

# 夸克蜕定域、色屏蔽和核力的中程吸引

巫光汉 滕礼坚

王 凡

(四川大学 720 研究所 成都 610064)

(南京大学物理系 南京 210008)

**摘 要** 本文描述了在通常的夸克势模型中的夸克蜕定域、色屏蔽及核力特性,对所得核子-核子绝热近似势和散射相移进行了定性描述:既有排斥心,又有中程吸引,但没有 Van der Waals 力问题,变分给出蜕定域的数值也是合理的.对质心运动效应、色屏蔽形式的影响以及各种单夸克基矢的关系和选择问题进行了专门的研究.

**关键词** 蜕定域, 色屏蔽, 核力.

## 1 引言

核力迄今仍是研究的热门课题,它的基本问题迄今仍未弄清楚,特别是核力的短程和中程部分.人们在 60 年代致力于唯象核力,70 年代侧重于核力的介子交换理论,现在唯一可肯定的结果只是长程部分,即单  $\pi$  介子交换.近 20 年来,从核子的下一层次,即从夸克出发研究核子-核子相互作用(包括势模型、袋模型、孤子模型和 Skyrme 模型)发现:(1)这唯一可信的长程单  $\pi$  介子交换需考虑反对称效应,且能计算原先唯象给出的形状因子<sup>[1]</sup>;(2)原来唯象给出的矢量介子交换的短程排斥心应代之以夸克交换和色磁相互作用<sup>[2]</sup>;(3)中程吸引至今无法解释相移的定量计算,要么求助于唯象的拟合,要么仍求助于  $\sigma$  介子交换<sup>[3,4]</sup>.目前,实验上从未观察到介子交换理论中的  $\sigma$  或类似的介子,这说明介子理论对中程核力的解释也是勉强的,把它解释为双  $\pi$  交换,又有  $\sigma$  介子耦合强度较  $\pi$  介子小两倍多的问题.因此我们认为:中程部分应是核力研究的中心问题,并且必须考虑所有这些模型中丢掉了的新的物理机制.

在分子物理中,实验表明电子蜕定域对化学键的形成有决定性的作用,既然与每个原子相联系的电子数的平均值是不变的,蜕定域效应可以看作是(表面耦合占优势的)原子之间在短距离上交换阳电子素.对应的核键是否存在由于夸克蜕定域产生的类似的效应呢?

这里还有其它的力在起作用,如中性原子

之间多光子交换所产生的 Van der Waals 相互作用.但是不存在色单态强子之间由于多胶子交换所产生的色 Van der Waals 力的证据.所以,虽然在一个强子内,夸克遭受囚禁作用,而在两个强子之间的囚禁相互作用一定需要修正.格点规范计算确定性地显示存在着由于  $q\bar{q}$  激发产生的色屏蔽效应<sup>[5]</sup>.色屏蔽对核相互作用的影响仍然是一个待讨论的问题.

我们在夸克势模型<sup>[6]</sup>的基础上,同时加上蜕定域与色屏蔽,首先在各个核子分离距离,绝热近似变分,确定蜕定域参数,然后进行与共振群相当变分计算得出散射相移,给出非常类似于核中程吸引的效应.

## 2 具体作法与结果讨论

在非相对论夸克集团模型中,Hamilton 量可以表示为

$$H = \sum_i \left( m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) - T_\sigma + \sum_{i < j} v_{ij} \quad (1)$$

$$v_{ij} = v_{ij}^c + v_{ij}^g$$

$$v_{ij}^c = -\lambda_i \lambda_j \alpha \hat{x}_{ij}^2$$

$$v_{ij}^g = \alpha_s \frac{1}{4} \lambda_i \lambda_j \left[ \frac{1}{x_{ij}} - \frac{x}{2} \delta(\hat{x}_{ij}) \left( \frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right) + \frac{4}{3m_i m_j} \hat{\sigma}_i \cdot \hat{\sigma}_j \right] \quad (2)$$

其中,  $\hat{x}_{ij} = \hat{x}_i - \hat{x}_j$ ,  $T_\sigma$  是质心动能.这里只保留色库仑和精细结构项的等效单胶子交换的形式,忽略了可能的囚禁相互作用的常数部分.然而应当指出,我们的形式是与所有的束缚态谱自洽的.

