

核内核子能动量分布对 EMC 效应的贡献

厉光烈 刘克非

(中国科学院高能物理研究所, 北京) (美国肯塔基大学物理天文系)

摘 要

利用密度相关 Skyrme 相互作用给出的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量重新考查了核内核子能动量分布对 EMC 效应的贡献。结果表明,在选用正确的单粒子能量和相对论归一化的单粒子波函数以后,EMC 效应不能光用包含核内核子束缚能作用在内的费米运动修正来解释。

1983 年发现 EMC 效应^[1]以后,如何解释这一效应引起了广泛的兴趣。目前,主要看法可以分为二类:一类是传统核物理的,即仅用核子和 π 介子等自由度来解释^[2-6];另一类是非传统核物理的,例如多奈克结团模型^[7-14], Q^2 和 x 重新标度机制等^[15-18]。不久前, Akulinichev 等^[19]指出, EMC 效应可以用核内核子束缚能的作用来解释。他们的发现一度使人们以为 EMC 效应已经得到解释。但是,我们发现, Akulinichev 等在利用费米气体模型和化学势 μ 的实验值(即 -8MeV)通过基态求和规则估算核内核子平均单粒子能量时没有考虑到核子-核子相互作用的密度相关性,而在核多体理论^[20]中,任何与密度无关的有效核子-核子相互作用都无法在平均场近似下给出与实验相符合的 μ 值。因此,他们用以估算核内核子平均单粒子能量的方法是不正确的。我们利用密度相关的 Skyrme 力估算出与实验符合的原子核 ^{56}Fe 中核子的平均单粒子能量就其绝对值来说比他们给出的约小 $\frac{1}{3}$ 。这表明,他们过高地估计了核内核子束缚能对 EMC 效应的贡献。Frankfurt 和 Strikman^[21]也指出, Akulinichev 等既然在计算中考虑了类似 $\left(1 + \frac{\langle \epsilon_1 \rangle}{M}\right)$ 的相对论修正项,这里 M 是核子质量, $\langle \epsilon_1 \rangle$ 是核内核子的平均单粒子能量,那么所用的核子波函数也应该是相对论归一化的,而 Akulinichev 等所用的却是非相对论归一化的。他们估计,若改用相对论归一化的波函数,核内核子束缚能对 EMC 效应的贡献就原子核 ^{56}Fe 来说将会减小约 $\frac{1}{3}$ 。最近, Birbrair 等^[22]进一步指出,在通常的轻子-核子深度非弹性散射公式中出现的强子张量 $W_{\mu\nu}^N(q, p)$ 是对非极化强子而言的,在将其应用于轻子-核深度

非弹性散射公式中时应该代之以他们引入的极化强子张量 $W_{\mu\nu}^N(q, p; \alpha)$, 因为核内核子的自旋取向 α 是一定的. 但是, 在文中我们将证明他们只是从另一角度给出了 Frankfurt 和 Strikman 的结果.

本文利用密度相关的 Skyrme 力给出的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量重新分析了核内核子能动量分布对 EMC 效应的贡献, 发现在选用正确的单粒子能量和相对论归一化的波函数以后, 光用包含核子束缚能作用在内的费米运动修正不能很好地解释 EMC 效应.

二

图 1 给出的是轻子-核深度非弹性散射的一个简单模型. 从图中可以看到, 在散射过程中原子核 A 内处在单粒子态 λ 上的一个核子被敲出, 剩余核 $(A-1)$ 作为旁观者处在相应的激发态上. 下面我们将根据这个模型来分析核内核子能动量分布对 EMC 效应的贡献.

