

核子结构函数的核效应对 p-Al 碰撞大横动量光子直生过程的影响

陈英扬 何祯民 侯云智

(河北师范大学, 石家庄) (山东大学, 济南)

摘 要

本文利用我们提出的 Al 核的核子结构函数的核效应的经验公式, 并且推广计算 p-p(\bar{p}) 碰撞大横动量光子直生过程的方法, 计算了 p-Al 碰撞大横动量光子直生过程的微分截面及总截面, 考察了核效应对该过程的影响, 得出了一些新的预言. 这些理论结果有待于未来实验的检验.

许多实验已经证实^[1-3], 核内核子的结构函数与自由核子的结构函数有明显的差别. 我们把这种差别总称做核子结构函数的核效应, 其中包括人们早已熟知的遮蔽效应, 核子的费米运动效应和 1982 年 EMC 组新发现的所谓的 EMC 效应. 已经完成的以 Au, Ag, Fe, Ca, Al, C, Be 核为靶的轻子-核深度非弹性散射实验给出了关于核子结构函数的核效应的数据, 其中关于 Fe 和 Al 核的数据比较完全.

近年来, 关于核子结构函数的核效应的理论解释工作已有很多, 但均不够令人满意. 本文不去涉及理论解释问题, 而是想在质子-核碰撞大横动量光子直生过程中考察一下核效应的影响. 核效应用拟合上述轻子-核过程的实验数据所得的经验公式来描写. 部分子-部分子碰撞过程用微扰 QCD 来计算. 将所得结果与未来实验来比较, 既可进一步检验核效应的大小, 又可进一步检验微扰 QCD 的适用性及描述这类过程的机制的正确性.

由于尚未找到与核子数 A 有关的核效应的统一经验公式, 我们先来对个别核进行计算. 本文选择了 Al 核, 但所用方法适用于其它所有核.

一、核子结构函数的核效应

人们通常用比例函数 $R(x) = F_2^N(A)/F_2^N(D)$ 来表示核效应. 我们发现, Al 核的核效应可以用如下的经验公式来表示:

$$R(x) = 1 + \frac{1}{12} [1.2^{(x/0.5)^4} (1 - 1.65^{-4x}) (1.56 - x) \cos 2\pi(x - 0.06)], \quad (1)$$

如图 1 所示, 这个经验公式与实验数据^[3]符合得相当好. 图 1 中大致可分为三个区域: 在 x 小区, 随着 $x \rightarrow 0$, $R(x)$ 曲线迅速下降. 这里主要是遮蔽效应起作用. 在大 x 区, 随着 $x \rightarrow 1$, $R(x)$ 曲线急剧上升. 这里主要是核内核子的费米运动起作用. 在宽广的 x 的中间区域, 随着 x 的增大, $R(x)$ 从大于 1 逐渐降为小于 1; 大约在 $x = 0.3$ 附近, $R(x) = 1$. 这里主要是所谓的 EMC 效应在起作用.

解释 EMC 效应或核效应的理论模型已有很多, 但是所得理论曲线都不比我们的经验公式与实验数据符合得更好. 虽然目前还没有给出这个公式的理论解释, 但在计算诸如 $p + A \rightarrow \gamma + X$ 和 $p + A \rightarrow 2\text{jet} + X$ 等涉及 A 核的过程时, 利用公式(1)可以很方便地计入核效应的影响.

二、高能 p-A 碰撞大 P_T 光子直生过程的计算方法

$p + A \rightarrow \gamma + X$ (γ 是大 P_T 直生光子) 是

目前进一步探测束缚核子的结构和检验核子结构函数核效应的较好工具. 这个过程如图 2 所示. 推广计算 $p + p(\bar{p}) \rightarrow \gamma + X$ 过程的方法^[4-6], 可算得 $p + A \rightarrow \gamma + X$ 过程中产生动量为 P 的直生光子的不变微分截面为

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} = \frac{1}{\pi} \sum_{a,b} \int dx_a dx_b G_{a/A}(x_a, Q^2) \cdot G_{b/p}(x_b, Q^2) \hat{S} \frac{d\hat{\sigma}_{ab}}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (2)$$

式中 $G_{a/A}(x_a, Q^2)$ 与 $G_{b/p}(x_b, Q^2)$ 分别是核 A 与质子 P 的分子 a 和 b 的分布函数. $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ 是子过程 $a + b \rightarrow \gamma + d$ 的微分截面. 其他各量具有常规的意义.

