

p-N(A) Drell-Yan 过程 K 因子的 非常数性和核环境影响*

刘春秀^{1,2} 何祯民² 段春贵² 彭宏安³

1(山东大学物理系 济南 250100)

2(河北师范大学物理系 河北 050016)

3(北京大学物理系 北京 100871)

摘要 在微扰 QCD α_s 阶(NLO)近似和核(A)的部分子分布函数采用双重 Q^2 重标度模型(DQ²RM)下,讨论了 p-N(A)Drell-Yan 过程中 K 因子的变化. 结果表明 K 因子不能近似当作常数. 它随靶核子中部分子相关的运动学变量 $x_{T(A)}$ 显著变化. 在 ISR 和 SppS 能区,当 $2 \times 10^{-3} \leq x_{T(A)} < 1$ 时, K 因子随 $x_{T(A)}$ 减小而显著减小;而 $x_{T(A)} < 2 \times 10^{-3}$ 时随 $x_{T(A)}$ 继续减小又显著增加. K 因子对核(A)也有一定依赖性,这也是在 $x_{T(A)}$ 小时较为明显. 这种认识对于在超高能对撞区利用 Drell-Yan 过程(或其类似过程)精确检验某些模型或物理量都是重要的.

关键词 Drell-Yan 过程 K 因子 核效应

1 引言

Drell-Yan (D-Y)过程 $h_1 + h_2(A) \rightarrow \bar{l}l + X$ (高能强子-强子(核)碰撞轻子对产生)在当今精确检验 $SU_3 \times SU_2 \times U_1$ 标准模型和判断是否存在超出标准模型的新物理以及检验其它非微扰 QCD 效应(例如 Pomeron 的结构)的唯象学模型都是十分重要的. 所以,在核子(核)的部分子分布函数和微扰 QCD 计算两方面,对这过程进行了大量的研究和讨论^[1]. 80 年代初期,在 ISR 能区人们就注意到当 Q^2 (轻子对不变质量的平方)在相当一段范围内,计算到 QCD α_s 阶时的微分截面与由朴素部分子模型得出的相应截面之比,即称之为 K 因子的量,是大约等于 2 的常数^[2]. 后来的很多工作,特别是通过 D-Y 过程来讨论其它物理问题时,为了图形计算上的省事,经常在用部分子模型计算的结果乘上常数 K 因子后就认为是考虑了 α_s 阶 QCD 的修正^[3]. 由此还引申出一些相近的过程,如 $p + N \rightarrow J/\psi + X, J/\psi + \text{jet} + X$ 等,由于计算它们的 QCD 高阶修正太复杂,也往往用最低阶计算结果乘以相当于 K 因子的唯象参数 $K_{J/\psi}$ 后,就认为考虑了 QCD 高阶修正^[4]. 近年来,有

1998-12-02 收稿

* 国家自然科学基金,国家教委博士基金和河北省自然科学基金资助项目

人专就 K 因子问题进行了深入细致研究, 指出将它们当作常数是有问题的. Van Neerven 等^[5]在 $O(\alpha_s)$ 和 $O(\alpha_s^2)$ 近似下计算了 p - N 的 D - Y 过程的 $\frac{d\sigma}{dM^2}$ ($M^2 \equiv Q^2$) 明确指出相应的 K 因子是 M^2 的函数. 但就我们所知, 没有人讨论过与 $\frac{d\sigma}{dx_T}$ (x_T 定义见下面(3)式) 相应的 K 因子, 然而了解它是重要的. 由于试验上能量不断提高, 相应测量上不断向更小 x_T 区间推进(在 LHC 能区, D - Y 过程中 x_T 值可以小到 10^{-4}), 这就要求从理论上给出 K 因子随 x_T 的变化.

