

# 微扰 QCD 演化过程中存在遮蔽效应的一个证据\*

阮建红<sup>1,2</sup> 朱伟<sup>2</sup> 厉光烈<sup>1,3</sup>

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (华东师范大学物理系 上海 200062)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

**摘要** 核子的纵向结构函数  $F_L$  以及虚光子吸收的纵向和横向散射截面的比值  $R_L$  在小  $x$  区域主要取决于胶子的分布函数. 而胶子的初始分布函数的形式决定了在演化过程中是否要考虑遮蔽效应. 利用新的动力学演化方程分析了  $F_L$  和  $R_L$ , 发现在部分子演化过程中存在遮蔽现象.

**关键词** 纵向结构函数 遮蔽修正 QCD 演化方程

## 1 引言

深度非弹散射过程中小  $x$  区域部分子的分布一直是人们多年来研究的一个热点, 因为在小  $x$  区域部分子密度很大, 部分子的分布出现了一些新现象. HERA 实验为我们提供了一些实验数据, 如核子结构函数  $F_2$ 、纵向结构函数  $F_L$  以及  $dF_2/d\ln Q^2$  等, 使得我们有可能来探讨部分子在核子中的分布情况.

研究核子中部分子演化的标准 QCD 动力学方程是 DGLAP 方程<sup>[1]</sup>. 它是在重整化群的基础上对 QCD 部分子演化的梯图求和的结果. 根据 DGLAP 方程, 胶子和夸克不断地辐射出较小动量的部分子, 因此在越小的  $x$  区域部分子密度越大. 当胶子和夸克的密度非常大时, 我们就不能仅考虑部分子演化的低扭度过程, 部分子间的重组效应(高扭度过程)<sup>[2,3]</sup> 也变得非常重要, 此时 DGLAP 方程已不能完整描述部分子间的相互作用. 1983 年, Gribov, Levin 和 Ryskin (GLR)<sup>[2]</sup> 对此作了详细的分析, 他们考虑了小  $x$  时部分子间的重组现象(即遮蔽效应), 对 DGLAP 方程进行了修改, 提出了著名的演化方程——GLR 方程<sup>[2]</sup>. 近十几年来, 人们对 GLR 方程进行过很多的研究. 最近, 文献[3,4]首次指出, GLR 方程由于运用了 AGK<sup>[5]</sup> 切割规则, 所计算的相互作用过程并不正确, 而且也没有包括所有的领头项重组过程(4扭度过程), 因此它是不可信的. 文献[3,4]在时序微扰论(TOPT)

1999-10-08 收稿

\* 国家自然科学基金资助(19775051, 19875024, 19775014, 19835010)

的基础上,全面考虑了部分子相互作用的 4 扭度过程,提出了对 DGLAP 方程的新的修正. 新方程在与 GLR 方程相统一的理论框架中考虑了来自部分子重组的 4 扭度过程,为描写小  $x$  物理学提供了一个新的有效的动力学工具.

根据研究微扰 QCD 演化方程的标准方法,在演化起点  $Q_0^2$ ,部分子分布的输入函数在小  $x$  区域可表示为:

$$xS(x, Q_0^2) \sim x^{-\lambda_s}, \quad (1)$$

$$xG(x, Q_0^2) \sim x^{-\lambda_g}. \quad (2)$$

HERA 实验<sup>[6]</sup>发现,(1)式中  $\lambda_s \geq 0$ ,即结构函数随  $x$  减小而增大,甚至在  $Q^2 \approx 1\text{GeV}^2$  也如此,这表明在演化起点  $Q_0^2$  时海夸克数是无限制的;(2)式中的  $\lambda_g$  有两种可能的取值:  $\lambda_g \geq 0$  和  $\lambda_g < 0$ . 最近,MRST<sup>[7]</sup>声称,只要  $Q_0^2 = 1\text{GeV}^2$  时胶子分布的输入函数具有类似于价夸克的分布形式(以下简称类价分布),即  $\lambda_g < 0$ (胶子数有限),那么不考虑部分子间的遮蔽效应,仅利用 DGLAP 方程就可以拟合结构函数  $F_2$ . 显然,如果采用  $\lambda_g \geq 0$  的输入函数,也用 DGLAP 方程,则胶子的演化要比取  $\lambda_g < 0$  的输入函数时快得多,明显与实验不符. 但是,如果用考虑了遮蔽效应的新方程去演化,计算结果则与实验一致. 这样就产生了一个问题:胶子分布的输入函数究竟应该采取何种形式? 是否应该考虑遮蔽效应?

