

# 改进的部分子演化模型及其对 EMC 效应和核 Drell-Yan 过程的解释

于明俭 沈建平 厉光烈

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

杨建军 沈洪清

(南京师范大学物理系 南京 210024)

1993年7月14日收到

## 摘 要

用解析方法证明了部分子演化模型可为双重  $x$  重新标度模型提供物理基础,进而利用修正的 Alteralli-Parisi 方程描述小  $x$  区域的核遮蔽和反遮蔽效应,以改进部分子演化模型,使我们不必引入核遮蔽因子便可统一地描述 EMC 效应、核遮蔽和反遮蔽效应。最后,利用改进的部分子演化模型相当好地解释了核 Drell-Yan 过程的实验数据。

**关键词** 部分子, EMC 效应,核 Drell-Yan 过程。

## 1 引 言

最近,双重  $x$  重新标度模型<sup>[1]</sup>,与组分夸克模型<sup>[2]</sup>和  $Q^2$  重新标度模型<sup>[3]</sup>一起,被欧洲  $\mu$  子实验合作组(EMC)用来拟合最新实验数据<sup>[4]</sup>。这表明,双重  $x$  重新标度模型可以相当好地解释 EMC 效应的主要特性。但是,与其它解释 EMC 效应的理论模型一样,双重  $x$  重新标度模型也是带有可调参数的唯象模型。为了进一步揭示双重  $x$  重新标度模型的物理本质,杨建军等提出了部分子演化模型<sup>[5]</sup>。考虑到核内束缚核子的平均有效半径比自由核子半径大,他们认为核环境的影响会使束缚核子的部分子动量分布与自由核子相比移向低动量端。结合小  $x$  区域的核遮蔽效应及费米运动修正,部分子演化模型可以相当好地解释 EMC 效应。本文进一步用解析的方法证明了部分子演化模型可为双重  $x$  重新标度模型提供物理基础。

虽然部分子演化模型可以相当好地解释 EMC 效应的实验数据,但是它在描述小  $x$  区域的核遮蔽和反遮蔽效应时引入了带有可调参数的核遮蔽因子。为了能在统一的理论框架下解释 EMC 效应和核遮蔽与反遮蔽效应,我们利用修正的 Alteralli-Parisi (A-P) 方程来描述小  $x$  区域的核遮蔽与反遮蔽效应,以改进部分子演化模型。利用改进的部分

子演化模型,我们计算了 $^{40}\text{Ca}$ 与氦核的平均核子结构函数之比。结果表明,新的模型不必引入核遮蔽因子便可相当好地描述 EMC 效应、核遮蔽效应与反遮蔽效应,即整个  $x$  区域的实验数据。

鉴于不同的 EMC 理论模型可以给出完全不同的核 Drell-Yan 过程的微分散射截面比,因此人们利用 EMC 理论模型对核 Drell-Yan 过程的预言来判别这些模型的正确性。为了进一步检验上述改进的部分子演化模型,我们利用它计算了原子核 C、Ca、Fe 和 W 与氦核的核 Drell-Yan 过程微分散射截面比。计算结果与实验数据符合甚好。

本文第二节简单介绍部分子演化模型,并用解析的方法证明它可为双重  $x$  重新标度模型提供物理基础;第三节利用修正的 A-P 方程改进部分子演化模型,使改进后的模型可在统一的理论框架下描述 EMC 效应和核遮蔽与反遮蔽效应;第四节利用改进的部分子演化模型解释核 Drell-Yan 过程的实验数据,以检验模型的正确性;最后一节给出简单的小结。

## 2 部分子演化模型及其与双重 $x$ 重新标度模型的关系

部分子演化模型认为<sup>[5]</sup>,由 EMC 效应所揭示的束缚核子和自由核子结构函数之间的差别是由部分子在核环境中的演化引起的。由于处在核环境中的核子(即束缚核子)对部分子的禁闭半径与自由核子相比发生了变化,因此夸克的动量将重新分布,从而使得束缚核子的结构函数与自由核子的不同。

假设自由核子处于核环境中,其有效半径由  $r_N$  变为  $r_A$ ,那么由部分子演化模型给出的束缚核子内夸克的几率分布函数为<sup>[5]</sup>

$$V^A(x, Q^2) = V^N(x, Q^2) + \int_x^1 F'_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{V^N(y, Q^2)}{y} dy; \quad (2.1a)$$

$$S^A(x, Q^2) = S^N(x, Q^2) + \int_x^1 F'_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{S^N(y, Q^2)}{y} dy \\ + \int_x^1 6F'_{G \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{G^N(y, Q^2)}{y} dy; \quad (2.1b)$$

$$G^A(x, Q^2) = G^N(x, Q^2) + \int_x^1 F'_{G \rightarrow G} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{G^N(y, Q^2)}{y} dy \\ + \int_x^1 F'_{Q \rightarrow G} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{[S^N(y, Q^2) + V^N(y, Q^2)]}{y} dy. \quad (2.1c)$$

