

计算核内有效色介常数和核子口袋半径的一个方法

何 祯 民

(河北师范大学物理系, 石家庄)

摘 要

本文对彭宏安等用口袋模型解释 EMC 效应的工作^[1,2]做了改进, 重点改进了计算核内有效色介常数和核子口袋半径的方法, 使物理图象更加符合实际, 所得结果也有所改善, 且具有新的特点。

彭宏安等(文献[1,2])从核子的口袋模型出发, 考虑到核内单个核子周围的 QCD 真空与自由核子周围的真空有不同的拓扑结构, 核内有效色介常数大于零, 使得核内核子受到的物理真空的压强比自由核子减小, 而口袋半径比自由核子变大, 从而成功地解释了 EMC 效应^[1,2]。我认为, 文献[1,2]的物理思想很有启发性, 但是计算方法比较粗略, 有必要探讨改进。本文提出一个具体改进方案。

一、核内有效色介常数的计算

李政道的孤子口袋模型^[3]假定存在一种唯象的标量场

$$\sigma = \sigma_{\text{vac}}(1 - \kappa), \quad (1)$$

在核子口袋外面, 色介常数 $\kappa = 0$, $\sigma = \sigma_{\text{vac}}$; 在核子口袋内部, $\kappa = 1$, $\sigma = 0$ 。文献[1,2]假定, 核内被考察核子口袋外面的色介常数不再是 $\kappa = 0$, 而是其余 $(A - 1)$ 个核子口袋占据的空间 ($\kappa = 1$) 与未被核子占据的空间 ($\kappa = 0$) 按体积的平均值, 即有效色介常数

$$\kappa_A = \frac{A^\alpha - 1}{\frac{3A^\alpha}{4\pi\rho_A R_A^3} - 1}. \quad (2)$$

这里有两个问题需要指出: 其一, 文献[1,2]对整个核采用了单一的核子数密度 ρ_A (可能指平均密度, 文献[1,2]中均未给出 ρ_A 的数值、表达式或参考文献), 又事先假定了核内所有核子都具有同一的半径 R_A , 这样自然得到的是单一的 κ_A 值。实际上, 核内核子数分布是内部密集, 外层稀疏, 处于密度大的地方的核子受到其他核子的影响应该大

些,而处于密度小的地方的核子受到其他核子的影响应该小些。这样,不同密度区域的核子口袋外面的 κ_A 值应有所不同,从而又可推出 R_A 也应不同(见下文);其二,在式(2)中引入了小于 1 的参数 α ,理由是为了压低远处的核子口袋对所考察核子口袋的影响。这里不仅物理图象不够清楚,而且与整个核有同一的 κ_A 值相矛盾。因为既然承认远近核子对考察核子的影响不一样大,而考察核子处于不同密度区域时,其邻近的和远离的核子数目不同,其外面的 κ_A 值自然应该不同。顺便提及,文献[1, 2]在导出式(2)时还假定了 A 足够大,以忽略核的边界效应。

为了解决上述问题,我们采用实际的核子数密度分布函数代替单一密度 ρ_A ,同时采用局部求平均的做法代替对整个核求平均来求 κ_A 。

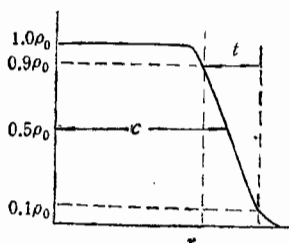


图 1

由核物理已知,核内核子数密度服从抛物线费米分布^[4]

$$\rho_A(r) = \rho_0(1 + \omega^2 r^2/c^2)\{1 + \exp[(r - c)/a]\}^{-1}, \quad (3)$$

其中 ρ_0 是中心密度, c 为半值半径(当 $\omega = 0$ 时), a 是弥散参数, $t = 4.39a$ 是 $\rho(r)$ 从 $0.9\rho_0$ 降到 $0.1\rho_0$ 的表面层厚度, ω 是轻微改变核中心附近区域密度分布的小参数。不同的核有不同的 ρ_0 、 ω 、 c 、 a 值。 $\rho_A(r)$ 分布曲线的一般形式如图 1。

式如图 1。

考虑到核力的饱和性与短程性,我们假定,距核中心为 r 的考察核子仅受到它外面的球形小体积 ΔV 内的核子与物理真空的影响(图 2),它外面的有效 κ_A 值应为 ΔV 内 $\kappa = 1$ 与 $\kappa = 0$ 两种区域的平均值

$$\begin{aligned} \kappa_A(r) &= \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \frac{4\pi}{3} R_A^3(r + r_1) \times \rho_A(r + r_1) \times 1 d\tau_1 \\ &= \frac{4\pi}{3} R_A^3(r) \rho_A(r). \end{aligned} \quad (4)$$

