

## ”СТУПЕНЧАТЫЙ” ПОТЕНЦИАЛ КВАРКОНИЯ

А.А.Быков, И.М.Дремин

Для описания кваркония предложено использовать потенциал, имеющий резкий скачок в лоренц-скалярной части, связанный с нарушением киральной симметрии. Показано, что такая особенность совместима с существующими данными о кваркониях и приводит к специфическим предсказаниям для топония.

Свойства кваркониев, состоящих из тяжелых кварка  $q$  и антикварка, хорошо описываются уравнением Шредингера с локальным статическим потенциалом (см., например, <sup>1,2</sup>), который выбирается обычно в виде гладкой, монотонно возрастающей функции, не зависящей от аромата кварков.

Специфика межкваркового взаимодействия состоит в том, что вызванное им удержание кварков может быть объяснено в рамках потенциальной модели только в том случае, когда потенциал описывается суперпозицией лоренц-векторной и лоренц-скалярной составляющих. Поведение лоренц-скалярной части потенциала связано <sup>3</sup> с динамической природой массы кварка, которая должна меняться при изменении расстояния между кварками.

Феноменологически изменение массы легких кварков учитывается, когда говорят о ”токовых” кварках с малыми массами и ”конституентных” кварках со сравнительно большими массами, проявляющих себя соответственно на малых и больших расстояниях. Работоспособность моделей обоих типов служит указанием на довольно резкий переход от токовых к конституентным кваркам (быстрое нарушение киральной симметрии). Из рассмотрения эффективного лагранжиана КХД <sup>4</sup> также был сделан вывод о том, что переход от токовых к конституентным кваркам происходит очень быстро в области импульсов порядка 1 ГэВ (т.е. на расстояниях  $0,1 \div 0,2 \text{ Ф}$ ).

Резкий скачок массы кварка должен приводить в рамках потенциального подхода к крутому поведению (типа ”ступеньки” при  $r = r_0$ ) потенциала в уравнении Шредингера. Если кар-

тина "образстания" глюонным полем одинакова у легких и тяжелых кварков, то величина "ступеньки" в потенциале должна быть равна удвоенной разности масс конститuentных и токовых кварков, т.е. около 600 МэВ. Положение этой особенности на шкале расстояний  $r$  выбирается в указанном выше интервале  $0,1 \div 0,2 \text{ Ф}$  из требования совпадения вычисленных и экспериментально измеренных характеристик боттомония. При этом воспроизвести спектры и радиационные ширины чармония и боттомония с помощью модифицированного потенциала удастся только в том случае, если он практически совпадает с ранее известными аппроксимациями <sup>1,2</sup> на расстояниях, больших  $r_0$ . Однако, на меньших расстояниях он изменится существенным образом, став более пологим. Тем самым решается проблема большой величины параметра  $\Lambda$  во всех феноменологических потенциалах с асимптотической свободой.

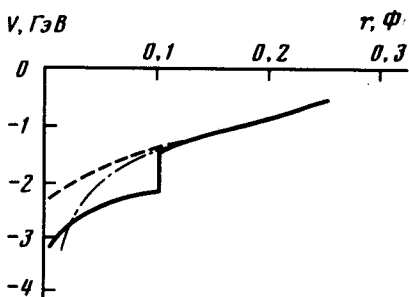
$$V(q^2) \sim \frac{1}{q^2 \ln(q^2/\Lambda^2)} \text{ при } q^2 \rightarrow \infty, \quad (1)$$

которая оказывалась раньше порядка  $400 \div 500 \text{ МэВ}$  в отличие от обычно принимаемой  $\Lambda_{\text{кхд}} \cong 100 \text{ МэВ}$ . В ступенчатом потенциале она практически равна  $\Lambda_{\text{кхд}}$ . Это "выполаживание" потенциала обусловлено требованием описания лептонных ширин кваркониев, которые пропорциональны среднему значению производной потенциала

$$\Gamma_{ee} \sim \left\langle m \frac{\partial V}{\partial r} \right\rangle_{nS}, \quad (2)$$

так как сохранить полученные ранее <sup>1</sup> значения  $\Gamma_{ee}$  при увеличении производной потенциала в некоторой области (за счет ступеньки) можно лишь, уменьшив ее в другой части пространства. Плавное поведение потенциала на малых расстояниях снимает также трудности <sup>1</sup> с воспроизведением адронных ширин распада кваркониев  $\Gamma_{\text{зд}}$ , поскольку уменьшение  $\Lambda$  приводит к уменьшению константы сильных взаимодействий  $\alpha_S$  (напомним, что  $\alpha_S \sim 1/\ln(Q^2/\Lambda^2)$ ).

Итак, в этой работе мы будем использовать ступенчатый потенциал, изображенный на рисунке. Он полностью совпадает с использовавшимся нами ранее потенциалом (подробнее см. <sup>1</sup>) в области расстояний больше  $r_0$ , имеет скачок в точке  $r = r_0$ , а на малых расстояниях отличается малым значением  $\Lambda = 100 \text{ МэВ}$ . Для сравнения на том же рисунке показаны потенциалы Мартена <sup>5</sup> и Оно <sup>6</sup>.



Ступенчатый потенциал кваркония (сплошная линия) сопоставляется с потенциалами Мартена <sup>5</sup> (штрих) и Оно <sup>6</sup> (штрих-пунктир)

В таблице приведены результаты расчета свойств боттомония и топония при таком выборе потенциала. При значении  $r_0 = 0,10 \text{ Ф}$  характеристики (кроме адронных ширин) боттомония практически не меняются по сравнению с теми, которые получались ранее при использовании гладких потенциалов, и достаточно хорошо совпадают с экспериментально измеренными (сравни с данными, приведенными в обзорах <sup>1,2</sup>). Вычисленные адронные ширины боттомония стали хорошо согласовываться с экспериментом.

