

$SU(3)$ 夸克模型中的 $\Omega \bar{N}$ 束缚态*

余友文 张宗烨 李强兵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 从夸克-反夸克通过介子场耦合的模型出发研究了 $(\Omega \bar{N})_{LSJ}$ 是否存在束缚态的问题. 计算表明当考虑了 $s\bar{u}(\bar{s}d)$ 湮没为 K^* 介子的机制后, $(\Omega N)_{02\frac{1}{2}}$ 是有可能形成结合能较大的束缚态.

关键词 夸克模型 重子-反重子系统 $SU(3)$ 手征场

1 引言

我们知道 QCD 是强相互作用的基本理论, 在高能区微扰 QCD 已经取得了很大的成功. 但对低能和中能的非微扰区尚无法严格处理, 人们还得借助于一些具有 QCD 精神的模型理论. 多年来在低能 QCD 非微扰区借助于模型理论从夸克胶子自由度出发来研究强子结构和两个核子之间的相互作用已经取得了一些很有意义的结果. 同样借助于模型理论从夸克胶子层次出发来研究核子-反核子(NN)体系也是研究非微扰效应的一个重要方面. 在强子层次我们对 NN 相互作用与 NN 相互作用之间的关系已经有了一定的了解. 根据强子层次的核力介子交换理论, NN 相互作用势通过 G 宇称的规则与 NN 作用势相联系. NN 作用势在短程区有一个强排斥心, 这个排斥心是由强子层次交换矢量介子而来的. 但是对 NN 情况就大不相同, 由于 ω 介子的 G 宇称是负的, 所以在 NN 中的排斥心到了 NN 中就变成了很强的吸引力, 强吸引力有可能形成比氦核结合能更大的 NN 束缚态. 另一方面从夸克胶子自由度出发来描述 NN 相互作用同样能得到相互作用的排斥心, 排斥心来自夸克间的单胶子交换及两个三夸克核子集团间的夸克交换. 但是从夸克胶子自由度来描述 NN 情况就不同了, 这里没有 N 与 \bar{N} 间的夸克与反夸克间的交换项, 只有正反夸克湮没到胶子后又产生正反夸克引起的 N 和 \bar{N} 的作用势, 这个势给不出 NN 的短程吸引力^[1]. 这个特点与重子层次介子交换势强吸引力的特点很不相同. 若要在夸克层次能给出 NN 短程吸引力的特点则如在我们描述重子-重子相互作用中那样在夸克间引入 $SU(3)$ 手征场的耦合^[2,3] 是一种可能的途径, 在本文下面的计算中将会证实这一点. 因此研究 NN 的短程相互作用是检验那种作用机制起着关键作用的重要场所, 而 NN 束缚态的信息是研究短程作用机制的重要物理量.

2001-12-19 收稿

* 国家自然科学基金(10047002, 19875059)资助

关于 $N\bar{N}$ 的束缚态问题已有很多实验和理论方面的研究. 虽然有过测量到 $N\bar{N}$ 窄宽度束缚态的曙光^[4], 但又被其他实验否定^[5], 至今尚无确论. 究其原因是由于有很强的湮没效应, 当 NN 靠近时它们就会湮没成几个介子, 这个效应对研究 NN 束缚态问题带来了很大的困难. 但是自 80 年代以来从强子的夸克结构出发来研究 NN 湮没为 2 个和 3 个介子的过程做了大量的研究, 取得了一些很有意义的结果^[6-9]. 在他们的模型中, 有三类 $N\bar{N}$ 湮没到介子的机制, 一类是夸克和反夸克对湮没为真空和自真空产生正反夸克对引起 $N\bar{N}$ 湮没为介子的机制, 二是 N 和 N 的正反夸克重排引起湮没到介子的过程, 三是有胶子作用线参与的湮没为介子的过程. 理论分析指出了在这三类机制中第一类机制是 NN 湮没为介子的主要机制, 对 $N\bar{N}$ 湮没为介子的数据得到了较好的描述^[8,9]. 尽管在湮没效应的研究取得了不少进展, 然而由于湮没效应的复杂性, 这里仍然有许多不确定性, 所以很难对 NN 束缚态的特性从理论上给出可信的预言. 我们的看法是; 研究反粒子与粒子的作用对于认识强作用中夸克与胶子效应是十分重要的, 特别是在短程作用中考查介子机制与夸克胶子机制的地位上它是一个具有特殊优越性的场所. 但是由于 $N\bar{N}$ 的湮没方式很多, 不容易区分每种机制的贡献及特性, 选择一些独具特点的系统来研究有可能更有利于澄清各种机制的作用. 我们认为 $\Omega\bar{N}$ 体系就是一个很有特色的例子. Ω 是 3 个 s 夸克组成, N 是由 3 个 u, d 组成的, $s\bar{u}$ (或 $s\bar{d}$) 不存在湮没到真空的过程, 也不可能从真空中产生 $s\bar{u}$ (或 $s\bar{d}$). 按照前面文献^[6-9]中的分析在 $N\bar{N}$ 湮没中重要的是湮没到真空的机制, 而这个机制在 $\Omega\bar{N}$ 中不存在. 同时由于胶子是无味的, 所以 $s\bar{u}$ ($s\bar{d}$) 也不可能湮没到胶子, 它只能通过重排湮没到 3 个带有奇异数的介子, 这给考查湮没中的重排机制提供了一个绝好的场所. 由于 $\Omega\bar{N}$ 的湮没中只有在 $N\bar{N}$ 湮没中次要的重排机制, 因此很可能 $\Omega\bar{N}$ 的湮没宽度会较小, 有利于形成 $\Omega\bar{N}$ 束缚态. 另外我们还可以看到 $\Omega\bar{N}$ 中夸克 - 反夸克相互作用也很有特色, 它们之间没有单胶子交换而可以通过交换某些介子场发生相互作用, 所以这也是研究手征场耦合的好地方. 本文的目的就是从手征 $SU(3)$ 组分夸克模型出发从理论上研究 $\Omega\bar{N}$ 系统的特性, 探讨是否有可能存在 $\Omega\bar{N}$ 的束缚态.