另一方面, 在高能物理实验中用核(A)作靶比核子(N)作靶, 不但散射截面值大得多(截面正比于 A^α , $\alpha \lesssim 1$), 而且有许多测量上的优点. 核(A)靶上的 D - Y 过程还是研究高能物理(特别是涉及到核子结构中的小 x 物理)和高能核物理的极其重要手段. 为此, 不但建立了 RHIC; HERA 还有 LHC, 准备讨论将它们能量、亮度提级的同时, 也都计划将来采用各种核靶作实验^[6]. 核环境对核内部分子分布函数有影响是熟知的. $1-A$ 深度非弹散射中在大 x 时显示的 EMC 效应^[8] 和小 x 时显示的遮蔽效应^[7] 就是典型的例子. 这样自然也提出要从理论上研究核环境(用核作靶)对 D - Y 过程中 K 因子的影响. 有关这方面, 除朱伟曾用唯象的与核 A 数有关的遮蔽因子计算了海夸克与胶子遮蔽效应对 K 因子的影响外^[8], 未见到更多的讨论.

本文就是针对上面两个问题进行讨论的. 具体的说, 我们采用了 DIS 重整化方案准确到 α_s 阶(NLO) D - Y 过程的程式^[2, 5] 以及对所有高能硬散射过程都能解释的部分子分布函数——对自由核子用 GRV ^[10] 参数化函数集, 对原子核内核子用双重 Q^2 重标度模型^[10], 讨论高能 p - $N(A)$ D - Y 过程中 K 因子对 x_T 和核质量数 A 的依赖. 结果表明 K 因子随 x_T 有显著的变化, 特别是在小 x_T 区间更加明显, 因此将它当作常数对待是不对的. 另外在不同能量下, 对 ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ 和 ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ 4 种靶核的 D - Y , K 因子用 DQ^2 RM 进行了计算. 结果表明 K 因子也受核环境的影响, 但一般不太大, 只有在小 x_T 值时比较明显.

值得一提的是 D - Y 过程中, 部分子之间强作用硬过程分为夸克对湮没和胶子-夸克(反夸克)的康普顿过程两种, 计算中看到在 α_s 阶修正中, 康普顿子过程贡献的 K 因子是负值. 初看起来很难理解, 我们在讨论中从 D - Y 过程因子化定理的正确理解上对它们作出了说明.

本文第二部分介绍有关程式和计算方法, 第三部分给出计算结果和讨论.

2 有关程式和计算方法

为了讨论上的方便, 我们先表述质子与核(A)的 D - Y 过程.

在讨论高能质子与核(A)硬碰撞时, 合理的假定是将核(A)看成由 Z 个质子、 N 个中子束缚而形成的袋. 因此质子与核(A)的硬碰撞实际上是质子与其中各个束缚核子硬碰撞之和, 以下常简称 p - A 碰撞, 但都应该理解为 p 与 A 中单个束缚核子的碰撞. 这样,

p-A 碰撞轻子对产生的 D-Y 过程如图 1. 考虑 α_s 级微扰 QCD 修正后的各硬子过程见图 2, 其中(a) 是朴素 D-Y(Born)项, (b)是湮没图而(c)是康普顿散射图.

计入这些 α_s 级微扰 QCD 修正后, p-A 碰撞 D-Y 过程微分截面为

$$\frac{d\sigma_\Lambda}{dx_p dx_A} = \frac{d\sigma_\Lambda^{DY}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_\Lambda^{Ann}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_\Lambda^{Comp}}{dx_p dx_A}, \quad (1)$$

其中 x_p, x_A 分别定义为

$$x_p = \sqrt{\tau} e^y, \quad x_A = \sqrt{\tau} e^{-y}, \quad (2)$$

$$x_p x_A = \tau = Q^2/S = M^2/S, \quad (3)$$

y 为虚光子(即轻子对)的速度, M^2 为轻子对不变

质量的平方($M^2 \equiv Q^2$), \sqrt{S} 为入射核子和靶核内具有平均动量的束缚核子的质心系能量. 这里要强调的是: 如果 γ^* (即轻子对) 由图 2a Born 产生, 则 x_p, x_A 分别是 p 和 A 中束缚核子内夸克(反夸克)所带动量分数, 但如图 2(b), 2(c), 则 p 和 A 中的部分子所带动量分数不是 x_p, x_A 而是积分为量 t_p 和 t_A (见下面公式(4), (7)和(12), 这时 x_p, x_A 只通过(2), (3)式表明它们与实验上的可测量变量 Q^2 和 y 的关系. (1)式截面 σ 的上标 DY, Ann, Comp 分别表示图 2 中(a), (b)和(c)的贡献. 具体地,

