第22卷 第8期 高能物理与核物理 Vol.22, No.8
1998 年8月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Aug., 1998

手征–夸克耦合与双重子结构*

袁秀青 张宗烨 余友文 沈彭年

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 运用 $SU(3)$ 手征夸克模型,系统地研究了 H,d*和 d′ 三个六夸克体系的结构,分析了 $SU(3)$ 手征场和矢量耦合禁闭势等非微扰效应对三种六夸克态能量的影响.结果发现,$SU(2)$ 手征场的耦合,对形成六夸克态是有利的,但是扩大到 $SU(3)$ 手征对称,则由于这些手征场的"云",对六夸克系统形成束缚的双重子态起到了限制的作用,矢量耦合禁闭势有利于 H 的形成,而对 d*则相反.

关键词 $SU(3)$ 手征夸克模型 双重子 矢量耦合

1 前言

到目前为止,实验上只观测到了单个的强子(重子及介子)以及重子间有一定距离的多重子体系(原子核).对重子的描述可以采用包括非微扰 QCD 效应的有效相互作用,象禁闭位势以及组分夸克与单胶子交换的相互作用.在传统的核物理中认为对多重子体系,可以忽略重子内部本身结构而视重子或介子为有效自由度.但是否有可能存在这样一些多夸克体系,它不能看成为简单的多个强子体系,在这里它的夸克结构不容忽视.人们称它做非标准强子(exotics)的系统.研究这些体系的结构,探讨它们存在的可能性,能够对低能 QCD 的强子结构和动力学提供有用信息.特别是对短距离QCD的一个很好的检验.

Jaffe[1]曾对多夸克体系作过分析,对于 n 个夸克全部都处于 $0S$ 轨道的系统,单胶子交换 Breit–Fermi公式中色磁力的平均值为:

$$\Gamma(n,\ (\lambda\mu)_{\mathrm{f}},\ S) = -\left\langle \sum_{i<j}(\lambda_i^{\mathrm{c}}\cdot\lambda_j^{\mathrm{c}})(\sigma_i\cdot\sigma_j)\right\rangle_{n,\ (\lambda\mu)_{\mathrm{f}},S} =$$

$$n(n-10)+\frac{4}{3}S(S+1)+\frac{1}{2}C_3(\lambda_{\mathrm{c}}\mu_{\mathrm{c}})+C_3(\lambda_{\mathrm{f}}\mu_{\mathrm{f}}), \quad (1)$$

其中 $C_3(\lambda\mu)=4\left(\frac{1}{3}(\lambda-\mu)^2+\lambda+\mu+\lambda\mu\right)$ 是 $SU(3)$ 的 Casimir算子.可以由上式看出,对

1997–09–03收稿,1997–11–05收修改稿

* 国家自然科学基金资助

六夸克系统只有味道空间的量子数$(\lambda\mu)_{\mathrm{f}}=(00)$，自旋$S=0$的态的色磁力贡献与两个Λ粒子(在假定轨道空间的波函数相同时)相比为负，也就是说色磁项会提供很强的吸引心，以致有可能形成一个稳定的束缚态，Jaffe将它称做H粒子．同时，也只有味空间量子数$(\lambda\mu)_{\mathrm{f}}=(03)$，自旋$S=3$的态中色磁项的贡献与两个Δ粒子(在假定轨道空间的波函数相同时)相比为0，色磁力对能量不提供作用，称之为d^*粒子．对于其他的六夸克$(0S)^6$系统，色磁项都将贡献为排斥心．从上面的分析来看，H和d^*可视为最容易形成束缚态的六夸克0S系统，然而仅从色磁力的效应来讨论六夸克态的形成显然是不够的，进一步分析各种其它效应如禁闭势，手征场的耦合等对系统的影响，无疑是很有意义的．