**Свойства боттомония и топония к потенциальной модели при ступенчатом потенциале, изображенном на рисунке**

**Семейство боттомония**

Характ.	Эксп.	Теор.	Характ.	Эксп.	Теор.
$M(1S), \text{ГэВ}$	9,46	9,46	$\Gamma_{ee}(1S), \text{кэВ}$	1,25	1,33
$M(2S), \text{ГэВ}$	10,02	10,02	$\Gamma_{ee}(2S), \text{кэВ}$	0,527	0,479
$M(3S), \text{ГэВ}$	10,35	10,33	$\Gamma_{ee}(3S), \text{кэВ}$	0,374	0,320
$M(4S), \text{ГэВ}$	10,57	10,57	$\Gamma_{ee}(4S), \text{кэВ}$	0,281	0,240
$M(1P), \text{ГэВ}$	9,90	9,93	$\Gamma_{зд}(1S), \text{кэВ}$	$26,6^{+7,8}_{-5,6}$	26,6
$M(2P), \text{ГэВ}$	10,26	10,25	$\Gamma_{зд}(2S), \text{кэВ}$	$12,7^{+5,8}_{-4,1}$	9,6
—	—	—	$\Gamma_{зд}(3S), \text{кэВ}$	$8 \pm 2$	6,5

**Семейство топония**

Характ.	Теор.	Характ.	Теор.	Характ.	Теор.
$M(1S), \text{ГэВ}$	90,00	$\Gamma_{ee}(1S), \text{кэВ}$	3,46	$\Gamma_{зд}(1S), \text{кэВ}$	6,12
$M(2S), \text{ГэВ}$	90,98	$\Gamma_{ee}(2S)/\Gamma_{ee}(1S)$	0,53	$\Gamma_{зд}(2S), \text{кэВ}$	3,25
$M(3S), \text{ГэВ}$	91,26	$\Gamma_{ee}(3S)/\Gamma_{ee}(1S)$	0,22	$\Gamma_{зд}(3S), \text{кэВ}$	1,33
$M(1P), \text{ГэВ}$	90,69	$\Gamma_{ee}(4S)/\Gamma_{ee}(1S)$	0,12	$\Gamma_{зд}(4S), \text{кэВ}$	0,70
$M(2P), \text{ГэВ}$	91,21	—	—	—	—

В то же время предсказания для ряда уровней топония заметно отличаются от сделанных ранее<sup>1</sup>. Ввиду того, что средний квадратичный радиус  $1S$  состояния топония ( $\langle r^2 \rangle_{1S}^{1/2} = 0,06 \text{ Ф}, m_t = 45 \text{ ГэВ}$ ) оказывается много меньше  $r_0$ , свойства этого уровня (масса, лептонные и адронная ширины) во многом аналогичны свойствам  $1S$  уровня топония в потенциалах, соответствующих  $\Lambda \cong 300 \text{ МэВ}$ . Уровень  $2S$  лежит в области скачка и приобретает ряд специфических черт. Во-первых, лептонная и адронная ширины этого уровня оказываются (относительно  $1S$  уровня) большими  $\Gamma(2S)/\Gamma(1S) = 0,4 - 0,5$  (для потенциалов с асимптотической свободой, см.<sup>1</sup>, оно равно  $\sim 0,2$ ). Это является следствием того, что данный уровень "заперт" в потенциальной яме малого радиуса  $r_0$ . Этим же объясняется и большое расщепление уровней  $M(2S) - M(1S) = 980 \text{ МэВ}$ . Более высоко возбужденные уровни лежат в области, где потенциал со ступенькой и без нее практически совпадают. Следовательно, их характеристики почти не изменяются и при наличии ступеньки. Однако, последняя приводит к сильному изменению положений узлов и максимумов волновых функций, и следовательно, к изменению ширины  $E1$  и  $M1$  переходов.

Итак, введение "ступенчатого" потенциала кваркония, учитывающего динамическую природу массы кварка, решает две проблемы, возникающие при описании свойств чармония и боттомония в потенциальных моделях — проблему разногласия теории и эксперимента по адронным ширинам и проблему большой величины размерного параметра  $\Lambda$  в константе связи. В то же время согласие по положениям уровней, их лептонным ширинам сохраняется.

Предсказания для  $2S$ -уровня топония заметно отличаются от всех ранее сделанных. Если экспериментальные данные о  $2S$ -уровне топония покажут, что он далеко отстоит от  $1S$ -уровня ( $\cong 980 \text{ МэВ}$ , что заметно больше расщепления этих уровней в чармонии и боттомонии  $\sim 600 \text{ МэВ}$ ), а его лептонные и адронные ширины всего лишь примерно вдвое меньше ширин основного состояния, то это будет указанием на быстрый переход от токовых к конституентным кваркам, детали которого можно понять, исследуя многочисленные характеристики семейства топония.

Мы благодарны И.В.Андрееву за полезные обсуждения.

## Литература

1. Быков А.А., Дремин И.М., Леонидов А.В. УФН, 1984, 143, 3.
2. Berkelman K. Phys. Rep., 1983, 98, 145.
3. Дремин И.М., Леонидов А.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 617.
4. Андреев И.В. ЯФ, (в печати).
5. Martin A. Phys. Lett., 1981, B100, 511.
6. Ono S. et al. Nucl. Phys., 1979, B154, 283.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

---

Поступила в редакцию  
4 июня 1985 г