

e-P 深度非弹性散射中玻色型荷电部份子(双夸克)效应的探讨

彭宏安 邹国兴

(北京大学)

摘 要

本文指出在核子中存在玻色型荷电部份子(双夸克)的可能性。对核子中双夸克的分布函数作出一定假设选取适当参数后,将它们的贡献和原有的 QCD 计算结果合起来,能够使 e-P 深度非弹散射中预言的 $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 值与实验数据较好的符合。

一、引 言

轻子深度非弹性散射过程中的标度性破坏^[1,2],引起了广泛的注意和讨论。微扰的 QCD 在解释标度性破坏方面已得到相当的成功。所预言的结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 也与实验数据符合较好^[3,4]。然而在另一方面, QCD 预言的 $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 的数值都太小,几乎都低于实验值的下限,而且预言它们随 Q^2 的增加而迅速地减少,也与实验不符^[3,4]。当人们考虑了靶核的质量修正和较高扭曲度 (twist) 效应^[5] 以及部份子固有横动量效应^[6] 后,理论上得出的 R 值仍然比实验数据小得多。

在夸克-部份子模型中,熟知有 Callan-Gross 关系, R 基本上为零。因而自然地可以想到,如果核子中除开夸克-部份子外,还存在某些玻色型部份子的话,则 R 不再等于零并且能使 R 随 Q^2 的变化与 QCD 所预言的不同。当这种玻色型荷电部份子所占比率相当小时,它们只对 R 有明显的效果而对 F_2 则影响不大。因此核子中玻色型部份子的存在可能是解决上述困难的办法。

有关玻色型荷电部份子的性质,我们提出如下的设想: 如所熟知,两个夸克不能形成单态,因而它们不能成为独立的物理粒子。但是在核子内部,由于有夸克海、胶子场以及特别是在第三个价夸克等产生的强“背景场”的作用下,这样的两个价夸克可能形成紧束缚系统,因而在核子中产生双夸克结构。在 e-N 深度非弹中,可以料想当 Q^2 较小(例如 $Q^2 \lesssim 20 \text{ GeV}^2$) 而当 x 足够大(例如 $x > 0.4$ 或 0.5) 时,这种双夸克结构的确存在,并且它

本文 1979 年 8 月 22 日收到。

邹国兴教授于 1980 年 5 月中旬因病逝世。

们与光子作用时的行为有如自旋为整数的部份子。基于这种想法,下面在对这种荷电玻色子的分布函数的形式作出假定并适当地选取参数后,将它们的效果和通常用微扰的 QCD 计算结合起来,的确能使理论上预言的 R 值与实验数据较好符合而同时结构函数 F_2 又没有明显的影响。

作为对玻色型部份子效应的研究的初步试探,我们没有打算对核子中的各类部份子在考虑了玻色型部份子后,重新全面的作出参数确定化工作;而是在考虑了玻色型部份子(双夸克)的效应后,对于原来的夸克-部份子的分布函数,仍然直接借用 Buras 和 Gaemers 的结果^[3]。后面将看到,核子中双夸克的成份的确非常少,因此它基本上不影响原来的夸克-部份子的结构函数的归一化。

二、分析和公式

对于 e-P 深度非弹性过程 $e + P \rightarrow e + X$ 在单光子近似下对应图 1 的散射振幅为

$$T = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(k') \gamma_{\mu\nu}(k) \langle X | j_{\mu}^{em}(0) | p, r \rangle, \quad (2.1)$$

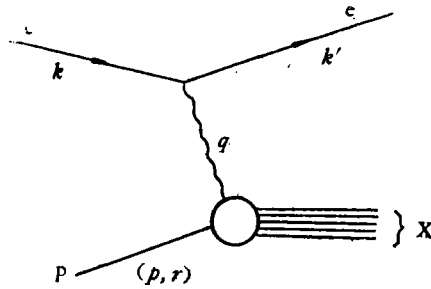


图 1 $e + P \rightarrow e + X$ 过程的单光子交换图

相应的微分截面是

$$\frac{d^2\sigma}{dQd\nu} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left\{ W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}. \quad (2.2)$$

