

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ АДРОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ Q^2 И ЭФФЕКТЫ КОНФАЙНМЕНТА

А.Б.Кайдалов

Изучается влияние эффектов, связанных с невылетанием кварков на поведение электромагнитных формфакторов адронов при больших Q^2 . С помощью топологического разложения и модели цветной трубки показано, что зависимость формфакторов от Q^2 определяется пересечениями траекторий полюсов Редже. Эффекты связанные с испусканием жестких глюонов учитываются по теории возмущений. Получено хорошее описание магнитного формфактора нуклона.

Изучение электромагнитных формфакторов адронов $F(Q^2)$ позволяет получить важную информацию о структуре адронов и характере взаимодействия составляющих их кварков. Поведение $F(Q^2)$ при больших Q^2 обсуждается обычно на основе модели кваркового счета [1], в которой $F(Q^2) \sim (Q^2)^{1-n}$, где n — число элементарных составляющих адрона. В последнее время результаты кваркового счета и логарифмические поправки к ним были получены [2] в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД).

В данной статье отмечается важная роль эффектов, связанных с невылетанием кварков и глюонов, для $F(Q^2)$ при больших Q^2 . Хотя проблема конфайнмента в КХД пока не решена, тем не менее существуют различные модели конфайнмента и подходы к описанию сильных взаимодействий на больших расстояниях с помощью кварков и глюонов. К числу таких подходов относятся топологическое (\mathbb{A}/N_f) разложение (ТР) [3—5] и модели мешков и струн [6—8].

Обсудим пространственно-временную картину взаимодействия адронов при высоких энергиях, соответствующую планарным диаграммам ТР, используя модель цветной трубки. Для того, чтобы выделить планарные диаграммы, удобно рассмотреть процесс с изменением квантовых чисел в t -канале (например $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$). Поскольку аннигилируют кварки, которые являются медленными в данной системе координат (в дальнейшем используется система ЦИ), то для того, чтобы процесс произошел необходимо, чтобы реализовались редкие конфигурации кварков-партонов в адронах, когда быстроты q и \bar{q} в одном адроне сильно отличаются, $-(y_q - y_{\bar{q}}) \approx \frac{1}{2} \ln s/m^2$. При столкновении адронов

медленные кварки аннигилируют, а быстрые кварки- "спектаторы" продолжают двигаться в прежнем направлении. Хромоэлектрическое поле кварков приводит к возникновению цветной трубки, которая затем делится на две части за счет рождения пары $q\bar{q}$ из вакуума. Этот процесс, как правило, продолжается и наиболее вероятная конфигурация содержит $\sim y_a - y_b \equiv \xi$ адронов. Сечение такого процесса, сопровождающегося аннигиляцией валентных кварков, $-\sigma_{ab \rightarrow x}^{(ан)}$ (которому соответствует разность сечений физических процессов, — например

$$\sigma_{\pi^+\pi^-}^{(tot)} - \sigma_{\pi^+\pi^+}^{(tot)}) \text{ можно записать следующим образом}$$

$$\sigma_{ab \rightarrow x}^{(ан)}(y_a - y_b) = w(y_{q_a} - y_{\bar{q}_a}) w(y_{q_b} - y_{\bar{q}_b}) \sigma_{\bar{q}_a q_b} W_{q_a \bar{q}_b \rightarrow x} \quad (1)$$

где $w(y_{q_i} - y_{\bar{q}_i})$ — вероятность обнаружить в адроне кварки с заданным значением $y_{q_i} - y_{\bar{q}_i} \gg 1$, $\sigma_{\bar{q}_a q_b} \sim 1/m^2$ — сечение аннигиляции

медленных кварков, $W_{q_a \bar{q}_b \rightarrow x}$ — вероятность превращения быстрых

кварков в адроны, которую естественно считать равной единице. Поскольку результат не должен зависеть от выбора системы координат (т. е. величины $y_{\bar{q}_a} \approx y_{q_b}$), то

$$w(y_{q_a} - y_{\bar{q}_a}) w(y_{q_b} - y_{\bar{q}_b}) = C w(y_{q_a} - y_{\bar{q}_b}) \approx C w(y_a - y_b) \quad (2)$$