事实上,胶子和海夸克并不是相互独立的,海夸克在不断地辐射软胶子,无限的海夸克不可能与有限的胶子共存. 根据 Regge 理论,价夸克的分布与交换具有非真空量子数的  $q\bar{q}$  的过程相联系,它们的行为在小  $x$  情况下是由交换 Reggeon 的过程决定的. 而胶子和海夸克的分布与交换具有真空量子数的  $q\bar{q}$  的过程相联系,在小  $x$  情况下它们的行为则是由 Pomeron 交换过程所决定的,它们应具有类似的分布形式. 现在实验已观测到在小  $x$  区域海夸克具有  $\lambda_s \geq 0$  的分布,那么胶子的分布也应该相似:

$$Q^2 \rightarrow 0 \text{ 时, } \lambda_g \simeq 0, \quad (3a)$$

$$Q^2 = Q_0^2 \text{ 时, } \lambda_g \geq 0, \quad (3b)$$

所以 MRST 所采用的胶子分布的输入函数在理论上是不合理的. 我们希望能从实验上确定胶子分布的输入函数. 在一些实验可观测量中,纵向结构函数  $F_L$  和虚光子吸收的纵向与横向散射截面的比值  $R_L$  等直接与胶子的分布函数有关. 在小  $x$  区域,  $F_L$  与  $xG$  存在一一对应的关系. 因此,如果能从实验上得到小  $x$  区域的  $F_L(Q^2 = Q_0^2)$  或  $R_L(Q^2 = Q_0^2)$ ,我们就可以确定胶子分布的输入函数,进一步判断出部分子间是否存在遮蔽效应. HI<sup>[8]</sup> 和 NMC<sup>[9]</sup> 为我们提供了一些  $F_L$  和  $R_L$  的实验数据. 在本文中,采用(3)式的胶子分布的输入函数,利用新方程和 DGLAP 方程分别计算了  $F_2(x, Q^2)$  和  $xG(x, Q^2)$ ,然后利用下面的(5)和(7)式分别计算出两种情况下的  $F_L$ ,与实验数据进行了比较(见图 1). 同时,还给出了我们得到的  $R_L$  和 MRST 的  $R_L$  与实验数据的比较(见图 2). 发现,MRST 的类价形式的胶子分布的输入函数是不合理的,考虑了遮蔽效应的新方程加上(3)式的胶子分布的输入函数才能正确描述实验现象.

## 2 纵向结构函数 $F_L$

纵向结构函数  $F_L$  是一个直接反映胶子分布的可观测量,但  $F_L$  的实验测量非常困

难. 这是因为,它通常要求在不同能量下测量散射截面,即要求不断改变束流能量,这并不是很容易做到的. 因此,到目前为止,我们所得到的实验数据很少,而且误差很大. 文献[10,11]讨论了一些改变束流能量的方法及其应用. 随着实验技术的进步,我们期望在不久的将来能得到更精确(包括小  $x$  区域)的  $F_L$  和  $R_L$ .

纵向结构函数  $F_L$  与吸收纵向极化虚光子的过程有关,在小  $x$  区域  $F_L$  可表示为:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha} \sigma_L(x, Q^2) \approx \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \sigma_L(x, Q^2), \quad (4)$$

纵向虚光子螺旋度为 0. 在夸克-部分子模型中,当虚光子与夸克相互作用时,电磁相互作用顶角由于螺旋度守恒而有 Callan-Gross 关系,即  $F_L = 0$ . 但是,当夸克由于 QCD 辐射而具有横向动量时,  $F_L \neq 0$ . 此时,根据 Altarelli-Martinelli 方程<sup>[12]</sup>,  $F_L$  表示为

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} x^2 \int_x^1 \frac{dy}{y^3} \left[ \frac{8}{3} F_2(y, Q^2) + 4 \sum_f e_f^2 \left(1 - \frac{x}{y}\right) y G(y, Q^2) \right], \quad (5)$$

