

极化电子与极化核子的深度非弹散射过程

李炳安 沈齐兴 郁宏 张美曼

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在光锥代数的基础上,用层子模型中核子的波函数和计算方法,由 νW_2^p 的实验曲线定出参数,并计算了 νG_1 、 $\nu^2 G_2$ 的值,得到了具有一定自旋取向的价层子的分布函数 $h_i^i(x)$ 。其中波函数中的时空函数取类谐振子的形式。文中对具有 $SU(6)$ 对称和不具有 $SU(6)$ 对称的两种旋量结构进行了讨论。计算得到的 $A_1^p \times \nu W_2^p$ 的理论值与实验相符合,对 $SU(6)$ 对称情况得到 $6 \int_0^1 \{\nu G_1^p - \nu G_1^n\} dx = -1.16$, 实验支持 $SU(6)$ 对称的波函数。

电子深度非弹散射实验为研究强子结构提供了重要的物理基础,有许多工作从不同的理论角度出发,对深度非弹散射的结构函数进行了研究。在文献[1,2]中,从核子波函数出发,对深度非弹散射实验进行了分析,在文献[3]中,从层子模型出发,使用文献[4]中给出的波函数,对深度非弹散射进行了研究,得到了一些有意义的结果。近年来,极化电子与极化质子的深度非弹散射实验取得了一些进展。文献[5]对核子中具有一定自旋取向的层子的分布函数进行了讨论。在[5]中假定自旋第三分量为 1/2 的质子中第 i 种层子自旋第三分量为 r 的分布函数

$$h_i^i(x) = \alpha_i^r f_i(x),$$

其中 $f_i(x)$ 是第 i 种层子在质子中的分布函数, α_i^r 是满足

$$\alpha_{\frac{1}{2}}^i + \alpha_{-\frac{1}{2}}^i = 1$$

的参数。但是,这个假定的基础是不清楚的。在文献[6]中提出了一种在质心系具有 $SU(6)$ 对称的核子波函数,并在低能情况下得到了一些比较好的结果。本文是在光锥代数的基础上,用文献[6]中给出的波函数,并取其中的时空部分为类谐振子的形式,去分析 $\nu W_2^{p,n}$, 同时求得极化深度非弹散射的结构函数 $\nu G_1^{p,n}$ 、 $\nu^2 G_2^{p,n}$ 和具有一定自旋取向的层子的分布函数。同时也可以利用深度非弹散射和极化深度非弹散射的实验资料,对核子波函数的时空部分、旋量结构、轨道运动及么旋结构进行检验。

电子深度非弹散射过程

$$e + N \rightarrow e + X$$

的结构函数的一般形式可以写成^[7]

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu}(p, q, s) = & W_1 \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m_N^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \\
 & + \frac{i}{m_N} G_1 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho \bar{u}_s(p) \gamma_5 \gamma_\sigma u_s(p) \\
 & + \frac{i}{m_N^3} G_2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_\sigma q_\rho \bar{u}_s(p) \gamma_5 \hat{q} u_s(p). \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 W_1 、 W_2 、 G_1 和 G_2 是 q^2 、 ν 的洛伦兹不变的标量函数, 而且是实函数, 这里

$$\nu = -\frac{1}{m_N} p \cdot q, \quad (2)$$

其中 m_N 是核子的质量.

由光锥代数^[8]有

$$\begin{aligned}
 [J_\mu(x), J_\nu(0)] \Big|_{x^2=0} \frac{i}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x_\rho} \{ \varepsilon(x_0) \delta(-x^2) \} \{ S_{\mu\nu\rho\sigma} [J_\sigma^{Q^2}(0, x) - J_\sigma^{Q^2}(x, 0)] \\
 - \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} [J_\sigma^{5Q^2}(0, x) + J_\sigma^{5Q^2}(x, 0)] \}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 S_{\mu\nu\rho\sigma} &= \delta_{\mu\rho} \delta_{\sigma\nu} + \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho} - \delta_{\rho\sigma} \delta_{\mu\nu}, \\
 J_\sigma^{Q^2}(0, x) &= : \bar{\psi}(0) Q^2 \gamma_\sigma \psi(x) :, \\
 J_\sigma^{5Q^2}(0, x) &= : \bar{\psi}(0) Q^2 \gamma_\sigma \gamma_5 \psi(x) :. \quad (4)
 \end{aligned}$$

考虑到洛伦兹协变性

$$\frac{1}{2} E_N \langle N_S | J_\sigma^{Q^2}(0, x) - J_\sigma^{Q^2}(x, 0) | N_S \rangle = i p_\sigma A(p \cdot x) + i x_\sigma B(p \cdot x), \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} E_N \langle N_S | J_\sigma^{5Q^2}(0, x) + J_\sigma^{5Q^2}(x, 0) | N_S \rangle = -i \{ A_1(p \cdot x) \bar{u}_s(p) \gamma_5 \gamma_\sigma u_s(p) \\
 + A_2(p \cdot x) p_\sigma x_\rho \bar{u}_s(p) \gamma_5 \gamma_\rho u_s(p) + A_3(p \cdot x) x_\sigma x_\rho \bar{u}_s(p) \gamma_5 \gamma_\rho u_s(p) \}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

但是, (5) 式中的第二项和 (6) 式中的第三项都贡献 $O(m_N/\nu)$ 级的效应, 因此可将它们略去.

