

极化初态 QCD 喷注

李文铸 董绍静
(浙江大学物理系)

摘 要

本文按微扰 QCD 理论,用维数正常化方法计算了极化正负电子湮灭产生强子的两喷注角分布,三喷注截面和三喷注角分布;讨论了极化初态引起的方位角分布不均匀性;计算了截面对 ϵ' , δ 的依赖关系至平方阶,并给出解析结果;讨论了该依赖关系对 G. Sterman 和 S. Weinberg 的结果的修正。

一、导 言

以非阿贝尔群规范场理论为基础的量子色动力学 (QCD) 是描写强相互作用最有希望的基本场论。这个理论在小距离是渐近自由的,大距离上有强耦合。这与高能散射时的标度性及低能的禁闭现象一致。定量地验证 QCD 成了一个重要课题。然而,在真正解决夸克禁闭问题前,理论并不能对所有的物理过程给出完善的描述。如果禁闭是一个红外行为,利用 KLN 定理^[1],可以避开夸克禁闭机制,给出有限的微扰结果,提供对 QCD 的严格验证。这方面开创性的工作是 1977 年 G. Sterman 和 S. Weinberg 做的^[2]。他们用 KLN 定理消除了红外发散,把终态夸克和胶子直接解释成喷注,用微扰 QCD 计算了 α_s 阶的可与实验对照的有限的喷注角分布。这使得严格验证 QCD 成为可能。喷注的研究成为一个重要课题,人们从多方面做了大量工作^[2,3]。最近的实验结果有力地支持了微扰 QCD 的预言^[4]。本文尝试考虑极化正负电子束对撞产生的喷注现象。

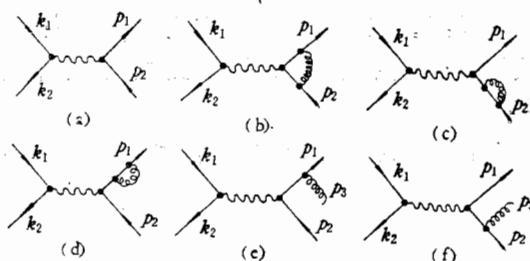
由于在外磁场中运动的高能电子的韧致辐射几率与自旋在外磁场上的投影有关。故在使用储存环的对撞机实验中,环里的正负电子束都有一定程度的辐射极化。若采用适当的方法就可得到有确定极化率的束^[4]。横向极化正负电子束产生的喷注其角分布情况与非极化时完全不同,在方位角上喷注的分布是不均匀的。这提供了新的信息。并且,通常的强子探测器总是对入射正负电子束呈柱对称形(如 Mark-J),方位角的测量可以方便地在 $0-2\pi$ 的全范围内进行。因此研究极化束产生的喷注可以提供技术上较便利的在更广泛参数范围内验证 QCD 的手段。

本文的计算采用了保持胶子质量为零的维数正常化方法,并考虑到能量泄漏因子 ϵ' 和喷注半锥角 δ 的影响,计算到二次幂精度并给出解析结果。

二、极化初态 QCD 二喷注

α_s 阶 QCD 喷注由图 1 的六个费曼图表示。高能极限等价于夸克质量为零, 于是带自能的图 (c) 和 (d) 贡献为零。选取与入射束方向垂直的磁场方向 \mathbf{b} 作为极化轴方向 $\mathbf{b} = (0, \mathbf{b})$, 初态电子极化密度是^[6]:

$$\rho = (1 - p)\mathcal{K}_1 + \frac{p}{2}(1 + i\mathbf{b}\boldsymbol{\gamma}_3)\mathcal{K}_1,$$

图 1 α_s 阶 QCD 喷注费曼图

其中 p 是极化率。当完全极化时 $p = 1$, 轻子部分成为:

$$L^{\mu\nu} = Q^2 b^\mu b^\nu$$

其中 $Q = k_1 + k_2$ 是质心系总能量。

对二体终态图 (a) 和 (b), 可确定 \mathbf{p}_1 为喷注轴、 \mathbf{p}_1 与 \mathbf{b} 的夹角为 ϕ_0 对零阶图 (a) 有:

