第 28 卷 第 6 期
2004 年 6 月

高 能 物 理 与 核 物 理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol.28, No.6
Jun., 2004

重子谱中的自旋-轨道耦合力*

余友文 张宗烨
(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在组份夸克势模型的框架下,用几种夸克势模型对重子谱中 N 和 Λ 的几组 $L=1$ 负宇称激发态自旋轨道劈裂进行了分析,指出有的模型在引进了一项半唯象的自旋轨道耦合势后能解释这几组态的自旋轨道耦合能级劈裂的实验值.

关键词 重子 夸克势模型 自旋轨道相互作用

1 引言

在实验上已经测量到了相当丰富的重子能谱,在理论上用不同的模型进行了很多研究,取得了一些重要的成果. 例如在 N. Isgur 等人[1], L. Ya. Glozman 等人[2], Dong 和 Yu[3] 等人的文章以及他们所列举的参考文献中都能看到这一点. 虽然他们在选取夸克-夸克间相互作用势上各有不同,但都能给出重子谱的一些重要特性. 然而对自旋-轨道耦合力问题都没有做出较完整的描述.

我们知道在重子谱和两个重子体系夸克模型的研究中,自旋轨道力始终是一个长期迷惑着人们的问题. 实验上测量到核子的最低负宇称激发态中总角动量和宇称 $J^{\pi}=\frac{1^-}{2},\frac{3^-}{2}$ 的能量分别为 $E\left(\frac{3^-}{2}\right)=1520\text{MeV}$, $E\left(\frac{1^-}{2}\right)=1535\text{MeV}$, $\left(\frac{3^-}{2}\right)$ 态的能量比 $\frac{1^-}{2}$ 的能量低 15MeV. 一般认为这两个态是轨道角动量 $L=1$ 和自旋 $S=\frac{1}{2}$ 所合成的态. 它们的张量力矩阵元为零,其分裂主要是自旋轨道力引起的. 因此,这个数据被认为是核子谱中存在弱自旋轨道耦合力的证据. 在理论计算中若只考虑单胶子交换势所提供的自旋轨道力,则理论计算的 $L=1$ 的 $E_N=\left(\frac{1^-}{2}\right)$ 比 $E_N=\left(\frac{3^-}{2}\right)$ 低得很多,与实验值相距甚远. 由于标量禁闭势相对论修正项提供的 Thomas Precession 项的自旋轨道力在重子谱的计算中是与单胶子项贡献相消的,所以通常认为在核子谱的计算中同时考虑这两项的贡献可得到与实验基本相符的结果. 事实上问题并没有这么简单. 第一, Thomas 项的自旋轨道力的强度是由禁闭势的强度决定的,禁闭势的强度参数和单胶子势的强度参数都要由满足一些物理条件的要求决定. 在下面的章节中可看到当势的强度已由其物理条件决定后 Thomas 项的贡献并不能与单胶子势的贡献相消到与实验相符. 第二,应该要求从同一个哈密顿量出发既能解释核子谱的性质也能解释其他重子谱的性质. 实验上已经测量到 Λ 与 Σ 超子一些负宇称激发态的能量,例如最为肯定的有两组 Λ 超子负宇称激发态的数据, $E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right)=1405\text{MeV}$, $E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right)=1520\text{MeV}$ 和 $E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right)=1670\text{MeV}$, $E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right)=1690\text{MeV}$. 尤其是第一组的 $\frac{1^-}{2}$ 态的能量比 $\frac{3^-}{2}$ 低 115MeV,这里表现出来了强自旋轨道耦合的特点,与核子相应的情况相比不但是自旋轨道势的分裂大并且 $\frac{1^-}{2}$ 与 $\frac{3^-}{2}$ 态能量的次序也是相反的. 显然这些实验不能由夸克间只考虑单胶子交换势和禁闭势的模型来解释. 第三,核子-核子散射实验的相移表现有较强的自旋轨道耦合力.

