

Потенциал кваркония

М. А. Дурнев

Кафедра теоретической физики

Санкт-Петербургский Государственный Университет, 198904,

Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mad5245@mail.ru

В данной работе исследуется возможность описания тяжелого кваркония и вычисляется спектр боттомония. Потенциал взаимодействия был получен как нерелятивистский предел релятивистских кварк-антикварковых амплитуд $Q\bar{Q} \rightarrow Q\bar{Q}$.

В данной работе рассматривается потенциал кваркового взаимодействия. Короткодействующая часть потенциала получается из нерелятивистского предельного перехода от релятивистских кварковых амплитуд бутстрапной кварковой модели¹.

(¹В.В. Анисович, С.М. Герасюта, ЯФ **44**, 174 (1986).

V.V. Anisovich, S.M. Gerasyuta, A.V. Sarantsev, Int. J. Mod. Phys. **6**, 625 (1991).)

Эти кварковые амплитуды зависят не только от квадрата переданного импульса t , но также и от энергетической переменной s , поэтому эти амплитуды больше соответствуют квазипотенциалам. Чтобы получить кварковые потенциалы из кварковых амплитуд, необходимо зафиксировать энергию $s = s_0$, и тогда зависимость от переданного импульса при фиксированной энергии может рассматриваться как потенциальная. Фиксация энергии s влечет за собой введение параметра обрезания по импульсу Λ_F в Фурье

преобразовании. В результате получается следующее выражение для короткодействующей части потенциала²

(²С.М. Герасюта, Ю.А. Куперин, А.В. Саранцев, Е.А. Яревский, ЯФ **53**, 1397 (1991).)

$$V_B(r) = -\frac{1}{m_q^2} \int_0^{\Lambda_\Phi} \frac{k}{r} \sin kr \frac{g}{1 - gB(k^2)} dk, \quad (1)$$

где g есть безразмерная константа, которая также является параметром модели. На *рис.1* показано поведение бутастрального потенциала.

$V_B(r)$, GeV

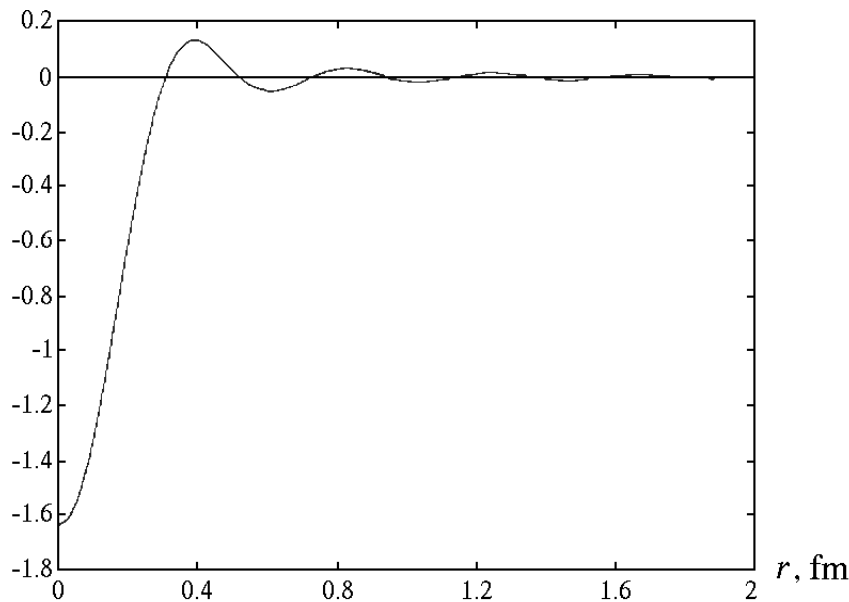


Рисунок 1: Бутастральный потенциал как короткодействующая часть модельного потенциала.

В отличие от большинства потенциалов кваркового взаимодействия конечное значение при $r = 0$ в следствие обрезания по энергии, введенного в вычислениях бутастральных кварковых амплитуд.

