第4卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 4, No. 6
1980年11月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Nov., 1980

研究简报

波函数和π介子电磁形状因子的大动量行为

黄朝商
(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文取 QCD 为强作用的基础理论，运用算符乘积展开和重整化群方法，研究和给出了π介子 B-S 波函数和电磁形状因子的大动量行为.

QCD 和重整化群方法在研究深度非弹散射、e^+e^-湮没等现象中取得了显著的成功.新近某些作者将重整化群方法应用到研究固定角散射和π介子的电磁形状因子[1]，但他们的场论模型或者是ϕ_6^3理论或者是 Yukawa 耦合. 我们取 QCD 为强作用的基础理论，运用重整化群方法和算符乘积展开，对0^-介子(例如π介子)的束缚态波函数和电磁形状因子的大动量行为作某些探讨.

一、

在 QCD 中，强子被假定为单色态. 令$|P, \xi, \mathbf{1}\rangle$代表$0^-$介子态矢量($P$——四动量，$\xi$——味多重态指标，$\mathbf{1}$表示单色态)，则$0^-$介子波函数是

$$\chi_{P,\xi,1}(x_1, x_2) = \langle 0|T(\psi_\alpha(x_1)\bar{\psi}_\alpha(x_2)|P, \xi, \mathbf{1}\rangle. \tag{1}$$

其中

$$\psi_\alpha(x) = \begin{pmatrix} \psi_\alpha^1 \\ \psi_\alpha^2 \\ \vdots \\ \psi_\alpha^N \end{pmatrix},$$

$\psi_\alpha^i(x)$是层子旋量场算符，$i=1, 2, \cdots, N$是味指标，$\alpha=1, 2, 3$是色指标. 以后为了简单，略去色指标并将$\psi_\alpha(x)$写作$\psi(x)$. 于是(1)式可简写成

$$\begin{aligned}\chi_{P,\xi}(x_1, x_2) &= \langle 0|T(\psi(x_1)\bar{\psi}(x_2))|P, \xi\rangle \\ &= e^{iP\cdot X}\langle 0|T\left(\psi\left(\frac{x}{2}\right)\bar{\psi}\left(-\frac{x}{2}\right)\right)|P, \xi\rangle = e^{iPX}\chi_{P,\xi}(x),\end{aligned} \tag{2}$$

本文1979年7月16日收到.

其中 $X = \frac{x_1 + x_2}{2}$, $x = x_1 - x_2$. 在动量表象

$$\chi_{P,\xi}(p) = \int d^4x e^{-ip\cdot x}\langle 0|T\left(\psi\left(\frac{x}{2}\right)\bar{\psi}\left(-\frac{x}{2}\right)\right)|P, \xi\rangle\,, \tag{3}$$

其中 $P = p_1 - p_2$, $p = (p_1 + p_2)/2$.

为了求出波函数的大动量 $\left(p^2, p\cdot P \to \infty, \frac{p\cdot P}{p^2} = r \text{ 固定}\right)$行为，将算符乘积在$x^2=0$附近展开

$$\begin{aligned} T\left(\psi\left(\frac{x}{2}\right)\bar{\psi}\left(-\frac{x}{2}\right)\right) = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_i \{ & x^{s(0)}\mathscr{F}^1_{n,i}(x^2)\gamma_5 x_{\mu_1}\cdots x_{\mu_n}O^{n,i}_{\mu_1\cdots\mu_n} \\ & + x^{s(0)}\mathscr{F}^2_{n,i}(x^2)\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 x_{\mu_1}\cdots x_{\mu_{n-1}}x_\mu O^{n,i}_{\mu_1\cdots\mu_{n-1}\nu} \\ & + x^{s(0)+1}\mathscr{F}^3_{n,i}(x^2)\gamma_\mu\gamma_5 x_{\mu_1}\cdots x_{\mu_{n-1}}O^{n,i}_{\mu_1\cdots\mu_{n-1}\mu} \\ & + x^{s(0)-1}\mathscr{F}^4_{n,i}(x^2)\gamma_\mu\gamma_5 x_{\mu_1}\cdots x_{\mu_n}x_\mu O^{n,i}_{\mu_1\cdots\mu_n}\} + \cdots \end{aligned} \tag{4}$$

