第18卷 第3期　高能物理与核物理　Vol. 18, No. 3
1994年3月　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　Mar., 1994

夸克激发与质子自旋*

沈洪清　杨建军　平加伦
(南京师范大学物理系　南京 210024)
王　凡
(南京大学物理系　南京 210008)
厉光烈　沈建平
(中国科学院高能物理研究所　北京 100039)

1992年10月10日收到

摘　要

提出一种新的重子波函数，它由 $SU(6)$ 对称的三夸克组态和伴随的海夸克激发与价夸克激发组态构成。用此波函数对 G_A/G_V, μ_p/μ_n 及夸克自旋对质子自旋贡献的计算结果与实验数据符合甚好。

关键词　质子，自旋，夸克.

1 引　言

在1989年，EMC组测量了电生结构函数的积分[1]

$$\int g_1^p(x)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) = 0.122 \pm 0.031, \tag{1}$$

式中 Δu、Δd 和 ΔS 分别为 u、d 和奇异夸克所携带的质子自旋（归一化为1）的份额。在中子和超子β衰变中测得以下两种线性组合[2]

$$\Delta u - \Delta d = (G_A/G_V)_{n\to p} = 1.259 \pm 0.0004, \tag{2}$$

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 0.68. \tag{3}$$

将 Δu 和 Δd 分为价夸克和海夸克的贡献

$$\Delta u = \Delta u_v + \Delta u_s, \Delta d = \Delta d_v + \Delta d_s. \tag{4}$$

并假定海夸克仅为 $SU(2)_{\text{味}}$ 对称，即在(1)式中略去 Δs 的贡献，且假定海夸克不参与β衰变，则由(1)—(3)式可以定出[2]

$$\Delta u_v = 0.97,\ \Delta d_v = -0.29. \tag{5}$$

$$\Delta u_s = \Delta d_s = -0.28 \pm 0.11. \tag{6}$$

由此得到，价夸克和海夸克自旋对质子自旋的贡献分别为

---

* 国家自然科学基金资助.

$$\Sigma_v = \Delta u_v + \Delta d_v = 0.68, \tag{7}$$

$$\Sigma_s = \Delta u_s + \Delta d_s = -0.56 \pm 0.22. \tag{8}$$

因此夸克总自旋对质子自旋的贡献为

$$\Sigma = \Sigma_v + \Sigma_s = 0.122 \pm 0.22. \tag{9}$$

(9)式表明，夸克自旋只构成质子自旋的一小部分.

为了说明质子自旋，Jaffe 和 Lipkin[3] 提出一种由对称夸克模型的三夸克组态和伴随的海夸克激发组态构成的重子波函数。但用此波函数计算质子和中子磁矩比 μ_p/μ_n 恒为 -1.5，与实验值 -1.46 相差 3%. 他们利用拟合 G_A/G_V 的实验数据所取的组态混合幅，却得到 $\Sigma_v = 0.75$，与(7)式给出的 0.68 相差 10%，而且用此波函数算得的 $\Sigma_v = 0.60G_A/G_V$ 与混合幅的选取无关，而实验值 $\Sigma_v = 0.54G_A/G_V$，两者之间的差异永远存在.

为了解决上述问题，我们提出一种新的重子波函数，该波函数除 Jaffe 等给出的组态外，还包含价夸克激发组态. 利用新的重子波函数对 μ_p/μ_n、G_A/G_V, Σ_v 和 Σ_s 等的计算结果，均与实验值符合较好.

2 理论计算公式

提出的重子波函数为

$$|B\uparrow\rangle = C_1|b\uparrow\rangle + C_2|[b\varepsilon]\uparrow\rangle + C_3|[bD]\uparrow\rangle + C_4|[b2^+]\uparrow\rangle, \tag{10}$$

式中 $|b\uparrow\rangle$ 是具有 $SU(6)$ 对称的总自旋为 $J = J_z = 1/2$ 的三夸克组态，

$$|b\uparrow\rangle = \left|\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{MS}\chi_{MS} + \phi_{MA}\chi_{MA})\uparrow\right\rangle, \tag{11}$$

这儿 ϕ_{MS} 和 ϕ_{MA} 分别为三夸克混合对称和混合反对称的味波函数，χ_{MS} 和 χ_{MA} 为相应的自旋波函数. (10)式中第二、三项分别为伴随具有 $L = S = 1$ 的夸克对 $Q\bar{Q}$，其 L 和 S 耦合成 $0^{++}(\varepsilon)$, $1^{++}(D)$，再与 $|b\rangle$ 构合成 $J = J_z = 1/2$ 的组态，即伴随有海夸克激发的组态.

