

核内夸克-胶子分布*

厉光烈

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 介绍与核内夸克-胶子分布的有关实验现象: EMC 效应、核遮蔽效应、核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应等, 以及解释它们的理论模型.

关键词 夸克 胶子 EMC 效应 核 Drell-Yan 过程 J/ψ 光生反应

分类号 O571.2

1 引言

面向 21 世纪, 现代核物理的一项主要任务, 就是在量子色动力学(QCD)的理论框架里统一地描述原子核、强子和夸克^[1]. QCD 作为强相互作用的基本理论, 其最重要的特点是: 在约 10^{-14} cm 的尺度下, 夸克和胶子间的相互作用极弱, 表现出“渐近自由”, 这时 QCD 可按微扰论处理; 然而, 在约 10^{-13} cm 的尺度下, 夸克和胶子间的相互作用极强, QCD 理论成为非微扰的, 并表现出强子自由度: 带色的夸克和胶子被禁闭在强子内部^[2]. 因此, 要在 QCD 理论框架里统一地描述原子核、强子和夸克, 就必然遇到如何处理 QCD 非微扰效应的问题. 这个问题迄今尚未很好解决. 一般认为, 以高能粒子为探针, 通过高能粒子与原子核相互作用, 研究在原子核里夸克-胶子自由度和核子-介子自由度之间如何互助影响、互助转化, 有可能为解决上述问题提供重要的启示.

按照传统核物理的观点, 原子核由质子和中子组成、统称核子, 核环境不会影响核子的内部结构. 可是, 有些核现象, 例如核力的短程排斥心、镜核的结合能差和轻核的电磁形状因子等, 长期以来一直无法在传统核物理理论框架里得到解释. 为了解释它们, 核物

理学家不得不在原子核内引入非核子自由度或考虑夸克-胶子效应, 但苦于缺乏直接的实验证据. 1982 年, 欧洲 μ 子实验组(EMC)通过 μ 子在原子核上的深度非弹性散射实验, 发现束缚在原子核内核子的结构函数, 即核子内夸克动量分布, 与自由核子的明显不同, 这就是 EMC 效应^[3]. 它反映了核环境可以影响核子的内部结构. 随后, E772 组^[4]和新 μ 子实验组(NMC)^[5]又分别在核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应中发现了类似的核效应, 进一步弄清了核环境不仅可以影响价夸克而且可以影响海夸克和胶子在核子内的分布, 从而使人们对原子核内夸克-胶子分布有了比较清楚的认识, 为开展上述理论研究创造了条件.

现将与核内夸克-胶子分布有关的实验现象作以介绍, 并解释它们的理论模型(感兴趣的读者请参阅文献 6~9).

2 实验现象

主要介绍与核内夸克-胶子分布有关的实验现象: 高能轻子在原子核上的深度非弹性散射(EMC 效应和核遮蔽效应), 高能强子在原子核上的大质量轻子对产生(核 Drell-Yan 过程)和 J/ψ 光生反应等.

2.1 EMC 效应

通过高能带电轻子(电子和 μ 子)与核子

* 国家自然科学基金资助课题, 课题编号 19475047
1996-10-20 收稿, 1997-08-12 收到修改稿.

的深度非弹性散射实验,可以测定核子的结构函数 $F_2(x)$,即核子内夸克动量分布

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x [q_f(x) + \bar{q}_f(x)] \quad (1)$$

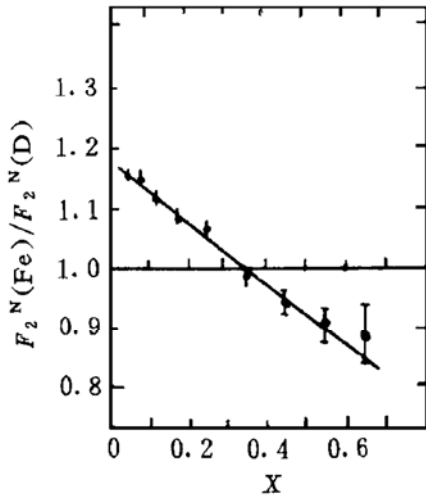


图 1

其中, e_f 是味为 f 的夸克的电荷数(以 e 为单位), x 是核子内夸克所带动量在核子动量中

所占的份额, $xq_f(x)$ 和 $x\bar{q}_f(x)$ 分别是核子内味为 f 的夸克和反夸克动量分布. 此外, 通过高能带电轻子在原子核上的深度非弹性散射实验, 可以测定原子核结构函数 $F_{2A}(x)$

为了研究核环境对核子结构函数的影响, 引入

$$R_{in}^{A/D}(x) = F_2^A(x) F_2^D(x) \quad (2)$$

来描述束缚在原子核内核子的结构函数随质量数 A 的变化. 其中,

$$F_2^A(x) = \frac{1}{A} \left\{ F_{2A}(x) - \frac{1}{2}(N - Z) \cdot [F_2^n(x) - F_2^p(x)] \right\} \quad (3)$$

是核 $(\begin{smallmatrix} A \\ N \end{smallmatrix} Z)$ 内核子的平均结构函数. $F_2^n(x)$ 和 $F_2^p(x)$ 分别为自由中子和自由质子的结构函数; 引入第二项是为消除由于中子数和质子数不同而导致的同位旋效应, 以便与氘核内核子的平均结构函数 $F_2^D(x)$ 相比较.