Потенциал конфайнмента рассматривается как линейный с наклоном,

определяемым углом α . Этот потенциал добавляется к бутастропному на расстоянии r_0 . α и r_0 также являются параметрами потенциальной модели. Таким образом потенциал кваркония принимает вид, похожий на *рис.2*.

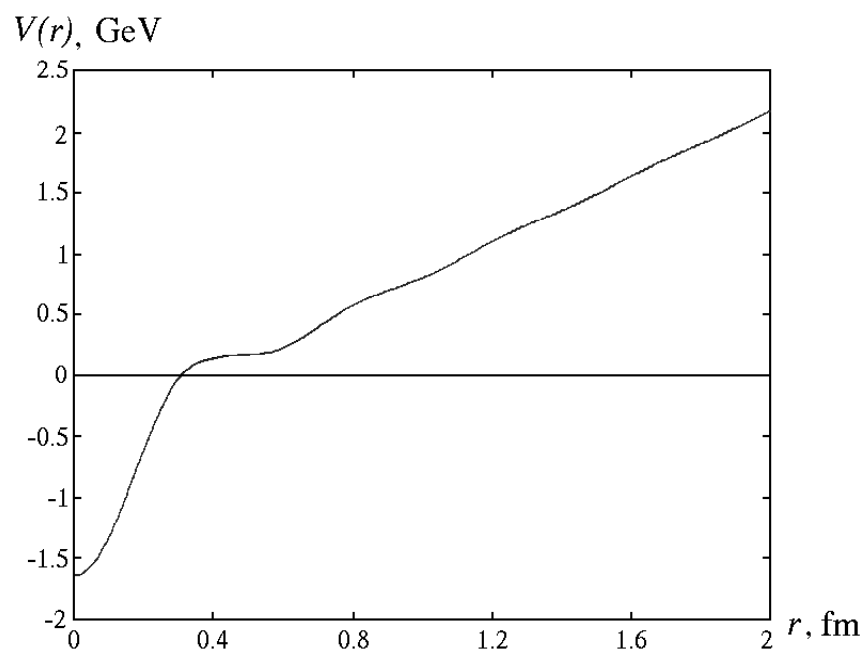


Рисунок 2: Модельный потенциал.

Потенциал кваркония используется в стационарном уравнении Шредингера для нахождения связанных состояний, в то время как спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия (взаимодействие по Брейту-Ферми) рассматривается в рамках пертурбативной теории. Результирующая формула

для массы связанного состояния получается следующей:

$$M(k^{2S+1}l_j) = 2m_Q + E_{kl} + \frac{32\pi\alpha_s}{9m_Q^2} \left(\frac{1}{2}S(S+1) - \frac{3}{4} \right) |\psi_{kl}(0)|^2 + \\ + \alpha_s \frac{j(j+1) - l(l+1) - S(S+1)}{m_Q^2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle, \quad (2)$$

где α_s - бегущая константа связи.

Результирующий набор параметров принимает вид

$$\Lambda_\Phi = 3.05 \text{ ГэВ},$$

$$g = 2.22,$$

$$\alpha = 0.28,$$

$$r_0 = 0.39 \text{ Фм},$$

значения m_b и обрезания по энергии Λ_b в функции Чью-Мандельштама $B(k^2)$ взяты из бутстрапного метода³.

(³V.V. Anisovich, S.M. Gerasyuta, A.V. Sarantsev, Int. J. Mod. Phys. **6**, 625 (1991).)

Получившийся спектр сравнивается с экспериментальными данными на *рис.3*.

