

МЕЗОНЫ ИЗ ГЛЮОНОВ

И.Ю.Кобзарев, Б.В.Мартемянов, М.Г.Щепкин

В рамках модели мешков MIT вычислена масса мезона (глюония), не содержащего кварков и состоящего из одних глюонов. Рассматриваются адроны, в состав которых наряду с кварками входят валентные глюоны.

Обсуждаемые сейчас модели сильных взаимодействий исходят из предположения о существовании наряду с кварками бозонных глюонных полей. Тогда возникает вопрос о существовании мезонов не содержащих пар кварк – антикварк и состоящих из одних глюонов. Возможность существования мезона такого типа (так называемого глюония) обсуждалась в литературе с различных точек зрения [1 – 6].

В настоящее время есть серьезные основания считать, что справедлива так называемая стандартная модель адронов (SM). Согласно этой модели адроны состоят из цветных кварков, взаимодействие между которыми описывается цветными полями Янга – Миллса (ЯМ). Соответствующая теория получила по аналогии с квантовой электродинамикой (QED) название QCD (квантовая хромодинамика). В QCD глюонное состояние

простейшего типа – квант октетного цветного ЯМ поля – не может существовать согласно принимаемому в SM предположению о том, что наблюдаемый спектр содержит только белые состояния. Поэтому простейшее белое состояние глюония представляет собой систему из двух глюонов [2]. Ниже мы вычислим массу такого состояния в модели мешков MIT [7 – 10]. Эта модель может рассматриваться как феноменологическое количественное описание системы запертых цветных кварков и глюонов и дает хорошие результаты для низколежащих адронных состояний обычного типа. Можно поэтому надеяться на то, что излагаемые ниже результаты для глюония также окажутся близкими к действительности.

Мы будем рассматривать два валентных глюона, "запертых" в мешке радиуса R . Взаимодействие между глюонами содержит малую константу [11] $g^2/4\pi = 0,23$, поэтому мы им пренебрежем. Тогда в нулевом приближении валентные глюоны будут вести себя как восьмерка безмассовых абелевых полей, для которых справедливы уравнения Максвелла и условие невылетания

$$n_\mu F_{\mu\nu}^a = 0, \quad (r = R), \quad (a = 1, 2, \dots, 8). \quad (1)$$

Масса глюония имеет вид

$$M = \frac{2x_g}{R} + BV - \frac{Z_0}{R}. \quad (2)$$

Здесь V – объем мешка, константы B и Z_0 есть основные параметры модели MIT, равные согласно параметризации [11]

$$B^{1/4} = 0,169 \text{ Гэв}, \quad Z_0 = 1,65.$$

Первый член в (2) есть сумма энергий глюонов, каждая из которых равна x_g/R . Для того, чтобы найти M , вычислим минимальное x_g , совместимое с (1), и минимизируем (2) по R . Тогда

$$M = \frac{4}{3} (4\pi B)^{1/4} (2x_g - Z_0)^{3/4}. \quad (3)$$

Состояния глюона внутри мешка, также как состояния фотона, описываются продольными и поперечными шаровыми векторами [12]. Для глюона магнитного типа с моментом j "электрическое" и "магнитное" поля имеют вид

$$E_M^a = C j_j(\omega r) Y_{jjm}(\mathbf{n}) \chi^a,$$

$$B_M^a = C \left[\sqrt{\frac{j}{2j+1}} j_{j+1}(\omega r) Y_{j,j+1,m}(\mathbf{n}) - \sqrt{\frac{j+1}{2j+1}} j_{j-1}(\omega r) Y_{j,j-1,m}(\mathbf{n}) \right] \chi^a. \quad (4)$$

Для глюонов электрического типа $E_E^a = -V_M^a$ и $V_E^a = E_M^a$. Здесь $j_j(\omega r)$ — сферические функции Бесселя, ω — энергия глюона, Y_{jlm} — шаровые вектора, X^a — цветовая волновая функция глюона, C — нормировочный коэффициент. В терминах полей E^a и V^a граничное условие (1) имеет вид

