Краткие сообщения по физике № 12-1985 г.

УДК 539.126

ГЛЮОНИЙ И ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ ИЗ УРАВНЕНИЯ КЛЕЙНА – ГОРДОНА

А.А. Быков, А.Д. Миронов, И.И. Ройзен

В рамках подхода, учитывающего релятивистскую кинематику, найден вид траекторий померона и векторных мезонов во времени-подобной области. Выяснена причина качественного различия их свойств при малых энергиях и получена оценка масс и размеров тензорного глюония и легких векторных мезонов.

В свое время малость наклона траектории померона ($0{,}2 \div 0{,}3$ ГэВ$^{-2}$) по сравнению с более или менее универсальным наклоном невакуумных траекторий Редже ($0{,}8 \div 1{,}0$ ГэВ$^{-2}$) явилась неожиданностью, а затем этот факт получил удовлетворительное косвенное объяснение /1, 2/, опиравшееся на то, что t-канальный вакуум дуален s-канальному нерезонансному фону, в котором существенны довольно тяжелые кластеры (файрболы), а средняя масса последних и наклон траектории померона обратно пропорциональны. В данной работе обсуждается возможность качественной интерпретации упомянутого различия посредством прямого рассмотрения свойств двухчастичных резонансов в t-канале – кваркония в случае невакуумных и глюония в случае вакуумных траекторий. С этой точки зрения различие наклонов обусловлено неодинаковостью эффективных масс соответствующих коституентных частиц – кварков q и глюонов g.

Вопрос исследуется в рамках уравнения Клейна – Гордона, т.е. в пренебрежении рождением частиц с запаздыванием, но с учетом релятивистской кинематики *, поэтому физический смысл можно придавать только собственным значениям (но не волновым функциям). Наинизшим считаем состояние с полным спином $S = 0$ (так что $J \equiv L + S = L$) и пренебрегаем спин-орбитальным взаимодействием, претендуя только на описание достаточно больших расстояний.

* Такой подход к рассмотрению некоторых релятивистских задач был впервые предложен И.Т. Тодоровым /3/ и с успехом применялся для исследования качественных вопросов /4/. Это уравнение ничем не хуже уравнения Брейта, и в ряде случаев с ним удобнее работать.

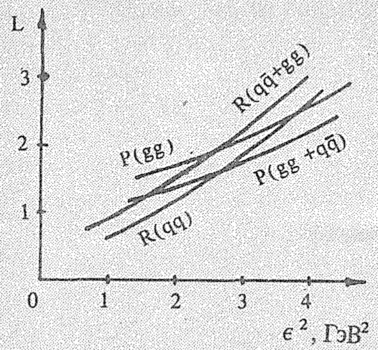
В рамках сформулированных предположений можно использовать понятие релятивистского потенциала, который выбирался в простейшей форме как сумма кулоновской и удерживающей частей: $V(r) = -\alpha_s/r + Kr$. Чтобы избежать парадокса Клейна, приводящего к неустойчивости решений уравнения Клейна – Гордона относительно рождения новых частиц, следуя работам /4, 5/, включим кулоновское взаимодействие в векторную, а взаимодействие, обеспечивающее конфайнмент, в скалярную часть потенциала (как зависящую от расстояния добавку к массе конституента: $2m \to 2m + Kr$). В результате уравнение Клейна – Гордона записывается следующим образом:

$$\left\{(p_\mu - A_\mu)^2 - (2m_i + Kr)^2\right\}\psi = 0, \tag{1}$$

где $A_\mu = (-\alpha_s/r, 0)$; m_i $(i = q, g)$ – массы конституентного кварка $m_q = 0{,}3$ ГэВ и конституентного глюона $m_g = 0{,}7$ ГэВ. Отсюда для радиальной части $F(r)$ волновой функции задачи на собственные значения ($\psi = rF(r) \times \Phi(\theta, \varphi)\exp(-i\epsilon t)$) получаем:

$$\left\{\frac{d^2}{dx^2} + \frac{C_i^2\alpha_s^2 - 4L(L+1)}{x^2} + \frac{2C_i\alpha_s}{x}E - \kappa_i^2x^2 - 4\kappa_i x + E^2 - 4\right\}F = 0, \tag{2}$$

где $x = m_i r$; $E = \epsilon/m_i$; ϵ – собственная энергия связанного состояния; $\kappa_i = K/m_i^2$; Kr – удерживающий потенциал; α_s – "константа" связи в КХД; $C_q = 4/3$ и $C_g = 3$ – собственные значения оператора Казимира соответственно для фундаментального и присоединенного представлений группы $SU(3)$. В результате решения уравнения (2) на собственные значения получатся траектории Редже $L_i = L_i(\epsilon^2)$. Поскольку асимптотическая свобода для исследуемого вопроса несущественна, величина α_s полагалась константой, причем такой, чтобы обеспечить разумные значения интерсептов для траектории померона и векторных мезонов. На языке уравнения (2) это означает, что $C_i^2\alpha_s^2 - 4L(L+1) = 0{,}25$ при $L \cong 0{,}5$ для $i = q$ и при $L \cong 1$ для $i = g$, так как при этом соотношении $\epsilon = E = 0$, а при дальнейшем уменьшении L решения становятся неустойчивыми относительно падения на центр. Что касается коэффициента K, то очевидный классический аналог уравнения (1), который был рассмотрен в работе /4/ и должен быть справедлив при $L \gg 1$, приводит к соотношению $K = 0{,}25(L')^{-1}$, где L' – наклон траектории в той области, где она линейна по ϵ^2. Следуя гипотезе асимптотической планарности /6/, мы полагали, что при больших L (и, следовательно, ϵ) наклон L' универсален и приблизительно равен известному из эксперимента наклону невакуумных траекторий вблизи интерсепта, $L' \cong 1$ ГэВ$^{-2}$.



