

# 一种带有赝标介子云的口袋模型

朱伟 沈建国

(华东师范大学) (中国科学院原子核研究所)

## 摘 要

本文利用  $SU(3) \times SU(3)$  对称, 把近年来提出的一种带有  $\pi$  介子云的强子口袋模型推广到包含  $K, \eta, \eta'$  介子云的情况, 计算了它的强子质量谱, 并讨论了介子云的起源。

## 一、前 言

目前在强子模型的研究中, 存在着一些不同的观点; 例如, MIT 口袋模型<sup>[1]</sup>认为强子是严格禁闭在口袋里的准自由夸克体系, 袋外是真空。另一方面, 传统的核物理研究<sup>[2]</sup>认为, 强子是裸强子和虚介子云组成的体系。显然, 为了在更广泛范围内解释强子的各种现象, 寻找一种能统一上述二种观点的强子模型是很有必要的。

不久前文献 [3, 4] 中提出了一种新的强子模型, 他们采用如下的唯象方程来描写强子:

在袋内: 
$$D^\mu F_{\mu\nu}^a = -g\bar{q}\lambda^a\gamma_\nu q$$
$$(i\partial - m + gA_a\lambda_a)q = 0 \tag{1a}$$

在袋外: 
$$(\partial^2 - \mu_\pi^2)\phi_\pi = 0 \tag{1b}$$

在袋表面: 
$$n^\mu F_{\mu\nu}^a = 0$$
$$in_\mu\gamma_\mu q = q \tag{1c}$$

以及 
$$f_\pi n_\mu \partial^\mu \phi_\pi = n_\mu \bar{q}\gamma_\nu \frac{\tau}{2} \gamma_\mu q \tag{1d}$$

上式中  $D_{ab}^\mu = \delta_{ab}\partial^\mu - gA_{abc}A_c^\mu$   
 $F_{\mu\nu}^a = \partial^\mu A_\nu^a - \partial^\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_b^\mu A_c^\nu$  是胶子场张量, a, b, c 为色指标, q 为夸克,  $\phi_\pi$  是  $\pi$  介子。这个模型把强子看作为这样一种体系: 口袋内是禁闭的夸克和胶子, 口袋外为  $\pi$  介子云,  $\pi$  介子场与夸克场在袋表面以轴矢流连续条件 (1d) 式耦合。

文献 [5] 进一步计算了这个模型的质量谱, 指出: 除  $\pi, K$  介子外, (1) 式仍可以保持 MIT 袋模型在描写强子静态性质时所具有的优点。

在本工作中, 我们把 (1d) 式推广到  $SU(3) \times SU(3)$  对称, 从而使强子周围的介子云包括  $\pi, K, \eta, \eta'$ 。并计算了强子质量谱, 最后讨论了袋外介子云的起源。

## 二、模 型

我们把(1d)式推广到满足  $SU(3) \times SU(3)$  对称的场合,这时在袋表面

$$f n_\mu \partial_\mu \phi_i = i \bar{q} \gamma_5 \frac{\lambda_i}{2} q \quad (2)$$

其中已利用了边界条件(1c). 上式  $i = 0, 1, 2, 3 \dots 8$ ,

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}.$$

在讨论强子质量谱时,可作球对称近似,这时(2)式为:

$$-f \frac{\partial \phi_i}{\partial r} = i \bar{q} \gamma_5 \frac{\lambda_i}{2} q \quad (r = R) \quad (3)$$

$SU(3)$  破缺后(保持  $SU(2)$  对称),上式可以分解成:

$$\begin{aligned} -f_\pi \frac{\partial \phi'_{1,2,3}}{\partial r} &= i \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \lambda'_{1,2,3} q \\ -f_K \frac{\partial \phi'_{4,5}}{\partial r} &= i \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \lambda'_{4,5} q \\ -f_K \frac{\partial \phi'_{6,7}}{\partial r} &= i \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \lambda'_{6,7} q \\ -f_\eta \frac{\partial \phi'_8}{\partial r} &= i \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \lambda'_8 q \\ -f_{\eta'} \frac{\partial \phi'_0}{\partial r} &= i \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \lambda'_0 q. \end{aligned} \quad (4)$$

以上各式中  $\lambda'_{1,2} = (\lambda_1 \mp i \lambda_2)/2$ ,  $\lambda'_3 = \lambda_3$ ,  $\lambda'_{4,5} = (\lambda_4 \mp i \lambda_5)/2$ ,  $\lambda'_{6,7} = (\lambda_6 \mp i \lambda_7)/2$ ,

$$\lambda'_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda'_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

