

$SU(6)$ 破缺效应对核子形状因子的贡献^{*}

王宏民¹⁾ 张本爱

(中国工程物理研究院北京研究生部 北京 100088)

摘要 最近杰斐逊实验室测量了中子的两个弹性电磁形状因子之比 G_{E_n}/G_{M_n} , 它反映了中子内部的电磁分布并能帮助理解中子的内部结构. 传统的相对论组分夸克模型在解释质子的两种电磁形状因子之比 G_{E_p}/G_{M_p} 是很成功的, 但在解释中子的该比值时计算值比实验值要低. 为了解释这种现象, 我们在相对论组分夸克模型框架下计算考察了 $SU(6)$ 破缺效应的贡献. 发现考虑该破缺效应后的计算结果同实验符合有明显改善.

关键词 形状因子 RCQ 模型 径向函数 $SU(6)$ 对称破缺

1 引言

核子的电磁形状因子包含着核子内部结构特征的重要信息, 也同强相互作用性质密切相关. 核子的 Sachs 形状因子定义为^[1]:

$$\begin{aligned} G_E^N(Q^2) &= F_1^N(Q^2) - \frac{Q^2}{4M^2} F_2^N(Q^2), \\ G_M^N(Q^2) &= F_1^N(Q^2) + F_2^N(Q^2), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $F_1^N(Q^2)$ [$F_2^N(Q^2)$] 称为核子的狄拉克[泡利]形状因子, 在核子电磁流矩阵元的协变分解中定义为

$$\begin{aligned} \langle N(p', s') | j_{em}^\mu(0) | N(p, s) \rangle &= \bar{u}(p', s') \times \\ &\{ F_1^N(Q^2) \gamma^\mu + F_2^N(Q^2) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M} \} u(p, s), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $Q^2 = -\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}$ 和 M 分别是四动量转移的平方和核子质量.

光前坐标下的相对论组分夸克模型^[2,4]是研究核子电磁形状因子的一种常用的方法. 和其他模型一样, 虽然它可以解释一些实验现象, 但是它的数值结果同有些实验数据的符合并不理想, 比如最近测出的中子的两个弹性电磁形状因子之比 G_{E_n}/G_{M_n} ^[3] 同理论估算有相当偏差. 为改进上述模型, 考察单胶子交换近似下 $SU(6)$ 破缺效应是其中的途径之一. 采用 Gell-Mann-Zweig 八重法模型对重子的描述, 考

虑核子作为三夸克结构的自旋-味波函数 $SU(6)$ 对称性破缺, 基于微扰 QCD 方法, 计算研究了核子形状因子, 选出合适的混合比参数, 得到同实验结果符合有改进的结果. 此外, 还计算了比值 $\sqrt{Q^2} F_{2p}/k_p F_{1p}$ 它在 Q^2 大于 $2(\text{GeV})^2$ 时趋于一个常数, 还研究了中子的电形状因子 G_E^n , 发现破缺效应的贡献在 G_E^n 中也是很重要的.

2 核子波函数

用下标 1, 2, 3 分别表示 $SU(2)$, $SU(3)$ 和 $SU(6)$ 群所对应的 S_3 置换群的基矢, 那么 $SU(6)$ 代表的自旋-味空间对称性所对应的三阶置换群 e_3 的 4 个基矢用 $SU(2)$ 代表的自旋空间对称性所对应的三阶置换群 e_1 和 $SU(3)$ 代表的 (u, d, s) 味空间对称性所对应的三阶置换群 e_2 的基矢乘积展开, 就是说 e_3 可表示为

$$\begin{aligned} e_3^s &= e_1^s e_2^s, e_1^a e_2^a, \frac{1}{2}(e_1^\lambda e_2^\lambda + e_1^o e_2^o), \\ e_3^\lambda &= -e_1^a e_2^o, -e_1^o e_2^a, \frac{1}{2}(e_1^o e_2^o - e_1^\lambda e_2^\lambda), \\ e_3^o &= e_1^a e_2^\lambda, e_1^\lambda e_2^a, \frac{1}{2}(e_1^\lambda e_2^o - e_1^o e_2^\lambda), \end{aligned} \quad (3)$$

