

The Nuclear Effects in High Energy Particle-Nucleus Interactions

高能粒子与原子核 相互作用的核效应

宋丽华 段春贵 著

清华大学出版社



第1章 轻子-核子深度非弹性散射 与核子结构函数

20 世纪 70 年代初,美国斯坦福直线加速器中心(Stanford Linear Accelerator Center, SLAC)的物理学家进行了一系列的轻子-核子(电子-核子与中微子-核子)深度非弹性散射(DIS)实验,发现质子内部有定域的散射中心,发现强子的结构函数具有比约肯无标度性(Bjorken Scaling). 为解释这些令人惊奇的结果,费曼(Richard Feynman)提出了关于核子的部分子模型^[1]: 假设核子是由点状(point-like)的部分子(parton) 组成; 部分子在深度非弹性散射过程中是近似自由的. 采用部分子模型可以自然地解释比约肯无标度性. 更细致的研究确认了部分子的自旋为 $1/2$, 并且具有分数电荷. 人们进一步对深度非弹性散射实验数据进行分析后得出结论: 这些点状的部分子具有和夸克模型中的夸克相同的量子数, 如自旋、电荷、味道(同位旋)等. 实验数据和理论分析还表明除了带电的夸克之外, 还存在中性的部分子, 即量子色动力学中的胶子. 通过荷电轻子与原子核相互作用, 可以研究核环境对夸克-胶子部分子分布函数的影响(即核子部分子分布函数的核效应), 从而获取束缚核子中的部分子分布函数.

1.1 轻子-核子深度非弹性散射

1.1.1 轻子-核子深度非弹性散射过程

以高能轻子做探针, 通过高能轻子与核子的深度非弹性散射过程, 我们可以了解核子内部夸克-胶子分布. 实验发现, 核子不是点粒子, 它有复杂的内部结构. 通过高能轻子-核子的深度非弹性散射实验, 可以了解核子的内部结构. 轻子-核子的深度非弹性散射过程为

$$l(k) + p(p) \rightarrow l(k') + X(p') \quad (1.1)$$

入射的轻子可以是荷电粒子 e 或 μ , 也可以是中微子 ν 或反中微子 $\bar{\nu}$, 过程交换的是虚光子 γ 和中间玻色子 $W^\pm$ 或 Z^0 . 轻子在靶核子(质子或中子)上发生深度非弹性散射后, 产生的末态包括被散射的轻子和靶核子的“碎片”. 核子的组分, 即夸克和胶子, 在此过程中重组为末态的强子, 如 π 介子、K 介子等. 由于 π 介子是质量最轻的介子, 因此在上述过程中最先生成. 在方程(1.1)中, X 表示这种复杂的强子末态, 即上述“碎片”.

如图 1.1 所示, 在轻子-核子深度非弹性散射(DIS)中, 具有动量 k 和能量 E 的高能轻子辐射出一个虚光子, 其四维动量为 q , 该虚光子

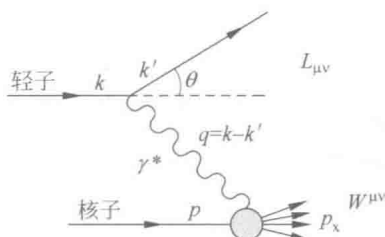


图 1.1 轻子-核子深度非弹性过程

被四维动量为 p 的靶核子吸收, 散射出动量为 k' 、能量为 E' 的轻子, 散射轻子方向相对于入射轻子方向的夹角为 θ , 靶核子碎片产生的末态强子为 X , 其总的不变质量为 W , 四维动量为 p_X . 如果产生的末态强子是不可区分的, 仅测量散射的轻子, 这种反应类型成为单举深度非弹性散射, 测量入射和散射轻子的能量 E 和 E' , 以及散射角 θ , 就可以详细研究该过程.

1.1.2 轻子-核子深度非弹性散射过程中的运动学变量

在实验室坐标系中, 入射轻子、散射轻子、中间交换的虚光子和中间玻色子、靶核子和强子末态的四动量分别用 k, k', q, p 和 q' 表示:

$$k = (E, 0, 0, E) \quad (1.2)$$

$$k' = (E', p_T \sin\theta \cos\phi, p_T \sin\theta \sin\phi, p_T \cos\theta) \quad (1.3)$$

$$p = (M, 0, 0, 0) \quad (1.4)$$

$$q = (\nu, q) \quad (1.5)$$

$$p' = p + q = p + (k - k')^2 \quad (1.6)$$

其中, M 为核子的质量, E 为入射轻子的能量, E' 为出射轻子的能量, p_T 为出射轻子的动量, θ 为出射轻子相对于入射轻子方向的角度, ν 为转移给核子的能量. 由虚光子四维动量平方的相反数定义一个不变量 Q^2 , 它给出了相互作用的能动量标度, 为类空的四动量:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = m^2 + 2E(E' - p_T \cos\theta) \quad (1.7)$$

该过程的能量转移, 也就是虚光子的能量 ν :

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' = E_{\text{had}} \quad (1.8)$$

末态强子的四动量平方 W^2 为

$$W^2 = (q + p)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (1.9)$$

在靶静止系中轻子转移给强子系统的能量分数 y 为

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{E_{\text{had}}}{E} \quad (1.10)$$

Bjorken 标度变量 x 为

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2MEy} \quad (1.11)$$

如果产生的末态强子是不可区分的, 仅测量散射的轻子, 这种反应类型称为单举深度非弹性散射过程, 测量入射和散射轻子的能量 E 和 E' , 以及散射角 θ , 就可以详细研究该过程.