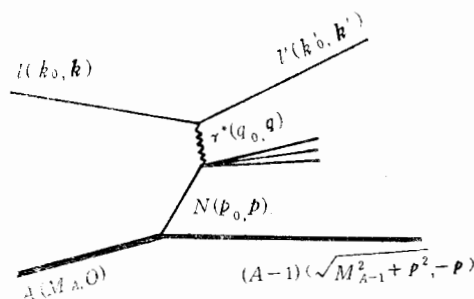


图 1 轻子-核深度非常弹性散射的一个简单模型

为了便于与 EMC 效应的实验数据^[23,24]相比较, 我们定义

$$R^A(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / F_2^p(x, Q^2) \quad (1)$$

其中, $x = Q^2 / 2Mq_0$, $Q^2 = -q^2$, M 是核子质量. $F_2^A(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别是原子核 A 和氘核的平均核结构函数, 其定义为

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{A} \left[F_{2,A}(x, Q^2) - \frac{1}{2} (N - Z) (F_2^n(x, Q^2) - F_2^p(x, Q^2)) \right] \quad (2)$$

这里 $F_{2,A}(x, Q^2)$ 是通常出现在轻子-核深度非弹性散射截面公式中的核结构函数, 我们将在后面对其进行比较详细的讨论. (2) 式中第二项的引入是为了补偿中子盈余, 使得 $F_2^A(x, Q^2)$ 表示中子数和质子数相等 ($N = Z = A/2$) 的虚拟核的平均核结构函数, 其中 $F_2^n(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别是自由中子和自由质子的结构函数.

现在我们来讨论核结构函数 $F_{2,A}(x, Q^2)$. 根据 Akulinichev 等的看法, $F_{2,A}(x, Q^2)$ 可用卷积表示为

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\varphi_{\lambda}(\mathbf{p})|^2 F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (3)$$

其中 $z = \frac{p \cdot q}{M q_0} = (p_0 + p_3)/M$ (z 轴取在动量转移 \mathbf{q} 的方向, 且在标度极限下我们有 $q_3/q_0 = 1$), $p_0 = M + \varepsilon_{\lambda}$, ε_{λ} 是被敲出核子的分离能. $F_2^N(x, Q^2)$ 是自由核子的结构函数, 其参数化的解析表示式由文献[25]—[27]给出. $\varphi_{\lambda}(\mathbf{p})$ 是在动量空间中的单粒子波函数, 满足非相对论归一化条件:

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\varphi_{\lambda}(\mathbf{p})|^2 = 1 \quad (4)$$

引入 z 的平均值

$$\langle z \rangle = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} z |\varphi_{\lambda}(\mathbf{p})|^2 = 1 + \frac{\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle}{M} \quad (5)$$

和

$$\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \varepsilon_{\lambda} |\varphi_{\lambda}(\mathbf{p})|^2 = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \varepsilon_{\lambda} \quad (6)$$

并将 $F_2^N(x, Q^2)$ 展开为 $\langle z \rangle$ 的幂级数, (3)式可以改写为

$$\begin{aligned} F_{2A}(x, Q^2) &= A \left[F_2^N\left(\frac{x}{\langle z \rangle}, Q^2\right) + \frac{1}{2} (\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2) \frac{\partial^2}{\partial \langle z \rangle^2} F_2^N\left(\frac{x}{\langle z \rangle}, Q^2\right) + \dots \right] \\ &\simeq A F_2^N\left(\frac{x}{\langle z \rangle}, Q^2\right) \end{aligned} \quad (7)$$

由此可见, 核结构函数粗略地由 $\langle z \rangle$ 或 $\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle$ 决定. 利用基态求和规则:

$$\mu = \frac{1}{2} \left(\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle + \frac{\langle \mathbf{p}^2 \rangle}{2M} \right) \quad (8)$$

Akulonichev 等得到

$$\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle_{\text{Fe}} = -39 \text{MeV}, \quad \langle z \rangle_{\text{Fe}} = 0.96 \quad (9)$$

这里化学势 μ 取实验值, 即 $\mu = -8 \text{MeV}$; 平均动能用费米气体模型估算:

$$\frac{\langle \mathbf{p}^2 \rangle}{2M} = \frac{7}{10} \frac{p_F^2}{M} = 23 \text{MeV},$$

