

核 遮 蔽 效 应*

厉 光 烈

(中国科学院高能物理研究所和理论物理研究所, 北京 100039)

杨 建 军 · 沈 洪 清

(南京师范大学物理系, 南京 210024)

摘 要

本文综述了核遮蔽效应在实验和理论方面的研究进展。

近年来,核内夸克-胶子效应已经成为粒子物理与核物理交叉学科的主要研究课题之一。EMC 效应及有关物理现象(核遮蔽效应,核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应等)的研究为寻找核内夸克-胶子自由度提供了可能的实验手段。它有助于弄清核内夸克-胶子分布,探讨核物质中夸克解囚禁的可能性,从而检验 QCD 理论。

在以前的文章^[1]中,我们已经介绍了 EMC 效应的研究进展。本文将进一步介绍核遮蔽效应在实验和理论两方面的研究进展。全文共分四节:第一、二两节分别介绍核遮蔽效应的实验发现和理论解释;第三节给出 EMC 效应和核遮蔽效应的统一描述;最后一节简单介绍核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应的一些最新实验结果。

一、核遮蔽效应的实验发现

众所周知,原子核是由核子(质子与中子)组成的复合系统。如果假设原子核内的核子与自由核子完全相同,并且相互独立,完全静止(即忽略核子在核内的费米运动);同时假定与原子核作用的人射光子在核内的平均自由程足够长,使它能够与核内每个核子相互作用,那么,质量数为 A 的原子核的光吸收截面应为自由核子的光吸收截面的 A 倍,即

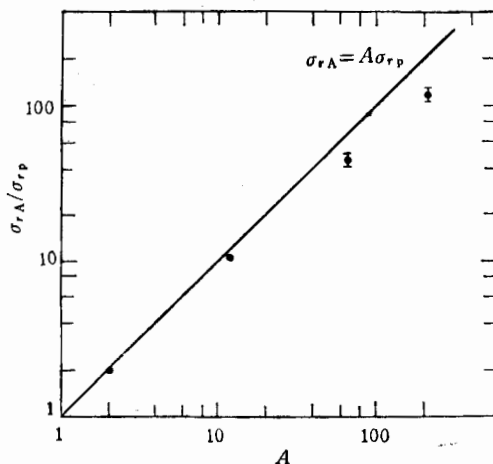


图 1 $\frac{\sigma_{rA}}{\sigma_{rP}}$ 与 A 的关系

$$\sigma_{rA} = A\sigma_{rN} \quad (1)$$

本文 1990 年 12 月 30 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

实际情况当然要复杂得多。鉴于光子与原子核相互作用不仅具有电磁相互作用性质，而且具有强相互作用性质，1967年，Stodolsky 指出^[2]，光子是类点结构态与强子结构态的

叠加。在原子核的光吸收过程中，起作用的主要是光子的强子结构态。当光子的强子结构态在核内的平均自由程短到不足以贯穿整个原子核时，核前部核子将对后部核子产生遮蔽效应。两年后，Caldwell 等^[3]实验发现质量数为 A 的原子核的光吸收截面 $\sigma_{\tau A}$ 比自由核子的光吸收截面的 A 倍要小(见图 1)，这就是核遮蔽效应。

上述核遮蔽效应是在真实光子与原子核相互作用过程中发生的。那么，在虚光子与原子核相互作用过程中，是否也存在这种效应呢？针对这个问题，Goodman 等^[4]做了轻子-原子核深度非弹性散射实验，在此散射过程中，轻子通过交换虚光子与原子核相互作用。图 2 给出了他们的实验结果。从图中可以看出，虚光子与原子核相互作用，同样存在核遮蔽效应。

欧洲 μ 子实验组 (EMC) 的最新实验结果^[5,6]进一步确认了上述结论(见图 3)。为了说明他们的实验结果，有必要先介绍一些有关轻子-核子

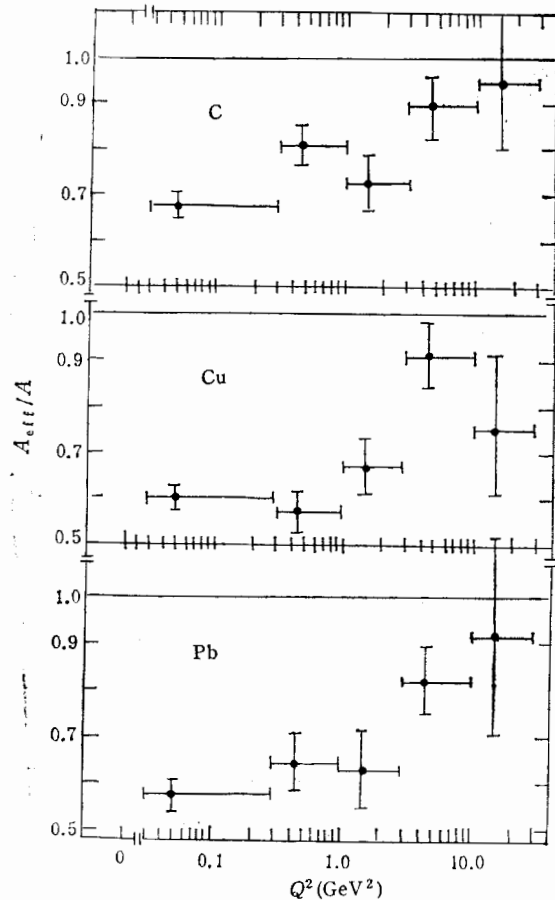


图 2 A_{eff}/A 对 Q^2 的依赖

和轻子-原子核深度非弹性散射的知识。

图 4 给出的是轻子-核子深度非弹性散射过程。如果入射轻子为带电粒子 (e 或 μ)，那么在单光子交换近似下，单举微分散射截面可表示为^[1]：

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^4} m_N E \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E}\right) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2)$$

其中

$$Q^2 = -q^2, \quad \nu = E - E' = q^0 \quad (3)$$

$$x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}, \quad y = \frac{\nu}{E} \quad (4)$$

F_1 和 F_2 为靶核子的结构函数。根据 Bjorken 标度假设，在深度非弹性极限： $Q^2, \nu \rightarrow \infty$ ，但 $x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}$ 有限下， $F_{1,2}$ 只与 x 有关，(2) 式变为：

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^4} m_N E \left[xy^2 F_1(x) + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E}\right) F_2(x) \right] \quad (5)$$

在通常采用的夸克-部分子图象中,假定核子是由点状、准自由的夸克组成,轻子在核子上的深度非弹性散射可用轻子与核子内夸克的准弹性散射的非相干叠加来描述。这时,结构函数 $F_2(x)$ 表示靶核子内夸克组分的动量分布。对于带电轻子与核子的深度非弹性散射,

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x [q_f(x) + \bar{q}_f(x)] \quad (6)$$