由式(2)推得在质心系(入射质子与核 A 内具有平均动量的一个核子的质心系, 下同) 散射角为 θ 和横动量为 P_T 的直生光子微分截面为

$$\frac{d\sigma}{dP_T d\theta} = \frac{2P_T}{\sin\theta} \sum_{a,b} \int_{x_{a\min}}^1 dx_a \frac{F_{a/A}(x_a, Q^2) F_{b/p}(x_b, Q^2)}{\left| x_a - \frac{1}{2} x_T \cot \frac{1}{2} \theta \right|} \frac{d\hat{\sigma}_{ab}}{d\hat{t}}, \quad (3)$$

式中 $F_{a/A}(x_a, Q^2) = x_a G_{a/A}(x_a, Q^2)$ 和 $F_{b/p}(x_b, Q^2) = x_b G_{b/p}(x_b, Q^2)$ 分别是核 A 和质子 P 中分子 a 和 b 的动量分布函数,

$$x_b = \frac{x_T x_a \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta}{2x_a - x_T \cot \frac{1}{2} \theta},$$

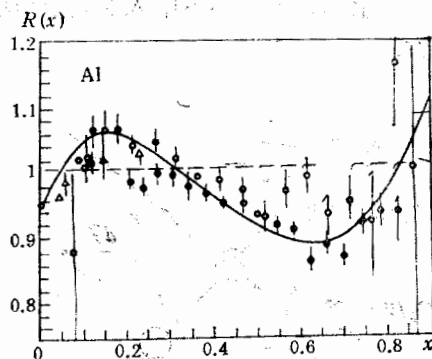


图 1

● SLAC △ Stein et al. ○ Bodek et al.

$$x_{r,\min} = \frac{x_T \cot \frac{1}{2} \theta}{2 - x_T \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta}, \quad (4)$$

$$x_T = 2P_T / \sqrt{s},$$

s 是如上选取的质心系中入射质子与核 A 中具有平均动量的一个核子组成的系统的能量平方。

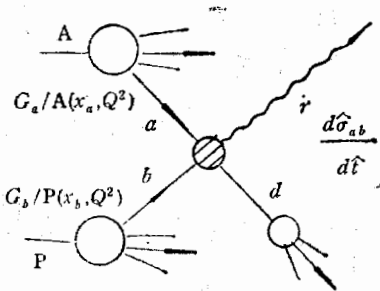


图2

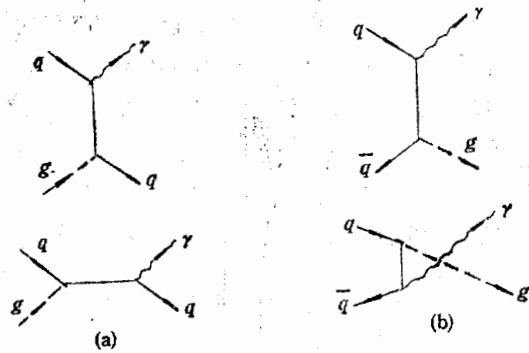


图3

对硬碰撞的子过程 $a + b \rightarrow r + d$, 到 QCD 领头阶近似, 费曼图有如图 3 所示的两种。对应的微分截面为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{d\hat{t}} &= e_q^2 \frac{4\pi\alpha_s}{3s^2} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{-\hat{t}\hat{u}}, \\ \frac{d\hat{\sigma}_{qg}}{d\hat{t}} &= e_q^2 \frac{8\pi\alpha_s}{9s^2} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

关于质子的部分子动量分布函数 $F_{b/p}(x_b, Q^2)$, 我们采用 A. P. Buras 等提出的计数规则分布^[7]。关于核 A 的部分子动量分布函数 $F_{a/A}(x_a, Q^2)$, 我们假定它等于 Z 个束缚质子和 N 个束缚中子的部分子动量分布函数之和。因为目前尚无实验证据表明各种部分子的分布函数的核效应有什么不同, 我们假定它们有相同的核效应, 即用同一个 $R(x)$ 来表示。于是

$$F_{a/A}(x_a, Q^2) = R(x_a) [ZF_{a/p}(x_a, Q^2) + NF_{a/n}(x_a, Q^2)]. \quad (6)$$

考虑到同位旋对称性, 应有

$$F_{u/n} = F_{d/p}, \quad F_{d/n} = F_{u/p}, \quad F_{s/n} = F_{s/p}. \quad (7)$$

将(4)–(7)式代入(3)式, 即可算出微分截面 $d\sigma/dP_T d\theta$, 而 $P_T \geq 2\text{GeV}/c$ 的直生光子总截面为

$$\sigma = \int_2^\infty dP_T \int_0^\pi d\theta \frac{d\sigma}{dP_T d\theta}. \quad (8)$$

三、结果和讨论

按照上述方法, 计算了 $P_T \geq 2\text{GeV}/c$ 的 $p + \text{Al} \rightarrow \gamma + X$ 过程的微分截面和总截面。为了考察核效应对这个过程的影响, 分别计算了忽略核效应 (取 $R(x) \equiv 1$, 记为 NoNE.) 与计入核效应 ($R(x)$ 取(1)式, 记为 NE.) 两种情况。计算结果列入表 1 和 2。