单个夸克的轨道波函数为 Gauss 型

$$\psi(\vec{x}_i) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{1}{2b^2}(\vec{x}_i - \vec{s})^2\right) \quad (3)$$

$\vec{s}$  是重子势阱中心,  $b$  是这谐振子势阱的宽度参数. 选取夸克质量  $m = 313\text{MeV}$  (核子质量的  $1/3$ ), 因此核子的结合能严格为零. 要求模型再现正确的  $N-\Delta$  质量差同时要求满足稳定条件, 即  $\partial M/\partial b = 0$  [6]. 这样定出的参数为

$$m = 313\text{MeV}, \quad b = 0.603\text{fm}, \\ a_s = 1.54, \quad a = 25.13\text{MeV/fm}^2 \quad (4)$$

对两重子体系, 通常势模型采用双中心集团模型近似, 即左(右)重子中单夸克空间波函数分别为

$$\Phi_L(\vec{x}) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{1}{2b^2}(\vec{x} - \vec{s}_L)^2\right) \\ \Phi_R(\vec{x}) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{1}{2b^2}(\vec{x} - \vec{s}_R)^2\right) \quad (5)$$

$\vec{s}_L, \vec{s}_R$  是左右两势阱的中心,  $\vec{s} = \vec{s}_R - \vec{s}_L$  是此二中心的距离, 取两核子(各三个夸克)的生成坐标质心

$$\vec{s}_c = \frac{3\vec{s}_L + 3\vec{s}_R}{6} \quad (6)$$

为坐标原点, 则

$$\vec{s}_L = -\frac{\vec{s}}{2}, \quad \vec{s}_R = \frac{\vec{s}}{2} \quad (7)$$

为考虑夸克蜕定域效应, 取通常势模型中单夸克空间波函数线性组合作为本模型的单夸克尝试中间波函数, 即用

$$\psi_l = \frac{1}{N}(\Phi_L + e\Phi_R) \quad (8)$$

$$\psi_r = \frac{1}{N}(\Phi_R + e\Phi_L)$$

取代原来的  $\Phi_L$  和  $\Phi_R$ . 这里  $e(\vec{s})$  是一个由变分计算所决定的蜕定域参数,  $N$  是归一化系数

$$N = \sqrt{1 + 2e\langle\Phi_L|\Phi_R\rangle + e^2} \quad (9)$$

色屏蔽效应是通过修正两个色单态重子间的囚禁作用为

$$v_{ij}^{ac} = -\lambda_i \lambda_j a r^2 e^{-\mu r^2} \quad (10)$$

而引入的. 在计算六夸克囚禁相互作用矩阵元时, 把它们分为集团内部和集团之间两部分, 对前者使用(2)式, 对后者使用(8)式. 这里所

谓集团是对(6)式的  $\Phi_R$  与  $\Phi_L$  而言. 两体空间矩阵元  $\langle\Phi(1)\Phi(2)|v_{12}|\Phi(1)\Phi(2)\rangle$  中含四个单夸克空间波函数, 每一个可为  $\Phi_R$  或  $\Phi_L$ , 共得十六个矩阵元, 可分成六类. 我们认为, 仅第一类即  $\langle\Phi_L\Phi_L|v_{12}|\Phi_L\Phi_L\rangle$  与  $\langle\Phi_R\Phi_R|v_{12}|\Phi_R\Phi_R\rangle$  应视为集团内部, 其余均为集团之间. 区分集团内部与集团之间, 并限定后者才用色屏蔽, 是因为色屏蔽来自格点规范中的  $q\bar{q}$  激发, 其标度是由  $\pi$  介子质量所决定的, 预期  $\mu \sim m_\pi^2$ . 而在集团内部一无限远处为两个孤立的核子, 其内部是不好说  $q\bar{q}$  激发的.