为方便起见,本文取  $\eta$  介子波函数为  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ ,  $\eta'$  介子波函数为  $s\bar{s}$ . 从  $\lambda$  矩阵性质可知,由于采用了耦合公式(4), $\pi$ 场  $\phi'_{1,2,3}$  作用于  $u, d$  夸克及反夸克之间, $K$ 场  $\begin{pmatrix} K^0 \\ K^+ \end{pmatrix} \phi'_{4,5}$  作用于  $u(\bar{u})$  和  $s(\bar{s})$  夸克之间, $K$ 场  $\begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ K^- \end{pmatrix} \phi'_{6,7}$  作用于  $d(\bar{d})$  和  $s(\bar{s})$  夸克之间, $\eta$ 场  $\phi'_8$  作用于  $u(d)$  和  $u(\bar{d})$  夸克及反夸克之间, $\eta'$ 场  $\phi'_0$  作用于  $s(\bar{s})$  和  $s(\bar{s})$  夸克之间.(4)式描写的基本顶角可用图1表示. 把(4)式右边的轴矢流记作  $A_\mu$ ,在(4)式二边对  $r$  求导后可得:

$$\partial^\mu A_\mu^i = f_\pi \mu_\pi^2 \phi^i \quad i = 1, 2, 3. \quad (5a)$$

$$\partial^\mu A_\mu^j = f_K \mu_K^2 \phi^j \quad j = 4, 5, 6, 7. \quad (5b)$$

$$\partial^\mu A_\mu^8 = f_\eta \mu_\eta^2 \phi^8 \quad (5c)$$

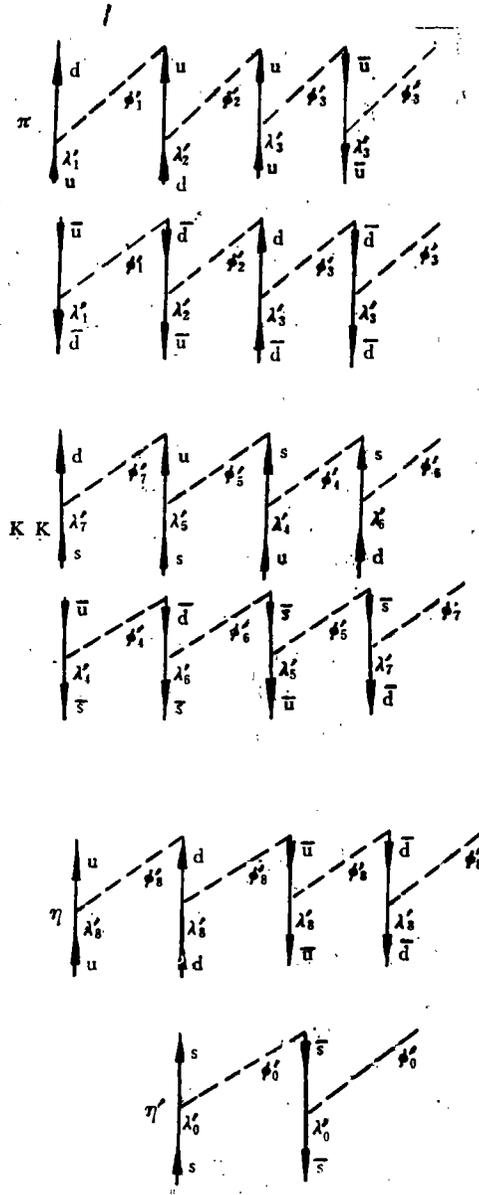


图 1

$$\partial^\mu A_\mu^0 = f_\eta \mu^2 \phi^0 \quad (5d)$$

(5a) 式就是 PCAC (轴矢流部份守恒),  $f_\pi$  为  $\pi \rightarrow \mu \nu_e$  的衰变常数. (5b) 式是广义 PCAC,  $f_K$  为  $K \rightarrow \mu + \nu_e$  的衰变常数. (5c) (5d) 式中  $f_\eta, f_{\eta'}$  是  $\eta \rightarrow 2\gamma, \eta' \rightarrow 2\gamma$  的衰变常数<sup>[8]</sup>.

