

π 介子结构函数的一种可能形式

龙 鸣 黄 涛

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文利用量子色动力学中强子波函数的福克组态展开讨论了 π 介子结构函数的行为。并以一种福克组态模型波函数作为例子,对高福克态引入了具有Regge行为的权重函数,从而获得了一种可能的 π 介子结构函数形式。这一形式与实验上所测得的 π 介子结构函数数据相一致。

一、引 言

量子色动力学在过去十多年的进展使得人们相信它可能成为强相互作用的基本理论。量子色动力学是一种非阿贝尔规范场论,它的一个重要特点是渐近自由,由于夸克、胶子之间的相互作用在短距离下耦合常数减小,因此在大 Q^2 下可以作微扰计算,并可与高动量迁移下的实验结果相比较。在深度非弹散射过程中,微扰QCD对标度不变性给出对数性破坏行为,这 e 为实验所证实。微扰QCD在一系列的单举和遍举过程中的理论预言都取得了显著的成功,人们也希望从理论和实验上高精度定量地检验量子色动力学理论,这就需要解决量子色动力学中仍然存在着的一系列的疑难问题^[1]。

在微扰QCD理论里,因子化定理起了一个非常重要的作用。在深度非弹散射过程中,由于动量迁移 Q^2 大,可以证明在微扰论的逐阶图形里可以因子化为两部分^[2]:一部分是硬过程为主,可以用微扰论计算的夸克、胶子硬子过程,另一部分则是非微扰效应为主,无法用QCD微扰论计算。这样在大动量迁移的过程中,非微扰部分就可以分离出来,这就是深度非弹过程中的结构函数部分。不同 Q^2 下的结构函数遵从QCD演化方程,最终地依赖于结构函数的初始条件 $F_2(x, Q_0^2)$ 。

确定深度非弹散射过程中结构函数初始条件 $F_2(x, Q_0^2)$ 的一个唯象方法是以实验上所测定的某一 Q^2 的结构函数参数化得到的,理论上也曾从某些模型方法探讨过^[3]。近来在文献[4]中提供的强子波函数的福克态表象对于从理论上计算结构函数给出了一个特别简单和明显的框架。他们揭示了强子波函数是联接大距离非微扰物理和短距离微扰物理的纽带。人们通过对强子波函数的研究原则上不仅能够理解结构函数的本质而且也可以理解多粒子纵向和横向动量分布,相干效应以及高扭度项的贡献。

本文将利用文献[4]中所提供的强子波函数框架讨论 π 介子结构函数的行为。目前

由于大距离物理还未得到较好的理解, 还不能从理论上得到精确的强子内部波函数。因此我们利用一种福克组态模型波函数, 并对高福克态引入了具有 Regge 行为的权重函数, 从而获得了一种可能的 π 介子结构函数形式。将这一形式与实验结果相比较, 表明这一理论模型在整个 x 范围内与实验结果相一致。

二、 π 介子波函数和结构函数

在轻子-强子深度非弹散射过程中, 其截面是与具有质量 $q^2 = -Q^2 < 0$ 的虚光子的向前康普顿散射 $\gamma^*P \rightarrow \gamma^*P$ 振幅 $T_{\mu\nu}(q^2, q \cdot P)$ 相联系。结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 将由散射振幅的虚部给出

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(q^2, 2P \cdot q) = \frac{1}{\pi} (P \cdot q) I_m T_2 \quad (1)$$

$$\text{其中: } P = (P^+, P^-, \mathbf{P}_\perp) = \left(P^+, \frac{M^2}{P^+}, \mathbf{0}_\perp \right)$$

$$q = (q^+, q^-, \mathbf{q}_\perp) = \left(0, \frac{2P \cdot q}{P^+}, \mathbf{q}_\perp \right) \quad (2)$$

$$P \cdot q = M\nu, \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

注意到 $T_2 = T^{++}/P^+P^+$, 从对图 1 的计算可以得到 π 介子的结构函数^[4]

$$F_2^{\pi}(x, Q^2) = \frac{1}{\pi} \mathcal{D}_F^{-1}(Q^2) \sum_q e_q^2 x \sum_{n=2}^{\infty} \int_0^Q [d^2k_\perp][dx] |\psi_{n/\pi}^{(Q)}(x_i, \mathbf{k}_{\perp i})|^2 \cdot \delta(x - x_q) \quad (3)$$