由(3)、(4)、(5)和(6)式可计算得

$$\begin{aligned}
 \nu W_2(\xi) &= 4 m_N \xi \tilde{A}(\xi); & \nu G_1(\xi) &= -2 i \tilde{A}_1(\xi); \\
 \nu^2 G_2(\xi) &= 2 m_N \frac{d}{d\xi} \tilde{A}_2(\xi). \quad (7)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \tilde{A}(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int e^{iy\xi} A(y) dy, & \tilde{A}_1(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int e^{iy\xi} A_1(y) dy, \\
 \tilde{A}_2(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int e^{iy\xi} A_2(y) dy, & \xi &= \frac{q^2}{2 m_N \nu}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

在以上光锥代数的基础上, 我们可以用层子模型的计算方法计算出(5)式和(6)式中的 $A(p \cdot x)$ 、 $A_1(p \cdot x)$ 和 $A_2(p \cdot x)$, 以得到 $\nu W_2(\xi)$ 、 $\nu G_1(\xi)$ 和 $\nu^2 G_2(\xi)$.

利用文献[6, 9]中给出的核子波函数 $B_{\alpha\beta\gamma, i'j'k'}^{S'V'P'K'}(x_1, x_2, x_3)^m$ 的形式, 及 f_1 、 f_2 和 f_3 的正比假设, 即对 $SU(6)$ 对称的情况有

$$f_3 = 0, \quad f_2 = a f_1; \quad (9)$$

对 $SU(6)$ 不对称的情况有

$$f_2 = af_1, \quad f_3 = bf_1, \quad b = \frac{1}{2}(1 - a); \quad (10)$$

(10)式中第三个关系是由电流守恒要求得到的, 详见文献[9].

唯象地引入类谐振子形式的时空函数

$$f_1(x_1, x_2, x_3) = N \left\{ 1 + \frac{\gamma}{m_N^2} \{ [p \cdot (x_1 - x_2)]^2 + [p \cdot (x_1 - x_3)]^2 + [p \cdot (x_2 - x_3)]^2 \} \right. \\ \cdot \exp \left\{ -\alpha [(x_1 - x_2)^2 + (x_1 - x_3)^2 + (x_2 - x_3)^2] \right. \\ \left. - \frac{\beta}{m_N^2} \{ [p \cdot (x_1 - x_2)]^2 + [p \cdot (x_2 - x_3)]^2 + [p \cdot (x_1 - x_3)]^2 \} \right\} \\ \cdot \exp \left\{ \frac{i}{3} p \cdot (x_1 + x_2 + x_3) \right\}, \quad (11)$$

将(4)式中的正规乘积写成编时混合乘积 $T \{ : \bar{\psi}(0) Q^2 \Gamma \psi(x) : \}$ 的形式, $T \{ : \bar{\psi}(0) Q^2 \Gamma \psi(x) : \} = : \bar{\psi}(0) Q^2 \Gamma \psi(x) :$. 利用[10]中给出的计算方法, 取最低级项得:

$$\langle N_S | T \{ : \bar{\psi}(x) Q^2 \Gamma \psi(0) : \} | N_S \rangle \\ = -\frac{1}{2} Q_{ii}^2 \int d^4 x_1 d^4 x_2 \bar{B}_{\alpha\beta\gamma, i'k'l}^{S'j'k'l'}(x, x_1, x_2)_n'' \\ \cdot (\hat{\delta}_{x_1} + m)_{\beta\beta'} (\hat{\delta}_{x_2} + m)_{\alpha\alpha'} B_{\gamma'j'a', lkl}^{Sk'i'a', lkl}(x_2, x_1, 0)_n'' \Gamma_{\gamma'}. \quad (12)$$

由[3]中的讨论, 为了得到无标度性, 取 $m = 0$, 我们就可算得 $SU(6)$ 对称和 $SU(6)$ 不对称两种情况下的质子、中子的 νW_2 、 νG_1 和 $\nu^2 G_2$ 的表达式, 具体形式见附录.

