

ЧАРМОНИЙ И БОТТОМОНИЙ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

В.П. Ефросинин, В.В. Жижимонтов, Д.А. Заикин

Рассчитаны энергетические уровни и лептонные ширины s-состояний тяжелых мезонов. Показано, что в нерелятивистской потенциальной модели можно одновременно описать эти величины для ψ - и γ -семейств. Проведена оценка спин-спинового расщепления чармония и боттомония.

В настоящей работе исследуется возможность описания ψ - и γ -семейств кваркониев в рамках потенциальной кварковой модели, в которой используется непрерывный и гладкий потенциал $q\bar{q}$ -взаимодействия вида (1)

$$v(r) = \begin{cases} -v_1 + a_1 r^{\nu_1} & \text{для } r < B, \\ -v_0 + ar^{\nu} & \text{для } r > B, \end{cases} \quad (1)$$

где $\nu_1 < 0$, $\nu > 0$, $a_1 < 0$, $a > 0$. При выборе параметров такого потенциала учитывалось, что потенциал вида $v = -v_0 + ar^{\nu}$ удовлетворительно воспроизводит положение уровней энергии кваркониев и не описывает их лептонные ширины. Этим обстоятельством обусловлено предположение о том, что точка сшивания $r = B$ для потенциала (1) расположена достаточно близко к нулю [1]. Значения масс c - и b -кварков фиксировались в соответствии с результатами КХД [2]: $m_c = 1,40$ ГэВ, $m_b = 4,88$ ГэВ. Исходя из эмпирического правила интервалов для ψ - и γ -семейств $M(\psi') - M(J/\psi) \approx M(\gamma') - M(\gamma)$ естественно считать, что радиальная зависимость $q\bar{q}$ -потенциалов для этих семейств одинакова на расстояниях порядка среднеквадратичного радиуса системы, т.е. при $r > B$, и, следовательно, a и ν одинаковы для обоих семейств. Были рассмотрены два случая. В первом предполагалось полное совпадение потенциалов в безразмерных единицах, т.е. совпадение значений величин ν_1 и $b_0 = (2\mu a)^{1/(2+\nu)} B$, где μ – приведенная масса системы $q\bar{q}$. Во втором случае предполагалось, что одинаковой является точка b_0 , а параметр ν_1 выбирался из условия наилучшего описания лептонных ширин для обоих семейств.

Лептонные ширины рассчитывались по формуле Матвеева – Струминского – Тавхелидзе [3] с учетом поправки КХД [4]:

$$\Gamma(ns \rightarrow e^+e^-) = [16\pi e_q^2 / M_{ns}^2(q\bar{q})] |\psi_{ns}(0)|^2 (1 - 16\alpha_s / 3\pi). \quad (2)$$

Для константы сильного взаимодействия α_s принимались следующие значения [2]: $\alpha_s(m_c) = 0,21$, $\alpha_s(m_b) = 0,15$.

Таблица 1

Энергетические уровни кваркониев, МэВ

Состояние	ψ -семейство		γ -семейство	
	теория	эксперимент	теория	эксперимент
1S	3097	$3096,9 \pm 0,1$	9460	$9460,0 \pm 0,2$
2S	3686	$3686,0 \pm 0,1$	10023	$10023,4 \pm 0,3$
3S	4034	$4030 \pm 0,1$	10356	$10355,5 \pm 0,5$
4S	4284		10595	10577 ± 4
5S	4480	4415 ± 6	10783	10865 ± 8

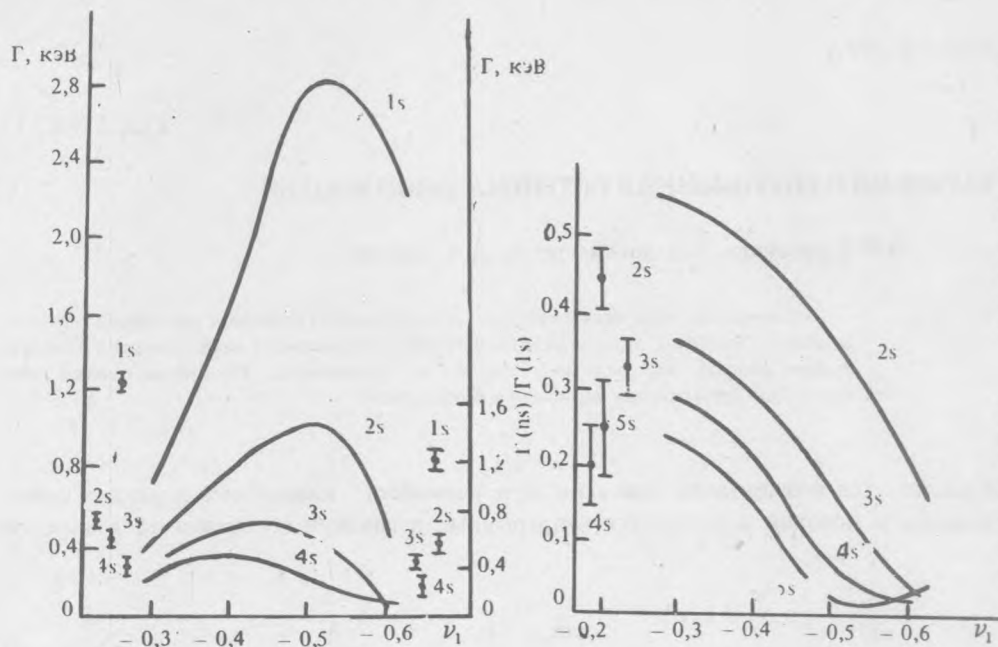


Рис. 1. Зависимость лептонных ширин γ -семейства от параметра ν_1 . Масштаб левой ординаты соответствует расчетам с поправкой КХД, правой — без такой поправки. Точки представляют экспериментальные значения лептонных ширин.