其中 k, k' 分别是初态和末态电子的四动量,在实验室系中它们的能量分别为 E 和 E' , (p, r) 是靶质子的四动量和极化,而 θ 是实验室系中的散射角。 W_1 和 W_2 是由下式定义的两个结构函数

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{2\pi M} \sum_r \int d^4x e^{-iqx} \langle p, r | [j_{\mu}^{em}(x), j_{\nu}^{em}(0)] | p, r \rangle \\ &= - \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} \right) W_1(\nu, q^2) + \frac{1}{M^2} \left(P_{\mu} - \frac{P \cdot q}{q^2} q_{\mu} \right) \\ &\quad \cdot \left(P_{\nu} - \frac{P \cdot q}{q^2} q_{\nu} \right) W_2(\nu, q^2). \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中 M 为质子的质量

$$q^2 = -Q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad \nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E' \quad (2.4)$$

是两个独立的运动学变量.

引入标度性变量

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

e-N 散射的物理区是 $0 \leq x \leq 1$. 当 $x \rightarrow 1$ 时对应弹性散射而 $x \rightarrow 0$ 时是高能 ($\nu \rightarrow \infty$) 的 Regge 区.

照通常一样, 我们引入两个无量纲的结构函数

$$F_1(x, Q^2) = M W_2(\nu, Q^2), \quad F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2). \quad (2.5)$$

这样 (2.2) 式可改变为

$$\begin{aligned} \nu \frac{d^2\sigma}{dQd\nu} &= \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} F_2(x, Q^2) + 2 \frac{\nu}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} F_1(x, Q^2) \right\} \\ &= \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} F_2 \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2}{1+R} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中

$$R(x, Q^2) = \frac{\frac{M}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2) - F_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \quad (2.7)$$

正好就是熟知的纵、横虚光子吸收截面比值.

对于 $\nu \rightarrow \infty$, $Q^2 \rightarrow \infty$ 而 x 固定的标度性区域,

$$\frac{M}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \rightarrow \frac{1}{2x},$$

因而

$$R \simeq \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1}.$$

如果核子中只有夸克是荷电, 则朴素的部份子模型得出 Callan-Gross 关系 $F_2 - 2xF_1 = 0$, 因而 σ_L 以及 R 基本上就为零. 通常一般认为, R 不为零都是来自对朴素部份子模型的各种修正.

但是如果核子中还存在玻色型荷电部份子时, 那么即使在朴素部份子模型近似下 R 也不会等于零. 它们的效果可以如下说明. 为此, 我们先写出对于自旋

$$s \left(s = 0, \frac{1}{2}, 1 \right)$$

的部份子与电子的弹性散射截面

$$\frac{d\sigma^{(s)}}{dQ} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left\{ G_2^{(s)}(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) G_1^{(s)}(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}, \quad (2.8)$$

其中运动学因子 $G_1^{(s)}$ 和 $G_2^{(s)}$ 分别为

$$\begin{aligned} G_1^{(0)} &= 0, \quad G_2^{(0)} = 1, \quad G_1^{(\frac{1}{2})} = 1, \quad G_2^{(\frac{1}{2})} = 1, \\ G_1^{(1)} &= (1 + \kappa)^2 \frac{2\nu^2}{3Q^2}, \quad G_2^{(1)} = 1 + \frac{4\nu^2}{3Q^2} \left(\frac{1 + \kappa^2}{2} + \kappa^2 \frac{\nu^2}{Q^2} \right). \end{aligned} \quad (2.9)$$

κ 为矢量荷电部份子的反常磁矩.

由通常办法,我们得出 e-N 深度非弹性散射的总结构函数

$$F_2(x, Q^2) = \sum_s F^{(s)}(x, Q^2) G_2^{(s)}(x, Q^2),$$

$$F_1(x, Q^2) = \frac{M}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \sum_s F^{(s)}(x, Q^2) G_1^{(s)}(x, Q^2). \quad (2.10)$$

而 $F^{(s)}(x, Q^2)$ 则是自旋为 s 的各种类型部份子之和

$$F^{(s)}(x, Q^2) = \sum_i Q_i^{(s)2} x g_i^{(s)}(x, Q^2). \quad (2.11)$$

$Q_i^{(s)}$ 为自旋为 s 的第 i 种部份子的电荷, $g_i^{(s)}(x, Q^2)$ 为它的动量分布函数, 这里已假定它们与 Q^2 有关.