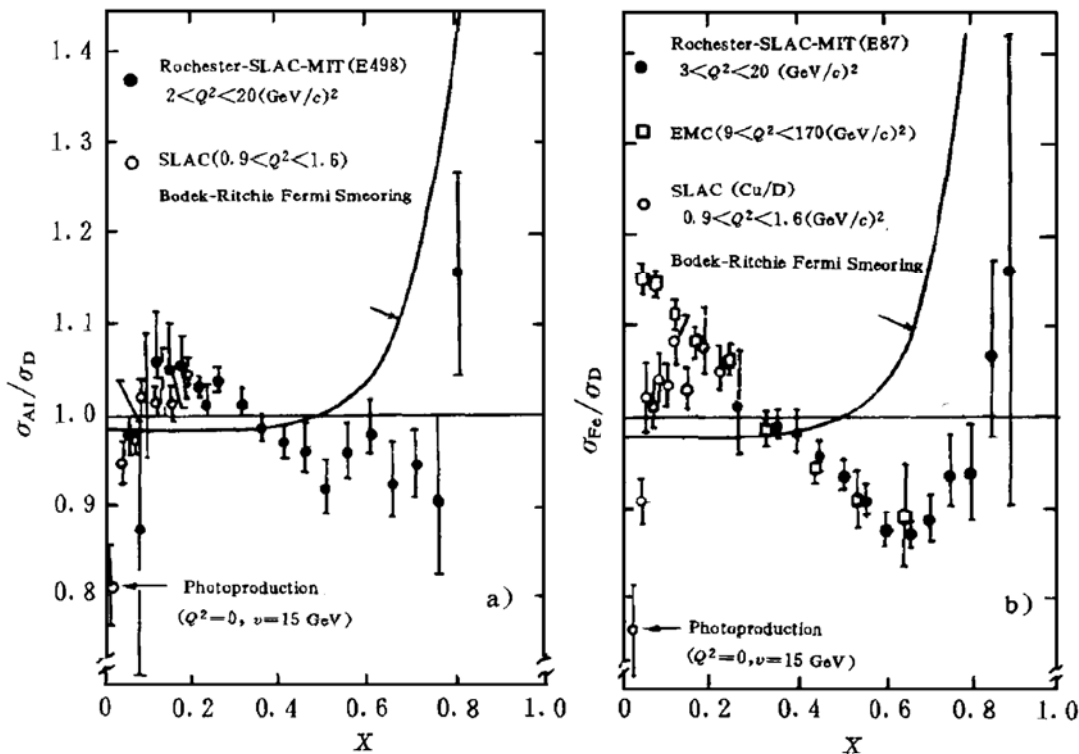


图 2

在 EMC 效应发现前, 按照传统核物理的观点, 人们一直认为原子核内核子的结构函数与自由核子的结构函数差不多是一样

的, 即 $R_{in}^{A/D}(x) = 1$. 这是因为, 对于高能轻子与原子核的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

动量传递要小 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,1982 年欧洲 μ 子实验组(EMC)在用 μ 子轰打氢、氘和铁靶的深度非弹性散射实验中,发现束缚在铁核内核子的结构函数与自由核子的明显不同,这就是 EMC 效应^[3].图 1 给出了他们的实验结果.随后不久,另一个有趣的实验验证了他们的发现.原来,斯坦福直线加速器实验中心(SLAC)的 Rochester-SLAC-MIT (E49B 和 E87)实验组,早在 70 年代初就用高能电子在液氢和液氘靶上作深度非弹性散射实验以测量核子结构函数.当时实验中盛液氢和液氘的容器是用铁或铝制备的.当他们看到 EMC 组的实验结果后,立即对当时实验中为消除本底而进行的空靶测量所得的数据进行了重新分析,并很快地肯定了 EMC 组的发现(见图 2)^[10].从图中可以看出,除了在小 x 区域 Rochester-SLAC-MIT 组和 EMC 组的实验数据有较大分歧外,两组的实验结果基本一致.关于在小 x 区域的分歧,在 2.2 中将作比较详细的讨论.

