

## 部分子演化模型与 EMC 效应\*

杨建军 朱亚波 沈洪清

(南京师范大学物理系, 210024)

沈建平 厉光烈

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

### 摘 要

本文研究了部分子在核环境中的演化对束缚核子结构函数的影响, 并结合小  $x$  区域核内邻近核子间部分子空间重叠引起的核遮蔽效应, 计算了原子核<sup>56</sup>Fe 的平均核结构函数与氘核结构函数之比。计算结果与实验数据符合甚好。

### 一、引 言

自从 EMC 效应发现<sup>[1]</sup>以来, 出现了许多对它进行解释的理论模型。概括起来, 它们可以分为三类: (1) 传统核物理模型<sup>[2-4]</sup>; (2) 夸克集团模型<sup>[5-7]</sup>; (3)  $Q^2$  和  $x$  重新标度模型<sup>[8-10]</sup>。厉光烈等<sup>[11]</sup>指出: 在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上, 进一步引入  $Q^2$  或  $x$  重新标度机制, 可以解释 EMC 效应的主要特性。但是, 在考虑核内核子束缚能作用, 特别是引入  $Q^2$  和  $x$  重新标度机制以后, 核动量不再守恒, 或者说, 核动量不再等于核内价夸克, 海夸克和胶子的动量之和。EMC 效应的出现与丢失 4% 的核动量之间似乎有某种联系。为了找回丢失的核动量, 他们对核子结构函数中的价夸克和海夸克动量分布分别作不同的  $Q^2$  或  $x$  重新标度, 结果发现, 这样既可保持核动量守恒, 又可使理论计算结果更好地符合实验数据, 特别是在较小  $x$  区域。新的模型虽然取得了一定的成功, 但其物理本质不太清楚。本文对此进行了探讨。我们发现, EMC 效应可能与部分子在核环境中的演化有关。考虑到部分子的演化与其在核子内的禁闭半径的大小有关, 我们根据核物质内核子密度 ( $\rho = 0.17\text{fm}^{-3}$ ), 推算出核物质内核子的平均有效半径约为自由核子半径的 1.32 倍。这与 G. E. Brown 和 M. Rho<sup>[12]</sup> 最近通过研究核子-核子自旋-同位旋相互作用在介质中的增强定出的原子核<sup>209</sup>Pb 内束缚核子有效质量与自由核子质量之比:  $M_N^*/M_N = 0.75$  是相吻合的。它意味着核内束缚核子的平均有效半径比自由核子半径要大。按照海森堡测不准关系, 这将导致束缚核子内部分子的动量分布与自由核子内部分子的动量分布相比将移向低动量端, 也就是说束缚核子结构函数与自由核子结构函数明显不同。我们研究了部分子在核环境中的演化对束缚核子结构函数的影

本文 1990 年 3 月 12 日收到。

\* 国家自然科学基金资助课题

响,并结合小  $x$  区域核内邻近核子间部分子空间重迭引起的核遮蔽效应,计算了原子核  $^{56}\text{Fe}$  的平均核结构函数与氘核结构函数之比.计算结果与实验数据符合甚好.考虑到  $Q^2$  重新标度模型也与束缚核子禁闭半径增大有关,我们还讨论了上述部分子演化模型与  $Q^2$  重新标度模型的异同.值得强调的是,部分子演化模型不需引入类似  $Q^2$  或  $x$  重新标度参数那样的可调参数,便可解释 EMC 效应.

全文分为五节.除引言外,第二节概述部分子演化模型;第三节比较部分子演化模型与  $Q^2$  重新标度模型的异同;第四节给出计算结果;最后一节作出简单小结.

## 二、部分子演化模型

EMC 效应的发现,表明了核内束缚核子结构函数与自由核子结构函数明显不同.我们认为,这种差异可能与部分子在核环境中的演化有关.在引言中,我们已经指出:根据核物质内核子密度和 G. E. Brown 和 M. Rho 最新的理论研究结果<sup>[12]</sup>推算出的核内束缚核子的平均有效半径  $\bar{r}_A$  均比自由核子半径要大,按照海森堡测不准关系,这意味着束缚核子内部分子的动量分布与自由核子内部分子的动量分布相比将移向低动量端,也就是说束缚核子结构函数与自由核子结构函数明显不同.

