

推广 x 重新标度模型与核内核子的 胶子分布函数*

段春贵 何祯民

(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

林 仲 金

(厦门大学物理系 厦门 361005)

厉 光 烈

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-04-08 收稿

摘 要

利用推广 x 重新标度模型, 并结合考虑核内邻近核子的海夸克和胶子发生空间重叠而在小 x 区域引起的核遮蔽效应, 计算了 Sn 和 C 核胶子分布函数之比值. 所得结果与 NMC 组最新实验数据符合甚好.

关键词 胶子动量分布, 推广 x 重新标度模型, NMC 实验.

1 引 言

1985年, 欧洲 μ 子实验合作组 (European Muon Collaboration, 简称 EMC) 对原子核内核子的胶子分布进行了实验研究^[1]. 研究表明: 在出射的 J/ψ 粒子实验室系能量 $E_{J/\psi}$ 与虚光子能量 ν 之比 $z > 0.95$, J/ψ 粒子相对于虚光子方向的横动量平方 $p_T^2 < 0.18 \text{GeV}^2$, 以及 $0.026 < x < 0.085$ 的运动学区域内, 铁核每核子 J/ψ 光生截面比氦核的大: $\sigma(\text{Fe})/\sigma(\text{D}) = 1.44 \pm 0.12(\text{stat.}) \pm 0.20(\text{syst.})$. 当时这一现象被解释为铁核中束缚核子的胶子分布相对于氦核有所增加. 然而, 一年以后, E691 实验组^[2] 在美国费米国家实验室用实光子束 ($E_\gamma = 80 - 190 \text{GeV}$) 打击 Fe、Be 核靶的实验给出: 铁核每核子 J/ψ 光生截面与铍核之比为 $\sigma(\text{Fe})/\sigma(\text{Be}) = 0.97 \pm 0.08$. 实验中要求 $p_T^2 < 0.15 \text{GeV}^2$, 目的是排除相干事例. 显然, 这两个实验组所得到的结果是相互矛盾的. 1992年, 新 μ 子实验组 (New Muon Collaboration, 简称 NMC) 在用高能 μ 子打击 Sn、C 核产生 J/ψ 粒子的实验中, 测量了 Sn 和 C 核每核子的 J/ψ 产生截面之比 $R(\text{Sn}/\text{C})$, 并对其结果进行了分析^[3]. NMC 认

* 国家及河北省自然科学基金和省教委资助.

为, 高能 μ 子在原子核上的 J/ψ 产生截面是相干产生、准弹性散射和非弹性散射三种截面的总和. 在 J/ψ 相干产生反应中, 虚光子能量的一小部分由未被打碎的反冲核携带, 其大部分能量传递给了 J/ψ 粒子, 所以, z 值接近于 1. 在实验中要求 $z \geq 0.9$ 和 $p_T^2 \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ 以保证反应为相干过程, 这样测得 $R_{\text{coh}}(\text{Sn}/\text{C}) = 1.54 \pm 0.07$. 另外, 在准弹性散射过程中, 要求 $z \geq 0.9$ 和 $p_T^2 \geq 0.4 \text{ GeV}^2$, 实验给出 $R_{\text{eq}}(\text{Sn}/\text{C}) = 0.79 \pm 0.06$. 由于相互作用机制不同, 相应的 J/ψ 产生截面也不同. NMC 组在考察了 EMC 和 E691 两组实验的运动学区域后, 发现 EMC 组测得的不仅是非弹性散射 J/ψ 光生截面, 而且也包含了相干的 J/ψ 光生截面. 而 E691 组所得的结果是非弹性散射 J/ψ 光生截面与准弹性散射 J/ψ 光生截面之和. 于是, 这两组实验结果的矛盾便得到了解决. 在 μ 子与 Sn 和 C 核深度非弹性散射 ($z \leq 0.85$, $p_T^2 \geq 0.4 \text{ GeV}^2$) J/ψ 产生反应中, NMC 组测得 $R_{\text{in}}(\text{Sn}/\text{C}) = 1.13 \pm 0.08$. ($0.02 < x < 0.2$). 此结果可以用色单态模型^[4]解释为 Sn 核每核子胶子分布相对于 C 核有所增加. 同时, 也从中抽出了 Sn 和 C 核中束缚核子的胶子分布函数之比随 x 改变的实验结果 $R_{\text{in}}(\text{Sn}/\text{C}) = G_{\text{Sn}}(x) / G_{\text{C}}(x)$. NMC 组的深度非弹性散射 J/ψ 产生实验为在理论上研究核内核子的胶子分布提供了实验依据.