H双重子的能量最初由Jaffe用MIT口袋模型得出[1]，低于ΛΛ阈能80MeV．然而这样一个多夸克体系是十分复杂的，涉及到禁闭机制，夸克间的作用，以及六夸克体系的动力学等．许多年来，各种模型理论研究给出过H粒子的不同能量结果[2]，可是实验在寻找中始终没有发现[3]．

另一方面，最近在双电荷交换反应${}^{A}Z(\pi^+,\pi^-)^{A}(Z+2)$中发现了[4]一个被认为可能是量子数为$J^P=0^-$，$T=0$的双重子态$\mathrm{d}'$．它的质量为2065MeV，较$\mathrm{NN}^*$能量低，因此很不容易衰变到核子-核子道．如果这个粒子被确认，那么对核力的了解将会有一新的启示．George Wagner[5]等人对d'粒子运用组分夸克模型，包含$SU(2)$手征场，在谐振子基$N=1$和$N=3$空间作过分析，给出的结果发现并不能形成束缚的$J^P=0^-$态，理论计算与实验要求有一定差距．

目前，QCD被认为是强相互作用的基本理论，但在非微扰区的应用却受到了限制，因此现在在非微扰区计算仍然采用一些具有QCD精神的模型理论，其中$SU(3)$手征夸克模型[6]是较为成功的．它是在组分夸克模型的基础上，引入$SU(3)_{\mathrm{L}}\otimes SU(3)_{\mathrm{R}}$手征不变拉氏量．包含了带有奇异数的标量手征场，可以改进一些同位旋依赖机制和自旋依赖机制，能更合理地解释核子-核子散射相移及超子-核子相互作用，在描述重子谱中也对理论结果有所改进[7]．本文就旨在运用$SU(3)$手征夸克模型系统地研究各种非微扰效应对三个六夸克态H，d^*和d'能量的影响．

2　理论框架

2.1　有效哈密顿量

在$SU(3)$手征夸克模型中，为保持在相互作用的短程部分微扰QCD的作用，选用通常的单胶子交换势：

$$V_{ij}^{\mathrm{OGEP}}=\frac{1}{4}g_ig_j(\boldsymbol{\lambda}_i^c\cdot\boldsymbol{\lambda}_j^c)\left(\frac{1}{r_{ij}}-\frac{\pi}{2}\left[\frac{1}{m_i^2}+\frac{1}{m_j^2}\right]\delta(\boldsymbol{r}_{ij})-\frac{2\pi}{3m_im_j}(\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j)\delta(\boldsymbol{r}_{ij})\right.$$
$$\left.-\frac{1}{4m_im_jr_{ij}^3}S_{ij}-\frac{3}{4m_im_jr_{ij}^3}(\boldsymbol{\sigma}_i+\boldsymbol{\sigma}_j)\cdot\boldsymbol{L}\right),\tag{2}$$

在中长程部分，采用由手征变换不变要求引入的手征场与夸克场线性耦合的拉格朗日而获得的夸克与手征场相互作用势，同时为了保持夸克在单个重子中的禁闭特性，在此我们

用夸克禁闭势来描述. 关于 $SU(3)$手征场的作用及禁闭势的选取分别给出如下:

2.1.1 $SU(3)$手征场

为在拉氏量中恢复手征对称性,引入 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$不变的夸克与手征场的线性耦合相互作用量:

$$L_1 = -g'_{ch}\overline{\Psi}\left(\sum_{a=0}^{8}\sigma_a\lambda_a + \mathrm{i}\sum_{a=0}^{8}\pi_a\lambda_a\gamma_5\right)\psi \tag{3}$$

其中σ_a为九个标量场, π_a为九个赝标量场. $g'_{ch} = g_{ch}F(q^2)$, $F(q^2)$是顶角形状因子. $F(q^2) = \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2+q^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, g_{ch}由π–核子耦合常数实验值确定.

$$\frac{g_{ch}^2}{4\pi} = \left(\frac{3}{5}\right)^2\frac{g_{NN\pi}^2}{4\pi}\frac{m_q^2}{m_N^2},$$

Λ是截断参数,表征手征对称性自发破缺尺度.