1.2 荷电轻子-核子的深度非弹性散射截面与核子结构函数

1.2.1 荷电轻子-核子的深度非弹性散射截面

为了描述一个给定的散射过程被观测到的概率,我们引入散射截面的概念.入射轻子为荷电粒子(e或 μ)的深度非弹性散射过程,在单光子交换近似下,单举微分截面可以表示为^[2]

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

其中,

$$L_{\mu\nu} = 2[k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu + (q^2/2)g_{\mu\nu}] \quad (1.13)$$

为轻子张量,

$$W^{\mu\nu} = W_1(q^2, \nu) \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + W_2(q^2, \nu) \frac{1}{M^2} \left[\left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right) \right] \quad (1.14)$$

为强子张量.在靶核子为静止的参照系,上述过程的微分截面为

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left[2W_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.15)$$

其中, $W_1(Q^2, \nu)$, $W_2(Q^2, \nu)$ 称为核子的结构函数.在靶粒子为点粒子的情况下,有

$$W_1 = \frac{Q^2}{4M^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \quad (1.16)$$

$$W_2 = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \quad (1.17)$$

对于具有质量 m_i , 电荷数 Q_i , 自旋 1/2 的靶粒子,有

$$W_1^i = Q_i^2 \frac{Q^2}{4m_i^2 \nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_i \nu}\right) \quad (1.18)$$

$$\nu W_2^i = Q_i^2 \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_i \nu}\right) \quad (1.19)$$

如果荷电轻子与核子的深度非弹性散射被看作是荷电轻子与核子内部许多类点成分(部分子)发生不相干的弹性散射,则轻子和核子内部的部分子相互作用发生弹性散射就成为轻子-核子深度非弹性散射的基本过程.核子内部的每一个部分子仅携带靶核子四动量 p 的一个分数 x ,即

$$p_i = xp \quad (1.20)$$

如果假定部分子的质量和横动量可忽略,则荷电轻子-部分子不相干弹性散射过程

对轻子-核子非弹性散射结构函数的贡献为

$$\begin{aligned}
 W_1(Q^2, \nu) &= \sum_i W_1^i \\
 &= \sum_i \int_0^1 f_i(x') Q_i^2 \frac{Q^2}{4x'^2 M^2 \nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2Mx'\nu}\right) dx' \\
 &= \sum_i Q_i^2 \int_0^1 f_i(x') \frac{x'x}{2Mx'^2} \delta(x' - x) dx' \\
 &= \frac{1}{2M} \sum_i Q_i^2 f_i(x)
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

同样,可以得到

$$\nu W_2(Q^2, \nu) = \sum_i Q_i^2 x f_i(x) \tag{1.22}$$

进一步,定义

$$\nu W_2(Q^2, \nu) = F_2(x) \tag{1.23}$$

$$MW_1(Q^2, \nu) = F_1(x) \tag{1.24}$$

这样,以 x, y 为变量的轻子-核子深度非弹性散射微分截面就可以写成

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^4} ME \left[xy^2 F_1(Q^2, x) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2(Q^2, x) \right] \tag{1.25}$$

1.2.2 核子的结构函数

1. 核子结构的部分子模型

核子结构的部分子模型是在研究高能轻子和核子的深度非弹性散射基础上提出来的. 与利用强子相比,利用轻子进行散射实验的优点包括以下几点: 首先,轻子本身没有结构,可以看成点粒子. 同时,电磁相互作用和弱相互作用便于计算,相互作用常数是已知的. 因此,轻子和核子散射中的未知量主要是核子结构. 而核子和核子散射截面大,反应道多,本底复杂难以分析. 而且由于强相互作用吸收截面大,与之相伴随的衍射散射事件也多,这类事件动量交换不大,不利于研究强子结构. 另外,强相互作用不能用微扰论,计算困难. 根据前面的讨论,我们知道,现有实验数据显示核子内部有类点结构. 特别是弹性散射和深度非弹性散射截面随 Q^2 的变化有明显的差异. 对深度非弹性散射微分截面来说,它几乎不随 Q^2 变化,这是类点粒子间散射的特征. 部分子模型把强子看成是由类点、准自由的部分子组成的体系. 物理图像清晰,计算比较简单,又能同实验比较,对强子结构和强相互作用研究的深入发展起了重要作用.

2. 核子结构函数

由于夸克的自旋为 $1/2$, 所以人们很自然地假定核子内部自旋为 $1/2$ 的部分子就是夸克和反夸克,这就是所谓的夸克-部分子模型 (quark-parton model), 应当

指出,夸克-部分子模型中的部分子与盖耳曼(M. Gell Mann)-兹韦格(G. Zweig)夸克模型^[3]中的夸克不尽相同.通常,我们称前者为流夸克,包括价夸克、海夸克及胶子,而称后者为组分夸克.按照夸克-部分子模型,有

$$F_2(x) = \sum_i Q_i^2 x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)] \quad (1.26)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i Q_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)] \quad (1.27)$$

其中, Q_i 为味道为 i 的夸克的电荷数, $xq_i(x)$ 为核子内味道为 i 的夸克的动量分布, x 表示夸克动量与核子动量之比.显然,结构函数 $F_2(x)$ 表示靶核子内夸克的动量分布.