$$\text{其中: } [d^2k_\perp] = 16\pi^3 \delta^{(2)}\left(\sum_{j=1}^n k_{\perp j}\right) \prod_{i=1}^n \frac{d^2k_{\perp i}}{16\pi^3} \quad (4)$$

$$[dx] = \delta\left(1 - \sum_i x_i\right) \prod_{i=1}^n dx_i$$

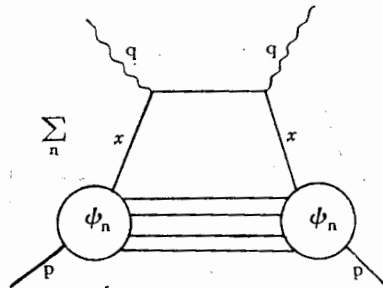


图 1 π 介子结构函数的计算

$$\mathcal{D}_F^{-1}(Q) = \frac{d_F(Q^2)}{d_F(Q_0^2)} \quad (5)$$

$d_F(Q^2)$ 是夸克场算符的重整化因子。 $\psi_{n/\pi}^{Q_0^2}(x_i, \mathbf{k}_{\perp i})$ 是 π 介子波函数, 它定义为

$$|\pi; P^+, P_{\perp}\rangle = \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{\lambda_i} \int [dx] [d^2k_{\perp}] \psi_{n/\pi}(x_i, k_{\perp i}, \lambda_i) \cdot |n; x_i P^+, x_i P_{\perp} + k_{\perp i}, \lambda_i\rangle \quad (6)$$

λ_i 是夸克和胶子的螺旋度, 一组福克基 $|n\rangle$ 是在给定光锥时刻 $\tau = t + z$ 下定义的, 它们是 $|0\rangle, |q\bar{q}\rangle, |q\bar{q}g\rangle, \dots$ 。原则上 (3) 式应对所有福克组态求和, 最低组态是 $n=2$ 的正、反价夸克态。式 (3) 给出了强子结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 与强子波函数的一般联系, 可以见到如果知道了强子波函数的具体形式就可以由 (3) 式得到强子的结构函数。由 (3) 式给出的结构函数既包含了大距离强子束缚态动力学也包含了 Q^2 的演化, 这里 Q 选为理论截断参数。当 $Q^2 = Q_0^2$ 时 (3) 式给出强子结构函数的初始条件。

三、一种可能的 π 介子结构函数形式

从理论上讲, 要想最终地得到量子色动力学中强子波函数, 需要从格点规范理论, 或从 QCD 动力学方程获得精确解。由于涉及到许多复杂的非微扰因素, 目前尚无法从 QCD 理论获得强子波函数。在文献 [5] 中曾提出一个光锥坐标下谐振子模型波函数,

$$\psi_{q\bar{q}/\pi}(x, \mathbf{k}_{\perp}) = A \cdot \exp \left\{ -b^2 \left(\frac{\mathbf{k}_1^2 + m^2}{x_1} + \frac{\mathbf{k}_2^2 + m^2}{x_2} \right) \right\}, \quad (7)$$

其中 A 是归一化常数, b 是与 π 介子半径相关的参数。将 (7) 式代入到 (3) 式积分给出价夸克态波函数对 π 介子结构函数的贡献为

$$F_2^{(1)}(x, Q_0^2) = Cx^2(1-x). \quad (8)$$

这里应该说明一点, 强子波函数展开式 (6) 中的第一项是价夸克态, 第二项是价夸克态加一个胶子, 余下类推。显然, 在部份子模型中的价夸克对结构函数的贡献并不仅来自于第一项, 而是在展开式 (6) 中的每一项都包含价夸克对结构函数的贡献。然而在部份子模型中所谓海夸克对结构函数的贡献将来自于展开式 (6) 中除第一项以外的所有项。因此由 (8) 式给出的 $F_2^{(1)}(x, Q_0^2)$ 并不相当于部份子模型中所说的价夸克结构函数。

对于高福克态波函数的形式, 我们取文献 [4] 中的推广形式:

$$\psi_n(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}) = A_n \exp \left[-b_n^2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{\mathbf{k}_i^2 + m^2}{x} \right)_i \right] \quad (9)$$

将 (9) 式代入到 (3) 式积分可得, ($m^2 b^2 \ll 1$)

$$F_2^{\pi}(x, Q_0^2) = \sum_{n=2}^{\infty} C_n x^2 (1-x)^{2n-3} \quad (10)$$

其中 (见附录中的推导)

$$C_n = \frac{A_n^2 \sum_q e_q^2}{(16\pi^3)^{n-1} (2n-3)! \pi} \left(\frac{\pi}{2b_n^2} \right)^{n-1} \quad (11)$$

