

# 夸克蜕定域色屏蔽模型中的五夸克系统 $\Theta^+$

黄虹霞, 龚丽英, 平加伦

(南京师范大学物理科学与技术学院 210097, 江苏, 南京)

[摘要] 在夸克蜕定域色屏蔽模型框架下, 采用绝热近似, 利用母分数展开技术, 计算了具有三角形结构的五夸克系统的能量. 对于正负宇称态, 系统都存在等效吸引, 五夸克系统  $\Theta^+$  的最小能量为 1 650 MeV, 与目前实验给出的值 1 540 MeV 相比偏高.

[关键词] 夸克蜕定域色屏蔽模型, 五夸克系统, 母分数展开

[中图分类号] O572.33, [文献标识码] A, [文章编号] 1001-4616(2005)04-0041-05

## Pentaquarks Systems $\Theta^+$ in the Quark-Delocalization Color-Screening Model

Huang Hongxia, Gong Liying, Ping Jialun

(School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, 210097, Nanjing, China)

**Abstract** In the framework of quark-delocalized color-screening model, by using the technique of fractional parentage expansion, the mass of pentaquark systems of triangle structure has been calculated under the adiabatic approximation. For both positive parity and negative parity pentaquark systems, they have equivalent attractions, and the minimum  $\Theta^+$  mass obtained is 1 650 MeV which is still a bit higher than 1 540 MeV.

**Key words** quark-delocalized color-screening model, pentaquark systems, fractional parentage expansion

### 0 引言

近两年来, 五夸克系统成为人们的研究焦点之一. 根据手征孤粒子模型的预言, LEPS 实验组声称发现了一个新的奇异数为 +1 的重子共振态  $\Theta^+(1540)^{[1]}$ , 可衰变为核子和  $K$  介子, 衰变宽度小于 25 MeV, 其同位旋和自旋分别为 0 和 1/2. 由于奇异数为 +1, 其夸克组成至少应为  $uudd\bar{s}$ . 随后另外一些实验也宣称观察到了此共振态. 另有一个实验声称找到了  $\Theta^+$  的同伴  $\Xi^{--[2]}$ , 还有实验报道发现了  $\Theta_c^+$  存在的证据<sup>[3]</sup>. 但也有一些实验没有观测到  $\Theta^+$ . 在理论上, 人们提出了五夸克系统所具有的各种几何结构, 并采用各种模型来估算  $\Theta^+$  的能量<sup>[4-6]</sup>. 但至今为止, 在能够同时描述重子性质和重子-重子相互作用的限制下, 还没有一个模型能够具体计算出与实验相一致的  $\Theta^+$  的能量.

由 QCD 理论我们知道, 夸克间的相互作用一般来讲是多体相互作用, 对于通常的强子(重子和介子), 我们可以用两体相互作用来代替多体相互作用. 但多夸克系统具有更丰富的色结构, 直接将这种代替推广到此是否合适, 是一个需要研究的问题. 另外由于多夸克系统具有各种几何结构和颜色结构, 多夸克系统的计算原则上是多道耦合计算. 目前五夸克系统的研究也表明了这一点. 多体相互作用的多道耦合计算是一个相当复杂和困难的计算, 寻找一条能够考虑以上各种因素并且计算上仍然可行的途径是目前研究的一个重要方面.

夸克蜕定域色屏蔽模型是 20 世纪 90 年代提出用于研究重子-重子相互作用的模型<sup>[7]</sup>. 它是基于核力和分子力之间的相似性而提出的一种模型, 它考虑了夸克间的相互作用与夸克所处的状态有关, 并将各种

收稿日期: 2005-02-25.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(90103018).

作者简介: 黄虹霞, 女, 1981—, 博士研究生, 主要从事强子物理的学习与研究. E-mail: hxhuang2005@126.com

通讯联系人: 平加伦, 1963—, 教授, 博士生导师, 主要从事强子物理的教学与研究. E-mail: jlping@njnu.edu.cn

不同色结构的耦合效应用色屏蔽来近似. 将模型应用于对核子-核子、核子-超子散射等研究, 已经取得了成功<sup>[8,9]</sup>. 应用于六夸克系统, 也得到了一些有意义的结果<sup>[10-12]</sup>.