在无限大动量坐标系中,核子的动量要比夸克的横动量大得多,所以,从荷电轻子-核子的深度非弹性散射的微分截面,可以获取核子内部的部分子分布.这样,通过荷电轻子在质子和中子上的深度非弹性散射过程中得到的质子和中子的结构函数分别是

$$F_1^p(x) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \right\} \quad (1.28)$$

$$F_2^p(x) = \frac{4}{9} x [u(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] + \frac{1}{9} x [d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \quad (1.29)$$

$$F_1^n(x) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{9} [d(x) + \bar{d}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] + \frac{1}{9} [u(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \right\} \quad (1.30)$$

$$F_2^n(x) = \frac{4}{9} x [d(x) + \bar{d}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] + \frac{1}{9} x [u(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \quad (1.31)$$

注意:在简单部分子模型中,核子内部分子之间的相互作用被忽略,核子的结构函数与 Q^2 无关.在一定的条件下,Bjorken 标度无关性破坏,核子结构函数对 Q^2 会有一定程度的依赖性.在“基于 QCD 的部分子模型”中,人们考虑了核子内部夸克之间由胶子交换产生的 QCD 修正,以及胶子自相互作用的影响.这时,核子的结构函数有一个较小的 Q^2 依赖性.

1.3 荷电轻子-原子核深度非弹性散射与结构函数的核效应

1.3.1 荷电轻子-原子核深度非弹性散射

通过测量荷电轻子-原子核深度非弹性散射过程的单举微分截面^[4-6],可以获得原子核的结构函数 $F_1^A(x, Q^2)$ 和 $F_2^A(x, Q^2)$. 此时, 这两个结构函数中的 Bjorken 标度变量 x 为束缚核子中夸克所携带的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 $0 \leq x \leq A$. 按照夸克-部分子模型, 有

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f e_f^2 x [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.32)$$

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.33)$$

其中, e_f 为味道为 f 的夸克的电荷数, $xq_f(x)$ 为束缚核子中味道为 f 的夸克的动量分布.

为研究自由核子与束缚核子结构函数的差异, 即核环境对束缚核子结构函数的影响, 引入核结构函数比:

$$R^{A/D}(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{F_2^D(x, Q^2)} \quad (1.34)$$

其中, $F_2^D(x, Q^2)$ 表示氘核的平均结构函数, 由于氘核的结合能很小, 可以近似认为 $F_2^D(x, Q^2)$ 与自由核子的结构函数相同.

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{A} \left\{ F_2^A(x, Q^2) - \frac{1}{2} (N - Z) [F_2^n(x, Q^2) - F_2^p(x, Q^2)] \right\} \quad (1.35)$$

是原子核 (A_Z) 内束缚核子的平均结构函数, 式中 $F_2^n(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别是自由中子和质子的结构函数, 引入第二项的目的在于消除因质子和中子数不同而导致的同位旋效应.

按照传统核物理的观点, 人们一直认为原子核内束缚核子的结构函数与自由核子的结构函数大致相同, 核环境不会影响核子的内部结构, 即

$$R^{A/D}(x, Q^2) = 1 \quad (1.36)$$

这是因为, 对于高能轻子与原子核深度非弹性散射过程, 核内核子的平均束缚能比入射轻子与核内核子间的能动量传递小 2~3 个数量级, 因此, 核内核子的束缚效应对高能轻子与原子核的深度非弹性散射过程不会有什么影响. 但是 EMC 效应^[7]的发现, 迫使人们改变了这种看法.

1.3.2 结构函数的核效应

1. EMC 效应

1982 年,欧洲 μ 子合作组从 μ 子与氢、氘和铁原子核的深度非弹性散射实验中,测得铁核的结构函数 $F_2^{\text{Fe}}(x, Q^2)$ 和氘核结构函数 $F_2^{\text{D}}(x, Q^2)$ 之比,发现束缚在原子核内的核子的结构函数与自由核子的结构函数明显不同,即使扣除实验测量的统计误差和系统误差,这一差别仍不能由核遮蔽效应和核内核子的费米运动修正来解释,这就是 EMC 效应^[7]. 图 1.2 给出了他们报告的最后实验结果.

在 EMC 组发表其实验结果后不久,美国斯坦福直线加速器实验中心 (Stanford Linear Accelerator Center, SLAC) 的 RMS 实验组 (Rochester-MIT-SLAC(E49B 和 E87))^[9] 证实了他们的发现. 原来,早在 20 世纪 70 年代初 SLAC 就用高能电子在液氢和液氘靶上对核子结构函数进行了测量. 当时实验用于装盛液氢和液氘的容器是用铁和铝制成的. 在他们看到 EMC 组报道的实验结果后,立即对当年实验中为了消除本底而进行空靶测量的数据进行了重新分析,肯定了 EMC 的实验结果(如图 1.3 所示). 从图中可以看出,除了小 x 区域与 EMC 组的实验结果存在较大分歧外,两组的实验结果基本一致.