2003-11-03 收稿, 2004-01-05 收修改稿

* 中国工程物理研究院科学基金(42103)和 2001 年博士生科研津贴资助

1) E-mail: whmw@sina.com

$$e_3^a = e_1^s e_2^a, e_1^s e_2^s, \frac{1}{2}(e_1^s e_2^s - e_1^s e_2^s),$$

(3)式中 $e_3^s, e_3^{\lambda}, e_3^{\rho}$ 和 e_3^a 分别代表完全对称, 两种混合对称和完全反对称相应的矢量函数. 考虑到在味空间中 e_2^s 是十重态表示, $e_2^{\rho}, e_2^{\lambda}$ 分别都是八重态表示, 而 e_2^a 是单态表示; 同时在自旋空间中 e_1^s 所相应的总自旋为 $3/2, e_1^{\lambda}, e_1^{\rho}, e_1^a$ 所相应的总自旋均为 $1/2$.

根据上述条件不难证明: 具有 $SU(6)$ 对称表示的自旋-味波函数是 56 维; 而具有 $SU(6)$ 的 ρ 型 (或 λ 型) 混合对称表示自旋-味波函数都是 70 维. 于是在单胶子交换近似下考虑 $SU(6)$ 对称破缺效应主要项后, 核子波函数一般为如下形式^[5,6]:

$$|N\rangle = a_s |56, 0^+\rangle + a_{s'} |56', 0^+\rangle + a_{s''} |56'', 0^+\rangle + a_M |70, 0^+\rangle + a_D |70, 2^+\rangle. \quad (4)$$

符号表示 $|n_6, L^p\rangle$, n_6 是不可约表示的维数, L 表示角动量, p 是核子的宇称. 这里各个混合比系数根据归一化条件应满足 $a_s^2 + a_{s'}^2 + a_{s''}^2 + a_M^2 + a_D^2 = 1$, 应该说就目前认识水平这些系数的选取有一定的任意性, 近几年一些研究者对各项系数的选取有以下几种作法^[5], 一种是 IK 模型选取方式, 它选取 $a_s = 0.931, a_{s'} = -0.274, a_M = -0.233, a_D = -0.067$; 另一种是 H 组分夸克模型选取 $a_s = 0.9997, a_{s'} = 0.0217, a_{s''} = 0.0041, a_M = 0.0038, a_D = -0.0012$; 另外还有一种作法^[6]是取 $a_s = 0.9936, a_M = 0.113$. 在计算中参照最少参数夸克模型^[2]的作法, 只考虑 $|56, 0^+\rangle, |56', 0^+\rangle, a_M |70, 0^+\rangle$ 等三项的贡献. 选取波函数的具体形式:

$$|\Psi_N^{\nu_N}\rangle = a_s \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^{\rho} \chi_{\nu_N}^{\rho} + \phi^{\lambda} \chi_{\nu_N}^{\lambda}) w_s + a_{s'} \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^{\rho} \chi_{\nu_N}^{\rho} + \phi^{\lambda} \chi_{\nu_N}^{\lambda}) w_{s'} + a_M \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^{\rho} \chi_{\nu_N}^{\rho} - \phi^{\lambda} \chi_{\nu_N}^{\lambda}) w_{s'} + \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^{\rho} \chi_{\nu_N}^{\rho} + \phi^{\lambda} \chi_{\nu_N}^{\lambda}) w_{s''} \right], \quad (5)$$

通过优化步骤的具体计算, 选定了一组在中子质子两种情况下均与相关实验符合较好的系数, (5)式中 $w_s, w_{s'}, w_{s''}$ 和 $w_{s''}$ 分别是与自旋矢量对应的径向函数. ϕ^{ρ} 和 ϕ^{λ} 是味函数有以下定义:

对于质子

$$\phi^{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} (udu - duu),$$

$$\phi^{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}} (duu + udu - 2uud),$$

对于中子

$$\phi^{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} (udd - dud),$$

$$\phi^{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2ddu - dud - udd), \quad (6)$$

(5)式中自旋函数 $\chi_{\nu_N}^{\rho}, \chi_{\nu_N}^{\lambda}$ 定义为

$$\chi^{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow \downarrow \downarrow \uparrow - \downarrow \uparrow \uparrow \uparrow),$$

$$\chi^{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\downarrow \uparrow \uparrow \uparrow + \uparrow \downarrow \uparrow \uparrow - 2 \uparrow \uparrow \uparrow \downarrow),$$