其中 $p_F = 270 \text{MeV}/c$. Smith^[2] 和 Garcia^[28] 用与 (7) 式类似的公式去符合 EMC 效应的实验数据, 得到 $\langle z \rangle = 0.94 - 0.96$. Akulonichev 等得到的 $\langle z \rangle_{\text{Fe}}$ 值刚好在实验数据给出的 $\langle z \rangle$ 值的范围之内, 因此他们得出结论: EMC 效应可以在传统核理论框架里用核内核子的动量分布(费米运动)和能量分布(束缚能效应)来解释. 但是, 众所周知, (8) 式仅对密度无关的核子-核子相互作用才是对的, 而在核多体理论中任何与密度无关的有效核子-核子相互作用在平均场近似下都无法给出与实验相符合的 μ 值. 对于密度相关的核子-核子相互作用 $V(\rho)$, (8) 式应改写为^[20]

$$\mu = \frac{1}{2} \left(\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle + \frac{\langle \mathbf{p}^2 \rangle}{2M} - \left\langle \frac{\partial V(\rho)}{\partial \rho} \right\rangle \right) \quad (10)$$

一般地讲, (10) 式中的第三项不可忽略, 它可提供一半的 μ 值. 因此, Akulonichev 等用以估算核内核子平均单粒子能量的方法是不正确的. 采用文献[29]给出的密度相关

(3)

Skyrme 力作为 $V(\rho)$, 我们用 Hartree-Fock 自洽场方法解出了原子核 ^{56}Fe 的单粒子波函数和能量, 并用它们重新计算了 $\langle \varepsilon_\lambda \rangle_{\text{Fe}}$ 和 $\langle z \rangle_{\text{Fe}}$, 得到

$$\langle \varepsilon_\lambda \rangle_{\text{Fe}} = -26\text{MeV}, \quad \langle z \rangle_{\text{Fe}} = 0.973 \quad (11)$$

门有

勾函
子波

显见, 我们得到的 $\langle \varepsilon_\lambda \rangle_{\text{Fe}}$ 就其绝对值来说要比 Akulinichev 等得到的约小 $\frac{1}{3}$, 且 $\langle z \rangle_{\text{Fe}}$ 不在实验数据给出的 $\langle z \rangle$ 值的范围内。

(4)

不久前, Frankfurt 和 Strikman^[21] 指出, 在考虑了类似 $\left(1 + \frac{\langle \varepsilon_\lambda \rangle}{M}\right)$ 的相对论修正项以后, (3) 式中的非相对论单粒子波函数 $\varphi_\lambda(\mathbf{p})$ 应当用相对论单粒子波函数 $\psi_\lambda(\mathbf{p})$ 代替, 即

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_\lambda \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\psi_\lambda(\mathbf{p})|^2 z F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (12)$$

其中 $\psi_\lambda(\mathbf{p})$ 满足相对论归一化条件:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} z |\psi_\lambda(\mathbf{p})|^2 = 1 \quad (13)$$

且与非相对论单粒子波函数 $\varphi_\lambda(\mathbf{p})$ 有如下关系:

$$\psi_\lambda(\mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{z_\lambda}} \varphi_\lambda(\mathbf{p}) \quad (14)$$

(7)

这里

$$z_\lambda = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} z |\varphi_\lambda(\mathbf{p})|^2 = 1 + \frac{\varepsilon_\lambda}{M} \quad (15)$$

(8)

相应地,

$$\langle z \rangle = \frac{1}{A} \sum_\lambda \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{z^2}{z_\lambda} |\varphi_\lambda(\mathbf{p})|^2 \quad (16)$$

(9)

利用上述原子核 ^{56}Fe 的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量, 我们由(16)式算出

$$\langle z \rangle_{\text{Fe}} = 0.986 \quad (17)$$

这个 z 值显然远远超出了实验数据给出的 $\langle z \rangle$ 值的范围. 因此, 我们得出结论: Akulinichev 等人过高地估计了核中核子束缚能对 EMC 效应的作用。

效应

数据

用核

8) 式

有效

相关的

最近, Birbrair 等^[22] 指出: 通常出现在轻子-核子深度非弹性散射截面公式中的核子张量 $W_{\mu\nu}^N(q, p)$ 是对非极化核子而言的, 当将其应用于轻子-原子核深度非弹性散射中时, 由于核中核子的自旋取向是一定的, 应当代之以他们所定义的极化核子张量:

$$W_{\mu\nu}^N(q, p; \alpha) = W_{\mu\nu}^N(q, p) \frac{\bar{u}_\alpha(\gamma^0 + \gamma^3) u_\alpha}{z} \quad (18)$$