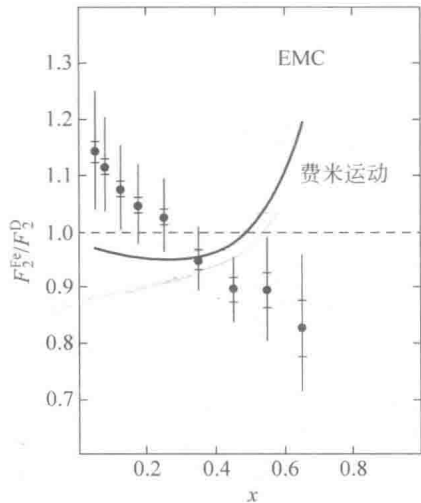


图 1.2 EMC 最后报告的结构函数比的测量结果^[8]

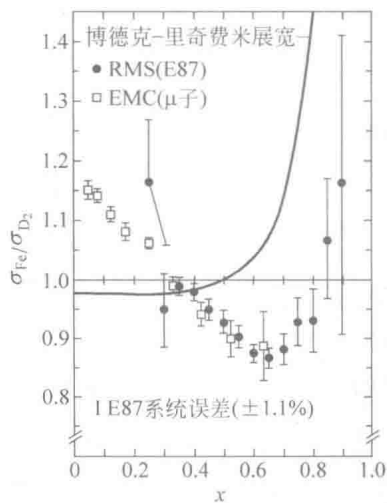


图 1.3 结构函数比的实验结果

1988 年,为了减小测量结构函数比的系统误差,EMC 组改进了实验的测量方法,用 μ 子打击 C、Cu、Sn 靶,直接测量了 $R^{\text{C/D}}(x, Q^2)$, $R^{\text{Cu/D}}(x, Q^2)$ 和 $R^{\text{Sn/D}}(x, Q^2)$ ^[10]. 实验覆盖的运动学区域为 $0.03 \leq x \leq 0.65$, $5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 35 \text{ GeV}^2$. 在 $x \leq 0.05$ 和 $0.25 \leq x \leq 0.70$ 的区域内,结构函数比值小于 1,并且结构函数比值的减小随 A 的增大而加大,从而证实了核遮蔽效应的存在. 如图 1.4 所示. 1993 年,EMC

报告了他们比较 Cu 核结构函数和 D 核结构函数的最新结果^[11],其数据的精确度更高,图 1.4 给出了这个实验的结果.

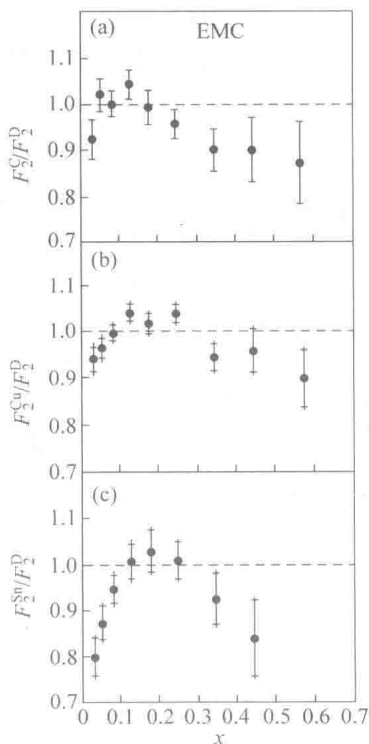


图 1.4 EMC 的 C、Cu 和 Sn 的实验结果^[10, 11]

2. 核遮蔽效应

早在 EMC 效应发现之前,人们就已经知道:质量数为 A 的原子核的光吸收截面,比自由核子的光吸收截面的 A 倍要小,这就是核遮蔽效应. 1967 年,Stodolsky 指出^[12],轻子在原子核内的平均自由程并非足够长,轻子与原子核发生深度非弹性散射不仅具有电磁相互作用的性质,而且具有强相互作用的性质,轻子是参与电磁相互作用的类点结构态和参与强相互作用的强子结构态的叠加.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,它使光子在核内的平均自由程变短,从而不能贯穿整个原子核,因此前部核子对后部核子产生遮蔽效应.之后, Caldwell 等人^[13]在真实光子与原子核相互作用过程中发现了这种核遮蔽效应.为了研究虚光子与原子核相互作用过程是否存在核遮蔽效应, Goodman^[14]等做了 μ 子-碳、铜和铅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.他们发现在虚光子和原子核相互作用过程中同样存在核遮蔽效应.关于核遮蔽效应较为详细的评述可参考文献^[15].

