

具有奇异夸克系统的重子波函数*

余友文 张宗焯 刘宪辉

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在重子波函数中考虑了s夸克与u, d夸克质量的差别, 构造了把坐标空间与味空间联合成 $SU(3)_f$ 的 $SU(3)_f \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ 群分类夸克间全反对称的重子波函数. 与不考虑s夸克与u, d夸克质量差的 $SU(n)_r \times SU(3)_f \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ 群分类的波函数作了比较, 它们的相互作用能量矩阵元有明显的差别.

关键词 夸克模型 重子波函数 重子质量

1 引言

通常在包含s夸克重子谱的计算中, 在相互作用势中没有包含s夸克与u, d夸克间相互转化的项, 因此重子波函数中可以不考虑s夸克与u, d夸克间的反对称化^[1,2]. 但是实验告诉我们奇异重子可以通过放出奇异介子而转化为非奇异重子, 例如在粒子表中就有 Λ, Σ 衰变到NK的实验数据. 所以在包含s夸克和u, d夸克系统的夸克模型计算中是要考虑通过吸收或放出奇异场来实现s夸克与u, d夸克间的转化. 因此需要一个u, d, s夸克全反对称化的重子波函数. 假如波函数中不考虑s与u, d夸克质量上的差别, 即把s, u, d夸克径向波函数中的参数取为相同值, 这时全反对称的重子波函数可按 $SU(n)_r \times SU(3)_f \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ 群分类来构成, 这里r, f, s, c分别表示坐标、味、自旋和色空间. 在组份夸克模型中一般将u, d夸克的质量取相同值约为300多MeV, 而s夸克的质量约是u, d夸克质量的1.5倍, 可见质量差的效应可能是重要的. 一种近似方法是采用上述近似的波函数, 而在哈密顿量中考虑s夸克与u, d夸克的质量差效应. 这个方法不但忽略了波函数中s与u, d夸克质量差的效应, 并且在计算中不能严格地把质心运动扣除. 为把质心运动扣除需要在波函数中也考虑夸克的质量差. 这样自然就提出一个问题, 如何来构造一个考虑夸克质量差效应的夸克间全反对称化的重子波函数. 本文提出了一种考虑夸克质量差构造夸克间全反对称重子波函数的方法, 并且能够把质心运动严格扣除. 首先介绍处理夸克质量差的计算方法, 然后用两种波函数计算重子的能量来考察波函数中夸克质量差效应是否重要. 结果表明这两种波函数对相互作用能量计算值有

1999-01-11 收稿

* 国家自然科学基金资助项目(19875059)

几十到一百多 MeV 的差别, 因此波函数中夸克质量差的效应是不可忽视的.

2 计算方法及结果的讨论

在此我们限于讨论 u, d, s 夸克系统, 因 u, d 夸克的质量相差甚小可不加区别, 而只考虑 s 夸克与 u, d 夸克的质量差. (u, d)³ 和 s³ 是两类夸克质量均相同的情况, 波函数用通常的 SU(n)_r × SU(3)_f × SU(2)_s × SU(3)_c 易于写出. 需要重新建立的是有两夸克质量相同而另一夸克质量不同的 (u, d)²s¹ 和 s²(u, d)¹ 这两类态. 所谓质量差效应就是单夸克的径向部份波函数的参数是与质量有关的, 也就是说与味量子数相关. 因此轨道空间与味空间不再能独立分开, 而必须由味量子数联系在一起来处理. 对于给定的轨道状态, 我们用 SU(3)_f 来描述, 系统总的反对称波函数用 SU(3)_f × SU(2)_s × SU(3)_c 来表示. 由于重子是色单态, 因此 SU(3)_f × SU(2)_s 部份必然要求是对称性为 [3] 的全对称态. SU(2) 的对称性是熟知的, 只要把 SU(3)_f 空间对称性为 [3] 和 [2, 1] 的基写出, 就不难得到 SU(3)_f × SU(2)_s 空间对称性为 [3] 的基. 下面以 (u, d)²s¹ 为例来说明计算方法.

