Краткие сообщения по физике № 12-1988 г.

УДК 503. 145

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ, МОДЕЛИРУЮЩИЕ КВАРКОНИИ И СВЕРХАТОМЫ

Н.Л. Хвингия

В квазиточнорешаемых квантовомеханических моделях со сглаженным ступенчатым потенциалом сделаны заключения о влиянии разных модификаций потенциала на спектры кваркониев и сверхатомов.

Интерес к квантовомеханическим задачам, в которых сферически симметричный потенциал состоит из суммы гладкой функции и потенциальной ямы (т. е. имеет скачок на некотором расстоянии от центра), связан с возможными применениями таких потенциалов для описания спектров кваркониев /1 – 4/ и сверхатомов /5, 6/. Физической причиной такого скачка является в первом случае переход токовых кварков в конституентные, а во втором – разность потенциалов донорного и акцепторного полупроводников.

Изучение пересечения уровней при численном счете в /5/ и аналитически – в рамках теории возмущений (ТВ) в работе /4/ позволило явно указать качественную зависимость эффектов удержания и асимптотической свободы от параметров задачи. В данной работе рассмотрены квантовомеханические модели, воспроизводящие в общих чертах особенности тех потенциалов, которые используются в кваркониях /1 – 3/ и сверхатомах /5, 6/. Однако вместо потенциала с резким скачком $\propto \theta(r_0 - r)$ использовался сглаженный потенциал с аппроксимацией Коши θ-функции Хевисайда

$$f(r - r_0) = (1/\pi)\,\mathrm{arctg}\,((r - r_0)/\Lambda) + 1/2,$$

$$\theta(r) = \lim_{\Lambda \to 0} f(r).$$

Так как $f(r)$ имеет непрерывные производные уже во всем интервале r, можно для расчетов использовать результаты работы /7/, в которой вычисления производились по модифицированной ТВ, где в качестве малого параметра берется не константа связи, а некоторый параметр $\tilde{k}$, связанный с минимумом эффективного потенциала. Эта теория с хорошей точностью воспроизводит спектры известных точнорешаемых квантовомеханических потенциалов. Поэтому такие решения будем называть квазиточными.

В ступенчатых потенциалах скачок находится в некоторой точке r_0. При сглаживании ступеньки r_0 заменяется узкой полосой $r_0 + \epsilon \leqslant \tilde{r}_0 \leqslant r_0 - \epsilon$ (где ϵ – малая величина), а потенциал V получает некую добавку δV, которая пренебрежимо мала при размытости ступеньки $\Lambda \leqslant 0{,}09$ ГэВ$^{-1}$. Возвращение к ступенчатому потенциалу происходит при $\Lambda \to 0$, при этом $\tilde{r}_0$ переходит в r_0.

В качестве примера рассмотрим потенциал вида

$$V_4(r) = -\alpha_0/r - \Delta V f(r_0 - r). \tag{1}$$

Это – потенциал без удержания, с кулоновским поведением на малых и больших расстояниях ($\alpha_0 = \mathrm{const}$). Зависимость расщепления уровней от "точки" фазового перехода r_0 (или от местонахождения скачка при $\Lambda \to 0$) показана на рис. 1 и хорошо совпадает с результатами /4/. Квазикулоновским потенциалом $V(r) = -\alpha_0/r + \gamma/r^2 - \Delta V f(r_0 - r)$ можно описать асимптотическую свободу при $\gamma \ll 1$. Такой потенциал приводит к сдвигу на δr_0 нуля расщепления; при $\gamma = 0{,}03$ ГэВ$^{-1}$ $\delta r_0 = 0{,}001$ Фм.

Учет удержания в виде осцилляторного потенциала

$$V_5(r) = -(\alpha_0/r) f(r_0 - r) + [\beta(r - r_0)^2 - c]\, f(r - r_0), \tag{2}$$

где $c \cong a_0/r_0 - \Delta V$ и ΔV – величина скачка, приводит к изменению зависимости расщепления $E(2S) - E(1P) \equiv \Delta(2S - 1P)$ от r_0. В потенциале (2), в отличие от (1), расщепление везде положительно, т. е. уровень 2S лежит всегда выше 1P. При $r_0 < 0{,}11$ Фм уровень 1D расположен выше уровня 2S и максимально удален от него при $r_0 = 0{,}25$ Фм.