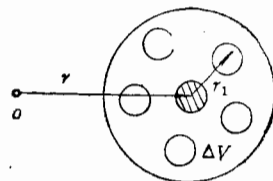


图 2

因为 $\rho_A(r)$ 在核内部区域是近似均匀的,在外层是随 r 增大单调下降的,所以可以做出上述第二步的近似。这样,与核子所在处的密度 $\rho_A(r)$ 及核子口袋的体积成正比的 $\kappa_A(r)$ 代替了单一的 κ_A 值。同时,也不再需要小参数 α 以及 A 足够大的条件。我们认为,这个图象可能更接近于实际情形。

二、核内核子口袋半径的计算

李政道的孤子口袋模型假定^[5], σ 场的势能密度如图 3,自由核子口袋外面 $V(\sigma_{vac}) = 0$,内部 $V(0) = B_0$ 。正是内外势能密度差 B_0 产生的物理真空对核子口袋表面的压强与口袋内部的色场所产生的压强相平衡决定了自由核子口袋的半径。

文献[1, 2]认为,由于核内核子外面的有效 $\kappa_A > 0$,使得有效的 σ 场值减小为 σ_A 。由图 3 可见,这时核子内外的 σ 场势能密度差较自由核子时减小 ΔB_A ,也即外面的压强减小 ΔB_A ,这使得核子口袋膨胀变大。文献[1, 2]将 $V(\sigma_A)$ 在 σ_{vac} 附近作 Taylor 展

开, 取不为零的第一项:

$$V(\sigma_A) = \Delta B_A = b(\sigma_A - \sigma_{\text{vac}})^2 = b\sigma_{\text{vac}}^2 \kappa_A^2 = G\kappa_A^2, \quad (5)$$

再将式(2)及(5)与口袋内外压强平衡条件关系式

$$\Delta B_A = \frac{3M_0 R_0}{16\pi} \left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{1}{R_A^3} \right) \quad (6)$$

相结合, 便得到确定核子口袋半径的方程

$$G \left(\frac{A^\alpha - 1}{3A^\alpha} - 1 \right)^2 = \frac{3M_0 R_0}{16\pi} \left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{1}{R_A^3} \right), \quad (7)$$

M_0 和 R_0 分别是自由核子的质量和口袋半径。由方程

(7) 可解得 $R_A > R_0$, 且核内所有核子的半径均为 R_A 。

我们采用文献 [1, 2] 对核内核子变大的物理解释, 但是承接我们第一节的做法, 为了更好地拟合实验数据, 将 $V(\sigma_A)$ 展开时取前两个不为零的项:

$$\begin{aligned} V(\sigma_A) &= \Delta B_A = b_1(\sigma_A - \sigma_{\text{vac}})^2 + b_2(\sigma_A - \sigma_{\text{vac}})^3 \\ &= b_1\sigma_{\text{vac}}^2 \kappa_A^2(r) - b_2\sigma_{\text{vac}}^3 \kappa_A^3(r) \\ &= G_1 \kappa_A^2(r) - G_2 \kappa_A^3(r). \end{aligned} \quad (8)$$

由式(4)、(6)及(8)得到我们的确定核内核子半径的方程

$$\frac{1024\pi^4}{81M_0} B_2 \rho_A^3(r) a_A^{13}(r) - \frac{256\pi^3}{27M_0} B_1 \rho_A^2(r) a_A^{10}(r) + a_A^4(r) - 1 = 0, \quad (9)$$

其中 $B_1 = G_1 R_0^2$, $B_2 = G_2 R_0^2$, $a_A(r) = R_A(r)/R_0$ 。由此方程可解得处于不同密度区域的核子的 $a_A(r)$ 值, 而 $a_A(r)$ 的平均值为

$$\bar{a}_A = \frac{1}{A} \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho_A(r) a_A(r) dr. \quad (10)$$

三、结果和讨论

由 R. L. Jaffe^[5] 提出并由 F. E. Close 等人^[6] 完成的解释 EMC 效应的标度改变模型假定, 核子数为 A 的核内单个核子的有效结构函数与氦核内的核子结构函数有如下关系:

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^p(x, \xi_A Q^2), \quad (11)$$

他们还进一步推得标度改变参数

$$\begin{aligned} \xi_A(Q^2) &= (\bar{R}_A/R_0)^{2 \ln(Q^2/A^2)/\ln(\mu^2/A^2)} \\ &= (\bar{a}_A)^{2 \ln(Q^2/A^2)/\ln(\mu^2/A^2)}. \end{aligned} \quad (12)$$