从(3)式可导出夸克间各个交换手征场的位势为:

$$V_{\sigma_a}(\boldsymbol{r}_{ij}) = -C(g_{ch}, m_{\sigma_a}, \Lambda)[X_1(m_{\sigma_a}, \Lambda, r_{ij}) + \frac{m_{\sigma_a}^2}{4m_{q_i}m_{q_j}}$$

$$\left(G(m_{\sigma_a}, r_{ij}) - \left(\frac{\Lambda}{m_{\sigma_a}}\right)^3 G(\Lambda, r_{ij})\right)\boldsymbol{L}\cdot(\boldsymbol{\sigma}_i+\boldsymbol{\sigma}_j)]\lambda_a(i)\lambda_a(j), \tag{4}$$

$$V_{\pi_a}(\boldsymbol{r}_{ij}) = C(g_{ch}, m_{\pi_a}, \Lambda)\frac{m_{\pi_a}^2}{12m_{q_i}m_{q_j}}\left[X_2(m_{\pi_a}, \Lambda, r_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j) +\right.$$

$$\left.\left(H(m_{\pi_a}, r_{ij}) - \frac{\Lambda^3}{m_{\pi_a}^3}H(\Lambda, r_{ij})\right)S_{ij}\right]\lambda_a(i)\lambda_a(j), \tag{5}$$

其中

$$C(g_{ch}, m, \Lambda) = \frac{g_{ch}^2}{4\pi}\cdot\frac{\Lambda^2 m}{\Lambda^2-m^2},$$

$$Y(\rho) = \frac{1}{\rho}\mathrm{e}^{-\rho}, \quad G(\rho) = \frac{1}{\rho}\left(1+\frac{1}{\rho}\right)Y(\rho),$$

$$H(\rho) = \left(1+\frac{3}{\rho}+\frac{3}{\rho^2}\right)Y(\rho),$$

$$X_1(m, \Lambda, r) = Y(mr) - \frac{\Lambda}{m}Y(\Lambda r),$$

$$X_2(m, \Lambda, r) = Y(mr) - \frac{\Lambda^3}{m^3}Y(\Lambda r),$$

$$S_{ij} = 3(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ij}) - (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j).$$

σ_a对应四个标量介子：σ, σ′, κ, ε, π_a对应四个赝标介子：π, *K*, η, η′.

2.1.2　禁闭势的选取

禁闭势的中心势形式通常有线性形式和谐振子形式：(1)：$-\alpha_{ij}^{(1)} r_{ij}(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c)$与(2)：$-a_{ij}^{(2)} r_{ij}^2(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c)$.

我们知道这种中心势形式的禁闭势既可以来自标量耦合,也可以来自矢量耦合,然而这两种不同耦合所提供的自旋相关的势是完全不同的,为了研究矢量耦合的效应,在计算中分别引入了标量耦合及矢量耦合的禁闭势 $V_{ij}^{s\cdot\mathrm{conf}}$ 和 $V_{ij}^{v\cdot\mathrm{conf}}$,将禁闭势取为:

$$V_{ij}^{\mathrm{conf}\cdot k} = (1-\eta)V_{ij}^{s\cdot\mathrm{conf}\cdot k} + \eta V_{ij}^{v\cdot\mathrm{conf}\cdot k},\ (k=1,2) \tag{6}$$

$k=1$ 代表中心势部分为线性的,$k=2$ 为谐振子的,η 是表示矢量耦合所占比例的一个参数. 由此可以得到:

$$V_{ij}^{\mathrm{conf}\cdot 1} = -\alpha_{ij}^{(1)} r_{ij}(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c) - \frac{1}{3m_i m_j}\eta\alpha_{ij}^{(1)}\frac{1}{r_{ij}}(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j)(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c), \tag{7}$$

$$V_{ij}^{\mathrm{conf}\cdot 2} = -\alpha_{ij}^{(2)} r_{ij}^2(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c) - \frac{1}{m_i m_j}\eta\alpha_{ij}^{(2)}(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j)(\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c), \tag{8}$$