为写出 SU(3)_f 的基选择下述三类坐标系 (图 1), 定义夸克标号 3 为 s 夸克的称 α 系, 1 为 s 夸克的称 β 系, 2 为 s 夸克的称 γ 系. 各系坐标为;

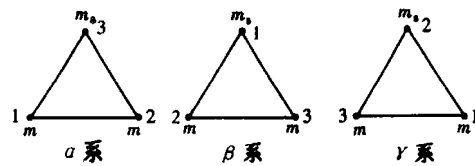


图 1

$$\rho^\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}(r_1 - r_2), \quad \lambda^\alpha = \frac{1}{\sqrt{6}}(r_1 + r_2 - 2r_3), \quad R^\alpha = \frac{\sqrt{3}}{M}(mr_1 + mr_2 + m_s r_3), \quad (1.1)$$

$$\rho^\beta = \frac{1}{\sqrt{2}}(r_2 - r_3), \quad \lambda^\beta = \frac{1}{\sqrt{6}}(r_2 + r_3 - 2r_1), \quad R^\beta = \frac{\sqrt{3}}{M}(mr_2 + mr_3 + m_s r_1), \quad (1.2)$$

$$\rho^\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}}(r_3 - r_1), \quad \lambda^\gamma = \frac{1}{\sqrt{6}}(r_3 + r_1 - 2r_2), \quad R^\gamma = \frac{\sqrt{3}}{M}(mr_3 + mr_1 + m_s r_2). \quad (1.3)$$

这里 $M = 2m + m_s$. 将重子的内部波函数选为只有内部激发而质心处于基态并用谐振子基写出. 对于给定轨道态 $N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda L$, 同位旋 $T_{12} T$ 的基可写为

$$\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda L}^\alpha(1, 2, 3) \chi_{T_{12} T}^\alpha(1, 2, 3), \quad (2.1)$$

$$\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda L}^\beta(2, 3, 1) \chi_{T_{12} T}^\beta(2, 3, 1), \quad (2.2)$$

$$\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda L}^\gamma(3, 1, 2) \chi_{T_{12} T}^\gamma(3, 1, 2). \quad (2.3)$$

这里 N 是能量量子数, L 为角动量, φ^i 表示内部激发为 $N_\rho L_\rho, N_\lambda L_\lambda, L$, 质心处在基态在 i 坐标系写出的基, 其中参数是与味量子数相关的. χ^i 为 i 坐标系写出的味部份波函数, T_{12} 是前两夸克的同位旋, T 为三夸克的总同位旋. 对 α 系前两夸克的序号是 (1, 2), β 系前两夸克是 (2, 3), γ 系前两夸克是 (3, 1). 不同系是与一组夸克号的排序相对

应的,为简单起见,在下面略去夸克的序号不写,只以 α, β, γ 来标记. 可以证明,对于给定的一组量子数一般可以给出一个对称性为[3]和两个混合对称性为[2, 1]的基. 采用通常在对称群中的符号,全对称的[3]用上标 S 表示,混合对称性的[21](211)用上标 λ 表示,[21](121)用上标 ρ 表示. 这与在波函数中用到的自旋 s 和坐标 λ° 和 ρ° 等含义不同. 各基为

$$\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^S(T_{12}, T) = \frac{1}{\sqrt{N_1}} \{ [1 + (-1)^{L_\rho + t_1 + t_2 - T_{12}}] \cdot \\ [\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\alpha \chi_{T_{12} T}^\alpha + \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\beta \chi_{T_{12} T}^\beta + \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\gamma \chi_{T_{12} T}^\gamma] \}, \quad (3)$$

这里 t_1, t_2 分别是前两夸克同位旋.

对称性为[2, 1]的基有两组,分别以上标 1, 2 表示:

$$\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^{1, \lambda}(T_{12}, T) = \frac{1}{\sqrt{N_2}} \cdot \frac{1}{2} \{ [1 - (-1)^{L_\rho + t_1 + t_2 - T_{12}}] \cdot \\ [\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\gamma \chi_{T_{12} T}^\gamma - \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\beta \chi_{T_{12} T}^\beta] \}, \quad (4.1)$$

$$\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^{1, \rho}(T_{12}, T) = \frac{1}{\sqrt{N_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{12}} \{ [1 - (-1)^{L_\rho + t_1 + t_2 - T_{12}}] \cdot \\ [-2\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\alpha \chi_{T_{12} T}^\alpha + \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\beta \chi_{T_{12} T}^\beta + \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\gamma \chi_{T_{12} T}^\gamma] \}. \quad (4.2)$$