这里, Bjorken 标度变数 x 表示夸克动量与核子动量之比, $xq_f(x)$ 是核子内味为 f 的夸克的动量分布, e_f 是该种夸克的电荷数。 $F_1(x)$ 与 $F_2(x)$ 之间存在 Callan-Gross 关系:

$$2x F_1(x) = F_2(x) \quad (7)$$

文献 [11] 给出了 $F_2^N(x, Q^2)$ 的几种参数化的解析表达式。

如果以原子核为靶, 通过轻子深度非弹性散射实验, 便可得到原子核的结构函数 $F_{1A}(x, Q^2)$ 和 $F_{2A}(x, Q^2)$ 。在冲量近似下, 只要在 (2) 式中用 $F_{1A}(x, Q^2)$ 和 $F_{2A}(x, Q^2)$ 分别代替 $F_1(x, Q^2)$ 和 $F_2(x, Q^2)$, 就可由 (2) 式给出带电轻子与原子核的单举微分散射截面。为描述简便, 我们假设原子核的质量为 $M_A = Am_N$, 这样公式 (3)-(4) 仍然成立, 只是这时的 x 为核内核子中夸克所带动量与核子平均动量之比。因此, x 的变化范围由原来的 $0 \leq x \leq 1$ 变为 $0 \leq x \leq A$ 。采用夸克-部分子模型, $F_{1A}(x)$ 和 $F_{2A}(x)$ 仍可通过 (7) 式相联系。

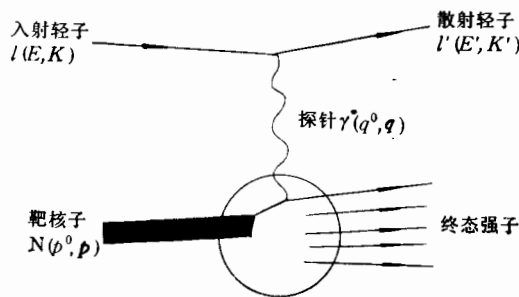


图 4 轻子-核子深度非弹性散射过程

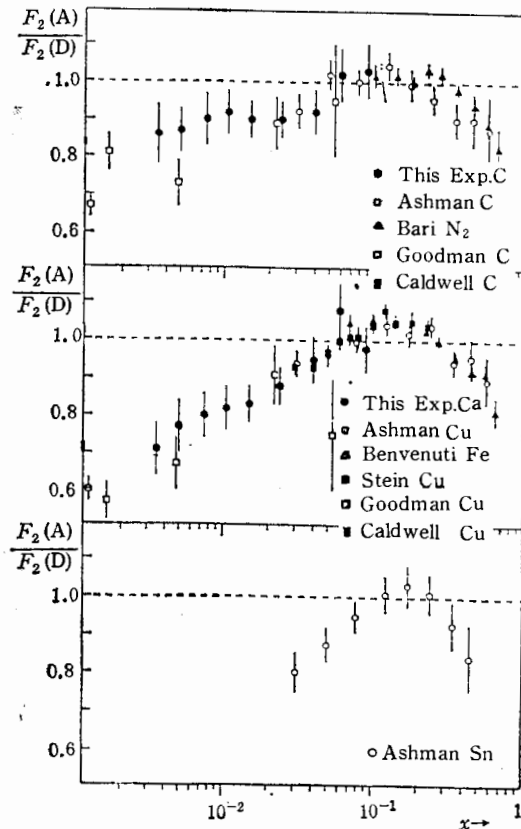


图 3 EMC, Arneodo 等^[5]测量得到的 $F_2(A)/F_2(D)$ 与其他实验结果^[4,6-10]的比较

那么, 束缚核子的结构函数是否与自由核子的结构函数一样呢?

为了回答这个问题, 我们定义原子核 (AZ) 的平均核结构函数为:

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{A} \left\{ F_{2A}(x, Q^2) - \frac{1}{2} \times (N-Z)[F_2^p(x, Q^2) - F_2^n(x, Q^2)] \right\} \quad (8)$$

其中, $F_2^f(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别为自由中子和质子的结构函数, 引入第二项的目的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. 并引入

$$R^{AD}(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / F_2^f(x, Q^2) \quad (9)$$

来描述束缚核子的结构函数和自由核子的结构函数的差别. 上标 D 表示氘核.

实际上, 在 (2) 式中给出的就是在轻子-核子深度非弹性散射过程中交换的虚光子吸收截面. 因此, $R^{AD}(x, Q^2)$ 就是原子核光吸收截面与 A 倍自由核子光吸收截面之比. 在图 3 中, 小 x 区域, $R^{AD}(x, Q^2) < 1$, 表明在虚光子与原子核相互作用中存在核遮蔽效应. 因此, EMC 组的实验数据确认了 Goodman 等^[4]的结论.

二、核遮蔽效应的理论解释

如何解释核遮蔽效应呢? 为了回答这个问题, 下面我们介绍一些理论模型.

1. 矢量为主模型

矢量为主模型最初是由 Stodolsky^[12] 提出的, 后来 Grammer 等^[13]作了大量工作, 进一步发展了这一模型. 他们认为在带电轻子与原子核深度非弹性散射过程中交换的虚光子是类点结构态与强子结构态的迭加, 其类点结构部分与核子间的电磁相互作用可以用微扰量子色动力学 (QCD) 和分子模型来描述, 这部分不引起核遮蔽效应; 它的强子结构部分才是产生核遮蔽效应的根源. 当虚光子与原子核相互作用时, 首先与核前部核子作用, 其中部分被吸收, 失去了被后部核子再散射的机会, 从而引起了核遮蔽效应. 矢量为主模型就是假设虚光子的强子结构态以矢量介子为主. 按照海森堡测不准关系, 矢量介子态的寿命可表示为:

$$\tau_V \sim \frac{1}{|\nu - E_V|} \sim \frac{2\nu}{Q^2 + m_V^2} \quad (10)$$

其中, $Q^2 = -q^2$, q 和 ν 分别是散射过程中的四动量转移和能量转移, E_V 和 m_V 分别是该矢量介子的能量和质量. 由 (10) 式可以看出, 矢量介子态的寿命依赖于 Q^2 和 ν , 一般认为, 当 $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$ 时, 核遮蔽效应将很快消失. 但是, 欧洲 μ 子实验组 (EMC) 发现情况并非如此, 他们测量了小 x 区域 ($0.003 \leq x \leq 0.100$) 和低 Q^2 ($0.3 \leq Q^2 \leq 3.2 \text{ GeV}^2/c^2$) 范围内的核遮蔽效应^[9]. 实验结果见图 3. 在图 3 中同时还给出了该组原先测得的较高 Q^2 ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$) 的实验数据^[6]. 由图 3 可见, 核遮蔽效应对 Q^2 依赖甚弱. 因此, 上述模型有待进一步改进.