2003-12-08 收稿
* 国家自然科学基金(90103020,10047002)资助

例如要解释 $^3P_2$ 分波的相移需要把单胶子交换自旋轨道势的强度加大 6—8 倍[4,5]．在考虑了 $SU(3)$ 夸克模型中标量场对夸克间自旋轨道势贡献的计算表明它也不能满足相移实验的要求，还需要加强自旋轨道耦合势的强度方能解释相移实验[6]．

在核子激发态中表现出弱自旋轨道力，Λ 超子激发态中所表现出有的态强有的态弱的自旋轨道力以及核子－核子相移实验中所要求的强自旋轨道力，它们的物理原因是什么？能否在一个统一的夸克－夸克作用势的框架下来统一解释？这是重子结构研究中一个很重要的问题．我们的目的就是试图能找到一个夸克－夸克之间的自旋轨道势，用它能同时描述重子谱中自旋轨道耦合的劈裂和核子－核子散射相移实验的特点．作为第一步，在本文中主要是在重子谱的实验数据中选择几组典型的仅由自旋轨道耦合而产生劈裂的态，用各种夸克势模型来计算这几组态的自旋轨道耦合劈裂，通过分析给出一个能解释这几组态自旋轨道劈裂主要特点的相互作用势．

2　自旋轨道耦合势的分析

我们知道低能 QCD 是高度非微扰的，尽管格点规范理论计算非微扰效应取得了一些有意义的进展，但仍然无法用格点规范理论的计算来解决这些具体问题，在实际应用中仍需借助于模型理论．本文就是在组份夸克模型的框架下来研究自旋轨道耦合力问题．在组份夸克模型中系统的哈密顿量 H 可写为

$$H = \sum_i \frac{P_i^2}{2m_i} - T_G + \sum_{i<j} V_{ij}^{\text{conf}} + \sum_{i<j} V_{ij}, \quad (1)$$

式中的前两项就是夸克的动能项，第三项是夸克禁闭在色单态强子中的唯象禁闭势，将其选为谐振子型禁闭势

$$V_{ij}^{\text{conf}} = -a_c \sum_{i<j} r_{ij}^2 \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c, \quad (2)$$

a_c 为禁闭势强度参数，H 量中最后一项是两夸克间除禁闭势以外的其他相互作用势，不同的模型有不同形式．这是组份夸克势模型中最为关键的部分，正是由于这部分势的存在才能给出重子谱的各种特点．

在最低级近似下设重子及其低激发态处在一定的谐振子基的态上．本文的目的主要研究重子谱的自旋轨道力问题，因此选择几组基态是稳定且其低激发负宇称态的实验数据肯定，同时在单组态近以下能级劈裂只能由自旋轨道耦合力引起，而张量力贡献为零的态来研究自旋轨道力．因为这种态能较为准确的反应自旋轨道力的特点，利于讨论理论模型是否能给出正确的能级劈裂．在重子谱的实验数据中有几组能谱正符合我们所要求的条件．它们是核子负宇称激发态中能量最低的一组能级 $E_N\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_N\left(\frac{3^-}{2}\right) = 15\text{MeV}$，和 Λ 超子的 $J^\pi = \frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}$ 的二组能级 $E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right) = -115\text{MeV}$，$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right) = -20\text{MeV}$．这三组能级都是 $L=1$，$S=1/2$ 耦合的 $(LS)_J$ 态，张量力的贡献为零，实验值也较为确定．在理论上 Σ 超子也有一组类似的能级，遗憾的是至今在实验上对他们的 J^π 尚无确切的指定．作为理论的预言我们也一并加以讨论，希望能得到实验的鉴别．

u,d,s 夸克组成的重子波函数将由自旋，味，色和轨道空间四部分构成，味和色部分都是 $SU(3)$，自旋是 $SU(2)$ 波函数，轨道空间是给定的谐振子波函数 ψ_{NL}．由于 s 夸克的质量与 u,d 夸克不同，因此 s 夸克谐振子波函数中的参数应与 u,d 夸克不同．为了便于得到满足群对称性的波函数，与通常一些工作中的做法相同，也取了在谐振子波函数中 s 夸克与 u,d 夸克参数相同的近似而在作用势中考虑了 s 夸克质量与 u,d 夸克的差别．重子八重态和重子十重态的基态及激发态全反对称的波函数以 $\Psi_{NLSJT}^{[f]}$ 表示．这儿 N 为谐振子能量量子数，L 为角动量量子数，与该重子的自旋 S 耦合成总角动 J，$[f]$ 是味 $SU(3)$ 群的不可约表示，T 为同位旋量子数．现将本文讨论中要用到几个态的波函数给出如下：