式(10)给出了 π 介子所有福克组态对结构函数的贡献, 也就是给出了 π 介子结构函数对 x 的依赖关系. 这一依赖关系是一个无穷级数求和, 由于 A_n 和 b_n 都是不确定的参数, 因而也不能获得求和后的形式. 从(10)式可以见到当 $x \rightarrow 1$ 时, 略去高福克态的贡献, 则有

$$F_2^{\pi}(x, Q_0^2) \rightarrow C(1-x) \quad (12)$$

这一行为与实验上的结果是一致的^[6]. 当 $x \rightarrow 0$ 时必须考虑无穷级数求和, 从(10)式可见无穷级数的每一项在 $x \rightarrow 0$ 时的行为都以 x^2 的幂次行为零, 这显然与实验结果不一致. 实验上在 x 很小时, 结构函数接近于常数.

实际上, 当 $x \rightarrow 0$ 时海夸克对结构函数的贡献越来越重要, 这就是说必须考虑所有高福克态对结构函数的贡献. 注意到推导(3)式时有一个特点, 所有福克组态对结构函数的贡献必定有一个击出夸克, 其余的夸克和胶子直接进入终态 X . 这表明对于高福克态都可以分为两个集团: 击出夸克和其余的集团 $\mathcal{M}(n)$ (见图 2). 利用(7)式可以将任一高福克态波函数写作下列形式,

$$\phi_n = A'_n \exp \left[-b_n^2 \left(\frac{k_{1\perp}^2 + m^2}{x_1} + \frac{k_{2\perp}^2 + \mathcal{M}^2(n)}{x_2} \right) \right] \quad (13)$$

其中 $\mathcal{M}(n)$ 代表除了击出夸克以外的集团的有效质量, A'_n 是归一化常数, 显然 A'_n 依赖于 $m^2 b_n^2$ 和 $\mathcal{M}^2(n) b_n^2$. 即使 $m^2 b_n^2 \ll 1$ 可忽略, 但是 $\mathcal{M}^2(n) b_n^2$ 是不可忽略的. 将(13)式代入到(3)式并将求和变为积分, 考虑到 A'_n 依赖于 $\mathcal{M}^2(n)$, 引入权重函数 $\rho(\mathcal{M}^2)$ 在积分号内, 假定^[4,7]

$$\rho(\mathcal{M}^2) = A^2(\mathcal{M}^2)^\alpha \quad (14)$$

代入到(3)式以积分代替求和, 经过不太复杂的计算就可以得到

$$F_2^{\pi}(x, Q_0^2) = Cx^2(1-x) + Dx^{1-\alpha}(1-x)^{2+\alpha} \quad (15)$$

式(15)的第一项来自价夸克态的贡献, 第二项是来自所有高福克态对 π 介子结构函数的贡献.

如果设 $\rho(\mathcal{M}^2)$ 具有 Regge 行为, 取 $\alpha = 1$, 那么(15)式就变为

$$F_2^{\pi}(x, Q_0^2) = Cx^2(1-x) + D(1-x)^3 \quad (16)$$

方程(16)给出较合理的 π 介子结构函数行为, 当 $x \rightarrow 0$ 时, 它趋于常数 D ; 当 $x \rightarrow 1$ 时它以 $(1-x)$ 幂次行为下降.

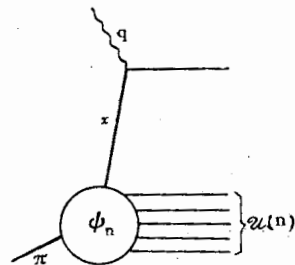


图 2 高福克态分解为一个击出夸克和一个集团 $\mathcal{M}(n)$

四、与实验结果相比较

由于 π 介子寿命短, 不可能像核子那样直接做靶, 因此人们不能从深度非弹散射过程的测量直接得到 π 介子结构函数. 在量子色动力学中, 人们利用因子化定理通常假定 Drell-Yan 过程中的强子结构函数与深度非弹过程中强子结构函数相同. 因此从 Drell-Yan 过程中的实验测量结果经过分析而获得 π 介子结构函数的实验结果. 显然这样测量得到的 π 介子结构函数既依赖于因子化定理的正确程度又依赖于实验上对核子结构函数的测量. 这里选用 NA3 组在 1983 年的实验数据^[8], 选择 $Q_0^2 = 4\text{GeV}^2$, 从实验结果选点拟合, 可以得到,

$$F_2^{\pi}(x, Q_0^2) = 0.639x^2(1-x) + 0.396(1-x)^3 \quad (17)$$

从图 3 曲线可以见到在整个 x 区域内理论曲线与实验结果有较好的符合.