EMC 效应的发现,反映了核环境可以影响核子的内部结构.1984 年,SLAC 的 E139 组进一步研究了 EMC 效应对靶核质量数 A 的依赖关系,他们用高能电子在一系列靶核(H、D、He、Be、C、Al、Ca、Fe、Ag 和 Au)上作深度非弹性散射实验,结果表明,EMC 效应随 A 的增大而缓慢增强^[11];1992 年,新 μ 子实验组(NMC)又研究了 EMC 效应对靶核半径和密度的依赖关系,测量了 $R_{in}^{Li/D}$ 、 $R_{in}^{C/Li}$ 、 $R_{in}^{Ca/Li}$ 和 $R_{in}^{Ca/C}$,但没有得到明确的结论^[12].因篇幅限制,这里就不再详细介绍.

2.2 核遮蔽效应

上一节提到,在小 x 区域,Rochester-SLAC-MIT 组与 EMC 组的实验数据有较大分歧.具体讲,在 $x < 0.1$ 区域里,Rochester-SLAC-MIT 组测得的 $R_{in}^{A/D}$ 小于 1,而 EMC 组的 $R_{in}^{A/D}$ 却大于 1.后来,EMC 组和 Bologna-CERN-Dubna-Munish-Sacaly (BCDMS) 组

在铁和铜靶上重新作了深度非弹性散射实验,结果发现在小 x 区域 $R_{in}^{A/D}$ 确实小于 1(见图 3),从而消除了上述分歧^[13].

实际上,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^[14],光子与原子核的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.光子是参与电磁相互作用的类点结构态和参与强相互作用以矢量介子为主的强子结构态的叠加.在原子核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短到不足以贯穿整个原子核,因此前部核子将对后部核子产生遮蔽效应.两年后,Caldwell 等人^[15]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;1981 年,Goodman 等人^[16]通过带电轻子与原子核深度非弹性散射实验进一步发现,在虚光子和原子核相互作用过程中同样存在核遮蔽效应.EMC 组和 BCDMS 组的实验结果只是再一次确认了 Goodman 等人的发现.

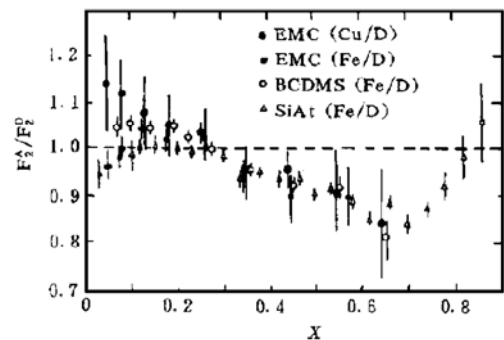


图 3

前面提到,核遮蔽效应是 Stodolsky 根据光子结构以矢量为主模型提出的.按照这一模型,以矢量介子为主的强子结构态的寿命与虚光子四动量 Q^2 的负值成反比,因此,当 $Q^2 > 1\text{GeV}^2/c^2$ 时,核遮蔽效应将很快消失.可是,EMC 组后来的实验结果表明^[17],核遮蔽效应对 Q^2 依赖甚弱.这表示核遮蔽效应与 EMC 效应一样,其物理本质尚待继续揭示.

2.3 核 Drell-Yan 过程

强子(I)与强子(T)碰撞产生大质量轻子对的过程:

$$I+T \rightarrow l^+l^-+X$$

称为核 Drell-Yan 过程. 这是因为 Drell 和 Yan^[18]首先利用部分子模型对它作了解释, 即分别来自入射强子(I)和靶强子(T)的正反夸克湮灭成一个虚光子, 然后虚光子再衰变成一对轻子(l^+l^-), 这与正负电子湮灭过程: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 相类似(见图 4). 因此, Drell-Yan 过程的反应截面可表示为

$$\frac{d^2\sigma(x_1, x_2)}{dx_1 dx_2} = \frac{K}{3} \left(\frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \right) \sum_f e_f^2 [q_f^I(x_1)\bar{q}_f^T(x_2) + \bar{q}_f^I(x_1)q_f^T(x_2)] \quad (4)$$

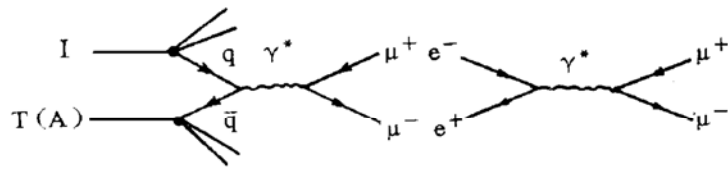


图 4

通过核 Drell-Yan 过程也可以研究核环境对核子结构函数的影响. 为此, 引入核 Drell-Yan 过程反应截面比:

$$R_{DY}^{A/D}(x_2) = \frac{\int dx_1 \sum_f e_f^2 [q_f^I(x_1)\bar{q}_f^T(x_2) + \bar{q}_f^I(x_1)q_f^T(x_2)]}{\int dx_1 \sum_f e_f^2 [q_f^I(x_1)\bar{q}_f^D(x_2) + \bar{q}_f^I(x_1)q_f^D(x_2)]} \quad (5)$$