$$|[b\varepsilon]\uparrow\rangle = |b\uparrow\varepsilon^0\rangle, \tag{12}$$

$$|[bD]\uparrow\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}}\,|b\downarrow D\Uparrow\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|b\uparrow D^0\rangle, \tag{13}$$

其中 $\varepsilon^0, D\Uparrow, D^0$ 为 $Q\bar{Q}$ 的 J_z 态,

$$|\varepsilon^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|Y\Uparrow X\Downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|Y\Downarrow X\Uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|Y^0X^0\rangle,$$

$$|D\Uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\,|Y\Uparrow X^0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|Y^0X\Uparrow\rangle,$$

$$|D^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|Y\Uparrow X\Downarrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|Y\Downarrow X\Uparrow\rangle,$$

这里 $Y\Uparrow, Y^0, Y\Downarrow$ 分别为 $Q\bar{Q}$ 的 $L_z = +1, 0, -1$ 的态，$X\Uparrow, X^0, X\Downarrow$ 分别为 $Q\bar{Q}$ 的 $S_z = +1, 0, -1$ 的态. (10)式中 $|[b2^+]\uparrow\rangle$ 为价夸克激发组态

$$|[b2^+]\uparrow\rangle = \left|\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{MS}[\chi_{3/2}\psi_{2,MS}]\uparrow + \phi_{MA}[\chi_{3/2}\psi_{2,MA}]\uparrow)\right\rangle, \tag{14}$$

式中 ϕ_{MS} 和 ϕ_{MA} 为三夸克混合对称和混合反对称的味波函数，$\chi_{3/2}$ 为其全对称自旋波函数，$\psi_{2,MS}$ 和 $\psi_{2,MA}$ 为其混合对称和混合反对称的轨道波函数（$L=2$）。自旋波函数 $\chi_{3/2}$ 和轨道波函数 ψ_2 耦合成总角动量 $J=J_z=1/2$ 的自旋轨道波函数为

$$[\chi_{3/2}\psi_2]\uparrow = \sqrt{\frac{1}{10}}\chi_{3/2}^{3/2}\psi_2^{-1} - \sqrt{\frac{1}{5}}\chi_{3/2}^{1/2}\psi_2^0 + \sqrt{\frac{3}{10}}\chi_{3/2}^{-1/2}\psi_2^1 - \sqrt{\frac{2}{3}}\chi_{3/2}^{-3/2}\psi_2^2.$$

式中去质心后的轨道波函数由文献[4]给出。

$$\psi_{2,MS}^m = \sqrt{\frac{8}{15}}\frac{\alpha^5}{\pi}[\rho^2 Y_{2m}(\hat{\rho}) - \lambda^2 Y_{2m}(\hat{\lambda})]e^{-\alpha^2(\rho^2+\lambda^2)/2},$$

$$\psi_{2,MA}^m = \frac{8}{3}\frac{\alpha^5}{\sqrt{\pi}}\rho\lambda\sum_{m_\rho m_\lambda}(1m_\rho 1m_\lambda 12m)Y_{1m_\rho}(\hat{\rho})Y_{1m_\lambda}(\hat{\lambda})e^{-\alpha^2(\rho^2+\lambda^2)/2},$$

其中

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2),\quad \boldsymbol{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2 - 2\boldsymbol{r}_3), \alpha^2 = m\omega.$$

将(12)—(14)式代入(10)式，可得

$$\begin{aligned}|B\uparrow\rangle = {} & C_1|b\uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}C_2|b\uparrow Y^0X^0\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}C_3|b\downarrow Y\Uparrow X^0\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}C_3|b\downarrow Y^0X\Uparrow\rangle \\ & + \frac{1}{\sqrt{6}}(\sqrt{2}C_2 + C_3)|b\uparrow Y\Uparrow X\Downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{6}}(\sqrt{2}C_2 - C_3)|b\uparrow Y\Downarrow X\Uparrow\rangle \\ & + C_4\left|\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{MS}[\chi_{3/2}\psi_{2,MS}]\uparrow + \phi_{MA}[\chi_{3/2}\psi_{2,MA}]\uparrow)\right\rangle.\end{aligned} \tag{15}$$

利用(15)式，考虑到质子 p 由（uud）构成，中子 n 由（ddu）构成，可以求得

$$\langle p\uparrow|2S_{zu}|p\uparrow\rangle = \langle n\uparrow|2S_{zd}|n\uparrow\rangle = \frac{4}{3}C_1^2 + \frac{4}{3}C_2^2 - \frac{4}{9}C_3^2 - \frac{2}{3}C_4^2,$$

$$\langle p\uparrow|2S_{zd}|p\uparrow\rangle = \langle n\uparrow|2S_{zu}|n\uparrow\rangle = -\frac{1}{3}C_1^2 - \frac{1}{3}C_2^2 + \frac{1}{9}C_3^2 - \frac{1}{3}C_4^2.$$