现在,我们就来讨论部分子在核环境中的演化所引起的核子结构函数的变化.

根据 QCD 理论<sup>[13]</sup>,我们取夸克-胶子相互作用拉氏量密度函数为:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g \left[ -i\bar{q}\gamma_{\mu}B_{\alpha}^{\alpha}t^{\alpha}q - \frac{1}{2} f_{\alpha\beta\gamma}B_{\alpha}^{\alpha}B_{\beta}^{\beta}(\partial_{\mu}B_{\gamma\nu} - \partial_{\nu}B_{\gamma\mu}) \right], \quad (1)$$

式中  $q$ 、 $\bar{q}$  及  $B_{\alpha}^{\alpha}$  分别表示夸克、反夸克及胶子的场量,  $g$  为夸克-胶子相互作用的耦合常数,  $t^{\alpha} = \frac{\lambda^{\alpha}}{2}$ ,  $\lambda^{\alpha}$  ( $\alpha = 1, 2, \dots, 8$ ) 为 Gell-Mann 矩阵.(1) 式中场量均取为自由场形式.

为描述部分子间的演化,我们定义由部分子  $a$  到部分子  $b$  和  $c$  的演化矩阵:

$$\langle bc|S|a\rangle = \langle bc|T \exp \left[ i \int d^4x \mathcal{L}_{\text{int}}(x) \right] |a\rangle, \quad (2)$$

式中  $T$  表示编时乘积算符.将(1)式代入(2)式,并将场量按平面波展开,收缩掉产生、湮没算符,折出运动学因子后得

$$\langle bc|S|a\rangle = \frac{igV_{a \rightarrow bc}}{(4\pi)^{3/2} \sqrt{E_a E_b E_c}} \frac{\delta(\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_b - \mathbf{p}_c)}{E_a - E_b - E_c - i\epsilon}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{p}_a$ 、 $\mathbf{p}_b$ 、 $\mathbf{p}_c$  及  $E_a$ 、 $E_b$ 、 $E_c$  分别为部分子  $a$ 、 $b$ 、 $c$  的动量和能量;  $V_{a \rightarrow bc}$  为动量空间中部分子相互作用顶角因子.在无限大动量坐标系中,部分子  $a$  的四动量可表示为

$$\mathbf{p}_a = (p, p, \mathbf{0}), \quad (4)$$

由它演化到四动量为

$$\mathbf{p}_b = (\sqrt{Z^2 p^2 + p_{\perp}^2}, Zp, \mathbf{p}_{\perp}), \quad (5)$$

的部分子  $b$  几率为:

$$dF_{a \rightarrow b}(Z) = \frac{g^2}{16\pi^2} Z(1-Z) \frac{|V_{a \rightarrow bc}|^2}{p_1^4} dp_1^2. \quad (6)$$

鉴于核子进入核物质后,其有效半径由  $r_1$  变为  $\bar{r}_A$ , 与之相应,其横向动量的变化范围为  $\frac{1}{\bar{r}_A} \leq p_1 \leq \frac{1}{r_1}$ , 因此我们只需计算在此横向动量变化范围内部分子的演化所引起的核子结构函数的变化. 由部分子 a 到上述横向动量变化范围内的部分子 b 的演化几率可由 (6) 式积分得到:

$$F_{a \rightarrow b}(Z) = \frac{g^2}{16\pi^2} Z(1-Z) \int_{\frac{1}{\bar{r}_A}^2}^{\frac{1}{r_1^2}} \frac{\overline{|V_{a \rightarrow bc}|^2}}{p_1^4} dp_1^2, \quad (7)$$