本文就是利用 QDCSM 模型, 对 Jaffe-Wilczek<sup>[4]</sup>提出的三角形结构的五夸克系统  $\Theta^+$  的能量作定量计算. 系统的波函数采用按照群链分类的对称基来构造. 矩阵元的计算采用母分系数展开技术<sup>[12]</sup>, 这样可以大大简化计算. Jaffe-Wilczek 提出的三角形结构, 认为五个夸克可以分为三团  $ud$ 、 $ud$ 、 $\bar{s}$ , 两个  $ud$  夸克对分别处于等腰三角形的两个底角上,  $\bar{s}$  处于顶角上.

### 1 计算方法

有关 QDCSM 的详细介绍可参考文献 [10—12], 此处仅给出哈密顿量、波函数以及计算中必需的方程. 三夸克体系的哈密顿量和通常的势模型中的一样. 五夸克体系的哈密顿量为:

$$H_5 = \sum_{i=1}^5 \left( m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) - T_{CM} + \sum_{i < j} (V_{ij}^C + V_{ij}^G) \tag{1}$$

$$V_{ij}^C = \begin{cases} -a\lambda_i \cdot \lambda_j r_{ij}^2 & \text{当 } i, j \text{ 在同一团时} \\ -a\lambda_i \cdot \lambda_j \frac{1 - e^{-\mu r_{ij}}}{\mu} & \text{当 } i, j \text{ 不在同一团时} \end{cases} \tag{2}$$

$$V_{ij}^G = \alpha_s \frac{\lambda_i \cdot \lambda_j}{4} \left[ \frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi\alpha}{2} (r_{ij}) \left( \frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{4\sigma_i \cdot \sigma_j}{3m_i m_j} \right) \right] \tag{3}$$

式中  $m_i$ 、 $p_i$ 、 $r_{ij}$  分别代表夸克质量、动量和两夸克之间的间距;  $T_{CM}$  为五夸克系统的质心动能;  $V^C$  是禁闭势;  $V^G$  是单胶子交换势;  $\lambda_i$  是盖尔曼矩阵;  $\sigma_i$  是泡利矩阵;  $\alpha_s$  是强相互作用耦合常数;  $\mu$  是色屏蔽参数.

按照对称性  $\Theta^+$  中的 4 个非奇异夸克的状态波函数属于下列群链的不可约基,

$$\begin{matrix} [1^4] & [v] & [\bar{v}] & [C_4] & [\mu] & I_4 & S_4 \\ SU(24) \supset SU^v(2) \times SU(12) \supset SU^v(3) \times SU(4) \supset SU^v(2) \times SU^v(2) \end{matrix} \tag{4}$$

五夸克系统的波函数(采用按照群链分类的对称基)为:

$$\psi_{5q} = \begin{matrix} [v] W_x \\ [C] W_{[\mu]} JSM_I M_S \end{matrix} = \sum_{i \neq j} C_{[C] W_C}^{[C]} C_{[C_1] W_{C_1} [C_4] W_{C_4}}^{[C]} C_{I_1 M_{I_1} J_4 M_{J_4}}^{[C]} C_{S_1 M_{S_1} S_4 M_{S_4}}^{[C]} \psi_q \psi_{4q} \tag{5}$$

其中  $\{CCC\}$  表示  $SU_3^{\text{color}}$ 、 $SU_2^{\text{isospin}}$ 、 $SU_2^{\text{spin}}$  的 Clebsh-Gordan 系数(求和号下的数字表示对所有相关的磁量子数求和). 若五夸克系统的三角形结构如图 1 所示, 则 QDCSM 模型中的蜕定域单粒子轨道波函数可写为:

$$\begin{aligned} \psi_l &= (\phi_L + \varepsilon_1 \phi_R + \varepsilon_2 \phi_U) \mathcal{N}_l \\ \psi_r &= (\phi_R + \varepsilon_1 \phi_L + \varepsilon_2 \phi_U) \mathcal{N}_r \\ \psi_u &= (\phi_U + \varepsilon_3 \phi_L + \varepsilon_3 \phi_R) \mathcal{N}_u \end{aligned} \tag{6}$$

