

用手征夸克孤子模型计算氘的性质

许晓明 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

摘 要

两夸克间的单介子交换张量势的作用,使氘的基态混有 3D_1 态。用手征夸克禁闭孤子模型,计算了氘的 ${}^3S_1 + {}^3D_1$ 基态的性质。

一、引 言

夸克模型结合共振群方法,十分有效地描述了重子-重子相互作用^[1]。近年来,一些作者^[2]开始考虑夸克在核子内的相对运动,做了一些相对论修正。本文在这些工作^[1]的基础上,用手征夸克禁闭孤子模型和相对论的两夸克集团理论^[3],进一步计算了氘的基态性质。由于氘是一个弱束缚态,尺寸较大,所以,夸克-夸克间的单介子交换张量势使 3D_1 态混入 3S_1 态,并占主导地位,且可忽略单胶子交换张量势的贡献。本文只考虑单 π 介子交换和单 ω 介子交换的张量势的贡献。

在下节简单地描述相对论的两夸克集团理论,并给出氘的 3S_1 - 3D_1 态耦合方程。第三节是数值结果及其讨论。

二、理论公式

每个核子含有三个价夸克。从相对论的六夸克系统的哈密顿量出发,按共振群方法进行坐标变换,并且在低能 NN 相对运动情况下,作非相对论近似,可以近似地分离出 NN 系统质心运动。在文献[4],低能的 NN 相对运动方程是:

$$\left(\frac{\mathbf{p}_{\mathbf{R}'}}{2\mu} + V_{AB}^D(\mathbf{R}') - E_r\right) F_{AB}(\mathbf{R}') = - \int K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') F_{AB}(\mathbf{R}'') d\mathbf{R}'' \quad (1)$$

其中 μ 是 NN 的约化质量。 V_{AB}^D 和 K 分别是直接项和夸克交换项

$$V_{AB}^D(\mathbf{R}') = \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | V_{AB} | \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle_{\mathbf{R}=\mathbf{R}'}, \quad (2)$$

$$K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | ((\mathbf{a}_A - \mathbf{a}_B) \cdot \mathbf{p}_{\mathbf{R}} - E_r + V_{AB} + V_{\text{CONF}}) \mathcal{A}_{AB}'' | \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle, \quad (3)$$

其中 \mathcal{A}_{AB}'' 是集团 A 和 B 之间的夸克交换算符; V_{AB} 是单胶子交换势、单 σ 介子交换势、单 π 介子交换势和单 ω 介子交换势之和。 V_{CONF} 是指数型禁闭势,

$$V_{\text{CONF}} = c'' + c'e^{r/r_0}. \quad (4)$$

当(1)–(3)式被用来描写氘基态时,因氘的尺寸较大,而只考虑两夸克间的单 π 介子交换和单 ω 介子交换的张量势,

$$\begin{aligned} V_{\text{O}\pi\text{E}}^{\text{T}}(r_{ij}) &= \frac{1}{3} \frac{g_\pi^2}{4\pi} \left(\frac{m_\pi}{2M}\right)^2 \left(1 + \frac{3}{m_\pi r_{ij}} + \frac{3}{m_\pi^2 r_{ij}^2}\right) \frac{e^{-m_\pi r_{ij}}}{r_{ij}} s(\hat{r}_{ij}) \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j \\ &= y_1(r_{ij}) s(\hat{r}_{ij}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{O}\omega\text{E}}^{\text{T}}(r_{ij}) &= -\frac{1}{3} \frac{g_\omega^2}{4\pi} \left(\frac{m_\omega}{2M}\right)^2 \left(1 + \frac{3}{m_\omega r_{ij}} + \frac{3}{m_\omega^2 r_{ij}^2}\right) \frac{e^{-m_\omega r_{ij}}}{r_{ij}} s(\hat{r}_{ij}) \\ &= y_2(r_{ij}) s(\hat{r}_{ij}), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $s(\hat{r}_{ij}) = 3\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \hat{r}_{ij} \boldsymbol{\sigma}_j \cdot \hat{r}_{ij} - \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j$; $g_\pi(g_\omega)$ 和 $m_\pi(m_\omega)$ 分别是 $\pi(\omega)$ 介子的耦合常数和质量; M 是夸克的质量。氘中两核子的相对运动波函数是

$$F_{\text{AB}}(\mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(\frac{u(r)}{r} + \frac{w(r)}{r} \frac{1}{\sqrt{8}} s_{\text{AB}}(\mathbf{R}) \right), \quad (7)$$