其中 $x^{s(0)} = (x^2 + i\epsilon)^{s(0)/2}$, $s(0) = \tau(0) - 3 = -1$ （$\tau(0)$ 是算符 $O^{n,i}_{\mu_1\cdots\mu_n}$ 的扭曲度），$i = a, \psi$,

$$O^{n,a}_{\mu_1\cdots\mu_n} = \frac{i^{n-1}}{n!}[\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{\mu_1}D_{\mu_2}\cdots D_{\mu_n}\lambda^a\psi + \text{置换}]^{1)},\quad n = 1, 2, \cdots$$

$$O^{n,\psi}_{\mu_1\cdots\mu_n} = \frac{i^{n-1}}{n!}[\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{\mu_1}D_{\mu_2}\cdots D_{\mu_n}\psi + \text{置换}],$$

$$D_\mu\psi = (\partial_\mu - ig\lambda_j A_{j,\mu})\psi,$$

$\lambda_j (j = 1, 2, \cdots, 8)$ 是 SU_3^c 的生成元，λ^a 是 SU_N的生成元.

在这里我们选取算符的规范不变的组合作展开，以便在波函数的展开式中分出规范不变的强子矩阵元 $\langle 0|O^{n,i}|P\rangle$，从而使讨论比较简单. 由于形状因子的规范无关性，可以预期，如果按规范相关算符展开，虽然波函数展开式的形式不同，但就形状因子而言，结果是相同的.

将 (4) 式代入 (3) 式，当 ξ 为多重态，得

$$\begin{aligned} \chi_{P,\xi}(p) = \frac{1}{(p^2)^{3/2}} m_\xi \Bigg[& \gamma_5 \sum_{n=2,4\cdots} h^{n,a}_\xi\left(\frac{m_\xi^2}{\mu^2}\right)\left(\frac{p\cdot P}{p^2}\right)^n f^1_{n,a}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right) \\ & + \frac{p_\mu P_\nu}{p^2}\gamma_5\sigma_{\mu\nu}\sum_{n=1,3\cdots} h^{n,a}_\xi\left(\frac{m_\xi^2}{\mu^2}\right)\left(\frac{p\cdot P}{p^2}\right)^{n-1} f^2_{n,a}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)\Bigg] \\ & + \frac{1}{p^4} m_\xi \Bigg[\hat{P}\gamma_5 \sum_{n=1,3\cdots} h^{n,a}_\xi\left(\frac{m_\xi^2}{\mu^2}\right)\left(\frac{p\cdot P}{p^2}\right)^{n-1} f^3_{n,a}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right) \\ & + \hat{p}\gamma_5 \sum_{n=1,3\cdots} h^{n,a}_\xi\left(\frac{m_\xi^2}{\mu^2}\right)\left(\frac{p\cdot P}{p^2}\right)^n f^4_{n,a}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)\Bigg] + \cdots \end{aligned} \tag{5}$$

在写出上式时我们已考虑了空间反射和电荷共轭不变性[2].

1) 更一般地，算符 $O^{n,a}$ 可取成 $O^{n,a}_{\mu_1\cdots\mu_n} = \sum_{\substack{m,l \\ (m\geq n\geq l)}} a_{mnl}x_{\mu_{n+1}}\cdots x_{\mu_m}\partial_{\mu_{l+1}}\cdots\partial_{\mu_m}(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{\mu_1}\overleftrightarrow{D}_{\mu_2}\cdots\overleftrightarrow{D}_{\mu_l}\psi)$，然而这不影响后面对波函数在标度变换下的行为的讨论.