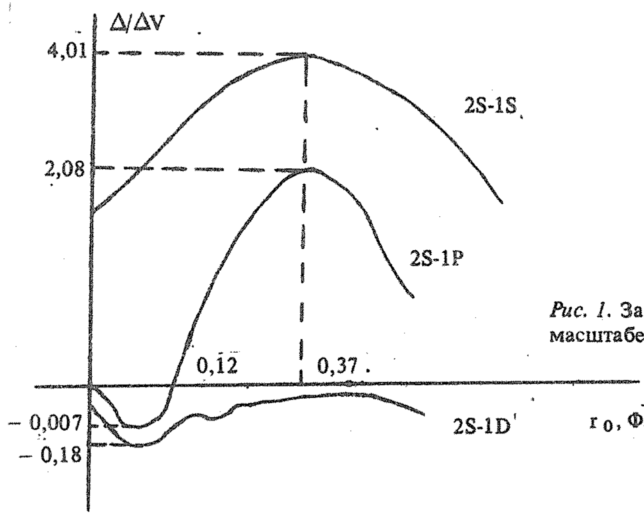

Рис. 1. Зависимость расщепления уровней от r_0 в потенциале (1) (не в масштабе).

Знакопеременность $\Delta(2S - 1D)$ и знакопостоянство $\Delta(2S - 1P)$ обусловлены учетом удержания осцилляторным потенциалом. Рассмотрение линейного удержания

$$V_6(r) = -(a_0/r)f(r_0 - r) + (\beta r - c)f(r - r_0), \quad c \cong a_0/r_0 + \beta r_0 - \Delta V$$

дает $\Delta(2S - 1D) > 0$ при малых r_0, т. е. уровень 1D опускается ниже 2S. Такое взаиморасположение уровней при малых r_0 согласуется с известной теоремой Мартена /8/: если $(d/dr)(dV/rdr) \lessgtr 0$, то $E_{2S} \gtrless E_{1D}$. Для случая $\Delta(2S - 1S)$, потенциалы (1), (2) дают одинаковую качественную зависимость от r_0 (рис. 1).

Характерный потенциал для сверхатомов можно представить в виде осцилляторной части на малых и кулоновской – на больших расстояниях:

$$V_7(r) = (\beta r^2 - c)f(r_0 - r) + (-a/r)f(r - r_0), \quad c \cong a/r_0 + \beta r_0^2 - \Delta V.$$

В этом случае r_0 совпадает с радиусом отталкивающей сердцевины. Расщепление $\Delta(2S - 1D)$, как и $\Delta(2S - 1P)$, знакопеременно и качественно зависит от r_0, как и на рис. 1. При $r_0 < 2{,}1$ Å уровень 2S лежит ниже 1D, а при больших r_0 асимптотически стремится к 1D, оставаясь при этом выше. Существование отталкивающей сердцевины с осцилляторным взаимодействием в этом случае приводит к занулению $\Delta(2S - 1D)$ при $r_0 \to \infty$.

Таким образом, учитывая, что кирально-симметричная фаза в кваркониях может плавно перейти в состояние с конституентными кварками, в данной работе рассматривались разные модели сглаженных потенциалов. Результаты вычисления показывают возможное изменение конфигурации уровней при изменении точки фазового перехода r_0. Для асимптотически свободного потенциала без удержания уровень 1D лежит всегда выше 2S, и последовательность уровней при $r_0 < 0{,}12$ Фм следующая: 1S, 2S, 1P, 1D. При $r_0 > 0{,}12$ Фм конфигурация меняется: 1S, 1P, 2S, 1D. Для удержания в виде осцилляторного потенциала уровень 2S лежит при $r_0 < 0{,}12$ Фм выше 1P, а при $r_0 > 0{,}12$ Фм – выше 1P и 1D. Учет линейного удержания опускает уровень 1D ниже 2S при любом r_0, а асимптотическая свобода приводит к незначительному сдвигу расщепления уровней в сторону больших r_0. Итак, в случае топония расположение уровней укажет на роль и местонахождение скачка в межкварковом потенциале.

В случае сверхатомов r_0 – радиус кора, при возрастании которого до 2,1 Å получаем последовательность 1S, 2S, 1P, 1D. При $r_0 = 2{,}1$ Å наступает кулоновское вырождение $E_{2S} = E_{1P}$, и при дальнейшем росте r_0 (от 2,3 до 180 Å) конфигурация уровней дается следующей последовательностью: 1S, 1P, 1D, 2S. Эти закономерности указывают пути управления зонной структурой комплексов из сверхатомов.

Автор благодарна И.М. Дремину за полезные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быков А.А., Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, **42**, 119 (1985).
2. Быков А.А., Дремин И.М. ЯФ, **44**, 1542 (1986).
3. Дремин И.М. УФН, **150**, 186 (1986).
4. Дремин И.М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 25 (1987).
5. Inoshita T., Ohnishi A., Oshiyama A. Phys. Rev. Lett., **57**, 2560 (1986).
6. Андрюшин Е.А., Быков А.А. УФН, **154**, 124 (1988).
7. Imbo T., Pagnamenta A., Sukhatme U. Phys. Rev., **29D**, 1669 (1984).
8. Baumgartner B., Grosse H., Martin A. Nucl. Phys., **B254**, 528 (1985).

Поступила в редакцию 20 июля 1988 г.