1986 年, Bickerstaff 等人^[19]指出, 有许多理论模型都可定性地解释 EMC 效应, 但是, 它们对核 Drell-Yan 过程的预言却相差甚远. 因此, 通过研究核 Drell-Yan 过程可以鉴别这些模型的优劣. 1987 年, NA10 组^[20]首先对核 Drell-Yan 过程中核子结构函数的核效应进行了实验研究. 他们将 140 GeV 和 286 GeV 的 π^- 束流分别入射到氘核和钨核上, 观察到与深度非弹性散射实验基本一致的核子结构函数的核效应. 随后, E772 组^[4]进行了更精确的测量, 他们将 800 GeV 的质子束入射到一系列的原子核上, 得到了原子核(A)与氘核(D)内平均每核子的 Drell-Yan 反应截面比 $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ (见图 5). 从图中可以

看到, 在 $x < 0.1$ 区域, $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ 随 x_2 减小而明显压低, 表现出核遮蔽效应; 在 $0.1 < x < 0.3$ 区域, 实验数据误差较大, 核效应不明显. 另外, 图 5 还给出了一些解释 EMC 效应的理论模型对核 Drell-Yan 反应截面比的预言. 显见, π 盈余模型^[21]和多夸克集团模型^[22]不能很好地解释 $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ 的实验数据. 这表明, 研究核 Drell-Yan 过程确实可以鉴别 EMC 效应理论模型的优劣.

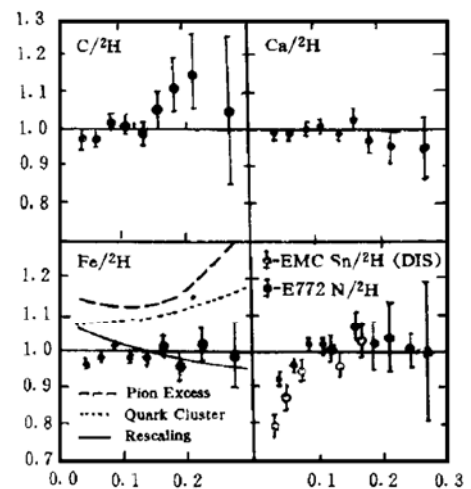


图 5

看到, 在 $x < 0.1$ 区域, $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ 随 x_2 减小而明显压低, 表现出核遮蔽效应; 在 $0.1 < x < 0.3$ 区域, 实验数据误差较大, 核效应不明显. 另外, 图 5 还给出了一些解释 EMC 效应的理论模型对核 Drell-Yan 反应截面比的预言. 显见, π 盈余模型^[21]和多夸克集团模型^[22]不能很好地解释 $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ 的实验数据. 这表明, 研究核 Drell-Yan 过程确实可以鉴别 EMC 效应理论模型的优劣.

2.4 J/ψ 光生反应

前面介绍的都是核子结构函数的核效应,即核环境对核子内夸克分布的影响.那么,核环境对核子内胶子分布是否也有影响呢?1982年,EMC组对此进行了实验研究^[23],结果表明,在出射的J/ψ粒子实验室系能量 $E_{J/\psi}$ 与虚光子能量之比 $Z > 0.95$,J/ψ粒子相对于虚光子方向的横动量 $P_T^2 < 0.18 \text{GeV}^2/c^2$,以及在 $0.026 < x < 0.085$ 的运动学区域内,铁核每核子J/ψ光生截面比自由核子的大: $\frac{\sigma(\text{Fe})}{\sigma(\text{H,D})} = 1.45 \pm 0.12 (\text{stat.}) \pm 0.22 (\text{syst.})$.当时,将这一现象解释为铁核中束缚核子的胶子分布相对于自由核子有所增加.然而,1年后E691组^[24]在费米国家实验室用实光子束($E_\gamma = 80 \sim 190 \text{GeV}$)轰击铁和铍核的实验给出,铁和铍核每核子的J/ψ光生截面之比: $\frac{\sigma(\text{Fe})}{\sigma(\text{Be})} = 0.79 \pm 0.08$.实验要求 $P_T^2 > 0.15 \text{GeV}^2/c^2$,以排除相干事例.显然,这两个实验组所得的结果是相互矛盾的.1992年,NMC组^[5]在 高能 μ 子打击锡和碳核产生 J/ψ 粒子的实验中测量了锡和碳核每核子的 J/ψ 光生截面之比: $R_{J/\psi}^{\text{Sn/C}} = \frac{\sigma(\text{Sn})}{\sigma(\text{C})}$,并对其结果进行了分析.他们认为,高能 μ 子在原子核上的 J/ψ 光生截面是相干产生、准弹性散射和非弹性散射等 3 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 $z > 0.9$ 和 $P_T^2 < 0.3 \text{GeV}^2/c^2$ 以保证反应为相干过程,这样测得 $R_{J/\psi}^{\text{Sn/C}} = 1.54 \pm 0.07$.另外,在准弹性散射过程中,要求 $z > 0.9$ 和 $P_T^2 > 0.4 \text{GeV}^2/c^2$,实验给出 $R_{J/\psi}^{\text{Sn/C}} = 0.79 \pm 0.06$.由于相互作用机制不同,相应的 J/ψ 光生截面也不同.NMC 组在考察了 EMC 和 E691 两组实验的运动学区域后,发现 EMC 组测得的是相干产生和非弹性散射的 J/ψ 光生截面之和,而 E691 组测得的则是准弹性散射和非弹性散射的 J/ψ 光生截面