其中 $\frac{u(r)}{r}$ 和 $\frac{w(r)}{r}$ 分别是满足归一化条件 $\int_0^\infty dr (u^2 + w^2) = 1$ 的径向 S 和 D 波函数。 $s_{\text{AB}}(\mathbf{R})$ 是 $V_{\text{O}\pi\text{E}}^{\text{T}}(r_{ij}) + V_{\text{O}\omega\text{E}}^{\text{T}}(r_{ij})$ 的直接项,且具有形式

$$s_{\text{AB}}(\mathbf{R}) = a(R) \boldsymbol{\sigma}_A \cdot \hat{R} \boldsymbol{\sigma}_B \cdot \hat{R} - b(R) \boldsymbol{\sigma}_A \cdot \boldsymbol{\sigma}_B, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} a(R) &= \frac{e^{-35.44R^2}}{503.25R^3} \int_0^\infty (y_1(x) + y_2(x)) ((62.02R^2x^2 - 23.63Rx + 3)e^{q(x)} \\ &\quad - (62.02R^2x^2 + 23.63Rx + 3)e^{q(x)}) dx, \\ b(R) &= \frac{e^{-35.44R^2}}{1509.75R^3} \int_0^\infty (y_1(x) + y_2(x)) ((23.63Rx - 3 - 62.02R^2)e^{p(x)} \\ &\quad + (23.63Rx + 3 + 62.02R^2)e^{q(x)}) dx, \\ p(x) &= -\frac{63}{16}x^2 + \frac{63}{8}Rx; \quad q(x) = -\frac{63}{16}x^2 - \frac{63}{8}Rx. \end{aligned}$$

对氘自旋 $s = 1$ 态, $s_{\text{AB}}(\mathbf{R})$ 满足关系式

$$s_{\text{AB}}^2(\mathbf{R}) = a^2(R) - b^2(R) - 2b(R)s_{\text{AB}}(\mathbf{R}). \quad (9)$$

运动方程(1)被如下耦合方程所代替,

$$u''(R') = (2\mu B + 2\mu V_c)u(R') + 2(a^2(R') - b^2(R'))\mu w(R')/\sqrt{8}, \quad (10a)$$

$$w''(R') = \left(2\mu B + \frac{6}{R'^2} + 2\mu V_c - 4\mu b(R')\right)w(R') + 2\sqrt{8}\mu u(R'), \quad (10b)$$

其中 B 是氘的结合能。 V_c 是 V_{AB} 中心势的直接项和夸克交换项之和。耦合方程满足边界条件

$$u(R') \rightarrow A_1 e^{-\sqrt{2\mu B} R'}, \quad R' \rightarrow \infty. \quad (11a)$$

$$w(R') \rightarrow \eta A_1 \left(1 + \frac{3}{\sqrt{2\mu B} R'} + \frac{3}{2\mu B R'^2}\right) e^{-\sqrt{2\mu B} R'}, \quad R' \rightarrow \infty \quad (11b)$$

其中常数 A_s 是渐近 S 波振幅, 参数 η 是渐近 D/S 比率.

三、数值结果与讨论

在文献[3], 详细地描述了手征夸克禁闭孤子模型. 该模型认为, 核子和 Δ 共振态是三个价夸克通过手征场 $(\sigma, \boldsymbol{\pi})$ 、 ω 介子场和夸克禁闭势相互作用而形成的禁闭态. 通过符合核子的静态性质, 得到 r_0, g_π, g_ω 和夸克-胶子耦合常数 α_s ,

$$r_0 = 0.56 \text{ fm}, \quad g_\pi = 5.301, \quad g_\omega = 3.326, \quad \alpha_s = 0.545. \quad (12)$$

