

φ^4 型强子“橡皮袋”模型(II)

——强子的质量谱

朱伟 张民生 陆继宗 冯承天 褚君浩

(上海师范大学)

(上海师范学院)

(上海市梅陇中学)

摘 要

利用强子的“橡皮袋”模型,本文统一计算了普通强子和J/ ψ 族介子(包括 $\psi(3772)$)的质量谱,其结果与实验符合得很好,从而克服了M. I. T. 袋模型在解释J/ ψ 介子族质量谱方面所遇到的困难.

一、引 言

前文[1]中,我们从拉氏密度

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma_\mu \partial^\mu)q + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma)^2 - \frac{G}{\mu} \bar{q}(\sigma + \mu)^2 q - F(\sigma^2 - \mu^2)^2 + \eta(\sigma) \quad (1)$$

出发,得出了一个新的袋模型——“橡皮袋”模型. 这个模型表明,在静止坐标系中,强子可形象地看作一个壁厚为 D ,具有表面张力 T 的“橡皮球”. 由[1]可知,由于 $\eta(\sigma)$ 很小,因此“橡皮球”只有表面能而无体积能,所以它不同于只有体积能而无表面能的M. I. T. 袋模型. 由于“橡皮袋”模型在结构上的这个新的特点,就决定了在应用它计算强子质量谱时可采用新的方法. 本文应用这一方法计算了介子八重态、重子八重态和十重态以及J/ ψ 族粒子的质量,并与实验进行了比较.

二、计算公式

从[1]可知,在不考虑夸克之间的规范色胶子交换和真空零点能时,强子体系的总能量可写成:

$$E = \sum \frac{\omega_{nK}}{R} + \frac{16}{3} \pi \sqrt{2FR^2} \mu^3 = \sum \frac{\omega_{nK}}{R} + 4\pi R^2 T, \quad (2)$$

式中 $T = \frac{4}{3} \sqrt{2FR^2} \mu^3$ 是袋壁的平均表面张力,求和是对袋内的所有夸克进行的. 此外,

上式中假定袋内夸克的有效质量为零,而 ω_{nK} 满足条件:

$$\tan \omega_{nK} = K \frac{\omega_{nK}}{\omega_{nK} + K}, \quad (3)$$

它相当于 M. I. T. 袋模型中的线性边界条件。不过,在我们的模型中,可以自洽地导出它^[1]。

进一步,类似于 [2] 做过的那样,考虑 $SU(3)$ 和 $SU(4)$ 对称的破坏,假定奇异夸克 s 和粲夸克 c 的质量不为零,而 u 、 d 夸克的质量均为零。同时引入半唯象的袋内真空零点能和夸克间的色胶子场的磁作用能,结果有:

$$E = 4\pi R^2 T + \Sigma \left(\frac{N_0 \omega(0, R)}{R} + \frac{N_s(m_s, R)}{R} \right) - \frac{Z_0}{R} + \frac{8}{3} \frac{\alpha_c \cdot \lambda}{R} [a_{00} M_{00} + a_{0s} M_{0s} + a_{ss} M_{ss}], \quad (4)$$

上式第一项是表面能的贡献,第二项为夸克的动能; N_0 、 N_s 分别是 u 、 d 夸克和 s 、 c 夸克的数目,求和是对袋内所有的夸克进行的。其中 ω 满足:

$$\tan \chi = k \frac{\chi}{k - kmR + [\chi^2 + (mR)^2]^{1/2}}, \quad \chi^2 = \omega^2 - (mR)^2. \quad (5)$$

式中 $k = \pm 1$, χ 的部份数值解见表 I。

表 I χ 的数值表

mR	$\chi_1(1S_{1/2})$	$\chi_2(1P_{1/2})$	$\chi_3(2S_{1/2})$	$\chi_4(2P_{1/2})$
0	2.04279	3.81154	5.39602	7.00204
1	2.39629	3.91116	5.50590	7.06363
2	2.59607	3.99753	5.60460	7.12212
3	2.71914	4.06833	5.68960	7.17610
4	2.80026	4.12507	5.76111	7.22484
5	2.85680	4.17044	5.82064	7.26823
6	2.89805	4.20698	5.87013	7.30651
7	2.92927	4.23675	5.91143	7.34015
8	2.95362	4.26131	5.94612	7.36968
9	2.97310	4.28183	5.97549	7.39565
10	2.98901	4.29918	6.00055	7.41854

χ 是一个多值函数,其最低四个解,分别对应于 $1s$ 、 $1p$ 、 $2s$ 、 $2p$ 模式。

(4) 式的第四项为夸克间的胶磁能贡献, α_c 为胶子场——夸克场的等效耦合常数; λ 对于介子为 2、重子为 1, M_{00} 、 M_{0s} 、 M_{ss} 是与夸克胶磁矩有关的复杂函数,其表达式是文献 [3]。(4) 式中已略去了真空压强能与胶电场的微小贡献。

三、计算方法(“固定半径法”)

1. (4) 式中的普通常数 Z_0 、 α_c 、 m_s 、 m_c 的数值由 ρ 、 P 、 π 和 J/ψ 四个粒子的质量输入

定出. 结果为: $Z_0 = 2$, $\alpha_c = 0.33$, $m_s = 270 \text{ MeV}$, $m_c = 1600 \text{ MeV}$.