由 (2.10) 式得

$$R(x, Q^2) = \frac{\sum_s F^{(s)}(x, Q^2) [G_2^{(s)}(x, Q^2) - G_1^{(s)}(x, Q^2)]}{\sum_s F^{(s)}(x, Q^2) G_1^{(s)}(x, Q^2)} \quad (2.12)$$

按照上节所假设, 玻色型部份子的分布函数比起原来夸克-部份子的弱得多, 则只须对夸克-部份子的效应求出它的 QCD 修正, 而无需考虑玻色型部份子的修正(事实上对这种复杂的动力学系统, 目前也不知道如何用 QCD 求出其超过朴素部份子模型的修正项). 对于夸克-部份子的 QCD 修正, 我们下面采用能以解析表达式给出 F_2 随 Q^2 变化的 Buras 和 Geamers 的结果, 他们得出的 $F_2(x, Q^2)$ 在 Q^2 的很大一段范围内相当好地与实验符合. 让 $F_2^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2)$ 代表 QCD 修正后的夸克结构函数部份, $R^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2)$ 为相应的 R , 则

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2) + \Delta_2(x, Q^2). \quad (2.13)$$

其中

$$\Delta_2(x, Q^2) = F_2^{(0)}(x, Q^2) + G_2^{(1)}(x, Q^2) F_2^{(1)}(x, Q^2).$$

另外由 (2.12) 式推出

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2^{(\frac{1}{2})} R^{(\frac{1}{2})} + F^{(0)} + F^{(1)}(G_2^{(1)} - G_1^{(1)})}{F_2^{(\frac{1}{2})} + 2x F^{(1)} G_1^{(1)}} \quad (2.14)$$

其中

$$F_2^{(\frac{1}{2})} = \frac{F_2^{(\frac{1}{2})}}{1 + R^{(\frac{1}{2})}}.$$

而 $F^{(0)}(x, Q^2) F^{(1)}(x, Q^2)$ 分别是标量和矢量双夸克贡献的结构函数.

三、玻色型荷电部份子和它们的分布函数

关于玻色型荷电部份子的存在的必要性可以从两方面来论证. 首先, 如果要求部份子模型对于从不相干迭加的深度非弹散射向相干迭加的弹性散射 ($W^2 \rightarrow M^2$ 或 $x \rightarrow 1$) 过渡时, 能给出连贯性的动力学图象, 则要求在核子内部应有双夸克或甚至有叁夸克的紧束缚结构. 可以设想, 当 Q^2 不大而 x 从某值(如 $x = 0.4$ 或 0.5) 向 $x = 1$ 逐渐增加

时,在引言中讲过的“背景场”作用下,就可能有少量的双夸克紧束缚结构形成,而当 x 趋于 1 时,还可能出现叁夸克的紧束缚结构。虚光子与这种叁夸克态的作用也许正好对应于弹性散射。当然这种叁夸克紧束缚态本身并不就是核子,因为物理核子中除开它们之外,还包含海夸克和胶子。

其次,在强子-强子反应中也表明在重子中要求有这种双夸克紧束缚态的存在。对于介子-重子两体反应,几乎所有电荷交换和有奇异数交换的过程(例如 $K^- + P \rightarrow M^0 + (\Lambda, \Sigma^0, Y_{1385}^0)$, 其中 M^0 是中性的非奇异介子),仅仅用对称的 $SU(6)$ 模型不可能很好解释实验现象,只有在加上双夸克成份后,才能与实验很好地符合^[7]。

现在考虑核子中可能有哪些双夸克态。由于下面我们对于那些 $x \ll 1$ 的软双夸克没有兴趣(在 $x \geq 0.4$ 或 0.5 时,海的贡献基本上为 0),就只限于由两个价夸克组成的双夸克态。因而在质子中只有 (uu) 和 (ud) 两种双夸克。它们的量子数见表 1,这是根据:(i) 质子是色单态,故在色 $SU(3)$ 中,由于 $3 \times 3 = 3^* + 6$ 知双价夸克只能取 3^* 表示。(ii) 双夸克态由两个费米子组成,总波函数必须满足反对称要求(见表 1)。