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{d\Omega} = \frac{d^2}{2Q^2} N_c \sum_j Q_j^2 \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \frac{2^{2\varepsilon} \mu_c^{2\varepsilon}}{\Gamma(1-\varepsilon)} \sin^2\phi,$$

式中 $\varepsilon = 2 - n/2$, n 是延拓后的闵可夫斯基空间的维数, α 是精细结构常数, N_c 是色数目, Q_j 是第 j 味夸克的电荷数, μ_c 是电磁耦合常数的量纲参数。

图 (b) 的贡献是它与零阶图的相干项。(b) 的单圈费曼积分是:

$$I^\mu = \gamma^\mu \frac{i\pi^{2-\varepsilon}}{(2\pi)^n} \left(-\frac{1}{Q^2} \right)^\varepsilon \frac{\Gamma(1+\varepsilon)\Gamma^2(1-\varepsilon)}{\Gamma(1-2\varepsilon)} \left\{ \frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8 \right\}.$$

于是二体终态图总贡献是:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(e)}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma^{(0)}}{d\Omega} - \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \left(\frac{4\pi\mu_g^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \\ &\times \frac{2^{2\varepsilon} \mu_c^{2\varepsilon}}{\Gamma^2(1-\varepsilon)} \left\{ \frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8 - \pi^2 \right\} \sin^2\phi, \end{aligned}$$

式中 $C_2(R) = \sum_a (\lambda^a/2)^2 = 4/3$, $a = 1, 2, \dots, 8$, $\lambda^a/2$ 是 $SU(3)$ 群的生成元, μ_g 是 QCD 耦合常数 g_s 的量纲参数。

三体终态图 (e) 和 (f) 对二喷注事件的贡献有如下四项:

- (1) 硬胶子与一个硬夸克(或反夸克)处于一个半顶角为 δ 的圆锥中。
- (2) 软胶子 ($P_{30} \leq \varepsilon'Q$) 韧致辐射。

(3) 软夸克(或反夸克)辐射.

(4) 硬夸克与硬反夸克处于一个半顶角为 δ 的圆锥中.

由图(e)和(f)易得散射幅的平方是:

$$\begin{aligned} \Sigma |\bar{A}|^2 = & (4\pi)^3 \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_i Q_i^2 \mu_g^2 \mu_c^4 \epsilon^6 16 N_c C_2(R) \frac{1}{Q^2 (1-x_1)(1-x_2)} \\ & \times \left\{ -(bp_1)^2 - (bp_2)^2 - b^2 \cdot \frac{(p_1 Q)^2 + (p_2 Q)^2}{Q^2} + \epsilon \left[(p_1 b)^2 + (p_2 b)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + 2(bp_1)(bp_2) + b^2 \left(\frac{(p_1 Q + p_2 Q)^2}{Q^2} - (p_1 + p_2)^2 \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

式中 $x_i = 2p_{i0}/Q$, $i = 1, 2, 3$. 依次作 n -维相空间积分如下:

(1) 当 p_1 和 p_3 处于同一锥角中时, p_2 成为喷注轴, 相空间中运动区域如图2中 A_1 . 当取到平方阶近似时有:

$$1 - \delta^2(1 - x_2)x_1 \leq x_2 \leq 1; 2\epsilon' \leq x_1 \leq 1 - 2\epsilon'$$