其中  $V^{A(N)}$ ,  $S^{A(N)}$  和  $G^{A(N)}$  分别表示束缚核子(A)或自由核子(N)内的价夸克、海夸克和胶子的分布函数。

$$F'_{A \rightarrow B} = F_{A \rightarrow B} \ln \left( \frac{r_A^2}{r_N^2} \right) \quad (2.2)$$

其中  $F_{A \rightarrow B}$  为部分子 A 到部分子 B 的演化几率。利用这些分布函数,结合小  $x$  区域的核遮蔽效应和核内核子的费米运动修正,便可在保持核动量守恒的前提下,相当好地解释 EMC 效应的实验数据。

现在讨论部分子演化模型与双重  $x$  重新标度模型的关系。双重  $x$  重新标度模型认

为, 由于价夸克和海夸克与胶子的相互作用方式不同, 因此核环境对价夸克和海夸克动量分布的影响也不同, 这在形式上可对价夸克和海夸克的动量分布引入不同的  $x$  重新标度参数来描述<sup>[4]</sup>:

$$xV^A(x, Q^2) = \delta_v xV^N(\delta_v x, Q^2) \quad (2.3a)$$

$$xS^A(x, Q^2) = \delta_s xS^N(\delta_s x, Q^2) \quad (2.3b)$$

其中  $\delta_v, \delta_s$  分别为价夸克和海夸克的  $x$  重新标度参数, 它们通过核动量守恒相联系, 即只有一个自由参数.

在(2.3)式中, 取  $\delta_{v(s)} = 1 + \Delta_{v(s)}(x)$ , 并将其在  $\Delta_{v(s)}(x) = 0$  附近作 Taylor 展开到一级近似, 然后将(2.3)式代入(2.1)式中, 我们便可得到

$$\Delta_v(x) = \frac{\int_x^1 F_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{V^N(y, Q^2)}{y} dy}{\frac{d}{dx} [xV^N(x)]} \quad (2.4a)$$

$$\Delta_s(x) = \frac{\int_x^1 F_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{S^N(y, Q^2)}{y} dy + \int_x^1 6F_{G \rightarrow Q} \left( \frac{x}{y} \right) \frac{G^N(y, Q^2)}{y} dy}{\frac{d}{dx} [xS^N(x)]} \quad (2.4b)$$

根据 A-P 方程, (2.4a)式分子与  $Q^2 \frac{dV^N(x, Q^2)}{dQ^2}$  成正比. 在  $x$  较大时, 随着  $Q^2$  的增大, 价夸克将辐射更多的共线胶子而减小了它的动量, 因此价夸克动量分布函数向小  $x$  方向移动, 从而分子小于零; 同时由自由核子内部分子动量分布可知在  $x$  较大时(2.4a)式分母小于零, 所以

$$\delta_v > 1 \quad (2.5a)$$

对于海夸克, (2.4b)式分子与  $Q^2 \frac{dS^N(x, Q^2)}{dQ^2}$  成正比. 在  $x$  较小时, 随着  $Q^2$  增大时, 有更多的胶子分裂为夸克和反夸克对, 海夸克密度增加; 同时(2.4b)式分母在  $x$  较小时小于零, 所以可定性推得,

$$\delta_s < 1 \quad (2.5b)$$

因为价夸克的主要贡献在较大  $x$  区域, 海夸克的主要贡献在小  $x$  区域, 所以上述结论与双重  $x$  重新标度模型对各种原子核的 EMC 效应实验数据的拟合结果是定性一致的. 这表明部分子演化模型为双重  $x$  重新标度模型提供了可靠的物理基础.