$$\frac{d\sigma_\Lambda^i}{dx_p dx_A} = \int_{x_p}^1 dt_p \int_{x_A}^1 dt_A \left[\frac{d\hat{\sigma}_\Lambda^i(t_p, t_A)}{dx_p dx_A} Q_\Lambda^i(t_p, t_A) + \frac{d\tilde{\sigma}_\Lambda^i(t_p, t_A)}{dx_p dx_A} \tilde{Q}_\Lambda^i(t_p, t_A) \right], \quad (4)$$

$$\frac{d\tilde{\sigma}_\Lambda^i(t_p, t_A)}{dx_p dx_A} \equiv \frac{d\hat{\sigma}_\Lambda^i(P \leftrightarrow A)}{dx_p dx_A} \quad (5)$$

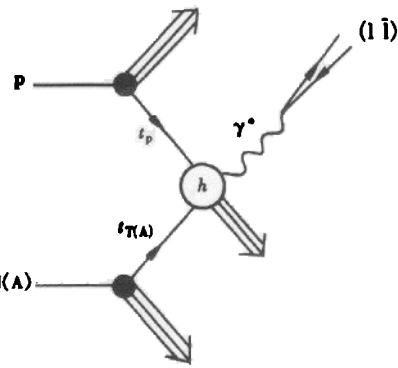


图 1 p-N(A) D-Y 过程图
①表示硬散射子过程部分.

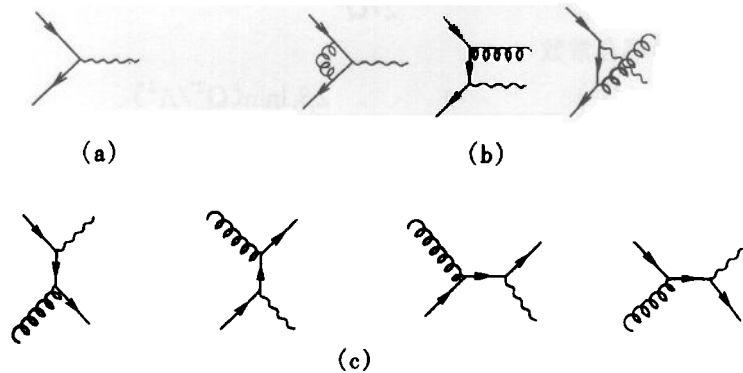


图 2 到 α_s 阶各硬子过程

(a) 为朴素 D-Y Born 项; (b) 为湮没图; (c) 为康普顿散射图. — 夸克线, oooo 胶子线, $\sim\sim\sim$ 虚光子线.

(4) 式中的 t_p, t_A 分别表示入射核子与靶核内束缚核子的部分子(夸克、反夸克或胶子)携带的入射核子动量分数和靶束缚核子的平均动量分数, 上标 $i = \text{DY, Ann 或 Comp}$.

$\frac{d\sigma_A^i(t_p, t_A)}{dx_p dx_A}$ 表示各项子过程微分截面, $Q_A^i(t_p, t_A)$ 是与上面三个过程相对应的人射核子和束缚核子内夸克(反夸克)和胶子的分布函数的组合.

