

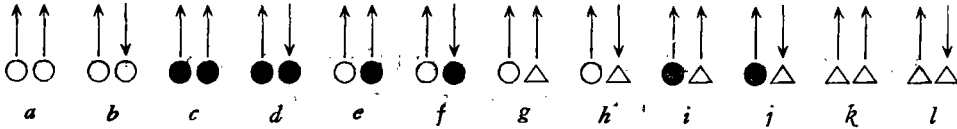
# 粲 (Charm) 粒子的质量谱

罗 辽 复      陆   焱  
(内蒙古大学物理系)      (南京电讯仪器厂)

$J/\psi$  粒子谱表明这些粒子由一对费米子组成。这个新的组成成分具有粲数  $c$ ，它也出现于其它强子中，构成粲介子和粲重子。最近实验找到的  $D(1.865)$ 、 $D^*(2.005)$  和重子  $(2.260)$ ，可能都是粲粒子<sup>[1]</sup>。本文用两个模型来研究粲粒子质量谱的规律性。

## 方案 A [ $SU(4)$ 理论]

$SU(4)$  质量关系的讨论已经很多<sup>[2-9]</sup>，大多假定了质量算符取  $\sim \alpha T_8 + \beta T_{15}$  形式。但由于粲自由度的破缺很大，不能看作线性<sup>[6-7]</sup>，这样做结果往往和实验符合不佳。我们仍采用资料[10]的分析方法，从层子二体作用的普遍概念出发进行研究。将层子  $u, d$  记为  $\circ$ ； $s$  记为  $\bullet$ ； $c$  记为  $\triangle$ ，它们的质量（包括动能）分别为  $m_0, m_0$  和  $m_0$ ，则各种二体作用可图示如下（介子中相应量用带撇文字表示）：



将粒子质量用这些参数表示出来（对于  $\pi K \eta$  等  $0^-$  八重态介子还须考虑湮没项的贡献，但对粲介子，这个项是不大的<sup>[4]</sup>），然后，我们据此在 1975 年求得了十个不依赖于参数选取的普遍质量关系<sup>[11]</sup>（粒子符号代表粒子质量，符号规定如下：把通常粒子中的  $s$  层子换成  $c$  层子后，用下标  $c$  标志之；和  $\Lambda_c$  同属于一个  $SU(3)$  表示  $\mathbf{3}$  的  $T = \frac{1}{2}$  的粒子记为  $Y_c$ ； $Q_c, Q_{cc}$  为  $1/2$  自旋，而  $Q_c^*, Q_{cc}^*, Q_{ccc}^*$  为  $3/2$  自旋）：

$$\Sigma^* - \Sigma = E^* - E \quad (1)$$

$$\Delta - N = (\Sigma^* - \Sigma) + \frac{3}{2} (\Sigma - \Lambda) \quad (2)$$

$$Q - \Delta = 3(E^* - \Sigma^*) \quad (3)$$

$$(\Sigma_c^* - \Sigma_c) + (Q_c^* - Q_c) = 2(E_c^* - E_c) \quad (4)$$

$$\Delta - N = \frac{3}{2} (\Sigma_c - \Lambda_c) + (\Sigma_c^* - \Sigma_c) \quad (5)$$

$$E^* - E = \frac{3}{2} (E_c - Y_c) + (E_c^* - E_c) \quad (6)$$

$$(\Delta - E^*) + (\Sigma^* - E^*) = (Q_c - E_c) + (\Sigma_c - E_c) \quad (7)$$

$$\Sigma_c^* - \Sigma_c = E_{cc}^* - E_{cc} \quad (8)$$

$$Q_c^* - Q_c = Q_{cc}^* - Q_{cc} \quad (9)$$

$$\Sigma^* - \Sigma = (Q_{cc} - Q_c) + (\Sigma_c - \Sigma_{cc}) \quad (10)$$

类似关系在资料[8]中也得到了. 若对参数选取加上适当条件(即对破缺性质作适当假定), 便可得到更多关系<sup>[11]</sup>. 我们要特别指出的是重子和介子之间的一类关系, 在条件

$$\frac{a' - b'}{a - b} = \frac{c' - f'}{e - f} = \frac{g' - h'}{g - h} = \frac{i' - j'}{i - j} \quad (11)$$

