

e-p 深度非弹性散射中粲夸克态的效应

王 正 本
(云 南 大 学)

摘 要

本文利用质子存在粲夸克态 $|uudc\bar{c}\rangle$, 将它的效应和原有的 Buras 等人计算的结果迭加起来, 能够使 e-p 深度非弹性散射中所预言的纵横虚光子吸收截面比 $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 与实验值较好地符合.

一、引 言

大家知道, 用微扰的 QCD 解释标度性破坏已获得相当成功, 所预言的结构函数也与实验较好地符合^[1,2]. 然而所得到的 R 数值都太小, 并且预言它随 Q^2 的增加而迅速减小也与实验不符^[1,3]. 当人们对靶核的质量进行修正, 并考虑到了较高扭曲度效应之后^[4], 理论上得出的 R 值仍然比实验值小得多.

不久前有文章指出^[5], 如果核子中除了有夸克——部份子外, 还可能存在玻色型荷电部份子, 将这种部份子的效应和 Buras 等人^[1,2]的结果合起来, 使理论上所得到的 R 值与实验数据符合得较好. 然而最近 CERN 的实验材料^[6]强烈地显示 $pp \rightarrow c\bar{c}x$, 其产生截面大到 $400 \mu\text{b}$, 这表明质子的波函数在 FOCK 空间有一不可忽视的分量 $|uudc\bar{c}\rangle$, 即质子的粲夸克态, 而且已经找到这个态的分布函数^[7]. 本文试图利用质子的这一分量来讨论它对 R 的效应.

众所周知, 粲夸克 c 的质量比 u 夸克和 d 夸克的质量大得多. 如果某一时刻质子内的价夸克与粲夸克有相同的速度, 那末粲夸克将有大部份动量而发射胶子, 并且它受到外界的虚光子流撞击时得到动量而继续发射胶子, 引起标度性破坏. 然而从质子中的粲夸克分布知道, 它对电子与质子的非弹性散射一定有贡献. 如果将这一贡献迭加到 Buras 等人所得到的结果上, 我们将会看到的确能使理论上所得到的 R 值与实验值较好地符合, 而对原有的结构函数改变不大, 仍然在实验范围内取值. 特别是在标度性变量 $0.5 \leq x \leq 0.8$ 范围内与实验数据符合得很好.

由于文献 [1] 中所得到的结构函数与实验值符合得较好, 我们在考虑了质子的 $|uudc\bar{c}\rangle$ 态的效应后, 没有全面地去做各参数的确定工作, 而是直接使用 [1] 的结果.

二、基本分析

在深度非弹性散射过程 $e + p \rightarrow e + x$ 中, 对应于图 1 的微分截面有

$$\frac{d^2\sigma}{dQdE'} \propto L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}. \quad (1)$$

由于轻子流是已知的, 所以这个微分截面将决定于张量 $W_{\mu\nu}$. 由电磁流守恒

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0, \quad (2)$$

对电生过程, $W_{\mu\nu}$ 可以用两个不变振幅来表示:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{2\pi M} \sum_s \int d^4x e^{iqx} \langle p, s | [J_\mu(x), J_\nu(0)] | p, s \rangle \\ &= -\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu\right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu\right) W_2. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 M 为质子的质量, $E - E' = \frac{p \cdot q}{M} = \nu$, E 和 E' 分别为初态和末态电子在实验室系中的能量, $q_\mu^2 = (k'_\mu - k_\mu)^2$ 为四动量转移的平方, (p, s) 为靶质子的四动量和极化.