在小  $x$  情况下,上式第二项胶子分布变为主要的<sup>[13]</sup>

$$F_L(x, Q^2) \approx 0.3 \left( \frac{4\alpha_s(Q^2)}{3\pi} \right) x G(2.5x, Q^2), \quad (6)$$

它描述了纵向结构函数与胶子分布之间的直接联系. 由上式可以看出,如果有小  $x$ 、低  $Q^2$  (比如  $Q^2 = Q_0^2$ ) 时  $F_L$  的实验数据,就可以根据(6)式来确定此时的胶子分布函数的形式,并把它作为胶子的初始分布函数,这样就可以判断在部分子向高  $Q^2$  演化的过程中是否要考虑遮蔽效应. 若胶子的初始分布具有象 MRST 所说的类价分布的形式,那么用 DGLAP 方程就能正确描述实验结果,而不必考虑遮蔽效应. 但是,如果胶子的初始分布具有类似于海夸克分布的形式,那么在演化过程中就必须考虑遮蔽效应. DGLAP 方程必须再加上遮蔽修正项,演化结果才能与实验一致. 由此可见,低  $Q^2$ 、小  $x$  时的  $F_L$  是判断演化过程是否存在遮蔽效应的有力证据. 遗憾的是,现在还没有低  $Q^2$  ( $Q^2 \approx 1\text{GeV}^2$ ) 时  $F_L$  的实验数据.

虚光子吸收的纵向与横向散射截面的比值  $R_L$  可表示为

$$R_L(x, Q^2) = \frac{F_L(x, Q^2) + \frac{4M^2 x^2}{Q^2} F_2(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)}, \quad (7)$$

由于  $F_L$  与胶子分布紧密相关,  $R_L$  也应是一个对胶子分布函数的形式非常敏感的物理量,所以  $R_L$  的实验数据也是用来分析胶子分布的重要依据. 最近, NMC<sup>[9]</sup> 通过对各种固定靶的轻子-强子散射实验,得到了一些  $R_L$  的实验数据. 我们将主要根据它们来探讨胶子的初始分布函数的形式.

### 3 对 DGLAP 方程的新修正

DGLAP 方程是标准的研究核子中部分子演化的动力学方程,但它仅考虑了核子中部分子演化的低扭度(扭度为 2)效应,即描述部分子从一个变为两个的演化过程. 当人们需要考虑核子中部分子演化的高扭度效应(遮蔽效应)时,就必须对 DGLAP 方程进行修

正. GLR 方程曾经是人们广泛采用的考虑了高扭度效应的修正方程,但是根据文献[3,4]的研究,GLR 方程存在一些严重的问题,因而不能对部分子的演化过程作可靠的分析. 在本文中,采用了文献[3,4]提出的新的修正方程:

$$\begin{aligned} \frac{dxG(x, Q^2)}{d \ln Q^2} &= P_{\text{qq}}^{\text{AP}} \otimes G + P_{\text{qg}}^{\text{AP}} \otimes S + \\ &\frac{9}{32\pi^2} \left(\frac{1}{RQ}\right)^2 \int_{x/2}^{1/2} dyxyG^2(y, Q^2) \sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{g}}(y, x) - \\ &\frac{9}{16\pi^2} \left(\frac{1}{RQ}\right)^2 \int_x^{1/2} dyxyG^2(y, Q^2) \sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{g}}(y, x), \end{aligned} \quad (8a)$$

其中,  $\sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{g}}(y, x) =$

$$\frac{3\alpha_s^2}{8} \frac{C_A}{N_f^2 - 1} \frac{(2y-x)(-136xy^3 - 64yx^3 + 132x^2y^2 + 99y^4 + 16x^4)}{xy^5}, \quad (8b)$$

和

$$\begin{aligned} \frac{dxS(x, Q^2)}{d \ln Q^2} &= P_{\text{gg}}^{\text{AP}} \otimes G + P_{\text{qg}}^{\text{AP}} \otimes S + \\ &2N_f \frac{9}{32\pi^2} \left(\frac{1}{RQ}\right)^2 \int_{x/2}^{1/2} dyxyG^2(y, Q^2) \sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{q}}(y, x) - \\ &2N_f \frac{9}{16\pi^2} \left(\frac{1}{RQ}\right)^2 \int_x^{1/2} dyxyG^2(y, Q^2) \sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{q}}(y, x), \end{aligned} \quad (8c)$$