当 $\nu_N = \frac{1}{2}$ 时,

$$\chi^{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow \downarrow \downarrow \downarrow - \downarrow \uparrow \downarrow \downarrow),$$

$$\chi^{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 \downarrow \downarrow \uparrow \uparrow + \downarrow \uparrow \uparrow \downarrow - \uparrow \downarrow \downarrow \downarrow), \quad (7)$$

当 $\nu_N = -\frac{1}{2}$ 时, 其中第 j 个夸克的自旋函数为

$$\uparrow = \mathcal{R}_j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \downarrow = \mathcal{R}_j \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

式中 \mathcal{R}_j 是第 j 个夸克的 Melosh 旋转矩阵, 下节将专门讨论.

3 计算公式与处理

为了具体计算, 首先回顾一下光前坐标下的常规符号和核子波函数的相关结构^[4]. 核子的光前波函数是无相互作用角动量算子 j^2 和 j_n 的本征态, 其中 $n = (0, 0, 1)$ 定义了自旋量子化矢量轴. 对于一个三夸克系统它的自由质量算子平方为 $M_0^2 = \sum_{i=1}^3 (k_{i\perp}^2 + m_i^2) / \xi_i$, 其中 m_i 是组分夸克质量, $\xi_i = p_i^+ / P^+$ 和 $k_{i\perp} = p_{i\perp} - \xi_i P_{\perp}$ 是内禀光前变量. 下脚标 \perp 表明垂直于自旋量子轴的方向, 四矢量 $p \equiv (p^0, \mathbf{p})$ 的加号型变量被定义为 $p^+ = p^0 + \hat{n} \cdot \mathbf{p}$, 最后定义 $\bar{P} \equiv (P^+, \mathbf{P}_{\perp}) = \bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \bar{p}_3$ 是光前总动量, 其中 \bar{p}_i 是夸克的动量. 纵向动量 k_{in} 与变量 ξ_i 的关系式是 $k_{in} = [\xi_i M_0 - (k_{i\perp}^2 + m_i^2) / \xi_i M_0] / 2$, 从而自由质量算子可定义为 $M_0 = \sum_{i=1}^3 \sqrt{m_i^2 + k_{i\perp}^2} = \sum_{i=1}^3 E_i$, 其中 $\mathbf{k}_i \equiv (\mathbf{k}_{i\perp}, k_{in})$.

下面讨论核子作为三夸克系统的 Melosh 旋转矩阵 \mathcal{R}^+ , 被定义为

$$\mathcal{R}^+ = \prod_{j=1}^3 R_j^+(\mathbf{k}_{j\perp}, \xi_j, m_j), \quad (9)$$

其中

$$\langle \nu'_i | R_j(\mathbf{k}_{j\perp}, \xi_j, m_j) | \nu_i \rangle \equiv$$

$$\left[\frac{m_j + \xi_j M_0 - i \boldsymbol{\sigma}^{(j)} \cdot (\hat{n} \times \mathbf{k}_{j\perp})}{\sqrt{(m_j + \xi_j M_0)^2 + \mathbf{k}_{j\perp}^2}} \right] \nu'_i \nu_i. \quad (10)$$

计算中只考虑一个单光子流交换的贡献, 于是流算子写成

$$\mathcal{F} = \sum_{j=1}^3 T_j = \sum_{j=1}^3 [\gamma^\nu f_1^j(Q^2) + i \frac{\sigma^{\nu\mu} q_\mu f_2^j(Q^2)] \quad (11)$$

其中 $\sigma^{\nu\mu} = \frac{1}{2} [\gamma^\nu, \gamma^\mu]$, $f_{1(2)}^j(Q^2)$ 是它的狄拉克[泡利]形状因子.