表 1 质子中双(价)夸克量子数和群表示(由于核子的旋 1/2,故排除双(价)夸克中 $S = 2$ 的态)

双夸克类	Q (e为单位)	Y	l	自旋 σ	轨道 l	总角动量 s	味 $SU(3)$ 表示	色 $SU(3)$ 表示
uu	4/3	2/3	1	0	1	1	6(对称)	3*(反对称)
				1	0	1	6(对称)	3*(反对称)
$\frac{1}{\sqrt{2}}(ud + du)$	1/3	2/3	1	0	1	1	6(对称)	3*(反对称)
				1	0	1	6(对称)	3*(反对称)
$\frac{1}{\sqrt{2}}(ud - du)$	1/3	2/3	0	0	0	0	3*(反对称)	3*(反对称)
				1	1	0.1	3*(反对称)	3*(反对称)

由表得知(除最后一行外),所有 $s = 1$ 的矢量双夸克态对应 6 味表示而 $s = 0$ 的标量双夸克态对应 3^* 味表示(如果认为双夸克紧束缚态 l 只能取 0,则此规则严格成立)。

从上面分析,可以写下矢量和标量双夸克态的结构函数

$$\begin{aligned}
 F^{(1)}(x, Q^2) &= Q_{uu}^2 x g_{uu}^{(1)}(x, Q^2) + 2Q_{ud}^2 x g_{ud}^{(1)}(x, Q^2) \\
 &= \frac{16}{9} x g_{uu}^{(1)}(x, Q^2) + \frac{2}{9} x g_{ud}^{(1)}(x, Q^2), \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

$$F^{(0)}(x, Q^2) = 2Q_{ud}^2 x g_{ud}^{(0)}(x, Q^2) = \frac{2}{9} x g_{ud}^{(0)}(x, Q^2).$$

关于玻色型荷电部份子分布函数 $g(x, Q^2)$ 对 x 和 Q^2 的依赖,目前只能根据直观的推想作些初步的分析。首先看它们对 x 的依赖,如果要求从不相干散射到相干散射物理机制有连贯性的过渡,则推测双(价)夸克分布函数在靠近 $x = 1$ 这端的权重比起价夸克分布函数的要大些。再假定 Drell-Yan 的论点^[9]对于双夸克态讲来也成立,则在 $x \rightarrow 1$

1) Drell 和 Yan 预言,如果核子的弹性形状因子 $G_M(t)$ 在 t 大时行为有如 $G_M(t) \sim t^{-n}$, 则相应的电生结构函数在 $x \rightarrow 1$ 时的行为将是 $F_1(x), F_2(x) \sim (1-x)^{2n-1}$ 。Bloom 和 Gilman 用其它动力学假设也得到了相同的结论^[11]。

的时 x 分布预料为 $(1-x)^\beta$, $\beta \geq 3$. 另一方面当 $x \rightarrow 0$ 时预料它将有 x^α ($\alpha \geq 0$) 的行为. 这里因为当 Q^2 固定而 $x \rightarrow 0$ 时 (这对应 $\nu \rightarrow \infty$), 深度非弹结构函数中主要部份是对应高能衍射过程中 Pomeron 的海夸克和胶子. 已知它们的分布函数在 $x \sim 0$ 处有 x^{-1} 的行为, 而对应于 Regge 极点的价夸克分布函数有 $x^{-\frac{1}{2}}$ 的行为^[8]. 因此在 $x \sim 0$ 时它们的贡献比海夸克对和胶子的弱得多. 可以进一步推测, 双价夸克态 (可能对应那些 exotic 的 Regge 极点) 在 $x \sim 0$ 的贡献就更弱因而当 $x \rightarrow 0$ 时预料有 x^α ($\alpha \geq 0$). 这样就可以假设核子中双(价)夸克态的 x 分布将有如下简单形式

$$g(x, Q^2) \sim x^\alpha (1-x)^\beta, \quad \alpha \geq 0, \beta \geq 3, \quad (3.2)$$