引入标度性变量

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2p \cdot q},$$

定义结构函数

$$\left. \begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= 2MW_1(x, Q^2) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(x, Q^2) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

则从 (1) 可以找到纵横虚光子吸收截面的比值

$$R_b(x, Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x, Q^2) - xF_1(x, Q^2)}{xF_1(x, Q^2)}. \quad (5)$$

如果对靶核质量进行修正^[1], 则 (5) 变为

$$R_b(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2) \left(1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2}\right) - xF_1(x, Q^2)}{xF_1(x, Q^2)}. \quad (6)$$

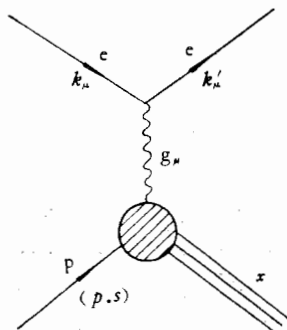


图 1 $e + p \rightarrow e + x$ 过程

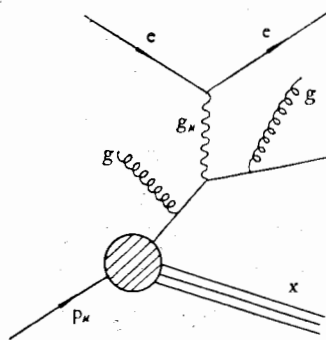


图 2 虚光子流撞击粲夸克, 粲夸克发射胶子

现在考虑质子的粲夸克态 $|uudc\bar{c}\rangle$ 对 R 的效应。如图 2。当粲夸克 c 与带动量为 q_μ 的虚光子作用时，随着动量转移 q_μ 的增加而运动得很快，于是 c 发射胶子（其横动量为 q_t ），以致弹性散射减少，而减少的幅度为 $e^{-\frac{b}{2}[8,9]}$ ，非弹性散射变得越来越深，最后形成许多终态粒子。在这个过程中，除去减少了的弹性散射后，余下部份所占的分数为 $(1 - e^{-\frac{b}{2}})$ 。这样，态 $|uudc\bar{c}\rangle$ 中粲夸克的结构函数可写为

$$F_c = Q_c^2 x (1 - e^{-\frac{b}{2}}) f_c. \quad (7)$$

其中

$$b = 4\alpha_s / 3\pi \ln^2(Q^2/q_t^2),$$

$$f_c = f_e = \frac{N}{2} x^2 \left[\frac{1}{3} (1-x)(1+10x+x^2) - 2x(1+x) \ln \frac{1}{x} \right]$$

是粲夸克态中粲夸克的分布函数，为 Brodsky 等人所给出^[7]。 N 为归一化常数，由

$$\int_0^1 f_c(x) dx = 1$$

决定，且 $N = 3600$ 。 Q_c^2 是粲夸克的电荷。 q_t 是粲夸克所发射的胶子的横动量，且 $q_t^2 \ll q^2$ ^[9]。非弹性散射的结构函数 F^{ep} 不依赖于 q_t ，因而我们将它作为一个参数而取一定的值。 α_s 为活动耦合常数。于是

$$F_c(x, Q^2) = c(1 - e^{-2\alpha_s/3\pi \ln^2(Q^2/q_t^2)}) x^3 \left[\frac{1}{3} (1-x)(1+10x+x^2) - 2x(1+x) \ln \frac{1}{x} \right]. \quad (8)$$

其中 $c = \frac{2N}{9}$ 。从 (8) 可以看出，当 $Q^2 \rightarrow \infty$ 时，就能得到粲夸克态 $|uudc\bar{c}\rangle$ 中粲夸克在无限动量空间的分布函数^[7]。

按照通常的办法，我们将 e-p 深度非弹性散射的总结构函数写为

$$\left. \begin{aligned} F_1'(x, Q^2) &= \sum_i c_i^{(i)} F_1^{(i)} = c_1^{(1)} F_1^{(1)}(x, Q^2) + c_1^{(2)} F_1^{(2)}(x, Q^2) \\ F_2'(x, Q^2) &= \sum_i c_i^{(i)} F_2^{(i)} = c_2^{(1)} F_2^{(1)}(x, Q^2) + c_2^{(2)} F_2^{(2)}(x, Q^2) \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