取自旋量子轴单位矢量为 $\hat{n} = (0, 0, 1)$, 其四矢量 $q = (q^0, \mathbf{q})$ 变为 $q = (0, Q, 0, 0)$. 就核子来说有关系式

$$\langle \Psi_N^{\nu'} | \mathcal{F}^+ | \Psi_N^{\nu} \rangle = F_1^N(Q^2) \delta_{\nu_N^{\nu'} \nu_N^{\nu}} - i \frac{Q}{2M} F_2^N(Q^2) \langle \nu_N^{\nu'} | \sigma_y | \nu_N^{\nu} \rangle, \quad (12)$$

由此可导出

$$\begin{aligned} F_1^N(Q^2) &= \frac{1}{2} \sum_{\nu_N^{\nu}} \langle \Psi_N^{\nu'} | \mathcal{F}^+ | \Psi_N^{\nu} \rangle \\ F_2^N(Q^2) &= \frac{1}{2} \sum_{\nu_N^{\nu}} \frac{2M}{Q} \langle \nu_N^{\nu'} | i \sigma_y | \nu_N^{\nu} \rangle \times \\ &\quad \langle \Psi_N^{\nu'} | \mathcal{F}^+ | \Psi_N^{\nu} \rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

利用关系式(5)–(13)可推导出来形状因子的具体算式如下

$$\begin{aligned} F_\alpha^{\nu(n)}(Q^2) &= \frac{3}{2} [\delta_{\alpha,1} - \frac{2M}{Q} \delta_{\alpha,2}] \int [d\xi] [d\mathbf{k}_\perp] [d\mathbf{k}'_\perp] \\ &\quad \sqrt{\frac{E_1 E_2 E_3 M'_0}{E'_1 E'_2 E'_3 M_0}} \left(\prod_{j=1}^3 \mathcal{N}'_j \mathcal{N}_j \right) \times \\ &\quad \{ w_1^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_1(\mathbf{k}, \mathbf{p}) [f_1^{(d)}(Q^2) O_{00}^{\alpha 1} + \frac{Q}{2m} f_2^{(d)}(Q^2) O_{00}^{\alpha 2}] + \\ &\quad w_2^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_2(\mathbf{k}, \mathbf{p}) [f_1^{(d)}(Q^2) (O_{11}^{\alpha 1} + \frac{1}{3} O_{00}^{\alpha 1}) + \frac{2}{3} f_1^{(u)}(Q^2) \times \\ &\quad O_{00}^{\alpha 1} + \frac{Q}{2m} f_2^{(d)}(Q^2) (O_{11}^{\alpha 2} + \frac{1}{3} O_{00}^{\alpha 2}) + \\ &\quad \frac{Q}{2m} \frac{2}{3} f_2^{(u)}(Q^2) O_{00}^{\alpha 2}] + \\ &\quad w_3^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_3(\mathbf{k}, \mathbf{p}) [\frac{1}{3} (f_1^{(d)}(Q^2) + 2f_1^{(u)}(Q^2)) O_{11}^{\alpha 1} + \\ &\quad \frac{Q}{2m} \frac{1}{3} (f_2^{(d)}(Q^2) + 2f_2^{(u)}(Q^2)) \times \\ &\quad O_{11}^{\alpha 2}] + w_1^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_2(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \times \\ &\quad [f_1^{(d)}(Q^2) O_{01}^{\alpha 1} + \frac{Q}{2m} f_2^{(d)}(Q^2) O_{01}^{\alpha 2}] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &w_2^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_1(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \times \\ &[f_1^{(d)}(Q^2) O_{10}^{\alpha 1} + \frac{Q}{2m} f_2^{(d)}(Q^2) O_{10}^{\alpha 2}] + \\ &w_2^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') w_3(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \times \\ &[\frac{1}{3} (f_1^{(d)}(Q^2) + 2f_1^{(u)}(Q^2)) O_{01}^{\alpha 1} + \\ &\frac{Q}{2m} \frac{1}{3} (f_2^{(d)}(Q^2) + \\ &2f_2^{(u)}(Q^2)) O_{01}^{\alpha 2}] + w_3^*(\mathbf{k}', \mathbf{p}') \\ &w_2(\mathbf{k}, \mathbf{p}) [\frac{1}{3} (f_1^{(d)}(Q^2) + \\ &2f_1^{(u)}(Q^2)) O_{10}^{\alpha 1} + \frac{Q}{2m} \frac{1}{3} (f_2^{(d)}(Q^2) + \\ &2f_2^{(u)}(Q^2)) O_{10}^{\alpha 2}] \}, \quad (14) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} [d\xi] &= \delta(\sum_i \xi_i - 1) \prod_i d\xi_i, \\ [d\mathbf{k}_\perp] &= \delta(\sum_i \mathbf{k}_{i\perp}) \prod_i d\mathbf{k}_{i\perp}, \\ [d\mathbf{k}'_\perp] &= \prod_i d\mathbf{k}'_{i\perp} \delta[\mathbf{k}'_{1\perp} - \mathbf{k}_{1\perp} + \xi_1 \mathbf{q}_\perp] \times \\ &\quad \delta[\mathbf{k}'_{2\perp} - \mathbf{k}_{2\perp} + \xi_2 \mathbf{q}_\perp] \times \\ &\quad \delta[\mathbf{k}'_{3\perp} - \mathbf{k}_{3\perp} + (\xi_3 - 1) \mathbf{q}_\perp], \\ \mathcal{N}'_j &= 1/\sqrt{(m_j + \xi_j M_0)^2 + \mathbf{k}_{j\perp}^2}, \\ \mathcal{N}_j &= 1/\sqrt{(m_j + \xi_j M'_0)^2 + \mathbf{k}'_{j\perp}^2}. \end{aligned}$$