1. 为了便于理解所得结果, 首先定性讨论一下核效应对 $p + \text{Al} \rightarrow \gamma + X$ 过程的影响。在 $x < 0.05$ 的区域, 遮蔽效应起着决定作用, $R(x) < 1$, 这使截面减小。在 $0.05 < x < 0.82$ 的区域, 主要是 EMC 效应起作用, 它使得部分子的动量分布函数发生一定程

表 1 $d\sigma/dP_T d\theta(nb/\text{GeV}/c)$ 和 B' 值

P_T (GeV/c)	$R(x)$	$\sqrt{s} = 31\text{GeV}$	$\sqrt{s} = 63\text{GeV}$	$\sqrt{s} = 100\text{GeV}$
2	NoNE.	241.995	635.977	981.745
	NE.	251.170	639.311	965.645
	B'	1.038	1.005	0.984
3	NoNE.	21.978	96.917	187.436
	NE.	22.892	99.472	188.195
	B'	1.042	1.026	1.004
4	NoNE.	2.896	21.570	49.719
	NE.	2.954	22.396	50.706
	B'	1.020	1.038	1.020
5	NoNE.	0.454	6.022	16.395
	NE.	0.451	6.265	16.850
	B'	0.992	1.040	1.030
6	NoNE.	0.077	1.947	6.277
	NE.	0.074	2.020	6.480
	B'	0.960	1.038	1.032
8	NoNE.		0.251	1.206
	NE.		0.257	1.255
	B'		1.024	1.040
15	NoNE.			0.137
	NE.			0.138
	B'			1.004

度的软化, 从而使得在 $x < 0.3$ 的区域 $R(x) > 1$, 截面增大 (叫做正效应); 而在 $x > 0.3$ 的区域 $R(x) < 1$, 截面减小 (叫做负效应)。具体考察部分子的分布函数可知, 因为各种部分子的动量分数取 $x < 0.3$ 的几率显著大于取 $x > 0.3$ 的几率, 所以 EMC 正效应的影响大于负效应的影响。在 $x > 0.82$ 的区域, $R(x) > 1$, 核子费米运动起决定作用, 它使得截面增大。不过, 部分子动量分数取 $x > 0.82$ 的几率很小, 因而这个区域对截面影响不大。总的说来, 截面的增大或减小, 取决于这三种核效应综合作用的结果。

2. 表1列出了 $\sqrt{s} = 31, 63, 100\text{GeV}$ 和 $\theta = 90^\circ$ 的微分截面 $d\sigma/dP_T d\theta(\text{NoNE.})$ 与 $d\sigma/dP_T d\theta(\text{NE.})$ 值. 为了表示核效应对微分截面的影响, 定义

$$B' = \frac{d\sigma}{dP_T d\theta}(\text{NE.}) / \frac{d\sigma}{dP_T d\theta}(\text{NoNE.}) \quad (9)$$

由表1可见, 对给定的能量值, 随着 P_T 的增大, B' 值先是由小变大, 通过一个极大值后又逐渐减小.

这一点可以从式(3)和(4)来理解. 按照式(4), 当 $\theta = 90^\circ$ 时,

$$x_{\text{amin}} = \frac{1}{\sqrt{s}/P_T - 1} \quad (10)$$

x_{amin} 随着 P_T 的增大而增大. 不同 \sqrt{s} 与 P_T 下的 x_{amin} 值列入表3. 按式(3), $d\sigma/dP_T d\theta$ 值灵敏地依赖于积分下限 x_{amin} 值. 当 x_{amin} 取0.05左右时, 随着 x_{amin} 的增大, 遮蔽效应的影响急剧减小, EMC正效应的影响显著增大, 因而 B' 值增大; 但到 x_{amin} 达到0.1左右时, 遮蔽效应已无多大影响, EMC正效应使 B' 达到极大值; 当 x_{amin} 再增大时, EMC正效应的影响也逐渐减小, 使 B' 值反而减小, 甚至变得小于1. 至于 $\sqrt{s} = 100\text{GeV}$ 和 $P_T = 2\text{GeV}/c$ 时 $B' = 0.984 < 1$, 是因为这时 $x_{\text{amin}} = 0.02$, 遮蔽效应起着特别大的作用的缘故.