仿照文献[2, 5]在 DIS 重整化方案下, 这三个子过程微分截面 $\frac{d\sigma_A^i(t_p, t_A)}{dx_p dx_A}$ 分别为:

$$\frac{d\sigma_A^{DY}(t_p, t_A)}{dx_p dx_A} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^2} \delta(t_p - x_p) \delta(t_A - x_A), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_A^{Am}(t_p, t_A)}{dx_p dx_A} = & \frac{1}{2} C \delta(t_p - x_p) \delta(t_A - x_A) \left[1 + \frac{5}{3} \pi^2 - \frac{3}{2} \ln \frac{x_p x_A}{(1-x_p)(1-x_A)} + \right. \\ & 2 \ln \frac{x_p}{(1-x_p)} \ln \frac{x_A}{(1-x_A)} \left. \right] + \frac{1}{2} C \delta(t_A - x_A) \left[\frac{t_p^2 + x_p^2}{t_p^2(t_p - x_p)_+} \ln \frac{2x_p(1-x_A)}{x_A(t_p + x_p)} + \frac{3}{2(t_p - x_p)} - \right. \\ & \left. \frac{2}{t_p} - \frac{3x_p}{t_p^2} \right] + (P \leftrightarrow A) + C \left[\frac{(\tau + t_p t_A)[\tau^2 + (t_p t_A)^2]}{(t_p t_A)^2 (t_p + x_p)(t_A + x_A)[(t_p - x_p)(t_A - x_A)]_+} - \right. \\ & \left. \frac{2\tau(\tau + t_p t_A)}{t_p t_A (t_p x_A + t_A x_p)^2} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

(7)式中的第三项为第二项的 p-A 交换项 $1/(t-x)_+$, $1/[(t_p - x_p)(t_A - x_A)]_+$ 等分布函数分别定义为

$$\int_1^x dt \frac{f(t)}{(t-x)_+} = \int_x^1 dt \frac{f(t) - f(x)}{t-x}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \int_{x_p}^1 dt_p \int_{x_A}^1 dt_A \frac{f(t_p, t_A)}{[(t_p - x_p)(t_A - x_A)]_+} = \\ & \iint \frac{dt_p dt_A [f(t_p, t_A) - f(t_p, x_A) - f(x_p, t_A) + f(x_p, x_A)]}{(t_p - x_p)(t_A - x_A)}, \quad (9) \end{aligned}$$

(7)式中的常数 C 为

$$C = \frac{16\alpha^2 \alpha_s(Q^2)}{27Q^2}, \quad (10)$$

其中 $\alpha_s(Q^2)$ 为强作用耦合常数

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} = \frac{2}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} - \frac{2\beta_1 \ln \ln(Q^2/\Lambda^2)}{\beta_0^3 [\ln(Q^2/\Lambda^2)]^2} \quad (11)$$

$$\beta_0 = 11 - 2f/3, \quad \beta_1 = 102 - 38f/3,$$

f 为强子内夸克味道数, 对于自由核子取 $f=3$, QCD 领头阶近似下取 $\Lambda = 232\text{MeV}$.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_A^{\text{Comp}}}{dx_p dx_A} = & \frac{3}{8} C \delta(t_A - x_A) \cdot \\ & \left[\frac{x_p^2 + (t_p - x_p)^2}{2t_p^3} \ln \frac{2x_p(1-x_A)}{x_A(t_p + x_p)} + \frac{1}{2t_p} - \frac{3x_p(t_p - x_p)}{t_p^3} \right]_+ \\ & \frac{3}{8} C \left[\frac{x_A(\tau + t_p t_A)(\tau^2 + (\tau - t_p t_A)^2)}{t_p^3 t_A^2 (t_p x_A + t_A x_p)(t_A + x_A)(t_A - x_A)_+} + \frac{\tau(\tau + t_p t_A)(t_p t_A^2 x_p + \tau(t_p x_A + 2t_A x_p))}{(t_p t_A)^2 (t_p x_A + t_A x_p)^3} \right] \quad (12) \end{aligned}$$

t_A) 的具体形式为:

$$Q_A^{DY}(t_p, t_A) = Q_A^{Ann}(t_p, t_A) = \sum_f e_f^2 q_f^p(t_p, Q^2) \bar{q}_f^A(t_A, Q^2), \quad (13)$$

$$\tilde{Q}_A^{DY}(t_p, t_A) = \tilde{Q}_A^{Ann}(t_p, t_A) = \sum_f e_f^2 q_f^p(t_p, Q^2) q_f^A(t_A, Q^2), \quad (14)$$