自 1982 年 EMC 效应发现以来, 出现了许多解释它的理论模型^[6]. 最近, 推广 x 重新标度模型^[6]、组分夸克模型^[7]和 Q^2 重新标度模型^[8]一起被 EMC 组用来拟合他们的最新实验数据^[9]. 这表明, 推广 x 重新标度模型可以相当好地解释 EMC 效应、核遮蔽和反遮蔽效应. 另一方面, 该模型对核 Drell-Yan 过程的预言也与美国费米国家实验室 E772 组的最新实验数据符合甚好^[10]. 因此, 推广 x 重新标度模型可以对核内核子的价夸克和海夸克分布进行相当好地描述. 为了检验这个模型能否给出正确的核内核子的胶子分布, 在此用它计算了 Sn 和 C 核内每核子胶子分布函数之比值, 并与 NMC 组最新实验数据进行了比较. 结果表明, 该模型也能相当好地描述核内核子的胶子分布.

2 束缚核子的夸克-胶子分布

在考虑了费米运动修正和核内核子束缚能作用后, 原子核内核子的夸克-胶子动量分布函数 $K_{\lambda}^I(x, Q^2)$ 可以表示为:

$$K_{\lambda}^I(x, Q^2) = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\psi_{\lambda}(p)|^2 z K_{\lambda}^I\left(\frac{x}{z}, Q^2\right), \quad (1)$$

式中, $z = (p_0 + p_3) / M$, $p_0 = M + \varepsilon_{\lambda}$, M 是核子质量, ε_{λ} 是处在单粒子态 λ 上的核子的分离能, $\psi_{\lambda}(p)$ 是在动量空间中单粒子态 λ 的波函数, 它满足相对论归一化条件:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} z |\psi_{\lambda}(p)|^2 = 1. \quad (2)$$

另外,

$$K_{A(N)}^I(x, Q^2) = \begin{cases} x V_{A(N)}(x, Q^2), & I = V, \\ x S_{A(N)}(x, Q^2), & I = S, \\ x G_{A(N)}(x, Q^2), & I = G, \end{cases} \quad (3)$$

其中 $V_{A(N)}(x, Q^2)$, $S_{A(N)}(x, Q^2)$ 和 $G_{A(N)}(x, Q^2)$ 分别表示原子核(A)或自由核子(N)内价夸克

(V)、海夸克(S)和胶子(G)的几率分布. 对于自由核子,

$$\int_0^1 \sum_T K'_N(x, Q^2) dx = 1. \quad (4)$$

但是, 对于束缚核子, 在考虑了费米运动修正和核内核子束缚能作用, 特别是为了解释 EMC 效应而引入 x 或 Q^2 重新标度机制后,

$$\int_0^1 \sum_T K'_A(x, Q^2) dx < 1, \quad (5)$$

即核动量不守恒, 也就是说, 核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和^[6]. 为了保证核动量守恒, 厉光烈等^[6]提出了推广 x 重新标度模型, 即对束缚核子中的价夸克、海夸克和胶子动量分布分别引入不同的 x 重新标度参数 δ_v 、 δ_s 和 δ_g . 具体地说:

$$K'_N(x, Q^2) \rightarrow K'_N(\delta_i x, Q^2), \quad i = v, s, g. \quad (6)$$

从物理上讲, 由于价夸克、海夸克和胶子在核环境中的演化方式不一样^[11], 因此对它们的动量分布作不同的 x 重新标度是合理的. 考虑到自由核子内胶子动量分布与海夸克动量分布有类似的形式, 文献[6]对胶子动量分布与海夸克动量分布采用相同的 x 重新标度参数, 即 $\delta_g = \delta_s$. 应当指出, 在(6)式中, 虽然引入了两个不同的参数 δ_v 和 $\delta_s(\delta_g)$, 但实际上, 由于要求核动量守恒, 只有一个参数是可调的.