(5) 式中无量纲的展开系数 $f^l_{n,a}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)$ $(l=1,2,3,4)$ 满足重整化群方程[3] (取朗道规范)：

$$[\mathscr{D}+\gamma_{O^{n,a}}(g_R)-2\gamma_\psi(g_R)]f^l_{n,a}\left(\frac{\lambda^2 p_f^2}{\mu^2}, g_R, \frac{m_R}{\mu}\right)=0, \tag{6}$$

式中

$$\mathscr{D}\equiv\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}-\beta(g_R)\frac{\partial}{\partial g_R}+(1+\gamma_\theta(g_R))m_R\frac{\partial}{\partial m_R},\quad \lambda p_f=p,$$

p_f 表示固定的四动量. 按照标准的解法, (6) 式有解

$$\begin{aligned} f^l_{n,a}\left(\frac{\lambda^2 p_f^2}{\mu^2}, g_R, \frac{m_R}{\mu}\right) &= f^l_{n,a}\left(\frac{p_f^2}{\mu^2}, g(\lambda), \frac{m(\lambda)}{\mu}\right) \\ &\times \exp\left\{-\int_1^\lambda[\gamma_{O^{n,a}}(g(\lambda'))-2\gamma_\psi(g(\lambda'))]\frac{d\lambda'}{\lambda'}\right\} \\ &\xrightarrow{\lambda\to\infty} f^l_{n,a}\left(\frac{p_f^2}{\mu^2}, g(\lambda), O\right)(\ln\lambda)^{\frac{-\gamma^n+2\gamma^F}{b_0}}, \end{aligned} \tag{7}$$

其中 b_0 由 $\beta(g_R)$ 微扰展开式的头一项给出

$$\beta(g_R)=-\frac{b_0}{2}g_R^3+b_1g_R^5+\cdots,\quad b_0=\frac{1}{8\pi^2}\left[\frac{11}{3}C_2(G)-\frac{4}{3}T(R)\right]. \tag{8}$$

$\gamma_{O^{n,a}}$ 和 γ_ψ 分别是算符 $O^{n,a}$ 和 ψ^i_a 的反常量纲

$$\gamma_{O^{n,a}}=\frac{g^2}{8\pi^2}C_2(R)\left[1-\frac{2}{n(n+1)}+4\sum_{j=2}^n\frac{1}{j}\right]+\cdots\equiv\gamma^n g^2+\cdots, \tag{9}$$

在协变规范

$$\gamma_\psi=\frac{g^2}{16\pi^2}\alpha C_2(R)+O(g^4)\equiv\gamma^F g^2+\cdots$$

(故在朗道规范, $\gamma^F=0$). 于是我们得到当 p^2, $p\cdot P\to\infty$, $r=\frac{p\cdot P}{p^2}$ 固定时波函数的大动量行为

$$\chi_{P,\xi}(p)\sim\frac{1}{(p^2)^{3/2}}\text{ 乘对数的幂次 }+O\left(\frac{1}{p^4}\text{ 乘对数的幂次}\right). \tag{10}$$

如果我们只取最大的对数项, 则

$$\chi_{P,\xi}(p)\sim\frac{1}{(p^2)^{3/2}}\left(\ln\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)\right)^{\frac{-\gamma^1+2\gamma^F}{b_0}}m_\xi h_\xi\left(\frac{m_\xi^2}{\mu^2}\right)f\left(\frac{p_f^2}{\mu^2}, g\left(\frac{p^2}{p_f^2}\right), 0\right). \tag{11}$$

(11) 式可表示成

$$\begin{aligned} \chi_{P,\xi}(p) &\equiv \chi_\xi(\lambda P_f, \lambda p_{1f}, \lambda p_{2f}; g_R, m_R, \mu). \\ &\xrightarrow{\lambda\to\infty}\frac{1}{\lambda^3}(\ln\lambda^2)^{\frac{-\gamma^1+2\gamma^F}{b_0}}\chi'_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu), \end{aligned} \tag{12}$$

其中 $P^2=(\lambda P_f)^2=-m_\xi^2$, $\chi'_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 当 $\lambda\to\infty$ 时不为零.