按照部分子模型[11]的观点, 用上面方法求得的只是价层子在深度非弹散射过程中的贡献, 海层子的贡献必须另外考虑. 但是, 从部分子模型知道, 海层子的贡献主要是在 $x < 0.2$ 的区域中, 因此我们可以用 $x > 0.2$ 区域中质子的 νW_2 的实验值定出波函数 $f_1(x_1, x_2, x_3)$ 中所包含的参数 N 、 α 、 β 、 γ 及参数 a 的值. 为了得到海层子的贡献, 我们利用了文献[12]中给出的海层子的分布函数

$$0.2(1-x)^7/x. \quad (13)$$

现在, 我们对 $SU(6)$ 对称波函数和 $SU(6)$ 不对称波函数这两种情况分别地加以讨论:

1. $SU(6)$ 对称的情况

由 νW_2^p 和 νW_2^n 的实验值^[13], 可定出

$$N^2 = 1.957 \times 10^{-11}, \quad \alpha = 5.88 \times 10^{-3}, \quad \beta = 1.255 \times 10^{-2}, \\ \gamma = -1.32 \times 10^{-2}, \quad a = -31. \quad (14)$$

由这组参数得到的 νW_2^p 的曲线与实验曲线的比较见图 1, 图中的实线表示由参数(14)得到的价层子对 νW_2^p 的贡献, 虚线表示除价层子贡献外, 加上考虑了(13)式后的海层子的贡献. 由参数(14)得到的 $\frac{\nu W_2^n}{\nu W_2^p}$ 的曲线与实验曲线的比较见图 2.

将参数(14)代入所得到的 νG_1^p 和 $\nu^2 G_2^p$ 的公式, 得到

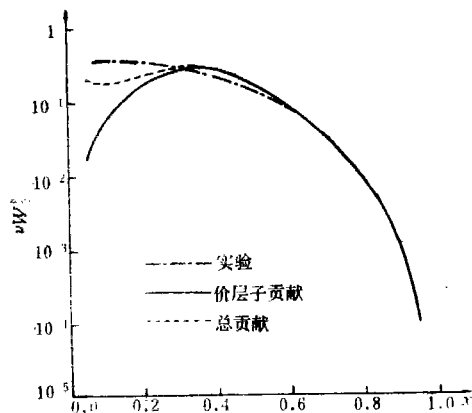


图 1

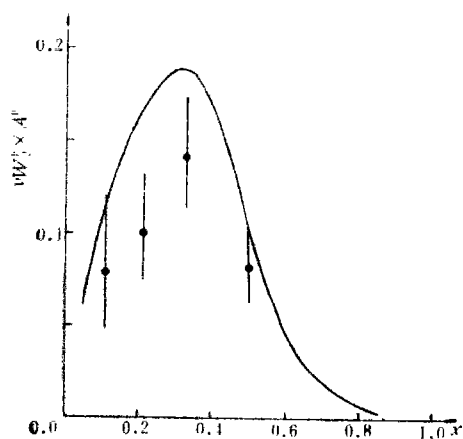


图 3

$$A_1 = \frac{\nu G_1^p - \frac{\nu^2}{m_N} G_2^p}{W_1^p} \quad (15)$$

的理论曲线与实验^[4]的比较见图 3, 从图中看到, 理论和实验结果基本上是符合的。

部分子模型^[15]给出

$$\nu^2 G_2^p = \nu^2 G_2^n = 0, \quad (16)$$

而光锥代数的方法可以得到对质子和中子都成立的求和规则:

$$\int_0^1 \nu^2 G_2(\xi) d\xi = 0. \quad (17)$$

在这里, 我们用参数(14)计算出的 $\frac{\nu^2}{m_N} G_2^p$ 和 $\frac{\nu^2}{m_N} G_2^n$ 的值是很小的, 在计算误差内满足