两重子体系的变分尝试波函数是一个反对称的六夸克乘积态

$$\Psi(B_1 B_2) = A \{ [\Psi_i(1)\Psi_i(2)\Psi_i(3)]_{B_1} \\ \cdot [\Psi_r(4)\Psi_r(5)\Psi_r(6)]_{B_2} \}_{ST} \quad (11)$$

式中  $A$  是反对称算符,  $[\ ]_{B_i}$  表示三夸克的自旋、同位旋和色耦合成一个重子的量子数,  $\{ \}_{ST}$  表示两个重子的自旋、同位旋和色耦合成特定的色单态道自旋  $s$  和同位旋  $T$ .

我们的计算分两类. (1) 首先在给定的屏蔽参数下, 计算对角矩阵元

$$e(s) = \frac{\langle\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})|H|\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})\rangle}{\langle\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})|\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})\rangle} \\ - \frac{\langle\Psi_{B_1 B_2}|H|\Psi_{B_1 B_2}\rangle}{\langle\Psi_{B_1 B_2}|\Psi_{B_1 B_2}\rangle} \Big|_{s \rightarrow \infty} \quad (12)$$

对参数  $e(\vec{s})$  变分, 得  $e(\vec{s})$  在每一  $\vec{s}$  处的极小, 从而得出重子-重子相互作用的波函数绝热近似. (2) 动力学计算, 求核子-核子散射相移. 然后改变  $\mu$  重复以上两类计算直到  $N-N$  散射相移  $S_0$  的最佳拟合.

作动力学计算相移, 需计算非对角矩阵元

$$\langle\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s}')|H|\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})\rangle$$

对  $\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s}')$ , 用参数  $e = e(\vec{s}')$ ; 对  $\Psi_{B_1 B_2}(\vec{s})$ , 用  $e = e(\vec{s})$ . 然后用 Canto-Brink 变分法 [7] 计算相移. 这种方法等价于广泛使用的共振群方法 [8].

我们算出了  $NN(s, T) = (0, 1), (1, 0)$  和  $\Delta\Delta(s, T) = (3, 0)$  道的绝热重子势和  $(0, 1), (1, 0)$  散射相移, 结果见图 1~3. 虚线为实验

相移,取自文献[9]的表 4. 最佳色屏蔽常数为  $\mu=0.46\text{fm}^{-2}$ , 这与预期的一致. 在  $0.4\sim 0.5\text{fm}^{-2}$ , 结果对  $\mu$  不敏感, 在更宽的  $\mu$  值范围内

仍保持着中程吸引. 夸克蜕定域参数  $\epsilon(s)$  由表 1 给出.

只考虑胶子交换与囚禁不引入  $\sigma$  之类唯

表 1 夸克蜕定域参数  $\epsilon(s)$  ( $S, T)=(0, 1)$

	$S(\text{fm})$	0.375	0.750	1.125	1.500	1.875	2.250	2.625	3.000
旧屏蔽	含伪态 $\mu=0.46$	0.999	0.510	0.166	0.123	0.077	0.038	0.015	0.005
旧屏蔽	去伪态 $\mu=0.46$	0.996	0.484	0.175	0.157	0.120	0.070	0.033	0.013
旧屏蔽	去伪态 $\mu=0.40$	0.995	0.331	0.148	0.138	0.108	0.064	0.031	0.012
新屏蔽	去伪态 $\mu=1.00$	0.995	0.353	0.147	0.130	0.096	0.054	0.024	0.010

象介子的通常夸克势模型, 只能给出  $N-N$  排斥心. 然而图 1~3 表明夸克蜕定域与色屏蔽一起能对  $N-N$  相互作用给出一种好的描述: 既具有排斥心, 又有中程吸引. 还可以看出,  $NN^3S_1$  道比  $^1S_0$  道更吸引.  $^1S_0$  与  $^1D_2$  相移与实验基本符合,  $^3S_1$  稍差.

0.1. 这表明六夸克这时倾向于被束缚在两个单个的核子中.

值得指出的是, 必须同时考虑夸克蜕定域与色屏蔽这两个效应, 丢掉其中任何一个都会使核力的中程吸引消失.

由于夸克动能减小所产生的等效吸引, 对所有夸克体系很可能是十分普遍的. 为看出这一点, 我们也计算了  $\Delta\Delta$  道的绝热势.  $\Delta\Delta$  道的吸引比  $NN$  道更强的原因在于  $\Delta\Delta$  道来自夸克蜕定域的吸引被屏蔽相互作用抵消的程度比  $NN$  道减小了.