$$\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^{2, \lambda}(T_{12}, T) = \frac{1}{\sqrt{N_3}} \cdot \frac{1}{\sqrt{12}} \{ [1 + (-1)^{L_\rho + t_1 + t_2 - T_{12}}] \cdot \\ [2\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\alpha \chi_{T_{12} T}^\alpha - \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\beta \chi_{T_{12} T}^\beta - \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\gamma \chi_{T_{12} T}^\gamma] \}, \quad (5.1)$$

$$\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^{2, \rho}(T_{12}, T) = \frac{1}{\sqrt{N_3}} \cdot \frac{1}{2} \{ [1 + (-1)^{L_\rho + t_1 + t_2 - T_{12}}] \cdot \\ [-\varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\beta \chi_{T_{12} T}^\beta + \varphi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\gamma \chi_{T_{12} T}^\gamma] \}. \quad (5.2)$$

其中 N_1, N_2, N_3 为各组基的归一化常数. 自旋部份的波函数可写为

$$\chi_{s_2 s}^K = \chi^K((12)_{s_2} (3)_{\frac{1}{2}} s), \quad K = S, \lambda, \rho. \quad (6)$$

这里与前面相似,用上标 S, λ, ρ 来表示 $SU(2)_s$ 的对称性,这与波函数中的 s 表示自旋含义不同. 由公式(3)—(6)就不难给出 $SU(3)_f \times SU(2)_s$ 对称性为[3]的基,乘上三夸克色单态波函数 $\chi_c(00)$ 立即可得到总的反对称基. 总的反对称基以 $\Psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NLSI}^{T_{12} T}$ 表示,这里自旋 s 为 3/2 和 1/2 的基分别为

$$\Psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NLSI}^{T_{12} T} = (\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^S(T_{12}, T) \chi_{1/2}^S)_J \chi_c(00), \quad (7)$$

$$\Psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NLSI}^{T_{12} T} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\lambda(T_{12}, T) \chi_{1/2}^\lambda + \psi_{N_\rho L_\rho N_\lambda L_\lambda; NL}^\rho(T_{12}, T) \chi_{1/2}^\rho]_J \chi_c(00). \quad (8)$$

用这组群分类的基如何描述重子波函数是一个问题. 将上述基进行组合,令其当 $m_s = m_u$ 时与 $SU(3)_f \times SU(3)_c \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ 所给出的重子波函数相同,称此波函数为 s 夸克质量与 u, d 夸克质量不同时 $SU(3)_f \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ 群分类的重子波函数. 在下面仅给出 $(u, d)^2 s^1$, 能量量子数 $N \leq 2$ 时所有重子的波函数.

重子 B 的波函数以 Ψ_{NLSJ}^B 来表示,

$$N=0, L=0$$

$$\Psi_{00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\Lambda} = \Psi_{0000;00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{00}, \Psi_{00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\Sigma} = \Psi_{0000;00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{11}, \Psi_{00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{Y^*} = \Psi_{0000;00\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{11}. \quad (9)$$

$$N=1, L=1$$

$$\begin{aligned} \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{1,\Lambda} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_{1100;11\frac{1}{2}J}^{00} - \Psi_{0011;11\frac{1}{2}J}^{00}], \\ \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{2,\Lambda} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_{1100;11\frac{1}{2}J}^{00} + \Psi_{0011;11\frac{1}{2}J}^{00}], \\ \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{\Lambda} &= \Psi_{1100;11\frac{1}{2}J}^{00}, \\ \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{Y^*} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_{0011;11\frac{1}{2}J}^{11} - \Psi_{1100;11\frac{1}{2}J}^{11}], \\ \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{\Sigma} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_{0011;11\frac{1}{2}J}^{11} + \Psi_{1100;11\frac{1}{2}J}^{11}], \\ \Psi_{11\frac{1}{2}J}^{\Sigma} &= \Psi_{0011;11\frac{1}{2}J}^{11}. \end{aligned} \quad (10)$$