Р и с. 1. $P(gg)$ и $R(q\bar{q})$ – траектории померона и векторных мезонов в "чистом" варианте; $P(gg + q\bar{q})$ и $R(q\bar{q} + gg)$ – то же в "смешанном" варианте.

На рис. 1 представлены результаты численного решения уравнения (2) при радиальном квантовом числе $n_r = 0$ * для траекторий, отвечающих померону-глюонию P (наинизший резонанс J = L = 2) и векторным мезонам-кваркониям R** (наинизший резонанс J = L = 1). Помимо "чистого" варианта, в котором глюоний состоит из двух глюонов, а кварконий – из $q\bar{q}$-пары, рассмотрен вариант, когда глюоний представляет собой паритетную суперпозицию gg- и $q\bar{q}$-состояний, а в кварконии имеется десятипроцентная примесь gg-состояний. В обоих случаях полагалось для определенности $L_P(0) = 1{,}2$, чему в "чистом" варианте отвечает $L_R(0) = 0{,}35$ и $a_s = 1{,}1$, а в смешанном $L_R(0) = 0{,}57$ и $a_s = 1{,}3$. Кроме того, во втором варианте вместо собственных значений оператора Казимира в качестве C_i использовались взвешенные соответствующим образом значения $C_P = 2{,}17$, $C_R = 1{,}5$.

Не претендуя на хорошее количественное согласие, мы видим, что даже в принятом здесь грубом приближении качественное различие между свойствами P- и R-траекторий обозначилось вполне определенно: при малых энергиях $0{,}7 \lesssim \epsilon \lesssim 1{,}5$ ГэВ померонная траектория значительно более полога (примерно вдвое), чем мезонная. Причина этому – возрастающая роль массовых поправок к релятивизму. К сожалению, мы не можем подойти ближе к наиболее интересной точке $\epsilon = 0$, так как при этом становятся очень существенными малые расстояния, где принятые в уравнении (2) приближения недопустимы.

*Значения $n_r > 0$ отвечают дочерним траекториям.

** Эффекты, нарушающие вырождение траектории векторных мезонов, здесь не рассматриваются.

В заключение отметим, что предложенный подход приводит к весьма удовлетворительным значениям масс тензорного глюония $M_p(L = 2) \cong$ $\cong 1{,}7 \div 1{,}8$ ГэВ (θ-мезон) и легкого векторного кваркония $M_R \cong 1$ ГэВ. Оценим соответствующие эффективные размеры, используя метод /7/, который приводит к следующему результату:

$$L' \equiv \frac{dL}{d\epsilon^2} = \frac{C\alpha_s\langle x^{-1}\rangle + \epsilon/m}{4(2L+1)\,\epsilon m\langle x^{-2}\rangle}\,. \qquad (3)$$

Взяв в соответствии с рис. 1 $dL_p/d\epsilon^2|_{L_p=2} \cong 0{,}4$ ГэВ$^{-2}$ и $dL_R/d\epsilon^2|_{L_R=1} \cong$ $\cong 0{,}6$ ГэВ$^{-2}$ и полагая, что при достаточной плавности волновых функций $\langle x^{-1}\rangle \cong \langle x\rangle^{-1}$ и $\langle x^{-2}\rangle \cong \langle x\rangle^{-2}$, получаем из (3) $\langle r_p\rangle \cong 2{,}2$ ГэВ$^{-1}$ и $\langle r_R\rangle \cong 2$ ГэВ$^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнберг Е.Л., Чернавский Д.С. УФН, 82, 1 (1964).
2. Волков Е.И. и др. ЯФ, 17, 407 (1973).
3. Todorov I.T. Phys. Rev., D 3, 2351 (1971).
4. De Rujula A., Georgi H., Clashow S.L. Phys. Rev., D 12, 147 (1975); Lichtenberg D.B. et al. Phys. Rev. Lett., 48, 1653 (1982); Gatto S., Gürsey F. Preprint YTP 84-07 Yale-3074-807.
5. Дремин И.М., Леонидов А.В. Письма ЖЭТФ, 37, 617 (1983).
6. Chew G.F., Rosenzweig C. Phys. Rev., D 12, 3907 (1975).
7. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. М., Атомиздат, 1980, с. 432.

Поступила в редакцию 26 сентября 1985 г.