本模型没有色 Van der Waals 力的问题, 因为已经考虑了色屏蔽, 任何这种考虑都变成 Gauss 型地被压下去了.

### 3 质心运动效应

虽然这是非相对论模型, 且哈密顿中已扣除总质心动能, 如(1)式所示, 特别是这里两个重子中的夸克空间波函数是谐振子  $s$  态且宽度参数相同, 没有因不等碎块导致的质心伪态<sup>[8]</sup>, 但因蜕定域, 这里出现了尚未讨论的新的另一种质心伪态. 本节将讨论这种伪态及其消除方法.

如(11)式所示, 两重子体系的变分尝试波函数是反对称化的六夸克乘积态, 每个夸克因蜕定域由  $\phi_L, \phi_R$  两项线性组合给出, 如式(8). 将(8)式代入(11)式, 可见未反对称化前的六夸克乘积态将有  $2^6=64$  项, 每一项是六个(L, R)轨道的乘积态, 其中不仅有通常势模型的

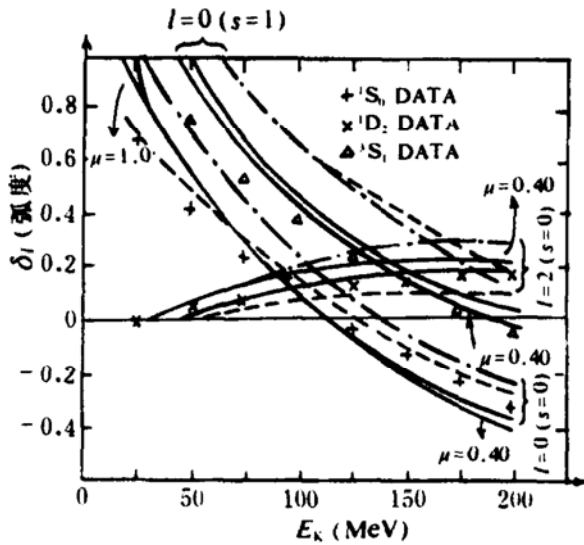


图 1 核子-核子相移  $^1S_0(l=0)$ 、 $^1D_2(l=2)$  与  $^3S_1(l=0)$

本模型也自动给出合理的蜕定域数值. 当两个核彼此紧密接近时, 蜕定域参数大,  $\epsilon(s=0.375\text{fm})\sim 1$ . 这意味着在短距离处, 六个夸克倾向于融合成一个六夸克态(代替两个核子), 而当两个核子分开到原子核中两个核子的平均距离时, 蜕定域变小,  $\epsilon(s=1.5\text{fm})\sim$

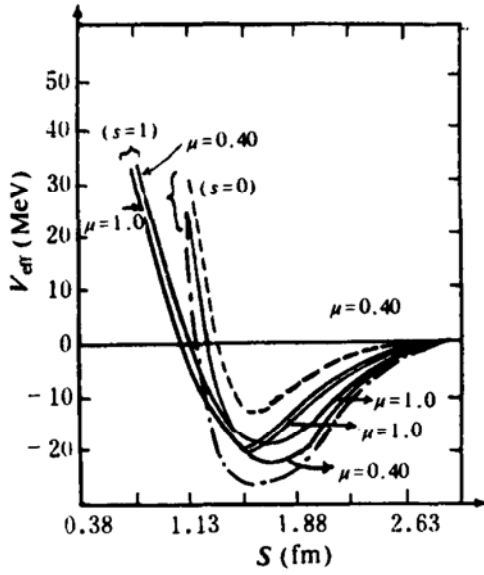


图 2 核子-核子势

(3,3)配分,即三个是  $\phi_L$ ,三个是  $\phi_R$ ,而且还有(6,0)、(5,1)、(4,2)及(2,4)、(1,5)和(0,6)共七种配分.对每一配分  $(N_L, N_R)$ ,  $N_L + N_R = 6$ ,这 6 个(L,R)的乘积态可表为

$$\Phi(\vec{s}) = \prod_{i=1}^{N_L} \phi_L(\vec{x}_i - \vec{s}_L) \prod_{i=N_L+1}^6 \phi_R(\vec{x}_i - \vec{s}_R) \quad (13)$$