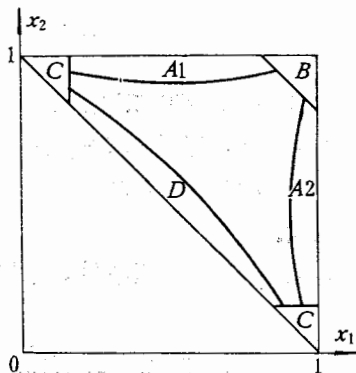


图2 相空间运动区域

因 p_1 和 p_2 地位称作相空间积分, 易算得:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(a)}}{dQ} = & \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_i Q_i^2 N_c C_2(R) \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\epsilon \left(\frac{4\pi\mu_g^2}{Q^2} \right)^\epsilon \frac{2^{2\epsilon} \mu_c^{2\epsilon}}{\Gamma^2(1-\epsilon)} \\ & \times \left\{ \left[\frac{1}{\epsilon} (4 \ln 2\epsilon' + 3 - 4\epsilon' + 8\epsilon'^2) - 4 \ln^2 2\epsilon' + 24\epsilon' \ln 2\epsilon' \right. \right. \\ & \left. \left. - 8 \ln \delta \ln 2\epsilon' - (6 - 8\epsilon' + 16\epsilon'^2) \ln \delta + 13 - \frac{4\pi^2}{3} - 12\epsilon' \right. \right. \\ & \left. \left. - 2\delta^2 - 8A(1) \right] \cdot \sin^2 \phi + \frac{1}{3} \delta^2 (3 \cos^2 \phi - 1) \right\}, \end{aligned}$$

其中 $A(1) = \int_0^{2\epsilon'} dx_1 \frac{\ln x_1}{1-x_1}$.

(2) 软胶子初致辐射. 有 $P_{20} > P_{10}$ 及 $P_{20} \leq P_{10}$ 两种不同情况, 可证明其贡献的差异是 $o(\epsilon^3)$ 阶的. 在相空间中运动区域如图2中 B , 并有:

$$2 - 2\epsilon' - x_1 \leq x_2 \leq 1; 1 - 2\epsilon' \leq x_1 \leq 1$$

作相空间积分, 易算得:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(b)}}{dQ} &= \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \left(\frac{4\pi\mu_g^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \frac{2^{2\varepsilon} \mu_c^{2\varepsilon}}{\Gamma^2(1-\varepsilon)} \\ &\times \left\{ \left[\frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{1}{\varepsilon} (-4\ln 2\varepsilon' + 8\varepsilon' - 4\varepsilon'^2) + 4\ln^2 2\varepsilon' + (8\varepsilon'^2 - 16\varepsilon') \right. \right. \\ &\left. \left. \times \ln 2\varepsilon' - \frac{\pi^2}{3} + 8\varepsilon' \right] \cdot \sin^2\phi + 4\varepsilon'^2(3\cos^2\phi - 1) \right\}. \end{aligned}$$

(3) 软夸克辐射修正. 当 $P_{10} \leq \varepsilon'Q$ 时, $P_{20} \geq P_{30}$ 和 $P_{20} < P_{30}$ 两种情况的差异是 $o(\varepsilon^3)$ 阶的. 相空间中运动区域如图 2 中 C . 积分可得:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(c)}}{dQ} &= \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \left(\frac{4\pi\mu_g^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \frac{2^{2\varepsilon} \mu_c^{2\varepsilon}}{\Gamma^2(1-\varepsilon)} \\ &\times \left\{ \frac{1}{\varepsilon} (-4\varepsilon' - 4\varepsilon'^2) - (8\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln 2\varepsilon' + 12\varepsilon' - 12\varepsilon'^2 \right. \\ &\left. = 8A(1) \right\} \sin^2\phi. \end{aligned}$$

(4) 硬夸克与硬反夸克处于同一锥角内, \mathbf{p}_3 成为喷注轴. 相空间中运动区域如图 2 中 D . 易积分得:

$$\frac{d\sigma^{(d)}}{dQ} = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left(\frac{4\pi\mu_c^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \left(\frac{4\pi\mu_g^2}{Q^2} \right)^\varepsilon \frac{2^{2\varepsilon} \mu_c^{2\varepsilon}}{\Gamma^2(1-\varepsilon)} \frac{2}{3} \delta^2 \sin^2\phi,$$