式中符号  $\overline{\quad}$  表示对初态取平均并对终态求和. 具体地说,

$$\overline{|V_{Q \rightarrow QG}|^2} = 2C_2(R) \frac{1+Z^2}{Z(1-Z)^2} p_1^2, \quad (8)$$

$$\overline{|V_{Q \rightarrow GQ}|^2} = 2C_2(R) \frac{1+(1-Z)^2}{(1-Z)Z^2} p_1^2, \quad (9)$$

$$\overline{|V_{G \rightarrow Q\bar{Q}}|^2} = \frac{Z^2+(1-Z)^2}{Z(1-Z)} p_1^2, \quad (10)$$

$$\overline{|V_{G \rightarrow GG}|^2} = 4C_2(G) \frac{1}{Z(1-Z)} \left[ \frac{Z}{1-Z} + \frac{1-Z}{Z} + Z(1-Z) \right] p_1^2, \quad (11)$$

这里 Q、 $\bar{Q}$  和 G 分别表示夸克、反夸克和胶子,

$$C_2(R) = \frac{1}{N_c} \sum_a \text{Tr} \left( \frac{\lambda^a \lambda^a}{2} \right) = \frac{4}{3}, \quad (12)$$

$$C_2(G) = \frac{1}{8} \sum_{\alpha\beta\gamma} f^{\alpha\beta\gamma} f_{\alpha\beta\gamma} = 3, \quad (13)$$

$N_c$  为颜色数.

利用演化过程中价夸克数守恒和动量守恒条件,我们得到下列部分子演化几率函数:

$$\bar{F}_{Q \rightarrow Q}(Z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_2(R) \left[ \frac{1+Z^2}{(1-Z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-Z) \right] \ln \left( \frac{\bar{r}_A^2}{r_1^2} \right), \quad (14)$$

$$\bar{F}_{Q \rightarrow G}(Z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_2(R) \frac{1+(1-Z)^2}{Z} \ln \left( \frac{\bar{r}_A^2}{r_1^2} \right), \quad (15)$$

$$\bar{F}_{G \rightarrow Q}(Z) = \frac{\alpha_s}{4\pi} [Z^2 + (1-Z)^2] \ln \left( \frac{\bar{r}_A^2}{r_1^2} \right), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_{G \rightarrow G}(Z) = & \frac{\alpha_s}{\pi} C_2(G) \left[ \frac{Z}{(1-Z)_+} + \frac{1-Z}{Z} + Z(1-Z) \right. \\ & \left. + \frac{1}{12} \left( 11 - \frac{2N_f}{C_2(G)} \right) \delta(1-Z) \right] \ln \left( \frac{\bar{r}_A^2}{r_1^2} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

式中  $N_f$  为夸克味数,

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (18)$$

至此,我们可以利用上述部分子演化几率函数给出束缚核子内部分子的分布函数.

用  $V^{A(N)}$ ,  $S^{A(N)}$ ,  $C^{A(N)}$  和  $G^{A(N)}$  分别表示质量数为  $A$  的原子核内束缚核子 ( $A$ ) 或自由核子 ( $N$ ) 中价夸克,海夸克,粲夸克和胶子的分布函数,则

$$V^A(x, Q^2) = V^N(x, Q^2) + \int_x^1 \bar{F}_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) V^N(y, Q^2) / y dy, \quad (19)$$

$$S^A(x, Q^2) = S^N(x, Q^2) + \int_x^1 \bar{F}_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) S^N(y, Q^2) / y dy \\ + 6 \int_x^1 \bar{F}_{G \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) G^N(y, Q^2) / y dy, \quad (20)$$

$$C^A(x, Q^2) = C^N(x, Q^2) + \int_x^1 \bar{F}_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) C^N(y, Q^2) / y dy \\ + 2 \int_x^1 \bar{F}_{G \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) G^N(y, Q^2) / y dy, \quad (21)$$

$$G^A(x, Q^2) = G^N(x, Q^2) + \int_x^1 \bar{F}_{Q \rightarrow G} \left( \frac{x}{y} \right) [V^N(y, Q^2) + S^N(y, Q^2) \\ + C^N(y, Q^2)] / y dy + \int_x^1 \bar{F}_{G \rightarrow G} \left( \frac{x}{y} \right) G^N(y, Q^2) / y dy, \quad (22)$$

计算中,  $V^N$ ,  $S^N$ ,  $C^N$  和  $G^N$  用文献 [14] 中第二组参数化公式.

