Краткие сообщения по физике № 1-1989 г.

УДК 503.145

ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКОНИИ В "СГЛАЖЕННОМ" ПОТЕНЦИАЛЕ

Н.Л. Хвингия

Произведен расчет энергетических спектров боттомония и топония в сглаженном потенциале. Воспроизведение уровней в "квазиточнорешаемой" модели для такого потенциала возможно при параметре сглаживания $\delta = 0{,}86$ ГэВ$^{-1}$.

Спектры тяжелых кваркониев и сверхатомов можно описывать решением уравнения Шредингера с центрально-симметричным потенциалом, имеющим скачок на некотором расстоянии /1/, т.е. функцией вида

$$V(r) = V_0(r) - C\Theta(r_0 - r),$$

где r_0 – точка нахождения скачка; Θ – функция Хевисайда; $V_0(r)$ – потенциал работы /2/, воспроизведенный из интерполяции β-функции Гелл-Манна – Лоу; C – величина скачка, пропорциональная разнице масс токовых и конституентных кварков, т.е. 0,6 ГэВ.

Расчет уровней и ширин для кваркониев в таком потенциале дал хорошее согласие с экспериментом. Возникает вопрос, возможно ли воспроизведение уровней энергии кваркониев при сглаживании скачка и изменении его положения. Рассмотрим потенциал

$$V(r) = V_0(r) - CS(r), \tag{1}$$

где $S(r) = (1/\pi)\,\mathrm{arctg}\,[(r_0 - r)/\delta] + 1/2$ – "функция перехода", которая является аппроксимацией Коши Θ-функции и переходит в нее при $\delta \to 0$, а r_0 играет роль "точки кирального перехода" и равна 0,13 Фм.

Для расчетов использовалась "квазиточнорешаемая" модель (КТМ) /3/, представляющая собой теорию возмущений (ТВ) по параметру $1/\bar{k}$, определенному ниже. Волновая функция в уравнении Шредингера, а также члены, зависящие от $\bar{k}$, разлагаются в ряд по $1/\bar{k}$. Обычная или логарифмическая /5/ ТВ, примененная к полученному уравнению для уровней энергии, дает:

$$E_n = \lambda_n \bar{k}/r_1^2,$$

где $\lambda_n = \lambda_n^{(0)} + \lambda_n^{(1)} + \ldots$ – итерационный ряд; $\lambda_n^{(0)} = \epsilon_0 + (n_r + 1/2)\hbar\omega$; $\lambda_n^{(1)} = g[(1 + 2n_r)\tilde{\epsilon}_2 + 3(1 + 2n_r + 2n_r^2)\tilde{\epsilon}_4] + 0(g^2)$; $\tilde{\epsilon}_2 = (\hbar/m\omega)[-3\hbar^2(2 - a)/4m]$; $\tilde{\epsilon}_4 = (\hbar/m\omega)^2[5\hbar^2/8m + r_1^6 V^{(4)}(r_1)/24Q]$; $\bar{k} = 3 + 2l - a$, $a = 2 - 2(2n_r + 1)m\omega/\hbar$;

$$\omega = (\hbar/2m)\,[3 + r_1 V''(r_1)/V'(r_1)]^{1/2}; \tag{2}$$

$Q = 4mr_1^3 V'(r_1)/\hbar^2$; $\epsilon_0 = \hbar^2\bar{k}/8m - (2 - a)\hbar^2/4m + \hbar^2(1 - a)(3 - a)/8m\bar{k} + r_1^2\bar{k}V(r_1)/Q$; r_1 находится из уравнения:

$$3 + 2l - 2 + (2n_r + 1)\left(3 + r_1\frac{V''(r_1)}{V'(r_1)}\right)^{1/2} = \left(\frac{4mr_1^3 V'(r_1)}{\hbar^2}\right)^{1/2}$$

и является точкой минимума некоторого эффективного потенциала /3/. Здесь l – орбитальный момент; n_r – радиальное квантовое число; $V''(r_1)$ и $V'(r_1)$ – производные потенциала в точке r_1. Значения r_1 для потенциала (2) приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, для приведенных уровней боттомония точка минимума эффективного потенциала лежит ниже "точки кирального перехода", т.е. $r_1 < r_0$, тогда как

Таблица 1

Спектры энергии для боттомония и топония

Уровни	Боттомоний			Топоний	
	Энергия, ГэВ		γ_1, ГэВ$^{-1}$	Энергия, ГэВ, расчет	γ_1, ГэВ$^{-1}$
	эксперимент	расчет			
1S	9,46	9,46	0,98	90,01	0,16
2S	10,02	10,03	2,01	90,90	0,39
3S	10,35	10,34	3,07	91,13	0,43
4S	10,57	10,57	4,14	92,51	0,51
1P	9,90	9,95	1,69	90,68	0,31
2P	10,26	10,26	2,75	91,19	0,43

для топония она выше. От значения и взаиморасположения точек r_1 и r_0 зависят уровни энергии в данной модели. Спектры энергии для топония и боттомония в потенциале (2) при $\delta \cong 0{,}86$ ГэВ$^{-1}$ приведены в табл. 1. Для топония разность энергий уровней 2S и 1S $\Delta(2S - 1S) \cong 890$ МэВ. Такое значение расщепления меньше разности 2S–1S, полученной из решения уравнения Шредингера с потенциалом, имеющим резкий скачок. Причиной может являться запертость системы в узкой, глубокой яме при наличии резкого скачка. Из-за того, что КТМ – это теория возмущений по параметру $1/\bar{k}$, а $\bar{k} \sim l$, уровни воспроизводятся тем точнее, чем больше l, при фиксированном n_r. Например, уровень 4S совпадает со своим экспериментальным значением с точностью до четвертого знака. Однако эти результаты завышены по сравнению с данными /4/, полученными из расчета спектра энергии в потенциале (1) с резким скачком. Причиной может служить специфическое строение КТМ, где уровни энергии зависят от значения потенциала и его производных в точке r_1.

Параметр Λ, фигурирующий в потенциале при $r \to 0$ $(V(r) \sim \ln(\Lambda r)/r)$, можно взять равным $\Lambda_{КХД} \cong$ $\cong 100$ МэВ, как и в случае резкого скачка.

Итак, в случае сглаженных потенциалов удается воспроизвести уровни энергии боттомония и предсказать уровни топония при $\delta \cong 0{,}86$ ГэВ$^{-1}$. Такое значение параметра δ не нарушает условий применимости ТВ по $1/\bar{k}$. При этом параметры потенциала V_0 в (1) брались равными их значениям для случая с резким скачком /2/. При дальнейшем уменьшении δ получить спектр боттомония становится невозможным, и при $\delta \ll 0{,}09$ ГэВ$^{-1}$ параметр ω, фигурирующий в формуле (2), становится комплексным, что указывает на неприменимость КТМ к потенциалам с большими градиентами.

Автор благодарен И.М. Дремину за обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрюшин Е.А., Быков А.А. УФН, 154, 123 (1988).
2. Быков А.А., Дремин И.М., Леонидов А.В. УФН, 143, 3 (1984).
3. Imbo T., Pagnamenta A., Sukhatme U. Phys. Rev., D29, 1669 (1984).
4. Быков А.А., Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 42, 119 (1985).
5. Aharonov Y., Au C. Phys. Rev. Lett., 42, 1582 (1979).

Поступила в редакцию 26 июля 1988 г.