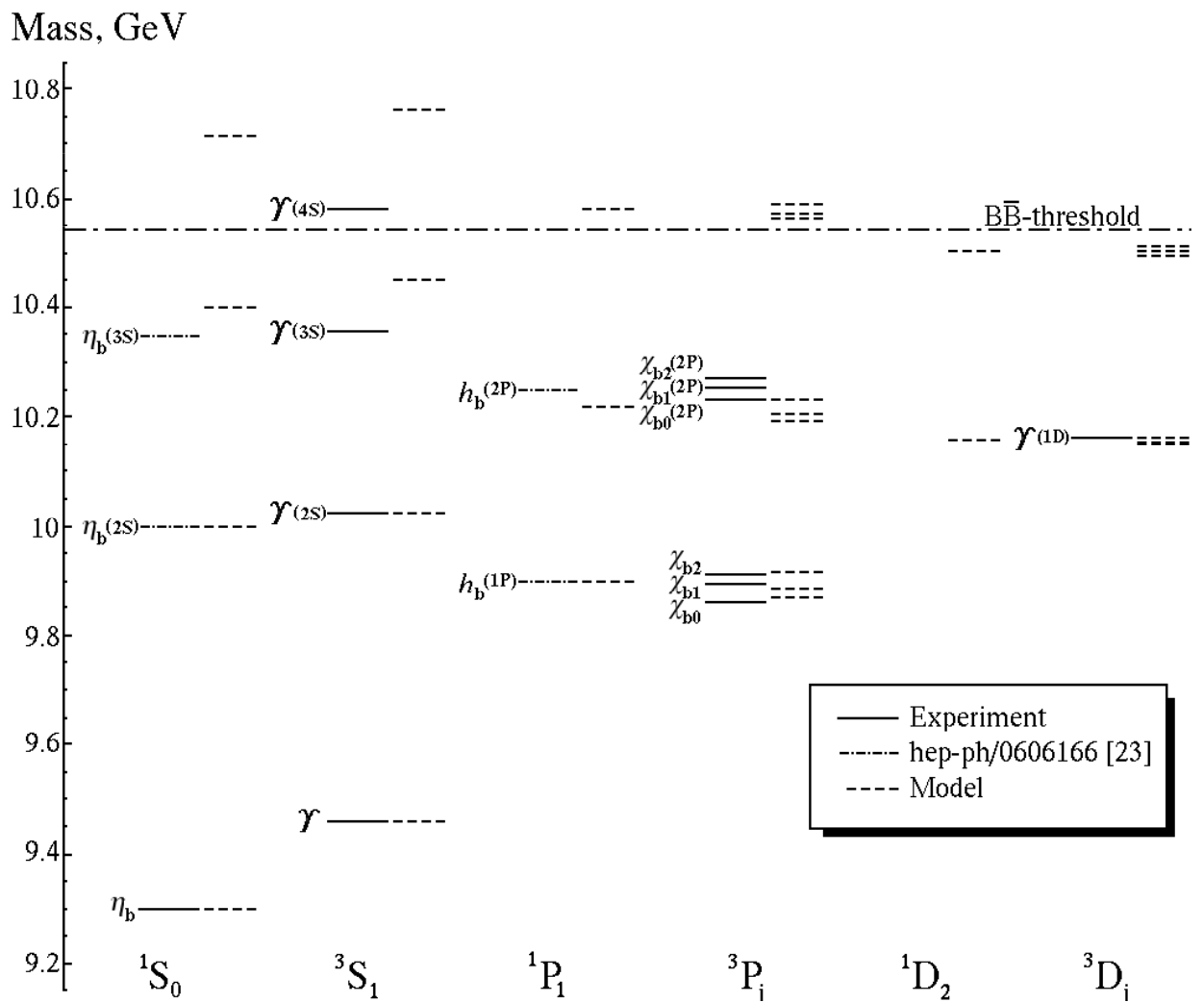


Рисунок 3: Экспериментальный* спектр боттомония в сравнении с вычисленным;

*W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006).

J.L. Rosner, hep-ph/0606166.

В этой работе используется кварк-антикварковый потенциал. Этот потенциал обладает минимальным числом параметром. Получено достаточно хорошее согласие между моделью и экспериментальными измерениями для Υ системы. Вклад тензорного члена не учитывался в данной модели. Несколько худшее предсказание получено для $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(4S)$, находящееся за $B\bar{B}$ -порогом. Несомненно точность может быть улучшена путем введения некоторых дополнительных параметров. В табл.2 приводится сравнение между этой потенциальной моделью и несколькими хорошо известными в литературе моделями [1, 2, 3, 4].