其中,  $\sum_i P_i^{\text{gg} \rightarrow \text{q}}(y, x) =$

$$\alpha_s^2 \left[ \frac{T_f}{N_f(N_f^2 - 1)} \frac{(2y-x)^2(4x^2 + 5y^2 - 6xy)}{y^5} + \frac{N_f T_f}{(N_f^2 - 1)^2} \frac{(2y-x)^2(4x^2 + 4y^2 - 6xy)}{y^5} \right], \quad (8d)$$

方程(8a)和(8c)中右边的第一和第二项是 DGLAP 方程的动力学项, S 和 G 是海夸克和胶子的密度,  $P_{\text{qq}}^{\text{AP}}$ ,  $P_{\text{qg}}^{\text{AP}}$ ,  $P_{\text{gg}}^{\text{AP}}$  和  $P_{\text{qg}}^{\text{AP}}$  是 DGLAP 方程中部分子的演化函数. 上述方程中,  $C_A$  是夸克的颜色数目,  $N_f$  指夸克味的数目, R 是核子中胶子的有效分布半径,  $T_f$  与胶子场的生成元有关. 在  $SU(3)$  群的 3 维表示中,  $T_f = 1/2$ .

新方程是对 DGLAP 方程的完整的 4 扭度修正, 它全面考虑了核子中部分子相互作用的所有 4 扭度过程的贡献. 新方程没有象 GLR 方程那样作小  $x$  近似, 因此适用于整个  $x$  的范围, 具有比 GLR 方程更为广泛的应用前景. 以前, 人们通常用 GLR 方程来研究小  $x$  的核和核子的结构函数, 现在, 可以用新方程来对它们作更严格的分析. 对于必须考虑大  $x$  区域的遮蔽效应的过程, 比如, 要研究 Pomeron 的结构函数时, 新方程同样可以对它作严格的讨论. 新的演化方程(8)为我们提供了一个分析、研究遮蔽效应的有力工具.

## 4 计算结果

现在, 计算  $F_L(x, Q^2)$  和  $R_L(x, Q^2)$ , 并与实验结果比较. 根据(6)式, 首先要演化计

算出  $F_2(x, Q^2)$  和  $xG(x, Q^2)$ . 在演化起点  $Q_0^2 = 1\text{GeV}^2$ , 取海夸克分布为类似于 MRST 的输入形式:

$$xS(x, Q_0^2) = 0.1867x^{-0.3}(1-x)^{7.808}(1+2.283\sqrt{x}+20.69x), \quad (9)$$

另外, 胶子分布的输入函数取为:

$$xG(x, Q_0^2) = Cx^{-\lambda_g}(1-x)^A, \quad (10)$$

其中,  $\lambda_g \geq 0$ . 在计算时, 取最小极限  $\lambda_g = 0$ . 由于胶子动量约占整个核子动量的 35%, 因此, 根据动量求和规则, 常数  $A = C/0.35 - 1$ . 利用上述的输入函数, 通过新方程(8)演化得到  $F_2(x, Q^2)$  和  $xG(x, Q^2)$ , 再代入(6)式和(7)式, 就得到了  $F_L(x, Q^2)$  和  $R_L(x, Q^2)$  (分别为图 1 和图 2 中的实线).

为了比较, 在图 1 中, 还给出了采用相同的初始输入函数通过 DGLAP 方程演化得到  $F_2(x, Q^2)$  和  $xG(x, Q^2)$ , 然后代入(6)式计算得到的  $F_L(x, Q^2)$  (见图 1 的虚线). H1<sup>[8]</sup> 为我们提供了大  $Q^2$  的一些  $F_L(x, Q^2)$  的实验数据, 从图 1 可以看到, 新方程的结果要比 DGLAP 方程的更合理. 我们更希望能有小  $Q^2$ 、小  $x$  区域的  $F_L(x, Q^2)$  实验点来确定胶子分布的输入函数, 而 H1 的实验数据都是大  $Q^2$  区域的, 并且误差很大, 因此, 除了有实验点的  $Q^2 = 8.5, 12, 15\text{GeV}^2$  外, 还给出了  $Q^2 = 1.5, 5\text{GeV}^2$  时的曲线, 以便与将来的实验进行比较.