之和,于是两组实验结果的矛盾便得一解决.在 μ 子与锡和碳核非弹性散射的 J/ψ 光生反应 ($z \leq 0.85, P_T^2 < 0.4 \text{GeV}^2/c^2$, 和 $0.02 < x < 0.2$) 中,NMC 组测得 $R_{J/\psi}^{\text{Sn/C}} = 1.13 \pm 0.08$.此结果可以用色单态模型^[25]解释为锡核每核子的胶子分布相对于碳核有所增加.同时,NMC 组还给出了锡和碳核中束缚核子的胶子分布函数之比: $R_{J/\psi}^{\text{Sn/C}}(x) = \frac{G_{\text{Sn}}(x)}{G_{\text{C}}(x)}$ 随 x 的变化曲线(见图 6),为理论上研究核内胶子分布提供了实验依据.

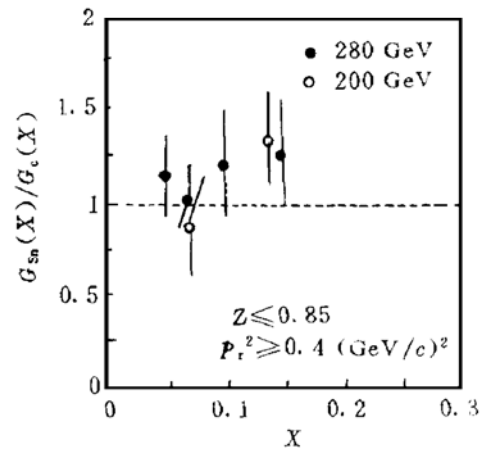


图 6

综上所述,通过高能轻子在原子核上的深度非弹性散射,高能强子在原子核上的大质量轻子对产生(核 Drell-Yan 过程)和 J/ψ 光生反应等实验现象,有可能弄清核内夸克-胶子分布,为开展有关的理论研究,特别是探讨 QCD 的非微扰效应,研究核物质内夸克解囚禁的可能性,创造了条件.

3 理论解释

现在主要来讨论如何解释 EMC 效应及有关的物理现象,并着重介绍笔者对此所作的一些理论工作.

3.1 EMC 效应能否在传统核物理理论框架内得到解释?

前文提到,按照传统核物理的观点,核环境不会影响核子内部的夸克-胶子结构.但是,EMC 效应的发现表明核环境可以影响核子的内部结构.因此,早期的理论模型都倾向

于认为 EMC 效应不能在传统核物理理论框架内得到解释: 它们或者在核内引入非核子自由度, 如 π 盈余模型^[21]; 或者直接考虑核内夸克效应, 如多夸克集团模型^[22]、 Q^2 和 x 重新标度模型^[26,27]等. 1985 年, 前苏联科学家 Akulinichev 等人^[28]指出, 核内核子束缚能对 EMC 效应的作用不容忽视. 他们利用费米气体模型和实验上测量到的核平均结合能 ($B=8\text{GeV}$), 通过基态求和规则估算出铁核中核子的平均单粒子能量为 -39MeV , 并用它成功地解释了在铁靶上观察到的 EMC 效应. 他们的成功一度使人们认为 EMC 效应仍然可以在传统核物理理论框架内得到解释, 从而使它失去了原有的魅力. 但是, 我们发现^[29], Akulinichev 等人用以估算核内核子平均单粒子能量的方法仅对与密度无关的核子-核子相互作用才是对的. 然而, 在核多体理论中, 任何与密度无关的核子-核子相互作用都无法给出与实验相符合的核平均结合能 B (理论值约为实验值的一半^[30]). 因此, Akulinichev 等人的方法是不自洽的. 用可以解释许多原子核性质的与密度相关的 Skyrme 力给出的 Hartee-Fock 单粒子能量和波函数, 经仔细地分析核内核子能动量分布对 EMC 效应的作用, 并考虑了相对论效应引起的修正, 结果发现, 在选用正确的单粒子能量和光锥归一化的单粒子波函数以后, 考虑包括核内核子束缚能在内的费米运动修正只能解释大约 20% 的 EMC 效应^[29], 也就是说, Akulinichev 等人过高地估计了核内核子束缚能对 EMC 效应的作用. 因此, EMC 效应仍然还不能在传统核物理理论框架内得到解释.