1. S.N. Gupta, S.F. Radford, W.W. Repko, Phys. Rev. D **26**, 3305 (1982).
2. E.J. Eichten, F. Feinberg, Phys. Rev. D **23**, 2724 (1981).
3. E.J. Eichten, C. Quigg, Phys. Rev. D **49**, 5845 (1994).
4. D. Ebert, R.N. Faustov, V.O. Galkin, Phys. Rev. D **67**, 014027 (2003);
[arXiv: hep-ph/0210381].

Таблица 2. Сравнение данной модели с моделями [1, 2, 3, 4].

Состояние	данная работа	[1]	[2]	[3]	[4]
$1^1S_0(\eta_b(1S))$	9300	9427	9366	9377	9400
$1^3S_1(\Upsilon(1S))$	9460	9462	9460	9464	9460
1^1P_1	9900	9900	9924	9873	9901
$1^3P_0(\chi_{b0}(1P))$	9869	9868	9888	9834	9863
$1^3P_1(\chi_{b1}(1P))$	9884	9893	9913	9864	9892
$1^3P_2(\chi_{b2}(1P))$	9916	9910	9939	9886	9913
2^1S_0	9997	9994	9979	9963	9993
$2^3S_1(\Upsilon(2S))$	10023	10013	10020	10007	10023
1^1D_2	10156	10163	10166	10127	10158
1^3D_1	10150	10155	10153	10120	10153
$1^3D_2(\Upsilon(1D))$	10154	10162	10163	10126	10158
1^3D_3	10160	10167	10174	10130	10162
2^1P_1	10219	10258	10271	10231	10261
$2^3P_0(\chi_{b0}(2P))$	10191	10232	10245	10199	10234
$2^3P_1(\chi_{b1}(2P))$	10205	10252	10263	10224	10255
$2^3P_2(\chi_{b2}(2P))$	10233	10266	10281	10242	10268
3^1S_0	10400	10339	10319	10298	10328
$3^3S_1(\Upsilon(3S))$	10450	10355	10358	10339	10355

Эта работа дает результаты в целом схожие с результатами первых трех моделей, за исключением $3S$ и $4S$ состояний; массы $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(4S)$ состояний здесь получаются почти на 100 МэВ выше экспериментальных. Это является следствием того факта, что здесь масса $\eta_b(1S)$ состояния ($M_{\eta_b(1S)}=9.300$ ГэВ) использовалась при фитировании. В моделях [1, 2, 3] эта масса не использовалась, тогда не было экспериментальных данных по массе $\eta_b(1S)$, и можно видеть, что предсказанная масса этого состояния там почти на 100 МэВ выше экспериментальной. Поэтому одно из различий между данной работой и этими моделями заключается в этом факте, т.е. расщепление $1S$ уровня существенно больше в данной работе, чем в упомянутых выше старых. Вследствие этого расстояние между $1S$ и $2S$ уровнями почти на 100 МэВ больше, чем в старых работах, и это больше всего повлияло на параметр α данной модели, который оказался несколько больше ($\alpha=0,28$) общепринятого значения ($\alpha=0,2$) для боттомония. По этой причине предсказанные здесь значения масс для $3S$ и $4S$ состояний оказались почти на 100 МэВ выше. Данная потенциальная модель возможно бы дала тот же результат для $3S$ и $4S$ состояний, что и эти модели, если бы масса $\eta_b(1S)$ состояния не использовалась при фитировании.

Заключение

В данной работе была построена потенциальная модель для тяжелого кваркония, основанная на бутстрапном потенциале. Цель данной работы заключалась в исследовании возможности описания тяжелых кварк-антикварковых систем с помощью выведенного потенциала, используя уравнение Шредингера, и в получении удовлетворительного описания спектра кваркония.

Здесь показано, что удовлетворительное описание спектра кваркония возможно в рамках этой модели с разумными значениями параметров. В будущем эту модель планируется применить для исследования спектра топония, а также для расчетов других свойств кваркония, таких как: зарядовые радиусы кваркония и распадные ширины.