Рис. 2. Зависимость отношений $\Gamma(ns)/\Gamma(1s)$ от параметра ν_1 для γ -семейства. Точки с ошибками представляют экспериментальные значения этих отношений.

Расчеты показали, что можно добиться удовлетворительного согласия экспериментальных и расчетных значений уровней энергии (табл. 1) и лептонных ширин рассматриваемых кваркониев. Варьирование параметра ν_1 позволяет изменять значения $|\psi_{ns}(0)|^2$ в достаточно широких пределах. Зависимости лептонных ширин и их отношений $\Gamma(ns)/\Gamma(1s)$ от ν_1 для случая боттомония приведены на рис. 1, 2 для $\nu = 0,074$ и $b_0 = 2$. Аналогичные результаты были получены и для чармония. Результаты расчета лептонных ширин с помощью (2) для $\nu_1 = -0,32$ приведены в табл. 2, откуда видно, что при этом значении ν_1 согласие с экспериментом для боттомония несколько хуже, чем для чармония. Согласие заметно улучшается, если для боттомония положить $\nu_1 = -0,38$. Это соответствует предположению, что $q\bar{q}$ -взаимодействие на малых расстояниях для боттомония "более кулоноподобно", чем для чармония, что качественно согласуется с результатом КХД, согласно которому эффективный показатель $q\bar{q}$ -потенциала на этих расстояниях стремится к -1 при $m_q \rightarrow \infty$.

Значение показателя ν_1 может быть также определено из условия наилучшего описания отношений $\Gamma(ns)/\Gamma(1s)$. В табл. 3 представлены значения ν_1 , определенные разными способами. Сравнение показывает, что учет поправок КХД улучшает согласие значений ν_1 , определенных по абсолютным значениям лептонных ширин и по отношениям $\Gamma(ns)/\Gamma(1s)$.

Проведенные расчеты являются чисто нерелятивистскими и можно ожидать, что учет релятивистских поправок порядка v^2/c^2 заметно улучшит согласие результатов расчета с экспериментом [5].

Для оценки спин-спинового расщепления в тяжелых мезонах можно воспользоваться следующими соображениями. Как известно из КЭД, разность энергий орто- и парапозитрония, рассчитанная в первом порядке по α и в предположении, что спин-спиновое взаимодействие имеет контактную форму, может быть записана в виде

$$E_{\text{орто}} - E_{\text{пара}} = 14\pi\alpha |\psi_{1s}(0)|^2 / (3m^2),$$

где m — масса электрона. Переход к КХД соответствует замене $\alpha \rightarrow 4\alpha_s/3$ и $m \rightarrow m_q$. Таким образом, можно ожидать, что разумную оценку величины спин-спинового расщепления для тяжелых мезонов дает формула

$$\Delta M_{ss}^0 = 56\pi\alpha_s |\psi_{1s}(0)|^2 / (9m_q^2) \tag{3}$$

Лептонные ширины, кэВ

Состояние	ψ -семейство		γ -семейство		
	теория $\nu_1 = -0,32$	эксперимент	теория		эксперимент
			$\nu_1 = -0,32$	$\nu_1 = -0,36$	
1S	4,5	$4,7 \pm 0,3$	0,84	1,20	$1,22 \pm 0,05$
2S	1,8	$2,1 \pm 0,2$	0,44	0,62	$0,54 \pm 0,03$
3S	1,1	$0,75 \pm 0,15$	0,30	0,40	$0,40 \pm 0,03$
4S	0,82		0,24	0,30	$0,24 \pm 0,05$
5S	0,59	$0,47 \pm 0,1$	0,18	0,23	$0,31 \pm 0,07$

Таблица 3

Значения параметра ν_1

Семейство	Определение из Γ (nS)		Определение из Γ (nS) / Γ (1S)
	без поправки КХД	с поправкой КХД	
ψ	- 0,28	- 0,32	- 0,38
γ	- 0,32	- 0,36	- 0,38

Со значениями m_c , m_b , $\alpha_s(m_c)$ и $\alpha_s(m_b)$, использованными выше, и значениями $|\psi_{1S}(0)|^2$, вычисленными согласно (2) из экспериментальных ширин, получаем с помощью (3)

$$M(J/\psi) - M(\eta_c) \approx 110 \text{ МэВ}, \quad M(\gamma) - M(\eta_b) \approx 60 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Экспериментальное значение первой из этих величин составляет 116 МэВ /6/. Учет следующего порядка по α_s приводит к результату

$$\Delta M_{SS} = [1 - (6/7)(16/9 + \ln 2)\alpha_s/\pi] \Delta M_{SS}^0,$$

который дает

$$M(J/\psi) - M(\eta_c) \approx 95 \text{ МэВ}, \quad M(\gamma) - M(\eta_b) \approx 54 \text{ МэВ},$$

то есть несущественно меняет оценку (4).

ЛИТЕРАТУРА

- Ефросинин В.П., Заикин Д.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 21 (1987).
- Хозе В.А., Шифман М.А. УФН, 140, 3 (1983).
- Матвеев В.А., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Р-2554, Дубна, 1965; Van Royen R., Weiskopf V.F. Nuovo Cimento, 50A, 617 (1967).
- Roggio E.C., Schnitzer H.J. Phys. Rev., D20, 1179 (1979).
- Быков А.А., Дремин И.М., Леонидов А.В. УФН, 143, 3 (1984).
- Particle Data Group. Review of Particle Properties, Phys. Lett., 204B, 1 (1988).