$$\Psi_{00\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{[21]} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\phi^\lambda\left(\frac{1}{2}\right)X^\lambda\left(\frac{1}{2}\right) + \phi^\rho\left(\frac{1}{2}\right)X^\rho\left(\frac{1}{2}\right)\right]\psi_{00}^s X_c(00), \quad (3)$$

$$\Psi_{00\frac{3}{2}\frac{3}{2}\frac{3}{2}}^{[3]} = \phi^S\left(\frac{3}{2}\right)X^S\left(\frac{3}{2}\right)\psi_{00}^S X_c(00), \quad (4)$$

$$\Psi_{11\frac{1}{2}JT}^{[21]} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(X\left(\frac{1}{2}\right)\phi(T)\right)^\lambda \psi_{11}^\lambda + \left(X\left(\frac{1}{2}\right)\phi(T)\right)^\rho \psi_{11}^\rho\right]_{JT} X_c(00),$$
$$J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2};\ T = 0,1, \quad (5)$$

$$\Psi^{[111]}_{11\frac{1}{2}J0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(X^{\lambda}\left(\frac{1}{2}\right)\psi^{\rho}_{11}-X^{\rho}\left(\frac{1}{2}\right)\psi^{\lambda}_{11}\right)\phi^{A}_{(0)}\right]X_c(00),$$

$$J=\frac{1}{2},\ \frac{3}{2},\tag{6}$$

这里 $X_c(00)$表示三夸克系统色空间是 $SU(3)$色单态,$X(s)$表示自旋是 S 的自旋部分波函数,$\phi(T)$表示味部分同位旋是 T 的味 $SU(3)$波函数,Ψ_{NL}为轨道空间部分的谐振子波函数.在这些波函数中的上标 λ,ρ,S,A 等是对称群中熟知的对称性标记.下面将选择几种夸克势模型对这些态的自旋轨道力特点进行分析.

(1) V_{ij}中只考虑单胶子交换势的模型

当 V_{ij}中只考虑单胶子交换势时重子系统的 H 量为

$$V_{ij}=V^{\rm oge}_{ij}+V^{\rm conf}_{lsij},\tag{7}$$

$V^{\rm oge}_{ij}$为单胶子交换的作用势[3],V 中的下标 ls 表示自旋轨道耦合势部分,在它的表示式中含夸克与胶子的耦合常数 α_S. $V^{\rm conf}_{ls:ij}$为标量禁闭提供的 Thomas 项,其主要项为

$$V^{\rm conf}_{ls:ij}=-\frac{1}{2r_{ij}}\cdot\frac{\partial V^{\rm conf}_{ij}}{\partial r_{ij}}\cdot\frac{m_i^2+m_j^2}{4m_i^2m_j^2}\boldsymbol{\sigma}_+\cdot\boldsymbol{L}\,\lambda^c_i\cdot\lambda^c_j.\tag{8}$$

(2)式和 $V^{\rm oge}_{ij}$中的 a_c 和 α_s 为待定参数;a_c 的量纲为 $\rm fm^{-3}$;$\lambda^c_i\cdot\lambda^c_j$ 为色 $SU(3)$群无穷小算符的标量积;m_i, m_j 为组份夸克的质量;$\boldsymbol{\sigma}_+\cdot\boldsymbol{L}$ 项为自旋轨道耦合项,$\boldsymbol{\sigma}_+=\boldsymbol{\sigma}_i+\boldsymbol{\sigma}_j$.

(2) 相互作用中引入夸克与手征 $SU(2)$场耦合的模型

所谓夸克与手征 $SU(2)$场耦合模型就是把强子层次 Gell Mam and Levy 的 σ 模型[7]应用到夸克层次.引入顶角形状因子的夸克与场的相互作用量可写成为[4]

$$H_{\rm ch}=g_{\rm ch}F(q^2)\bar{\psi}(\sigma+{\rm i}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi}\gamma_5)\psi,\tag{9}$$

$g_{\rm ch}$为夸克与场的顶角耦合常数,$F(q^2)$为顶角形状因子取为

$$F(q^2)=\left(\frac{\Lambda_{\rm C}^2}{\Lambda_{\rm C}^2+q^2}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{10}$$