于是二喷注角分布为:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(2)}}{dQ} &= \frac{d\sigma^{(0)}}{dQ} - \frac{1}{2\pi} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left\{ \left[4\ln\delta \ln 2\varepsilon' + 3\ln\delta \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{\pi^2}{3} - \frac{5}{2} + (-4\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln\delta - 4\varepsilon' + 6\varepsilon'^2 + \frac{2}{3} \delta^2 \right] \sin^2\phi \right. \\ &\left. - \left(2\varepsilon'^2 + \frac{1}{6} \delta^2 \right) (3\cos^2\phi - 1) \right\}. \end{aligned}$$

若按习惯以入射正电子束 \mathbf{k}_2 方向为轴, 以 θ 表示喷注轴与入射轴夹角, φ 表示喷注轴方位角, 并以 $(\mathbf{b}, \mathbf{k}_2)$ 平面为 $\varphi = 0$, 可得:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(2)}}{dQ} &= \frac{\alpha^2}{4Q^2} N_c \sum_j Q_j^2 \left\{ 1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} \left[3\ln\delta + 4\ln\delta \ln 2\varepsilon' + \frac{\pi^2}{3} \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{5}{2} + (-4\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln\delta - 4\varepsilon' + 4\varepsilon'^2 + \frac{1}{2} \delta^2 \right] \right\} (1 + \beta \cos^2\theta \\ &- \beta \sin^2\theta \cos 2\varphi), \end{aligned}$$

其中 $\beta \simeq 1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} \left(8\varepsilon'^2 + \frac{2}{3} \delta^2 \right)$.

容易推广到极化率 $0 \leq p \leq 1$ 的一般情况:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(0)}}{dQ} &= \frac{\alpha^2}{4Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c \{ 1 + \cos^2\theta - p^2 \sin^2\theta \cos 2\varphi \} \\ \frac{d\sigma^{(2)}}{dQ} &= \frac{\alpha^2}{4Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c \left\{ 1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} \left[3\ln\delta + 4\ln\delta \ln 2\varepsilon' + \frac{\pi^2}{3} \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2}{5} + (-4\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln\delta - 4\varepsilon' + 4\varepsilon'^2 + \frac{1}{2} \delta^2 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\times (1 + \beta \cos^2 \theta - \beta p^2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi).$$

这结果显示了极化初态喷注方位角分布的不均匀性. 当 $p \rightarrow 0$ 零便得非极化初态二喷注, 可与 G. Sterman 及 S. Weinberg 的结果比较. 当 $\delta \sim 15^\circ$, $\epsilon' \sim 0.2$, $\alpha_s \sim 0.3$ 时, α_s 阶上修正项可达 10%. 当 ϵ' , δ 再大一些时, β 可降到 0.9 以下. 这两项修正均很可观.

三、极化初态 QCD 三喷注

验证 QCD 的关键之一是证实作为规范场的胶子的存在. C. H. Llewellyn Smith 的求和规则提出了强子中存在胶子的证据^[42]. 丁肇中等发现的三喷注事件又提供了胶子辐射的证据^[4]. 按 G. Sterman 和 S. Weinberg 的思想, 三喷注在 α_s 阶上由图 1 中 (e) 和 (f) 来描述. 然而在上节所述的四种情况下, 实验只观察到二喷注. 由 α_s 阶三体终态截面减去实验只观察到二喷注的情况, 便可得 QCD 对 α_s 阶三喷注截面的预言.

不考虑角分布时, 对完全极化的初态电子可写出轻子部分为:

$$L^{\mu\nu} = -\frac{Q^2}{3} \cdot \frac{g^{\mu\nu}}{1 - \frac{2}{3}\epsilon}$$

则 (e) 和 (f) 图给出:

$$\begin{aligned} \Sigma |\bar{A}|^2 &= (4\pi)^3 \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_i Q_i^2 \mu_c^{4\epsilon} \mu_g^{2\epsilon} \frac{8}{3} C_2(R) N_c \frac{1}{1 - \frac{2}{3}\epsilon} \\ &\times \left\{ (1 - \epsilon)^2 \left(\frac{1 - x_1}{1 - x_2} + \frac{1 - x_2}{1 - x_1} \right) + 2(1 - \epsilon) \frac{x_1 + x_2 - 1}{(1 - x_1)(1 - x_2)} \right. \\ &\left. - 2\epsilon(1 - \epsilon) \right\}. \end{aligned}$$

