объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2 - 12978

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, А.В. Сидоров

О СПЕКТРЕ МАСС МЕЗОНОВ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

В последнее время спектр масс J/ψ- и Υ-частиц интенсивно исследуется с помощью нерелятивистского уравнения Шредингера /см. обзор [1] /. При этом мезоны рассматриваются как связанные состояния кварка и антикварка, а потенциал выбирается растущим при $r\to\infty$.

В данной работе спектр масс s-состояний векторных мезонов вычисляется на основе релятивистского трехмерного квазипотенциального уравнения Логунова-Тавхелидзе:

$$(E^2-m^2-\hat{\vec{p}}^{\,2})\Phi(\vec{r}) = -\frac{m^2 V(r)}{\sqrt{m^2+\hat{\vec{p}}^{\,2}}}\Phi(\vec{r}), \qquad /1/$$

$\hbar = c = 1.$

Здесь E - полная энергия одного кварка, m - масса кварка, $\hat{\vec{p}} = -i\vec{\nabla}$.

Выберем потенциал в уравнении /1/ в виде $V(r)=\sigma r$ и произведем подстановку $\Phi(\vec{r}) = \frac{\chi_\ell(r)}{r} Y_{\ell m}(\theta,\Phi)$. Тогда для $\ell=0$ имеем

$$(E^2-m^2+\frac{d^2}{dr^2})\chi_0(r) = -\frac{m^2\sigma r}{\sqrt{m^2-\frac{d^2}{dr^2}}}\chi_0(r). \qquad /2/$$

В уравнении /2/ перейдем к фурье-образу функции $\chi_0(r)$:

$$\tilde{\chi}(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ipr}\chi(r)dr. \qquad /3/$$

Для $\tilde{\chi}_0(p)$ получим дифференциальное уравнение первой степени:

$$-im^2\sigma\frac{d}{dp}\ln\tilde{\chi}_0(p) = \sqrt{m^2+p^2}\,(E^2-m^2-p^2). \qquad /4/$$

$\tilde{\chi}_0(p)$ вычисляется простым интегрированием. Для того, чтобы получить условие квантования, перейдем с помощью обратного преобразования Фурье от $\tilde{\chi}_0(p)$ к $\chi_0(r)$ и положим $\chi_0(0)=0$. Получим:

$$\int_0^\infty dp\cos\{\frac{1}{2m^2\sigma}[p\sqrt{p^2+m^2}(E^2-\frac{5}{4}m^2-\frac{p^2}{2})+ + \frac{1}{2}m^2(E^2-\frac{3}{4}m^2)\,\mathrm{arc\,sh}\frac{p}{m}]\}=0. \qquad /5/$$

Интегрирование в /5/ может быть выполнено методом стационарной фазы, что приводит к следующему приближенному условию квантования:

$$E_n\sqrt{E_n^2+m^2}\,(E_n^2-\frac{3}{2}m^2)+2m^2(E_n^2-\frac{3}{4}m^2)\,\mathrm{arc\,ch}\,\frac{E_n}{m}= \qquad /6/$$

$$=4\pi m^2\sigma(n+3/4);\qquad \pi(n+3/4)\gg 1,$$

n - целое неотрицательное число.

Согласно[2] будем считать, что масса связанного состояния $q\bar{q}$ равна $M_{q\bar{q}}=2E_q$. Параметры m и σ фиксируются по значениям масс первых двух уровней с квантовыми числами $n=1,2$. При этом для J/ψ – частиц получается $\sigma_c=0{,}60$ ГэВ^2, $m_c=0{,}961$ ГэВ, а для Υ-частиц $\sigma_b=0{,}45$ ГэВ^2, $m_b=4{,}34$ ГэВ. Спектры масс, вычисленные с помощью этих параметров для различных значений главного квантового числа n, представлены в таблице и отражают хорошее согласие с экспериментом. /Использование условия квантования /5/ приводит к 10%-му изменению параметров σ и m /. Кроме того, в таблице указаны теоретические предсказания, полученные в рамках рассмотренной выше модели.

Таблица

	$M_{c\bar{c}}$ [ГэВ]		$M_{b\bar{b}}$ [ГэВ]	
n	Эксп.	Теория	Эксп.	Теория
I	3,095	3,095	9,46	9,46
2	3,686	3,686	I0,0I	I0,0I
3	4,04	4,082	I0,38	I0,43
4	4,4I	4,39I		I0,78
5		4,647		II,09
6		4,868		II,37

В заключение авторы благодарят А.Е.Дорохова, С.Г.Коваленко, Н.Б.Скачкова за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Quigg C., Rosner Y. FERMILAB-Pub-79/22-THY, 1979.
2. Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. В кн.: Проблемы теоретической физики. "Наука", М., 1969, с.261.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 декабря 1979 года.