### 3 EMC 效应与核遮蔽效应的统一描述

虽然部分子演化模型可以相当好地解释 EMC 效应和核遮蔽效应的实验数据, 但是部分子演化模型在解释核遮蔽效应时引入了核遮蔽因子<sup>[5]</sup>. 因此, 部分子演化模型并未在统一的理论框架下描述这两种效应. 这里, 我们寻找一种既描述演化过程又描述融合过程的理论. 我们发现, 修正的 A-P 方程的修正项描述了图 1 所示的过程及更高级过

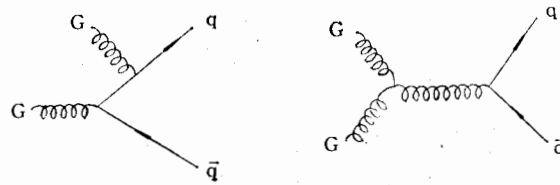


图1 修正的 A-P 方程的修正项所描述的演化和融合过程

程

根据文献[6]给出的修正的 A-P 方程,有,

$$\begin{aligned}
 Q^2 \frac{d}{dQ^2} xS(x, Q^2) = & \frac{2\alpha_s}{3\pi} \int_x^1 \left\{ \frac{(1+z^2) \frac{x}{z} S\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) - 2xS(x, Q^2)}{1-z} \right. \\
 & + \frac{9}{4} [z^2 + (1-z)^2] \frac{x}{z} G\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \Big\} dz \\
 & + \frac{\alpha_s}{\pi} \left[ 1 + \frac{4 \ln(1-x)}{3} \right] xS(x, Q^2) \\
 & - \frac{6K}{\pi r_N^2} \frac{1}{Q^2} \left\{ \frac{2\pi\alpha_s^2}{N(N^2-1)} \left[ \frac{4}{15} N^2 - \frac{3}{5} \right] [xG(x, Q^2)]^2 \right. \\
 & \left. + \frac{3\alpha_s}{\pi} \int_x^1 P_{QG} \frac{x}{z} G_{HT}\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) dz \right\} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

其中  $K$  取  $9/8$ , 以便上述方程在  $A=1$  时可回到未修正的 A-P 方程;  $P_{QG} = -4z + 30z^2 + 60z^3 + 36z^4$ ;  $xG_{HT}(x, Q^2)$  满足

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} xG_{HT}(x, Q^2) = \frac{4\pi^3}{N^2-1} \left( \frac{\alpha_s C_A}{\pi} \right)^2 \int_x^1 \frac{dx'}{x'} [x'G(x', Q^2)]^2 \quad (3.2)$$

此方程目前尚无方法求解。在实际计算中,把  $xG_{HT}(x, Q^2)$  取为参数化形式:  $K_{HT}[xG(x, Q^2)]^2$ 。

因为只有当核子内部分子动量较小时,根据测不准关系,部分子才有可能逸出核子,导致来自相邻核子的部分子(特别是胶子)相互作用。这时由于胶子密度较高,动量较小的胶子融合成动量较大的胶子,减小了胶子的密度,从而减小了海夸克的密度,导致核遮蔽现象。可以引入相邻核子的部分子空间重迭的几率来表示胶子与胶子融合成海夸克或胶子与海夸克融合成海夸克的几率

$$W(x) = \begin{cases} 0 & x \geq x_n \\ 1 - \frac{4}{3} x M_N r_A & 0 < x \leq x_n \end{cases} \quad (3.3)$$

其中  $x_n = \frac{4}{3M_N r_A}$ ,  $M_N$  为核子质量。为了利用部分子演化模型求得由于融合效应而导致的海夸克几率的改变,改写(3.1)式最后一项的第一部分为

$$C_1 x^2 G(x, Q^2) \frac{3\alpha_s}{\pi} \int_x^1 C_2 \delta(z-1) G\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \frac{1}{z} dz \quad (3.4)$$

其中  $C_1, C_2$  满足

$$C_1 C_2 \frac{\alpha_s}{2\pi} = -\frac{K}{\pi r_N^2} \frac{1}{Q^2 N(N^2 - 1)} \left[ \frac{4}{15} N^2 - \frac{3}{5} \right]$$

根据部分子演化模型, 此项导致海夸克密度的变化为

$$\Delta S_{GG \rightarrow Q}(x, Q^2) = C_1 C_2 \frac{3\alpha_s}{\pi} x [G(x, Q^2)]^2 \ln \left( \frac{r_A^2}{r_N^2} \right) W(x) \quad (3.5)$$

同样, (3.1) 式最后一项的第二部分导致海夸克密度的变化为

$$\Delta S_{HT \rightarrow Q}(x, Q^2) = W(x) \int_x^1 P_{HT}(z) G_{HT} \left( \frac{x}{z}, Q^2 \right) \frac{1}{z} dz \quad (3.6)$$

其中

$$P_{HT}(z) = -\frac{K}{\pi r^2 Q^2} P_{QG}(z) \ln \left( \frac{r_A^2}{r_N^2} \right)$$

我们计算了原子核  $^{40}\text{Ca}$  核子平均结构函数与氘核的结构函数的比值

$$R^{\text{Ca/D}}(x, Q^2) = F_2^{\text{Ca}}(x, Q^2) / F_2^{\text{D}}(x, Q^2) \quad (3.7)$$

计算结果如图 2, 显见结果与实验数据符合甚好.