相应地, 核结构函数可以表示为

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_{i\alpha} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \Phi_i^*(\mathbf{p}, \alpha) \bar{u}_\alpha(\gamma^0 + \gamma^3) F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) u_\alpha \Phi_i(\mathbf{p}, \alpha) \quad (19)$$

其中 $\Phi_i(\mathbf{p}, \alpha)$ 满足归一化条件:

等

相关

$$\frac{1}{A} \sum_{i\alpha} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \Phi_i^*(\mathbf{p}, \alpha) \bar{u}_\alpha(\gamma^0 + \gamma^3) u_\alpha \Phi_i(\mathbf{p}, \alpha) = 1 \quad (20)$$

引入相对论单粒子波函数

$$\psi_\lambda(\mathbf{p}) = \sum_{i \in \Lambda} \Phi_i(\mathbf{p}, \alpha) u_\alpha \quad (21)$$

并注意到

$$\bar{u}_\alpha(\gamma^0 + \gamma^3) u_{\alpha'} = z \delta_{\alpha\alpha'} \quad (22)$$

我们发现,(19)和(20)式分别就是(12)和(13)式. 因此,我们说, Birbrair 等只是从另一角度给出了 Frankfurt 和 Strikman 的结果.

三

首先,我们利用上述原子核 ^{56}Fe 的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量计算了(1)式所定义的 $R^A(x, Q^2)$. 图 2 给出的就是我们的计算结果(实线和点虚线)和 Akulinichev 等的计算结果(虚线)以及 EMC 效应的实验数据(●——SLAC^[23]; ○——BCDMS^[24])的比较. 在我们的计算中,对实线和点虚线,分别采用相对论和非相对论归一化的单粒子波函数,以及文献[30]和[31]所给出的氘核结构函数. 自由核子的结构函数 $F_2^p(x, Q^2)$ 和 $F_2^n(x, Q^2)$ 取自文献[26](第二组参数). 从图中可以看到,我们的计算结果,无论是实线还是点虚线,都与 Akulinichev 等的计算结果(虚线)有很大差别,这说明了前面提到的两种修正对 EMC 效应的影响是不容忽视的. 实际上,在考虑了这两种修正以后,光用包含核子束缚能作用在内的费米运动修正已经不能很好地解释 EMC 效应.

进一步,我们计算了 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{56}Fe 、 ^{117}Ag 和 ^{197}Au 等一系列原子核的 $R^A(x, Q^2)$. 图 3 给出的是我们的计算结果与 SLAC 组实验数据的比较. 在计算中,我们取

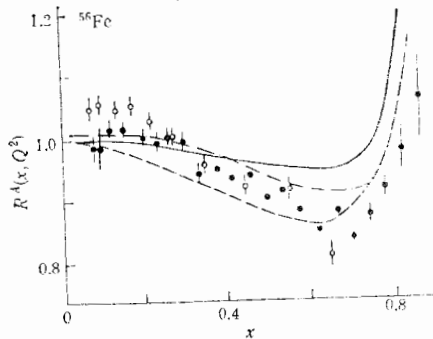


图 2

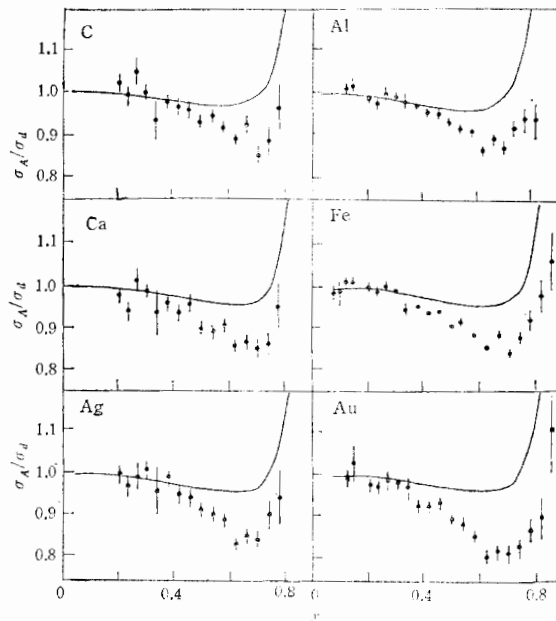


图 3

表 1 单粒子能量 (p: 质子; n: 中子)