我们知道, 波函数 $\chi_{P,\xi}(p)$ 满足重整化群方程

$$[\mathscr{D}+2-2\gamma_\psi(g_R)]\chi_{P,\xi}(\lambda p_f; g_R, m_R, \mu)=0,$$

故 $\chi_\xi(\lambda P_f, \lambda p_{1f}, \lambda p_{2f}; g_R, m_R, \mu) \xrightarrow{\lambda\to\infty} \frac{1}{\lambda^2}(\ln\lambda)^{\frac{2\gamma^F}{b_0}} \chi_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu).$

与(12)式比较得

当 $\lambda\to\infty$，

$$\chi_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu) \sim \frac{1}{\lambda}(\ln\lambda)^{-\gamma^1/b_0}\chi'_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu). \tag{13}$$

就是说，当 $\lambda\to\infty$，$\chi_\xi(P_f, p_{1f}, p_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 含有趋于零的因子，这正表明从简单的量纲分析我们得不到波函数的正确的大动量行为，而必须借助于算符乘积展开把对渐近行为负责的大动量部分因式分解出来才行.

二、

现在我们来求 π 介子的电磁形状因子 $F(q^2)$ 当 q^2 大时的行为. $F(q^2)$ 由下式定义

$$\begin{aligned} V_\mu(q; P, P') &= (P+P')_\mu F(q^2) \\ &= \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} S_p\left\{\bar{\chi}_{P'}\left(p-\frac{q}{2}\right)\Gamma_\mu\left(q; p+\frac{P}{2}, p+\frac{P}{2}-q\right)\chi_P(p)\Gamma_2\left(p-\frac{P}{2}\right)\right. \\ &\quad \left. + \int \frac{d^4p\,d^4p'}{(2\pi)^8} S_p\left\{\bar{\chi}_{P'}(p')T_\mu\left(q; p'+\frac{P'}{2}, p'-\frac{P'}{2}, p+\frac{P}{2}, p-\frac{P}{2}\right)\chi_P(P)\right\}\right., \end{aligned} \tag{14}$$

其中 $\Gamma_2(p) = S_F^{-1}(p)$ 和 $\Gamma_\mu(q; p_1, p_1')$，$T_\mu(q; p_1', p_2', p_1, p_2)$ 是截腿格林函数.

从(14)式被积函数各因子所满足的重整化群方程，可以推出 V_μ 满足重整化群方程

$$[\mathscr{D}-1]V_\mu(\lambda q_f, \lambda P_f, \lambda P_f'; g_R, m_R, \mu) = 0,$$

所以 $$V_\mu(\lambda q_f, \lambda P_f, \lambda P_f'; g_R, m_R, \mu) \xrightarrow{\lambda\to\infty} \lambda V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu). \tag{15}$$

因此，如果 $V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 在 $\lambda\to\infty$ 时无零质量奇异性且不为零，则上式确定 V_μ（随之 $F(q^2)$）的大动量行为.

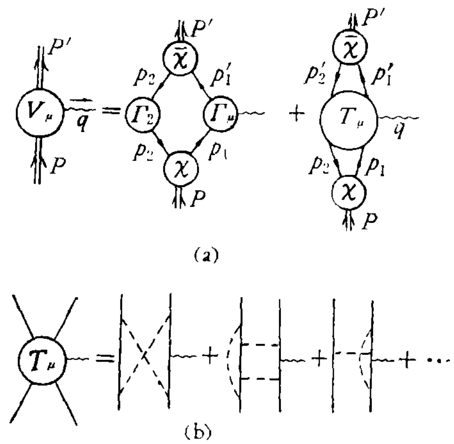

图　1

但是，由于波函数的复杂性，当 $\lambda\to\infty$ 时 $V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 并不是非零值. 下面我们对 $\lambda\to\infty$ 时 $V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 是否发散及是否趋于零进行讨论.