为了同时考虑小  $x$  区域的核遮蔽效应,类似于文献 [11], 我们引入核遮蔽因子

$$W(x, Q^2, A) = \begin{cases} 1 & x > x_n \\ 1 - K_{S(G)} \frac{\Delta V_A(x)}{V_A(x)} & 0 < x < x_n \end{cases} \quad (23)$$

其中,

$$\Delta V_A(x) / V_A(x) = 1 - \frac{4}{3} M_N \bar{r}_A x \quad (24)$$

这里,  $M_N$  是核子质量,  $\bar{r}_A$  是核内束缚核子平均有效半径,  $x_n$  是发生核遮蔽效应时 Bjorken 变量  $x$  的临界值,它由以下条件决定:

$$\Delta V_A(x) / V_A(x) = 0. \quad (25)$$

最后,我们利用上述公式给出平均核结构函数:

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{18} \{ 5xV^A(x, Q^2) + 4xW(x, Q^2, A)[S^A(x, Q^2) \\ + 2C^A(x, Q^2)] \}, \quad (26)$$

在第四节中,我们将利用此式计算原子核  $^{56}\text{Fe}$  的平均核结构函数与氦核结构函数之比:

$$R^{A/D}(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / F_2^D(x, Q^2), \quad (27)$$

以与 EMC 效应的实验数据相比较.

### 三、部分子演化模型与 $Q^2$ 重新标度模型的比较

考虑到  $Q^2$  重新标度模型也与束缚核子禁闭半径增大有关,我们有必要讨论一下部

分子演化模型与  $Q^2$  重新标度模型的关系。为此,我们取价夸克分布函数  $V^A(x, Q^2)$  的  $n$  阶矩:

$$M_n^A(Q^2) = (1 + F_n)M_n^N(Q^2), \quad (28)$$

其中

$$M_n^{A(N)}(Q^2) = \int_0^1 x^{n-1} V^{A(N)}(x, Q^2) dx, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} F_n &= \int_0^1 Z^{n-1} \bar{F}_{Q \rightarrow Q}(Z) dZ \\ &= \frac{\alpha_s}{2\pi} B_n^{NS} \ln \left( \frac{\bar{r}_A}{r_1^2} \right)^2, \end{aligned} \quad (30)$$

$$B_n^{NS} = C_2(R) \int_0^1 Z^{n-1} \left[ \frac{1+Z^2}{(1-Z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-Z) \right] dZ. \quad (31)$$

若假设

$$M_n^A(Q^2) = M_n^N(\xi(Q^2)Q^2), \quad (32)$$

则

$$\frac{M_n^N(\xi(Q^2)Q^2)}{M_n^N(Q^2)} = 1 + F_n. \quad (33)$$

根据 QCD 理论<sup>[13]</sup>, 我们得到

$$\frac{M_n^N(\xi(Q^2)Q^2)}{M_n^N(Q^2)} = \left[ \frac{1 + \alpha_s \tilde{b}_0 t'}{1 + \alpha_s \tilde{b}_0 t} \right]^{B_n^{NS}(2\pi\tilde{b}_0)}, \quad (34)$$

式中

$$\tilde{b}_0 = \frac{1}{4\pi} \left( 11 - \frac{2}{3} N_f \right), \quad (35)$$

$$t = \ln(Q^2/\mu^2), \quad (36)$$

$$t' = \ln(\xi(Q^2)Q^2/\mu^2), \quad (37)$$

这里  $\mu$  为质量量纲参数。当  $Q^2$  足够高时, (34) 式可近似表示为

$$\frac{M_n^N(\xi(Q^2)Q^2)}{M_n^N(Q^2)} \simeq 1 + \frac{B_n^{NS} \alpha_s \ln(\xi(Q^2))}{2\pi (1 + \alpha_s \tilde{b}_0 t)}. \quad (38)$$

这样,若将核内核子的平均有效半径取为  $\bar{r}_A$ , 并考虑到在引入质量量纲参数  $\mu$  以后  $\alpha_s$  的参考值为  $\alpha_s(Q^2 = \mu^2)$ , 便可由上式解出

$$\xi(Q^2) = \left( \frac{\bar{r}_A^2}{r_1^2} \right)^{\alpha_s(\mu^2)/\alpha_s(Q^2)} \quad (39)$$