从而求得

$$G_A/G_V = \langle p\uparrow|2S_{zu} - 2S_{zd}|p\uparrow\rangle = \frac{5}{3}C_1^2 + \frac{5}{3}C_2^2 - \frac{5}{9}C_3^2 - \frac{1}{3}C_4^2, \tag{16}$$

$$\mu_p/\mu_n = \frac{\left\langle p\uparrow\left|\frac{2}{3}S_{zu} - \frac{1}{3}S_{zd}\right|p\uparrow\right\rangle}{\left\langle n\uparrow\left|\frac{2}{3}S_{zu} - \frac{1}{3}S_{zd}\right|n\uparrow\right\rangle} = -\frac{3}{2} + \frac{3C_4^2}{6C_1^2 + 6C_2^2 - 2C_3^2}, \tag{17}$$

$$\Sigma_v = \langle p\uparrow|2S_{zu} + 2S_{zd}|p\uparrow\rangle = C_1^2 + C_2^2 - \frac{1}{3}C_3^2 - C_4^2. \tag{18}$$

利用(15)式，还可得海夸克自旋和轨道运动及价夸克轨道运动对质子自旋的贡献分

别为

$$\Sigma_s = \frac{2}{3} C_3^2 - \frac{4}{3}\sqrt{2}\, C_2 C_3, \tag{19}$$

$$\Lambda_s = \frac{2}{3} C_3^2 + \frac{4}{3}\sqrt{2}\, C_2 C_3, \tag{20}$$

$$\Lambda_v = 2C_4^2. \tag{21}$$

由(18)—(21)式可得 $\Sigma_v + \Sigma_s + \Lambda_s + \Lambda_v = C_1^2 + C_2^2 + C_3^2 + C_4^2 = 1$. 这表明价夸克和海夸克的自旋和轨道运动是质子自旋的起源.

3 计算结果和讨论

为了拟合实验数据,选取组态混合幅 C_i 为

$$C_1 = 0.316,\ C_2 = 0.843,\ C_3 = 0.355,\ C_4 = 0.252 \tag{22}$$

C_i 满足 $\Sigma C_i^2 = 1$. 将 C_i 的值代入(16)—(21)式,便得

$$G_A/G_V = 1.260,\ \mu_p/\mu_n = -1.459,$$
$$\Sigma_v = 0.705,\ \Sigma_s = -0.480,$$
$$\Lambda_v = 0.127,\ \Lambda_s = 0.648.$$

上述计算结果与实验数据符合较好. 计算结果表明,价夸克和海夸克自旋贡献仅为质子自旋的 22.5%,其余 77.5% 则来自价夸克和海夸克的轨道运动. 这一结果与 EMC 组实验数据分析的结果是一致的.

如果取 $C_4 = 0$, 这相当于文献[3]采用的重子波函数. 这时,不论如何调整 C_1, C_2, C_3, 恒有 $\mu_p/\mu_n = -1.5$, $\Sigma_v = 0.6 G_A/G_V$, 均与实验数据相差较大. 我们选用的重子波函数(10)式,考虑了价夸克激发组态,虽然其混合幅 C_4 甚小, 却可改善与实验数据的符合.

4 结　论

本文将文献[3]采用的重子波函数加以扩充,考虑了价夸克激发组态,得到了新的重子波函数.利用此波函数计算 $G_A/G_V, \mu_p/\mu_n$, Σ_v 和 Σ_s 所得结果,均与实验数据符合较好. 由此可以得出结论,我们提出的新的重子波函数可能是一种正确的组态混合波函数,它可以说明夸克自旋仅为质子自旋的一小部分这一重要实验结果.

参 考 文 献

[1] J. Ashman et al., *Nucl. Phys.*, **B328**(1989) 1.
[2] H. J. Lipkin, *Phys. Lett.*, **B256**(1991) 284.
[3] R. H. Jaffe and H. J. Lipkin, *Phys. Lett.*, **B266**(1991) 458.
[4] C. S. Kalman and B. Tran, *Nuovo Cimento*, **102A**(1989) 835.

Quark Excitation and Proton Spin

Shen Hongqing Yang Jianjun Ping Jialun
(*Department of Physics, Nanjing Normal University, Nanjing* 210024)

Wang Fan
(*Department of Physics, Nanjing University, Nanjing* 210008)

Li Guanglie Shen Jianping
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing* 100039)

Received on October 10, 1992.

Abstract

We propose a new baryon wave function which is constructed from the three quark configuration with $SU(6)$ symmetry together with the configuration of the accompanying excitation of sea quark and valence quark. Using this wave function, the calculated results of G_A/G_V, μ_p/μ_n and the contribution of quark spin to the proton spin are in fair agreement with the experimental data.

Key Words Proton, Spin, Quark.