Alonso 等^[14]指出, 由于在深度非弹性散射过程中, 交换的是虚光子, 因此在计算原子核光吸收截面时, 必须考虑虚光子的离壳效应. 为了讨论如何引入离壳效应, 我们先分析核子结构函数 F_2 , 其表达式为:

$$F_2(\nu, Q^2) = (\nu/m_N)(1 + \nu^2/Q^2)^{-1}[(m_N\nu - Q^2/2)/(2\pi)^2\alpha] \\ \times [\sigma^T(\nu, Q^2) + \sigma^L(\nu, Q^2)] \quad (11)$$

其中, α 为精细结构常数, σ^T 和 σ^L 分别为横向与纵向光子吸收截面, 通常 σ^L 贡献很

小,可略去不计; σ^T 包含类点结构态与强子结构态两部分的贡献,即

$$\sigma^T(\nu, Q^2) = \sigma_c^T(\nu, Q^2) + \sigma_{\text{VMD}}^T(\nu, Q^2) \quad (12)$$

式中 $\sigma_c^T(\nu, Q^2)$ 为类点结构态的贡献,也就是库仑散射截面,它可以通过部分子模型的 QCD 分析得到; σ_{VMD}^T 为强子结构态的贡献,可由矢量为主模型给出:

$$\sigma_{\text{VMD}}^T(\nu, Q^2) = \sum_{\nu=\rho, \omega, \varphi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \sigma^{(\nu)}(\nu, Q^2) \quad (13)$$

其中

$$f_\rho^2/4\pi = 2.2$$

$$f_\omega^2/4\pi = 23.5$$

$$f_\varphi^2/4\pi = 18.4$$

分别为矢量介子 ρ 、 ω 和 φ 与光子相互作用的等效耦合常数; $\sigma^{(\nu)}(\nu, Q^2)$ 为矢量介子与核子散射的总截面. 当 ν 足够高时,必须考虑虚矢量介子的离壳效应,这时截面应该写为:

$$\sigma(S, Q^2) = \sigma(S, Q^2 = -m_V^2) + cf(Q^2)S^\lambda \quad (14)$$

式中第二项是矢量介子离壳效应的贡献, S 为散射系统总能量的平方,正参数 λ 及函数 $f(Q^2)$ 的形式可通过拟合核遮蔽效应实验数据得到. 图 5 给出了考虑与不考虑离壳效应计算得到的结果与实验数据的比较. 从图中可以看出,在考虑了离壳效应以后,理论与实验的符合得到了明显的改进,核遮蔽效应不再对 Q^2 有强的依赖.

2. 部分子融合-重组模型

Nikolaev 等^[15] 首先将部分子模型用于解释核遮蔽效应. 考虑到核子间相互作用的长程部分主要是交换单 π 介子,根据测不准关系可以定出核内核子间距在数量级上约为 $\Delta z_N \cong \frac{1}{m_\pi}$,变换到无限大动量坐标系中,则

$$\Delta z_N \cong \frac{1}{m_\pi} \cdot \frac{m_N}{p_N} \quad (15)$$

其中, $\frac{m_N}{p_N}$ 为洛伦兹收缩因子, p_N 是核子动量. 类似地,核子内带有动量 $x p_N$ 的部分

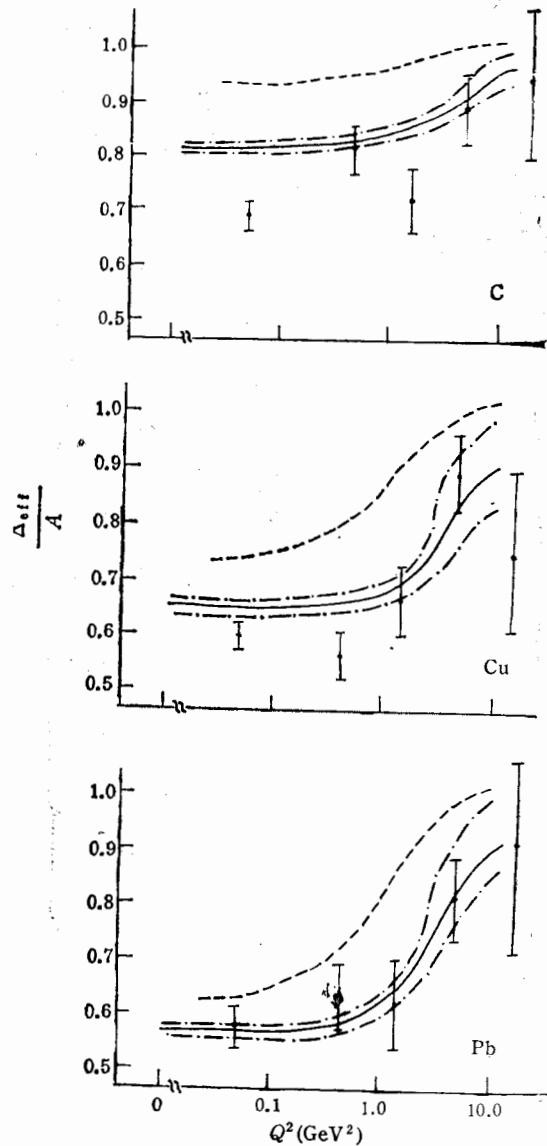


图 5 用矢量为主模型计算得到的 A_{eff}/A 与实验数据的比较(实线和虚线分别对应于考虑和不考虑离壳效应两种情况;点划线对应于 ν_{min} 和 ν_{max})

子的纵向线度约为:

$$\Delta z_p \cong \frac{1}{xp_N} \quad (16)$$

如果

$$\Delta z_p > \Delta z_N$$

即核子内部分子纵向线度大于核子间距,则来自邻近核子的部分子发生重叠,相互作用,使较小 x 的部分子融合成较大 x 的部分子,从而导致小 x 区域的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 变小,即出现核遮蔽效应。

QCD 理论认为,夸克-部分子间的强相互作用是通过交换胶子来实现的。根据这一理论, Qiu^[16] 指出,在小 x 极限下,胶子密度将变得很大,它们会发生重叠,相互作用,进行重新组合,使核内小 x 端的胶子密度及海夸克密度降低。在低密度极限下,核内部分子分布可取为:

$$xq_f^A(x, Q^2) = Axq_f^N(x, Q^2) - \delta xq_f^A(x, Q^2) \quad (17)$$

$$xg^A(x, Q^2) = Axg^N(x, Q^2) - \delta xg^A(x, Q^2) \quad (18)$$

式中 $q_f^{A(N)}(x, Q^2)$ 和 $g^{A(N)}(x, Q^2)$ 分别是夸克和胶子的密度分布函数, $f = u, d, \dots$ 表示夸克的味,上标 A 和 N 分别表示原子核 AZ 和自由核子。这些部分子分布函数应满足修正的 Altarelli-Parisi 演变方程(简称 A-P 方程)^[17]。求解 A-P 方程,要涉及到如何选取初始的原子核和自由核子的部分子分布函数。为此, Qiu 引入核遮蔽因子 $R_{S(G)}(x, Q_0^2, A)$ 来联系初始的原子核和自由核子的部分子分布函数:

$$\frac{1}{A} xq_s^A(x, Q_0^2) = xq_s^N(x, Q_0^2) R_S(x, Q_0^2, A) \quad (19)$$

$$\frac{1}{A} xg^A(x, Q_0^2) = xg^N(x, Q_0^2) R_G(x, Q_0^2, A) \quad (20)$$

式中下标 S, G 分别表示海夸克与胶子。若在 Q_0^2 处,核遮蔽效应不太强,则 $R_{S(G)}(x, Q_0^2, A)$ 可表示为:

$$R_{S(G)}(x, Q_0^2, A) = 1 - C_{S(G)}(x, Q_0^2, A), \quad (21)$$

考虑到在无限大动量坐标系中,半径为 r_N 的核子纵向线度为:

$$\Delta z_N \cong 2r_N m_N / p_N \quad (22)$$

动量为 xp_N 的胶子纵向线度约为

$$\Delta z_G \cong \frac{1}{xp_N} \quad (23)$$

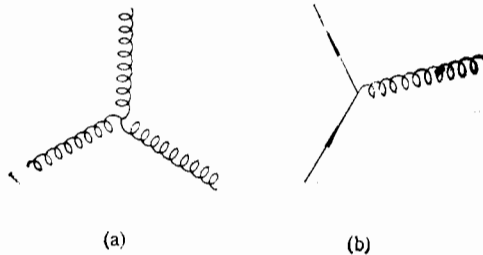


图6 (a) 三胶子相互作用和 (b) 海夸克-胶子相互作用费曼图

当 $\Delta z_G > \Delta z_N$, 即

$$x < x_N = \frac{1}{2r_N m_N} \quad (24)$$

时,相邻核子的胶子会因发生重叠而相互作用,导致密度重新分布。其过程可用费曼图 6(a) 描述。由于存在胶子与海夸克相互作用(见图 6(b)),胶子密度的重新分布必然