$$N=2, L=0, 2$$

$$\begin{aligned} \Psi_{2L\frac{3}{2}J}^{\Lambda} &= \Psi_{1111;2L\frac{3}{2}J}^{00}, \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{1,\Lambda} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{00} - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{00}, \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{2,\Lambda} &= \frac{1}{2} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{00} - \frac{1}{2} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{00} + \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{1111;2L\frac{1}{2}J}^{00}, \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{3,\Lambda} &= \frac{1}{2} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{00} - \frac{1}{2} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{00} - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{1111;2L\frac{1}{2}J}^{00}, \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{1,\Sigma} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{11} - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{11}, \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{2,\Sigma} &= -\frac{1}{2} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{11} + \frac{1}{2} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{11} + \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{1111;2L\frac{1}{2}J}^{11}, \\ \Psi_{2L\frac{3}{2}J}^{\Sigma} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_{002L;2L\frac{3}{2}J}^{11} - \Psi_{2L00;2L\frac{3}{2}J}^{11}], \\ \Psi_{2L\frac{1}{2}J}^{Y^*} &= -\frac{1}{2} \Psi_{002L;2L\frac{1}{2}J}^{11} + \frac{1}{2} \Psi_{2L00;2L\frac{1}{2}J}^{11} - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{1111;2L\frac{1}{2}J}^{11}, \\ \Psi_{2L\frac{3}{2}J}^{Y^*} &= \sqrt{\frac{1}{2}} [\Psi_{002L;2L\frac{3}{2}J}^{11} + \Psi_{2L00;2L\frac{3}{2}J}^{11}]. \end{aligned} \quad (11)$$

$$N=2, L=1$$

$$\Psi_{21\frac{1}{2}J}^{\Lambda} = \Psi_{1111;21\frac{1}{2}J}^{00}, \Psi_{21\frac{3}{2}J}^{\Lambda} = \Psi_{1111;21\frac{3}{2}J}^{00}, \Psi_{21\frac{1}{2}J}^{\Sigma} = \Psi_{1111;21\frac{1}{2}J}^{11}. \quad (12)$$

关于 $s^2(u, d)^1$ 系统的 Ξ, Ξ^* 波函数, 只要将 Σ, Y^* 波函数中 u, d 夸克的质量与 s 夸克的质量互换立即就可得到 Ξ, Ξ^* 的波函数. 尚需指出本文所指的重子都是味 $SU(3)$ 不可约表示的粒子, Λ 和 Σ 是(11)表示中奇异数为 -1 , 同位旋分别是 $T=0$ 和 $T=1$ 的粒子, Ξ

为(11)表示中奇异数为-2, $T=1/2$ 的粒子; Y^* 是(3)表示中奇异数为-1, $T=1$ 的粒子, Ξ^* 是(3)表示中奇异数为-2, $T=1/2$ 的粒子. 从上述方法给出的重子波函数出发计算各种物理量的结果, 就自然地包括了波函数中夸克质量差的效应, 并且这个波函数质心不激发, 在计算中可严格去除质心运动. 这个波函数对于进一步系统地研究重子结构是十分有用的.

文献[3]中提出了手征 $SU(3)$ 夸克模型. 在这个模型中我们通过手征 $SU(3)$ 对称的要求把中程的非微扰 QCD 效应用夸克场与手征场的耦合来描述. 从而给出了夸克-夸克间的相互作用为

$$V_{ij} = V_{ij}^{\text{one}} + V_{ij}^{\text{ch}} + V_{ij}^{\text{conf}}, \quad (13)$$

这里 V_{ij}^{one} 代表单胶子交换势, V_{ij}^{ch} 为手征场耦合作用, 它描述了中程的非微扰效应, V_{ij}^{conf} 为禁闭势, 描述长程非微扰效应, 具体表达式见参考文献[3]. 用这个模型可以相当好地解释核子-核子散射相移及目前观察到的超子-核子反应的各种截面^[3]. 进一步我们还研究了非奇异的核子结构, 得到的结果表明手征场的耦合在核子结构中也具有不可忽视的效应^[4,5]. 由于 $SU(3)$ 手征场包含了奇异性场的分量, 因此可以通过吸收和发射奇异场使 u, d 夸克和 s 夸克相互转化. 因此当用手征 $SU(3)$ 夸克模型研究重子系统的结构时就需要一个 u, d, s 夸克系统全反对称化的重子波函数, 本文给出的上述波函数为研究提供了基础.