2 $(\Omega\bar{N})_{LST}$ 结合能的计算

近年来我们曾建议用 $SU(3)$ 手征场与夸克场的耦合来统一描述 u, d, s 夸克系统的重子结构和重子 - 重子间的相互作用, 随后用这个模型对 $N - N$ 各分波相移和 $Y - N$ 散射截面进行了计算, 得到了与实验符合得较好的结果^[3]. 在双重子态的计算中也得到了一些很有趣的结果^[10]. 特别是指出了 $(\Omega\Omega)_{000}$ 态是一个深束缚的双重子态, 它只能发生弱衰变, 因此寿命长及有 2 个负电荷这些特点有利于在实验上去探测. 但是在 158 A GeV $pb + pb$ 碰撞的实验中, 尽管 Ω 的产额比在 $p + p$ 的碰撞中增加了许多, 但产额仍然较低^[11], $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + X$ 的生成截面也很小^[12], 这些因素使得实验上探测 $(\Omega\Omega)_{000}$ 有较大的难度. 但是 \bar{N} 的产生数要大得多, $\Omega\bar{N}$ 碰在一起的几率比 $\Omega\Omega$ 碰在一起的几率要大得多. 根据在引言中的论述, 我们认为 $\Omega\bar{N}$ 是一个很有特色的系统, 有可能形成宽度较窄的结合态. 在这一节中将在手征 $SU(3)$ 组分夸克模型的框架下计算 $(\Omega\bar{N})_{LST}$, $L = 0$ 态的结合能.

所谓手征 $SU(3)$ 夸克模型就是在夸克 - 夸克作用中加入了夸克与手征的耦合:

$$H_{ch} = g_{ch} F(q^2) \bar{\Psi} \left(\sum_{a=0}^8 \sigma_a \lambda_a + i \sum_{a=0}^8 \pi_a \lambda_a \gamma_5 \right) \psi, \quad (1)$$

这里 g_{ch} 是夸克与手征场的顶角耦合常数, 在参考文献 [3] 中已给出其值为 2.62. $F(q^2)$ 是引入的顶角形状因子, σ_a 是标量场, π_a 是赝标场, λ_a 为 $SU(3)$ 味空间的 Gell-Mann 矩阵. 从 (1) 式可导出夸克间交换各种场的相互作用势 V_{ij}^{ch} . 因此重子与重子系统的 H 量除了动能项, 两夸克间的禁闭势 V_{ij}^{conf} 和单胶子交换 V_{ij}^{gg} 外还要加上 V_{ij}^{ch} ,

$$H = \sum_i T_i - T_C + \sum_{i < j} (V_{ij}^{conf} + V_{ij}^{gg} + V_{ij}^{ch}). \quad (2)$$

根据考虑的系统是重子-重子, 反重子-反重子, 还是重子-反重子, i, j 可以是夸克或反夸克. V_{ij} 可以是 V_{qq} , $V_{\bar{q}\bar{q}}$ 或 $V_{q\bar{q}}$, 这里 $V_{qq} = V_{\bar{q}\bar{q}}$, 但 $V_{q\bar{q}}$ 的参数与 V_{qq} 中相同而形式却有不同, 并且与具体是哪个重子和反重子相关. 一般重子和反重子间的作用势 V_{qq} 有两类如图 1 所示. (a) 夸克与反夸克直接相互作用的图, 称直接项; (b) 夸克反夸克湮没为胶子或介子后又产生正反夸克时所引起的相互作用, 称为湮没项.

