Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 2, стр. 154 – 156 *20 января 1980 г.*

О СПЕКТРЕ МАСС МЕЗОНОВ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

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

Массы J/ψ и γ-мезонов вычисляются с помощью квазипотенциального уравнения Логунова – Тавхелидзе. Потенциал выбран в виде $V(r) = \sigma r$. Получено хорошее согласие с экспериментом.

Последнее время спектр масс J/ψ и γ-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 :

$$(E^2 - m^2 - \hat{\mathbf{p}}^2)\,\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{m^2 V(r)}{\sqrt{m^2 + \hat{\mathbf{p}}^2}}\,\Phi(\mathbf{r}) \qquad \hbar = c = 1. \qquad (1)$$

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

Выберем потенциал в уравнении (1) в виде $V(r) = \sigma r$ и произведем подстановку $\Phi(\mathbf{r}) = (\chi_l(r)/r)\,Y_{lm}(\theta, \phi)$. Тогда для $l = 0$ имеем:

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

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

$$\tilde{\chi}_0(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ipr}\chi(r)\,dr. \qquad (3)$$

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:

$$\int_0^\infty dp\,\cos\left\{\frac{1}{2m^2\sigma}\left[p\sqrt{p^2 + m^2}\left(E^2 - \frac{5}{4}m^2 - \frac{p^2}{2}\right) + \right.\right.$$

$$+\frac{1}{2}m^2\left(E^2-\frac{3}{4}m^2\right)\operatorname{arc\,sh}\frac{p}{m}\Bigg]\Bigg\} = 0. \qquad (5)$$

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

$$E_n\sqrt{E_n^2+m^2}\left(E_n^2-\frac{3}{2}m^2\right)+2m^2\left(E_n^2-\frac{3}{4}m^2\right)\operatorname{arc\,ch}\frac{E_n}{m} =$$

$$= 4\pi m^2\sigma\left(n+{}^3/4\right); \quad \pi\left(n+{}^3/4\right) \gg 1 \qquad (6)$$

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%-ному изменению параметров σ и m). Кроме того в таблице указаны теоретические предсказания, полученные в рамках рассмотренной выше модели.

	$M_{c\bar{c}}$, ГэВ		$M_{b\bar{b}}$, ГэВ	
n	эксперимент	теория	эксперимент	теория
1	3,095	3,095	9,46	9,46
2	3,686	3,686	10,01	10,01
3	4,04	4,082	10,38	10,43
4	4,41	4,391	–	10,78
5	–	4,647	–	11,09
6	–	4,868	–	11,37

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

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
14 декабря 1979 г.

Литература

[1] C.Quigg, Y.Rosner. FERMILAB-Pub-79/22-THY, 1979.

[2] В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. Книга "Проблемы теоретической физики", М., изд. Наука, 1969 г., стр. 261.