### 三、强子质量谱

下面我们来计算推广后的强子模型的质量谱. 按照文献[5], 质量谱的计算步骤相当

于 MIT 袋模型的计算程序<sup>[6]</sup>,再加上夸克间的虚  $\pi$  介子交换效应. 所以有:

$$M(R) = \frac{4}{3} \pi B R^3 - \frac{Z_0}{R} + \frac{N\omega_0 + N_m\omega(mR)}{R} + E_m + E_c + E_x + E_k + E_\eta + E_{\eta'}, \quad (6)$$

其中第一项是体积能,第二项是真空零点能修正. 第三项为夸克动能,第四项和第五项是胶场交换能<sup>[6]</sup>,其中对袋内胶子场作了 Abel 近似. 强子半径由  $\frac{dM}{dR} = 0$  决定. 下面我们详细讨论后四项,它们分别是袋内夸克通过边界条件(2)式交换虚  $\pi$ 、K、 $\eta$ 、 $\eta'$  介子的能量.

由<sup>[6]</sup>可知,在球腔近似下,  $u$ 、 $d$  夸克 ( $m_u \approx m_d \approx 0$ ) 波函数是

$$q(\mathbf{r}, 0) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} i j_0(\omega_0 r/R) u \\ -j_1(\omega_0 r/R) \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r} u \end{pmatrix}, \quad (7a)$$

$$N^2 = \frac{\omega_0}{2R^2(\omega_0 - 1)j_0^2(\omega_0)}$$

$s$  夸克 ( $m_s \neq 0$ ) 波函数是:

$$q_m(\mathbf{r}, 0) = \frac{N'}{\sqrt{4\pi(E+m)}} \begin{pmatrix} i(E+m)^{1/2} j_0(\chi r/R) u \\ -(E-m)^{1/2} j_1(\chi r/R) \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r} u \end{pmatrix}$$

$$\chi^2 = (ER)^2 - (mR)^2 = \omega^2 - (mR)^2$$

$$N'^2 = \frac{\chi^2}{R^3(2\omega^2 - 2\omega + mR)j_0^2(\chi)}. \quad (7b)$$

(1.c) 式中的第一类边界条件现在可以写成:

$$j_0(\omega_0) = j_1(\omega_0)$$

$$(E+m)^{1/2} j_0(\chi) = (E-m)^{1/2} j_1(\chi), \quad r = R \quad (8)$$

以上取了最低模式  $K = -1$ .

在  $r = R$  时,从(7)、(8)式可以得到

$$\frac{1}{2} \bar{q} \gamma_5 \lambda'_i q = -(4\pi)^{-1} C_x u^+ \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r} \lambda'_i u R^{-3},$$

$$C_x = C_\eta = \frac{\omega_0}{2(\omega_0 - 1)} = 0.979,$$

$$\frac{1}{2} \bar{q}_m \gamma_5 \lambda'_i q = \frac{1}{2} \bar{q} \gamma_5 \lambda'_i q_m = -(4\pi)^{-1} C_k u^+ \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r} \lambda'_i u R^{-3},$$

$$C_k = \frac{\omega_0^{1/2} \cdot \chi}{(2\omega_0 - 2)^{1/2} (2\omega^2 - 2\omega + mR)^{1/2}}$$

$$\frac{1}{2} \bar{q}_m \gamma_5 \lambda'_i q_m = -(4\pi)^{-1} C_{\eta'} u^+ \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r} \lambda'_i u R^{-3},$$

$$C_{\eta'} = \frac{\chi^2}{(2\omega^2 - 2\omega + mR)}. \quad (9)$$

图 2 给出  $C$  与  $R$  的关系.

不难写出  $a$ 、 $b$  夸克之间交换介子场  $\phi$  的能量为:

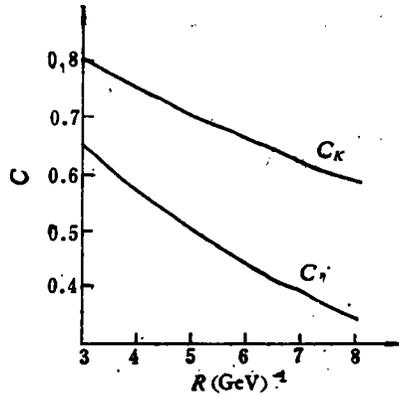


图 2

$$\begin{aligned}
 E^{ab} &= \frac{1}{2} \int_{r>R} d^3r (\nabla\phi_a^+ \nabla\phi_b + \mu^2\phi_a^+ \cdot \phi_b) \\
 &= -\frac{1}{2} \oint ds\phi_b \frac{\partial\phi_a^+}{\partial r}
 \end{aligned} \quad (10)$$

因为夸克自能项可以归入夸克质量重整化效应之中,所以在计算质量谱时,我们只计及交换效应,即  $a \neq b$ .