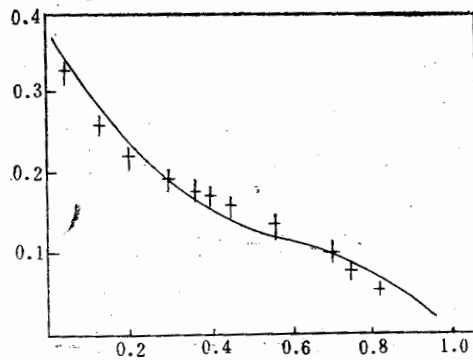


图 3 理论曲线 $F_2^{\pi}(x, Q_0^2) = 0.639x^2(1-x) + 0.396(1-x)^3$ 与实验结果相比较, 这里选择 $Q_0^2 = 4\text{GeV}^2$. + CERN NA3 组实验数据

五、结论与讨论

在深度非弹散射过程中实验上所观测到的标度不变性现象在部份子模型中可以得到较好的解释. 而量子色动力学又成功地解释了在大 Q^2 迁移下标度不变性破坏现象. 然而对于结构函数的初始值 $F_2(x, Q_0^2)$ 仍然无法从理论上给出, 因为这是由非微扰贡献所决定的, 目前我们对强子内部结构仍然知道得较少. 文献[4]中所提出的强子福克态表象对强子内部结构与大 Q^2 下的物理现象的联接给出了简单而又明确的物理图象, 发展了简单的部份子模型, 较好地描述了量子色动力学中强子内部结构. 这就提供了从理论上以强子福克组态波函数探讨深度非弹散射过程中结构函数初始条件的可能性. 式(3)给出的两者联结的普遍表达式不仅对 π 介子成立, 而且对任意强子成立. 一旦知道了描写强子内部结构的所有福克组态波函数, 原则上从式(3)可以获得深度非弹散射过程中的结构函数, 反过来, 深度非弹散射过程中的实验结果也将揭示一些强子内部结构的信息.

在这篇文章中我们以一个简单的模型波函数形式(7)和(9)探讨了 π 介子结构函

数,对于高福克态已经采取了近似(13)和(14)式,从而获得了 π 介子结构函数形式(16).将这一形式与实验结果相比较可以见到在整个 x 区域内与实验结果符合比较好.这表明我们所采取的光锥坐标下谐振子模型波函数包含着描写强子内部结构的合理因素.当然这里只是给出一个模型例子来讨论,仍需要进一步探讨正确的强子内部所有福克组态波函数的形式,仍需要深入探讨如何正确地考虑所有高福克组态的贡献.本文所采用的方法也可以应用到质子和其它强子.即使对于 π 介子价夸克波函数形式(7)也需要深入探讨,在文献[9]中已指出它们在 $x \rightarrow 2\pi$ 过程中受到了责难.随着人们对单举和遍举过程的深入了解,必将获得更多的关于强子内部结构的信息,从而加深对强子物理现象的深入了解.

附 录

在这一附录中我们给出如何从(3)式积分获得结果(10)和(11).

首先令 I_n 代表(3)式中的积分

$$I_n = \int^{Q_0} [d^2k_{\perp}] [dx] |\psi_{n/\pi}^{Q_0}(x_i, \mathbf{k}_{\perp i})|^2 \delta(x - x_q) \quad (\text{A.1})$$

其中 Q_0 可以选择为1-2GeV,它表示了强子束缚态的动量标度.从(4)式知动量守恒要求

$$\sum_i x_i = 1, \quad \sum_i \mathbf{k}_{\perp i} = 0$$

因此 x_1 的积分区间为 $[0, 1]$, x_2 的积分区间为 $[0, 1 - x_1]$, \dots x_n 的积分区域为 $[0, 1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i]$.考虑到强子的束缚态特征, $\psi_{n/\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp i})$ 将随 $\mathbf{k}_{\perp i}$ 的增加很快地衰减,积分的主要贡献来自于 $\mathbf{k}_{\perp i}^2 \ll Q_0^2$ 范围内,我们可以近似地将积分上限取为无穷大.