总可以经单粒子坐标系到相对坐标系的变换分离出该项的质心波函数:

$$\Phi(\vec{s}) = \varphi_{B_1}(\xi_1) \varphi_{B_2}(\xi_2) \exp\left\{-\frac{1}{2b_2} \cdot \left[\frac{N_L N_R}{6}(\vec{x} - \vec{s})^2 + (\vec{x} - \vec{s}_c)^2\right]\right\} \quad (14)$$

其中

$$\begin{cases} \vec{s} = \vec{s}_L - \vec{s}_R \\ \vec{s}_c = \frac{1}{6}(N_L \vec{s}_L + N_R \vec{s}_R) \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} \vec{x} = \frac{1}{N_L} \sum_{i=1}^{N_L} \vec{x}_i - \frac{1}{N_R} \sum_{i=N_L+1}^6 \vec{x}_i \\ \vec{X} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 \vec{x}_i \end{cases} \quad (16)$$

$\vec{s}, \vec{s}_c$  与  $\vec{x}, \vec{X}$  分别是生成坐标与动力学坐标的相对质心部分,  $\xi_i$  与  $\varphi_{B_i}(\xi_i)$  是  $i=1,2$  集团的内部坐标与内部波函数.由(15)与(16)式可以

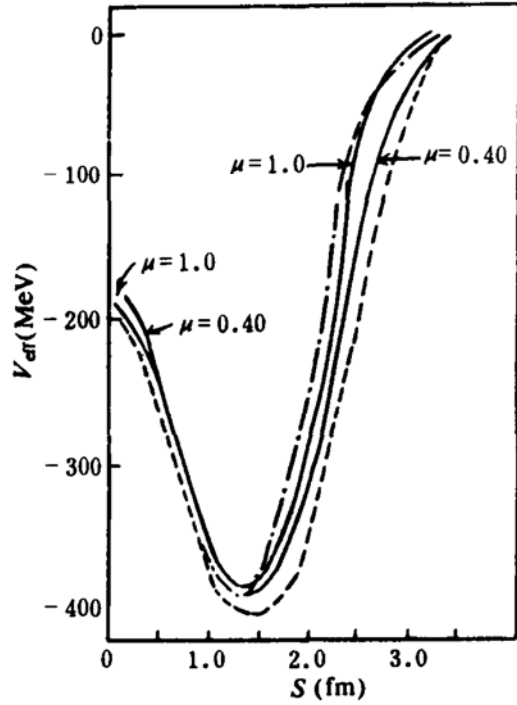


图 3  $\Delta-\Delta$  势

看出,生成坐标的质心坐标  $\vec{s}_c = \vec{s}_c(N_L)$  与集团间的动力学相对坐标  $x$  均依赖于  $(N_L, N_R)$ ,即随配分的不同而不同.从(14)式可知,对于给定的配分集团的相对运动波函数和两集团的质心运动波函数都可以清楚的分开,都是简单的谐振子  $s$  态.不像不等碎块有两者的交叉,从而有质心伪态存在<sup>[8]</sup>.通常,势模型只有(3,3)一种组态,因此没有任何质心伪态问题,但加入蜕定域后,  $\Psi_{B_1 B_2}$  含有七种配分,它们各自的质心运动波函数不同,从而不可能分离出统一的质心运动波函数,这就导致新的质心运动伪态.需要发展一种方法直接分离出质心运动波函数,否则上述方法所得结果是否可信,还是一个问题.

