

# 推广的夸克蜕定域色屏蔽模型与 $d^*$ 双重子

鲁希锋<sup>1</sup>, 平加伦<sup>1</sup>, 王凡<sup>2</sup>

(1. 南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210097)

(2. 南京大学物理系, 南京 210024)

[摘要] 为改善夸克蜕定域色屏蔽模型在长程处的行为, 在模型中加入了单  $\pi$  交换, 氘核的计算结果很好地符合了实验. 同时  $d^*$  的质量和衰变宽度没有明显变化. 这表明, 模型在长程处的行为得到了极大的改善.

[关键词] QDCSM 模型;  $d^*$  双重子态; 衰变宽度

[中图分类号] O572.2; [文献标识码] A; [文章编号] 1001-4616(2001)03-0053-05

## 0 引言

量子色动力学(QCD)现在被公认为是处理强相互作用的一般理论. 在高能情况下 QCD 具有渐进自由的特点, 可以采用微扰论的方法求解, 但在低能情况下, 由于“红外囚禁”而不能用微扰论来计算, 在这种形势下夸克模型就成为一种处理强相互作用的有效工具.

传统的夸克模型主要有“袋模型、势模型、孤立子模型等, 它们都能从某一方面很好地描述强子的性质和强子相互作用. 介子交换模型<sup>[1, 2]</sup>能很好的描述核子(NN)散射, 其等效自由度是核子和介子, 中程和长程的 NN 相互作用来源于  $\sigma$  介子和  $\pi$  介子交换, 而短程部分要么人为地引入一个排斥芯, 要么引入形状因子, 由于有众多的参数, 很难预言一些新的现象. 组分夸克模型(CQM)<sup>[3]</sup>的等效自由度是组分夸克和胶子, 它能很好地描述强子的性质, 推广到 NN 相互作用, 得到了排斥芯. 但是 CQM 没有给出中程和长程的相互作用, 不得不重新引入介子交换, 这就是所谓的“杂化”模型<sup>[4-6]</sup>. 遗憾的是, 这些模型都不如传统的介子交换模型与实验吻合得好. 近来又出现了一种戈德斯通玻色子交换模型(Goldstone-boson-exchange model)<sup>[7, 8]</sup>, 其等效自由度是组分夸克和戈德斯通玻色子, 能很好地描述重子谱, 也已经用来研究 NN 相互作用<sup>[9]</sup>.

此外, 90 年代初, 在传统的组分夸克模型基础上, 发展了一个新的模型——夸克蜕定域色屏蔽模型(Quark delocalization, color screening model-QDCSM). QDCSM 模型是基于核力和分子力之间的相似性而提出的一种模型, 对于单个强子, 它就是 CQM. 用来处理 NN 相互作用时, 能很好地给出中程吸引<sup>[10, 11]</sup>, 不足之处是不能给出长程相互作用的“尾巴”. 例如, 模型不能给出结合松散的束缚态——氘核, 尽管可以用增加屏蔽参数数值的方法来产生足够大的吸引来束缚住氘核, 可是这样得到的半径以及 D 波的混合会非常小. 另外, 模型给出的重子间的等效势都过早地趋近于零. 另一方面, 长期的核子散射研究和近年来 QCD 研究表明  $\pi$  介子交换在 NN 相互作用中起着重要作用. 这些现象表明, 模型中缺少长程相互作用.

收稿日期 2001-09-05

作者简介: 鲁希锋, 1975—, 南京师范大学物理科学与技术学院硕士研究生, 主要从事夸克模型的计算以及强相互作用的学习与研究.  
万方数据

本工作就是采用 QDCSM 模型,加上  $\pi$  介子交换(OPE),采用共振群方法(RGM),来计算核及双重子  $d^*$ . 为了避免在短程时对介子交换的重复计算,引入了截断函数.第一部分对模型的哈密顿量进行了简略介绍,第二部分给出了计算结果,并且对其进行了讨论.