2. (1) 式中的 μ 和 F 是二个参数, 它们与“橡皮袋”的两个特征量 T (表面张力) 和 D (壁厚) 有关^[1]. 场方程的解是 μ 和 F 的函数, 当 μ 、 F 改变时, 解的扭折程度 (从而 T 与 D) 也不同. 我们假定对应于物理粒子, 参数的选择应满足袋的稳定性条件^[1]:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial R} \right|_{R=R_c} = 0. \quad (6)$$

从物理意义上来说, 这就是袋内夸克的动能所产生的压强与袋壁的表面张力 T 所产生的压强相平衡.

在这里我们强调指出, 具体应用 (6) 式有几种不同的方法: 一种叫“固定表面张力法”. 它假定表面张力 (从而 D) 是一个普通常数 (它可由某个粒子的质量输入待定), 而袋的半径可变, 这样由 (6) 式可决定与每个强子相应的半径值. 所以在这种方法中, 强子可看作表面张力 T 和壁厚 D 都相同, 而袋半径不同的袋体系.

另一种方法, 即“固定半径法”. 在这个方法中假定对于普通强子和 J/ψ 族粒子, 袋的外半径 R_c 分别取固定值 R_{c1} 和 R_{c2} , 而袋的内半径 R_0 可以变化. 由图 (1) 可知 $R_0 = R_c - D$, 因此 D 和 T 都可变化. 但这些量不能任意选定, 根据稳定性条件:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial R} \right|_{\substack{R=R_0 \\ R_c=\text{const}}} = 0,$$

可定出相应于各个物理粒子应取的 R_0 值. 这实际上意味着, 由于不同的强子其内部夸克所产生的压强不同, 就引起壁厚产生相应的变化 (变薄或变厚), 从而袋的内半径和表面张力都发生相应的变化, 最终使二部份压强保持平衡. 我们采用

“固定半径法”进行计算.

由 Ω 和 $\psi(3684)$ 两个粒子的质量输入可定出

$$R_{c1} = 5.4 \times 10^{-3} (\text{MeV})^{-1}, \quad R_{c2} = 4.1 \times 10^{-3} (\text{MeV})^{-1}.$$

由于 $T \propto \frac{1}{D}$ ^[1], 为确定二者的比例关系, 我们取

$$D = 1 \times 10^{-3} (\text{MeV})^{-1} \text{ 时, } T = 1.83 \times 10^6 (\text{MeV})^3.$$

3. $\psi(3684)$ 等 $J^{PC} = 1^{--}$ 的 J/ψ 族介子, 都看作为 $c\bar{c}$ 的模式激发态, 它们对应于 (5) 式中的不同模式. 由于 s 态宇称为正, p 态宇称为负, 且正反粒子的宇称相反, 所以 $1s1s$, $1p1p$, $1s2s$, $2s2s$, $1p2p$ 态对应宇称为负的介子, $1s1p$ 态对应宇称为正的介子.

4. 自旋为 1 和 0 的介子态的质量分裂, 由夸克之间的胶磁能贡献给出.

5. 计算程序: 对每一个强子, 先选一试探 D 值, 求出相应的 T 和 R_0 值, 代入 (5)、(4) 两式, 算出相应的 $E(R_0, T)$ 值, 再用逐次逼近法求出满足条件

$$\left. \frac{\partial E}{\partial R} \right|_{R=R_0} = 0 \quad (R_0 + D = R_c)$$

的 R_0 和 T 值. 最后用求得的 R_0 和 T 值代入 (4) 式, 就可求出相应的强子的质量, 计算结果详见表 II、III. 表中同时列出了用其它模型计算的结果, 以资比较.