球对称袋外的介子场可以写成一般形式:

$$\phi = D_m Y_{lm}(\theta, \phi) h(\mu r) \quad (11)$$

以上  $h(\mu r)$  是球 Hankel 函数:

$$h(\mu r) = [(\mu r)^{-1} + (\mu r)^{-2}] \exp(-\mu r) \quad (12)$$

从(8)、(9)式可知,(2)式右边  $\alpha r$ , 所以(11)式中  $l = 1$ .

下面我们先计算虚  $\pi$  介子交换效应. 将(12)式代入(4)式:

$$\begin{aligned}
 f_\pi D_m^i \frac{dh}{dR} Y_{1m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{4\pi} c_\pi u^+ \sigma \cdot r \lambda'_i u R^{-1} \\
 &\quad (i = 1, 2, 3)
 \end{aligned} \quad (13)$$

因为

$$\begin{aligned}
 \sigma \cdot r &= \sigma_+(x - iy) + \sigma_-(x + iy) + \sigma_3 z \\
 &= (\sigma_+ \sin\theta e^{-i\phi} + \sigma_- \sin\theta e^{i\phi} + \sigma_3 \cos\theta) R
 \end{aligned}$$

所以

$$f_\pi D_m^i \frac{dh}{dR} R^3 = (12\pi)^{-1/2} c_\pi u^+ [\sigma_3 \delta_{m0} + \sqrt{2} \sigma_- \delta_{m1} + \sqrt{2} \sigma_+ \delta_{m,-1}] \lambda'_i u \quad (14)$$

把(11)、(14)式代入(10)式有

$$\begin{aligned}
 -E_\pi^{ab} &= \frac{1}{2} \oint ds D_m^i(b) Y_{1m} h D_m^j(a) Y_{1m}^+ \frac{dh}{dR} \\
 &= \frac{1}{2} f_\pi^{-1} R^{-1} \frac{h}{\sqrt{12\pi}} c u^+ [D_0^j(b) \sigma_3 + \sqrt{2} \sigma_+ D_{-1}^j(b) \\
 &\quad + \sqrt{2} D_{+1}^j(b) \sigma_-] \lambda'_j u_a
 \end{aligned} \quad (15)$$

再一次利用(14)式,最后有:

$$E_x = \sum_{a \neq b} \langle E_x^{ab} \rangle = (48\pi)^{-1} c_x^2 f_x^{-2} R^{-3} G_x \langle \hat{Q}_x \rangle$$

$$G_x = \frac{-2h(\mu_x R)}{\mu_x R \frac{dh}{d(\mu_x R)}} \quad (16)$$

$$\hat{Q}_x = \sum_{a \neq b} \sigma_a \cdot \sigma_b \lambda'_a \cdot \lambda'_b$$

对其他介子,类似地有:

$$E_K = (48\pi)^{-1} c_K^2 f_K^{-2} R^{-3} G_K \langle \hat{Q}_K \rangle$$

$$E_\eta = (48\pi)^{-1} c_\eta^2 f_\eta^{-2} R^{-3} G_\eta \langle \hat{Q}_\eta \rangle \quad (17)$$

$$E_{\eta'} = (48\pi)^{-1} c_{\eta'}^2 f_{\eta'}^{-2} R^{-3} G_{\eta'} \langle \hat{Q}_{\eta'} \rangle$$

以上各式中  $\langle \hat{Q}_i \rangle$  形式相同,只是注意  $a, b$  选择受图 1 的限制.

$$G_K = [-2h(\mu_K R)] / \mu_K R h'(\mu_K R)$$

$$G_\eta = [-2h(\mu_\eta R)] / \mu_\eta R h'(\mu_\eta R)$$

$$G_{\eta'} = [-2h(\mu_{\eta'} R)] / \mu_{\eta'} R h'(\mu_{\eta'} R) \quad (18)$$

图 3 给出  $G$  与  $R$  的关系. 各种强子的  $\langle \hat{Q} \rangle$  值见表 1. 请注意其中某些  $\langle \hat{Q} \rangle = 0$  是由于我们不考虑夸克自能作用的缘故.