通过测量质量数为 A 的原子核的平均结构函数 $F_2^A(x, Q^2)$ 与氘核平均结构函数 $F_2^D(x, Q^2)$ 的比值 R , 揭示出核子结构函数的核效应应具有如下特征:

- (1) $x < 0.05$ 时, R 比 1 小, 称为核遮蔽区;
- (2) $0.05 \sim 0.1 < x < 0.25 \sim 0.30$ 时, R 比 1 稍大, 称为反遮蔽区;
- (3) $0.25 \sim 0.30 < x < 0.65$ 时, R 比 1 小并随 x 的增大而减小, 称为 EMC 区;
- (4) $x > 0.65$ 时, R 随 x 的增大而上扬, 称为费米运动区。

我们将束缚核子结构函数的核遮蔽效应、反遮蔽效应、EMC 效应和费米运动修正, 统称为核子结构函数的核效应。这种核效应的存在, 使得束缚核子中的夸克-胶子分布与自由核子的夸克-胶子分布有明显不同。因此, 它亦称为部分子分布函数的核效应。

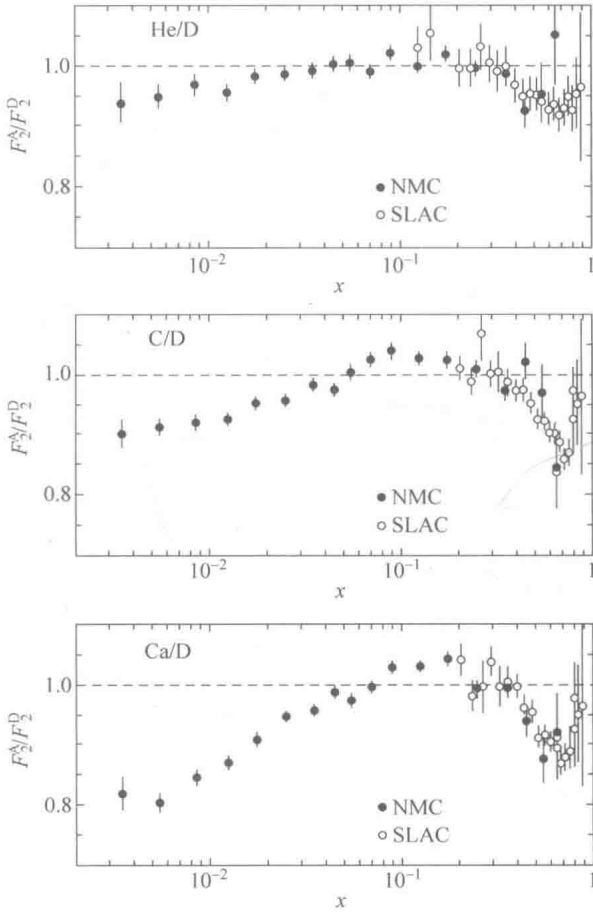
1.4 EMC 效应的实验研究进展

下面以实验组为线索介绍 EMC 效应的实验研究进展。

1.4.1 NMC 实验

在 EMC 组之后, 新 μ 子合作组 (New Muon Collaboration, NMC) 继续在 CERN 对 EMC 效应进行了研究^[16-18]。他们测量了 He、Li 和 Ca 核与 D 核结构函数之比, 数据的精确度较高, 特别是在小 x 区。其结果证实了 EMC 组的核遮蔽效应, 同时发现核遮蔽效应的 Q^2 依赖很弱。通过在运动学区域 $0.0085 < x < 0.6$ 和 $0.8 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 17 \text{ GeV}^2$ 对 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{40}\text{Ca}$ ($r=3.5 \text{ fm}$, $\rho=0.11 \text{ fm}^{-3}$) 的核结构函数比值 $F_2^{\text{C}/\text{Li}}$, $F_2^{\text{Ca}/\text{Li}}$ 和 $F_2^{\text{Ca}/\text{C}}$ 进行测量, 研究了上述核效应对原子核的大小尺度和核密度的依赖关系^[17]。 ${}^6\text{Li}$ ($r=2.6 \text{ fm}$, $\rho=0.04 \text{ fm}^{-3}$) 和 ${}^{12}\text{C}$ ($r=2.5 \text{ fm}$, $\rho=0.09 \text{ fm}^{-3}$) 原子核尺度近似相同, 但是它们的核密度不同。 ${}^{40}\text{Ca}$ ($r=3.5 \text{ fm}$, $\rho=0.11 \text{ fm}^{-3}$) 比 ${}^{12}\text{C}$ ($r=2.5 \text{ fm}$, $\rho=0.09 \text{ fm}^{-3}$) 核大但它们核密度差不多一样。实验数据显示这两种因素对小 x 区核结构函数比值都有影响, ${}^{12}\text{C}$ 相对于 ${}^6\text{Li}$ 有压低 (密度效应), 同时 ${}^{40}\text{Ca}$ 相对于 ${}^{12}\text{C}$ 的压低更大 (密度和尺度效应同时起作用)。图 1.5 给出了考虑了 D 核靶质量和辐射修正后, He、C 和 Ca 与 D 核结构函数比的实验结果。

NMC 组还比较了 x 处于 $0.01 \sim 0.30$ 区域内不同靶的纵向和横向极化虚光子吸收截面比 $R^{[19]}$ 。对于氘核和氢核靶, 测量的 $R^D - R^p$ 没有明显的 x 依赖, 其值近似为零。对于钙核和碳核靶, 实验结果显示 $R^{\text{Ca}} - R^{\text{C}} = 0.027 \pm 0.026(\text{stat}) \pm 0.020(\text{syst})$ 没有明显差异, 近似为零。他们利用 200 GeV 的 μ 子分别与 Li、C 和 D 核的深度非弹性散射过程研究了核结构函数比在小 x 区域内的行为, 实验的运动学区域为 $10^{-4} < x < 0.7$ 和 $0.01 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 70 \text{ GeV}^2$ ^[20]。结果显示当 $x < 0.002$ 时, 核