$w_i(\mathbf{k}, \mathbf{p})$ 是径向函数具体形式为

$$\begin{aligned} w_1(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= a_s w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}) + a_{s'} w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) + \\ &\quad a_M w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \\ w_2(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= a_M w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \\ w_3(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= a_s w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}) + a_{s'} w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) - \\ &\quad a_M w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \end{aligned}$$

为了计算简单, 把径向函数取为简单的高斯形式^[7]

$$\begin{aligned} w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E_1 E_2 E_3}{M_0 \xi_1 \xi_2 \xi_3}} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} \alpha_p} \right)^{3/2} e^{-p^2/2\alpha_p} \times \\ &\quad \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} \alpha_k} \right)^{3/2} e^{-k^2/2\alpha_k}, \\ w_{s'}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= N_{s'} \left(M_0^2/\alpha_p^2 - \frac{\int M_0^2/\alpha_p^2 w_s^2(\mathbf{k}, \mathbf{p})}{\int w_s^2(\mathbf{k}, \mathbf{p})} \right) \times \\ &\quad w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \\ w_{s'_a}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= N_{s'_a} (E_1 - E_2) w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \\ w_{s'_s}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= N_{s'_s} (E_1 + E_2 - 2E_3) w_s(\mathbf{k}, \mathbf{p}), \end{aligned}$$

$N_{s'_a}, N_{s'_s}$ 是归一化系数. (14) 式涉及复杂的六重积分, 采用蒙特卡罗方法作为数值技巧编出了程序, 完成了相关的实际计算^[8].

4 结果与讨论

在单胶子交换流^[9]中 $\alpha_p = \langle p_{i\perp} \rangle = 0.33\text{GeV}$ 并且 $\alpha_k = \sqrt{3}/2\alpha_p$. 假定核子内的组分夸克是点粒子, 便有 $f_{1u} = 2/3, f_{1d} = -1/3$ 且 $f_{2u} = f_{2d} = 0$. 计算结果如图 1, 2 所示. 图中实线是 $SU(6)$ 对称时(既只有 $156, 0^+$)项时)对应的计算结果, 划线对应的是考虑到 $SU(6)$ 破缺效应贡献后的计算结果. 根据微扰 QCD 形状因子的渐进行为, 有 $F_{1p} \propto \frac{1}{Q^4}, F_{2p} \propto \frac{1}{Q^6}$, 所以 $Q^2 \frac{F_{2p}}{k_p F_{1p}}$ 在大 Q^2 时将趋于一个常数, 其中 $k_p = F_2^p(0) = \mu_p - 1$. 然而实验结果和两种情况的数值计算结果均表明此常数区还没达到^[10,11]. 在图 1(b)中, 比值 $\sqrt{Q^2} \frac{F_{2p}}{k_p F_{1p}}$ 的计算结果表明从 Q^2 —