会导致海夸克密度的重新分布,从而引起了核遮蔽效应。这是因为,在小 x 区域,对 F_2^A 进而 $R^{A/D}$ 的贡献主要来自海夸克的分布。因此, x 越小,胶子重叠越大,海夸克分布变化也越大,核遮蔽效应越强,当

$$x = x_A = \frac{1}{2r_A m_N} \quad (25)$$

时,核遮蔽效应达到最大,这里 r_A 为核半径。为了表达核遮蔽效应的程度,他们定义胶子重叠的几率:

$$P = \frac{\Delta z_G - \Delta z_N}{\Delta z_A - \Delta z_N} = \frac{\frac{1}{x} - \frac{1}{x_N}}{\frac{1}{x_A} - \frac{1}{x_N}} \quad (26)$$

其中

$$\Delta z_A = \frac{1}{x_A p_N} = \frac{2r_A m_N}{p_N} \quad (27)$$

利用 P 并考虑到核遮蔽效应对质量数 A 的依赖,核遮蔽因子可表示为:

$$R_{S(G)}(x, Q_0^2, A) = \begin{cases} 1 & (x_N < x < 1) \\ 1 - K_{S(G)}(A^{1/3} - 1) \frac{\frac{1}{x} - \frac{1}{x_N}}{\frac{1}{x_A} - \frac{1}{x_N}} & (x_A < x < x_N) \\ 1 - K_{S(G)}(A^{1/3} - 1) & (0 < x < x_A) \end{cases} \quad (28)$$

其中参数 $K_{S(G)}$ 可通过拟合实验数据得到。利用 (28) 式给出的 $R_{S(G)}(x, Q_0^2, A)$ 可以定出 $Q^2 = Q_0^2$ 时部分子分布函数 $xq_S^A(x, Q_0^2)$ 和 $xg^A(x, Q_0^2)$, 进而根据 A-P 方程便可得到核遮蔽效应随 Q^2 变化的趋势。计算结果表明,核遮蔽效应随 Q^2 增大而减弱是比较缓慢的^[17]。

最近, Berger 与 Qiu^[18] 利用上述胶子重组模型,给出了开始出现核遮蔽效应的 Bjorken 变数临界值 x_N 对 A 的依赖关系,其结果与 EMC 的最新实验数据^[6]相一致。后来, Close 等^[19]利用了 Qiu 所给的核遮蔽因子,结合 Q^2 重新标度机制,解释了 EMC 的最新实验结果(见图 7)。

由于 Qiu 给出的核遮蔽因子 $R_{S(G)}(x, Q_0^2, A)$ 是低密度极限近似下的结果,而当 x 很小时,胶子密度是较高的,所以,利用这种核遮蔽因子来描述整个核遮蔽效应时

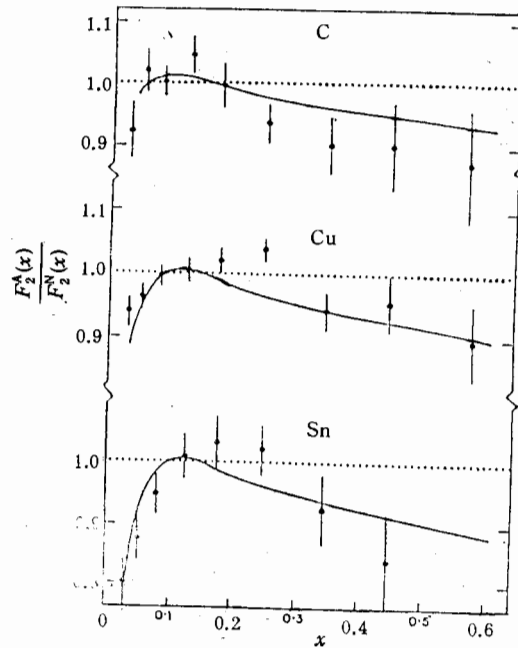


图 7 Close 等^[19]计算得到的 $F_2^A(x)/F_2^N(x)$ 与实验数据^[6]的比较

必然存在与实验数据的明显偏离。

3. 综合模型

矢量为主模型和分子融合-重组模型从不同角度描述了核遮蔽效应。为了结合这

两个模型的优点, Kwiecinski 等^[20]进一步提出了综合模型。他们认为, 平均核结构函数 F_2^A 与自由核子结构函数 F_2^N 之间的关系如下:

$$AF_2^A = AF_2^N - \Delta F_{2A}^{(V)} - \Delta F_{2A}^{(P)} \quad (29)$$

其中 $\Delta F_{2A}^{(V)}$ 和 $\Delta F_{2A}^{(P)}$ 分别为虚光子矢量介子态与核子部分子结构对核结构函数的修正。下面对它们进行简单的说明。

(1) $\Delta F_{2A}^{(V)}$

根据矢量为主模型, $\Delta F_{2A}^{(V)}$ 可以表示为^[20]:

$$\Delta F_{2A}^{(V)}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi} \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} \frac{m_V^4 \sigma_{VA}}{f_V^2(Q^2 + m_V^2)^2} \quad (30)$$

σ_{VA} 为矢量介子在原子核上的多重散射截面。根据 Glauber 多重散射理论,

$$\begin{aligned} \sigma_{VA} = & 2 \left(\frac{\sigma_{VN}}{2} \right)^2 \int d^2b dz_1 dz_2 \theta(z_2 - z_1) \\ & \times n_A(b, z_1) n_A(b, z_2) \\ & \times \cos [x(m_V^2/Q^2 + 1)(z_2 - z_1)] \\ & \times \exp \left[- \frac{\sigma_{VN}}{2} \int_{z_1}^{z_2} dz n_A(b, z) \right] \end{aligned} \quad (31)$$

其中 σ_{VN} 为矢量介子-核子的总散射截面。

(2) $\Delta F_{2A}^{(P)}$

若仅考虑多重散射展开式中低级项的贡献, 则在小 x 区域, 核子部分子结构对核结构函数的修正 $\Delta F_{2A}^{(P)}$ 主要来源于夸克间大量胶子(即坡密子)交换图的贡献。根据 Regge 理论可得^[20]

$$\begin{aligned} \Delta F_{2A}^{(P)}(x, Q^2) = & 8\pi \int_{\xi_0}^1 d\xi \int d^2b dz_1 dz_2 \\ & \times \epsilon(z_2 - z_1) n_A(b, z_1) n_A(b, z_2) \\ & \times \cos [m_V \xi (z_2 - z_1)] \xi^{-1} N_P^2 F_{2P} \left(\frac{x}{\xi}, Q^2 \right) \end{aligned} \quad (32)$$