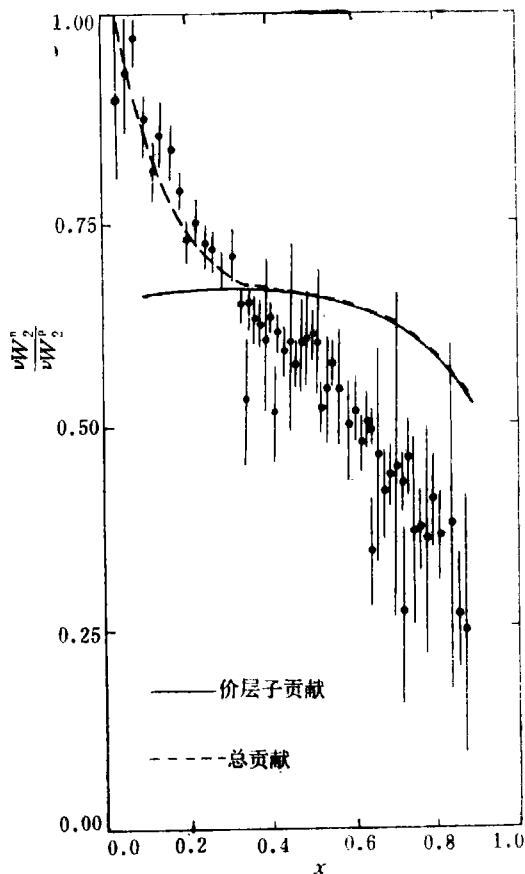


图 2

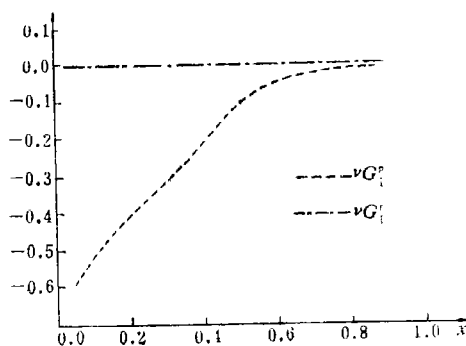


图 4

(17)式, 利用参数(14)计算出的 νG_1^p 和 νG_1^n 的值见图 4.

用光锥代数方法还可得到^[16]

$$\int_0^1 \{ \nu G_1^p(\xi) - \nu G_1^n(\xi) \} d\xi = -\frac{g_A}{6}. \quad (18)$$

其中 g_A 是中子 β 衰变过程的 G_A/G_V 的值, 实验值是 $g_A = 1.25$, 而用参数(14)求得

$$6 \int_0^1 \{ \nu G_1^p(\xi) - \nu G_1^n(\xi) \} d\xi = -1.16. \quad (19)$$

可以看到, 理论值和实验值符合得较好.

在部分子模型中

$$\nu G_1^N(x) = -\frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \{ h_+^i(x)_N - h_-^i(x)_N \}, \quad (20)$$

其中 e_i 是以电子电荷为单位的第 i 种层子的电荷, $h_{\pm}^i(x)_N$ 分别是自旋在动量方向投影为 $+\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ 的第 i 种层子的分布函数. 由于海层子带真空量子数 (除能量和动量外), 因此有

$$h_+^i(x)_N = h_-^i(x)_N, \quad (21)$$

显然有

$$f_i(x) = h_+^i(x) + h_-^i(x), \quad (22)$$

其中 $f_i(x)$ 是核子中第 i 种层子的分布函数. 用文中得到的价层子的分布函数及 (20)、(21)和(22)式, 可以得到 $h_+^u(x)$ 和 $h_+^d(x)$ 的函数形式.

利用本文中得到的价层子的分布函数, 可以得到

$$\int_0^1 x u(x) dx = 0.22, \quad \int_0^1 x d(x) dx = 0.11. \quad (23)$$

这分别是 u 层子和 d 层子所带的动量, 它们与目前的实验结果是符合的. 此外, 还可得到

$$\begin{aligned} \int_0^1 x h_+^u(x) dx &= 0.209, & \int_0^1 x h_-^u(x) dx &= 0.015, \\ \int_0^1 x h_+^d(x) dx &= 0.031, & \int_0^1 x h_-^d(x) dx &= 0.079. \end{aligned} \quad (24)$$

可以看到, 自旋第三分量为 $1/2$ 的 u 层子带走 u 层子的大部分动量.

2. $SU(6)$ 不对称的情况

在文献[9]中, 由低能区实验值定出

$$a = 2.39, \quad (25)$$

用这个值及 νW_2^p 的实验曲线可定出

$$\begin{aligned} N^2 &= 3.936 \times 10^{-10}, & \alpha &= 2.9548 \times 10^{-3}, \\ \beta &= 7.6663 \times 10^{-3}, & \gamma &= -8.392 \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (26)$$

用这组参数可以得到

$$\frac{\nu W_2^n}{\nu W_2^p} = \frac{2}{3}. \quad (27)$$

当然, 这是只考虑价层子时的比值. 用这组参数得到的 A_1^p 与实验的比较见图 6, 可以看到, 理论和实验是符合的.