为了考察波函数中夸克质量差效应的重要性, 我们采用手征 $SU(3)$ 夸克模型的哈密顿量^[3] 计算了一些超子态的相互作用能量矩阵元, 并与在波函数中不考虑 s 夸克与 u, d 质量差的相应能量矩阵元做比较. 表 1 只给出了 $\Lambda, \Sigma, Y^*, \Xi, \Xi^*$ 基态两种波函数相互作用能的比较.

表 1 两种波函数下相互作用能的比较

状态	波函数中 $m_s = 1.5m_u$		波函数中 $m_s = m_u$		$\Delta E = \langle V \rangle_2 - \langle V \rangle_1$
	E_1/MeV	$\langle V \rangle_1/\text{MeV}$	$\langle V \rangle_2/\text{MeV}$		
$\Psi_{00}^{\Lambda} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	1116.00	-51.66	13.00	64.66	
$\Psi_{00}^{\Sigma} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	1194.00	26.34	125.84	99.50	
$\Psi_{00}^{Y^*} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	1375.00	207.35	254.57	47.22	
$\Psi_{00}^{\Xi} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	1333.92	14.31	197.66	183.35	
$\Psi_{00}^{\Xi^*} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	1514.91	195.29	326.39	131.10	

表中 $\langle V \rangle_1$ 及 $\langle V \rangle_2$ 分别代表波函数中考虑 m_s 与 $m_{u,d}$ 差及不考虑它们之差情况下 $\sum_{i<j} V_{ij}$ 的计算值. 选用参数的值为 $m_u = 313\text{MeV}$, $b_u = 0.505\text{fm}$. 表中的第 1 列给出了 $(u, d)^2 s^1$ 和 $s^2 (u, d)^1$ 情况的 5 个基态重子. 第 2 列和第 3 列是波函数中取 $m_s = 1.5m_u$ 的计算结果, 因对此情况质心运动能严格分离故计算了其总能量 E_1 , 列于表的第 2 列, 它们与实验值基本一致. 第 3 列是相应各状态下相互作用能这一部份的计算值 $\langle V \rangle_1$. 由于当波函数中不考虑 s 夸克与 u, d 夸克质量差时不能将质心运动严格分离, 只列出了相互作用能这一部份的计算值 $\langle V \rangle_2$ 于表的第 4 列. 第 5 列是两种波函数相互作用能之差,

其值约在 47MeV 到 183MeV 之间. 对于激发态, 两种波函数相互作用能部份约有 100 到 200 多 MeV 的差别, 这里不再列出. 总之在波函数中考虑了 s 夸克与 u, d 夸克质量的方法, 既能把质心运动严格扣除, 又将对相互作用能量约有几十到一百多 MeV 的差别, 我们认为波函数中夸克质量差的效应是应该考虑的. 特别是在研究奇异重子系统的结构中应该采用本文给出的包括 s 夸克与 u, d 夸克质量差的波函数为基.

参考文献 (References)

- 1 DONG Y B. Commun. Theor. Phys., 1995, 24:439
- 2 Kalman C S, Tran B. Nuo. Cimen., 1989, A102: 835
- 3 ZHANG Z Y, YU Y W, SHEN P N et al. Nucl. Phys., 1997, A625:59; ZHANG ZongYe, YU YouWen, DAI Lian-Rong. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, 20:363
(张宗焯, 余友文, 戴连荣. 高能物理与核物理, 1996, 20:363)
- 4 CHEN H, ZHANG Z Y. High. Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, 20:937
(陈洪, 张宗焯. 高能物理与核物理, 1996, 20:937)
- 5 SHEN P N, DONG Y B, ZHANG Z Y, et al. Phys. Rev., 1997, C55:2024

Baryon Wave Functions of the System With Strange Quark

YU YouWen ZHANG ZongYe LIU XianHui

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

Abstract According to the $SU(3)_f \times SU(2)_s \times SU(3)_c$ group classification theory, the total antisymmetric baryon wave functions are constructed, in which the mass difference between s quark and light (u, d) quark are considered. A comparison with the case of no mass difference between s and u, d quark is made. It is shown that the mass difference effect is not negligible in the interaction energy matrix elements.

Key words quark model, baryon wave function, baryon mass

Received 11 January 1999

* Project (19875059) supported by National Natural Science Foundation of China