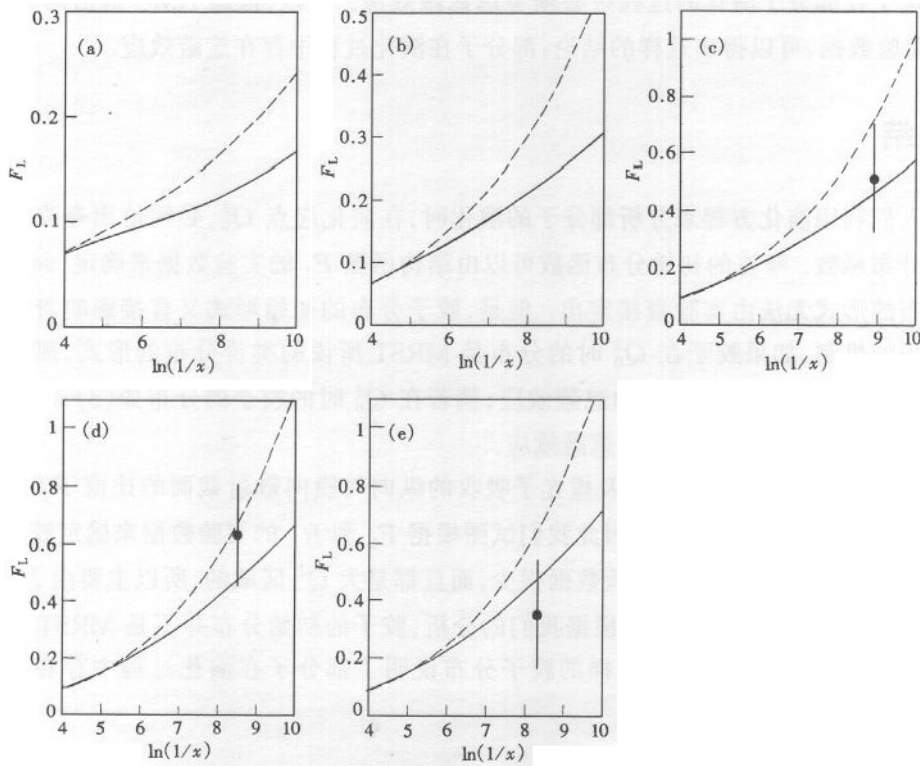


图 1  $F_L(x, Q^2)$  随  $\ln(1/x)$  的变化关系

(a), (b), (c), (d) 和 (e) 分别对应于  $Q^2 = 1.5, 5.0, 8.5, 12$  和  $15\text{GeV}^2$ .

与 H1 的实验不同, NMC<sup>[9]</sup> 提供了更多的有关  $R_L$  的实验数据, 我们希望根据它们给

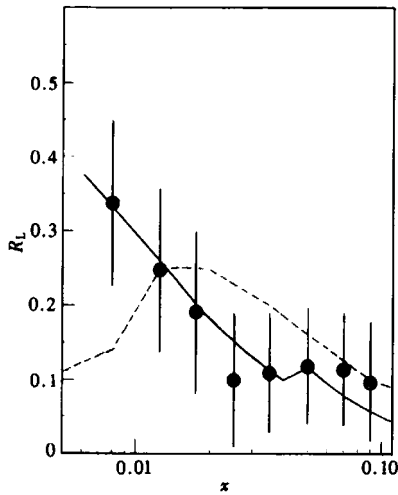


图 2  $R_L(x, Q^2)$  随  $x$  的变化关系  
其中  $Q^2 = 262x^{1.09}$ .

出胶子分布的输入函数的正确选择. 为此, 在图 2 中, 给出了  $R_L(x, Q^2)$  随  $x$  的变化关系, 其中不同的  $x$  对应于不同的  $Q^2: Q^2 = 262x^{1.09}$ . 图中, 实线是我们的结果; 虚线是 MRST 给出的  $R_L(x, Q^2)$ . 在  $Q^2 \leq 8\text{GeV}^2$  时, 取  $n_f = 3$ ;  $Q^2 > 8\text{GeV}^2$  时, 取  $n_f = 4$ . 所以, 在  $x \approx 0.05$  时, 曲线发生跃变. 从图 2 可以看出, 计算结果与实验数据符合得很好, 而 MRST 的结果在小  $Q^2$ 、小  $x$  区域明显偏离实验点. 这是因为, MRST 的胶子分布的输入函数取类价分布的形式: 在小  $x$  时, 几乎为零; 在小  $Q^2$  的情况下, 小  $x$  部分的胶子分布还没有演化到较大的数值, 因此,  $F_L(x, Q^2)$  很小, 相应的  $R_L(x, Q^2)$  就偏小. 据此, 可以推断, MRST 所采用的胶子分布的输入函数是不合理的, 正确的胶子分布的输入函数应具有 (3) 式的形式, 而 (3) 式的胶子的初始分布函