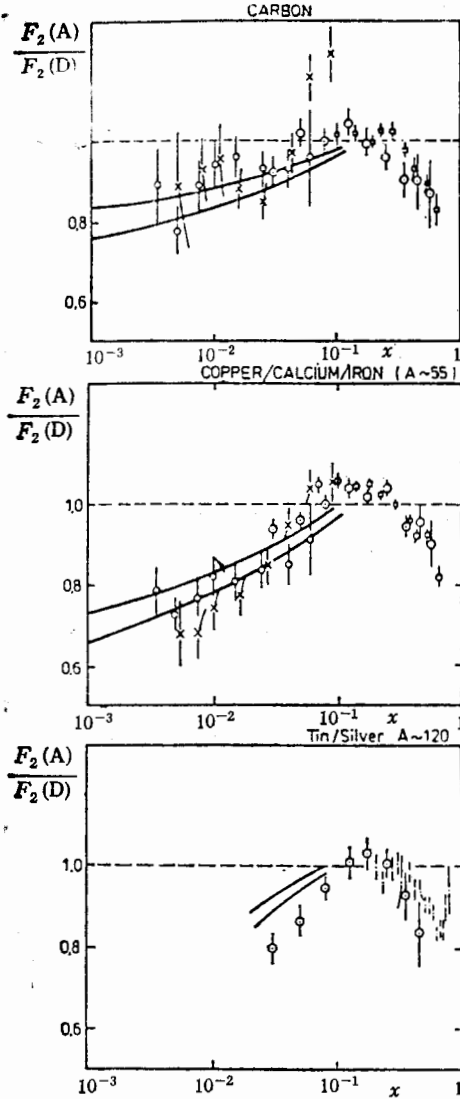


图8 用综合模型计算得到的 $F_2(A)/F_2(D)$ 与实验数据的比较(上、下曲线分别对应于 $r_0 = 1.5\text{fm}$ 和 1.25fm , 实验数据取自文献^[21], 其中 \circ 和 \times 相应于 $\langle Q^2 \rangle = 0.75$ 和 1.5GeV^2 ; \odot 相应于 $Q^2 > 4\text{GeV}^2$)

其中 ξ 的积分下限为:

$$\xi_0 = x(1 + m_0^2/Q^2) \quad (33)$$

这里,质量平方低端截断常数 m_0^2 取值为 1.5 GeV^2 ; $n_A(b, z)$ 为原子核中核子数密度分布函数,它满足归一化条件:

$$\frac{1}{A} \int_{V_A} d^2b dz n_A(b, z) = 1 \quad (34)$$

(32) 式中的 N_F 为耦合到一个核子上的坡密子数; $F_{2F}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right)$ 为坡密子结构函数.

根据上述观点, Kwiecinski 等^[20] 计算了平均核结构函数与自由核子结构函数之比 $R^{A/D}(x, Q^2)$, 图 8 是他们的计算结果与实验数据的比较. 图中上、下曲线分别对应于 $r_0 = 1.5 \text{ fm}$ 与 1.25 fm , r_0 是平均核子半径, 即 $V_A = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$. 由图 8 可见, 在低 Q^2 区域, 理论与实验符合甚好, 但在高 Q^2 区域 ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$) 理论值偏离实验值. 所以, 由综合模型给出的核遮蔽效应对 Q^2 仍有较大的依赖性.

三、核遮蔽效应与 EMC 效应的统一描述

上述模型主要针对核遮蔽效应. 实际上, 核遮蔽效应与 EMC 效应密切相关, 应该统一描述. 下面介绍我们在这方面的的工作.

1. 部分子空间重叠与核遮蔽效应

上节提到的部分子融合-重组模型, 包括 Close 等后来的工作, 都只考虑部分子纵向线度上的重叠. 我们认为, 核内邻近核子中的部分子 (主要是海夸克和胶子) 应发生空间重叠, 核遮蔽效应是由于核内邻近核子中的海夸克和胶子发生空间重叠、相互作用, 从而导致它们的动量重新分布而引起的. 为了描述核遮蔽效应与部分子空间重叠程度之间的关系, 我们首先引入核内核子的平均有效半径 $r_{N(A)}$. 类似于文献 [22], 我们取

$$r_{N(A)} = r_N [1 + \alpha \ln(2 - A^{-1/3})] \quad (35)$$

其中 r_N 为自由核子半径. A 为原子核的质量数. 当 $A \rightarrow \infty$ 时, $r_{N(\infty)} = r_N(1 + \alpha \ln 2)$ 为核物质内核子的平均有效半径, 它可由核物质内核子密度 $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ 通过公式

$$r_{N(\infty)} = \left(\frac{4}{3} \pi \rho\right)^{-\frac{1}{3}} \text{ 导出, 其值为 } r_{N(\infty)} = 1.12 \text{ fm. 若取 } r_N = 0.85 \text{ fm, 则 } r_{N(\infty)} = 1.3 r_N.$$

由此定出比例系数 $\alpha \cong 0.43$. 上述结果与 Brown 和 Rho^[23] 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 ^{209}Bi 内束缚核子有效质量与自由核子质量之比为 $m_N^*/m_N = 0.75$ 也是相吻合的. 实际上, 核内核子的这种“发胀”现象已为实验所证实^[24]. 这样, 在无限大动量坐标系中, 核内核子的纵向尺度可表示为

$$\Delta z_{N(A)} = 2r_{N(A)} \cdot \frac{m_N}{p_N} \quad (36)$$

它在核内所占的空间体积为:

$$V_{N(A)} = \frac{4}{3} \pi r_{N(A)}^3 \frac{m_N}{p_N} \quad (37)$$

根据测不准关系,该核子内动量为 $x p_N$ 的部分子的纵向尺度为:

$$\Delta z_P(x) \cong \frac{1}{x p_N} \quad (38)$$

它在核内所占的空间体积为

$$V_{P(A)}(x) = \pi r_{N(A)}^2 \frac{1}{x p_N} \quad (39)$$

从(37)和(39)式可以看出,当 x 很小时,核内邻近核子中的部分子(主要是海夸克和胶子)将发生空间重叠.在重叠区,来自不同核子的海夸克和胶子因相互作用而重新分布,其结果是使原系统中小 x 区域海夸克的密度减小,从而引起了核遮蔽效应.因此,核遮蔽效应与部分子空间重叠程度有关.引入空间重叠因子:

$$\frac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} = \frac{V_{P(A)}(x) - V_{N(A)}}{V_{P(A)}(x)} = 1 - \frac{4}{3} x m_N r_{N(A)}. \quad (40)$$

则核遮蔽因子可取为:

$$R_A(x, Q^2) = \begin{cases} 1 & (x_N < x < 1) \\ 1 - K_A(Q^2) \frac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} & (x_A < x < x_N) \\ 1 - K_A(Q^2) \frac{\Delta V_{P(A)}(x_A)}{V_{P(A)}(x_A)} & (0 < x < x_A) \end{cases} \quad (41)$$

其中, x_N 由

$$\frac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} = 0 \quad (42)$$

确定,即

$$x_N = \frac{3}{4} \frac{1}{m_N r_{N(A)}} \quad (43)$$

x_A 由(25)式给出.比例因子 $K_A(Q^2)$ 通过符合核遮蔽效应的实验数据定出.由于核遮蔽效应对 Q^2 依赖甚弱(见图3),因此,在实际计算中,我们视 K_A 为与 Q^2 无关的参数.