考虑到文献 [1] 的结构函数与实验值较好地符合，所以 (9) 中的第一项可以直接取用这里的结果，即 $F_1(x, Q^2) = c_1^{(1)} F_1^{(1)}(x, Q^2)$ ， $F_2(x, Q^2) = c_2^{(1)} F_2^{(1)}(x, Q^2)$ ，于是

$$\left. \begin{aligned} F_1'(x, Q^2) &= F_1(x, Q^2) + \delta(x, Q^2) \\ F_2'(x, Q^2) &= F_2(x, Q^2) + \Delta(x, Q^2) \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

这里

$$\delta(x, Q^2) = c_1^{(2)} F_1^{(2)}(x, Q^2) = c_1^{(2)} F_c(x, Q^2), \quad (11)$$

$$\Delta(x, Q^2) = c_2^{(2)} F_2^{(2)}(x, Q^2) = c_2^{(2)} F_c(x, Q^2) \quad (12)$$

是粲夸克态对结构函数的贡献，其中迭加系数 $c_1^{(2)}$ 及 $c_2^{(2)}$ 是必要的，这是因为在质子内找到一个粲夸克态的机率的百分比相对 $|uud\rangle$ 态很小，由所给分布函数形成的结构函数不是全部迭加到 F' 中，亦即 $c_1^{(2)}$ 及 $c_2^{(2)}$ 都必然小于 1。结合实验，在后面我们将看到这是符合实际的。

由 (6) 便有

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2'(x, Q^2) \left(1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2}\right) - x F_1'(x, Q^2)}{x F_1'(x, Q^2)}. \quad (13)$$

也可以将上式表为

$$\begin{aligned} R(x, Q^2) = & \left\{ R_b(x, Q^2) F_2(x, Q^2) \left(1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2}\right) + (1 + R_b(x, Q^2)) \right. \\ & \times \left. \left[c_2' F_c'(x, Q^2) \left(1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2}\right) - c_1' x F_c'(x, Q^2) \right] \right\} / \\ & \left\{ F_2(x, Q^2) \left(1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2}\right) + (1 + R_b(x, Q^2)) c_1' x F_c'(x, Q^2) \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

其中 $F_c'(x, Q^2) = \frac{1}{c} F_c(x, Q^2)$, 而

$$\left. \begin{aligned} c_1' &= c c_1^{(2)} \\ c_2' &= c c_2^{(2)} \end{aligned} \right\}. \quad (15)$$

$F_2(x, Q^2)$ 及 $R_b(x, Q^2)$ 就是 (4) 和 (6) 所表示的值. (10) 及 (14) 就是考虑了质子含有粲夸克态的效应后所得到的结构函数 F^{ep} 和吸收截面比 R .

三、结果与实验比较

上面所得结果为了同实验^[10] 进行比较, 我们将取定一些参数值. 在 $2 \leq Q^2 \leq 50$ (GeV^2) 范围内, 对 $SV(3)$ 通常有 $0.2 \leq \alpha_s \leq 0.5$ (如果 $0.3 \leq A \leq 0.47$), 因此我们取 $\alpha_s = 0.4$. 由于 $q_i^2 \ll q^2$, 我们取 $q_i^2 \approx 0.8(\text{GeV}^2)$. 这样做没有完全限至粲夸克所发射的胶子的运动行为. 一则这里只取定了它的横动量, 二则因为粲夸克发射胶子会影响价夸克、海夸克和其它胶子的分布, Buras 等人所得结果中的参数为了与实验符合, 势必需要调整, 相应的 q_i 的取值也就不同. 所以粲夸克所发射的胶子的行为仍具有相当大的任意性. 结合实验我们已取定 $c_1' \approx 2$, $c_2' \approx 190$. 而 $M \approx 1\text{GeV}$. 有了这些数值, 根据 (12) 及 (14) 计算的数值列于下表中.

当 $x \geq 0.5$ 时, 海夸克对结构函数的贡献可以忽略. 例如 Buras 等人^[1] 曾经讨论粲夸克海的分布时, 得出只有当 $x = 0.2$ 以下时才对结构函数 F^{ep} 有影响. 因此, 我们在讨论质子的 $|uudc\bar{c}\rangle$ 态的效应时, 在 $0.5 \leq x \leq 0.8$ 内也略去了海的影响.