表 II 普通强子质量谱

粒 子	$m_{\text{实}}(\text{MeV})$	“橡 皮 袋”		M.I.T.	
		$m_{\text{H}}(\text{MeV})$	$R_0(10^{-3}\text{MeV}^{-1})$	$m_{\text{H}}(\text{MeV})$	$R_0(10^{-3}\text{MeV}^{-1})$
π	137	78	4.4	280	3.34
k	495	267	4.4	497	3.26
ρ	770	769输入	5.25	780	4.71
ω	782	769	5.25	780	4.71
K^*	892	872	5.2	928	4.65
P	938	1034输入	5.3	938输入	5.00
Δ	1236	1299	5.3	1233输入	5.48
φ	1019	982	5.2	1068	4.61
Λ	1115	1172	5.3	1105	4.95
Σ	1192	1178	5.3	1144	4.95
Σ^*	1385	1433	5.3	1382	5.43
Ξ^*	1537	1538	5.3	1529	5.39
Ξ	1317	1356	5.3	1289	4.91
Ω^-	1674	1665输入	5.3	1672输入	5.35
相对误差(%)	$\frac{ m_{\text{实}} - m_{\text{H}} }{m_{\text{实}}}$	$\pi, k \sim 45\%$ $P \sim 10\%$ 其它 $< 5\%$		$\pi \sim 200\%$ 其它 $< 5\%$	

表 III J/ψ 族粒子的质量谱

夸克组合	粒子名称	实验 [7]		橡皮袋模型		$SU(4)$ 理论 [8] $m_{\text{H}}(\text{MeV})$	粲子偶素模型 [9] $m_{\text{H}}(\text{MeV})$	M. I. T. 模型 [10] [5] $m_{\text{H}}(\text{MeV})$	说 明
		J^{PC}	$M(\text{MeV})$	$m_{\text{H}}(\text{MeV})$	模式激发态				
$c\bar{c}$	J/ψ	1^{--}	3095	3082*	$1s1s$	3098*	3105*	3095*	* 为输入
$c\bar{c}$	η_c	0^{--}	?	2996	$1s1s$	3000		2931	? 不确切
$c\bar{c}$	χ_1	0^{++}	3413	} 3324	$1s1p$	×	} 3460	×	× 无法计算
$c\bar{c}$	χ_2	1^{++}	3511						
$c\bar{c}$	χ_3	2^{++}	3560	待计算	$1s1p$	×	3750	×	
$c\bar{c}$	X	0^{+}	2830	~ 2900	$1s1s$	×		2900	
$c\bar{c}$	ψ_1	1^{--}	3684	3632*	$1P1P$	×	3695*	< 3394	
$c\bar{c}$	$\psi(3.9)$	1^{--}	3950?			×	×	×	
$c\bar{c}$	$\psi(4.4)$	1^{--}	4414	4464	$1P2P$	×	×	×	
$c\bar{u}\bar{c}u$	$\psi(4.1)$	1^{--}	4100	4154	$1s1s1s1s$	×	4180	×	
$c\bar{u}$	D	0^{--}	1869	1721	$1s1s$	2160	×	1766	
$c\bar{u}$	D^*	1^{--}	2009	1970	$1s1s$	2260	×	1969	
$c\bar{u}$	F	0^{--}	?	1847	$1s1s$	2210	×	1885	
$c\bar{u}$	F^*	1^{--}	?	2094	$1s1s$	2310	×	2098	
“橡皮袋”模型预言									
$c\bar{c}$	ψ_2	1^{--}	(3772)	3795	$1s2s$				
$c\bar{c}$	$\psi(4.5)$	1^{--}		4514	$2s2s$				

四、讨论

1. 在 χ_1, χ_2, χ_3 三个粒子的计算中, 我们没有进一步计算胶磁能引起的质量分裂, 因此暂时是简并的。

2. 类似于 [4], 我们认为 $\psi(4.1)$ 是 $(c\bar{u}c\bar{u})$ 组成的异常态 (exotic 态)。我们假定在袋内它是以能量较低的 $c - \bar{u}, \bar{c} - u$ 的标量组合形式存在。在计算中, 我们略去了很小的 $\bar{c} - u, \bar{c} - u$ 之间的电磁作用贡献。其主要衰变道为: $c\bar{u}c\bar{u} \rightarrow c\bar{u} + \bar{c}u$ (图 2)。这个态的能级特别宽的原因是: 如进一步考虑 u, d 夸克之间的电磁差别, $\psi(4.1)$ 将是二个很靠近的宽共振的迭加, 而且 $\psi(3, 9)$ 可能是这个迭加的边缘部份。