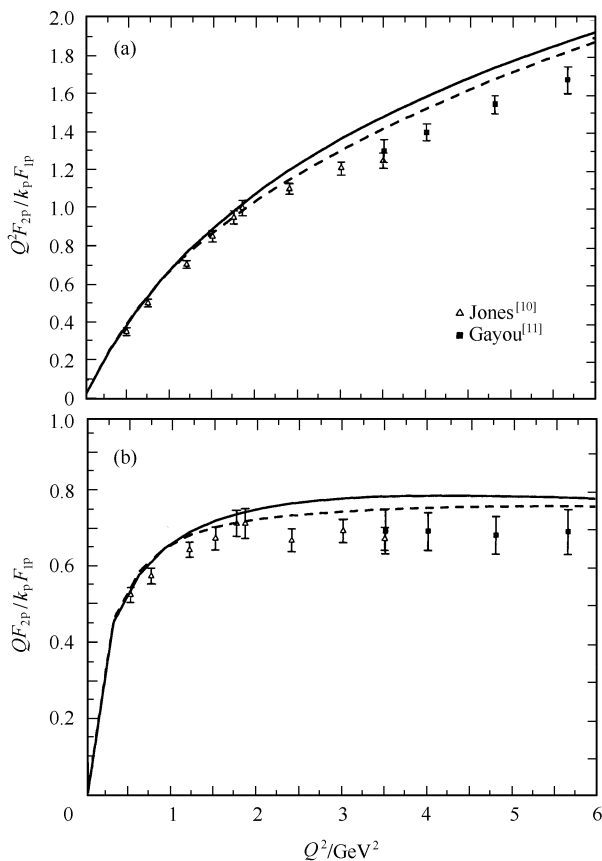


图 1 (a) $Q^2 F_{2p}/k_p F_{1p}$ 和 (b) $Q F_{2p}/k_p F_{1p}$ 实验数据来自文献[10,11] 实线对应的是 $SU(6)$ 对称时算出的结果, 划虚线对应着 $SU(6)$ 破缺时的结果.

2GeV^2 开始就趋于一个常数. 图 2 给出比值 $\mu_p G_{E_p} / G_{M_p} (\mu_p = G_{M_p}(0))$ 数值计算结果. 表明该结果可由 Q^2 的一条线性函数表示. 还可看出在图 1 和图 2 中 $SU(6)$ 对称情况和破缺情况的计算结果基本一致.

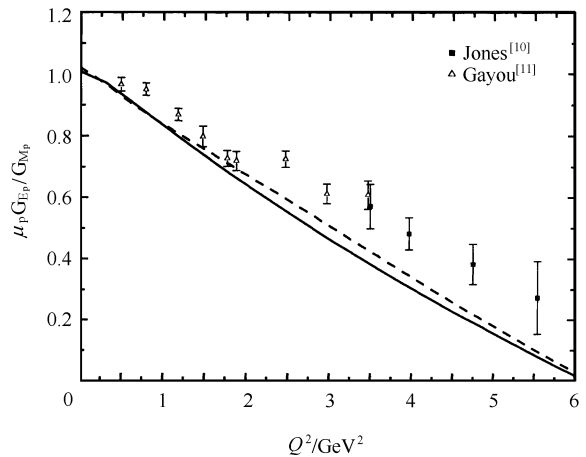


图 2 $\mu_p G_{E_p} / G_{M_p}$ 的比值 图例说明和图 1 相同.

由图 1 和图 2 还可看出 $SU(6)$ 对称下关于质子的计算结果与实验数据基本相符, 但 G_E^n 及 G_E^n / G_{M_n} 的计算结果与实验结果却有很大偏差(图 3, 4 中的实线). 利用传统的 $SU(6)$ 破缺参数计算与实验符合也比较差, 甚至不如 $SU(6)$ 对称下的计算结果, 利用 G_E^n 的实验数据采用优选步骤得到了一组参数 $a_s =$

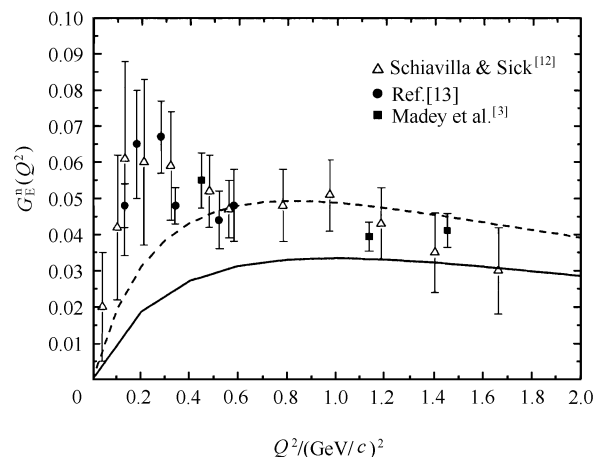


图 3 $G_E^n(Q^2)$ 的实验数据来自文献[3, 12, 13] 实线对应的是 $SU(6)$ 对称时算出的结果, 划虚线对应着 $SU(6)$ 破缺时的结果.