综合上面三个部分的相互作用,系统总的哈密顿量为:

$$H = \sum_i\left(m_i + \frac{\boldsymbol{p}_i^2}{2m_i}\right) - \frac{\boldsymbol{P}^2}{2M} + \sum_{i<j}^{6} V_{ij}, \tag{9}$$

其中

$$V_{ij} = V_{ij}^{\mathrm{OGEP}} + V_{ij}^{\mathrm{ch}} + V_{ij}^{\mathrm{conf}},$$

$$V_{ij}^{\mathrm{ch}} = V_{ij}^{\pi_a} + V_{ij}^{\sigma_a}.$$

2.2　基的选取

六夸克体系的基取为:

$$\Psi_{(\lambda\mu)TS}(\omega_i) = \Phi((0S)^6,\ \omega_i)\chi_{(\lambda\mu)_f TS}^{f\sigma}\chi_{(00)}^{c}. \tag{10}$$

这里$\chi_{(00)_c}^{c}$ 是颜色部分,它是颜色单态；$\chi_{(\lambda\mu)_f TS}^{f\sigma}$是味道自旋部分,它具有 [33]的对称性,$(\lambda\mu)_f$是味道 SU_3的配分,T与S分别代表系统的同位旋及自旋. $\Phi((0S)^6,\ \omega_i)$是空间部分,它具有 [6]的对称性, $\omega_i = \dfrac{1}{m_q b_{q_i}^2}$ 代表高斯函数的能量参数.

Φ可以表示为:

$$\Phi((0S)^6,\ \omega_i) = \prod_{j=1}^{6}\phi_i(r_j),$$

其中：

$$\phi_i(r)=\left(\frac{m_q\,\omega_i}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}}\mathrm{e}^{-\frac{m_q\omega_i r^2}{2}}.$$

在计算中取不同ω_i的基展开，作为试探波函数，即$\Psi_{(\lambda\mu)_f TS}=\sum_i a_i\Psi_{(\lambda\mu)_f TS}(\omega_i)$求解本征方程 $H\Psi=E\Psi$，可得六夸克态能量及相应的波函数．

3 结果和讨论

在计算过程中，选用的模型参数如下：取π介子质量为实验值 $m_\pi=138$MeV．再由 PCAC 关系 $m_\sigma^2=(2m_q)^2+m_\pi^2$ 可以求出σ场的质量 $m_\sigma\cong600$MeV，π–核子耦合常数取为 $g_{NN\pi}^2/4\pi=14.48$．这些参数可以很好地符合低能的实验值．K 介子，η介子及η′介子的质量也取为实验值，其它的介子质量都取为 $m_{\eta'}$(即大约为 1000MeV)．当轻夸克的质量 $m_u=313$MeV，s 夸克的质量 $m_s=515$MeV 及给定 b_N时，由 N 和Δ的质量差可以得到单胶子交换的耦合常数 g_u，由Λ和Σ的质量差来确定 g_s．对于禁闭势强度则是从基态重子 N，Λ，和Ξ的稳定条件定出．剩下的参数还有截断参数Λ和Λ'．

表 1 至表 4，都是 $SU(3)$的结果，E代表六夸克态能量，$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$是相应的均方根半径．为了讨论参数的影响，这里列出了由质量差条件及稳定条件定出的参数 g_u^2 及 a_{uu}．