这正是  $Q^2$  重新标度模型中所给出的重新标度参数表达式。由此可见,  $Q^2$  重新标度模型是上述部分子演化模型在  $Q^2$  足够高时只考虑价夸克演化模式的一种近似。它与部分子演化模型的差别在于: (1) 在部分子演化模型中, 价夸克、海夸克(包括粲夸克)和胶子的演化模式是由不同的物理过程决定的, 它们对各自动量分布的影响是不同的; 而  $Q^2$  重新标度模型不考虑价夸克和海夸克演化模式之间的区别, 它相当于采用相同的、由价夸克演化模式在  $Q^2$  足够高时的近似行为决定的  $Q^2$  重新标度参数来描述核环境对价夸克和海夸克(包括粲夸克)动量分布的影响; (2) 在  $Q^2$  重新标度模型中,  $\frac{\bar{r}_A}{r_1}$  视为可调参数。在

下一节中,我们将会看到,在部分子演化模型中,采用由实验确定的核物质内核子密度导出的  $\frac{\bar{r}_A}{r_1}$ , 可以很好符合 EMC 效应的实验数据,无需引入可调参数;(3) 正像文献 [11] 所指出的,在  $Q^2$  重新标度模型中,核动量不守恒,或者说,核动量不等于核内价夸克,海夸克(包括粲夸克)和胶子动量之和。而在部分子演化模型中核动量守恒作为约束条件是自动满足的。因此,部分子演化模型比  $Q^2$  重新标度模型更自洽,其物理意义更明确。

#### 四、计算结果

利用公式 (26) 和 (27), 我们计算了原子核  $^{56}\text{Fe}$  的平均核结构函数与氘核结构函数之比:  $R^{\text{Fe/D}}(x, Q^2)$ 。在计算中,我

们取  $\frac{\bar{r}_A}{r_1} = 1.32$ ,  $K_S = K_G = 0.7$  和  $Q^2 = 20\text{GeV}^2/c^2$ 。图 1 给出了我们的计算结果。显然,理论值与实验值在小  $x$  和中  $x$  区域符合甚好; 在大  $x$  区域,两者有明显偏离,这是因为在(26)式中我们没有考虑核内核子费米运动修正和束缚能效应。我们将在今后的工作中进一步考虑这些效应。在图 2 中,我们给出了分别用部分子演化模型和  $Q^2$  重新标度模型计算得到的  $R^{\text{Fe/D}}(x, Q^2)$  值。

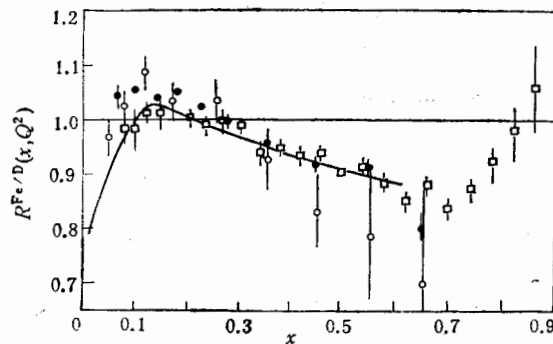


图 1 用部分子演化模型计算得到的  $R^{\text{Fe/D}}(x, Q^2)$  值与 EMC 效应实验数据<sup>[1,3]</sup>的比较

□ SLAC 1983 Fe/D, ● BCDMS 1986 Fe/D  
○ EMC 1986 Cu/D

其中,虚线是 Close 等<sup>[8]</sup>用  $Q^2$  重新标度模型取  $\frac{\bar{r}_A}{r_1} = 1.154$  算出的结果; 实线和点划线

是我们用部分子演化模型分别取  $\frac{\bar{r}_A}{r_1} = 1.32$  和 1.154 算出的

结果。为了便于和 Close 等的结果相比较,我们没有考虑核遮蔽效应,即在 (26) 式中取  $W(x, Q^2, A) \equiv 1$ 。从图 2 可以看到,在中  $x$  区域,我们用部分子演化模型取  $\frac{\bar{r}_A}{r_1} = 1.32$  算