### 1 计算方法

QDCSM 模型和共振群计算方法的细节可分别参考文献[10~13],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,六夸克体系的哈密顿量为:

$$H_6 = \sum_{i=1}^6 (m_i + \frac{p_i^2}{2m_i}) - T_{CM} + \sum_{i < j=1}^6 (V_{ij}^C + V_{ij}^G + V_{ij}^\pi), \tag{1}$$

其中  $V_{ij}^C = \alpha_S \frac{\lambda_i \cdot \lambda_j}{4} \left\{ \frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi \delta(\mathbf{r})}{m_i m_j} \left( 1 + \frac{2}{3} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \right) + \frac{1}{4m_i m_j} \left[ \frac{\chi(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}) \chi(\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j}{r^3} \right] \right\}$ ,

$$V_{ij}^\pi = \theta(r - r_0) f_{qq\pi}^2 \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j \frac{1}{r} e^{-\mu_\pi r} \left\{ \frac{1}{3} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j + \left[ \frac{\chi(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}) \chi(\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \right] \times \left[ \frac{1}{(\mu_\pi r)^2} + \frac{1}{\mu_\pi r} + \frac{1}{3} \right] \right\}$$
,

$$V_{ij}^G = \begin{cases} -a_C \lambda_i \cdot \lambda_j r_{ij}^2, & \text{当 } ij \text{ 在同一个重子中时,} \\ -a_C \lambda_i \cdot \lambda_j \frac{1 - e^{-\mu r_{ij}}}{\mu}, & \text{当 } ij \text{ 不在同一个重子中时,} \end{cases}$$

$$\theta(r - r_0) = \begin{cases} 0, & \text{当 } r < r_0 \text{ 时,} \\ 1, & \text{当 } r \geq r_0 \text{ 时,} \end{cases}$$

式中: $m, p, r$  分别代表夸克质量、动量和夸克之间的间距; $V^G$  是单胶子交换势; $V^\pi$  为单  $\pi$  交换势; $V^C$  是禁闭势; $a_C$  是囚禁势的强度; $\lambda$  是盖尔曼矩阵; $\alpha_S$  是强相互作用耦合常数; $V^C$  的含义可以参阅文献[14]; $\theta(r - r_0)$  是截断函数; $f_{qq\pi}$  是夸克  $\pi$  介子耦合常数,可以用如下的方法定出:当核子之间的距离很大时,它们之间的相互作用势同时可以用汤川秀树(Yukawa)势来描述,当距离相同时这两种方法计算的结果应该相等,这样就可以定出  $f_{qq\pi}$ . 例如,对  $(IS) = (01)NN$  道,如果把核子看作点粒子,汤川势为

$$V_{NN}^\pi = -f_{NN\pi}^2 \frac{1}{R} e^{-\mu_\pi R} \tag{2}$$

把每个核子看作三夸克系统,距离  $R$  很大时,所有的交换项趋向于零,我们可以用把两核子之间的势表示为

$$V_{NN}^\pi = [N(123)N(456)]^S |9V_{14}^\pi| [N(123)N(456)]^S = -\frac{25}{9} f_{qq\pi}^2 \frac{1}{R} e^{-\mu_\pi R} e^{-\mu_\pi^2 b^2 / 2}, \tag{3}$$

其中  $b \sim 0.6 \times 10^{-15} \text{ m}$  是核子中的特征尺度参数<sup>[14]</sup>. 由(2)(3)式可以看出  $f_{qq\pi} = 3/5 f_{NN\pi} \times e^{(\mu_\pi^2 b^2 / 2)}$ ,多了一项很小的修正因子,这是由于核子是有有限体积的而不是点粒子.

