粒子分辨 CCT 方法中的δ电子效应

朱永生　陈江川　程宝森

(中国科学院高能物理研究所　北京 100039)

摘要　提出了切伦科夫相关时间测量(CCT)中初始粒子在辐射体里产生的δ电子的干扰问题，以及降低干扰的方法．通过模拟计算给出了北京τ−C工厂探测器初步设计中CCT的π/K分辨本领．

关键词　切伦科夫相关时间测量　粒子分辨　δ电子　北京τ−C工厂

1　引言

高能加速器实验物理的发展方向之一是高亮度束流下的精密测量，建造中和拟建造的B介子工厂BaBar[1]、Bell[2]和北京τ−C工厂BTCF[3]为此种方向的代表，研究课题是$c\bar{c}$、$\tau^+\tau^-$、$B\bar{B}$产生阈附近的粲物理、τ物理和B物理。其中一个共同的重要问题是粒子分辨，尤其1—4GeV/c的π/K分辨和低于0.5GeV/c的μ/π分辨颇为困难，通常的TOF和dE/dx方法不适用，能量低于0.5GeV/c的μ子在典型的谱仪设计里[1—3]被内层的量能器吸收而无法由外层的μ计数器辨认，故它们主要靠切伦科夫探测器来分辨．目前已提出的有两类：气凝硅胶阈式计数器[4]和石英辐射体环象计数器[5]，但后者的环象测量和分析十分复杂，前者则占据空间很大，使其外围的电磁量能器体积增大，造价急剧上升．这两种方法都使用大量光电倍增管故价格昂贵．

新近K. Honscheid等提出用切伦科夫相关时间测量(Cherenkov Correlated Timing，简写CCT)[6]作粒子分辨，它具有空间小、测量简单、价格便宜等优点，又能满足1—4GeV/c π/K分辨和低于0.5GeV/c μ/π分辨的要求，有希望成为好的粒子分辨探测器．该方法目前处于模拟计算和模型试验阶段，虽然其基本测量原理易于实现，但有一些相关的问题需加以解决．例如"原始"粒子在CCT的辐射体中可产生δ电子，后者产生的切伦科夫辐射光子(以下简写为γ_δ)会与原始粒子的切伦科夫辐射光子(简写为γ_p)同时出现，导致对原始粒子信号的畸变．对此K. Honscheid的论文中没有指出和讨论．

本文对影响到利用CCT作粒子分辨是否可行的δ电子效应进行讨论和研究．以BTCF中的CCT初步设计为例，首先简要介绍CCT的工作原理，然后描述原始粒子在石英辐射体中产生δ电子的概率和各种分布，通过模拟计算给出γ_p和γ_δ的有关分布，讨论如何

1997-08-11收稿

压低δ电子对原始粒子信号的干扰，最后给出 BTCF 初步设计中 CCT 的π/K分辨本领.

2 BTCF 中 CCT 及工作原理

BTCF 中 CCT 的初步设计，是由 100 根长 3200mm、宽 40mm、厚 20mm 的长方体石英棒，在距对撞机对撞中心(IP)半径 850mm 处围成圆筒状. 每根石英棒两端与 Hamamatsu R6150 网栅抗磁型光电倍增管[7] PMT 耦合，PMT 的输出信号经 RC 电路和放大器进入定阈值甄别器，信号的过阈时刻 t_l作为 TDC 的 stop 信号，TDC 的 start 信号与 e^+e^- 在 IP 的对撞时刻 t_0(时间零点)相对应(见图 1). CCT 处于 B = 1T 螺旋管磁场内. 速度β (> $1/n$)的带电粒子射入石英棒时(石英 $n = 1.46$)，所产生的γ_p光子以锥角χ辐射:

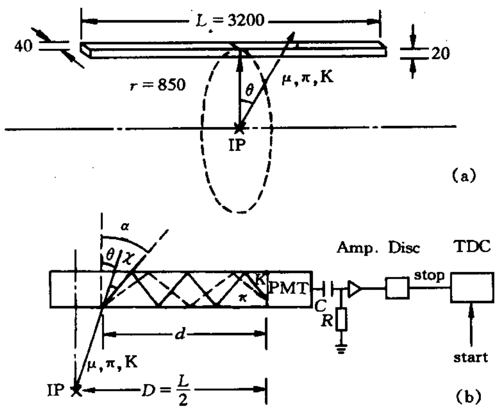

图 1　BTCF中的CCT探测系统(a)和CCT工作原理(b)

$$\cos\chi = \frac{1}{n\beta} = \frac{E}{np}\ , \tag{1}$$

χ 为γ_p相对于粒子飞行方向的夹角，p 和 E 为粒子的动量和能量. 在对撞点产生并出射的粒子的动量、射入石英棒的位置和角度θ可用 CCT 半径以内的径迹探测器给出. 所谓粒子分辨，就是确定一定动量粒子的质量. 由(1)式可知，动量相同的不同粒子(质量不同)其速度β不同，故辐射角χ不同. 测定了χ就实现了粒子分辨.