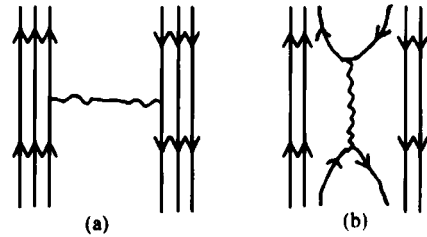


图 1 重子-反重子相互作用图
(a) 直接项; (b) 湮没项.

$\bar{B}B$ 系统相互作用中的 V_{qq}^{gg} 和 V_{qq}^{conf} 是直接项, 只要将 V_{qq}^{gg} 和 V_{qq}^{conf} 中色空间的因子 $\lambda_a(q)\lambda_a(q)$ 换成 $-\lambda_a(q)\lambda_a^*(\bar{q})$ 就是相应的夸克和反夸克间的作用势 V_{qq}^{gg} 和 V_{qq}^{conf} . 这里 $\lambda_a(q)$ 表示算符作用在正夸克的基上, $\lambda_a^*(\bar{q})$ 是 λ_a 的复数共轭并作用在反夸克的基上, 由于 B 和 \bar{B} 都是色单态粒子, 所以这种与色相关的直接项并不提供 $\bar{B}B$ 间的相互作用. 对 V_{qq}^{ch} 则较为复杂, 可以证明手征场引起的夸克与反夸克由直接项提供的相互作用势 V_{qq}^{dir} 与 V_{qq} 同样有一个 G 宇称的变换关系

$$V_{qq}^{dir}(r) = \sum_i (-1)^{G_i} V_{qq}^i(r). \quad (3)$$

这里 i 代表不同的手征场, 对于 $\Omega\bar{N}$ 系统由 (1) 式表示的相互作用中 i 包括 η, η', σ_0 及 ϵ 4 个介子. 由湮没项提供的势以 V_{qq}^{ann} 表示, 它比 V_{qq}^{dir} 还要复杂. 作为第一步采用非相对论近似, 在从相互作用顶点出发推导湮没位的时候略去动量有关的项就可较容易地导出 $V_{qq}^{ann}(r)$. 例如由 (1) 式中赝标场导出的 s 夸克与 \bar{u}, \bar{d} 反夸克的湮没位在上述近似下示为

$$V_{qq}^{ann}(r) = g_{ch}^2 \sum_{a,b,d,e} \frac{1}{(m+m_s)^2 - m_K^2} \left(\frac{1 - \boldsymbol{\sigma}(q) \cdot \boldsymbol{\sigma}(\bar{q})}{2} \right)_{spin} \left(\frac{2 + 3\boldsymbol{\lambda}(q) \cdot \boldsymbol{\lambda}^*(\bar{q})}{6} \right)_{color} \left(\frac{19}{9} + \frac{1}{6} \boldsymbol{\lambda}(q) \cdot \boldsymbol{\lambda}^*(\bar{q}) \right)_{flavor} \cdot \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_{\bar{q}}) a_{r_d f_d c_d}^* b_{r_f f_c c_c}^* b_{r_b f_b c_b} a_{r_a f_a c_a}, \quad (4)$$

其中:
$$\boldsymbol{\lambda}(q) \cdot \boldsymbol{\lambda}^*(\bar{q}) = \sum_{a=1}^8 \lambda_a(q) \cdot \lambda_a^*(\bar{q}), \quad (5)$$

上式中 m, m_s 分别是 u, d 夸克和 s 夸克的质量, m_K 是赝标 K 介子的质量, $\boldsymbol{\sigma}$ 为自旋空间的二维泡利矩阵, r, f, c 分别表示夸克(反夸克)的自旋, 味和色空间量子数的标号. 在此处理非相对论近似的方法早已在 $\bar{N}N$ 系统中考虑 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$ 湮没为胶子的湮没位中被采用过^[1], 在量子电动力学中电子与正电子湮没为光子的湮没位在这个近似下也可立即得到.