下面分别讨论不同的禁闭势形式，核子参量 b_u，矢量耦合参量η，以及手征场耦合的效应．

表 1 及表 2 给出的是线性禁闭势的两套不同参数的结果，η代表矢量耦合的成分．E 是六夸克态的能量，$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$是六夸克态的均方根半径．对应于表 1 的情况，$b_u=0.5$fm，$\Lambda=829$MeV，是计算 N–N散射中所采用的参数[6]，选用它，是为了便于讨论在同样参数下，六夸克的能量．对应于表 2，$b_u=0.57$fm，$\Lambda=1200$MeV，在这组参数下，相应的禁闭势强度很弱，是最有利于六夸克态能量的极端情况，选用它，是看参数在合理范围内，六夸克态的能量能达到什么程度．表 3 及表 4 是相应于谐振子禁闭势的两套参数的结果．

表1 b_u=0.50fm，Λ=829MeV，Λ'=987MeV，线性禁闭势

η	H		d^*		d'		g_u^2	a_{uu} /(MeV/fm)
	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm		
0	2501.48	0.55	2567.13	0.66	2876.48	0.65	0.847	104.89
0.3	2453.44	0.56	2643.79	0.65	2872.59	0.65	0.492	116.71
0.5	2381.08	0.56	2695.30	0.64	2864.68	0.65	0.208	126.19

从表 1 和表 3 可以看出，当采用谐振子形式的禁闭位时，三个粒子的能量均普遍增高．线性禁闭势较谐振子禁闭势有利于双重子的结合．

当引入矢量耦合禁闭势后，从(7)式和(8)式可以看出，这项禁闭势会提供一部分色磁力，将矢量耦合效应加大到$\eta=0.5$，如表 1 所示，α_s可降低约 20% 至 90%．矢量耦合效应

表2　b_u=0.57fm, Λ=1200MeV, Λ' =1200MeV, 线性禁闭势

η	H		d*		d′		g_u^2	a_{uu} /(MeV/fm)
	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm		
0	2376.42	0.64	2328.66	0.87	2655.50	0.98	1.219	24.03
0.3	2368.64	0.64	2356.71	0.89	2667.35	0.97	1.108	28.18
0.5	2359.24	0.64	2379.93	0.89	2676.62	0.98	1.009	31.84

表3　b_u=0.50fm, Λ=829MeV, Λ' =987MeV, 谐振子禁闭势

η	H		d*		d′		g_u^2	a_{uu} /(MeV/fm^2)
	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm		
0	2513.79	0.54	2624.2	0.63	2960.46	0.76	0.847	55.79
0.3	2478.34	0.54	2747.4	0.60	2890.7	0.74	0.458	68.10
0.5	2423.39	0.55	2824.38	0.57	2795.83	0.71	0.087	79.85

表4　b_u=0.57fm, Λ=1200MeV, Λ' =1200MeV, 谐振子禁闭势

η	H		d*		d′		g_u^2	a_{uu} /(MeV/fm^2)
	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm		
0	2382.76	0.63	2377.6	0.84	2718.53	0.99	1.219	11.21
0.3	2377.34	0.63	2431.77	0.80	2727.53	0.98	0.977	14.16
0.5	2369.21	0.63	2479.85	0.78	2730.73	0.96	0.788	17.18

对三种六夸克态能量有不同的影响．H和d*对于矢量耦合比较敏感．H随矢量耦合参量的加大能量降低，而d*则能量增高．

再分析一下核子参量b_u和截断质量Λ的不同使六夸克态能量有什么变化．如前所述，这里选取了两组参量．一组参量选用文献[6]中能很好拟合NN散射实验数据的参量$b_u = 0.50$fm, $\Lambda = 829$MeV,另一组参量选用放大$b_u = 0.57$fm, 截断质量$\Lambda = 1200$MeV.从表1与表2(或表3与表4)的比较中可以得知，当$b_u = 0.57$fm时，禁闭势的强度下降了许多，这样使得三种六夸克态能量都有所下降．d*的能量已低于ΔΔ阈能，达到2329MeV．

为了考察手征场耦合的效应，把只有单胶子交换、包含$SU(2)$手征场以及包含$SU(3)$手征场的三种情况的三个六夸克态能量列于表5中．结果显示出$SU(2)$手征场有利于双重子形成，而$SU(3)$手征场却对六夸克态形成起限制作用．这表明手征场中的σ场是有利于双重子形成的．而其他手征场提供的“云”，并不有助于形成六夸克态．特别是带有奇异数的“云”，它们对H粒子的形成起到明显的限制作用．