为了研究 $V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 的零质量奇异性，我们先对波函数 $\chi(P_f, p_1, p_2; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 的零质量奇异性作简略的探讨. 简单的计算表明，当 λ 固定时，由于运动学的限制，两条腿的 p^2 不可能同时都在质壳上，故单迴路(见图2)没有红外奇异性；当 $\lambda\to\infty$，单迴路仍然没有红外奇异性. 这个结论可以推广到多迴路的情形. 即波函数 $\chi(P_f, p_1, p_2; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 在除掉外线以后，当 $m(\lambda)\to 0$ 时无奇异性.（以上结论是在 Feynman 规范下得出的. 在轴规范下，单迴路计算结果表明此结论仍正确. 对于高阶需要进一步

研究. 不过我们推测,上述结论将仍然成立.)

应该指出,波函数零质量奇异性的分析与所取规范有关,但是 V_μ 的规范不变性允许我们可以在任意一个规范里进行讨论. 另外,以上讨论是对通常 $m_B < 2m$ 的束缚态波函数而言的. 对于 $m_B > 2m$ 的束缚态波函数,当两条腿的 p^2 趋于质壳时有红外奇异性,而且在带头对数奇异近似下可以指数化,详见 Cornwall 和 Tiktopoulos 的文章[4].

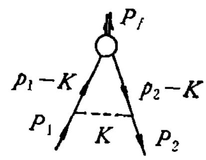

图 2

现在,我们来讨论 $V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 的零质量奇异性问题. 为此我们用轴规范. 令 $\Gamma = S_F^{-1}\chi S_F^{-1}$ 表示去掉外线后的波函数,则 (14) 式中被积函数各因子为 Γ, S_F, Γ_μ 和 T_μ. 先考虑 (14) 式中的头一项. 因为我们的重整化手续是在 $m=0$, $p^2=\mu^2$ 进行的[3],所以 Z_2 无质量和红外奇异性,故如 $P^2 \neq 0$ 传播子 $S_F(P)$ 在 $m(\lambda) \to 0 (\lambda \to \infty)$ 时没有奇异,在 $P^2 = 0$ 时它在领头对数项有一个指数衰减因子;因为大动量 q 或者通过全部内部层子线,或者通过其中一条线 (p_1 或 P_1'),当取轴规范时在此两种情形下 Γ_μ 均无零质量奇异性;去掉外线后的波函数 (即截腿波函数) Γ 在 $\lambda \to \infty (m(\lambda) \to 0, P_f^2 \to 0)$ 时无奇异性;即该项积分的被积函数各因子在 $\lambda \to \infty$ 时均无奇异性,所以该积分在 $\lambda \to \infty$ 时无奇异性. 至于 (14) 式第二项,由图 1(b) 知,$T_\mu(q; p_1', p_2', p_1, p_2)$ 是双粒子不可约的 (在束缚态道),在轴规范下,如果 p_1^2, p_2^2 (或 $p_1'^2$, $p_2'^2$) 不为零,则它没有零质量奇异性,这可用类似于 Amati 等人的方法[5]予以证明. 但是,在大动量 q 通过 p_1' (或 p_1) 的情形,当 p_2^2, $p_2'^2$ 趋于质壳时它有红外奇异性. 在带头对数奇异近似下,所有各阶带头对数奇异项之和为一衰减的指数因子,因此该项积分在 $m(\lambda) \to 0$ 时也不发散(考虑到现在的动量区域,预期这一项的贡献比第一项小). 所以 $V_\mu(q_f; P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 在 $\lambda \to \infty$ 时无奇异性. 然而,它含有趋于零的因子. 从波函数大动量行为的讨论,我们知道,当 $\lambda \to \infty$, $\chi(P_f, P_{1f}, P_{2f}; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 含有趋于零的因子(见 (13) 式). 从 (13) 和 (14) 式即知,

$$V_\mu(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu) \xrightarrow{\lambda\to\infty} \frac{1}{\lambda^2}(\ln\lambda)^{-2\gamma'/b_0} V_\mu'(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu), \quad (16)$$

其中 $V_\mu'(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), m(\lambda), \mu)$ 为非零有限值. 将 (16) 式代入 (15) 式,我们求得

$$V_\mu(\lambda q_f, \lambda P_f, \lambda P_f'; g_R, m_R, \mu) \xrightarrow{\lambda\to\infty} \frac{1}{\lambda}(\ln\lambda)^{-2\gamma'/b_0} V_\mu'(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), 0, \mu). \quad (17)$$

$$\therefore \qquad F(q^2) \xrightarrow{q^2\to\infty} \frac{1}{q^2}(\ln q^2)^{-2\gamma'/b_0} f(g(q^2)) = \frac{1}{q^2} f(g(q^2)). \quad (18)$$

(注意: $\gamma^1 = 0$, 见 (9) 式.)