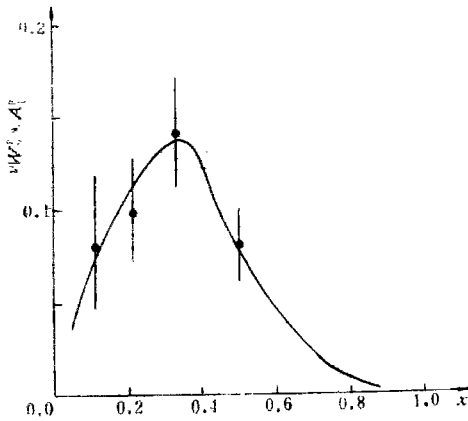


图 5

不能使(29)式的积分值与实验值符合。

最后,我们对上面所得到的结果作如下的讨论:

1. 从上面得到的结果看,具有 $SU(6)$ 对称和不具有 $SU(6)$ 对称的核子波函数给出的 A_1^P 基本上都与目前的实验相符合,但是得到的积分值(19)和(29)却不同,在 $SU(6)$ 对称的情况下,得到的 g_A 的理论值与实验值符合较好,而对于 $SU(6)$ 不对称的波函数,在其它结果与实验符合的情况下,得不到与实验符合的 g_A 的理论值。将目前的实验值外推^[4]是支持这个求和规则的,因而,从极化深度非弹散射实验看,具有 $SU(6)$ 对称性质的核子波函数是与实验不矛盾的。

2. 无论对于质子还是中子,所用的两种波函数都给出 $\nu^2 G_2$ 很小的结果。从(7)式可以看到, $\nu^2 G_2$ 是由 $\frac{d}{d\xi} \tilde{A}_2(\xi)$ 决定的,从(6)式看到, $A_2(p \cdot x)$ 与因子

$$x_\rho \bar{u}_s(p) \gamma_\rho \gamma_5 u_s(p)$$

相联系。在核子静止系看, $\rho \approx 4$, x_ρ 按 $O(3)$ 群 $l=1$ 的不可约表示变换,它表示轨道角动量。在部分子模型中,认为核子中的部分子没有轨道运动,所以给出

$$\nu^2 G_2 = 0$$

的结果^[4]。我们所用核子波函数只包含 S 波,也就是说,三个层子的轨道运动都处于 S 态。但在计算(12)式时,由于 $\hat{\partial}_{x_1} \hat{\partial}_{x_2}$ 的存在,使得 $\nu^2 G_2 \approx 0$, 但算得的值很小。目前,还没有 $\nu^2 G_2$ 的实验结果,一旦实验上能测定 $\nu^2 G_2$, 这将对核子波函数轨道运动部分的研究有重要意义。

3. 文中唯象地引入了核子波函数的时空部分(11)式,按照我们所用的方法,核子结构函数完全由核子的时空波函数所确定,如果我们用 νW_2^P 的实验曲线,但取有洛伦兹收缩效应的谐振子波函数(即取 $\gamma=0$),那么,无论如何取参数 α 和 β ,都不能在 $x < 0.5$ 得到与实验相符合的结果。取 $\gamma \approx 0$ 时,在 $x > 0.2$ 的区域中与实验相符合,但是,即使加上海层子的贡献,当 $x < 0.2$ 时, νW_2^P 的理论值仍比实验值下降快,这说明(11)式所给出的时空函数导出的 νW_2^P 在 x 小的区域中下降过快。

用 $SU(6)$ 对称的波函数定出的参数(14),作积分

在 $SU(6)$ 不对称的情况下,也有

$$\left| \frac{\nu^2}{m_N^2} G_2^P \right| \approx 10^{-3}, \quad \left| \frac{\nu^2}{m_N^2} G_2^N \right| \approx 10^{-3}, \quad (28)$$

但这时得到

$$6 \int_0^1 \{ \nu G_1^P(\xi) - \nu G_1^N(\xi) \} d\xi = -0.68, \quad (29)$$

只有实验值的 1/2 左右。

当然,我们也可以将 a 作为待定参数,使比例 $\frac{\nu W_2^N}{\nu W_2^P}$ 的值与实验相符合,但无论如何也

$$F(q^2) = \int f_{p_f}(0, -x_1, -x_2) f_{p_i}(0, x_1, x_2) d^4 x_1 d^4 x_2, \quad q^2 = (p_i - p_f)^2,$$

得到的半径为

$$r = 1.28 \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

比质子的电磁半径稍大一点。

从以上三点可以看到, 深度非弹散射实验可以对核子波函数中的时空函数、轨道运动、旋量结构和么旋结构进行系统的检验。

4. 在文献[17]中, 用核子磁矩定出了

$$a = 4.5$$

如用这个数值及 νW_2^p 的实验曲线, 也可定出参数 N 、 α 、 β 和 γ 的值:

$$N^2 = 1.821 \times 10^{-10}, \quad \alpha = 3.2636 \times 10^{-3},$$

$$\beta = 8.5501 \times 10^{-3}, \quad \gamma = -9.0923 \times 10^{-3}.$$

由这组参数得到的 A_1^p 和 g_A 的值与实验符合得也比较好, 但是得到的 $\frac{\nu W_2^p}{\nu W_2^p}$ 的曲线在 $x > 0.5$ 以后上升太快, 与实验不符。