数又决定了在部分子演化的过程中必须考虑遮蔽效应. 所以, 根据 NMC 给出的  $R_L(x, Q^2)$  的实验数据, 可以得出这样的结论: 部分子在演化过程中存在遮蔽效应.

## 5 小结

当人们利用演化方程来分析部分子的演化时, 在演化起点  $Q_0^2$ , 必须给出夸克和胶子的初始分布函数. 夸克的初始分布函数可以由结构函数  $F_2$  的实验数据来确定, 而胶子的初始分布的形式无法由实验直接定出. 但是, 胶子分布的初始形式又直接影响着演化过程应采用的机制, 如果胶子在  $Q_0^2$  时的分布是 MRST 所说的类价分布的形式, 那么在演化过程中就不必考虑部分子间的遮蔽效应; 倘若在  $Q_0^2$  时的胶子的分布如 (3) 式所示, 则部分子在演化过程中就必须考虑遮蔽效应.

核子的纵向结构函数  $F_L$  以及虚光子吸收的纵向与横向散射截面的比值  $R_L$  在小  $x$  区域主要是由胶子分布决定的, 因此我们试图根据  $F_L$  和  $R_L$  的实验数据来确定胶子初始分布的形式. 由于现在  $F_L$  的实验数据很少, 而且都是大  $Q^2$  区域的, 所以主要由  $R_L$  的实验数据来判断胶子的初始分布. 根据我们的分析, 胶子的初始分布并不是 MRST 所说的类价分布, 而是 (3) 式的分布. 这样的胶子分布说明了部分子在演化过程中存在遮蔽效应.

## 参考文献 (References)

- 1 Altarelli G, Parisi G. Nucl. Phys., 1977, B126:298
- 2 Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G. Phys. Rep., 1983, 100:1

- 3 Zhu W. Nucl. Phys. ,1999, **B551**:245
- 4 Zhu W, Ruan J H. Nucl. Phys. 1999, **B559**:378; hep-ph/9907330
- 5 Abramovsky V A, Gribov J N, Kancheli O V. Sov. J. Nucl. Phys. ,1973, **18**:593
- 6 Aid S et al. Nucl. Phys. ,1996, **B470**:3
- 7 Martin A D, Roberts R G, Stirling W J et al. Parton Distributions: a New Global Analysis, DTP/98/10; hep-ph/9803445
- 8 Adloff C et al. Phys. Lett. ,1997, **B393**:452
- 9 NMC, Arneodo M et al. Nucl. Phys. ,1997, **B483**:3
- 10 "Future Physics at HERA", Proceedings of the Workshop 1995/1996, ed. by Ingelman G et al.
- 11 Favart L et al. Z. Phys. ,1996, **C72**:425
- 12 Altarelli G, Martinelli G. Phys. Lett. ,1978, **B76**:89
- 13 Cooper-Sarkar A M et al. Z. Phys. ,1988, **C39**:281

## An Evidence of the Shadowing Effects to the Perturbative QCD Evolution Process \*

RUAN JianHong<sup>1,2</sup> ZHU Wei<sup>2</sup> LI GuangLie<sup>1,3</sup>

1 (Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

2 (Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion  
Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** The longitudinal structure function  $F_L$  and the ratio  $R_L$  of the longitudinally to the transversely polarized virtual photon absorption cross section are mainly dependent on the gluon distribution in the small- $x$  region. And the initial gluon distribution at  $Q^2 = Q_0^2$  determines whether we must consider the shadowing corrections to the evolution process. In this paper we use the new evolution equation to analysis  $F_L$  and  $R_L$ , and found there must be shadowing effects in the parton evolution process.

**Key words** longitudinal structure function, shadowing correction, QCD evolution equation

---

Received 8 October 1999

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(19775051,19775014)