假定 π 介子的价夸克态波函数由(7)式描述而高福克态由(9)式描述,下面分别计算积分 I_n .

1) $n = 2$ 情形

$$I_2 = \int 16\pi^3 \frac{d^2k_{\perp 1}}{16\pi^3} \frac{d^2k_{\perp 2}}{16\pi^3} \delta(\mathbf{k}_{\perp 1} + \mathbf{k}_{\perp 2} = 0) \int dx_1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2) \delta(x - x_1) \cdot |\psi_{q\bar{q}/\pi}(x_i, \mathbf{k}_{\perp i})|^2 \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{A_2^2}{16\pi^3} \frac{\pi}{2b_2^2} x(1-x) \quad (\text{A.3})$$

2) $n = 3$ 情形

$$\psi_3 = A_3 \exp \left\{ -b_3^2 \left(\frac{\mathbf{k}_{\perp 1}^2 + m^2}{x_1} + \frac{\mathbf{k}_{\perp 2}^2 + m^2}{x_2} + \frac{\mathbf{k}_{\perp 3}^2 + m^2}{x_3} \right) \right\} \quad (\text{A.4})$$

将(A.4)代入(A.1)并对 $d^3\mathbf{k}_{\perp i}$ 积分得:

$$I_3 = \frac{A_3^2}{(16\pi^3)^2} \int_0^1 \int_0^{1-x_1} \int_0^{1-x_1-x_2} dx_1 dx_2 dx_3 \delta(x_1 - x) \delta(1 - x_1 - x_2 - x_3) \exp \left[-2b_3^2 m^2 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_3} \right) \right] \iiint dk_{1x} dk_{1y} dk_{2x} dk_{2y}$$

$$\begin{aligned} & \exp \left\{ -2b_3^2 \left(\frac{k_{1x}^2 + k_{1y}^2}{x_1} + \frac{k_{2x}^2 + k_{2y}^2}{x_2} \right) \right\} \\ & \times \exp \left[-2b_3^2 \frac{k_{1x}^2 + k_{1y}^2 + k_{2x}^2 + k_{2y}^2 + 2(k_{1x}k_{2x} + k_{1y}k_{2y})}{x_3} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

用 B 表示上式中对动量积分, 并把对 k_x, k_y 二重积分分开, 这样四重积分变为二重积分的平方.

$$\begin{aligned} B_3 &= \iiint\int dk_{1x} dk_{2x} dk_{1y} dk_{2y} \cdots \\ &= \left\{ \exp \left[-2b_3^2 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_3} \right) k_{1x}^2 \right] C dk_{1x} \right\}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

并且:

$$\begin{aligned} C &= \int \exp \left[-2b_3^2 \left(\frac{k_{2x}^2}{x_2} + \frac{k_{2x}^2}{x_3} + \frac{2k_{1x}k_{2x}}{x_3} \right) \right] dk_{2x} \\ &= \exp \left(-2b_3^2 \frac{k_{1x}^2 x_2}{x_3(x_2 + x_3)} \right) \left(\frac{x_2 x_3 \pi}{2b_3^2(x_2 + x_3)} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

在获得 (A.7) 式时已应用了高斯积分结果:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} dx = \left(\frac{\pi}{a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

将 (A.7) 代入 (A.6) 中对 k_{1x} 积分得到:

$$B_3 = \frac{\pi^2}{(2b_3^2)^2} \frac{x_1 x_2 x_3}{x_1 + x_2 + x_3} \quad (\text{A.8})$$

3) 一般地, 对于 $n =$ 任意正整数 ($n > 2$) 都有

$$\begin{aligned} I_n &= \frac{A_n^2}{(16\pi^2)^{n-1}} \int \prod_{i=1}^n dx_i \left\{ \delta \left(1 - \sum_{i=1}^n x_i \right) \delta(x - x_1) \exp \left[-2b_n^2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{m^2}{x} \right)_i \right] \right. \\ & \times \left. \left[\left[\prod_{i=1}^{n-1} dk_{ix} \exp \left[-2b_n^2 \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{k_{ix}^2}{x_i} + \frac{\left(\sum_{i=1}^{n-1} k_{ix} \right)^2}{x_n} \right) \right] \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