5. 层子模型的物理图象与部分子模型有一致的地方(主要是关于价层子), 但用的计算方法却是不同的。在层子模型中, 认为层子质量很大, 在 S_F^1 中忽略 $\hat{\delta}$ 项, 而在计算深度非弹过程时, 反过来忽略层子质量, 否则就不能得到无标度性(这一点在文献[3]中已经指出)。正是由于这个原因, 所得结果也不尽相同。如用 $SU(6)$ 波函数计算轴矢量流过程时得

$$g_A = \frac{5}{3}.$$

但从深度非弹得到

$$g_A \approx 1.2,$$

两者明显不同。这是因为在计算

$$\langle p | J_\mu^z(0) | n \rangle$$

时, 对低能跃迁过程, 取流 $J_\mu^z(0)$ 为 $SU(6)$ 的 35 维表示的一个分量(表现为忽略 S_F^1 中的 $\hat{\delta}$), 而在深度非弹过程的核子矩阵元中, 不再只是 35 维表示的一个分量, 而包含了高维表示(表现为忽略 S_F^1 中的层子质量)。因而, 两个结果不一样。由于相同的原因, 对高能和低能过程定出的参数 a 的值也不相同。如何将这两种方法统一起来, 还需要作进一步的研究。

6. 波函数(11)中的 N 应是归一化常数, 可是我们是用实验资料定的。其原因是: 在用电荷归一化条件时, 表达式中含有层子质量和其它参数(在深度非弹散射时, 考虑到渐近自由效应, 层子质量可以忽略, 在归一化时没有理由忽略它), 它是未知的。因而, 用实验确定 N^2 后, 可用归一化条件去确定层子质量等参数。

7. 在以往关于深度非弹问题的讨论中, 认为

$$\frac{\nu W_2^p}{\nu W_2^p} = \frac{2}{3}$$

的结果来自 $SU(6)$ 对称。从我们的讨论可以看到, 用 $SU(6)$ 不对称的波函数也得到

2:3 的结果。而对 $SU(6)$ 对称的波函数, 仅当波函数满足 Bargmann-Wigner 条件时才得 2:3 的结果。

附 录

$$\nu W_2(\xi) = -\frac{M\xi}{36\pi} \{A_1 J_1(\xi) + A_2 J_2(\xi) + A_3 J_3(\xi) + A_4 J_4(\xi)\}$$

$$\nu G_1(\xi) = -\frac{M}{72\pi} \{B_1 J_5(\xi) + B_2 J_6(\xi) + B_3 J_7(\xi) + B_4 J_8(\xi)\}$$

$$\frac{\nu^2}{M} G_2(\xi) = \frac{M}{72\pi} \{C_1 J_6(\xi) + C_2 J_8(\xi)\}$$

其中 M 为核子质量。

$$J_1(\xi) = -\frac{iN^2\pi^4}{72\alpha^2(\beta-\alpha)} \left\{ \left[1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right] I_1(\xi) - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} I_1(\xi) + \frac{\gamma^2}{4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_1(\xi) \right\},$$

$$J_2(\xi) = -\frac{iN^2\pi^4}{72\alpha^2(\beta-\alpha)} \left\{ \left[\frac{\beta}{M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) - \frac{\gamma}{M^2} \right] I_3(\xi) + \left(\frac{\gamma^2}{2M^2} - \frac{\beta\gamma}{M^2} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} I_3(\xi) + \frac{\beta\gamma^2}{4M^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_3(\xi) + \frac{1}{3} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) I_5(\xi) - \frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \xi} I_5(\xi) + \frac{\gamma^2}{12} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_5(\xi) \right\},$$

$$J_3(\xi) = -\frac{iN^2\pi^4 M^2}{72\alpha^3(\beta-\alpha)} \left\{ \left[\left(\frac{\beta}{M^2} - \frac{1}{9} \right) \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) - \frac{\gamma}{M^2} \right] I_1(\xi) + \left[-\frac{\beta^2}{M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) + \gamma \left(\frac{\beta}{M^2} + \frac{1}{9} \right) \right] \frac{\partial}{\partial \xi} I_1(\xi) + \left[\frac{\gamma\beta^2}{M^2} - \frac{\gamma^2}{36} - \frac{3\gamma^2\beta}{4M^2} \right] \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_1(\xi) - \frac{\gamma^2\beta^2}{4M^2} \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} I_1(\xi) + \left[\frac{2\beta}{3M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) - \frac{2\gamma}{3M^2} \right] I_3(\xi) + \left[-\frac{2\beta\gamma}{3M^2} + \frac{\gamma^2}{3M^2} \right] \frac{\partial}{\partial \xi} I_3(\xi) + \frac{\gamma^2\beta}{6M^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_3(\xi) \right\},$$