至于 $g(x, Q^2)$ 随 Q^2 的变化, 它只能由形成各种双夸克态的非微扰机制确定. 然而可以预料当 $Q^2 \rightarrow \infty$ 时 $g(x, Q^2)$ 应趋于零, 这是因为由于渐近自由而根本不可能形成双夸克态. 另一方面, 我们下面将假定, 当 Q^2 在较小的一段范围内 (具体说 $2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$), $g_i^{(j)}(x, Q^2)$ 是 Q^2 的光滑函数, 而且要求双(价)夸克的结构函数 $\Delta_2(x, Q^2)$ 基本上与 Q^2 无关. 满足这一要求的简单做法就是让 $S=0$ 的标量双夸克态与 Q^2 无关, 只是 x 的函数而 $S=1$ 的矢量双夸克态适当地考虑其“形状因子”. 它们的具体形式只能从符合实验而确定.

四、结果和讨论

下面将在 $2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$, $0.5 \leq x \leq 0.8$ 范围内与实验比较. 按上节末的说法, 我们假定双(价)夸克的结构函数可表为

$$F_V^{(j)}(x, Q^2) = bx^3(1-x)^3, \\ F_V^{(j)}(x, Q^2) = \frac{2b}{1 + \lambda \frac{Q^2}{M^2}} x^3(1-x)^3, \quad (4.1)$$

式中的下指标 V 是表示价夸克的结构函数. $F_V^{(j)}$ 中对 Q^2 的依赖可以看作是矢量双夸克态的形状因子, 后面将会看到, 正由于引进了这种因子而使得双(价)夸克的结构函数

$$\Delta_2(x, Q^2) = F_V^{(j)}(x, Q^2) + G_2^{(j)}(x, Q^2)F_V^{(j)}(x, Q^2),$$

在所讨论的范围内与 Q^2 基本上无关.

现在讨论如何确定参数 b 和 λ . 首先, 在 $0.5 \leq x \leq 0.8$ 范围内, 海夸克和胶子的贡献完全可以略去, 如果荷电部分子只有夸克而不考虑双夸克, 则质子中价夸克分布函数的归一化条件:

$$\int_0^1 u_V(x, Q^2) dx = 2, \quad \int_0^1 d_V(x, Q^2) dx = 1 \quad (4.2)$$

完全可以用 e-P 深度非弹散射中的结构函数 F_2 中的价夸克部分 $F_{2,V}$ 的积分表出

$$\int_0^1 \frac{1}{x} F_{2,V}(x, Q^2) dx = 1. \quad (4.3)$$

当核子中除开价夸克外还有双(价)夸克时, 我们将 (4.3) 式看作是总的 (价) 结构函数应满足的条件. 由 (2.10) 式得知, 这就是

$$\int_0^1 \frac{1}{x} [F_2^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2) + F_2^{(0)}(x, Q^2) + G_2^{(1)}(x, Q^2)F_2^{(1)}(x, Q^2)] dx = 1, \quad (4.4)$$

其中 $G_2^{(1)}$ 是由 (2.9) 式给出的矢量双夸克的运动学因子

$$G_2^{(1)}(x, Q^2) = 1 + \frac{Q^2}{3M^2x^2} \left(\frac{1 + \kappa^2}{2} + \kappa^2 \frac{Q^2}{4M^2x^2} \right),$$

注意相应的 $G_2^{(\frac{1}{2})}$ 和 $G_2^{(0)}$ 都简单地等于 1.

将 (4.1) 式代入 (4.4) 式后算出

$$\int_0^1 \frac{1}{x} F_{2,\nu}^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2) dx = 1 - \frac{b}{60} - \frac{2b}{1 + \lambda \frac{Q^2}{M^2}} \cdot \left\{ \frac{1}{280} + \frac{1 + \kappa^2}{360} \left(\frac{Q^2}{M^2} \right) + \frac{\kappa^2}{48} \left(\frac{Q^2}{M^2} \right)^2 \right\} \quad (4.5)$$