从图 4 中可以看出, 我们把 $|uudc\bar{c}\rangle$ 态的效应加到 Buras 等人的结果上去, 在 $0.5 \leq x \leq 0.8$ 内, R 值与实验数据符合得很好. 从图 3 中可以看出, 结构函数改变不大, 仍然在实验数据范围内取值. 但在 $0.5 \leq x \leq 0.6$ 内, 结构函数 F_2' 与实验值有所偏离. 关于这一点, 我们同其他作者^[9] 持有同样的论据. 因为我们把质子的 $|uudc\bar{c}\rangle$ 态的效应简单地加进 Buras 等人的结果中, 没有全面地考虑有了 $|uudc\bar{c}\rangle$ 态的效应后, 各种参数的改变. 如果全面地考虑了各种参数(包括 $c_1^{(2)}$ 及 $c_2^{(2)}$) 的取值, 这个问题是可以解决的.

我们要指出, 从质子内粲夸克的分布知道, 由于分布函数^[7] 随 x 的变化很陡, 表明粲夸克态出现的机率很小, 但不是极少. 如果我们把归一化条件用 e-p 深度非弹散射中总的结构函数 F_2' 表出, 即

$$\int_0^1 \frac{1}{x} F_2'(x', Q^2) dx = 1, \quad (16)$$

则

$$\int_0^1 \frac{1}{x} F_2(x, Q^2) dx = 1 - c_2^{(2)} \int_0^1 \frac{1}{x} F_c(x, Q^2) dx. \quad (17)$$

当 $2 \leq Q^2 \leq 20$ (GeV^2) 时, 并把已知值代入, 则得出粲夸克态的贡献在总结构函数的整个积分量中只占 0.7—6%, 而且通过 (15) 可以找到 $c_1^{(2)} \approx 0.003$, $c_2^{(2)} \approx 0.237$. 虽然质子只出现了如此之少的粲夸克态, 但是它对 R 却产生了颇大的影响.

我们还要指出, 由于质子内含有粲夸克, 于是夸克数求和规则为

粲夸克态的 $\Delta(x, Q^2)$ 及比值 $R(x, Q^2)$ 的数据表

$Q^2(\text{GeV}^2)$	$\Delta(x, Q^2)$					$R(x, Q^2)$				
	$x=0.5$	$x=0.6$	$x=0.67$	$x=0.75$	$x=0.8$	$x=0.5$	$x=0.6$	$x=0.67$	$x=0.75$	$x=0.8$
3	0.0064					0.156				
4	0.0094					0.147				
5	0.0115	0.0056				0.154	0.127			
6	0.0135	0.0066	0.0032			0.156	0.131	0.105		
7	0.0152	0.0074	0.0036			0.168	0.136	0.108		
8	0.0167	0.0082	0.0039	0.0012		0.173	0.143	0.113	0.080	
9				0.0014					0.081	
10	0.0193	0.0094	0.0045	0.0014		0.192	0.156	0.123	0.082	
12	0.0214	0.0104	0.0050	0.0016	0.0006	0.205	0.172	0.137	0.093	0.067
14		0.0112	0.0054	0.0017	0.0007		0.188	0.148	0.102	0.072
16			0.0058	0.0018	0.0007			0.168	0.111	0.077

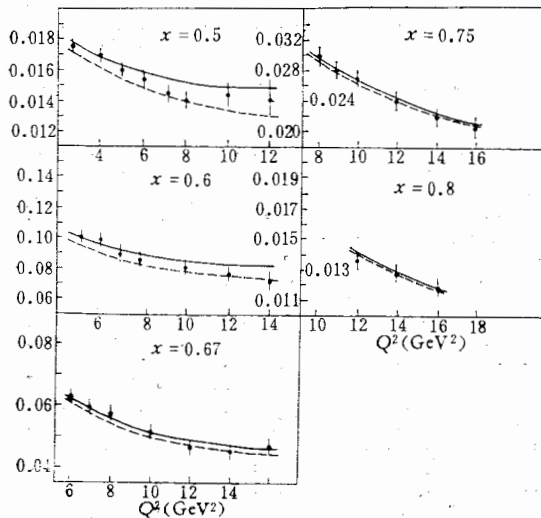


图3 x 取不同值时结构函数对 Q^2 的图形. 虚线为 Buras 等人的最佳符合, 实线为本文得出的结果.