从 (17) 或 (18) 式我们看到,虽然波函数 χ 是规范相关的 (表现在 γ^F 与规范有关),但 S 矩阵元或形状因子与规范无关 ($\beta(g)$ 与 $\gamma_{o^{n,i}}(g)$ 与规范无关),这当然是所预期的结果.

我们可以将 $V_\mu'(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), 0, \mu)$ 按 $g(\lambda)$ 展开:

$$V_\mu'(q_f, P_f, P_f'; g(\lambda), 0, \mu) \sim g^2(\lambda) V_\mu'(q_f, \mu) + 0(g^4(\lambda)).$$

(由 (11) 式以及 $f(p_f^2/\mu^2, g^2(\lambda), 0)$ 的微扰论计算可以知道 V_μ' 的展开从 $g^2(\lambda)$ 项开始. 新近, Farrar 和 Jackson 在梯形近似下解 B-S 方程并计算 V_μ 也得出这一结果[6].)

所以,最后,我们得到形状因子的大 q^2 行为是

$$F(q^2) \xrightarrow{q^2\to\infty} \frac{\alpha_s(q^2)}{q^2} f_1(m_\xi) + O\left(\frac{1}{q^2}\alpha_s^2(q^2)\right). \tag{19}$$

$$(\alpha_s = g^2(\lambda)/4\pi)$$

如果把波函数展开式的后面各项也考虑进去,则结果是

$$F(q^2) \xrightarrow{q^2\to\infty} \frac{\alpha_s(q^2)}{q^2}\left[f_1(m_\xi) + \sum_{n,n'} (\ln q^2)^{-\frac{\gamma^n+\gamma^{n'}}{b_0}} f_{n,n'}(m_\xi) + O(\alpha_s(q^2))\right]. \tag{20}$$

本文是在戴元本导师指导下完成的,特此致谢.

附 记

在本文寄出后,看到了最近关于强子形状因子的一些工作[7]. 在这些文章里关于 π 的形状因子他们给出了与本文相同的结果.

参 考 文 献

[1] T. Appelquist and E. Poggio, *Phys. Rev.*, **D10**(1974), 3280;
C. G. Callan and D. J. Gross, *Phys. Rev.*, **D11**(1975), 2905;
P. Menotti, *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 1778; M. L. Goldberger et al., *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 1117.
[2] 北京大学理论物理研究室基本粒子理论组、中国科学院数学研究所理论物理研究室,北京大学学报(自然科学版)**12**(1966),209.
[3] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 3497.
[4] J. M. Cornwall and G. Tiktopoulos, *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 3370.
[5] D. Amati et al., *Nucl. Phys.*, **B146**(1978), 29.
[6] G. R. Farrar and D. R. Jackson, Preprint CALT-68-708 (1979).
[7] G. P. Lepage and S. J. Brodsky preprint SLAC-PUB-2343 (1979), Preprint SLAC-PUB-2348 (1979), A. Duncan and A. H. Mueller, Preprint CU-TP-162 (1979).

THE LARGE MOMENTUM BEHAVIOR OF THE PION WAVE FUNCTION AND THE PION ELECTROMAGNETIC FORM FACTOR

HUANG CHAO-SHANG

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper we assume that QCD is the underlying theory of the strong interaction. Applying the methods of the operator product expansion and the renormalization group, we examine and obtain the large momentum behavior of the Bethe-Salpeter wave function and the electromagnetic form factor of the π meson.