在小 x 区域, 由于核内邻近核子的海夸克和胶子发生空间重叠, 致使核内的海夸克与胶子重新分布, 从而导致核遮蔽效应. 在推广 x 重新标度模型中, 引入核遮蔽因子:

$$W_{s(g)}(x, Q^2) = \begin{cases} 1, & x > x_n, \\ 1 - C_{s(g)}(Q^2) \frac{\Delta V_A(x)}{V_A(x)}, & 0 \leq x \leq x_n, \end{cases} \quad (7)$$

来描述由此引起的核遮蔽效应.

$$\Delta V_A(x) / V_A(x) = 1 - \frac{4}{3} x m_N r_N, \quad (8)$$

是空间重叠因子, x_n 是发生核遮蔽效应时 x 的临界值, 由

$$\Delta V_A(x) / V_A(x) = 0 \quad (9)$$

来确定, 即

$$x_n = \frac{3}{4} \frac{1}{m_N r_N}, \quad (10)$$

这里 $r_N = r_0 [1 + \alpha \ln(2 - A^{1/3})]$, 是核内核子的平均有效半径, 其中 r_0 为自由核子半径, 在计算中, 取 $r_0 = 0.85 \text{ fm}$, $\alpha = 0.43$ ^[11]. A 是原子核的质量数. 考虑到核遮蔽效应对 Q^2 的依赖很弱, 在实际计算中, 把 $C_{s(g)}(Q^2)$ 视为与 Q^2 无关的参数. 应当指出, 与文献[6]不同, 对海夸克(S)和胶子(G)采用不同的 C_s 和 C_g . 这是因为, 在自由核子中胶子和海夸克的动量分布虽然有类似的形式, 但是其数值大小不一样, 致使它们在发生空间重叠时程度上存在差别.

这样, 在考虑了小 x 区域核遮蔽效应对束缚核子中夸克-胶子动量分布的影响后, 推广 x 重新标度模型给出的束缚核子中夸克和胶子动量分布函数可写为:

$$K_A^l(x, Q^2) = \frac{1}{A} \sum_z \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\psi_z(p)|^2 z W_i(x, Q^2) K_N^l\left(\delta_i \frac{x}{z}, Q^2\right). \quad (11)$$

应当指出, 由于核遮蔽效应不会影响价夸克动量分布, 上式中 $W_v(x, Q^2) \equiv 1$.

3 结果与讨论

为了和 NMC 的实验数据^[3]相比较, 利用(11)计算了 Sn 和 C 核胶子分布函数之比 $R_{in}(Sn/C) = G_{Sn}(x)/G_C(x)$. 计算结果与实验数据的比较如图 1 所示. 在计算中, 自由核子的夸克-胶子分布函数取自文献[12], 并取 $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$. 参数 δ_v , $\delta_{s\psi}$, C_s 和 C_g 的取值在表 1 中给出. 由图 1 可见, 理论结果与 NMC 最新实验数据^[3]符合得甚好. 同时, 利用上述参数计算了 Sn 和 C 核的平均核结构函数与氦核结构函数之比

$$R^{A/D}(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / F_2^D(x, Q^2), \quad (12)$$

其中

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{5}{18} K_A^V(x, Q^2) + \frac{2}{9} K_A^S(x, Q^2), \quad (13)$$

氦核结构函数 $F_2^D(x, Q^2)$ 取自文献[13], 计算结果如图 2 所示. 显然, 理论计算结果可以相当好地符合整个 x 区域的实验数据^[14,15].