图 1.5 NMC 组 He、C 和 Ca 与 D 核结构函数的比^[18]

遮蔽效应具有饱和性,即核结构函数比值不再随 x 的减小发生变化。此后, NMC^[21, 22] 使用 Be、C、Al、Ca、Fe、Sn 和 Pb 核作为靶,研究了核结构函数比中 x 和 Q^2 的依赖关系。实验结果证实核结构函数之比在 $x > 0.06$ 时不随 Q^2 的变化而变化,对 A 的依赖关系近似为对数形式。

1.4.2 E665 实验

美国费米国家实验室(Fermilab)E665 实验组^[23, 24]通过 490 GeV 的正 μ 子与氙核(^{54}Xe)和氙核的深度非弹性散射,研究了核结构函数比在很小 x 区域核遮蔽效应的饱和性。由于所使用的荷电轻子的入射能量比 NMC 组的高,因此可以达到比 NMC 组实验更小的 x 值: $0.00002 < x < 0.25$ 。其实验结果表明:在小 x 区域核遮蔽效应具有饱和性,这个饱和值与通过 $\gamma\text{-Xe}$ 光生得到的值 0.06 ± 0.03 一致,在

$x < 0.003$ 的区域, $\sigma_{\text{Xe}}/\sigma_{\text{D}_2} \approx 0.7$, 如图 1.6 所示.

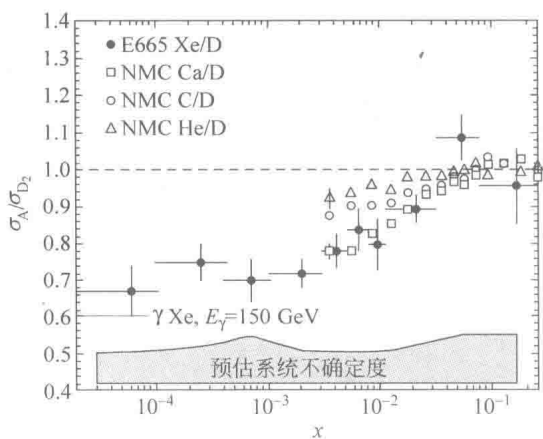


图 1.6 E665 组 Xe 与 D 核结构函数的比^[23]

随后, E665 实验组^[25]利用 470 GeV 的 μ 子与 C、Ca、Pb 和 D 核的散射, 进一步研究了核遮蔽效应. 实验覆盖的运动学区域为 $0.0001 < x < 0.56$ 和 $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$. 他们发现核遮蔽效应在固定的 x 值上, 没有显著的 Q^2 依赖. 随着 x 值的减小, 核遮蔽效应的强度及它对 A 的依赖关系逐步趋于光生反应过程测得的核遮蔽效应的极限值, 如图 1.7 所示. 需要指出的是, E665 和 NMC 的实验结果的一致性并不理想. 这可能源于他们处理辐射修正的不同方法.

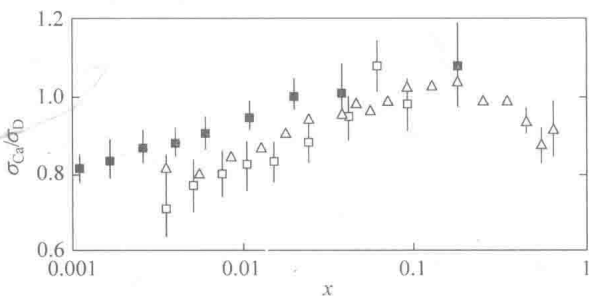


图 1.7 E665 组^[25](实方块)、NMC 组(空三角)^[18]和 EMC-NA28 (空心方块)^[26]Ca 与 D 结构函数比的实验结果的比较

1.4.3 HERA 的 HERMES 实验

HERMES 实验(HERA Measurement of Spin)是德国 DESY 实验室 HERA 加速器上的第二代极化深度非弹性散射实验, 其目的是研究核子的自旋结构. 为了研究 EMC 效应, 他们通过 27.5 GeV 的正电子与 ^{14}N 、 ^3He 和 D 核的散射, 测量了

$0.013 < x < 0.65$ 及 $0.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 15 \text{ GeV}^2$ 范围内的深度非弹性散射微分截面比^[27], 并与 NMC^[18]、E665^[25] 和 SLAC^[28] 的相关实验数据进行了比较, 如图 1.8 所示. 显然, 在大 x 区域, HERMES 的数据与 SLAC 的实验结果符合甚好, 而在 $x < 0.06$ 的区域, HERMES 实验结果与其他实验组的结果明显不同. HERMES 把这些数据上的差异归结为纵向和横向深度非弹性散射截面比 $R = \sigma_L / \sigma_T = F_L(x, Q^2) / 2xF_1(x, Q^2)$ 在小 x 和 Q^2 值时对 A 的依赖.