共振群方法<sup>[15]</sup>中的六夸克系统试探波函数可写为

$$|\Psi_{6q}\rangle = \mathcal{A} \sum_L [ [\psi_{B_1} \psi_{B_2}]^{\uparrow\sigma}]^S \otimes \chi_L(\mathbf{R})^J,$$

其中  $\chi(\mathbf{R})$  为相对运动波函数.为了计算方便,可将它用不同中心的高斯波函数展开,这样六夸克系统的波函数可表示为

$$\Psi_{6q} = \mathcal{A} \sum_k \sum_{i=1}^n \sum_{l_k=0}^2 C_{k,i,l_k} \int \frac{d\Omega_{S_i}}{\sqrt{4\pi}} \prod_{\alpha=1}^3 \psi_{\alpha}(S_i, \epsilon) \prod_{\beta=4}^6 \psi_{\beta}(-S_i, \beta) \mathcal{K} \eta_{l_1 S_{1k}}(B_{1k}) \eta_{l_2 S_{2k}}(B_{2k}) \mathcal{J}^S Y^{L_i}(S_k) \mathcal{K} \chi_c(B_1) \chi_c(B_2) \mathcal{J}^{\sigma} \quad (4)$$

其中  $\mathcal{A}$  是反对称化算符,  $k$  是道的指标, 例如对氦核,  $k = 1, \dots, 5$ , 分别对应  $NN: S = 1, L = 0; \Delta\Delta: S = 1, L = 0; \Delta\Delta: S = 3, L = 2; NN: S = 1, L = 2; \Delta\Delta: S = 1, L = 2$ . QDCSM 模型中蜕定域单粒子波函数为

$$\begin{aligned} \psi_{\alpha}(S_i, \epsilon) &= [\phi_{\alpha}(S_i) + \epsilon \phi_{\alpha}(-S_i)] \mathcal{N}(\epsilon), \\ \psi_{\beta}(-S_i, \epsilon) &= [\phi_{\beta}(-S_i) + \epsilon \phi_{\beta}(S_i)] \mathcal{N}(\epsilon), \end{aligned}$$

其中  $\mathcal{N}(\epsilon) = \sqrt{1 + \epsilon^2 + 2\epsilon e^{-S_i^2/4b^2}}$ ,

$$\phi_{\alpha}(S_i) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{2b^2}(r_{\alpha} - S_i/2)^2},$$

$$\phi_{\beta}(-S_i) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{2b^2}(r_{\beta} + S_i/2)^2}.$$

对展开系数  $C_{j,k,l_k}$  作变分, 可得到如下的方程:

$$\sum_{j,k,l_k} C_{j,k,l_k} H_{ij}^{k',l_k',l_k} = E \sum_j C_{j,k,l_k} N_{ij}^{k',l_k'} \quad (5)$$

其中  $N_{ij}^{k',l_k'}$  和  $H_{ij}^{k',l_k',l_k}$  分别是方程(4)中波函数的重叠和哈密顿量矩阵元(没有对  $l'$  求和), 通过求解本征方程, 我们得到了六夸克体系的能量以及对应的波函数.

用“费米黄金定则”可以得到  $d^*$  衰变成 D 分波的宽度,

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{7} \sum_{M_{J_i}, M_{J_f}} \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int p^2 dp d\Omega \delta(E_f - E_i) |M|^2 \\ &= \frac{1}{7} \sum_{M_{J_i}, M_{J_f}} \frac{1}{32\pi^2} m_{d^*} \sqrt{m_{d^*}^2 - 4m_N^2} \int |M|^2 d\Omega \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $M_{J_i}$  和  $M_{J_f}$  分别是自旋初态和末态的投影,  $M$  为非相对论的跃迁矩阵元,

$$M = \langle d^* | H_I | [\Psi_{N_1} \Psi_{N_2}]^S e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{R}} \rangle \quad (7)$$

$\mathbf{R}$  是两团核子相对运动的坐标,  $p = \frac{1}{2} \sqrt{m_{d^*}^2 - 4m_N^2}$  是核子之间的相对运动的动量, 它是由方程(6)中能量守恒的  $\delta$  函数给出的. 相互作用的哈密顿量  $H_I$  由单胶子交换(OGE)和单  $\pi$  介子交换(OPE)中的张量力组成, 此矩阵元由求解本征方程(5)得到.