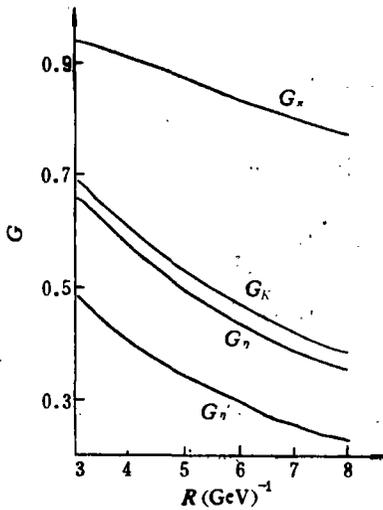


图 3

表 1

粒子	$\langle \hat{Q}_x \rangle$	$\langle \hat{Q}_K \rangle$	$\langle \hat{Q}_\eta \rangle$	$\langle \hat{Q}_{\eta'} \rangle$
P	30	0	-6	0
$\Lambda$	18	12	-6	0
$\Sigma$	2	36	2	0
$\Xi$	0	24	0	2
$\Delta$	6	0	6	0
$\Sigma^*$	2	-12	2	0
$\Xi^*$	0	-12	0	2
$\Omega^-$	0	0	0	6
$\rho$	2	0	2	0
$K^*$	0	0	0	0
$\omega$	-6	0	2	0
$\phi$	0	0	0	2
K	0	0	0	0
$\pi$	-6	0	0	-6

在作强子质量数值计算时,各种参数的取法如下: 由<sup>[5]</sup>  $f_x = 0.94 \mu_x / \sqrt{2}$ , 从<sup>[7]</sup> 可知  $f_K \approx f_x$  而<sup>[8]</sup> 指出  $f_\eta \approx f_{\eta'} \approx f_x$ . 同 MIT 口袋一样, 这里有四个口袋参数要确定. 通常口袋模型做法是选取这四个参数使四个粒子(例如 P、 $\Delta$ 、 $\omega$ 、 $\Omega^-$ )的质量理论值与实验值吻合. 本文中我们对这四个参数的选择原则是使整个强子谱的理论值与实验值的偏差尽可能小些. 经过一番调整, 它们分别取为:  $B = 3.08 \times 10^{-4} (\text{GeV})^4$ ,  $\alpha_c = 0.790$ ,  $m_s = 0.291 \text{ GeV}$ ,  $Z_0 = 1.53$ .

我们得到的强子谱见表 2. 由此可见: 重子质量谱比只有  $\pi$  介子云的模型有所改

进.

表 2 强子质量谱, 其中第二项引自 [5], 即只有  $\pi$  介子云的模型

粒 子	$M_{exp.}$	$M(SU(2) \times SU(2))^{[5]}$	$SU(3) \times SU(3)$	
			R	M
P	0.938	0.938	5.98	0.938
$\Lambda$	1.116	1.077	6.10	1.094
$\Sigma$	1.189	1.081	5.94	1.132
$\Xi$	1.321	1.219	5.80	1.254
$\Delta$	1.236	1.236	6.46	1.253
$\Sigma^*$	1.385	1.373	6.42	1.385
$\Xi^*$	1.533	1.518	6.28	1.522
$\Omega^-$	1.672	1.672	6.16	1.679
$K^*$	0.892	0.951	5.56	0.961
$\phi$	1.019	1.100	5.78	1.115
$\omega$	0.783	0.783	5.45	0.795
$\rho$	0.77	0.816	5.47	0.827
K	0.495	0.386	2.70	0.390

#### 四、介子云的起源

首先我们指出,象 [3, 4] 那样把  $\pi$  介子看作没有夸克结构的 goldstone 粒子是一个有争议的观点, 因为有些实验显示出  $\pi$  介子具有确定的夸克分布<sup>[9]</sup>. 于是产生了一个问题: 在我们模型里强子外面的虚介子云是如何形成的?

作为一种可能性, 我们假定口袋存在如图 4(a) 所示的分裂过程, 由于袋内胶子场的作用, “虚”放出一对  $q\bar{q}$ , 形成多夸克的中间态, 这个中间态可以看作二个口袋——重子口袋与介子口袋(对介子而言, 二个都是介子口袋). 随后由于其中一对  $q\bar{q}$  湮没, 又回到原来的强子态. 由于中间的分裂过程离开了原来的强子质壳, 所以这是个虚过程.