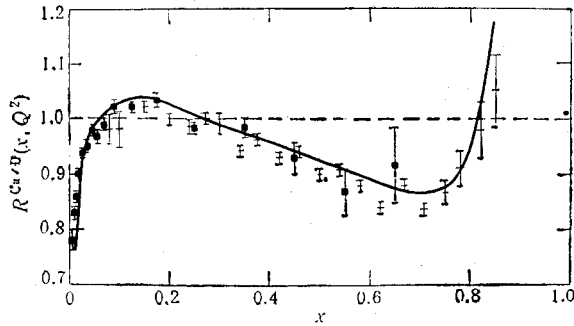


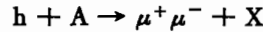
图 2  $R^{\text{Ca/D}}(x, Q^2)$  的理论值与实验值的比较(实验数据取自[7])

在计算过程中采用了 J. G. Morfin 和 W. K. Tung 根据最新实验数据总体拟合得到的自由核子内部分子动量分布<sup>[6]</sup>, 并且取  $Q^2 = 20 \text{GeV}^2/c^2$ ,  $r_A/r_N = 1.32$  和  $K_{HT} = 3.36$ . 在小  $x$  区域, 理论结果与实验数据相比有所偏离. 这主要是因为修正的 A-P 方程仅适合胶子密度较大但又不能太大的情况. 另外, 在极小  $x$  区域应考虑 QCD 非微扰效应.

#### 4 改进的部分子演化模型对核 Drell-Yan 过程的预言

到目前为止, 人们提出的解释 EMC 效应的各种模型都能够较好地拟合深度非弹性散射的实验数据, 但它们对核 Drell-Yan 过程的微分散射截面比的预言却相差很大, 因此, 对核 Drell-Yan 过程的研究成了检验 EMC 效应理论模型正确性的手段.

强子  $h$  和靶核  $A$  的散射过程:



的微分散射截面为

$$\frac{d^2\sigma^{h-A}}{dx dx_t} = \frac{4\pi K\alpha^2}{9x x_t M^2} H_{h-A}(x, x_t, Q^2) \quad (4.1)$$

其中  $K \approx 2$ , 是 QCD 修正因子;  $x$  和  $x_t$  分别为  $h$  和  $A$  中相互湮灭的夸克和反夸克的动量份额;  $M$  为轻子对  $\mu^+\mu^-$  的总质量;  $H_{h-A}(x, x_t, Q^2)$  的定义如下

$$H_{h-A}(x, x_t, Q^2) = \sum_i e_i^2 [x q_i^h(x, Q^2) x_t \bar{q}_i^A(x_t, Q^2) + x \bar{q}_i^h(x, Q^2) x_t q_i^A(x_t, Q^2)] \quad (4.2)$$

其中  $q_i^{h(A)}, \bar{q}_i^{h(A)}$  分别为入射强子( $h$ )和靶核子( $A$ )内夸克和反夸克的几率分布. 对于入射强子为质子或中子, 靶核质量数为  $A$ , 质子数为  $Z$  的过程,  $H_{h-A}$  可具体写为

$$H_{p-A}(x, x_t, Q^2) = \frac{1}{54} x [4u_v^p(x, Q^2) + d_v^p(x, Q^2)] x_t S^A(x_t, Q^2) + \frac{1}{54} x S^N(x, Q^2) x_t \left[ \left(1 + 3 \frac{Z}{A}\right) u_v^h(x_t, Q^2) + \left(A - 3 \frac{Z}{A}\right) d_v^h(x_t, Q^2) + 2S^A(x_t, Q^2) \right] \quad (4.3a)$$

$$H_{n-A}(x, x_t, Q^2) = \frac{1}{54} x [u_v^n(x, Q^2) + 4d_v^n(x, Q^2)] x_t S^A(x_t, Q^2) + \frac{1}{54} x S^N(x, Q^2) x_t \left[ \left(1 + 3 \frac{Z}{A}\right) u_v^h(x_t, Q^2) \right]$$