## 2 结果及其讨论

表 1 给出了我们用到的参数, 除了屏蔽参数  $\mu$  可以通过拟合氦核的质量得到外, 其它由单重子谱的性质定出. 对氦核和  $d^*$ , 我们具体计算了单  $\pi$  介子交换(OPE)在  $r_0 = 0.6 \times 10^{-15} \text{ m}$  和  $1.0 \times 10^{-15} \text{ m}$  处截断后的各个量——质量、均方根(RMS)半径、D 波混合和衰变宽度. 通过对参数作稍微的调整, 都能很好地满足已有的数据. 由于采用了短程截断, 各种情况下, OPE 对重子质量的影响不大. OPE 对重子质量贡献会因模型的不同而不同, 这是因为不同的模型中 OPE 对质量项的贡献差别比较大. 例如, 在 GBE 模型<sup>[8]</sup>中质量项主要来源于 OPE, 而在 Fujiwara 的杂化模型<sup>[6,7]</sup>中, OPE 对质量项的净影响为零.

万方数据

表 1 模型所用的参数以及对氦核和  $d^*$  的计算结果

		$r_0 = 0.60 \times 10^{-15} \text{m}$		$r_0 = 1.0 \times 10^{-15} \text{m}$		没有考虑 OPE 时	
		氦核	$d^*$	氦核	$d^*$	氦核	$d^*$
参数	$m(\text{MeV})$	313	313	313	313	313	313
	$b(10^{-15} \text{m})$	0.6010	0.6010	0.6021	0.6021	0.6034	0.6034
	$a_C(10^{30} \text{MeV} \cdot \text{m}^{-2})$	25.40	25.40	25.02	25.02	25.13	25.13
	$a_s$	1.573	1.573	1.550	1.550	1.543	1.543
	$\mu(10^{30} \text{m}^{-2})$	0.75	0.75	0.95	0.95	1.50	1.50
结果	$\text{mass}(\text{MeV})$	1876	2186	1876	2165	1876	2116
	$\sqrt{r^2}(10^{-15} \text{m})$	2.1	1.3	1.9	1.3	1.5	1.2
	$P_D$	5.2%		4.5%		0.2%	
	衰变宽度 $\Gamma(\text{MeV})$		7.92		5.76		4.02

为了便于比较,把以前没有加  $\pi$  时的计算结果也放进表 1 中,可以看出以前的计算是非物理的,尽管得到正确的结合能,但是均方根半径和 D 波混合都太小.加上带有截断的单  $\pi$  交换后,氦核的均方根半径和 D 波混合都增大了,并且随着截断距离的减小,两者会继续增大,当截断趋向于零时,两者会变得非常大.这是由于,考虑了夸克蛻定域的效应,就已经在短距离时考虑了  $\pi$  介子交换效应,这样近处截断时就进行了重复计算.通过总体分析,我们认为通过引入夸克蛻定域和色屏蔽机制,在处理散射和重子相互作用时,完全可以不需要像传统模型中引进一个唯象的排斥芯和  $\pi$  介子或双  $\pi$  介子交换.

对  $d^*$  来说,情况有所不同.单介子交换(OPE)对它的的质量的影响只有百分之几,对衰变宽度的影响也不到 4 MeV.这是因为  $d^*$  的结合程度比较高,均方根半径比较小,这样带有截断的单  $\pi$  介子交换对  $d^*$  的影响会被减弱而变得不明显.

总之,用推广的 QDCSM 模型可以很好地描述氦核.这种夸克蛻定域色屏蔽机制,既可以提供排斥芯,又可以提供中程吸引,用截断的方式引入单  $\pi$  交换后,可以弥补丢失的长程尾巴.新的参数确定后,由于  $d^*$  的紧致性,  $\pi$  交换对其影响非常小.