表5　b_u=0.57fm, Λ=1200MeV, Λ'=1200MeV, 线性禁闭势

η	H		d*		d′		g_u^2	a_{uu} /(MeV/fm)
	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm	E/MeV	$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$/fm		
单胶子	2459.44	0.61	2490.57	0.73	2915.25	0.63	1.323	88.14
$SU(2)$	2231.98	0.62	2275.4	0.89	2596.24	0.95	0.723	33.14
$SU(3)$	2376.42	0.64	2328.66	0.89	2655.50	0.98	1.219	24.03

另外,在这个工作中,得到的 H 粒子的能量始终高于ΛΛ阈能. 这个数值比用两个集团模型得出的数值[8]高. 这可能是由于我们选用的六夸克集团的模型空间不够大,应该还有更高的基对 H 能量有贡献,期望在此基础上扩大模型空间将会得到更有意义的结果. 此项工作目前正在讨论中.

对于 d^*, 从表 5 分析,如果采用极为有利参数及只考虑 $SU(2)$ 手征场的耦合,d^* 的能量可降至 2275MeV 左右,已经低于ΔΔ阈能约 200MeV, 可是仍然比 NNππ阈能高,不能形成一个窄共振峰,在实验上不容易被观测.

我们还对 d′ 做了更深一步的讨论. Wagner[5]等人的计算中,当考虑 $N=1$ 模型空间,d′ 质量为 2680MeV,当增大空间到 $N=3$,d′ 能量为 2565MeV. 选用同样的参数,在 $N=1$ 空间,对ω求变分,求解本征值,得到的结果为 2648MeV. 相信当扩大模型空间,能量还会下降. 但预计若想达到实验中期待的质量 2065MeV 仍然是困难的.

总之,我们在 $SU(3)$ 手征夸克模型的框架下系统地研究了双重子的各种非微扰效应,$SU(3)$ 手征介子场的全部引入并不利于双重子的结合. 而矢量耦合的效应,对三个六夸克态却有不同的结果,H粒子随矢量耦合部分的加大能量降低,但 d^* 能量随矢量耦合加大而增高.

参 考 文 献

[1] Jaffe R L. Phys. Rev. Lett., 1977, **38**:195

[2] Sachio Takeuchi, Makoto Oka. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:1271

[3] Stotzer R W, Burger T. et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:3646

[4] Bilger R, Clement H A, Schepkin M G. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**:42

[5] Georg Wagner, Glozman L Ya. Nucl. Phys., 1995, **A594**: 263—293

[6] Zhang Z Y, Faessler A, Straub U et al. Nucl. Phys., 1994, **A578**:573; Zhang Z Y, Yu Y W, Shen P N et al. Nucl. Phys. 1997, **A625**:59—70

[7] Shen P N, Dong Y B, Yu Y W et al. Phys. Rev., 1997, **C55**:2024

[8] Ulrich Straub, Zhang Zong ye. Nucl. Phys. 1990, **A508**:385c—394c

Structure of Dibaryon in Chiral-Quark Model*

Yuan Xiuqing Zhang Zongye Yu Youwen Shen Pengnian

(*Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing* 100039)

Abstract The *SU*(3) chiral quark model is used to investigate the structures of three six-quark systems-H dibaryon, d^* and d' states. The non-perturbative QCD effects such as *SU*(3) chairl field coupling and the vector-coupling effect on the confinement potential are studied. The results show that the *SU*(2) chiral field coupling makes six-quark system more stable, but the *SU*(3) chiral "cloud" is not favourable to form the dibaryons.

Key words *SU*(3) chiral quark model, dibaryon, vector-coupling

---

Received 3 September 1997, Revised 5 November 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China