按式(11)拟合实验数据确定的几种核的 ξ_A 值^[1, 2] 列入表 1。取 $Q^2 = 4\text{GeV}^2$, $\mu^2 = 0.63\text{GeV}^2$, $A = 0.4\text{GeV}$, 按式(12)换算得到的 \bar{a}_A 值也列入该表中。

文献 [1, 2] 取 $R_0 = 0.742\text{fm}$, $G = 0.285\text{GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$, $\alpha = 0.541$, 由方程(7)解得

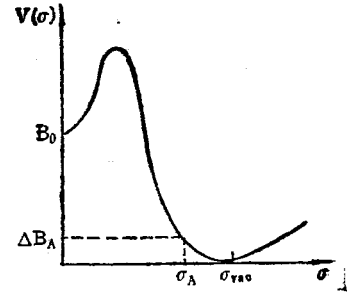


图 3

表 1

核	ξ_A			\bar{a}_A	
	实验	彭文	本文	实验	本文
He ⁴	1.160±.026	1.114	1.156	1.032±.005	1.031
Al ²⁷	1.360±.021	1.353	1.366	1.068±.003	1.069
Ca ⁴⁰	—	1.404	1.324	—	1.062
Fe ⁵⁶	1.430±.024	1.448	1.446	1.079±.004	1.082
Ag ¹⁰⁷	—	1.539	1.469	—	1.085
Au ¹⁹⁷	1.695±.046	1.641	1.665	1.119±.006	1.115

R_A 值, 对应的 ξ_A 值也列入表 1. 可见, 这些结果是相当满意的, 对 EMC 效应的解释是相当成功的.

我们取 $B_1 = 0.0504 \text{GeV} \cdot \text{fm}^6$ (相当 $G_1 = 0.285 \text{GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$, $R_0 = 0.825 \text{fm}$), $B_2 = 0.0260 \text{GeV} \cdot \text{fm}^9$, 由方程(9)及积分(10)算得的 \bar{a}_A 值以及对应的 ξ_A 值均列入表 1. 由表可见, 我们的理论结果与实验符合得更好些.

我们这个工作有两个特点: 第一、用实际核子数密度分布 $\rho_A(r)$ 代替平均密度 ρ_A , 用局部平均代替整体平均求 $\kappa_A(r)$, 结果是核子数密度大的地方, 核子口袋的半径也大, 核子数密度小的地方, 核子口袋的半径也小. 而由实验数据得出的核子半径实际是核子半径的平均值. 这样可能更接近于核的实际情形; 第二、这样做的另一个结果是, \bar{a}_A 及 ξ_A 不是简单地依赖于核子数 A , 不一定是 A 越大的核 \bar{a}_A 与 ξ_A 值越大, 而是依赖于核子数密度分布总的来看较密集还是较稀疏. 例如 Ca⁴⁰ 核的 \bar{a}_A 与 ξ_A 值就比 Al²⁷ 核小, 这是因为 Ca⁴⁰ 的 $\rho_A(r)$ 值普遍较小, 即核子分布比较稀疏. 这个结果与其他工作 (例如参考文献 [1, 2] 与 [7]) 不同, 可做为实验检验的标志.

感谢范宝仁、刘连寿、侯云智、乔廷敏等同志有益的讨论与鼓励以及常智敏、冯希章同志在上机计算工作中给予的合作与帮助.

参 考 文 献

- [1] PENG Hung-an et al., *Chinese Phys. Lett.*, Vol. 2, No. 2(1985), 63.
- [2] 刘连寿等, 中国科学A辑, 11(1985), 1008.
- [3] 李政道, 场论与粒子物理学, 科学出版社, 北京, 1981, 第21章.
- [4] R. C. Barrett and D. F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure*, Oxford University Press, 1977.
- [5] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 228.
- [6] F. E. Close et al., *Phys. Lett.*, 129B(1983), 346.
- [7] Yang Xin-hua and Li He-shen, *Chinese Phys. Lett.*, Vol. 3, No. 1(1986), 37.

**A METHOD OF COMPUTING THE EFFECTIVE COLOR
DIELECTRIC CONSTANT AND THE BAG
RADIUS OF NUCLEONS IN NUCLEI**

HE ZHEN-MIN

(Hebei Teacher's University, Shijiazhuang)

ABSTRACT

Using the parabolic Fermi distribution of the nucleon number density instead of the average density, a new method of computing the effective color dielectric constant and the nucleon bag radius in nuclei is presented, so that the physical picture is made more realistic, and the results thus obtained are better consistent with the data and have two new features.