出的结果与 Close 等的结果相接近,但在小  $x$  区域两者有较大差异,这与上节中对部分子演化模型与  $Q^2$  重新标度模型

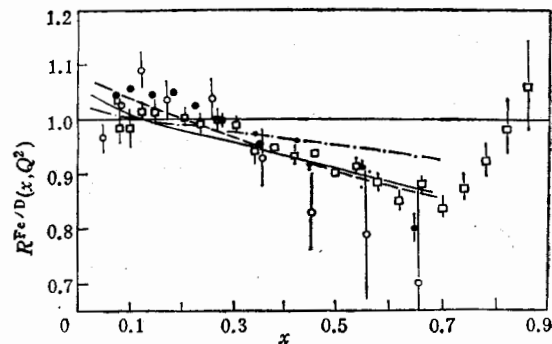


图 2 用部分子演化模型和  $Q^2$  重新标度模型计算得到的  $R^{\text{Fe/D}}(x, Q^2)$  值的比较 (虚线是 Close 等的结果<sup>[8]</sup>; 实线和点划线是我们用部分子演化模型分别取  $\frac{\bar{r}_A}{r_1} = 1.32$  和 1.154 得到的结果。)

□ SLAC 1983 Fe/D, ● BCDMS 1986 Fe/D,  
○ EMC 1986 Cu/D.

之间异同性的讨论是一致的。

## 五、简单小结

综上所述,利用部分子演化模型,结合小  $x$  区域核内邻近核子间部分子空间重迭所引起的核遮蔽效应,可以相当好地解释 EMC 效应的实验数据。新的模型无需引入类似  $Q^2$  重新标度参数那样的可调参数,且可自动保持核动量守恒。因此,它可能反映了 EMC 效应的物理本质,或者说,部分子在核环境中的演化所引起的核子内部分子动量分布的变化可能是产生 EMC 效应的主要原因。下一步,我们将试图在部分子演化模型的框架下统一描述核遮蔽效应和 EMC 效应。

## 参 考 文 献

- [1] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275
- [2] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 107.
- [3] E. Ericson and A. W. Thomas, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 112.
- [4] S. V. Akulinichev et al., *JETP Lett.*, **42**(1985), 127; *Phys. Lett.*, **158B**(1985), 485; *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2239; *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1551.
- [5] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 228.
- [6] C. E. Carlson and T. J. Havens, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 261.
- [7] K. E. Lassila and U. P. Sukhatme, *Phys. Lett.*, **209B**(1988), 343.
- [8] F. E. Close, R. G. Roberts and G. G. Ross, *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 346; F. E. Close, *Nucl. Phys.*, **A446**(1985), 273c.
- [9] C. A. Garcia Canal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1430.
- [10] G. L. Li, K. F. Liu and G. E. Brown, *Phys. Lett.*, **213B**(1988), 531.
- [11] G. L. Li, Z. J. Cao and C. S. Zhong, *Nucl. Phys. A* **509**(1990), 757.
- [12] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Lett.*, **237B**(1990), 3.
- [13] F. J. Yndurain, "Quantum Chromodynamics" (Springer-Verlag, New York, 1983).
- [14] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
- [15] EMC and BCDMS Collab., CERN Courier 27(1987) No. 2, P. 10.

## Parton Evolution Model and the EMC Effect

YANG JIANJUN, ZHU YABO, SHEN HONGQING

(Department of Physics, Nanjing Normal University, 210024)

SHEN JIANPING, LI GUANGLIE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing, 100039)

### ABSTRACT

The effect of the evolution of partons in nuclear environment to the structure function of nucleons bound in a nucleus is investigated. Together with the nuclear shadowing effect caused by the spatial overlap of partons from neighboring nucleons in the nucleus in the small  $x$  region, the ratio of the average nuclear structure function of nucleus  $^{56}\text{Fe}$  to the deuteron structure function is calculated and a good agreement between the calculated results and the experimental data is obtained.