[ 参考文献 ]

[ 1 ] Mzchleidt R ,Holinde K ,Elster C H. The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction[ J ]. Phy Rep ,1987 ,149 :1—10.

[ 2 ] Vinh Mau R ,Semay C ,Loiseau B ,et al . Nuclear force and quark degrees of freedom[ J ]. Phy Rev Lett ,1991 ,67 : 1392—1395.

[ 3 ] Le Yaouanc A ,Qlive L I ,Peneand O ,et al . Hadron Transitions in the Quark Model[ M ]. New York :Goudan and Breach ,1998.

[ 4 ] Vlearce A ,Buchman A ,Fernandez F ,et al . Spin-orbit force in a quark model based nucleon-nucleon potential[ J ]. Phys Rev C ,1995 ,51 :1480—1485.

[ 5 ] Takeuchi S ,Shimizu K ,Yazaki K. Nucleon-nucleon interaction in the quark cluster mode[ J ]. Nucl Phy A ,1989 ,504 : 777—779.

[ 6 ] Fujiwara Y ,Nakamoto C ,Suzuki Y. Unified description of NN and YN interaction in a quark model with effective meson-exchange potentia[ J ]. Phy Rev Letter ,1996 ,76 :2242—2244.

[ 7 ] Fujiwara Y ,Nakamoto C ,Suzuki Y. Effective meson-exchange potential in the  $s_u_3$  quark model for NN and YN

- interactior[ J ]. *Phy Rev C* ,1996 ,54 :2180—2184.
- [ 8 ] Glozeman L Ya ,Riska D O. Light baryons in a constituent quark model with chiral dynamics[ J ]. *Phys Letter B* ,1996 ,381 :311—313.
- [ 9 ] Stancu Fl ,Pepinandl S ,Glozeman Ya. NN interaction in a Goldstone boson exchange mode[ J ]. *Phys Rev C* ,1999 ,60 :0532071—0532078.
- [ 10 ] Wang F ,Wu G H ,Teng L J ,et al . Quark delocalization ,color screening ,and nuclear intermediate range attraction [ J ]. *Phy Rev Letter* ,1992 ,69 :2901—2904.
- [ 11 ] 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 :1161—1166.
- [ 12 ] Ping J L ,Wang F ,Goldman T. Dynamical calculation of  $d^*$  mass and NN decay width in the quark delocalization color screening mode[ J ]. *Nucl Phys A* ,2000 ,657 :95—109.
- [ 13 ] Timmermans R. Properties and Interactions of hyperon[ M ]. Singapore : World scientific ,1994. 179.
- [ 14 ] Ping J L ,Wang F ,Goldman T.  $d$  dibaryon in the quark-delocalization ,color-screening mode[ J ]. *Phys Rev C* ,2000 ,62 :0540071—0540076.
- [ 15 ] Buchmann A J ,Yamauchi Y ,Fassler A. The electromagnetic form factors of the deuteron in the quark cluster model [ J ]. *Nucl Phys A* ,1989 ,496 :621—624.

## $d^*$ Dibaryon in Extended Quark-Delocalization ,Color-Screening Model

Lu Xifeng<sup>1</sup> ,Ping Jialun<sup>1</sup> ,Wangfan<sup>2</sup>

( 1. School of Physical Science and Technology ,Nanjing Normal University ,Nanjing 210097 ,PRC )

( 2. Department of Physics ,Nanjing University ,Nanjing 210024 ,PRC )

**Abstract** :The quark-delocalization ,color-screening mode( QDCSM ) ,extended by inclusion of a one-pion-exchange( OPE ) tail is applied to the study of the deuteron and  $d^*$  dibaryon. The results show that the properties of the deuteron( and extended object ) are well reproduced ,greatly improving the agreement with experimental data. At the same time ,the mass and decay width of the  $d^*$ ( a compact object )are ,as expected ,not altered significantly.

**Key words** :QDCSM model ; $d^*$  dibaryon ;decay width

[ 责任编辑 :丁蓉 ]