2. 推广的 x 重新标度模型与 EMC 效应中的核动量守恒问题

为了解释 EMC 效应¹⁾,在文献[25]中,我们在考虑核内核子费米运动修正和束缚能效应的基础上,进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制,将原子核结构函数 $F_{2A}(x, Q^2)$ 表示为:

$$F_{2A}(x, Q^2) = \sum_l \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\psi_l(\mathbf{p})|^2 z F_2^{N(A)}\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \quad (44)$$

其中

$$F_2^{N(A)}(x, Q^2) = \begin{cases} F_2^N(x, \xi(Q)^2 Q^2) & (Q^2 \text{ 重新标度}) \\ F_2^N(\delta x, Q^2) & (x \text{ 重新标度}) \end{cases} \quad (45)$$

$$(46)$$

1) 对 EMC 效应不熟悉的读者可参阅文献[1].

这里 $\xi(Q^2)$ 和 δ 分别是 Q^2 和 x 重新标度参数。 $z = \frac{p_0 + p_3}{m_N}$, $p_0 = m_N + \varepsilon_1$, ε_1 是处在单粒子态 λ 上的核子的分离能。 $\psi_\lambda(\mathbf{p})$ 是动量空间中单粒子态 λ 的波函数, 它满足光锥归一化条件:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\psi_\lambda(\mathbf{p})|^2 z = 1 \quad (47)$$

然后, 利用 (44)–(46) 式, 我们计算了 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{56}Fe 、 ^{117}Ag 和 ^{197}Au 等原子核的平均核结构函数与氘核结构函数之比 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 。结果表明^[25], 在适当选取 Q^2 和 x 重新标度参数以后, EMC 效应有可能得到解释, 而且在符合实验数据方面, 特别是在 $0.2 < x < 0.5$ 区域内, 引入 x 重新标度比 Q^2 重新标度效果更好 (见图 9)。但是, 我们进一步研究发现^[27], 在考虑核内核子束缚能效应, 特别是在引入 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、海夸克和胶子动量之和。以原子核 ^{56}Fe 为例, 将丢失 4% 的核动量。为了找回丢失的核动量, 在文献[27]中, 我们提出了推广的 x 重新标度模型, 即对核子结构函数中价夸克和海夸克的动量分布分别作不同的 x 重新标度, 具体地讲, 就是在核子结构函数的表达式^[11]:

$$F_2^{(B)}(x, Q^2) = \frac{5}{18} xV_8(x, Q^2) \mp \frac{1}{6} xV_3(x, Q^2) + \frac{2}{9} xS(x, Q^2) + \frac{4}{9} xC(x, Q^2) \quad (48)$$

中, 令

$$K_N^V(x, Q^2) = \frac{5}{18} xV_8(x, Q^2) \mp \frac{1}{6} xV_3(x, Q^2) \quad (49)$$

$$K_N^S(x, Q^2) = \frac{2}{9} xS(x, Q^2) + \frac{4}{9} xC(x, Q^2) \quad (50)$$

然后, 对价夸克和海夸克的动量分布 K_N^V 和 K_N^S 分别作不同的 x 重新标度

$$K_N^{V(S)}(x, Q^2) \rightarrow K_N^{V(S)}(\delta_{V(S)}x, Q^2) \quad (51)$$

从物理上讲, 由于价夸克、海夸克和胶子在核环境中演化的方式不一样^[29], 因此, 对它们的动量分布作不同的 x 重新标度是合理的。应当指出, 在 (51) 式中, 我们形式上引入了二个可调参数 δ_V 和 δ_S , 但实际上, 由于我们要求核动量守恒, 即核动量等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和, 因此, 真正的可调参数只有一个, 即当参数 δ_V 通过符合 EMC

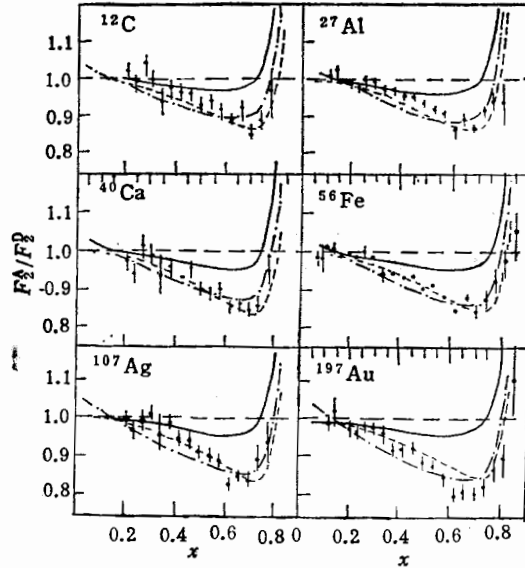


图 9 在考虑核内核子费米运动修正和束缚能效应的基础上, 进一步引入 Q^2 和 x 重新标度机制计算得到的 F_2^A/F_2^D (实线为没有考虑 Q^2 和 x 重新标度的情况; 点划线和虚线分别为考虑 Q^2 和 x 重新标度的情况。实验数据取自文献 [26].)

效应的实验数据定出后,另一参数 δ_s 便可由核动量守恒条件确定。由于核子结构函数内海夸克和胶子的动量分布具有类似的形式,因此,在计算核动量守恒时,我们对海夸克和胶子的动量分布采用相同的 x 重新标度。

$$F_2^{N(A)}(x, Q^2) = K_N^V(\delta_V x, Q^2) + K_N^S(\delta_S x, Q^2) \quad (52)$$

代替(46)式,我们计算了原子核 ^{56}Fe 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$, 计算结果见图 10。从图中可以看出,利用上述推广的 x 重新标度模型,不仅可使核动量保持守恒,而且可以更好地符合 EMC 效应的实验数据,特别有趣的是,它可描述 $x \sim 0.2$ 附近的反遮蔽效应。但因在上述模型中没有考虑到核遮蔽效应,因此,在小 x 区域,理论计算结果与实验数据符合得不好。

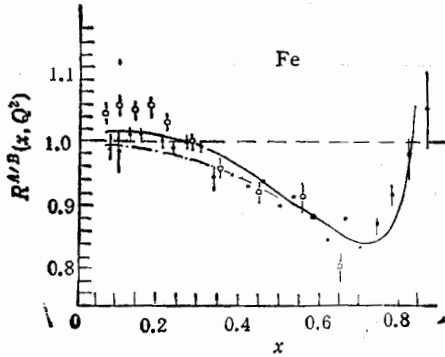


图 10 用推广的 x 重新标度模型计算得到的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ (实线与点划线分别对应于核动量守恒和不守恒两种情况。实验数据 \bullet 和 \circ 分别取自 SLAC^[26] 和 BCDMS^[28])

3. EMC 效应与核遮蔽效应和反遮蔽效应的统一描述

现在,我们利用上述推广的 x 重新标度模型和前面给出的核遮蔽因子来统一描述核遮蔽效应和 EMC 效应。

考虑到小 x 区域核遮蔽效应对束缚核子结构函数中海夸克动量分布的影响,我们在(52)式中进一步作如下变换:

$$K_N^S(x, Q^2) \rightarrow R_A(x, Q^2) K_N^S(x, Q^2) \quad (53)$$

然后,利用(44)和(52)式,并考虑上述变换,我们重新计算了原子核 ^{56}Fe 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 。另外,为了描述核遮蔽效应与 EMC 效应的 A 依赖性,我们还计算了 ^{12}C 、 ^{64}Cu 和 ^{116}Sn 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 。计算结果和实验数据一起给出在图 11 和 12 中。参数 δ_V 、 δ_S 和 K_A 的取值见表 1。从这些图中可以看到,利用上述推广的 x 重新标度模型和前面给出的核遮蔽因子,