$$J_4(\xi) = -\frac{iN^2\pi^4}{72\alpha(\beta-\alpha)M^2} \left\{ \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) I_3(\xi) - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} I_3(\xi) + \frac{\gamma^2}{4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_3(\xi) \right\},$$

$$J_5(\xi) = \frac{N^2\pi^4}{72\alpha^2(\beta-\alpha)} \left\{ \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) I_4(\xi) - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} I_4(\xi) + \frac{\gamma^2}{4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_4(\xi) \right\},$$

$$J_6(\xi) = \frac{N^2\pi^4}{72\alpha^2(\beta-\alpha)} \left\{ \left[\frac{\beta}{M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) - \frac{\gamma}{M^2} \right] I_6(\xi) \right. \\ + \left(\frac{\gamma^2}{2M^2} - \frac{\beta\gamma}{M^2} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} I_6(\xi) + \frac{\gamma^2\beta}{4M^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_6(\xi) \\ - \frac{1}{3} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) I_2(\xi) + \frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \xi} I_2(\xi) \\ \left. - \frac{\gamma^2}{12} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_2(\xi) \right\},$$

$$J_7(\xi) = \frac{N^2\pi^4 M^2}{72\alpha^2(\beta-\alpha)} \left\{ \left[\left(\frac{\beta}{M^2} - \frac{1}{9} \right) \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) - \frac{\gamma}{M^2} \right] I_4(\xi) \right. \\ + \left[\gamma \left(\frac{\beta}{M^2} + \frac{1}{9} \right) - \frac{\beta^2}{M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) \right] \frac{\partial}{\partial \xi} I_4(\xi) \\ + \left[-\frac{\gamma^2}{36} + \frac{\gamma\beta^2}{M^2} - \frac{3\gamma^2\beta}{4M^2} \right] \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_4(\xi) - \frac{\gamma^2\beta^2}{4M^2} \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} I_4(\xi) \\ + \left[-\frac{2\beta}{3M^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) + \frac{2\gamma}{3M^2} \right] I_2(\xi) \\ + \left[\frac{2\gamma\beta}{3M^2} - \frac{\gamma^2}{3M^2} \right] \frac{\partial}{\partial \xi} I_2(\xi) - \frac{\gamma^2\beta}{6M^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_2(\xi) \left. \right\},$$

$$J_8(\xi) = \frac{N^2\pi^4}{72\alpha(\beta-\alpha)M^2} \left\{ \left(1 + \frac{\gamma}{\beta-\alpha} + \frac{\gamma^2}{2(\beta-\alpha)^2} \right) I_6(\xi) - \gamma \frac{\partial}{\partial \xi} I_6(\xi) \right. \\ \left. + \frac{\gamma^2}{4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} I_6(\xi) \right\},$$

$$I_1(\xi) = -\frac{iM\sqrt{\pi}}{2\beta^{1/2}} \left\{ e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} - e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi-\frac{1}{3})^2} \right\},$$

$$I_2(\xi) = \frac{M^3\sqrt{\pi}}{4\beta^{3/2}} \left\{ \left(\xi + \frac{1}{3} \right) e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} - \left(\xi - \frac{1}{3} \right) e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi-\frac{1}{3})^2} \right\},$$

$$I_3(\xi) = -\frac{iM^3\sqrt{\pi}}{4} \left[\frac{1}{\beta^{3/2}} - \frac{M^2}{2\beta^{5/2}} \left(\xi + \frac{1}{3} \right)^2 \right] e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} \\ + \frac{iM^3\sqrt{\pi}}{4} \left[\frac{1}{\beta^{3/2}} - \frac{M^2}{2\beta^{5/2}} \left(\xi - \frac{1}{3} \right)^2 \right] e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi-\frac{1}{3})^2},$$

$$I_4(\xi) = \frac{M\sqrt{\pi}}{2\beta^{1/2}} \left\{ e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} + e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi-\frac{1}{3})^2} \right\},$$

$$I_5(\xi) = \frac{iM^3\sqrt{\pi}}{4} \left\{ \frac{1}{\beta^{3/2}} \left(\xi + \frac{1}{3} \right) e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{\beta^{3/2}} \left(\xi - \frac{1}{3} \right) e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi-\frac{1}{3})^2} \right\},$$

$$I_6(\xi) = \frac{M^3\sqrt{\pi}}{4} \left\{ \left[\frac{1}{\beta^{3/2}} - \frac{M^2}{2\beta^{5/2}} \left(\xi + \frac{1}{3} \right)^2 \right] e^{-\frac{M^2}{4\beta}(\xi+\frac{1}{3})^2} \right.$$

$$+ \left[\frac{1}{\beta^{3/2}} - \frac{M^2}{2\beta^{3/2}} \left(\xi - \frac{1}{3} \right)^2 \right] e^{-\frac{M^2}{4\beta} \left(\xi - \frac{1}{3} \right)^2} \}.$$