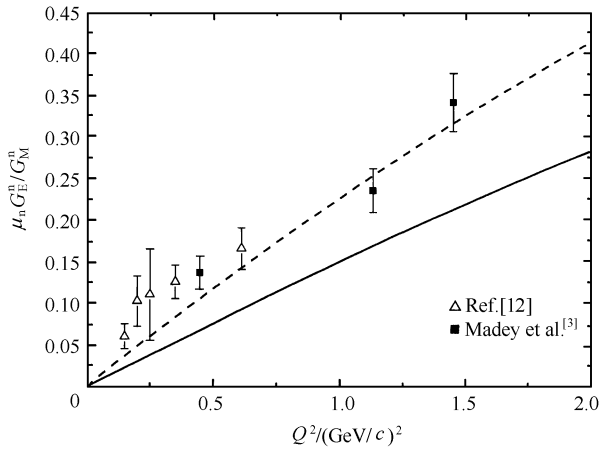


图 4 $\mu_n G_E^n / G_M^n (\mu_n = G_M^n(0))$ 的比值
图例说明和图 3 相同.

0.998, $a_{s'} = 0.0316$, $a_M = 0.0447$, 这组参数下的计算结果与相关实验结果进行了比较. 可以看出在计及 $SU(6)$ 破缺效应的贡献后中子质子两种情况下的计算结果同实验结果均较好的符合.

总之, 可以看出 $SU(6)$ 破缺效应对 G_E^n 和比值 G_E^n / G_M^n 有不可忽略的贡献. 但本文结果依据经验调参得到的, 只能反映一定的实验信息. 由于此破缺效应涉及核子自旋及同位旋相关的强作用, 并反映核子内部电荷分布及介子云的某些特征, 此问题引起人们极大的科学兴趣, 尚有待更深入的实验与理论探讨.

参考文献 (References)

- 1 Sachs R G. Phys. Rev., 1962, **126**:2256
- 2 Schlumpf F. hep-ph/9308301
- 3 Madey R et al. nucl-ex/0308007
- 4 WANG Hong-Min, ZHANG Ben-Ai. (to be published) Communications in Theoretical Physics
- 5 Giannini M M et al. nucl-th/0209029
- 6 Glozmann L et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:3406; Phys. Rev., 1998, **D58**:094030
- 7 Cardarelli F. hep-ph/9711207
- 8 Carter L L, Cashwell E D. Particle Transport with the Monte Carlo Methods. Oak Ridge, TN: USERDA Technical Information Center, 1975
- 9 Capstick S, Isgur N. Phys. Rev., 1986, **D34**:2809
- 10 Jones M K et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**:1398
- 11 Gayou O et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**:092301
- 12 Schiavilla R, Sick I. Phys. Rev., 2001, **C64**:041002
- 13 ZHU H et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:081801; Herberg C. Eur. Phys. J., 1999, **A5**:131; Orstick M et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**:276; Passchier I et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**:4988; Becker J et al. Eur. Phys. J., 1999, **A6**:329

附录 A

在公式(14)中系数 $O_{ij}^{\alpha\beta}$ 被定义为

$$O_{ij}^{1\beta} = \frac{1}{2} \sum_{\nu_N} \langle \chi_{\nu_N}^i | M^\beta | \chi_{\nu_N}^j \rangle,$$

$$O_{ij}^{2\beta} = \frac{1}{2} \sum_{\nu_N \nu'_N} \langle \chi_{\nu_N}^i | M^\beta | \chi_{\nu'_N}^j \rangle \langle \nu_N | -i\sigma_y | \nu'_N \rangle,$$