		$1s \frac{1}{2}$	$1p \frac{3}{2}$	$1p \frac{1}{2}$	$1d \frac{5}{2}$	$2s \frac{1}{2}$	$1d \frac{3}{2}$	$1f \frac{7}{2}$	$2p \frac{3}{2}$	$1f \frac{5}{2}$	$2p \frac{1}{2}$
^{12}C	p	-28.34	-13.53								
	n	-31.83	-16.79								
^{27}Al	p	-47.21	-29.58	-23.94	-12.14						
	n	-54.17	-36.08	-30.42	-18.25						
^{40}Ca	p	-43.17	-29.97	-25.71	-15.97	-10.19	-8.726				
	n	-51.00	-37.44	-33.09	-23.09	-17.26	-15.64				
^{56}Fe	p	-48.14	-36.01	-33.31	-22.87	-16.75	-16.94	-9.464			
	n	-56.24	-44.19	-40.95	-30.90	-24.27	-24.37	-17.13	-10.54		
^{107}Ag	p	-46.73	-38.93	-37.93	-29.66	-24.03	-27.04	-19.43	-12.25	-14.63	-10.82
	n	-57.42	-48.86	-47.85	-39.30	-34.91	-36.51	-28.92	-22.30	-23.84	-20.96
^{197}Au	p	-44.99	-40.33	-40.08	-33.98	-27.13	-32.78	-26.38	-18.12	-23.85	-18.16
	n	-57.75	-52.51	-52.45	-45.64	-39.58	-44.61	-37.64	-30.19	-35.19	-30.33
		$1g \frac{9}{2}$	$1g \frac{7}{2}$	$2d \frac{5}{2}$	$1h \frac{11}{2}$	$2d \frac{3}{2}$	$3s \frac{1}{2}$	$1h \frac{9}{2}$	$2f \frac{7}{2}$	$1i \frac{13}{2}$	$2f \frac{5}{2}$
^{12}C	p										
	n										
^{27}Al	p										
	n										
^{40}Ca	p										
	n										
^{56}Fe	p										
	n										
^{107}Ag	p	-8.644									
	n	-18.04	-10.52	-10.70							
^{197}Au	p	-17.88	-13.68	-9.008	-8.738	-7.944					
	n	-28.81	-24.57	-20.61	-19.46	-19.63	-17.30	-13.17	-11.26	-9.834	-8.999

(21)

(22)

另一

(1)式

ichev

S^[24].)

单粒子

Q²)和

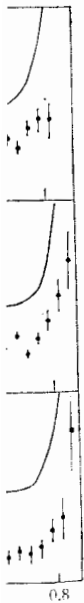
是实线

到的两

用包含

 $R^A(x,$

我们取



$Q^2 = 20\text{GeV}^2/c^2$. 计算中用到的 Hartree-Fock 单粒子波函数和能量, 除 ^{12}C 以外, 都是利用文献 [29] 给出的密度相关 Skyrme 力得到的; 对 ^{12}C , 我们采用文献 [32] 给

出的 Skyrme I 力. 单粒子波函数是相对论归一化的, 与之相应的单粒子能量列在表 1 中, 它们与有关的实验数据^[33]相当接近. 从图 3 可以看到, 理论曲线与实验数据相差甚远. 另外, 实验数据给出的 $R^A(x, Q^2)$ 的最小值随 A 的增大有明显的下移倾向, 而理论曲线几乎不随 A 变化. 由此可见, 在选用正确的单粒子能量和相对论归一化的单粒子波函数以后, EMC 效应并不像 Akulinichev 等所讲的那样可用核内核子束缚能的作用来解释. 这是一个普遍的结论, 它不仅对原子核 ^{56}Fe 是对的, 对其他原子核也是对的.