$\Lambda_{\rm C}$ 为切断参数,q 为场的动量. ψ 是夸克场,σ 是标量场,π 是赝标场,把它们看作手征对称破缺后具有质量的粒子.由(9)和(10)式可导出夸克间交换 σ 和 $\boldsymbol{\pi}$ 场坐标表象的位势 V^{σ}_{ij}和 V^{π}_{ij}[4].这时

$$V_{ij}=V^{\rm oge}_{ij}+V^{\rm conf}_{lsij}+V^{\sigma}_{ij}+V^{\pi}_{ij}\tag{11}$$

与参数文献[6]中相同,$g_{\rm ch}$通过下式与强子层次耦合常数相联系:

$$\frac{g^2_{\rm ch}}{4\pi}=\frac{9}{25}\cdot\frac{m^2_{\rm q}}{M^2_{\rm N}}\cdot\frac{g^2_{\rm NN\pi}}{4\pi},\tag{12}$$

$g_{\rm NN\pi}$取实验值$\frac{g_{\rm NN\pi}}{4\pi}=14.8$,由此定出的 $g_{\rm ch}=2.7275$. m_π 为 π 介子质量取实验值,m_σ 通过下列关系式

$$m^2_\sigma\approx(2m_{\rm q})^2+m^2_\pi\tag{13}$$

决定.本计算中取 $m_\pi=138{\rm MeV}$, $m_\sigma=625{\rm MeV}$, $\Lambda_{\rm C}=1100{\rm MeV}$.

(3) 手征 $SU(3)$夸克模型

为了能统一描述包含奇异夸克 S 系统的性质我们曾用手征 $SU(3)$夸克模型统一描述 u,d,s 夸克系统的性质.所谓手征 $SU(3)$夸克模型就是在相互作用 H 量中引进夸克与手征场的耦合

$$H_{\rm ch}=g_{\rm ch}F(q^2)\bar{\psi}\left(\sum_{a=0}^{8}\sigma_a\lambda_a+{\rm i}\sum_{a=0}^{8}\pi_a\lambda_a\gamma_5\right)\psi^{[8]}\tag{14}$$

与公式(9)式的区别在于这儿 $\lambda_1,\lambda_2\cdots\lambda_8$ 是味 $SU(3)$群的 8 个无穷小算符,λ_0 为三维的单位矩阵,σ_a 为 9 个标量场,π_a 是 9 个赝标场,$g_{\rm ch}$是这些场均相同的耦合常数,也由(21)式决定.在具体计算中把 σ_a 和 π_a 看作考虑手征对称破缺具有一定质量的介子.对两个相互作用的 i,j 夸克经过场的作用后,可得到其坐表象的位势 $V^{\sigma_a}_{ij}$和 $V^{\pi_a}_{ij}$[8].这时(1)式中的 V_{ij}为

$$V_{ij}=V^{\rm oge}_{ij}+V^{\rm conf}_{lsij}+\sum_a\left(V^{\sigma_a}_{ij}+V^{\pi_a}_{ij}\right),\tag{15}$$

$g_{\rm ch}$和 m_{σ_0}取值与手征 $SU(2)$夸克模型中相应的量相同,其他介子质量将其取为粒子表中相应量子数中的能量最低那个态的能量.对质量 $m\leqslant 850{\rm MeV}$ 的介子其相应的 $\Lambda_{\rm C}$ 取为 $\Lambda_{\rm C}=1100{\rm MeV}$.当 $m>850{\rm MeV}$ 时取 $\Lambda_{\rm C}=1600{\rm MeV}$,当 $\Lambda_{\rm C}$ 取值有变化时,计算值会有些变化,但定性结果不变.

(4) 推广的手征 $SU(3)$夸克模型

推广的手征 $SU(3)$夸克模型就是指在(14)式的 H 量中再加上夸克与 $SU(3)$矢量场 V_μ 和轴矢场 A_μ 耦合的模型,此部分以 $H_{\rm VA}$表示,

$$H_{\rm VA}={\rm i}g_{\rm VA}F(q^2)\bar{\psi}(\gamma_\mu\lambda_aV^a_\mu+\gamma_\mu\lambda_aA^a_\mu\gamma_5)\psi.\tag{16}$$

此时系统的相互作用势中应加上由上式提供的位势 $V^{V_a}_{ij}$和 $V^{A_a}_{ij}$,H 量(1)式中的 V_{ij}为

$$V_{ij} = V_{ij}^{\text{oge}} + V_{lsij}^{\text{conf}} + \sum_a \left(V_{ij}^{\sigma_a} + V_{ij}^{\pi_a} + V_{ij}^{V_a} + V_{ij}^{A_a} \right). \tag{17}$$

m_{V_a}, m_{A_a} 以及相应 Λ_C 的取值与赝标场和标量场中取值的原则相同,g_{VA} 的取值并不能完全确定,在一些计算中将其取值在 2—3 之间. 本计算中将 g_{VA} 作为参数,察看 g_{VA} 的变化对自旋轨道分裂的影响.