其中  $\phi$  为高斯波函数:

$$\begin{aligned} \phi_L &= \left( \frac{1}{\pi b^2} \right)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{1}{2b^2} \left( r + \frac{s}{2} \right)^2} \\ \phi_R &= \left( \frac{1}{\pi b^2} \right)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{1}{2b^2} \left( r - \frac{s}{2} \right)^2} \\ \phi_U &= \left( \frac{1}{\pi b^2} \right)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{1}{2b^2} r^2} \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} N_l^2 &= 1 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + 2\varepsilon_1 \phi_L | \phi_R + 2\varepsilon_2 \phi_L | \phi_U + 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \phi_R | \phi_U \\ N_r^2 &= 1 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + 2\varepsilon_1 \phi_L | \phi_R + 2\varepsilon_2 \phi_R | \phi_U + 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \phi_L | \phi_U \\ N_u^2 &= 1 + 2\varepsilon_3^2 + 2\varepsilon_3 \phi_U | \phi_L + 2\varepsilon_3 \phi_U | \phi_R + 2\varepsilon_3^2 \phi_L | \phi_R \end{aligned} \tag{8}$$

$s$  为底端两夸克团的间距,  $l$  为顶端的一个夸克到底端两团中点的距离.  $\varepsilon_i (i = 1, 2, 3)$  为蜕定域参数, 它们的大小由多夸克系统的动力学性质给出.

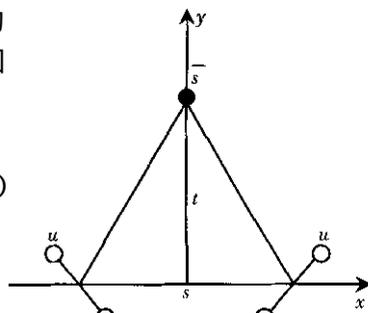


图 1 五夸克系统  $\Theta^+$  的三角形结构

采用按照群链分类的对称基,可以利用母分系数展开技术<sup>[13]</sup>,简化哈密顿量矩阵元的计算.考虑  $qq$  之间的相互作用时,采用  $4 \rightarrow 2 + 2$  展开,五夸克系统的波函数可写为,

$$\begin{aligned} \psi_{5q}^{(1)} &= \sum_{\bar{1} \neq 1, 2} C_{[\bar{1} C] W_C}^{[C] W_C} C_{[C_1] W_{C_1} [C_4] W_{C_4}}^{[C] W_C} C_{[I_1 M_{I_1} J_4 M_{I_4}]}^{[M] I} C_{[S_1 M_{S_1} S_4 M_{S_4}]}^{[S] S} \\ &\quad C_{[1^4 I v_4 I \bar{v}_4]}^{[1^4 I v_4 I \bar{v}_4]} C_{[1^2 I v_1 I \bar{v}_1] [1^2 I v_2 I \bar{v}_2]}^{[1^2 I v_1 I \bar{v}_1] [1^2 I v_2 I \bar{v}_2]} C_{[\bar{v}_4 I C_1 I \mu_4]}^{[\bar{v}_4 I C_1 I \mu_4]} C_{[\bar{v}_2 I C_2 I \mu_2]}^{[\bar{v}_2 I C_2 I \mu_2]} C_{[\mu_4 I f_4 I S_4]}^{[\mu_4 I f_4 I S_4]} \\ &\quad C_{[v_1] W_{x_1} [v_2] W_{x_2}}^{[v_4] W_{x_4}} C_{[C_1] W_{C_1} [C_2] W_{C_2}}^{[C_4] W_{C_4}} C_{[I_1 M_{I_1} J_2 M_{I_2}]}^{[I_4 M_{I_4}]} C_{[S_1 M_{S_1} S_2 M_{S_2}]}^{[S_4 M_{S_4}]} \psi_q \psi_{2q} \psi_{2q} \\ &= \sum_{\bar{1} \neq 1, 2} \{CCC\}_{CCG_1} \{CCC\}_{ISF_2} \{CCCC\}_{CCG_3} \psi_q \psi_{2q} \psi_{2q} \end{aligned} \quad (9)$$