我们用与参考文献[10]中相同的处理两个集团的共振群方法(RGM)得到了总哈密顿量为(2)式的动力学解,计算的结果可以归结为下列几点;

1) 手征 $SU(3)$ 夸克模型计算 $(\Omega N)_{02\frac{1}{2}}$ 和 $(\Omega N)_{01\frac{1}{2}}$ 态的结合能均约为 4MeV , 只取 V_{qq}^{dir} 略去 V_{qq}^{ex} 时 $(\Omega \bar{N})_{02\frac{1}{2}}$ 和 $(\Omega \bar{N})_{01\frac{1}{2}}$ 的结合能均约为 11MeV . 这说明 $q-q$ 相互作用的直接项使得 $(\Omega \bar{N})_{0ST}$ 比 $(\Omega N)_{0ST}$ 的结合能更大些.

2) 考虑了(1)式手征场的 V_{qq}^{ex} 公式(4)后, $(\Omega \bar{N})_{0ST}$ 是能量在阈能附近的共振态, $(\Omega \bar{N})_{02\frac{1}{2}}$ 的结合能 -4MeV , $(\Omega \bar{N})_{01\frac{1}{2}}$ 的结合能为 -7MeV .

3) 上面给出的是把相互作用取为(1)式的结果,在这个模型中只包含了标量和赝标场的耦合,没有考虑矢量介子的耦合. 我们知道在重子结构的研究中,夸克间的作用是以单胶子交换为主还是以介子交换为主仍然是一个争论的热点问题^[13,14]. 特别是夸克间的短程行为是由单胶子交换提供的还是由矢量介子交换提供的,是当前强子-强子相互作用研究中的重要课题. 在 $(\Omega \bar{N})_{LST}$ 系统中没有单胶子交换,所以考查一下矢量介子的作用就显得尤其具有意义. 我们尝试着在 V_{qq}^{ex} 中加入 $SU(3)$ 矢量场的贡献,在夸克层次的矢量场作用顶点可以写为:

$$H_v = ig_v \bar{\Psi} \gamma_\mu \lambda_a \varphi_\mu^a \psi + i \frac{f_v}{2M_p} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \lambda_a \partial_\nu \varphi_\mu^a \psi. \quad (6)$$

如何合理确定夸克模型中的耦合常数尚待研究. 在这里用重子层次介子交换理论 Nijmegen 模型 D 中 ΣNK^* 顶角的耦合常数^[15], 由比较两个层次的顶角函数定出夸克层次的 g_v 和 f_v . 采用与赝标场导出湮没位公式(4)时,相同的非相对论近似,即略去位中与动量有关的项,这时(6)式中只有 g_v 项起作用,定出的 $g_v = 1.48$. 在 H 量中加入了矢量场 K^* 提供的湮没位后得到 $(\Omega \bar{N})_{02\frac{1}{2}}$ 态的结合能为 230MeV , $(\Omega \bar{N})_{01\frac{1}{2}}$ 的结合能为 16MeV . 结合能的数值与参数是有关的. g_v 值增大,结合能也增大. (6)式中的 g_v 和 f_v 也可以从重子层次的其他数据确定,如由重子层次的 $g_{NN\phi}$ 和 $f_{NN\phi}$, $g_{NN\omega}$ 和 $f_{NN\omega}$ 以及 g_{NAK^*} 和 f_{NAK^*} 等数据来定,定出的 g_v 均在 2 以上,将导致更大的结合能. 由于采用的近似和耦合常数的不确定性,这个计算结果也只能是定性的. 但这个结果告诉我们在某些现象中考虑矢量介子耦合可能对结果有至关重要的影响.

3 结论

由于 Ω 是由 3 个 s 夸克组成, \bar{N} 由 3 个 \bar{u}, \bar{d} 组成,所以 $(\Omega N)_{LST}$ 的 Ω 和 \bar{N} 两个集团间既没有单胶子交换作用和正反夸克对湮没为胶子的作用,也没有两个集团间的夸克交换效应. 而当考虑了夸克与 $SU(3)$ 介子场的耦合后,夸克与反夸克间既有夸克与反夸克通过交换介子场发生相互作用的直接项,也有夸克与反夸克通过湮没为介子而发生相互作用的湮没项. 通过计算和分析得到了一些有趣的结果. 首先, $(\Omega \bar{N})$ 系统在手征 $SU(3)$ 夸克模型的计算中,当不计入湮没图时, $(\Omega \bar{N})_{02\frac{1}{2}}$ 和 $(\Omega \bar{N})_{01\frac{1}{2}}$ 都是结合能约 11MeV 束缚态. 但当考虑了湮没到赝标介子的贡献后它们都不再束缚了. 若进一步考虑了湮没到矢量介子的湮没位后, $(\Omega \bar{N})_{02\frac{1}{2}}$ 是一个深束缚态,而 $(\Omega \bar{N})_{01\frac{1}{2}}$ 是个浅束缚态. 虽然这些结果只是定

性的,但表现出($\Omega\bar{N}$)是一个十分特殊的系统,这些各具特色的结果对于考查胶子场和各种介子场的作用是非常有用的.