正如第一节中所假设的, 只有当核子中双夸克的几率很小时, 才允许我们对于 $F_{2,\nu}^{(\frac{1}{2})}(x, Q^2)$ 直接引用^[3]中的 QCD 计算结果. 因此 (4.5) 式中的参数 b 必须很小. 参数 λ 则由符合实验而确定, 如果取 $\kappa \cong 1$ ($\frac{ch}{2MC}$ 为单位), 发现要求 $\Delta(x, Q^2)$ 基本上与 Q^2 无关的条件是 λ 取得较大, 这儿我们取 $\lambda \cong 20$. 这样, 当取 $b = 0.3$ 时, 则当 $2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$, (4.5) 式右边从 0.990 变到 0.985, 即双(价)夸克的贡献在结构函数的整个积分量中只占 1.0%—1.5%. 然而下面看出, 当核子中有这么一点儿双(价)夸克, 就会对 R 产生颇大的影响.

由 (2.13) 和 (2.14) 式, 算出了 e-P 深度非弹性散射中双(价)夸克的效果, 其结果见表 (2) 以及图 (2) 和图 (3). 可以见到这样得到的比值 R 与实验数据符合情况明显比其它作者^[3-5], 得出的都要好.

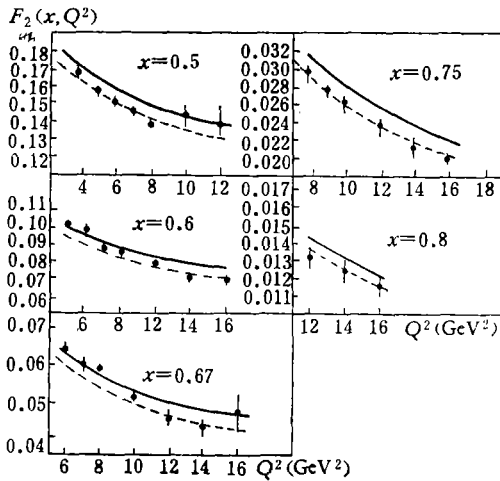


图2 x 取不同值时 $F_2(x, Q^2)$ 对 Q^2 图虚线为 Buras 等人^[3]考虑了 g^2 阶各种修正和靶质量 M_N 的修正后的最佳符合 ($\Lambda = 0.47 \text{ GeV}$), 实线是加上双(价)夸克贡献后本文得出的结果

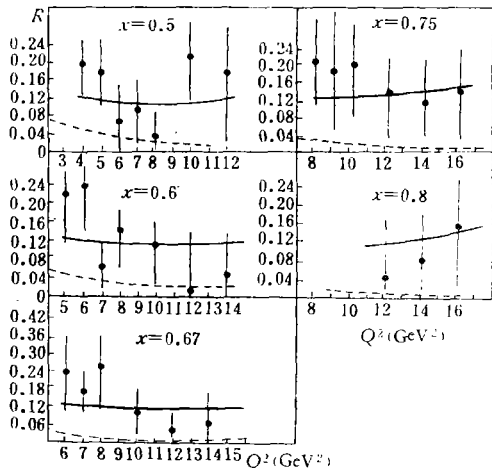


图3 x 取不同值时 $R \equiv \sigma_L/\sigma_T$ 对 Q^2 图, 虚线为 Buras 等人^[3]的最佳符合, 实线是加上双(价)夸克贡献后本文得出的结果

最后作几点有关说明:

(i) 由图(3)知, 双夸克态对 R 数值确有很大的影响. 在我们讨论的 x 和 Q^2 范围内, 只要核子中双(价)夸克量占总价夸克量的 1.5%, 计算的 R 值就能在误差范围内与实验数据符合, 而且与 [3] 中由 QCD 计算出 R 随 Q^2 变化趋势相反, 我们预言 R 在这段 Q^2 范围内将随 Q^2 而缓慢地增加, 看来这也与实验相适应.

(ii) 从图 2 看出我们得到的 $F_2(x, Q^2)$ 值比起 [3] 的大约都大 5%, 并且计算值超过了实验误差范围, 尤其在 x 大时更为明显. 然而对于这点可以不必看重. 这只是我们为了简单是将双夸克贡献硬加到 [3] 的结果上面, 而没有重新全盘地去符合实验以定出所有参量数值带来的问题. 如果注意到在 $x > 0.5$ 时 $F_2(x, Q^2)$ 的值很小, 而且随 x 继续增加它很快地趋于零, 则在原则上完全可以只要稍稍改动一下 [3] 的参量数值, 就能使得 F_2 在 $x > 0.5$ 下降 5% 而又能基本上不改动其它各量, 使总的 F_2 和 R 值随 x 和 Q^2 的变化都与数据较好符合.