那么, 究竟应该如何解释 EMC 效应呢? 我们将在下一篇文章中讨论这个问题. 在那篇文章中, 我们将指出, 在考虑包含核内核子分离能作用在内的费米运动修正的基础上, 进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制有可能解释 EMC 效应. 特别是, 在我们正确地处理了核总动量不守恒问题以后, EMC 效应的实验数据可以得到更好的符合.

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] M. Ericson and A. W. Thomas, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 112.
- [4] M. Ericson, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **11**(1984), 227.
- [5] A. W. Thomas, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **11**(1984), 325.
- [6] E. L. Berger, F. Coester, and R. B. Wiringa, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 398.
- [7] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 228.
- [8] C. E. Carlson and T. J. Havens, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 261.
- [9] H. J. Pirner and J. Vary, University of Heidelberg Report No. UNI-HE-83-01, 1983 (unpublished); J. P. Vary, *Nucl. Phys.*, **A418**(1984), 195C; H. J. Pirner and J. P. Vary, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1376.
- [10] S. Date, *Prog. Theor. Phys.*, **70**(1983), 1682.
- [11] M. Chemtob and R. Peshanski, *J. Phys.*, **G10**(1984), 599.
- [12] B. C. Clark et al., *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 617.
- [13] L. A. Kondratyuk and M. Zh. Shmatikov, *Z. Phys.*, **A321**(1985), 301.
- [14] G. Berlad, A. Dar, and G. Eilam, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 1547.
- [15] F. E. Close, R. G. Roberts, and G. G. Ross, *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 346.
- [16] R. L. Jaffe et al., *Phys. Lett.*, **134B**(1984), 449.
- [17] F. E. Close et al., *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 1004.
- [18] O. Nachtmann and H. J. Pirner, *Z. Phys.*, **C21**(1984), 277; G. Chanfray, O. Nachtmann, and H. J. Pirner, *Phys. Lett.*, **147B**(1984), 294.
- [19] S. V. Akulinichev, G. M. Vagrado, and S. A. Kulagin, *JETP Lett.*, **42**(1985), 127; S. V. Akulinichev, S. A. Kulagin, and G. M. Vagrado, *Phys. Lett.*, **158B**(1985), 485; S. V. Akulinichev, S. Shlomo, S. A. Kulagin and G. M. Vagrado, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2239; S. V. Akulinichev, and S. Shlomo, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1551.
- [20] P. Ring and P. Schack, "The Nuclear Many Body Problem" (Springer-verlag, 1980).
- [21] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett.*, **183B**(1987), 254.
- [22] B. L. Birbrair, E. M. Levin and A. G. Shuvaev, *Leunigrad Nucl. Phys. Inst. Preprint-1227*(1986).
- [23] R. G. Arnold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 727.
- [24] BCDMS Collab., A. C. Benvenuti et al., *Phys. Lett.*, **189B**(1987), 483.
- [25] A. J. Buras and K. J. F. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249.
- [26] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49.
- [27] M. Glück, E. Hoffmann, and E. Reya, *Z. Phys.*, **C13**(1982), 119.
- [28] C. H. Garcia Canal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1430.
- [29] K. F. Liu, Q. B. Shen, and H. D. Luo, to be published.
- [30] W. B. Atwood and G. B. West, *Phys. Rev.*, **D7**(1973), 773.
- [31] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett.*, **76B**(1978), 333.
- [32] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
- [33] S. Frullani and J. Mougey, *Adv. Nucl. Phys.*, **14**(1984), 1.

CONTRIBUTION OF THE ENERGY-MOMENTUM DISTRIBUTION OF NUCLEONS IN NUCLEI TO THE EMC EFFECT

LI GUANGLIE

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

K. F. LIU

(University of Kentucky, Lexington, U.S.A.)

ABSTRACT

Using the Hartree-Fock single particle energies and wave functions from a density-dependent Skyrme interaction and including the relativistic normalization corrections, we re-examine the contribution of the energy-momentum distribution of nucleons in nuclei to the EMC effect and conclude that the nuclear binding and the nucleon Fermi motion can not explain the EMC effect.