3.2 如何解释 EMC 效应?

既然 EMC 效应不能在传统核物理理论框架内得到解释, 那么应该如何解释它呢? 目前, 国内外对此仍众说纷纭. 1993 年, EMC 组^[31]利用 Close 等人^[26]的 Q^2 重新标度模型, 朱伟、沈建国的组分夸克模型^[32], 以及我们提出的双重 x 重新标度模型^[33], 去拟合上述实验数据, 较好地解释了 EMC 效应的主要特征. 这里着重介绍一下双重 x 重新标度模型.

我们发现^[29,30], 在考虑核内核子束缚能

效应和费米运动修正的基础上, 进一步引入 Q^2 或 x 重新标度机制后, 可相当好地解释 EMC 效应. 但是, 在考虑了核束缚能效应, 特别是引入 Q^2 或 x 重新标度机制以后, 核动量不再守恒, 即核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和. EMC 效应的出现与丢失 4% 的核动量之间似乎有某种联系. 为了保持核动量守恒, 笔者提出了双重 x 重新标度模型^[33], 即对核子结构函数中的价夸克和海夸克的动量分布采用不同的 x 重新标度参数 (应当指出, 由于要求核动量守恒, 这里虽然引入了两个重新标度参数, 但实际上只有一个独立的). 利用这个模型, 结合考虑小 x 区域核内邻近核子间部分子空间重叠引起的海夸克密度的重新分布, 且在不增加任何可调参数的前提下相当好地解释了 EMC 效应和核遮蔽效应, 特别有趣的是, 该模型可以解释在 $0.1 < x < 0.3$ 区域出现的反遮蔽效应, 而在当时这是大部分 EMC 效应的理论模型所办不到的.

前面提到的许多模型, 如 π 盈余模型、多夸克集团模型、 Q^2 和 x 重新标度模型、组分夸克模型, 以及本研究组提出的双重 x 重新标度模型, 都可以定性地解释 EMC 效应. 但是, 应用它们去描述与 EMC 效应有关的物理现象, 特别是核 Drell-Yan 过程, 不同模型给出的结果完全不同^[19]. 值得庆幸的是, 双重 x 重新标度模型对核 Drell-Yan 过程的预言与 E772 组的实验数据^[4]符合得比 π 盈余模型和多夸克集团模型要好^[7].

3.3 揭示 EMC 效应的物理本质

虽然双重 x 重新标度模型可以相当好地解释 EMC 效应, 但是, 与其它解释 EMC 效应的模型一样, 它仍带有两个可调参数 (x 重新标度参数和核遮蔽因子). 为了消除这两个可调参数, 进一步揭示双重 x 重新标度模型的物理本质, 继而研究了核子内夸克-胶子分布在核环境中的演化, 提出了部分子演化模型^[34]. 新的模型无需引入类似 Q^2 或 x 重新标度参数那样的可调参数, 只要依据实验定出的束缚核子有效半径, 便可相当好地解释 EMC 效应. 在该模型中, 价夸克、海夸克和胶子的分布在核环境中以不同方式演化. 如果假定海夸克和胶子的演化方式与价夸克的一

样,即只考虑价夸克一种演化方式,那么在大 Q^2 近似下便可以由此模型导出 Q^2 重新标度模型. 另外,还用解析方法证明了部分子演化模型可为双重 x 重新标度模型提供物理基础^[35]. 应当指出的是,部分子演化模型虽然可以相当好地解释 EMC 效应的实验数据,但是它在描述小 x 区域的核遮蔽效应时引入了带有可调参数的核遮蔽因子. 为了能在统一的理论框架下解释 EMC 效应和核遮蔽与反遮蔽效应,利用了修正的 Alteralli-Parisi 方程来描述小 x 区域的核遮蔽效应与反遮蔽效应,以改进部分子演化模型,使其不必引入核遮蔽因子便可相当好地解释 EMC 效应、核遮蔽与反遮蔽效应,即整个 x 区域的实验数据. 同时,它对核 Drell-Yan 过程反应截面比 $R_{DY}^{A/D}(x_2)$ 和 J/ψ 光生反应截面比 $R_{J/\psi(\text{in})}^{\text{Sn/C}}(x)$ 预言也与实验数据符合甚好^[35]. 所以,改进后的部分子演化模型可能揭示了 EMC 效应的物理本质.