令:

$$B_n = \left[\prod_{i=1}^{n-1} dk_{ix} \exp \left[-2b_n^2 \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{k_{ix}^2}{x_i} + \frac{\left(\sum_{i=1}^{n-1} k_{ix} \right)^2}{x_n} \right) \right] \right]^2 \quad (\text{A.10})$$

类似于 $n = 3$ 情形, 计算出:

$$B_n = \left(\frac{\pi}{2b_n^2} \right)^{n-1} \frac{\prod_{i=1}^n x_i}{\sum_i x_i} \quad (\text{A.11})$$

4) 将 (A.11) 代入 (A.9) 中并对 dx_n 积分(单重积分)

$$I_n = \frac{A_n^2}{(16\pi^2)^{n-1}} \left(\frac{\pi}{2b_n^2} \right)^{n-1} \int_0^1 x_1 dx_1 \delta(x - x_1) \int_0^{1-x_1} x_2 dx_2 \int_0^{1-x_1-x_2} x_3 dx_3 \cdots$$

$$\times \int_0^{1-\sum_{i=1}^{n-2} x_i} x_{n-1} \left(1 - \sum_i^{n-1} x_i\right) dx_{n-1} \quad (\text{A.12})$$

$$\text{令 } D_n = \frac{A_n^2}{(16\pi^3)^{n-1}} \left(\frac{\pi}{2b_n^2}\right)^{n-1}$$

$$I_2 = D_2 \int_0^1 x_1(1-x_1)\delta(x-x_1)dx_1 = D_2x(1-x) \quad (\text{A.13})$$

$$I_3 = D_3 \int_0^1 x_1 dx_1 \delta(x_1-x) \int_0^{1-x_1} x_2(1-x_1-x_2) dx_2$$

应用分部积分方法、求得:

$$I_3 = D_3 x \frac{(1-x)^3}{2 \cdot 3} \quad (\text{A.14})$$

类似计算下去:

$$I_n = D_n \frac{x}{(2n-3)!} (1-x)^{2n-3} \quad (\text{A.15})$$

其中:

$$D_n = \frac{A_n^2}{(16\pi^3)^{n-1}} \left(\frac{\pi}{2b_n^2}\right)^{n-1} \quad (\text{A.16})$$

将 (A.15) 和 (A.16) 代入 (3) 式中就得到了(10)和(11)式.

参 考 文 献

- [1] G. P. Lepage Proceedings of the 1983 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.
- [2] A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, 52(1980), 199.
- [3] R. Jaffe, *Phys. Rev.*, D11(1975); 1953; E. J. Squires, *Phys. Rev.*, D21(1980), 835; Z. Azcoiti and J. L. Alonso, *Nucl. Phys.*, B167(1980); 525; 吴济民等, 高能物理与核物理, 7 (1983), 5.
- [4] G. P. Lepage, S. J. Brodsky, Tao Huang and P. B. Mackenzie, "Particles and Fields", 2 83, (1983) (ed by A. Z. Cappi and A. N. Kamal); S. J. Brodsky, Tao Huang and G. P. Lepage, *Ibid.*, 14(1983).
- [5] Tao Huang, Proceedings of the XX-th Int. Conf. on High Energy Physics, (Madison Wisc) (1980).
- [6] D. Mccal, et al., *Phys. Lett.*, 85B(1979), 432; C. B. Newman et al., *Phys. Rev. Lett.*, 42 (1979), 951; R. Barate, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979); 1541; M. J. Corden, et al., *Phys. Lett.*, 96B(1980), 417.
- [7] S. J. Brodsky, Tao Huang and G. P. Lepage, (unpublished), and "Particles and Fields", 2 (1983), 143, (ed by A. Z. Cappi and A. N. Kamal).
- [8] J. Badier et al., *Z. Phys. C.*, 18(1983), 281.
- [9] Tao Huang, Xin-nian Wang and Xiao-dong Xiang, *Chinese Phys. Lett.*, 2(1985), 67. V. L. Chernyak and A. R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys.*, B201(1982), 492.

A POSSIBLE FORM OF THE PION'S STRUCTURE FUNCTION

LONG MING HUANG TAO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The pion's structure function behaviour is discussed by using the Fock state expansion of the hadronic wavefunction in QCD in this paper. As an example, we employ a model wavefunction of the Fock state in the light-cone and assume a Regge behaviour of a weight function for higher Fock states, and we get a possible form of the pion's structure function. This form is consistent with experimental data of the pion's structure function.