3 (\Gamma\varepsilon/c)^{-2}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{pp} = 40 \text{ мбн}$, находим, что $\lambda_{\text{эфф}} = 0,07$. Поразительная точности, с которой экспериментальные данные удовлетворяют (1), говорит о том, что поправки на перерассеяние в трехрежеонной области компенсируются.

Причины этого пока непонятны.

При определении G_{ppp} в [12] принималось, что $\alpha(0) = 1$. Попытка учесть, что $\alpha > 1$ в трехрежеонной области [14] меняет значение $G_{ppp}(0)$, по-видимому, не более, чем в 1,5 раза.

4. Ввиду малости Δ соотношение (1) не может быть выполнено в случае $\Delta = \Delta_c \approx \lambda^2 \ln \lambda^2$, поэтому критический режим в РТП не возможен.

В работе Аматти и др. [6] асимптотика амплитуды рассеяния находилась в приближении $\Delta \gg \lambda$. Если в результаты этой работы подставить соотношение (1), то очевидным образом оказывается, что полное сечение асимптотически должно падать с энергией степенным образом¹⁾. В партонной модели, тем не менее, сечение должно расти как ξ^2 , и не видно причин, вызывающих падение сечения. Различие с РТП видимо связано с использованием в работе [6] приближенного метода решетки.

5. Использование ПМ позволяет также разрешить следующий парадокс.

В варианте РТП, учитывающем только трехмерное взаимодействие, средний интервал быстроты, проходимый помероном без взаимодействия, равен $1/\Delta$ [7]. Поэтому добавление других многомерных констант g_{mn} не скажется на результатах, если эти константы малы: $g_{mn} \ll \lambda$ (в нормировке работы [1] $g_{21} = 2\lambda$). При этом условии рассматриваемый вариант РТП самосогласован.

С другой стороны, схема, предложенная Карди [1], при тех же условиях приводит к совершенно иным результатам [2 — 5].

В работе [2] было показано, что в схеме Карди происходит эффективная перенормировка величины $\Delta \rightarrow \Delta_0 = \Delta - g_{11}$. Таким образом, результаты этой схемы [1 — 5] справедливы при условии $\Delta_0 > 0$. В РТП знак Δ_0 выяснить невозможно, но ПМ позволяет это сделать. Соотношение (1) в данном случае заменится на

$$\Delta = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{n-1}{n!} g_{1n} \quad (4)$$

¹⁾ Мы благодарны М.Г. Рыскину за разъяснение вопросов, связанных с работой [6].

Если g_{mn} взять в эйкональном виде $g_{mn} = g_{00} g^{m+n}$, то из (4) получим

$$\Delta_0 = g_{00} g(g-1) (e^g - 1). \quad (5)$$

Таким образом, результаты схемы Карди справедливы только при $g > 0$, а вариант Амати имеет смысл лишь при $g \ll 1$. Этим разъясняется парадокс. Заметим, что оценки [2] в однопионной модели дают $g \approx 1$.

Мы благодарны Алексею Замолодчикову за стимулирующие обсуждения, а также Н.Н. Николаеву и М.Г. Рыскину за интерес и полезные замечания.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
27 мая 1978 г.

Литература

- [1] J.L. Cardì. Nucl. Phys., B75, 413, 1974.
- [2] Б.З. Копелиович, Л.И. Лапидус. ОИЯИ Е2-9537, Дубна, 1976; ЖЭТФ, 71, 61, 1976.
- [3] М.С. Дубовиков, К.А. Тер-Мартirosян. Препринт ИТЭФ-37, Москва, 1976.
- [4] М.С. Дубовиков и др. Nucl. Phys., B123, 147, 1977.
- [5] М.С. Дубовиков, К.А. Тер-Мартirosян. Nucl. Phys., B124, 1163, 1977.
- [6] D. Amati, L. Caneschi, R. Jengo. Nucl. Phys., B101, 397, 1975; V. Alessandrini, D. Amati, R. Jengo. Nucl. Phys., B108, 425, 1976; D. Amati et al. Nucl. Phys., B112, 107, 1976; B114, 483, 1976.
- [7] M. Giaffoni, G. Marchesini. Nucl. Phys., B109, 261, 1976.
- [8] В.Н. Грибов. ЯФ, 17, 603, 1973.
- [9] А.А. Мигдал, А.М. Поляков, К.А. Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, 67, 84, 1974; H.D.I. Abarbanel, J.V. Bronzan. Phys. Rev., D9, 2397, 1974.
- [10] В.Н. Грибов. Материалы Восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1973, ч. II, стр. 5.
- [11] P. Grassberger. Nucl. Phys., B215, 83, 1977.
- [12] Ю.М. Казаринов и др. ЖЭТФ, 70, 1152, 1976.
- [13] В.А. Абрамовский. Письма в ЖЭТФ, 23, 228, 1976.
- [14] S.-Y. Chu et al. Phys. Rev., D13, 2967, 1976.