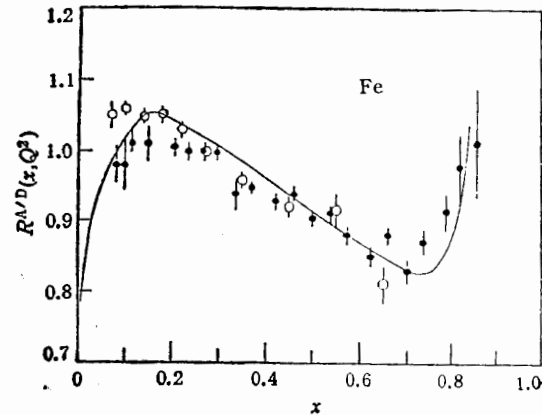


图 11 ^{56}Fe 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$ (实验数据 \bullet 和 \circ 分别取自文献 [26] 和 [28])

表 1 参数 δ_V 、 δ_S 和 $K_A(Q^2)$ 的值

	δ_V	δ_S	$K_A(Q^2)$
C	1.025	0.943	0.25
Fe	1.025	0.902	0.30
Cu	1.025	0.933	0.30
Sn	1.030	0.927	0.50

我们可以统一描述核遮蔽效应和 EMC 效应,可以很好地符合全部 x 区域的实验数据,特别有趣的是,新模型可以解释在 $0.1 < x < 0.3$ 区域出现的反遮蔽效应,而这是其他一些 EMC 效应模型所办不到的^[30]。

许多模型 (π 模型,夸克集团模型和 Q^2 重新标度模型等)都可以定性地解释 EMC 效应,但是,当用它们去描述与 EMC 效应有关的物理现象,特别是核 Drell-Yan 过程时,不同模型给出的结果完全不同^[31]。值得庆幸的是,我们的模型不仅可以统一描述 EMC 效应与核遮蔽和反遮蔽效应,而且对核 Drell-

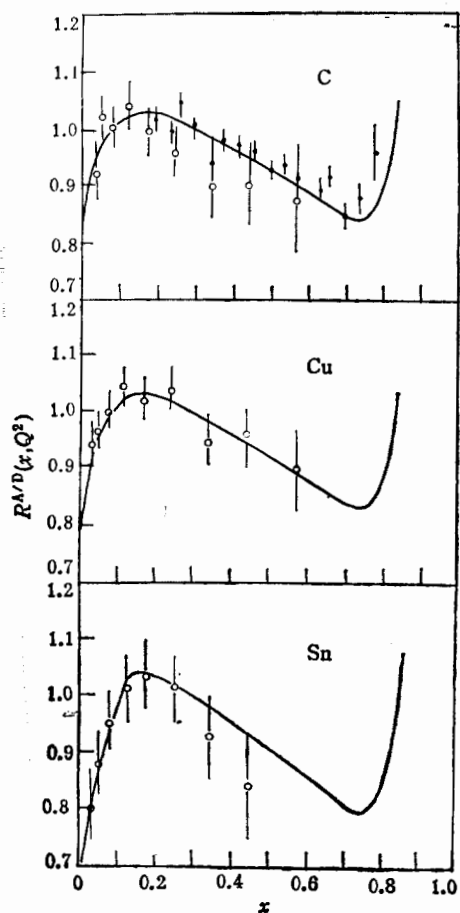


图 12 ^{12}C , ^{63}Cu 和 ^{116}Sn 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$
(实验数据取自文献 [6])

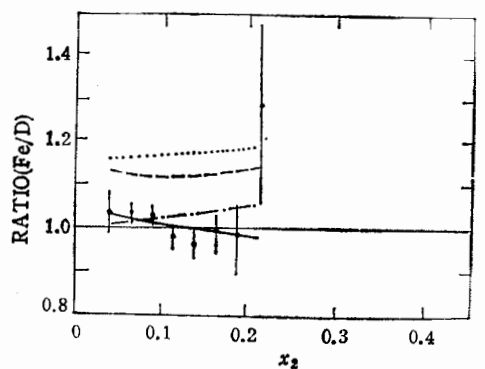


图 13 用各种模型计算得到的核 Drell-Yan 过程的截面比 $\text{RATIO}(\text{Fe}/\text{D})$ (点线: 6 夸克集团模型; 虚线: π 盈余模型; 点划线: 推广 x 重新标度模型; 实线: Q^2 重新标度模型。实验数据取自文献 [36])

Yan 过程的预言也与最新实验数据符合甚好(见图 13)^[32]。当然,我们的模型仍然是带有可调参数的半唯象模型,其物理本质尚待进一步揭示。

四、核遮蔽效应与核 Drell-Yan 过程及 J/ψ 光生反应的联系

根据部分子融合—重组模型,核遮蔽效应与核内海夸克和胶子分布有密切关系,而核内海夸克和胶子分布可通过核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应来测定,因此,加强上述过程的实验研究有助于揭示核遮蔽效应的物理本质。

EMC 组曾对核内胶子分布进行过实验研究^[33],图 14 给出了他们得到的结果。从图中可以看到,在 $0.026 < x < 0.085$ 区域内,铁核每核子的 J/ψ 虚光生截面比氦核的要大。按照光子-胶子融合模型,这就是说铁核每核子的胶子密度要比氦核的大。但是, E691 实验组在美国费米国家实验室对 H、Be、Fe 和 Pb 核进行了相干和非相干 J/ψ 光生截面

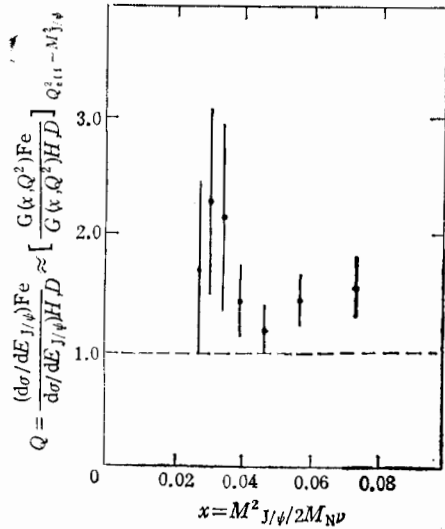


图 14 EMC, Aubert 等^[33]给出的有关 J/ψ 光生反应截面的实验结果

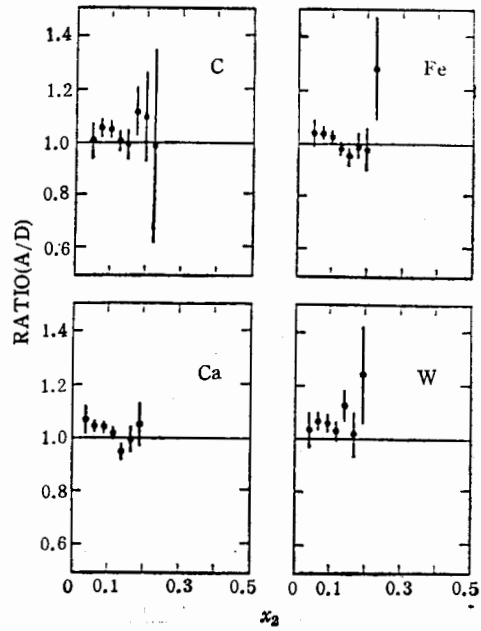


图 15 E772 组, Peng 等^[36] 1988 年发表的核 Drell-Yan 过程的截面比 RATIO(A/D)

的测量^[34]给出了与 EMC 组相反的结论: 铁核每核子非相干 J/ψ 光生截面比氘核的约小 20%^[35]. 另外, EMC 组对氮的 J/ψ 光生反应的新实验结果也与他们以前的实验数据

不同^[35]. 因此, 束缚核子内胶子分布与自由核子内胶子分布是否不同还有待更精确的实验测定.