而对于  $q\bar{q}$  之间的相互作用,采用  $4 \rightarrow 1 + 3$  展开,此时五夸克系统波函数为,

$$\begin{aligned} \psi_{5q}^{(2)} &= \sum_{\bar{1} \neq 1, 3} C_{[\bar{1} C] W_C}^{[C] W_C} C_{[C_1] W_{C_1} [C_4] W_{C_4}}^{[C] W_C} C_{[I_1 M_{I_1} J_4 M_{I_4}]}^{[M] I} C_{[S_1 M_{S_1} S_4 M_{S_4}]}^{[S] S} \\ &\quad C_{[1^4 I v_4 I \bar{v}_4]}^{[1^4 I v_4 I \bar{v}_4]} C_{[1^3 I v_3 I \bar{v}_3]}^{[1^3 I v_3 I \bar{v}_3]} C_{[\bar{v}_4 I C_1 I \mu_4]}^{[\bar{v}_4 I C_1 I \mu_4]} C_{[\bar{v}_3 I C_3 I \mu_3]}^{[\bar{v}_3 I C_3 I \mu_3]} C_{[\mu_4 I f_4 I S_4]}^{[\mu_4 I f_4 I S_4]} \\ &\quad C_{[v_1] W_{x_1} [v_2] W_{x_2} [v_3] W_{x_3}}^{[v_4] W_{x_4}} C_{[C_1] W_{C_1} [C_3] W_{C_3}}^{[C_4] W_{C_4}} C_{[I_1 M_{I_1} J_3 M_{I_3}]}^{[I_4 M_{I_4}]} C_{[S_1 M_{S_1} S_3 M_{S_3}]}^{[S_4 M_{S_4}]} \psi_q \psi_q \psi_{3q} \\ &= \sum_{\bar{1} \neq 1, 3, \bar{1}, 1} \{CCC\}_{CCG_1} \{CCC\}_{ISF_2} \{CCCC\}_{CCG_3} C_{[C_2] W_{C_2}}^{[C_2] W_{C_2}} C_{[C_1] W_{C_1} [C_1] W_{C_1}} \\ &\quad C_{[I_1 M_{I_1} J_1 M_{I_1}]}^{[I_2 M_{I_2}]} C_{[S_1 M_{S_1} S_1 M_{S_1}]}^{[S_2 M_{S_2}]} [\psi_q \psi_q]_{W_{C_2} M_{I_2} S_2} \psi_{3q} \\ &= \sum_{1, 3, 2', 3} \{CCC\}_{ISF_2} C_{[v_1] W_{x_1} [v_3] W_{x_3}}^{[v_4] W_{x_4}} \\ &\quad U(\bar{C}_1 C_1 C C_3, C_2' C_4) U(\bar{I}_1 I_1 I_3, I_2' I_4) U(\bar{S}_1 S_1 S S_3, S_2' S_4) \\ &\quad C_{[C_2] W_{C_2} [C_3] W_{C_3}}^{[C] W_C} C_{[I_2 M_{I_2} J_3 M_{I_3}]}^{[M] I} C_{[S_2 M_{S_2} S_3 M_{S_3}]}^{[S] S} \psi_{q\bar{q}} \psi_{3q} \\ &= \sum_{1, 3, 2', 3} \{CCC\}_{ISF_2} C_{[v_1] W_{x_1} [v_3] W_{x_3}}^{[v_4] W_{x_4}} \{UUU\}_{Racah_4} \{CCC\}_{CCG_5} \psi_{q\bar{q}} \psi_{3q} \end{aligned} \quad (10)$$

其中求和号下的  $1, 2, \dots$  表示对  $v_1, C_1, \mu_1, f_1, S_1, v_2, C_2, \mu_2, \dots$  和所有磁量子数求和.  $\psi_{q\bar{q}}$  为反夸克  $\bar{s}$  的波函数,  $\psi_{2q}, \psi_{3q}$  分别为  $qq$  两夸克体系、 $qqq$  三夸克体系的全反对称波函数,  $\psi_{q\bar{q}}$  为  $q\bar{q}$  两夸克体系波函数.