我们要求这个分裂过程满足如下条件:

- (1) 新介子袋由一个价夸克和海夸克组合而成.
- (2) 分裂过程中夸克线保持连续.
- (3) 强子吸收虚介子后, 回到原来的状态.

由于我们目前还不能对口袋的分裂与耦合作具体的计算, 作为一种唯象的处理, 暂且假定分裂出来的介子口袋可以用赝标介子场  $\phi$  来描写. 这样就得到图 4(b), 它同核物理给出的强子介子云图象图 4(c) 十分相似.

由于我们用  $\phi$  场代替了新介子口袋, 所以口袋之间的连接就变成了介子场——夸克流的耦合. 可以看出: 满足上述条件 (1) (2) (3) 的基本耦合顶角就是图 1.

从以上的讨论, 可以看到: 强子外的介子云很可能就是口袋体系的一种自分裂效应.

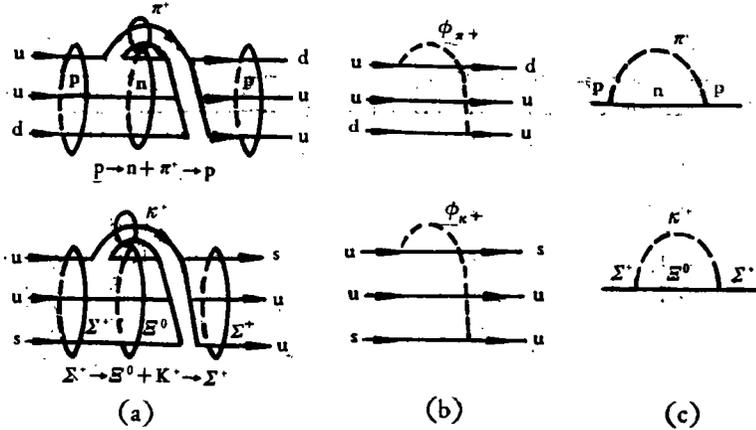


图 4

## 五、讨 论

通过本工作,我们可以看到在口袋周围引入介子云的唯象描写,可以保持原有 MIT 口袋理论的优点,而且还有助于对核力(或更一般的强子间作用力)的解释。

另一方面我们要指出:无论是 MIT 口袋模型,还是推广了的带有介子云的口袋理论,都有许多缺点有待于进一步改进,例如,正象<sup>[5]</sup>及本文计算所表明的,介子云的引入并没有象<sup>[4]</sup>中估计的那样会引起口袋半径的收缩,而且 $\pi$ 、K 介子的质量及它们的物理图象( $\pi$ 袋不稳定,K袋没有介子交换效应)都是有待于进一步研究的问题。

最后,我们指出,如果把(2)推广到矢量介子八重态,则由于矢流守恒(CVC),可以证明矢介子云与夸克流耦合常数为0,所以不能用类似的方法引入矢介子云。但可以把矢介子云看作几个赝标介子的共振( $\rho$ 为 $2\pi$ 共振)态来克服这个困难。

作者对美国特拉华州立大学郑文魁教授的有益讨论谨致热忱谢意。

## 参 考 文 献

- [1] A. Chodos et al., *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3471.
- [2] 例如见: R. J. Blin-Stogile "Mesons in Nuclei" (I) (1979), New York.
- [3] C. G. Callen, R. F. Dashen and D. J. Gross, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 250.
- [4] G. E. Brown, Mannque Rho, *Phys. Lett.*, **82B**(1979), 177.
- [5] M. V. Barnhill, W. K. Cheng and A. Halprin, *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 727.
- [6] T. Degrang et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 2060.
- [7] M. Gell-Mann, *Phys.*, **1**(1964), 63.
- [8] H. G6ldlberg, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 363.
- [9] 例如见: C. B. Newman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 951; R. D. Field, R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 2590.

## A BAG MODEL WITH PSEUDOSCALAR MESON CLOUD

ZHU WEI

*(Normal University of East China)*

SHEN JIAN-KUO

*(Institute of Nuclear Research, Shanghai, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

Using  $SU(3) \times SU(3)$  symmetry the bag model with pion cloud suggested in recent years is generalized to the bag model containing  $K, \eta, \eta'$  meson cloud. The mass spectra of hadrons are calculated and the origin of pion cloud is discussed.