在重子层次介子交换理论中通常在矢量场耦合部分除矢量耦合项外还要加上张量耦合项. 在夸克层次也可把矢量场部分加上张量耦合项来检验张量项的作用是否重要,即把 H_V 部分写为

$$H_V = \mathrm{i} g_{VA} F(q^2) \bar{\psi} \gamma_\mu \lambda_a V_\mu^a \psi + \mathrm{i} \frac{f_V}{2M_P} F(q^2) \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \lambda_a \partial_\nu V_\mu^a \cdot \psi. \tag{18}$$

因此 $V_{ij}^{V_a}$ 的表示式中将加上与 f_V 有关的项. 参数 g_{VA} 和 f_V 可由通过夸克模型去计算核子－ρ 介子的顶角并与强子层次 $g_{NN}\rho$ 和 $f_{NN}\rho$ 的值相联系定出. 由核力介子交换理论 Nijmegen 模型 D[9] 定出夸克层次的 $g_{VA} = 2.091$, $f_V = 5.23$. (18)式中 M_P 为质子质量,这样 f_V 是一个无量纲的量. 为了察看矢量场的作用把 g_{VA} 和 f_V 写成

$$g_{VA} = 2.091 \cdot x, \quad f_V = 5.23 \cdot x, \tag{19}$$

通过改变 x 的取值来察看矢量场中引入张量耦合项后矢量场和轴矢量场的作用.

在模型计算中除了夸克与手征场的耦合常数按上述原则确定外,还有一些其他参数有待确定. 在组份夸克模型中通常把夸克质量 m 和 b 都是作为在物理合理范围内的输入量,取其值与以前工作中[6]相同,即 $m_u = m_d = 313\text{MeV}$, $m_s = 470\text{MeV}$, $b = 0.505\text{fm}$. 对于其他两个参数,单胶子交换耦合常数 α_s 和禁闭位参数 a_c,对不同的模型均按相同的原则确定. 在 H 量中 N 与 Δ 粒子的质量差与 V_{ij}^{conf} 无关,当手征场的耦合确定后,它只与 α_s 有关,由 Δ 与 N 基态能差的实验值 293MeV 可定出 α_s. 在给定了 α_s 和手征场的耦合之后,核子基态与不考虑自旋轨道项 $L=1$ 负宇称态中心的能量差只与禁闭位参数 a_c 有关,由此能量差的实验值 586MeV 可定出 a_c 值. 因此对不同的模型所定出的这两个参数是不同的.

计算结果表明在重子谱的计算中,由禁闭势提供的自旋轨道势 V_{lsij}^{conf} 是与单胶子提供的自旋轨道势相消的. 但对上述 4 个模型不论在计算中是否包含 V_{lsij}^{conf},都不能同时解释核子和两组 Λ 超子态的自旋轨道劈裂,即使调节夸克与手征场的耦合,计算结果仍与实验值偏离很大. 这说明需要引进新的自旋轨道耦合势才有可能解释实验上给出的自旋轨道劈裂.

(5) 海夸克激发产生的两夸克间等效相互作用势 V_{ls}^{TGEP}

在参考文献[10]中曾给出当计算了两夸克间由海夸克激发的双胶子交换不可约图的贡献后,两夸克间的等效势中有与色自由度无关的自旋轨道耦合项,其形式为

$$V_{ls}^{\text{TGEP}}(\boldsymbol{r}_{ij}) = -g \cdot \frac{m_i + m_j}{m_i^2 m_j^2} \cdot \frac{4}{r_{ij}^4} (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) \boldsymbol{L}, \tag{20}$$