利用  $CG$  系数的性质,我们可以得到:

$$\begin{aligned} \psi_{5q}^{(1)} | H_{12} | \psi_{5q}^{(1)'} &= \sum_{1, 2} \{CCC\}_{ISF_2} \{CCC\}'_{ISF_2} \psi_{2q} | \psi'_{2q} \quad \psi_{2q} | H_{12} | \psi'_{2q} \\ \psi_{5q}^{(2)} | H_{15} | \psi_{5q}^{(2)'} &= \sum_{1, 3} \{CCC\}_{ISF_2} \{CCC\}'_{ISF_2} C_{[v_1] W_{x_1} [v_3] W_{x_3}}^{[v_4] W_{x_4}} C_{[v_1] W_{x_1} [v_3] W_{x_3}}^{[v_4] W_{x_4}} \\ &\quad \{UUU\}_{Racah_4} \{UUU\}'_{Racah_4} \psi_{3q} | \psi'_{3q} \quad \psi_{q\bar{q}} | H_{15} | \psi'_{q\bar{q}} \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $H_{12}$  表示两个夸克  $qq$  间相互作用的哈密顿算符,  $H_{15}$  表示一个反夸克  $\bar{q}$  和一个夸克  $q$  间相互作用的哈密顿算符.  $\psi_{2q} | \psi'_{2q}$  和  $\psi_{3q} | \psi'_{3q}$  分别为两体和三体重叠部分,  $\psi_{2q} | H_{12} | \psi'_{2q}$  和  $\psi_{q\bar{q}} | H_{15} | \psi'_{q\bar{q}}$  为两体矩阵元部分,详细的计算可参阅[13].上面要用到的一些同位标量因子 ( $ISF$ ),  $CG$  系数和拉卡系数 ( $U$ ) 都可以从文献[14]得到.

在绝热近似下,五夸克系统的能量(质量)为:

$$M_5 = \psi_{5q} | H_5 | \psi_{5q}' = 6 \psi_{5q}^{(1)} | H_{12} | \psi_{5q}^{(1)'} + 4 \psi_{5q}^{(2)} | H_{15} | \psi_{5q}^{(2)'} \quad (12)$$

对于三角形结构的五夸克系统  $\Theta^+$  除了 Jaffe-Wilczek 采用的状态波函数外,根据系统的对称性,另外还有 6 个群链分类基(见表 1).  $\Theta^+$  应是这 7 个基的线性组合,

$$\Psi_{\Theta^+} = \sum_{i=1}^7 c_i \psi_i \quad (13)$$

其中组合系数  $c_i$  通过解系统哈密顿量的久期方程得到,同时可得到系统的本征能量.

表 1  $\Theta^+$  的 7 个群链分类基

$i$	$[v I \mu] IS$
1	$[4 I 31] \mathbb{D} \frac{1}{2}$
2	$[22 I 31] \mathbb{D} \frac{1}{2}$
3	$[22 I 211] \mathbb{D} \frac{1}{2}$
4	$[31 I 4] \mathbb{D} 0$
5	$[31 I 31] \mathbb{D} \frac{1}{2}$
6	$[31 I 22] \mathbb{D} 0$
7	$[31 I 211] \mathbb{D} \frac{1}{2}$

## 2 计算结果

利用重子的性质可以确定模型参数,见表 2.

表 2 模型参数

$m_{\zeta,d}(\text{MeV})$	$m_s(\text{MeV})$	$b/(10^{-15}\text{m})$	$a/(10^{30}\text{MeV}/\text{m}^2)$	$\alpha_s$	$\mu/(10^{30}\text{MeV}/\text{m}^2)$
313	560	0.603	25.13	1.54	1.0

利用上述参数,我们进行了单道及道耦合计算,为了比较我们也给出了传统夸克模型( $\varepsilon = 0, \mu = 0$ )的计算结果.从轨道对称性我们知道, $\Theta^+$ 的 7 个基中前 3 个属于正宇称态,后 4 个属于负宇称态.下面我们将据此分开讨论.7 个单道的能量随距离  $s, t$  的变化趋势都很相似,图 2 和图 3 分别给出负宇称、正宇称的能量最低态的能量随距离  $s, t$  的变化情况.对于负宇称态,第 2、3 道的能量普遍较高,第 1 道的能量最低并存在等效吸引.对于正宇称态,第 4 道的能量最低(仍高于第 1 道)并存在较深的等效吸引,其余道的能量要高一些.