下可得

$$\frac{\rho - \pi}{K^* - K} = \frac{\Delta - N}{\Sigma^* - \Sigma} \quad (12)$$

$$\frac{\rho - \pi}{D^* - D} = \frac{\Delta - N}{\Sigma_c^* - \Sigma_c} \quad (13)$$

$$\frac{\rho - \pi}{F^* - F} = \frac{\Delta - N}{Q_c^* - Q_c} \quad (14)$$

$$\frac{\Sigma_c^* - \Lambda_c}{\Sigma_c - \Lambda_c} = \frac{(\rho - \pi) + \frac{1}{2}(D^* - D)}{(\rho - \pi) - (D^* - D)} \quad (15)$$

$$\frac{\Sigma_c^* - Y_c}{\Sigma_c - Y_c} = \frac{(K^* - K) + \frac{1}{4}(D^* - D) + \frac{1}{4}(F^* - F)}{(K^* - K) - \frac{1}{2}(D^* - D) - \frac{1}{2}(F^* - F)} \quad (16)$$

(12)式首先在资料[10]中求得(以后资料[6]也得到了此关系), (13)–(16)是它的推广.

### 方案 B

考虑到  $SU(4)$  理论在解释  $J/\psi$  粒子辐射衰变时出现的困难<sup>[12]</sup>, 我们曾提出了一种新的模型, 认为  $J/\psi$  的组成为一种中性的费米子  $L^\circ$  ( $L^\circ$  可能带反常磁矩)<sup>[13]</sup>.  $L^\circ$  与整数电荷的层子相结合, 便可构成粲介子和粲重子. 采用资料[14]–[15]的  $SU(3) \times SU(3)'$  整数电荷层子理论, 这几个层子的  $c = 0$ , 是第一类层子, 其量子数如表 I.  $L^\circ$  是第二类层子,  $c = 1$ , 令其  $Y' = -\frac{2}{3}$ . 各种粲粒子及其  $Y', I'$  量子如表 II. 通常粒子是  $SU(3)'$  单态. 作为其推广, 我们要求粲粒子(至少其低能态)具有  $Y' = I' = 0$ . 这样就能唯一确定粲介子为  $(\bar{L}^\circ q_3)$  系统, 粲重子为  $(L^\circ q_1 q_2)$  系统. 如令  $L^\circ$  具有  $Y' = \frac{1}{3}$ , 则不能构成  $Y' = I' = 0$  的粲粒子, 因此排除了此种可能. 粲重子的  $I' = 0$ , 其波函数的  $(q_1 q_2)$  部分须为  $SU(6)$  的  $\underline{6} \times \underline{6}$  中的全对称表示  $\underline{21}$ . 将它们和  $L^\circ$  自旋作  $C-G$  耦合后, 可得自旋  $3/2$  的  $SU(3)$  表示  $\underline{6}$  (粒子记为  $\Sigma_L^*, \Xi_L^*, \Omega_L^*$ ) 和自旋  $1/2$  的  $SU(3)$  表示  $\underline{6}$  (粒子记为  $\Sigma_L, \Xi_L, \Omega_L$ ) 和  $\underline{3}$  (粒子记为  $Y_L, \Lambda_L$ ).

采用与方案 A 相同的分析方法. 粒子质量中的单体项和二体作用项在通常的重子  $\underline{56}$  和介子  $\underline{35}$  中仍用  $n_0, \lambda_0, a \cdots f$  及相应带撇量表示; 在粲粒子波函数中的取值则用  $n_1, \lambda_1, L_1$  (单体项),  $a_1, b_1, \cdots l_1$  (二体项) 及相应带撇量表示. 不难发现, 在不对参数作任何限制下仍有质量关系 (1)–(4) (只要把下标  $c$  换成下标  $L$ ). 如果条件

$$\frac{a_1}{a} = \frac{b_1}{b} = \dots = \frac{i_1}{i} = \frac{j_1}{j} (=y) \quad (17)$$

成立, 则又可得

$$\frac{\frac{3}{2}(\sum_L - \Lambda_L) + (\sum_L^* - \Sigma_L)}{\Delta - N} = \frac{\frac{3}{2}(\mathcal{E}_L - Y_L) + (\mathcal{E}_L^* - \mathcal{E}_L)}{\mathcal{E}^* - \mathcal{E}} \quad (18)$$

$$\frac{(\mathcal{Q}_L - \mathcal{E}_L) + (\sum_L - \mathcal{E}_L)}{(\mathcal{Q} - \mathcal{E}^*) + (\sum^* - \mathcal{E}^*)} = \frac{\frac{3}{2}(\mathcal{E}_L - Y_L) + (\mathcal{E}_L^* - \mathcal{E}_L)}{\mathcal{E}^* - \mathcal{E}} \quad (19)$$