g 为与夸克－胶子耦合常数有关的常数. 现在要计算的是 u,d,s 夸克系统的重子谱. 为了包含 u,d 夸克与奇异夸克 s 间的转换借助(20)式的形式,唯象引入 $\sum_{\alpha=4}^{7} \lambda_\alpha(i) \lambda_\alpha(j)$,在自旋轨道耦合中引入下列形式的唯象势:

$$V_{ls}^{\text{TGEP}}(\boldsymbol{r}_{ij}) = -g_T \cdot \frac{m_i + m_j}{m_i^2 m_j^2} \cdot \frac{4}{r_{ij}^4} (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) \boldsymbol{L} \times \left(1 + \sum_{\alpha=4}^{7} \lambda_\alpha(i) \lambda_\alpha(j)\right), \tag{21}$$

g_T 由符合 $E_N\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_N\left(\frac{3^-}{2}\right) = 15\text{MeV}$ 定出,由此出发看是否能得到 Λ 谱中自旋轨道力劈裂的特点. 在下面给出的数据中都是 $m_u = m_d = 313\text{MeV}$, $m_s = 470\text{MeV}$, $b = 0.505\text{fm}$ 的计算值,这些参数不再逐一表明,而定出的其他参数将分别给出.

i) $V_{ij} = V_{ij}^{\text{oge}} + V_{ls:ij}^{\text{conf}} + V_{ls:ij}^{\text{TGEP}}$ 的情况. 这时定出的参数和计算结果分别为

$$\alpha_s = 0.9045, \; a_c = 0.7072\text{fm}^{-3}, \; g_T = 0.00212;$$

$$E_N\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_N\left(\frac{3^-}{2}\right) = 15\text{MeV},$$

$$E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right) = 134\text{MeV},$$

$$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right) = 10.9\text{MeV},$$

$$E_\Sigma\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_\Sigma\left(\frac{3^-}{2}\right) = 2.5\text{MeV},$$

得不到与实验相符的自旋轨道劈裂.

ii) $V_{ij} = V_{ij}^{\text{oge}} + V_{ij}^{\sigma} + V_{ij}^{\pi} + V_{ls:ij}^{\text{conf}} + V_{ls:ij}^{\text{TGEP}}$ ($g_{ch} = 2.7275$)的情况. 这时定出的参数和计算结果分别为

$$\alpha_s = 0.297, \; a_c = 0.4052\text{fm}^{-3}, \; g_T = -0.0104;$$

$$E_N\left(\frac{1^-}{2}\right) - E_N\left(\frac{3^-}{2}\right) = 15\text{MeV},$$

$$E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right)=135.7\mathrm{MeV},$$

$$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right)=41.4\mathrm{MeV},$$

$$E_{\Sigma}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Sigma}\left(\frac{3^-}{2}\right)=94.3\mathrm{MeV},$$

同样得不到与实验相符的自旋轨道劈裂.

iii) $V_{ij}=V_{ij}^{\mathrm{oge}}+\sum_a\left(V_{ij}^{\sigma_a}+V_{ij}^{\pi_a}\right)+V_{ls:ij}^{\mathrm{conf}}+V_{ls:ij}^{\mathrm{TGEP}}$，$g_{\mathrm{ch}}$在一定范围内变化的计算结果列在表1中.

表1　N,Λ,Σ低激发负宇称态的自旋轨道劈裂 $V_{ij}=V_{lsij}^{\mathrm{conf}}+V_{ij}^{\mathrm{oge}}+\sum_a\left(V_{ij}^{\sigma_a}+V_{ij}^{\pi_a}\right)+V_{lsij}^{\mathrm{TGEP}}$的计算结果

g_{ch}	α_s	a_c/fm^{-3}	g_T	$E_N\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_N\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Sigma}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Sigma}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV
3.5	0.7748	0.203	0.02851	15	-240	-52.5	-187.5
3	0.8092	0.3367	0.02151	15	-172.8	-35.7	-137.1
2.7275	0.8258	0.401	0.01815	15	-140.5	-27.6	-112.8
2.5	0.8383	0.4499	0.01559	15	-115.9	-21.4	-94.4
2.0	0.8622	0.5426	0.01074	15	-69.3	-9.8	-59.5
	实验值			15	-115	-20	