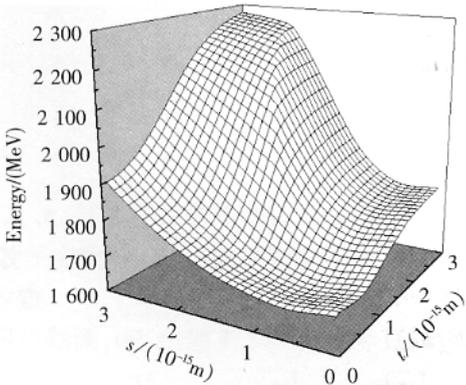


图 2 第 1 道的能量随距离  $s, t$  的变化关系( $\varepsilon \neq 0, \mu = 1$ )

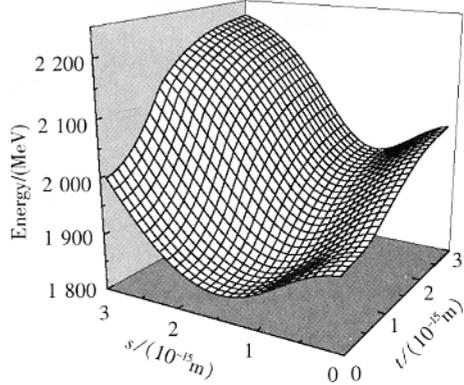


图 3 第 4 道的能量随距离  $s, t$  的变化关系( $\varepsilon \neq 0, \mu = 1$ )

表 3 给出了正、负宇称态的能量最低态的具体结果及道耦合后的结果.其中  $E_s$  表示单道最低能量,  $E_c$  表示道耦合后的最低能量.对于负宇称态,道耦合后的最低能量与单道 1 差别不大,这说明在道耦合中起决定作用的是第 1 道.因为第 1 道的轨道对称性是[4],属于 S 波,而另两道的对称性是[22],属于高次分波.对于正宇称态,道耦合后的最低能量(见图 4)比单道最低能量要低 200 MeV 左右,说明各单道对道耦合都有贡献,这是因为 4 个道的轨道对称性都是[31] (对应于 P 波),其中第 4 道的贡献最大,刚好对应于 Jaffe-Wilczek 提出的结构.

表 3 各单道及道耦合后的最低能量

	$\varepsilon = 0, \mu = 0$		$\varepsilon \neq 0, \mu = 1$	
	$E_s/(\text{MeV})$	$E_c/(\text{MeV})$	$E_s/(\text{MeV})$	$E_c/(\text{MeV})$
Parity = -	1 855.46	1 848.10	1 661.57	1 651.48
Parity = +	2 064.57	1 879.26	1 870.28	1 655.87

为了对比,图 5 给出传统夸克模型的结果,我们可以看到能量随距离增加单调上升,有向中心坍塌的趋势,并且能量远大于我们模型的计算结果.

我们的计算结果从能量的大小来看,五夸克系统  $\Theta^+$  的基态为负宇称态,但从等效吸引的深度来看,正宇称态(P 波)更容易形成共振态.目前的实验还没有将宇称完全确定下来.而理论计算有的支持负宇称态,有的支持正宇称态<sup>[15]</sup>.为了得到更为确定的结果,必须做动力学计算,这是我们下一步的工作.

总之,我们利用夸克蛇定域色屏蔽模型,采用母分系数展开技术,计算了三角形结构的五夸克系统  $\Theta^+$  在绝热近似下负宇称态和正宇称态的能量,可以看到正、负宇称态都存在等效吸引,这是共振态形成的必要条件,至于能否形成共振态,需要进行动力学计算.我们得到的能量和实验值相比,仍然偏高.在我们的模型中能否得到目前实验给出的  $\Theta^+$ , 仍然是一个需要进一步研究的问题.

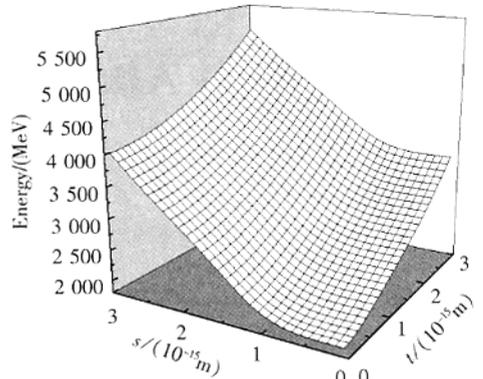
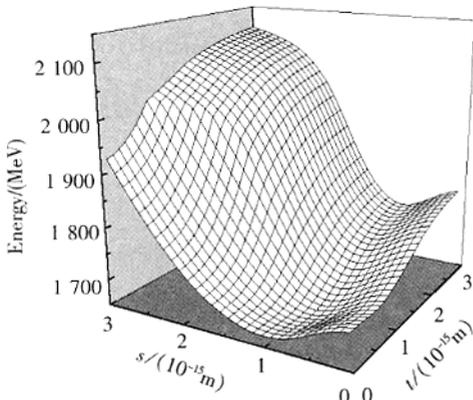