理论结果只是定性的,存在着一定的不确定性,这主要来自于计算中的近似. 第一,非相对论近似在湮没中略去了动量相关项. 第二,矢量场耦合常数的不确定性. 第三,求解时没有考虑($\Omega\bar{N}$)湮没为 3 个奇异介子道的影响. 更严格的计算应该考虑这些近似的影响. 在未做严格的计算之前先做一个初步的计算是有意义的,它使我们看到了可能的希望,促使在理论上去做更深入的研究. 可以想像在 高能重离子碰撞中 Ω 和 \bar{N} 碰在一起的几率将会比两个 Ω 碰在一起的几率大得多. ($\Omega\bar{N}$)_{0,ST} 有可能是不同于($\Omega\Omega$)₀ 态的另一类多夸克态好的研究场所,这是一个值得深入研究的课题,若从实验上能观察到从(ΩN)_{LST} 到 3 个奇异介子的衰变将是非常有意义的.

参考文献 (References)

- 1 Faessler A, Lübeck G, Shimizu K. Phys. Rev., 1982, **D26**:3280
- 2 ZHANG Zong-Ye, YU You-Wen, DAI Lian-Rong, HEP & NP, 1996, **20**(4):363 (in Chinese)
(张宗焯, 余友文, 戴连荣. 高能物理与核物理, 1996, **20**(4):363)
- 3 ZHANG Zong-Ye, YU You-Wen, SHEN Peng-Nian et al. Nucl. Phys., 1997, **A625**:59
- 4 Pavlopoulos P et al. Phys. Lett., 1977, **72B**:415; Richter B et al. Phys. Lett., 1983, **126B**:284; Adiels L et al. Phys. Lett., 1984, **B138**:235
- 5 Angelopoulos A et al. Phys. Lett., 1986, **B178**:441; Adiels L et al. Phys. Lett., 1986, **B182**:405
- 6 Green A M, Niskanen J A. Nucl. Phys., 1984, **A412**:448; **A430**:606; Niskanen J A, Green A M. Nucl. Phys., 1984, **A431**:593; Green A M, Kuikka V, Niskanen J A. Nucl. Phys., 1985, **A446**:543
- 7 Maruyama M, Ueda T. Prog. Theor. Phys., 1985, **73**:1211; 1985, **74**:526
- 8 Maruyama M et al. Nucl. Phys., 1987, **A473**:649; Gutsche T, Maruyama, Faessler A. Nucl. Phys., 1989, **A305**:737
- 9 Dover C B, Gutsche T, Maruyama M, Faessler A. Prog. Part. Nucl. Phys., 1992, **29**:87
- 10 YU Y W, ZHANG Z Y, YUAN X Q. Commun. Theor. Phys., 1999, **31**:1; ZHANG Z Y et al. Phys. Rev., 2000, **C61**:065204
- 11 Anderson E et al. Phys. Lett., 1998, **B433**:209
- 12 YU Y W, WANG P, ZHANG Z Y et al. Commun. Theor. Phys., 2001, **35**:553
- 13 Isgur N, Karl G. Phys. Rev., 1978, **D18**:4187; Phys. Rev., 1979, **D19**:2653; Capstick S, Isgur N. Phys. Rev., 1986, **D34**:2809
- 14 Glzman L Ya, Riska D O. Phys. Rep., 1996, **268**:263; Glzman L Ya, Rapp Z, Plessas W et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:3406
- 15 Yamamoto Y, Bando H. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1985, **81**:9

$\Omega\bar{N}$ Bound State in $SU(3)$ Quark Model *

YU You-Wen ZHANG Zong-Ye LI Qiang-Bing

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

Abstract The structures of ($\Omega\bar{N}$)_{LST} systems are studied in the $SU(3)$ quark model, in which the coupling between quark-antiquark and the meson fields is included. A resonating group method (RGM) calculation shows that (ΩN)_{02, 1/2} could be a bound state with considerably large binding energy, when the mechanism of $s\bar{u}(\bar{s}d)$ annihilation to K^* is considered.

Key words quark model, baryon-antibaryon system, $SU(3)$ chiral field

Received 19 December 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10047002, 19875059)