表2　N,Λ,Σ低激发负宇称态的自旋轨道劈裂 $g_{\mathrm{ch}}=2.7275$, $V_{ij}=V_{ij}^{\mathrm{oge}}+V_{lsij}^{\mathrm{conf}}+\sum_a\left(V_{ij}^{\sigma_a}+V_{ij}^{\pi_a}+V_{ij}^{\mathrm{V}_a}+V_{ij}^{\mathrm{A}_a}\right)+V_{lsij}^{\mathrm{TGEP}}$，矢量场中无张量耦合项的计算结果

g_{VA}	α_s	a_c/fm^{-3}	g_T	$E_N\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_N\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Sigma}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Sigma}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV
2.6	0.0016	0.1853	0.01684	15	-138.3	-27.1	-111.2
2.0	0.3381	0.2734	0.01737	15	-139.2	-27.3	-111.9
1.5	0.5514	0.3292	0.01744	15	-139.8	-27.3	-112.4
1.0	0.7038	0.3691	0.01795	15	-140.1	-27.5	-112.6
0.5	0.7953	0.393	0.0181	15	-140.4	-27.6	-112.8
0.0	0.8258	0.401	0.01815	15	-140.5	-27.6	-112.8
	实验值			15	-115	-20	

表3　N,Λ,Σ低激发负宇称态的自旋轨道劈裂 $V_{ij}=V_{ij}^{\mathrm{oge}}+V_{lsij}^{\mathrm{conf}}+\sum_a\left(V_{ij}^{\sigma_a}+V_{ij}^{\pi_a}+V_{ij}^{\mathrm{V}_a}+V_{ij}^{\mathrm{A}_a}\right)+V_{lsij}^{\mathrm{TGEP}}$，$g_{\mathrm{ch}}=2.7275$, $g_{\mathrm{VA}}=2.091\cdot x$, $f_{\mathrm{V}}=5.23\cdot x$ 的计算结果

X	α_s	a_c/fm^{-3}	g_T	$E_N\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_N\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda1}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda1}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Lambda2}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Lambda2}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV	$E_{\Sigma}\left(\frac{1^-}{2}\right)-E_{\Sigma}\left(\frac{3^-}{2}\right)$ /MeV
0.976	0.0069	0.1167	0.02431	15	-231.1	-50.3	-180.8
0.8	0.2756	0.21	0.02229	15	-201.3	-42.8	-158.5
0.6	0.5163	0.2935	0.02048	15	-174.7	-36.2	-138.5
0.4	0.6882	0.3532	0.019185	15	-155.7	-31.4	-124.3
0.2	0.7914	0.3891	0.01841	15	-144.3	-28.5	-115.7
	实验值			15	-115	-20	

表1可看到这个模型能得到与实验基本相符的特性. 尤其是g_{ch}取在(12)式定出值附近时,Λ的两组态的自旋轨道分裂与实验相当接近. 由于Σ的几个低激发态的自旋和宇称尚未确定,没有确定的实验值,这里给出了理论的预言结果,是检验这个模型的一个重要场所.

iv) $V_{ij}=V_{ij}^{\mathrm{oge}}+\sum_a\left(V_{ij}^{\sigma_a}+V_{ij}^{\pi_a}+V_{ij}^{\mathrm{V}_a}+V_{ij}^{\mathrm{A}_a}\right)+V_{ls:ij}^{\mathrm{conf}}+V_{ls:ij}^{\mathrm{TGEP}}$,($g_{\mathrm{ch}}=2.7275$)情况的计算结果.

这里还有两种情况,一种是矢量场中只有矢量

耦合项，另一种是矢量场中有矢量耦合和张量耦合，即(18)式所示的情况．结果分别给在表 2 和表 3 中．

从表 2 可看到当 g_{VA} 从大到小变化时定出的 α_s，α_c 和 g_T 虽然变化的程度不同但都是从小到大改变．但三组态的自旋轨道劈裂却变化甚微，其中 Λ 的两组劈裂与实验值都较接近．从这个数据中不能判断是否应该加入矢量介子的耦合，也不能判断 g_{VA} 的取值．矢量场中考虑了张量耦合(见表 3)的结果却说明包括了张量耦合项以后，则需要有更强的单胶子交换势才能得到与实验接近的计算值．

3　讨论

本文只是选择了几个基态是稳定的重子，其低激发负宇称态的实验数据肯定特点突出，并在单组态近似下张量力矩阵元为零，能级劈裂只能由自旋轨道耦合力引起的几组态来讨论．这样可以排除其他一些因素的干扰有利于研究自旋轨道势的特性．分析的结果表明：