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^a = 0, \quad (5a)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{V}^a = 0. \quad (5b)$$

Для глюонов магнитного типа с моментом $j = 1$ эти условия приводят к следующему уравнению для $x = \omega R$:

$$\operatorname{ctg} x = \frac{1}{x} - x. \quad (6)$$

Для глюонов электрического типа с $j = 1$:

$$\operatorname{tg} x = x. \quad (7)$$

Первый положительный корень уравнения (6) для глюонов магнитного типа $x = x_g = 2,743$. Положительные корни уравнения (7) лежат выше этого значения. Состояния с моментами $j > 1$ также соответствуют более высоким значениям ωR . Поэтому состояние глюона магнитного типа с энергией $\omega = x_g/R$ и моментом $j = 1$ является основным. Численно масса основного состояния глюония согласно (3) равна:

$$M = 1,15 \text{ Гэв}.$$

Это состояние обладает квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$. При этом предполагается, что сам мешок обладает квантовыми числами вакуума.

Рассмотрим далее мезоны, составленные из кварков и одного глюона $q\bar{q}g$ (g означает глюон). Аналогичных белых барионов $qqqg$, как показано в работе [2], не существует, если кварки находятся в основном s -состоянии. Ясно, что среди мезонов $q\bar{q}g$ есть частицы, обладающие теми же квантовыми числами, что и "обычные" мезоны $q\bar{q}$. Между ними возникают переходы $q\bar{q}g \rightarrow q\bar{q}$, причем амплитуды этих переходов линейны по константе кварк-глюонного взаимодействия g . С учетом этих переходов массы диагональных состояний гамильтониана равны:

$$\mu_1 = m_1 - \frac{m_{12}^2}{m_2 - m_1}, \quad \mu_2 = m_2 + \frac{m_{12}^2}{m_2 - m_1}.$$

Здесь m_1 и m_2 — массы мезонов $q\bar{q}$ и $q\bar{q}g$ в нулевом порядке по константе g , m_{12} — матричный элемент перехода $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$. Таким образом видно, что существование состояний $q\bar{q}g$ при наличии переходов $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$ приводит к появлению поправок к спектру легких мезонов, причем эти поправки пропорциональны g^2 . Напомним, что учет одноглюонного обмена между кварками на малых расстояниях также приводит к поправкам порядка g^2 .

Авторы благодарны М.Б.Волошину и А.Д.Долгову за полезное обсуждение.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14 мая 1977 г.

Литература

- [1] H.Fritzsch, M.Gell-Mann. Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics, Chicago, 1972. Vol. 2, p.135, 1972.
 - [2] H.Fritzsch, P.Minkowski. Nuovo Cim., 30A, 393, 1975.
 - [3] И.Ю.Кобзарев. Третья школа физики ИТЭФ, вып. 1, стр. 28, 1975.
 - [4] N.A.Voronov, I.Yu.Kobzarev. Preprint ИТЕФ-155, 1976.
 - [5] А.И.Вайнштейн, Л.Б.Окунь. ЯФ, 23, 1347, 1976.
 - [6] Н.А.Воронов, И.Ю.Кобзарев. Письма в ЖЭТФ, 24, 576, 1976.
 - [7] A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.V.Thorn, V.F.Weisskopf. Phys. Rev., 9D, 3471, 1974.
 - [8] K.Johnson. Acta Physica Polonica, B6, 865, 1975.
 - [9] T.DeGrand, R.L.Jaffe, K.Johnson, J.Kiskis. Phys. Rev., 12D, 2060, 1975.
 - [10] V.F.Weisskopf. Preprint CERN, TH. 2068, 1975.
 - [11] I.Yu.Kobzarev, V.Yu. Mat'ev, M.G.Schepkin. Preprint ИТЕФ-1, 1977; Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, vol. 1, p.C105, Dubna 1977.
 - [12] А.И.Ахизер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, М., изд. Наука, 1969, гл. 1.
-