и следовательно при $y_q - y_{\bar{q}} \gg 1$

$$w(y_q - y_{\bar{q}}) = C \exp[-\beta (y_q - y_{\bar{q}})] \quad (3)$$

Повторяя те же рассуждения в пространстве прицельных параметров \mathbf{b} получим

$$w(y_q - y_{\bar{q}}, \mathbf{b}_q - \mathbf{b}_{\bar{q}}) = \frac{C \exp[-\beta (y_q - y_{\bar{q}})]}{4\pi\alpha'(y_q - y_{\bar{q}})} \exp\left[-\frac{(\mathbf{b}_q - \mathbf{b}_{\bar{q}})^2}{4\alpha'(y_q - y_{\bar{q}})}\right] \quad (4)$$

Таким образом $\text{Im} f^{(ан)}(\xi, b^2)$ имеет обычный реджевский вид и сравнивая его с вкладом вторичных полюсов Редже a_R ($R = \rho, A_2, \omega, f$) можно выразить параметры β и α' в формуле (4) через пересечение и наклон этих полюсов

$$\beta = 1 - a_R(0); \quad \alpha' = \alpha'_R(0). \quad (5)$$

Вероятность двухчастичного конечного состояния (например $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$) пропорциональна $w(\xi, b^2)$ и характеризует тот редкий процесс, когда цветная трубка, разделившись на две части, дает два адрона в конечном состоянии.

Процесс $\pi^+\pi^- \rightarrow N\bar{N}$ отличается от рассмотренного случая тем, что при делении цветной трубки возникают дикварк qq и $\bar{q}\bar{q}$, образующие с разлетающимися q и \bar{q} нуклон и антинуклон. Амплитуда такого процесса описывается при высокой энергии обменом барионными траекториями Редже $a_B(t)$ в t -канале. Поэтому для вероятности разрыва

трубки на $N\bar{N}$ получим

$$w_{N\bar{N}} = \frac{\sigma_{ab \rightarrow N\bar{N}}}{\sigma_{ab \rightarrow x}^{(ан)}} \sim \frac{1}{\alpha_B^2 \xi} \exp \{ [-2(1 - \alpha_B(0)) + (1 - \alpha_R(0))] \xi \}. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь процесс e^+e^- -аннигиляции в адроны при больших Q^2 . В этом случае пара $q\bar{q}$ рождается из вакуума виртуальным фотоном. Разлетающиеся q и \bar{q} образуют цветную трубку и рождение адронов происходит также как в рассмотренном выше случае адрон-адронных взаимодействий.

В рамках такого подхода формфактора адронов $F(Q^2)$ при больших Q^2 оказываются связанными с пересечениями траекторий полюсов Редже, поскольку вероятность обнаружить два мезона в конечном состоянии выражается через функцию $w(Q^2, 0)$ (4)

$$\frac{\sigma_{ab \rightarrow M\bar{M}}}{\sigma_{ab \rightarrow x}^{(ан)}} = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow M\bar{M}}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow x}} \sim w(Q^2, 0); \quad Q^2 \gg m^2. \quad (7)$$

Отсюда для формфактора мезона¹⁾ получим

$$F_M(Q^2) \approx \frac{C}{\sqrt{\alpha_R^* \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)^{\frac{1 - \alpha_R(e)}{2}}}}. \quad (8)$$

Такое поведение $F_M(Q^2)$ отличается от предсказания модели кваркового счета [1] и расчетов КХД по теории возмущений [2].

В случае формфактора нуклона, используя формулу (6), получим

$$F_N(Q^2) = \frac{C_1}{\sqrt{\alpha_N^* \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)^{\frac{1 - 2\alpha_N(o) + \alpha_R(o)}{2}}}}. \quad (9)$$

Учтем теперь, что в КХД кварки имеют формфактор определим вероятность образования коллинеарной $q\bar{q}$ -конфигурации, приводящей к цветной трубке. Она возникает в том случае, когда на первой стадии процесса на малых расстояниях не будет испущено ни одного жесткого глюона с поперечным импульсом $p_{\perp} > Q_1$, где Q_1 — характерный поперечный импульс кварков в адроне. Вероятность такого события может быть вычислена по теории возмущений и определяется выражением