首先我们注意,对于不同的配分

$$\vec{s}_c(N_L) = \vec{x}_c + \frac{3 - N_L}{6} \vec{s} \quad (17)$$

其中

$$\vec{x} = \frac{1}{2}(\vec{s}_L + \vec{s}_R) = \vec{s}_c(3) \quad (18)$$

正是(3,3)配分,即通常势模型中的质心生成坐标,即(6)式中的  $\tilde{s}_c$ ,在通常势模型中取之为坐标原点,即有  $\tilde{t}=0$ . 这里  $N_L=0, 1, \dots, 6$  对应于七种配分. 从(17)式可以看出,对于  $N_L=0, \tilde{s}_c(0)=\tilde{t}+1/2\tilde{s}$ ,随着  $N_L$  的增加,  $\tilde{s}_c(N_L)$  即质心的生成坐标逐步左移到  $\tilde{s}_c(6)=\tilde{t}+1/2\tilde{s}$ ,对应于六个夸克全在右边逐步移到全在左边. 这种质心位置的不定显然是蜕定域的必然结果,也正是这种新的质心伪态的根源.

用(17)式将(14)式中的指数部分改写为

$$\exp\left\{-\frac{1}{2b^2}\left[\frac{1}{6}N_L N_R(\tilde{x}-\tilde{s})^2 + \frac{1}{6}(3-N_L)^2 s^2 - 2(3-N_L)(\tilde{x}-\tilde{t})\cdot\tilde{s} + 6(\tilde{x}-\tilde{t})^2\right]\right\} \quad (19)$$

这时也出现了相对与质心的交叉,再次说明质心伪态的存在. 幸而有关质心的坐标总是以  $(\tilde{x}-\tilde{t})$  的形式出现,从而仍可用熟知的投影方法<sup>[8]</sup>来消除这种因蜕定域产生的质心伪态. 引入投影算符作用于  $\Psi_{B_1 B_2}$ , 即可投影出总动量  $\vec{P}=0$  的部分,与此同时,动力学质心坐标  $\vec{X}$  也随之消失. 投影只需对六夸克重叠解析的进行. 算出任何六夸克(L,R)态的重叠投射掉质心伪态后和通常势模型取  $t=0$  直接算得的结果相符. 为说明去伪态的影响,我们计算了去

伪态下  $\mu=0.46$  的情况,以便比较. 图 1 是  $NN^1S_0, ^1D_2$  与  $^3S_1$  相移,图 2 是绝热势  $e(s)$  曲线,图 3 是  $\Delta$ - $\Delta$  势,虚线是  $\mu=0.46$  含伪态的结果,点划线是  $\mu=0.46$  去伪态后的结果,实线是  $\mu=0.40$  去伪态的结果. 容易看出,去伪态的结果是使吸引加大. 比较  $\mu=0.46$  去伪态的点划线和含伪态的虚线,可以看出两者对实验的符合相当,且  $^3S_1$  和  $^1D_2$  的相移的符合程度有明显的改进. 由此得出的结论是:去伪态将使相互作用更加吸引,即质心伪态带排斥性质. 选用较小的屏蔽参数可以得到同等或更好的结果.

### 参 考 文 献

- 1 Wang F, et al. Nucl. Phys., 1992, A537: 327
- 2 Zhang Zongye, et al. Nucl. Phys., 1985, A443: 557
- 3 Kuyucak S, et al. Phys. Lett., 1986, 169B: 128
- 4 Yamauchi Y, et al. Nucl. Phys., 1991, A526: 495
- 5 Born K D, et al. Phys. Rev., 1989, D40: 1653
- 6 巫光汉. 高能物理与核物理, 1986, 10: 720
- 7 Canto L F, et al. Nucl. Phys., 1977, A279: 85
- 8 巫光汉等. 中国科学, 1982, A: 1112
- 9 Arndt R A, et al. Phys. Rev., 1983, D28: 97

## Quark Delocalization, Color Screening and Intermediate Range Attraction of Nuclear Force

Wu Guanghan Teng Lijian

(Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064)

Wang Fan

(Center for Theoretical Physics, Nanjing University, Nanjing 210008)

**Abstract** We introduce the quark delocalization and color screening into the usual quark model and the property of nuclear force. The resulting N-N phase shifts and the adiabatic potential are described qualitatively well; there are exclusion core and also intermediate range attraction, but there is no Van der Waals force. The delocalization parameter obtained from variational method is also reasonable. we consider especially the effect of mass center motion, the effect of forms of color screening, the relations and selections for various single quark basis vectors

**Key Words** delocalization, color screening, nuclear force.