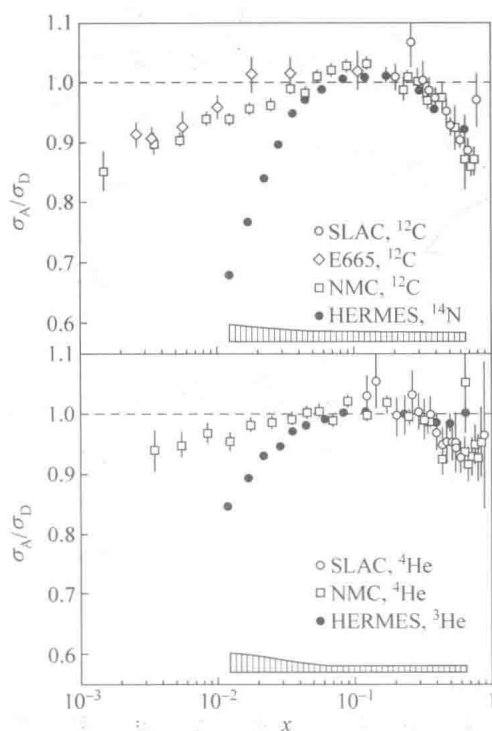


图 1.8 $^{14}\text{N}(^3\text{He})$ 和 ^2D 核单举深度非弹性散射截面比^[27]

2003 年, HERMES 撤回了他们之前报告的实验结果^[27], 最后给出的实验数据如图 1.9 所示^[29]. 通过与 NMC^[18] 和 SLAC^[28] 实验结果的比较可以发现, 新的 HERMES 实验数据与其他实验组的结果基本符合, 尽管 HERMES 的数据平均比 NMC 的结果低约 9%. 在固定 x 值, σ_A/σ_D 随 Q^2 变化的实验数据显示: 在很宽的 Q^2 范围, 截面比没有明显的 Q^2 依赖. HERMES 新的关于 F_2^A/F_2^D 实验数据也与 NMC 和 SLAC 的测量结果符合甚好. 对于不同原子核的纵向和横向深度非弹性散射截面比 $R = \sigma_L/\sigma_T$ 的比值 R_A/R_D , HERMES 给出的结果为 $R_A/R_D = 1$.

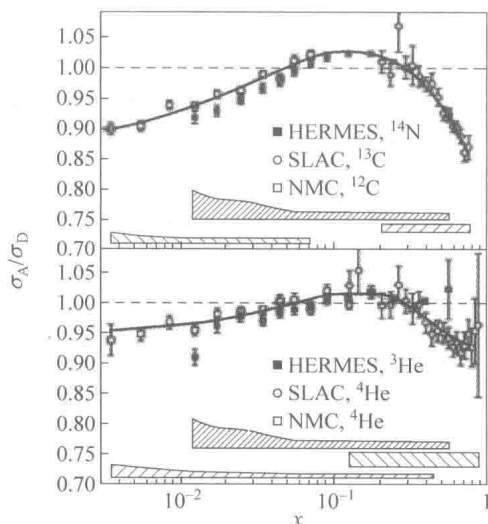


图 1.9 HERMES ^{14}N (^3He) 和 ^2D 核单举深度非弹性散射截面比的新结果^[29]

1.5 EMC 效应理论研究状况

EMC 效应的发现,引起理论物理学家的极大兴趣,他们提出了多种理论模型解释这种新现象.下面将介绍几个较为典型的理论模型的物理思想及其局限性.

1.5.1 π 盈余模型

π 盈余模型^[30]认为,在原子核内除核子外还存在传递核子间相互作用的 π 介子.这样,束缚核子的结构函数应为核子和核内 π 介子结构函数的叠加,平均核结构函数应表示为

$$F_2^A(x, Q^2) = \int_x^A f^{N/A}(z_N) F_2^N(x/z_N, Q^2) dz_N + \int_x^A f^{\pi/A}(z_\pi) F_2^\pi(x/z_\pi, Q^2) dz_\pi \quad (1.37)$$

这里, $f^{\pi/A}(z_\pi)$ 为 π 介子在核内的动量分布, $z_\pi = \frac{p_\pi q}{M_N}$, $F_2^\pi(x/z_\pi, Q^2)$ 是自由 π 介子的结构函数.在 π 介子静止坐标系中,

$$x_\pi = \frac{Q^2}{2M_\pi \nu} \leq 1 \quad (1.38)$$

因此,核内 π 介子对平均核结构函数的贡献在

$$x = x_\pi \frac{m_\pi}{M_N} \leq \frac{m_\pi}{M_N} \sim 0.15 \quad (1.39)$$

的范围内,即低动量端.由于 π 介子本身含有低动量的夸克,因此使得核内低动量夸克组分增加.另外 π 介子也携带一部分动量,使得束缚核子中夸克的动量有所减小,从而导致整个的夸克动量分布移向低动量端.只要在铁原子核(^{56}Fe)内存在 $0.15A$ 个 π 介子,便可定性解释 EMC 组最初的实验结果.但是该模型对小 x 区核遮蔽效应的解释不好.