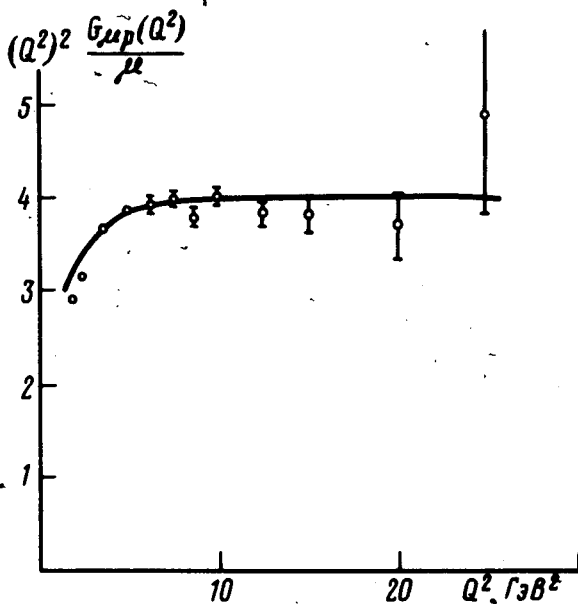
$$S(Q^2) = \exp\left(-\frac{8}{3} \zeta(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_1^2}\right) = \frac{1}{\left(\frac{Q^2}{Q_1^2}\right)^{\frac{8}{3} \zeta(Q^2)}}, \quad (10)$$

¹⁾Для переходов с сохранением спиральности (например для $F(Q^2)$ псевдоскалярных мезонов) выражение (8) следует умножить на дополнительный фактор $(Q_0^2/Q^2)^{1/2}$ [9].

где

$$\zeta(Q^2) = \frac{1}{9} \ln \frac{\alpha_S(Q_1^2)}{\alpha_S(Q^2)}; \quad \alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{9} \frac{1}{\ln(Q^2/\lambda^2)}$$

Формулы (8), (9) для $F(Q^2)$ должны быть умножены на дополнительный фактор $S(Q^2)$ и рассмотренный механизм приводит асимптотически при $Q^2 \rightarrow \infty$ к более быстрому падению $F(Q^2)$, чем механизм обмена минимальный числом глюонов. Следует однако иметь в виду, что при существующих $Q^2 \lesssim 10^3$ ГэВ² величина $S(Q^2)$ меняется еще не очень быстро ($^{8/3}\zeta(Q^2) \approx 0,3 \pm 0,5$) и рассмотренный механизм может давать значительный вклад в формфакторы адронов. На рисунке приведено



описание экспериментальных данных о формфакторе нуклона на основе формул (9), (10). Параметры λ и Q_1 были выбраны равными 0,3 и 0,5 ГэВ соответственно (результат не сильно зависит от величины свободных параметров). Теоретическая кривая не только воспроизводит приближенную зависимость $1/Q^4$, но и правильно описывает отклонения от этого поведения. Формфактор π -мезона также хорошо описывается в рассматриваемой модели.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
17 августа 1980 г.

Литература

- [1] S.J.Brodsky, G.R.Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973; V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.V.Tavkhelidze. Lett., Nuovo Cim., 7, 719, 1973.
- [2] G.R.Farrar, J.D.Jackson. Phys. Rev. Lett., 43, 246, 1979; G.P.Lepage, S.J.Brodsky. Phys. Rev. Lett., 43, 545, 1979; A.F.Efremov, A.V.Radushkin. Preprint JINR E2-11983, 1979.
- [3] G.Veneziano. Nucl. Phys., B74, 365, 1974; B117, 519, 1976.

- [4] Chan Hong Mo et al. Nucl. Phys., B86, 479, 1975; B92, 13, 1975.
- [5] G.F.Chew, C.Rosenzweig. Phys. Rep., 41C, 263, 1978.
- [6] A.Casher, J.Kogut, L.Sussind. Phys. Rev. Lett., 31, 792, 1973.
- [7] A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn. Phys. Rev., D10, 2599, 1974.
- [8] A.Callan, R.Dashen, D.J.Gross. Phys. Rev., D17, 2717, 1978; D19, 1826, 1979.
- [9] F.Ravndal. Phys. Lett., 47B, 67, 1973.
-