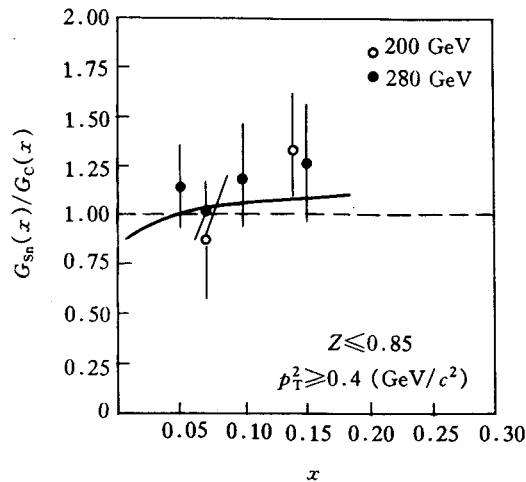


图 1

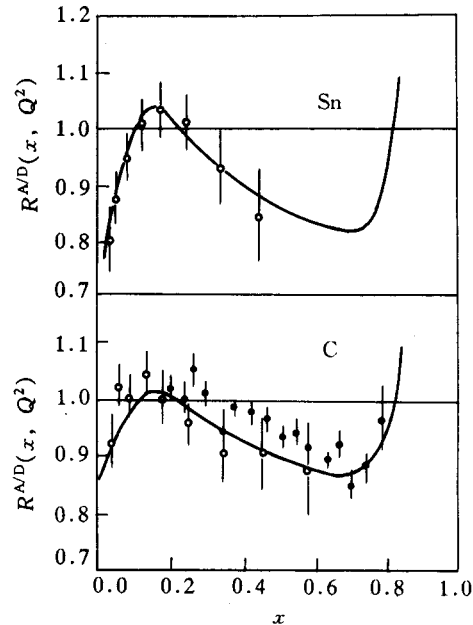


图 2

综上所述, 在考虑费米运动修正和核内核子束缚能作用的基础上, 进一步引入双重 x 重新标度机制并结合考虑核内邻近核子的海夸克和胶子发生空间重叠而在小 x 区域引起的核遮蔽效应, 不仅解释了 EMC 效应、核遮蔽效应和反遮蔽效应, 而且也解释了束缚

核子内胶子动量分布的核效应.

参 考 文 献

- [1] EMC Collab., J. J. Aubert *et al.* *Phys. Lett.*, **152B**(1985)433.
- [2] M. D. Sokoloff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986)3003.
- [3] NMC P. Amaudruz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **371B**(1992)553.
- [4] E. L. Berger, D. Jones, *Phys. Rev.*, **23D**(1981)1521.
- [5] A. W. Thomas, *Nucl. Phys.*, **532B**(1991)177c.
- [6] G. L. Li, Z. J. Cao, C. S. Zhong, *Nucl. Phys.*, **509B**(1990)757.
- [7] W. Zhu, J. G. Shen, *Phys. Lett.*, **235B**(1990)170.
- [8] F. E. Close, R. G. Robert, *Phys. Lett.*, **213B**(1988)91.
- [9] EMC J. Ashman *et al.*, *Z. Phys.*, **57C**(1993)211.
- [10] 厉光烈, 杨建军, 沈洪清, *物理学进展*, **15**(1995)202.
- [11] G. L. Li *et al.*, *Phys. Rep.*, **247**(1994)505.
- [12] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys.*, **67C**(1995)433.
- [13] L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, *Phys. Lett.*, **76B**(1978)383.
- [14] J. Ashman *et al.*, *Phys. Lett.*, **202B**(1988)603.
- [15] D. M. Alde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990)2479.

Nuclear Gluon Distribution in the Extended x -Rescaling Model

Duan Chungui He Zhenmin

(Physics Department, Hebei Teachers' University, Shiliazhuang 050016)

Lin Zhongjin

(Physics Department, Xiamen University, Xiamen 361005)

Li Guanglie

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

Received 8 April 1996

Abstract

Using the extended x -rescaling model and taking account of the nuclear shadowing effect by the spatial overlap of sea quarks and gluons from neighbouring nucleons in the nucleus in small x region, we calculate the ratios $G_{\text{sn}}(x)/G_{\text{C}}(x)$. The calculated results are in good agreement with recent NMC experimental data

Key words gluon distribution, extended x -rescaling model, NMC experiment.