以及如下形式的夸克波函数,

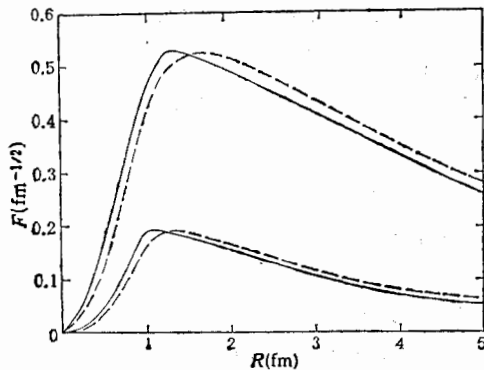


图 1 氘内核子-核子相对运动波函数
虚线选自文献[5], 实线表示本工作结果. 上
两条曲线是 S 波, 而下两条是 D 波

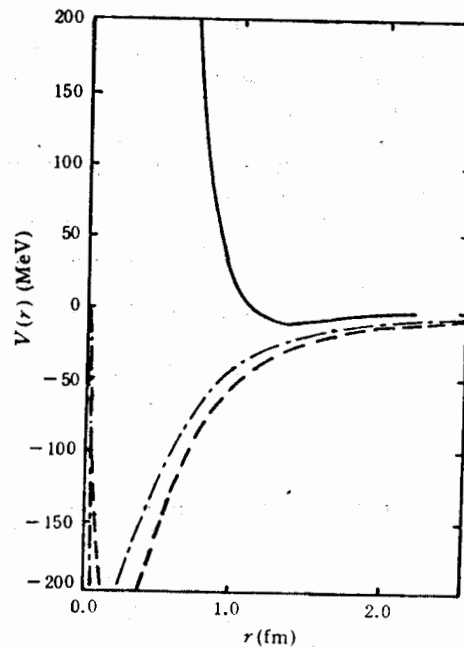


图 2 实线和虚线表示中心势和张量势,
摘自文献[6]. 点划线表示本工作得到的
有效 NN 张量势

$$q(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 1.26i \exp(-2.63r^2) \\ 1.42 \exp(-2.99r^2)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \end{pmatrix} \chi_{h_s}. \quad (13)$$

表 1 氘性质

	理 论	实 验
$B(\text{MeV})$	2.225	2.22457
$Q(\text{fm}^2)$	0.2446	0.2859
$A_s(\text{fm}^{-1/2})$	0.8915	0.8846
$r_d(\text{fm})$	1.735	1.963
η	0.0258	0.0271

用(12)和(13)式计算直接项和夸克交换项;在边界条件(11)下,数值计算耦合方程(10).得到的 $u(R')$ 和 $w(R')$ 描在图1,而张量势描在图2.进一步得到的四极矩 Q 和均方根半径 r_d ,列在表1.

由于理论包含了单 σ 介子交换和单胶子交换, S 波和 D 波比单 π 介子交换结果^[1]略向氘中心移近.由夸克间张量势(参见方程(5)和(6))产生的有效 NN 张量势 $S_{AB}(R')$,在图2中用点划线表示.当 $R' \rightarrow 0$ 或 ∞ 时, $a \rightarrow 0, b \rightarrow 0, S_{AB}(R') \rightarrow 0$.从表1看到,理论与实验的结果基本一致.

参 考 文 献

- [1] Y. Fujiwara and K. T. Hecht, *Nucl. Phys.*, **A462**(1987), 621.
M. Oka and K. Yazaki, *Prog. Theor. Phys.*, **66**(1981), 556, 572.
Z. Y. Zhang, K. Brauer, A. Faessler and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A448**(1985), 557.
F. Wang and C. W. Wong, *Nucl. Phys.*, **A432**(1985), 619.
K. Maltman and N. Isgur, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 952.
Y. Yamauchi, R. Yamamoto and M. Wakamatsu, *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 628.
Y. Koike, O. Morimatsu and K. Yazaki, *Nucl. Phys.*, **A448**(1986), 635.
- [2] P. D. Morley, D. L. Pursey and S. A. Williams, *Phys. Rev.*, **C42**(1990), 2698.
S. A. Williams, F. J. Margetan, P. D. Morley and D. K. Pursey, *Phys. Rev.*, **C42**(1990), 2711.
Z. J. Cao and L. S. Kisslinger, *Phys. Rev.*, **C40**(1990), 1722.
- [3] Xiao-Ming Xu and Xi-Jun Qiu, *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, (to be published).
- [4] Xi-Jun Qiu, Li-Hong Wang and Ren-Chang Hou, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 1731.
- [5] T. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Oxford University Press).
- [6] M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard and R. Vinh Mau, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 861.

Deuteron Properties in the Chiral Quark-Soliton Model

XU XIAOMING QIU XIJUN

(Shanghai Institute of Nuclear Research of Academia Sinica, 201800)

ABSTRACT

The deuteron ground state mixed with 3D_1 state is caused by the tensor potential of one meson exchange between two quarks. The properties of the deuteron ${}^3S_1 + {}^3D_1$ ground state are calculated with the chiral quark-confinement soliton model.