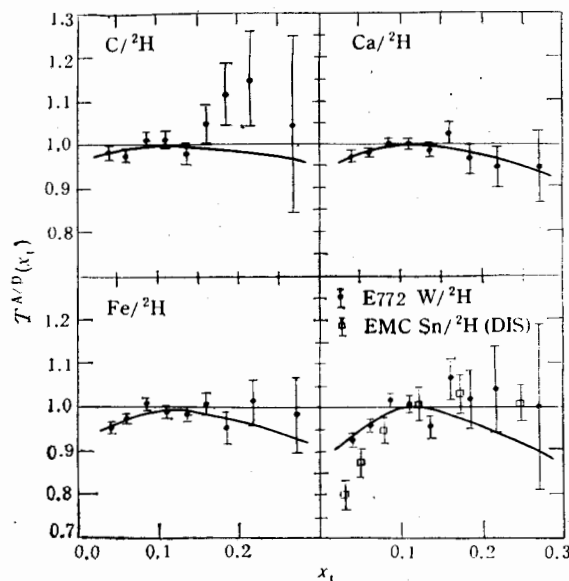


图3  $T^{A/D}(x_t)$  的理论值和实验值的比较(实验数据取自[9])

$$+ \left( 4 - 3 \frac{Z}{A} \right) d_{\psi}^{\Delta}(x_t, Q^2) + 2S^{\Delta}(x_t, Q^2) \quad (4.3b)$$

这里  $u_{\psi}^{p(A)}$  和  $d_{\psi}^{p(A)}$  分别是自由质子和束缚在原子核内质子的 u、d 价夸克分布函数。

利用改进的部分子演化模型,计算了 C, Ca, Fe 和 W 等原子核与氘核的核 Drell-Yan 过程散射截面比

$$T^{A/D}(x_t) = \left[ \int \frac{d^2\sigma^{p-A}(x, x_t, Q^2)}{dx dx_t} dx \right] / \left[ \int \frac{d^2\sigma^{p-D}(x, x_t, Q^2)}{dx dx_t} dx \right] \quad (4.4)$$

其中,对  $x$  积分的动力学范围取为:  $x \geq x_t$ ,  $0.025 \leq x_t \leq 0.30$ ,  $4\text{GeV} \leq M \leq 9\text{GeV}$  和  $M \geq 11\text{GeV}$ , 质心系总能量为  $40\text{GeV}$ 。计算结果见图 3。可以看到,改进的部分子演化模型对核 Drell-Yan 过程的预言与实验数据符合甚好。

## 5 小 结

通过对双重  $x$  重新标度模型和部分子演化模型之间关系的研究,我们发现,部分子演化模型可为双重  $x$  重新标度模型提供可靠的物理基础。

为了综合考虑小  $x$  区域的融合效应和核子在核环境中的膨胀效应,我们可以利用修正的 A-P 方程,采用融合-演化的方法,描述整个  $x$  区域的实验数据,从而使部分子演化模型可以在统一的理论框架下描述 EMC 效应和核遮蔽效应。

利用改进后的部分子演化模型,计算了核 Drell-Yan 过程的微分散射截面比。计算结果支持改进的部分子演化模型。特别是在小  $x$  区域,理论预言与实验数据符合得很好。

## 参 考 文 献

- [1] G.L. Li, Z.J. Cao and C.S. Zhong., *Nucl. Phys.*, **A509**(1990)757.
- [2] W. Zhu and J.G. Shen, *Phys. Lett.*, **235B**(1990)170.
- [3] F.E. Close and R.G. Roberts, *Phys. Lett.*, **213B**(1988)91.
- [4] EMC, J. Ashman et al., CERN-PPE/92-155(1992).
- [5] J.J. Yang et al., *High Energy Physics and Nuclear Physics* (Allerton Press, Inc./New York) **15**(1991)197; J.J. Yang et al., *Can. J. Phys.*, **70**(1992)114.
- [6] J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B291**(1987)746.
- [7] P. Amaudruz et al., *Z. Phys.* **C51**(1991)387.
- [8] J.G. Morfin and W.K. Tung, *Z. Phys.*, **C52**(1991)13.
- [9] D.M. Adle et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**(1990)2479.

## Improved Parton Evolution Model and Its Explanation to the EMC Effect and the Nuclear Drell-Yan Process

Yu Mingjian Shen Jianping Li Guanglie

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

Yang Jianjun Shen Hongqing

(*Nanjing Normal University, Nanjing 210024*)

Received on July 14, 1993

### Abstract

In this paper, we prove analytically that the parton evolution model can provide a physical basis to the double  $x$ -rescaling model. Then we describe the nuclear shadowing and antishadowing effect in the small  $x$  region using the modified Altarelli-Parisi equation to improve the parton evolution model. The unified description of the EMC effect, the nuclear shadowing effect, and antishadowing effect is given without introducing the nuclear shadowing factor. Finally, we explain the experimental data of the Drell-Yan process with the improved parton evolution model.

**Key words** parton, EMC effect, nuclear Drell-Yan process.