$$Q_A^{Comp}(t_p, t_A) = \sum_f e_f^2 g^p(t_p, Q^2) [q_f^A(t_A, Q^2) + \bar{q}_f^A(t_A, Q^2)], \quad (15)$$

$$\tilde{Q}_A^{Comp}(t_p, t_A) = \sum_f e_f^2 [q_f^A(t_A, Q^2) + \bar{q}_f^p(t_p, Q^2)] g^A(t_A, Q^2). \quad (16)$$

p-A 碰撞 D-Y 过程中, 如采用 x_p 和 x_A 作变量, 则相应的 K 因子定义为

$$K_{pA}(x_p, x_A) \equiv \left(\frac{d\sigma_A^{DY}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_A^{Ann}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_A^{Comp}}{dx_p dx_A} \right) \left(\frac{d\sigma_A^{DY}}{dx_p dx_A} \right)^{-1}. \quad (17)$$

由于靶核内夸克、反夸克与胶子的分布函数受核效应的影响不相同, 预料 p-A D-Y 过程中的 K 因子与核质量数 A 有关, 下面会讨论到这点.

对于 p-N 碰撞 D-Y 过程 K 因子计算的程式与 p-A 的类似, 上面各式中, 与靶核(A) 内束缚核子有关的运动学量和部分子分布函数均换成自由核子的相应量和分布函数. 同时(1)到(17)式中所有的下标 A 均换成表征自由核子作靶时的下标 T 即可.

在 p-A 碰撞 D-Y 过程 K 因子的计算中, 关于束缚核子中的部分子分布函数, 我们采用双重 Q^2 重标度模型(DQ²RM)^[10]. 这个模型在不引入核遮蔽因子的情况下相当好的解释了 1-A DIS 过程、p-A D-Y 过程及 J/ψ 光生过程. 此模型对价夸克、海夸克和胶子分别引入不同的 Q^2 重标度参数 ξ_V , ξ_S 和 ξ_G . 束缚核子中价夸克、海夸克和胶子的动量分布函数可分别表示为:

$$V^A(x, Q^2) = V^N(x, \xi_V Q^2), \quad (18a)$$

$$S^A(x, Q^2) = S^N(x, \xi_S Q^2), \quad (18b)$$

$$G^A(x, Q^2) = G^N(x, \xi_G Q^2), \quad (18c)$$

其中 3 个参数通过核动量守恒相联系, 只有两个是独立的^[11]. 照(18)式, 知道了自由核子的部分子分布后, 任何一种核中相应的束缚核子的部分子分布函数就能得出. 我们在 [10] 中给出了一系列核的 ξ_V , ξ_S 和 ξ_G 值(如表 1)

表 1 利用双重 Q^2 重标度模型得到的几种核的束缚核子部分子分布函数的参数值

A	ξ_V	ξ_S	ξ_G
$^{12}_6\text{C}$	1.30	0.70	0.86
$^{40}_{20}\text{Ca}$	1.35	0.67	0.81
$^{56}_{28}\text{Fe}$	1.41	0.62	0.76
$^{119}_{50}\text{Sn}$	1.57	0.45	0.58

3 计算结果与讨论

用第二部分给出的 α_s 级微扰 QCD 修正的微分截面, 通过 GRV 在 NLO 得出的 DIS 部分子分布函数^[10] 和通过双重 Q^2 重标度模型得出的(18)式及表 1 各参数后, 计算了 $\sqrt{S} = 120\text{GeV}$ 和 630GeV 时 p-N 和几种不同核时 p-A D-Y 过程中 K 因子随靶核子相关

的运动学变量 $x_{T(A)}$ 的依赖性, 以及核效应对 K 因子的影响. 计算结果在图3和图4中给出.