4 小 结

EMC 效应反映了核环境可以影响核子的内部结构. 通过高能轻子在原子核上的深度非弹性散射、高能强子在原子核上的大质量轻子对产生(核 Drell-Yan 过程)和 J/ψ 光生反应等实验现象,有可能弄清核内夸克-胶子分布,进而从理论上研究核环境如何影响核子内部的夸克-胶子分布,以探讨 QCD 非微扰效应,为在 QCD 的理论框架内统一地描述原子核、强子和夸克创造条件. 但遗憾的是,目前自由核子内部的夸克-胶子分布,特别是在小 x 区域,尚有许多不清楚之处;用来检验理论模型的上述实验,特别是核 Drell-Yan 过程和 J/ψ 光生反应,还有待提高精度,以便提供更确切的信息. 因此,有关核内夸克-胶子分布的研究,无论是在理论方面还是在实验方面,都有待进一步深入.

参 考 文 献

- 1 The DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee. Nuclear Science: A Long Range Plan. 1996, 17~28.
- 2 宁平治. 核物质中的夸克凝聚. 核物理动态, 1996, 13 (3): 3~9
- 3 Aubert J J, Bassompierre G, Becks K H et al. The Ratio of the Nuclear Structure Functions F_2^N for Iron and Deuterium. Phys Lett, 1983, B123: 275~278
- 4 Alde DM, Baer HW, Carey T A et al. Nuclear Dependence of Dimuon Production at 800 GeV. Phys Rev Lett, 1990, 64: 2479~2482
- 5 Amaudruz P, Arneodo M, Arvidson A et al. Ratio of J/ψ Production Cross Sections in Deep Inelastic Muon Scattering from Tin and Carbon. Nucl Phys, 1992, B371: 553~566
- 6 厉光烈, 沈建平, 曹志军. EMC 效应研究进展. 物理学进展, 1989, 9: 273~296
- 7 厉光烈, 杨建军, 沈洪清. 核遮蔽效应. 高能物理与核物理, 1991, 15: 937~952
- 8 厉光烈, 杨建军, 沈洪清. 核 Drell-Yan 过程. 物理学进展, 1995, 15: 201~217
- 9 段春贵, 何祯民, 林仲金等. 推广 x 重新标度模型与核内核子的胶子分布函数. 高能物理与核物理, 1997, 21: 433~437
- 10 Bodek A, Giokaris N, Atwood W B et al. Electron Scattering from Nuclear Targets and Quark Distribution in Nuclei. Phys Rev Lett, 1983, 50: 1431~1434; Comparison of the Deep Inelastic Structure Functions of Deuterium and Aluminum Nuclei. Phys Rev Lett, 1983, 51: 534~537
- 11 Arnold RG, Bosted P E, Chang C C et al. Measurement of the Dependence of Deep Inelastic Electron Scattering from Nuclei. Phys Rev Lett, 1984, 52: 727~730
- 12 Amaudruz P, Arneodo M, Arvidson A et al. Precision Measurement of Structure Function Ratios for ^6Li , ^{12}C and ^{40}Ca . ZPhys, 1992, C53: 73~77
- 13 EMC and BCDMS Collaboration. Latest Muon Results. CERN Courier, 1987, 27(2): 10~11
- 14 Stodolsky L. Hadronlike Behavior of γ , ν -Nuclear Cross Sections. Phys Rev Lett, 1967, 18: 135~137
- 15 Caldwell D O, Elings V B, Hesse W P et al. Total Photoabsorption Cross Sections up to 18 GeV and the Nature of Photon Interactions. Phys Rev Lett, 1969, 23: 1256~1260
- 16 Goodman MS, Hall M, Loomis W A et al. Observation of Shadowing in the Virtual-photon Total Hadronic Cross Section on Nuclei. Phys Rev Lett, 1981, 47: 293~296