1.5.2 夸克集团模型

夸克集团模型^[31]认为原子核内除了核子以外还存在几个核子形成的夸克集团,主要是六夸克集团.按照 QCD 计数规则,六夸克集团的结构函数与核子的不同.这种差异导致了平均核结构函数不同于自由核子结构函数.考虑原子核内六夸克集团的存在,平均核结构函数可表示为

$$F_2^A(x) = (1 - C_{6q})F_2^N(x) + C_{6q}F_2^{6q}(x) \quad (1.40)$$

其中, C_{6q} 和 $F_2^{6q}(x)$ 分别是核内形成六夸克集团的核子所占的比例份数和六夸克集团的结构函数.在六夸克集团内,由于夸克的运动范围变大,致使夸克动量分布移向低动量端.另外,六夸克集团内夸克的最高动量可以是核子内夸克的最高动量的两倍.进一步考虑核内核子的费米运动修正,可以解释核结构函数比 $R^{A/D}$ 在 $x \rightarrow 1$ 时的行为.对于铁核(^{56}Fe),只要原子核内有30%的核子能融合成六夸克集团,EMC效应便可得到解释.但该模型在解释小 x 区实验数据时,给出的结果不理想.

1.5.3 Q^2 和 x 重新标度模型

Close 等发现,核内束缚核子平均结构函数 $F_2^A(x, Q^2)$ 随核质量数 A 的变化趋势与自由核子的 $F_2^N(x, Q^2)$ 随 Q^2 的变化十分相似.因此,可以假定

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^N(x, \xi_A(Q^2)Q^2) \quad (1.41)$$

这里, $\xi_A(Q^2)$ 称为重新标度参数.如果不考虑核内核子费米运动修正,只要取重新标度参数 $\xi_A(Q^2)$ 就可以很好地解释 EMC 效应的实验数据,如图 1.10 所示.这就是所谓的 Q^2 重新标度模型^[32].在该模型中,重新标度参数 $\xi_A(Q^2)$ 随 Q^2 的变化而变化,且随 A 的增大而增加,重新标度参数 $\xi_A(Q^2) > 1$ 相当于原子核内的动量标度变小,或者夸克禁闭半径变大.

改变核子结构函数中 x 的标度,有

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^N\left(\frac{1}{\eta}x, Q^2\right) \quad (1.42)$$

其中, $\frac{1}{\eta}$ 为 x 的重新标度参数, 这就是 x 重新标度模型^[33]. 如果 η 为 0.94~0.96, 则该模型可以很好解释 EMC 效应的实验数据.

厉光烈等^[34]指出, 虽然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 Q^2 或 x 重新标度机制, 可以解释 EMC 效应的主要特性, 但是在考虑了核束缚能效应, 特别是引入 Q^2 或 x 重新标度机制后, 核动量不再等于核内夸克、海夸克和胶子动量之和, 即核动量不再守恒. 为了保持核动量守恒, 他们提出了双重 x 重新标度模型. 该模型对核子结构函数中的价夸克和海夸克动量分布分别采用不同的 x 重新标度参数. 基于胶子动量分布与海夸克动量分布有类似的函数形式, 对它们的动量分布采用相同的 x 重新标度参数. 考虑到核动量守恒的要求, 引入的两个重新标度参数中, 只有一个是独立的. 考虑到在小 x 区核内邻近核子间部分子空间的重叠会引起海夸克密度的重新分布, 为了解释小 x 区核遮蔽效应引入核遮蔽因子. 这样, 该模型就能很好地解释 EMC 效应和核遮蔽效应, 如图 1.11 所示.

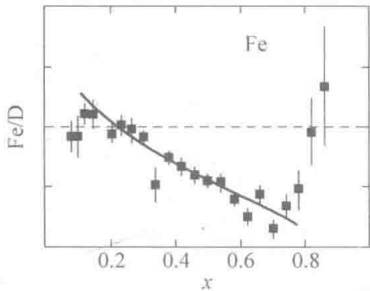


图 1.10 Q^2 重新标度模型对 EMC 效应的解释

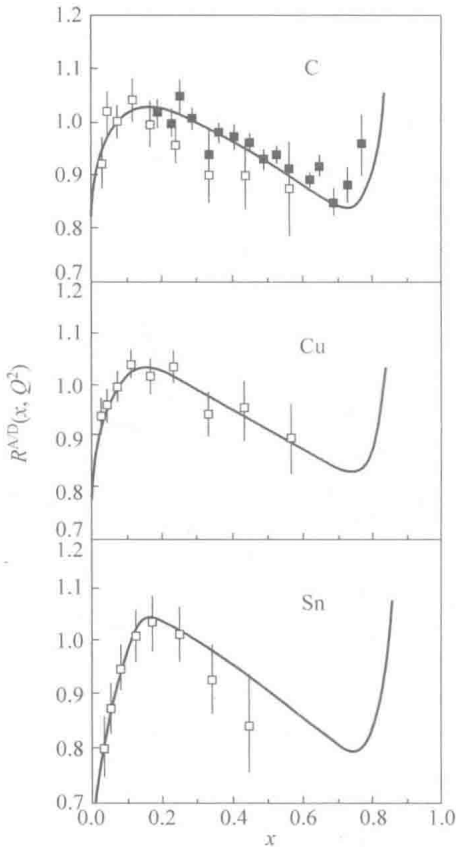


图 1.11 双重 x 重新标度模型给出的结果与实验数据比较