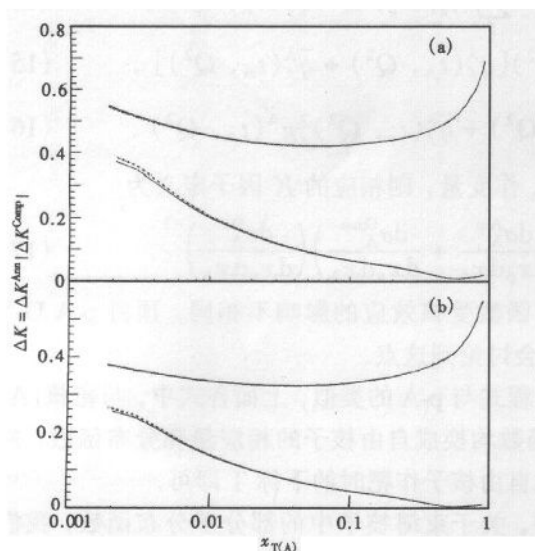


图3 D-Y过程 K 因子随 $x_{T(A)}$ 变化
(a)和(b)分别取 $\sqrt{S} = 120\text{GeV}$ 和 630GeV .
—, ·····, ·—·—·—和——分别对应
 p - p , p - ^{12}C , p - ^{40}Ca , p - ^{119}Sn 碰撞的
D-Y过程的 ΔK 值.

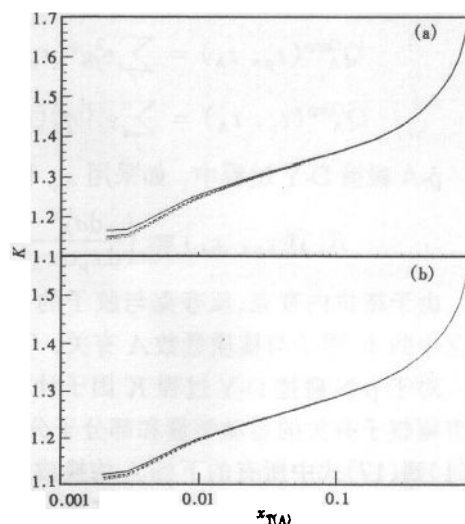


图4 D-Y过程 K 因子随 $x_{T(A)}$ 变化
(a)和(b)分别取 $\sqrt{S} = 120\text{GeV}$ 和 630GeV .
图中符号与图3一致.

下面就本文计算结果作几点讨论:

3.1 K 因子随靶核子(核)相关的运动学变量 $x_{T(A)}$ 的变化

前面强调过, 除 Born 项外, 一般来讲 $x_{T(A)}$ 不是直接表征部分子动量分数的量, 从(4)式、(7)式和(12)式看出积分变量 $t_{T(A)}$ 才是. 但是由于 $x_{T(A)}$ 是 $t_{T(A)}$ 的下限, $x_{T(A)}$ 小才能使 $t_{T(A)}$ 小. 而熟知 $t_{T(A)}$ 小时, 部分子分布函数, 特别是胶子分布函数随 $t_{T(A)} \rightarrow 0$ 而迅速增加, 这部分贡献权重加大. 因此可以说实验上可测量变量 $x_{T(A)}$ 还是与 $t_{T(A)}$ 有某种关系的.

图3中的 ΔK^{Ann} 和 ΔK^{Comp} 是从(17)式中分别只保留湮没项和康普顿项, 给定 x_p 后得出的. 它们明显表示出不论 \sqrt{S} 大小, K 因子根本不是常数而是随 x_T 变化的. 图3给出两种不同硬过程——湮没图的贡献 ΔK^{Ann} 和康普顿散射图的贡献 ΔK^{Comp} . 可以看出两种不同能量值下 ΔK^{Ann} 在 $x_{T(A)} \sim 0.04-0.08$ 处有极小; 而 ΔK^{Comp} 为负数, 其绝对值在 $x_{T(A)} \sim 0.002$ 处有极大. 初看起来, ΔK^{Comp} 为负数令人费解, 但实际上是很自然的, 有关这点我们下面会讲到. 图4给出总的 $K \equiv (1 + \Delta K^{\text{Ann}} + \Delta K^{\text{Comp}})$ 因子在不同 \sqrt{S} 值时随 $x_{T(A)}$ 的变化, 它们只有在 $x_{T(A)} \sim 1$ 和 $x_{T(A)} < 10^{-4}$ 的两小段范围内 K 因子近似为2, 而当 $x_{T(A)} \sim 2 \times 10^{-3}$ 附近, 它下降到 $K \sim 1.1$, K 因子对 \sqrt{S} 的改变不敏感.