- 17 Arneodo M, Arvidson A, Aubert J J et al. Shadowing in Deep Inelastic Muon Scattering from Nuclear Targets. *Phys Lett*, 1988, B211: 493~499
- 18 Drell SD, Yan TM. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-hadron Collisions at High Energies. *Phys Rev Lett*, 1970, 25: 316~320
- 19 Bickerstaff RP, Birse MC, Miller G A et al. Parton in Nuclei. *Phys Rev*, 1986, D33: 3228~3245
- 20 Bordolo P, Busson Ph, Kluberg L et al. Nuclear Effects on the Nucleon Structure Functions in Hadronic High-mass Dimuon Production. *Phys Lett.*, 1987, B193: 368~372
- 21 Llewellyn Smith CH. A Possible Explanation of the Difference between the Structure Functions of Iron and Deuterium. *Phys Lett*, 1983, B128: 107~111; Ericson M, Thomas A W. Pionic Corrections and the EMC Enhancement of the Sea in Iron. *Phys Lett*, 1983, B128: 112~116; Berger E L, Coester F, Wiringa R B. Pion Density in Nuclei and Deep Inelastic Lepton Scattering. *Phys Rev*, 1984, D29: 398~411
- 22 Jaffe R L. Quark Distributions in Nuclei. *Phys Rev Lett*, 1983, 50: 228~231; Carlson C E, Havens T J. Quark Distributions in Nuclei. *Phys Rev Lett*, 1983, 51: 261~263
- 23 Aubert J J, Bassompierre G, Becks K H et al. A Measurement of the Difference between the Single-nucleon-Gross Sections for J/ψ Muonproduction in Iron and in H_2, D_2 Targets. *Phys Lett*, 1985, B152: 433~438
- 24 Sokoloff M D, Anjos J C, Appel J A et al. Experimental Study of the Dependence of J/ψ Photoproduction. *Phys Rev Lett*, 1986, 57: 3003~3006
- 25 Berger EL, Jones D. Inelastic Photoproduction of J/ψ and γ by Gluon. *Phys Rev*, 1981, D23: 1521~1530
- 26 Close FE, Roberts R G, Ross G G. The Effect of Confinement Size on Nuclear Structure Functions. *Phys Lett*, 1983, B129: 346~350; Nuclear Properties from Perturbative QCD. *Phys Lett*, 1986, B168: 400~404; Close FE, Roberts RG. A Dependence of Shadowing and the Small- x EMC Data. *Phys Lett*, 1988, B213: 91~94; Close F E, Jaffe R L, Roberts R G, Ross G G. Change of Confinement Scale in Nuclei; Predictions of Structure Functions Confront Electroproduction Data. *Phys Rev*, 1985, D31: 1004~1013
- 27 Garcia Canal C A, Santangelo E M, Vucetich H. Nuclear Effective Mass and A Dependence of Structure Functions. *Phys Rev Lett*, 1984, 53: 1430~1432
- 28 Akulinichev SV, Vagrado G M, Kulagin SA. Nuclear Effects in Deep Inelastic Scattering of Leptons. *JETP Lett*, 1985, 42: 127~130; Akulinichev S V, Shlomo S, Kulagin S A, Vagrado G M. Lepton-nucleus Deep-inelastic Scattering. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2239~2241
- 29 Li G L, Liu K F, Brown G E. Role of Nuclear Binding in the EMC Effect. *Phys Lett*, 1988, B213: 531~535
- 30 Ring P, Schack P. The Nuclear Many Body Problem. (Springer-Verlag, New York) 1980, 189~216
- 31 Ashmam J, Badelek B, Baum G et al. A Measurement of the Ratio of the Nucleon Structure Function in Copper and Deuterium. *Z Phys*, 1993, C57: 211~218
- 32 Zhu W, Shen J G. Nuclear Shadowing and Antishadowing in the Constituent Quark Model. *Phys Lett*, 1990, B235: 170~174
- 33 Li G L, Cao Z J, Zhong C S. Nuclear Shadowing and Nuclear Momentum Conservation in the EMC Effect. *Nucl Phys*, 1990, A509: 757~768
- 34 Li G L, Shen J P, Yang J J et al. Parton Evolution Model and Its Explanation of the EMC Effect and the Nuclear Drell-Yan Process. *Phys Rep*, 1994, 242: 505~517
- 35 Li G L, Shen J P, Yu M J. Unified Description of the EMC Effect and Nuclear Shadowing Effect. *Chin Phys Lett*, 1993, 10: 648~651; Nuclear Drell-Yan Process in the Improved Parton Evolution Model. *Chin Phys Lett*, 1995, 12: 348~350; 于明俭, 沈建平, 厉光烈等. 改进的部分子演化模型及其对 EMC 效应和核 Drell-Yan 过程的解释. *高能物理与核物理*, 1994, 18: 1107~1114

Quark-Gluon Distributions in Nuclei

LI Guanglie

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

Abstract The experiments of the EMC effect, nuclear shadowing effect, nuclear Drell-Yan process and J/ψ production related to the quark-gluon distributions in nuclei and the theoretical models explaining them are briefly reviewed.

Key Words quark gluon EMC effect nuclear Drell-Yan process J/ψ production