图4 正宇称态考虑道耦合后的最低能量随距离  $s, t$  的变化关系 ( $\epsilon \neq 0, \mu = 1$ ) 图5 第1道的能量随距离  $s, t$  的变化关系 ( $\epsilon = 0, \mu = 0$ )

[ 参考文献 ]

[ 1 ] Nakano T, Ahn D S, Ahn J K, *et al.* Evidence for a narrow  $S = +1$  baryon resonance in photoproduction from the Neutronron [ J ]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91( 1 ): 012002-1—012002-4.

[ 2 ] Alt C, Anticic T, Baatar B, *et al.* Evidence for an exotic  $S = -2, Q = -2$  baryon resonance in proton-proton collisions at the CERN SPS [ J ]. *Phys Rev Lett*, 2004, 92( 4 ): 042003-1—042003-5.

[ 3 ] Aktas A, Andreev V, Anthonis T, *et al.* Evidence for a narrow anti-charmed baryon state [ J ]. *Phys Lett B*, 2004, 588( 1—2 ): 17—28.

[ 4 ] Jaffa Robert, Wilczek Frank. Diquarks and exotic spectroscopy [ J ]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91( 23 ): 232003-1—232003-4.

[ 5 ] Karliner M, Lipkin H J. A diquark-triquark model for the  $KN$  pentaquark [ J ]. *Phys Lett B*, 2003, 575( 3—4 ): 249—255.

[ 6 ] Stancu Fl, Riska D O. Stable  $uudd\bar{s}$  pentaquarks in the constituent quark model [ J ]. *Phys Lett B*, 2003, 575( 3—4 ): 242—248.

[ 7 ] Wang F, Wu G H, Teng L J, *et al.* Quark delocalization, color screening, and nuclear intermediate range attraction [ J ]. *Phys Rev Lett*, 1992, 69( 3 ): 2901—2904.

[ 8 ] Wu G H, Teng L J, Ping J L, *et al.* Quark delocalization, color screening, and  $N-N$  intermediate range attraction: P-waves [ J ]. *Phys Rev C*, 1996, 53( 3 ): 1161—1166.

[ 9 ] Wu G H, Ping J L, Teng L J, *et al.* Quark delocalization, color screening, and nucleon-baryon scattering [ J ]. *Nucl Phys A*, 2000, 673( 1—4 ): 279—297.

[ 10 ] Wang F, Ping J L, Wu G H, *et al.* Quark delocalization, color screening, and dibaryons [ J ]. *Phys Rev C*, 1995, 51( 6 ): 3411—3420.

[ 11 ] Ping J L, Wang F, Goldman T. Effective baryon-baryon potentials in the quark delocalization and color screening model [ J ]. *Nucl Phys A*, 1999, 657( 1 ): 95—109.

[ 12 ] Ping J L, Wang F, Goldman T.  $d'$  baryon in the quark delocalization, color screening model [ J ]. *Phys Rev C*, 2000, 62( 5 ): 054007-1—054007-6.

[ 13 ] Wang F, Ping J L, Goldman T. Extension of fractional parentage expansion to the nonrelativistic and relativistic  $SU(3)$  dibaryon calculations [ J ]. *Phys Rev C*, 1995, 51( 4 ): 1648—1665.

[ 14 ] Chen J Q, Wu X B, Gao M J. Tables of the  $SU(mn) \supset SU(m) \times SU(n)$  Coefficients of Fractional Parentage [ M ]. Singapore: World Sci Pub, 1991.

[ 15 ] Zhu S L. Understanding pentaquark state in QCD [ J ]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91( 23 ): 232002-1—232002-4.

[ 责任编辑: 丁蓉 ]