3.2 核效应对 K 因子的影响

在图 3 和图 4 中, 除开 p-p 的 D-Y 过程 K 因子外, 同时给出了 C, Ca, Fe 和 Sn 4 种核作靶时的 p-A D-Y 过程 K 因子随 $x_{T(A)}$ 变化. 总的来讲核效应对 K 因子影响不大. 但在小 $x_{T(A)}$ 区, 特别是 \sqrt{S} 不太大时(由图 4 看出)核效应还是有较大影响的, 这种情况很容易理解. 因为由(4)和(17)式, 可以定义一个核效应对 K 的影响因子:

$$\delta K_A \equiv \frac{K_{p-A}(x_p, x_A)}{K_{p-N}(x_p, x_T)} = \frac{\frac{d\sigma_N^{DY}}{dx_p dx_T}}{\frac{d\sigma_A^{DY}}{dx_p dx_A}} \cdot \frac{\frac{d\sigma_A^{DY}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_A^{Ann}}{dx_p dx_A} + \frac{d\sigma_A^{Comp}}{dx_p dx_A}}{\frac{d\sigma_A^{DY}}{dx_p dx_T} + \frac{d\sigma_N^{Ann}}{dx_p dx_T} + \frac{d\sigma_N^{Comp}}{dx_p dx_T}} \quad (19)$$

由于 K 因子的定义是考虑了 QCD 修正后截面与朴素部分子模型时截面比, 它主要涉及的是硬过程行为, 而涉及长程的软过程部分, 即核子的部分子分布函数, 基本上都在这比值的分子和分母中对消掉了. 因此即使部分子分布函数有所变化, 它对 K 因子也不会有大的影响, 另一方面从深度非弹 1-N(A) 散射实验得知核内核子部分子分布函数与相应的自由核子时的比较看出二者的差异不太大, 除很小的 x 区以外, 相差都不超过 10%. 这样从(19)式就明显看出核效应对 K 因子的影响不大, 但 $x_{T(A)}$ 很小时它对应小 x 时分布函数, 可能有较大的影响.

3.3 关于 ΔK^{Comp} 为负值的问题

量子场论中的散射截面通常总是正的. 而按照(17)式, K 因子是在截面层次上的比值, 因此对于 ΔK^{Comp} 出现负值初看时的确难予理解. 但是如果回忆, 在高能强作用碰撞过程中, 在部分子模型的基础上, 要采用微扰 QCD 框架, 超出 Born 项考虑高阶 α_s 的 QCD 修正时, 就必须遵从因子化定理; 将这点用到 D-Y 过程中, 结合图 1 和(4), (5)式, 就可以弄明白 ΔK^{Comp} 为负值的原因.

按因子化定理, 图 1 中⑥并不是完全地代表了两体入射部分子硬过程截面; 而只是代表其中的硬性部分. 这是因为, 因子化定理要求⑥中每一条四动量为 k 的内线的虚性都必需是 $k^2 \approx Q^2$ 的量级, 因而是远离质壳的. 要满足这点, 就得将各部分子硬散射截面中的软发散项——红外奇异和共线奇异项的贡献全部从⑥中去除掉. 对于红外发散熟知是在 α_s 各阶都通过虚、实发射软胶子过程相应的发散项相互对消, 而从⑥中去除共线发散项(如果重整化标度取 $\mu \sim Q$, 则这些项正比于 $\ln \frac{k_{\perp}^2}{Q^2}$)的标准办法就是将它们从硬过程截面中拨出来归并到部分子分布函数中, 而后者变为与 Q^2 有关, 即将 $f_i(x)$ 变为 $f_i(x, Q^2)$. 因此如果被拨出的共线发散项比原来硬过程截面还大, 那么留在⑥中的剩余项完全可以成为负数, 这部分与部分子分布函数卷积后仍为负数, 最终导致 ΔK^{Comp} 为负.