表2 $\sigma(nb)$ 和 B 值

\sqrt{s} (GeV)	31	45	53	63	100	540	1000
NoNE.	4190	8581	10847	13225	19291	33243	36991
NE.	4199	8692	10950	13325	19118	31440	34274
B	1.002	1.013	1.010	1.008	0.991	0.946	0.927

3. 表2列出了 $\sigma(\text{NoNE.})$ 和 $\sigma(\text{NE.})$ 的值. 为了表示核效应对总截面的影响, 定义

$$B = \sigma(\text{NE.})/\sigma(\text{NoNE.}). \quad (11)$$

由此表可见, 随着 \sqrt{s} 的增大, B 值先是增大, 通过一极大值后又转而减小, 而且当 $\sqrt{s} < 100\text{GeV}$ 时 $B > 1$, 当 $\sqrt{s} \geq 100\text{GeV}$ 时 $B < 1$. 这点可以做如下的解释. 按式(4),

$$x_{\text{amin}} = \frac{\cot \frac{1}{2} \theta}{\sqrt{s}/P_T - \tan \frac{1}{2} \theta} \quad (12)$$

对于给定的 P_T 与 θ 值, x_{amin} 随 \sqrt{s} 的增大而减小. 当 $\sqrt{s} < 100\text{GeV}$ 时, x_{amin} 一般比较大, 遮蔽效应的影响较小, EMC正效应的影响较大, 因而使得 $B > 1$. 至于 B 值先随 \sqrt{s} 的增大而增大, 经过 $\sqrt{s} = 45\text{GeV}$ 后又变小, 是因为 \sqrt{s} 从31GeV变到45GeV时, x_{amin} 从0.05的右方趋向0.05, EMC正效应的影响的增长大于遮蔽效应的影响的增长; 当 \sqrt{s} 从45GeV再增大时, x_{amin} 已小于0.05, 且继续减小, 遮蔽效应的影响的增

长大于 EMC 正效应的影响的增长; 当 $\sqrt{s} \geq 100\text{GeV}$ 时, x_{\min} 已足够小, 遮蔽效应的影响变得更大, 以致 $B < 1$, 而且随着 \sqrt{s} 的继续增大, 遮蔽效应的影响越来越大, B 值越来越小.

以上 B' 随 P_T 和 B 随 \sqrt{s} 变化的特点在以前的工作中未曾出现过. 例如我们关于 $p + \text{Fe} \rightarrow 2\text{jet} + X$ 的工作^[8], B' 随 P_T 的增大单调下降, B 随 \sqrt{s} 的增大单调上升. 所以会出现这种差别, 主要是原来用的 Fe 核的实验数据中遮蔽效应较弱, 而现在用的 Al 核的实验数据中遮蔽效应显著增强. 我们的经验公式(1)中方括号内的因子 $(1 - 1.65 \times 10^{-4x})$ 充分反映了这一点.

正如前言中已经提到的, 将上述关于 B' 和 B 值的计算结果与未来实验来比较, 可以进一步检验核效应的大小和微扰 QCD 的适用性, 也可以检验上述描述质子-核碰撞大横动量光子直生过程的机制的正确性.

诚然, 公式(1)表示的 $R(x)$ 是拟合轻子-Al 核深度非弹性散射的实验数据而得出的, 而目前这些数据仍不够精确, 特别是小 x 区精度更差. 随着实验工作的进一步完善和数据的精确度的提高, $R(x)$ 应做相应的修正, 上述计算所得的 B' 和 B 值也会有相应的变化.

表 3 x_{\min} 值

\sqrt{s} (GeV)	$P_T(\text{GeV}/c)$						
	2	3	4	5	6	8	15
31	0.069	0.107	0.148	0.192	0.240	0.348	0.938
63	0.033	0.050	0.068	0.086	0.105	0.145	0.313
100	0.020	0.031	0.042	0.053	0.064	0.087	0.176

参 考 文 献

- [1] EMC, J. J. Aubert et al, *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275.
- [2] A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1431.
- [3] S. Fredriksson et al., *Phys. Rep.*, **144** (1987), 187.
- [4] J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D21** (1980), 742.
- [5] 侯云智, 何祯民, 自然杂志, 8卷 3 期(1985), 234.
- [6] 侯云智, 何祯民, 郑州大学学报(自然科学版), 增刊(全国第三次宇宙线会议专辑)(1983), 59.
- [7] A. P. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, **52**(1980), 199.
- [8] 何祯民, 侯云智, 高能物理与核物理 Vol. **12** (1988), 336.

EFFECT OF NUCLEAR EFFECT ON THE NUCLEON
STRUCTURE FUNCTIONS UPON HIGH P_T DIRECT
PHOTON PRODUCTIONS IN p-AI COLLISIONS

CHEN YINGYANG HE ZHENMIN
(Hebei Normal University, Shijiazhuang)

HOU YUNZHI
(Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

Using the empirical formula on $R(x) = F_2^N(A)/F_2^N(D)$ proposed by the authors and generalizing the method used in calculating the processes $p + p(\bar{p}) \rightarrow \gamma + X$, the differential cross sections and the total cross sections for high P_T direct photon productions in p-AI collisions are calculated, and some new predictions are obtained. These theoretical results are to be checked by future experiments.