n -维三体相空间可写成:

$$\begin{aligned} \int d\Phi_3 &= (2\pi)^{4\epsilon-3} 2^{-5} Q^{-4\epsilon} \frac{\pi^{-2\epsilon}}{\Gamma^2(1 - \epsilon)} \beta(1 - \epsilon, 1 - \epsilon) \\ &\times \int dx_1 dx_2 (x_1 + x_2 - 1)^{-\epsilon} (1 - x_1)^{-\epsilon} (1 - x_2)^{-\epsilon}, \end{aligned}$$

在运动区域 A, B, C, D 中积分可得到:

$$\begin{aligned} \sigma^{(3)} &= \frac{4}{3} \frac{\alpha^2 \alpha_s}{Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left\{ 3 \ln \delta + 4 \ln \delta \ln 2\epsilon' - \frac{7}{4} + \frac{\pi^2}{3} \right. \\ &\left. + (-4\epsilon' + 8\epsilon'^2) \ln \delta - 4\epsilon' + 6\epsilon'^2 + \frac{2}{3} \delta^2 \right\}, \end{aligned}$$

容易证明, 当初态电子不极化时, 轻子部分是:

$$L^{\mu\nu} = -\frac{Q^2}{3} \frac{1 - \epsilon}{1 - \frac{2}{3}\epsilon} g^{\mu\nu}.$$

因此在消去红外发散和质量奇异性以后, α_s 阶的三喷注截面实际上与人射束极化状

态无关。

三喷注的空间角关系如图 3 所示。把三个终态粒子所在平面的法线 \mathbf{n} 与 \mathbf{b} 的夹角叫 ψ , \mathbf{n} 与 \mathbf{k}_2 的夹角叫 θ 。由 (e) 和 (f) 图, 考虑了衰变平面的自转和绕 \mathbf{b} 的进动后, 对完全极化的 e^+e^- 束有:

$$L^{\mu\nu}H_{\mu\nu} = 16N_c C_2(R) \frac{Q^2}{4} \frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)} \left\{ x_1^2 + x_2^2 - \varepsilon[x_1^2 + x_2^2 + 2x_1x_2 - 4(x_1 + x_2 - 1)] \right\} (1 + \cos^2\psi).$$

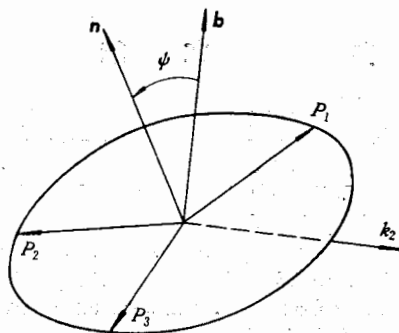


图 3 三喷注角关系

按前述五种情况积分, 并作相应的减除可得:

$$\frac{1}{\sin\psi} \frac{d\sigma^{(3)}}{d\psi} = \frac{\alpha^2\alpha_s}{2Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left\{ 3 \ln\delta + 4 \ln\delta \ln 2\varepsilon' - \frac{7}{4} + \frac{\pi^2}{3} + (-4\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln\delta - 4\varepsilon' + 6\varepsilon'^2 + \frac{2}{3} \delta^2 \right\} (1 + \cos^2\psi).$$

若按习惯, 以 \mathbf{k}_2 为轴, φ 表示 \mathbf{n} 的方位角, 以 $(\mathbf{b}, \mathbf{k}_2)$ 平面作 $\varphi = 0$ 位置, 再推广到极化率为 $0 \leq p \leq 1$ 的一般情况可得:

$$\frac{d\sigma^{(3)}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\alpha_s}{8\pi Q^2} \sum_j Q_j^2 N_c C_2(R) \left\{ 3 \ln\delta + 4 \ln\delta \ln 2\varepsilon' - \frac{7}{4} + \frac{\pi^2}{3} + (-4\varepsilon' + 8\varepsilon'^2) \ln\delta - 4\varepsilon' + 6\varepsilon'^2 + \frac{2}{3} \delta^2 \right\} \times (2 + \sin^2\theta + p^2 \sin^2\theta \cos 2\varphi).$$