在  $a + c = 2e$  及  $a_1 + c_1 = 2e_1$  条件下, 还有质量关系

$$\frac{1}{2}(N + \mathcal{E}) = \frac{1}{4}(3\Lambda + \Sigma) \quad (20)$$

$$\mathcal{Q} - \mathcal{E}^* = \mathcal{E}^* - \sum^* \quad (21)$$

$$\mathcal{Q}_L - \mathcal{E}_L = \mathcal{E}_L - \sum_L \quad (22)$$

$$\mathcal{Q}_L^* - \mathcal{E}_L^* = \mathcal{E}_L^* - \sum_L^* \quad (23)$$

在条件

$$\frac{a' - b'}{a - b} = \frac{e' - f'}{e - f} = \frac{g' - h'}{g - h} = \frac{i' - j'}{i - j} (=x) \quad (24)$$

下还有重子和介子间的关系(12)–(14)。容易证明, 在  $y = 1$  下, 可得同于  $SU(4)$  关系的(1)–(7); 再加上条件(24), 还可再得关系(15)和(16)。

和  $SU(4)$  质量谱的重要区别是: 方案B中不存在  $c = 2$  和 3 的(至少低能态)粲重子。

表 I

	$u_1$	$d_1$	$s_1$	$u_2$	$d_2$	$s_2$	$u_3$	$d_3$	$s_3$
$Y$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$
$I_3$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
$Y'$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$
$I_3'$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0
$\mathcal{Q} = I_3 + \frac{Y}{2} + Y'$	1	0	0	1	0	0	0	-1	-1

表 II

	$(\bar{L}^{\circ}q_{1,2})$	$(\bar{L}^{\circ}q_3)$	$(L^{\circ}q_1q_2)$	$(L^{\circ}q_{1,2}q_3)$	$(L^{\circ}L^{\circ}q_{1,2})$	$(L^{\circ}L^{\circ}q_3)$
$Y'$	1	0	0	-1	-1	-2
$I'$	$\frac{1}{2}$	0	0, 1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0

在这个模型中通过引进  $J_w^L = (\alpha\bar{s}_3 + \beta\bar{d}_3)L$  型弱流就可解释粲粒子到通常粒子的非轻子衰变和半轻子衰变. 当  $\alpha \gg \beta$ , 衰变满足  $\Delta s = \Delta c$  选择定则.  $J_w^L$  的耦合强度可以和通常的弱作用有较大差别, 这也是和  $SU(4)$  理论的不同点.

这个模型引进第十个带反常磁矩的层子, 可能有助于解释在 4 GeV 以上

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

趋于渐近值 5.2.

### 参 考 资 料

- [1] W. K. H. Panofsky, PRC Series (访华学术报告), Lecture 2<sup>#</sup>-4<sup>#</sup>.
- [2] 柯分, 科学通报, **20** (1975), 84.
- [3] 吴济民、黄涛, 科学通报, **20** (1975), 184.
- [4] 朱重远, 物理学报, **24** (1975), 351.
- [5] S. Okubo et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 236.
- [6] A. De Rújula et al., *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 147.
- [7] R. Simard, M. Suzuki, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2002.
- [8] J. Franklin, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2077.
- [9] A. Hendry, D. Lichtenberg, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2756.
- [10] 陆焱、罗辽复、杨国琛, 物理学报, **23** (1974), 63.
- [11] 时学丹、陈金全、王凡、高美娟、罗辽复、陆焱, 内蒙古大学学报, 1976, 1.
- [12] 东方晓、杜东生、吴济民, 物理学报, **24** (1975), 461.
- [13] 陆焱、罗辽复, 科学通报, **21** (1976).
- [14] 刘耀阳, 原子能, **3** (1966), 232.
- [15] N. Cabibbo et al., *Phys. Lett.*, **25B** (1967), 132.

## MASS SPECTRA OF CHARM PARTICLES

Luo Liau-fu

Lu Tan

(Inner Mongolian University) (Tele-Communication Instruments Factory of Nanking)