其中 $i = 0, 1$ 时分别对应的是 $\chi_{\nu_N}^0$ 和 $\chi_{\nu_N}^1$, M^1 是二阶单位矩阵, $M^2 = -i\sigma_y$. 从而可导出

$$O_{00}^{11} = [A_1 A_2 + \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2] A_3,$$

$$O_{00}^{21} = [A_1 A_2 + \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2] B_{3y},$$

$$O_{01}^{11} = -\frac{1}{\sqrt{3}} [A_2 \mathbf{B}_1 - A_1 \mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2] \cdot \mathbf{B}_3,$$

$$O_{01}^{21} = \frac{1}{\sqrt{3}} [(A_2 B_{1y} - A_1 B_{2y} + B_{2z} B_{1x} - B_{2x} B_{1z}) A_3 + (A_1 B_{2x} - A_2 B_{1x} - B_{2y} B_{1z} + B_{1y} B_{2z}) B_{3z} - (A_1 B_{2z} - A_2 B_{1z} - B_{1y} B_{2x} + B_{1x} B_{2y}) B_{3x}],$$

$$O_{10}^{11} = -\frac{1}{\sqrt{3}} [A_2 \mathbf{B}_1 - A_1 \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2] \cdot \mathbf{B}_3,$$

$$O_{10}^{21} = \frac{1}{\sqrt{3}} [(A_2 B_{1y} - A_1 B_{2y} - B_{2z} B_{1x} + B_{2x} B_{1z}) A_3 -$$

$$(A_1 B_{2x} - A_2 B_{1x} + B_{2y} B_{1z} - B_{1y} B_{2z}) B_{3z} + (A_1 B_{2z} - A_2 B_{1z} + B_{1y} B_{2x} - B_{1x} B_{2y}) B_{3x}],$$

$$O_{11}^{11} = \frac{1}{3} [(3A_1 A_2 - \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2) A_3 + 2(A_2 \mathbf{B}_1 + A_1 \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{B}_3],$$

$$O_{11}^{21} = \frac{1}{3} [2(B_{1y} B_{2z} + B_{2y} B_{1z}) \cdot \mathbf{B}_3] - (A_1 A_2 + \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2) A_3 + 2(B_{1y} A_2 + B_{2y} A_1) A_3].$$

其中

$$A_j = (m_j + \xi_j M'_0)(m_j + \xi_j M_0) + \mathbf{k}'_{j\perp} \cdot \mathbf{k}_{j\perp},$$

$$B_{jx} = (m_j + \xi_j M_0) k'_{jy} - (m_j + \xi_j M'_0) k_{jy},$$

$$B_{jy} = (m_j + \xi_j M'_0) k_{jx} - (m_j + \xi_j M_0) k'_{jx},$$

$$B_{jz} = k'_{jx} k_{jy} - k'_{jy} k_{jx}.$$

当 $\beta = 2$ 时, 只需将相应的 $\beta = 1$ 项中的 A, \mathbf{B}_3 变成 $\tilde{A}, \tilde{\mathbf{B}}_3$ 即可, 其中

$$\tilde{A}_3 = (m_j + \xi_3 M_0) k_{3x} - (m_j + \xi_3 M'_0) k'_{3x},$$

$$\tilde{B}_{3x} = k'_{3x} k_{3y} + k'_{3y} k_{3x},$$

$$\tilde{B}_{3y} = -(m_j + \xi_3 M'_0)(m_j + \xi_3 M_0) - k'_{3x} k_{3x} + k'_{3y} k_{3y},$$

$$\tilde{B}_{3z} = (m_j + \xi_3 M'_0) k_{3y} + (m_j + \xi_3 M_0) k'_{3y}.$$

Contribution of $SU(6)$ Breaking Effects in the Nucleon Form Factors^{*}

WANG Hong-Min¹⁾ ZHANG Ben-Ai

(Graduate School, Chinese Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

Abstract Recently, the ratio of electric form factor to magnetic form factor for the neutron G_{E_n}/G_{M_n} , which contains important pieces of information on the internal structure of nucleon, was measured at the Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab). The traditional relativistic constituent quark (RCQ) model appears to be successful in explaining the two form factors for the proton G_{E_p}/G_{M_p} , however the calculation results for the neutron is much below the experiments. For interpreting this phenomenon, we investigate the effects of $SU(6)$ breaking. It is shown that the calculation results gets better close to experiments.

Key words form factors, RCQ model, radial function, $SU(6)$ breaking

Received 3 November 2003, Revised 5 January 2004

^{*} Supported by Science Foundation of CAEP under(42103) and for Research Doctor Subsidizes(2001)

1) E-mail: wangwhm@sina.com