1）在未引入唯象势 V_{ls}^{TGEP}(21)式之前，对文中所讨论的各种模型其理论值均与实验值相差甚远，尤其是 N 与 Λ 两重子的 $\frac{1^-}{2}$ 态与 $\frac{3^-}{2}$ 态能级劈裂定性特点不能同时符合．

2）当引入 V_{ls}^{TGEP} 后，计算结果表明夸克间只考虑单胶子势和手征 $SU(2)$ 场模型的理论值仍然与实验不符．

3）引入 V_{ls}^{TGEP} 后只考虑标量和赝标量的手征 $SU(3)$ 夸克模型能够给出 N 和 Λ 自旋轨道劈裂的实验特点．尤其 g_{ch} 取值在(12)式定出值附近时的两组态的自旋轨道劈裂与实验值相当接近．在表 1 中可以看到 g_{ch} 取值在合理的范围内时定出的 α_s 也较大．这说明了手征 $SU(3)$ 模型是单胶子场和手征场并存的一个模型．需要指出在 N 和 Σ 的激发态中只有一组 $L=1, J=\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}$ 的态而在 Λ 中有两组这种态，这是由于味 $SU(3)$ 群的特点决定的．Λ 中低的那组态属于味 $SU(3)$ 群的[111]不可约表示而高的那组属于[21]不可约表示，而 N，Σ 中不存在[111]不可约表示．

4）考虑了 V_{ls}^{TGEP} 的包含手征矢量场的计算中自旋轨道劈裂与实验定性相符．矢量场的引进可以使定出的 α_s 趋于零，矢量场中不考虑张量耦合的计算结果随强度参数变化而改变甚微，考虑了张量耦合的计算结果随强度参数变化而改变较大．在本计算中判断不了是否应引进手征矢量以及强度的取值问题，需要在更深入地研究中才能得到较肯定的信息．

5）理论计算指出 Σ 超子 $L=1$ 态的自旋轨道劈裂较大，而在实验上 Σ 有几个低激发态的自旋和宇称尚未确定，这个数据将是对模型的检验．

6）本文只是在对重子谱的几组态分析中提出要加 V_{ls}^{TGEP}，这个势在核子－核子相互作用计算中与实验所要求的趋势是一致的，但需要在更严格更全面的重子谱和重子－重子相互作用研究中来检验．

参考文献(References)

1　Isgur N, Karl G. Phys. Rev., 1978, **D18**:4187

2　Glozman L Ya, Riska D O. Phys. Rep., 1996, **268**:263

3　DONG Yu-Bing, YU You-Wen. HEP & NP, 1993, **17**:651 (in Chinese)
(董宇兵，余友文．高能物理与核物理，1993，**17**:651)

4　Fernandez F et al. Phys. G., 1993, **19**:2013

5　ZHANG Z Y et al. Nucl. Phys., 1994, **A578**:573

6　ZHANG Z Y et al. Nucl. Phys., 1997, **A625**:59

7　Gell-Manm M, Levy M. Nuovo. Cimento, 1960, **16**:705

8　ZHANG Z Y, YU Y W, DAI L R. HEP & NP, 1996, **20**:363 (in Chinese)
(张宗烨，余友文，戴连荣．高能物理与核物理，1996，**20**:363)

9　Yamamoto Y, Bando H. Prog. Theor. Phys. Suppel., 1985, **81**:9

10　YU Y W, ZHANG Z Y, SHEN P N. HEP & NP, 1992, **16**:1015 (in Chinese)
(余友文，张宗烨，沈彭年．高能物理与核物理，1992，**16**:1015)

Spin-Orbit Force in Baryon Spectrum*

YU You-Wen ZHANG Zong-Ye
(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract In the framework of the constituent quark model, the spin-orbit splitting of the lowest $L=1$ excited states of N and Λ are analyzed by using various quark potential models. The results show that only when a two gluon exchange phenomenological flavor dependent $\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}$ term is considered in the potential, the spin-orbit splitting of N and two sets of Λ $L=1$ states can be explained simultaneously.

Key words baryon, quark potential model, spin-orbit force

Received 8 December 2003
* Supported by National Natural Science Foundation of China (90103020, 10047002)