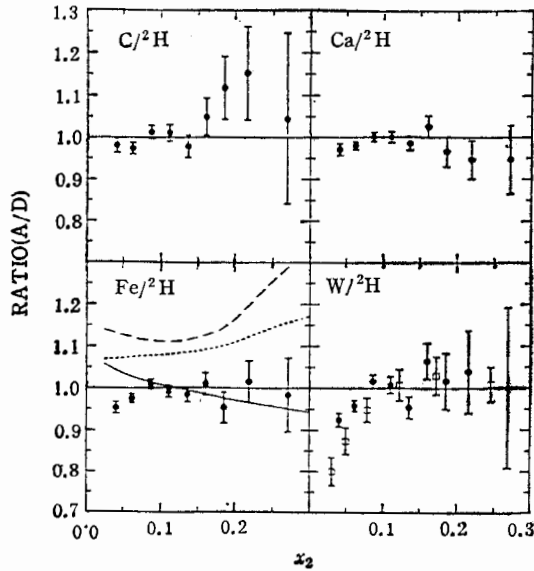


图 16 E772 组, Alde 等最近发表的核 Drell-Yan 过程的截面比 RATIO(A/D)

■ E772^[37]; □ EMC Sn/²H (DIS)^[63]; --- Pion Excess; ... Quark Cluster; — Q^2 -Rescating.

图 13 和 15 给出的是 E772 实验组在美国费米国家实验室测量得到的核 Drell-Yan 过程的截面比. 其中, 图 15 是他们在 1988 年 LAMPF 光锥核物理和粒子物理讨论会上报告的初步实验结果^[36]; 图 16 是他们在费米国家实验室召开的 1990 年“强子结构函数和分子分布”讨论会上报告的最新实验结果^[37]. 在图 15 中, 小 x 区域没有明显的核遮蔽效应. 这显然是不合理的. 在最新实验结果(见图 16)中, 在小 x 区域开始出现核遮蔽效应, 修正了以前的初步实验结果. 但是, 由于这些实验数据的统计误差大, 可信度低, 由它们提供的有关核内海夸克分布知识还不足以检验核遮蔽效应的

理论模型。

综上所述,核遮蔽效应的存在已得到实验确认,但其理论解释尚有争议。我们提出的推广 x 重新标度模型虽然可以统一描述 EMC 效应和核遮蔽效应,但其物理本质还有待进一步揭示。实验上,通过研究核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应,弄清核内海夸克和胶子分布,将有助于揭示核遮蔽效应的物理本质。因此,人们期待着有关核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应的更精确的实验结果。

参 考 文 献

- [1] 厉光烈等,物理学进展,9(1989),273.
- [2] L. Stodolsky, *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 135.
- [3] D. O. Caldwell et al., *Phys. Rev. Lett.*, **23**(1969), 1256.
- [4] M. S. Goodman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 293.
- [5] M. Arneodo et al., *Phys. Lett.*, **211B**(1988), 493.
- [6] J. Ashman et al., *Phys. Lett.*, **202B**(1988), 603.
- [7] G. Bari et al., *Phys. Lett.*, **B163**(1985), 282.
- [8] A. C. Benvenuti et al., *Phys. Lett.*, **B189**(1987), 483.
- [9] D. O. Caldwell et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 553.
- [10] S. Stein et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 1884.
- [11] A. J. Buras and K. J. F. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249;
D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 49;
M. Gluck, E. Hoffmann and E. Reya, *Z. Phys.*, **C13**(1982), 119.
- [12] L. Stodolsky, in Summer School in Elementary Particle Physics-Weak and Electromagnetic Interactions, edited by R. F. Peierls (BNL, Upton, New York, 1970), p. 371.
- [13] G. Grammer and J. D. Sullivan, in Electromagnetic Interaction of Hadrons, edited by A. Donnachie and G. Shaw (Plenum, New York, 1978), Vol II.
- [14] J. A. Alonso et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 121.
- [15] N. N. Nikolaev and V. I. Zakhorov, *Phys. Lett.*, **55B**(1975), 397.
- [16] J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B291**(1987), 746.
- [17] A. H. Mueller and J. Qiu, *Nucl. Phys.*, **B268**(1986), 427.
- [18] E. L. Berger and J. Qiu, *Phys. Lett.*, **206B**(1988), 141.
- [19] F. E. Close and R. G. Roberts, *Phys. Lett.*, **213B**(1988), 91.
- [20] J. Kwiecinski, et al., *Phys. Lett.*, **208B**(1988), 508.
- [21] T. Sloan, CERN report CERN-Ep/87-188.
- [22] A. W. Hendry et al., *Nuovo Cimento*, **92A**(1986), 427.
- [23] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Lett.*, **237B**(1990), 3.
- [24] G. E. Brown et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2723.
- [25] G. L. Li, K. F. Liu and G. E. Brown, *Phys. Lett.*, **213B**(1988), 531.
- [26] R. G. Arnold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 727.
- [27] G. L. Li, Z. J. Cao and C. S. Zhong, *Nucl. Phys.*, **A509**(1990), 757.
- [28] EMC and BCDMS Collab., CERN Courier 27(1987), 2.
- [29] 杨建军等,高能物理与核物理,15(1991),309.
- [30] S. V. Akulinichev, G. M. Vagradov and S. A. Kulagin, *JETP Lett.*, **42**(1985), 127;
S. V. Akulinichev, S. A. Kulagin and G. M. Vagradov, *Phys. Lett.*, **158B**(1985), 485.
S. V. Akulinichev, S. Shlomo, S. A. Kulagin and G. M. Vagradov, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2239; S. V. Akulinichev and S. Shlomo, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1551.
- [31] R. P. Bickerstaff, M. C. Birse and G. A. Miller, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 3228.
- [32] G. L. Li, in Proceeding of the International Workshop on Quark- Gluon Structure of Hadrons & Nuclei (Shanghai, China, 1990). to be published.
- [33] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **152B** (1985), 433.
- [34] M. D. Sokoloff et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 3003.
- [35] D. Von Harrach, *Nucl. Phys.*, **A478**(1988), 29c.

- [36] J. C. Peng et al., Preprint LA-UR-88-4042.
[37] D. M. Alde et al., *Phys. Rev. Lett.*, 64(1990), 2479.

Nuclear Shadowing Effect

LI GUANGLIE

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

YANG JIANJUN SHEN HONGQING

(Nanjing Normal University, Nanjing 210024)

ABSTRACT

The recent progress in the experiments and theoretical descriptions of the nuclear shadowing effect is presented.