(iii) 我们选取 λ 的值相当大, $\lambda \simeq 20$, 表明双夸克态中以标量双(价)夸克为主, 然而也需要有少量的矢量双(价)夸克. 如果只有标量项的贡献 ($\lambda \rightarrow \infty$), 会使 R 值随 Q^2 增加迅速减少而与实验不符; 另一方面, 只有矢量项时, R 随 Q^2 增加急剧地上涨更与实验不符, 同时 Q^2 小时又太小.

(iv) 因为核子中双夸克的比重非常小, 我们只是在朴素部分子模型基础上估计了它们的效应而没有考虑 QCD 对它们效果的修正, 估计这些修正是不重要的.

表 2 核子中双(价)夸克态的 $\Delta_2(x, Q^2)$ 和比值 $R = \sigma_L/\sigma_T$ (见 (2.14) 式)

Q^2 (GeV ²)	$\Delta_2(x, Q^2)$					$R(x, Q^2)$				
	$x = 0.5$	$x = 0.6$	$x = 0.67$	$x = 0.75$	$x = 0.8$	$x = 0.5$	$x = 0.6$	$x = 0.67$	$x = 0.75$	$x = 0.8$
4	0.0056					0.115				
5	0.0058	0.0049				0.107	0.119			
6	0.0059	0.0050	0.0038			0.100	0.116	0.109		
7	0.0061	0.0051	0.0039			0.096	0.112	0.108		
8	0.0063	0.0052	0.0040	0.0023		0.095	0.108	0.108	0.112	
9	0.0065	0.0053	0.0041	0.0023		0.094	0.105	0.108	0.116	
10	0.0067	0.0054	0.0042	0.0024		0.094	0.103	0.109	0.121	
12	0.0070	0.0056	0.0043	0.0024	0.0015	0.093	0.105	0.110	0.128	0.118
14		0.0058	0.0044	0.0025	0.0015		0.107	0.111	0.136	0.133
16			0.0045	0.0025	0.0016			0.112	0.144	0.139

参 考 文 献

- [1] E. Riordan et al., SLAC—PUB—1634 (1975); W. B. Afwood et al., *Phys. Lett.*, **64B** (1976), 479.
- [2] H. L. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 4; 1034 (E). **38** (1977), 1450; **40** (1978), 1061.
- [3] A. J. Buras and K. J. F. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132** (1978), 249, A. J. Buras et al., *Nucl. Phys.*, **B131** (1977), 308.
- [4] I. Hinchliffe and C. H. Llewellyn Smith, *Nucl. Phys.*, **B128** (1977), 93.
- [5] A. de Rujula, H. Georgi and H. D. Politzer, *Ann. Phys.*, **103** (1977), 315.
- [6] G. C. Fox, *Nucl. Phys.* **B131** (1977), 197.

- [7] M. Zravec et al., *Phys. Rev.*, D19 (1979), 820
[8] P. V. Landshoff et al., Ref. TH—2157—CERN (1976).
[9] S. D. Drell and T-M Yan, *Phys. Rev. Lett.*, 24 (1970), 181.
[10] R. McElhanev et al., *Phys. Rev.*, D8 (1973), 2267.
[11] E. D. Bloom and F. J. Gilman, *Phys. Rev.*, D4 (1971), 2901.

AN INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF CHARGED BOSONIC PARTONS (DIQUARKS) IN e-P DEEP INELASTIC SCATTERING

PENG HONG-AN ZOU GUO-XING

(Peking University)

ABSTRACT

We point out the possible existence of bosonic charged partons (diquarks) within nucleons. A certain form of the structure functions of diquarks inside nucleons is assumed and the functions are suitably parametrized. Then, by combining their effects with the usual QCD calculations, we get a better theoretical fit to the experimental

$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ value in e-p deep inelastic scattering.