当然, 由于么正性条件, D-Y 过程的总截面, 不论算到 α_s 那一阶, 都是正的, 因而整体的 K 因子必然为正.

最后我们想指出, 有不少类似 D-Y 的其它高能物理过程, 例如 $h + N(A) \rightarrow J/\psi + X$

或 $J/\psi + \text{jet} + X$ 等, 目前的计算只停留在领头阶近似上. 为了估算高阶 QCD 修正, 往往借助 D-Y 过程 K 因子可近似为常数的假设, 照样假定那些过程中的 K 因子也是一个与 $x_{T(A)}$ 等变量无关的常数. 然而从本文计算结果得知, D-Y 过程中 K 因子强烈依赖高阶 QCD 修正的硬过程, 根本不是常数因子. 另外, 不同的硬过程给出的贡献很不相同, 将这些修正用 K 因子常数来表示它们是不妥当的, 而是应该对各个具体过程认真地计算.

参考文献(References)

- 1 Altarelli G. Phys. Rep. , 1982, **81**:1
- 2 Kabar-Andre J et al. Nucl. Phys. , 1980, **B175**:251
- 3 Khalafi F Z. Phys. , 1984, **C18**:57
- 4 Dress M et al. Z. Phys. , 1992, **C53**:673
- 5 van Neerven W L. Int. J. Mod. Phys. , 1995, **A10**:2921; Hamberg R et al. Nucl. Phys. , 1991, **B359**:343; van Neerven W L et al. Nucl. Phys. , 1992, **B382**:11
- 6 Arneodo M et al. Proc. of Workshop on Future Physics at HEAR ed. by Ingelman G. 1995, 817
- 7 Arneodo M Phys. Rep. , 1994, **240**:310
- 8 ZHU Wei et al. Phys. Rev. , 1991, **D44**:2762
- 9 Gluck M et al. Z. Phys. , 1995, **C67**:433
- 10 HE ZhenMin et al. Eur. Phys. J. , 1998, **C4**:301; YAO XiaoXia et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1997 **21**:548
(姚晓霞等. 高能物理与核物理, 1997, **21**:548)
- 11 LI G L et al. Nucl. Phys. , 1990, **A509**:757

Non-constancy and the Effect of Nuclear Environment of K-Factors in p-N(A) Drell-Yan Process*

LIU ChunXiu^{1, 2} HE ZhenMin² DUAN ChunGui² PENG HongAn³

1(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

2(Department of Physics, Hebei Teacher's University, Shijiazhuang 050016, China)

3(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract Based on the next leading order (NLO) perturbative QCD calculation and adopted parton distribution functions from double Q^2 -rescaling model (DQ²RM) in nuclei, we have discussed the variation of K-factors in p-N(A) Drell-Yan process. Our results show that K-factors could not be treated as constants as usual, but are varied markedly with the kinematic variable $x_{T(A)}$. In the ISR and Sp \bar{p} S energy regions, when $2 \times 10^{-3} \leq x_{T(A)} < 1$, K-factors decrease markedly as $x_{T(A)}$ becomes smaller, but after $x_{T(A)} < 2 \times 10^{-3}$, Their values increase rapidly as $x_{T(A)}$ further decrease. K-factor has a little dependence on nucleon number A of a nuclei also, and their effects are more clear in small $x_{T(A)}$ region. These observations are important for stringent test of some models and some physical quantities with Drell-Yan (Drell-Yan like) process in super-high energy regions.

Key words Drell-Yan process, K-factor, nuclear effects

Received 2 December 1998

* Project supported by National Natural Science Foundation of China, the Doctoral Program Foundation of State Commission of Education and Hebei Natural Science Foundation