对质子

$$\begin{aligned} A_1 &= 6(4 - a^2 + 7b^2 + 4ab + 4b'^2), \\ A_2 &= 2(7 + 11a^2 + 25b^2 + 7b'^2 - 14ab), \\ A_3 &= -9(1 + a^2 + 3b^2 + b'^2), \\ A_4 &= -18(b - a)^2, \\ B_1 &= 2(-10 + 5a^2 + b^2 - 8ab - 10b'^2 - 4b'), \\ B_2 &= -2(5 + 5a^2 + 3b^2 + 5b'^2), \\ B_3 &= 5 + 5a^2 + 3b^2 + 5b'^2, \\ B_4 &= 2(5a^2 - b^2 - 4ab), \\ C_1 &= 4(2b^2 + 5ab - 2b'), \\ C_2 &= 12(b^2 - ab), \end{aligned}$$

其中

$$b' = 1 - a - 3b.$$

对 neutron

$$\begin{aligned} A_1 &= 6(1 + a^2 + 3b^2 + b'^2 + 6ab), \\ A_2 &= 6(1 + 3a^2 + 5b^2 + b'^2 - 2ab), \\ A_3 &= -6(1 + a^2 + 3b^2 + b'^2), \\ A_4 &= -12(b - a)^2, \\ B_1 &= -12(b^2 + 2ab + b'), \\ B_2 &= -24b^2, \\ B_3 &= 12b^2, \\ B_4 &= 12(b^2 - ab), \\ C_1 &= 12(b^2 - b'), \\ C_2 &= -12(b^2 - ab). \end{aligned}$$

参 考 文 献

- [1] Jerrold Franklin, *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 21.
- [2] R. J. Hughes, *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 622.
- [3] 何祚麻, 张肇西, 谢诒成, *物理学报*, **24** (1975), 115.
- [4] 北京基本粒子组, 1966年北京物理讨论会论文.
- [5] George W. Look and Ephraim Fischbach, *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 211.
- [6] 李炳安, *物理学报*, **24** (1975), 21.
- [7] Tung-Mow Yan, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **26**(1976), 199.
- [8] J. C. Polkinghorne, *Nuovo Cimento.*, **8A**(1972), 592; R. Jackiew and R. E. Waltz, *Phys. Rev.*, **D6**(1972), 7502.
- [9] 李炳安, 阮同洋, *高能物理与核物理*, **3** (1979), 1.
- [10] S. Mandelstam, *Proc. Roy. Soc.*, **233**(1955), 248.
- [11] R. P. Feynman, "Photon-Hadron Interactions", 1972.
- [12] R. Blankenbecler et al., SLAC-PUB-1531, (1975).
- [13] R. E. Taylor, Proc. of the 1975 Inter. Symp. on Lepton Photon Inter. at High Energies, p.

679.

- [14] M. J. Alguard et al., SLAC-PUB-2110, April 1978, (T/E).
 [15] P. V. Landshoff, Ref. TH. 2157-CERN.
 [16] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **148**(1966), 1467; *Phys. Rev.*, **D1**(1970), 1376.
 [17] 李炳安, 物理学报, **24** (1975), 124.

THE DEEP INELASTIC SCATTERING PROCESSES OF THE POLARIZED ELECTRONS ON POLARIZED PROTONS

LI BING-AN SHEN QI-XING YU HONG ZHANG MEI-MAN

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, we have obtained the distribution functions of the valence quarks by using light-cone algebra, and the nucleon's wave functions and computational technique in the straton model. The parameters of the distribution functions of the valence quarks are defined by using νW_2^p experimental data. We computed νG_1 and $\nu^2 G_2$ and obtained the distribution functions of the valence quarks which possess definite helicities. The spacetime function of the nucleon's wave functions are taken as the harmonic-like type. There are two kinds of spinor structure, one of them possesses the $SU(6)$ symmetry and the other does not. The theoretical results of $A_1^p \cdot \nu W_2^p$ are consistent with experimental data, but only in the case of $SU(6)$ symmetry for which we obtained the sum rule

$$6 \int_0^1 \{ \nu G_1^p - \nu^2 G_2^p \} dx = -1.16.$$

The experimental data agrees with the nucleon's wave functions with $SU(6)$ symmetry.