此式也表示出方位角上分布的不均匀性。

四、小结与讨论

(1) ε' 和 δ 引起的截面修正在实际测量条件下可达 10% 左右, 在考虑更高阶的微扰计算前, 这是不可忽略的。

(2) 对角分布的修正项 $(1 - \beta)$ 随 ε' 和 δ 增大而增大, 在质心系能量足够高时应能观察到^[10]。

(3) 二喷注角分布的主导项仍然是简单部分子模型的预言。极化率是 p 时为 $(1 +$

$\cos^2\theta - p^2\sin^2\theta\cos 2\varphi$). 三喷注角分布为 $(2 + \sin^2\theta + p^2\sin^2\theta\cos 2\varphi)$. 均显示出方位角分布不均匀.

(4) QCD 预言的三喷注事件是 α_s 阶的, 因此实验观察比二喷注困难^[4].

(5) 本文用维数正常化方法计算 α_s 阶费曼图所得结果与给胶子一个小质量的正常化方法相同.

感谢汪容、杨炳麟教授的有益讨论.

参 考 文 献

- [1] George Sterman and Steven Weinberg *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977), 1436.
- [2] e.g. Yu. L. Dokshitzer, D. I. Dyakonov and S. I. Troyan, *Phys. Lett.*, **78B** (1978), 290.
- [3] e.g. K. Shizuya and S.-H. H. Tye, *Phys. Rev., Lett.*, **41**(1978), 787.
- [4] D. P. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 330; JADE Collaboration *Phys. Lett.*, **88B** (1979), 171; TASSO Collaboration *Phys. Lett.*, **89B**, (1980), 418; PLUTO Collaboration *Phys. Lett.* **90B**, (1980), 312; JADE Collaboration *Phys. Lett.* **91B**, (1980), 142.
- [5] B. Humpert and W. L. Van, *Neerven Phys. Lett.* **89B** (1979), 69.
- [6] A. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий «Квантовая Электродинамика» Москва (1959).
- [7] 汪容: “规范场——量子化与重整化”, 浙江大学物理系印 (1980).
- [8] K. Konishi REF. TH. 2853-CERN (1980).
- [9] D. P. Barber et al., *Phys. Lett.*, **89B** (1979), 139.
- [10] S. Nandi and W. W. Wada *Phys. Rev.*, **D21**(1980), 76.
- [11] e.g. H. A. Olsen, P. Osland, I. Overbo, *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 286.
- [12] C. H. Llewellyn Smith *Phys. Rev.* **D4** (1971), 2392.
- [13] P. M. Stevenson, *Phys. Lett.* **78B** (1978), 451; B. G. Weeks, *Phys. Lett.*, **81B** (1979), 377; P. Binetruy, G. Girardi, *Phys. Lett.*, **81B** (1979), 377.
- [14] R. F. Schwitters “Experimental Review of Beam Polarization in High Energy e^+e^- Storage Rings” 1978; AIP Conference Proceedings No. 51 Particles and Fields Subseries No. 17.
- [15] T. Kinoshita, *J. Math. Phys.*, **3**(1962), 650; T. D. Lee and M. Nanenber, *Phys. Rev.*, **133** (1964), 1549.

QCD JET IN POLARIZED e^+e^- ANNIHILATION

DONG SHAO-JING LI WEN-ZHU

(Zhejiang University)

ABSTRACT

Following perturbative QCD theory, the two-jet and three-jet angular distributions in polarized e^+e^- annihilation is computed using the dimensional regularization scheme. The azimuthal inhomogeneity caused by the polarization is discussed. We also compute the exact formulae of dependence on ϵ' , δ to the second order and discuss the correction to G. Sterman and S. Weinberg's result.