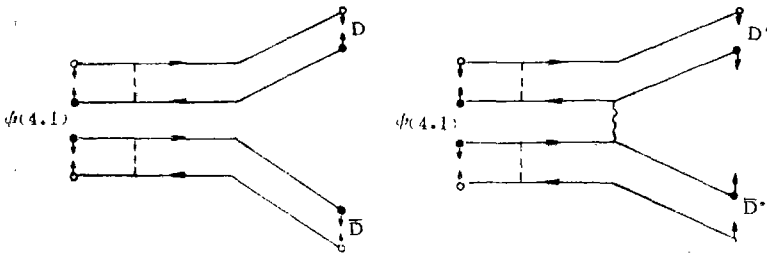


图 2 $\psi(4.1)$ 的主要衰变道, \circ c 夸克, \bullet u, d 夸克, ——色胶子场, ~~~~~光子

3. 计算结果表明, 在 3795 MeV 和 4514 MeV 附近还应有二只粒子, 其量子数为 $J^{PC} = 1^{--}$, 它们分别对应于 $1s2s$ 和 $2s2s$ 模式。由于它们的质量大于 D 粒子质量的 2 倍, 因此这两个态应有比 $\psi(3684)$ 更大的宽度, 估计其宽度与 $\psi(4.4)$ 相近, 约为几十 MeV。它们的主要衰变形式如图 3 所示。所以这些粒子是否存在将是对“橡皮袋”模型的检验。

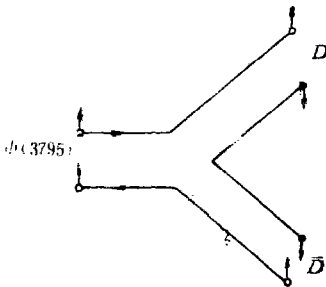


图 3 $\psi(3795)$ 的衰变

4. 考虑到所用公式的近似情况 (其中略去了袋壁上的夸克分布和很小的真空压强能等), 计算结果基本上与实验一致。

5. 计算结果表明, 在通常强子的质量谱方面, 我们与 M. I. T. 袋模型的计算结果大致相同。但我们的模型是存场论基础的, 而 SLAC 袋模型虽有场论基础, 却无法计算强子的质量谱, 这是本模型的优点之一。而更重要的是“橡皮袋”模型所特有的计算方法 (“固定半径法”) 还可用来计算 J/ψ 族粒子的质量谱。在这方面, M. I. T. 袋模型却遇到了不可克服的困难^[5]。至于使用其它模型或

计算方法, 无法统一解释所有强子的质量谱 (见表 III)。

6. 如果用类似于 M. I. T. 袋模型的计算方法, 把表面张力看作普通常数, 认为袋的外半径可变, 则算得普通强子的质量谱与实验相符。但用这种方法, 计算 J/ψ 族粒子的质量将与实验不符, 因此不能采用。

上海师范大学物理系徐在新、汪奕华、张世正等同志在函数 χ 的数值计算方面给予了帮助, 在此表示感谢。

附注: 我们的工作完成后, 见到报道, 在 e^+e^- 对撞实验中发现了 $3772 \pm 6 \text{ MeV}/c^2$, $J^{PC} = 1^{--}$ 的共振, 其 $\Gamma = 28 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{ee} = 370 \pm 90 \text{ eV}/c^{2[6]}$, 可以认为这就是我们预言的 $1s2s$ 态。

参 考 文 献

- [1] 朱伟等, 高能物理与核物理, **3** (1979), 34.
- [2] T. Degrand et al., *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2060.
- [3] A. Chodos et al., *Phys. Rev.*, **D9** (1974), 3971.
A. Chodos et al., *Phys. Rev.*, **D10** (1974), 2599.
- [4] A. Derujula et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 317.
- [5] F. John et al., *Phys. Rev.*, **D14** (1976), 1386.
- [6] P. A. Rapidis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 526.
- [7] B. Richter, *Rev. Mod. Phys.*, **49** (1977), 251.
- [8] M. K. Gaillard, B. W. Lee, *Rev. Mod. Phys.*, **47** (1975), 277.
- [9] Harrington et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 168, 706.
- [10] R. L. Laffe et al., *Phys. Rev.*, **D13** (1976), 1855.

A φ' -TYPE BAG MODEL OF HADRONS—THE “RUBBER BAG” MODEL II. THE MASS SPECTRA OF HADRONS

ZHU WEI

(Shanghai Normal University)

ZHANG MIN-SHENG LU JI-ZONG FENG CHENG-TIAN

(Shanghai Teachers' College)

CHU JUN-HAO

(Shanghai Mei-Long Middle School)

ABSTRACT

The mass spectrum of the J/ψ meson family can't be explained by the MIT bag model. Based on the theory of our Rubber Bag model of hadrons, the mass spectrum of the ordinary hadrons and that of the J/ψ family (ψ (3772) included) are calculated in a unified way in this paper. The results so obtained conform well to experimental data.