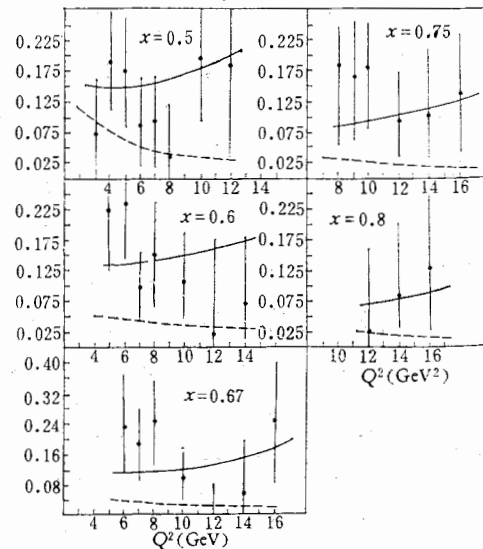


图4 x 取不同值时 R 对 Q^2 的图形. 虚线为 Buras 等人的最佳符合, 实线为本文得出的结果.

$$\int_0^1 f_u(x) dx = 2, \quad \int_0^1 f_d(x) dx = 1, \quad \int_0^1 [f_c(x) + f_{\bar{c}}(x)] dx = 2. \quad (18)$$

其中 f_u 和 f_d 是价夸克的分布函数。

最后我们强调指出,过去由计算所得 R 值与实验值平均相差 10—15% 以上,而质量修正只是 1—3%^[11],较高扭曲度的修正,只有当 $x \geq 0.9$ 时才是明显的,其它的修正也不足以补偿这样的差异。因此 R 的理论值与实验值比较小,主要不是来自 QCD 的各种修正,而是质子的粲夸克态的效应没有考虑进去。

参 考 文 献

- [1] A. J. Buras et al., *Nucl. Phys.*, B131 (1977), 308; B132 (1978), 249.
- [2] J. G. Morfin et al., *Phys. Lett.*, 107B(1981), 450.
- [3] I. Hinchliffe and C. H. Lewellyn Smith, *Nucl. Phys.*, B128 (1977), 93.
- [4] A. De Rujula, H. Georgi and H. D. Politzer, *Ann. Phys.*, 103 (1977), 315.
- [5] 彭宏安等,高能物理与核物理, 5(1980), 600.
- [6] AIP Conference Proceedings No 68, edited by L. Durand and L. G. Pondrom (American Institute of Physics, New York, 1981); Proceedings of the Twentieth international conference on high Energy Physics, Madison, Wisconsin, 1980.
- [7] S. J. Brodsky, *Phys. Lett.*, 93B (1980), 451.
- [8] YU L. Dokshitzer et al., *Phys. Lett.*, 78B (1978), 290; T. Appelquist et al., *Phys. Rev.*, D4(1971), 2454.
- [9] S. D. Ellis and W. J. Stirling, *Phys. Rev.*, D23 (1981), 214.
- [10] E. M. Riordan et al., SLAC-PUB-1634 (1975); W. B. Afwood et al., *Phys. Lett.*, 64B (1976), 479; A. Bodek et al., *Phys. Rev.*, D23(1981), 1070.
- [11] R. Barbieri et al., *Nucl. Phys.*, B117 (1976), 50.

THE EFFECTS OF THE CHARM STATE IN e-p DEEP INELASTIC SCATTERING

WANG ZHENG-BEN
(Yunnan University)

ABSTRACT

Using the fact that the proton contains the Charm State $|uudc\bar{c}\rangle$ and combining its effects with the result of the usual calculations of A. J. Buras et al., a better agreement of the theoretical value of the ratio $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ in e-p deep inelastic scattering with the experimental data is obtained.