由图 1 可知，γ_p射向石英棒与空气界面的角度α的最大可能值为$\alpha = \theta + \chi$，当α大于临界角$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right)$，则$\gamma_p$在石英棒内通过内全反射到达棒端面的 PMT. 由于石英棒很薄(2cm)，忽略 γ_p 在石英棒内产生地点的微小差异，它在棒内走过的最短距离(到达端面)为 $d/\sin\alpha$，d 为粒子入射点到石英棒端面的距离.

CCT 依靠测量粒子的特征时间

$$t_l = t_1 + t_2 + t_c\ , \tag{2}$$

$$t_1 = \frac{r}{\cos\theta \cdot \beta c} = \frac{r}{\cos\theta}\,\frac{E}{cp}\ , \tag{3}$$

$$t_2 = \frac{D - r\tan\theta}{\sin\alpha} \cdot \frac{n}{c}\ , \tag{4}$$

来进行粒子分辨，t_1是粒子从对撞点(时间为 0)到达石英棒所需的时间，t_2是γ_p传输到石英棒端面所需的时间，t_c 是光子射入 PMT 到信号在甄别器过阈的时刻间的时间差，是一个常数. 对于射入石英棒位置和角度相同、动量 p 相同的不同粒子 i 和 j，CCT 测到的特征时间

t_l^{i}和 t_l^{j} 之差Δt^{ij}为

$$\Delta t^{\mathrm{ij}} = \left| t_l^{\mathrm{i}} - t_l^{\mathrm{j}} \right| = \left| \frac{r}{\cos\theta} \frac{E_{\mathrm{i}} - E_{\mathrm{j}}}{cp} + \frac{n}{c} (D - r\tan\theta) \left(\frac{1}{\sin\alpha_{\mathrm{i}}} - \frac{1}{\sin\alpha_{\mathrm{j}}} \right) \right| . \tag{5}$$

图 2 是 BTCF 设计中 CCT 对π、K 的时间差Δt与动量和入射角θ的关系曲线.

3　粒子在石英棒中的δ电子产生

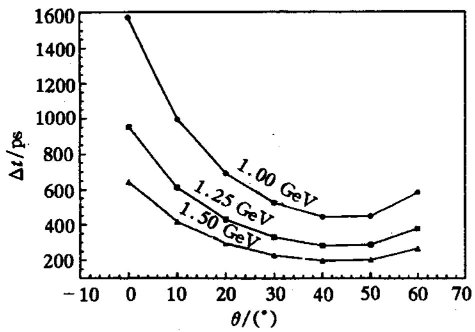

图 2　BTCF设计中的CCT对 π、K粒子测量的特征时间差Δt 与动量p和入射角θ的关系

自旋为 0 的带电粒子在每 cm 介质中产生动能 T—$T+\mathrm{d}T$的 1 个δ 电子的概率为[8]

$$\phi \mathrm{d}T = \frac{2Cz^2 m_{\mathrm{e}}}{\beta^2 T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}} \right) \mathrm{d}T, \tag{6}$$

$$T_{\max} = \frac{2m_{\mathrm{e}}(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma \dfrac{m_{\mathrm{e}}}{M} + \left(\dfrac{m_e}{M} \right)^2}, \tag{7}$$

式中 $T_{\max}$是 δ 电子的最大动能，M、z、β、γ ($= E/M$)是粒子的质量、电荷、速度和能量，C 为与介质有关的常数，

$$C = \pi N_A r_{\mathrm{e}}^2 \frac{Z\rho}{A} = 0.15023 \frac{Z\rho}{A} (\mathrm{cm}^{-1}). \tag{8}$$

对于石英，$Z = 10$，$A = 20$，$\rho = 2.2\mathrm{g/cm}^3$. 当 $r \ll \dfrac{M}{2m_{\mathrm{e}}}$ (本文研究的 K、π动量区间即属此类情况)，(6)式对自旋 1/2和 1 的粒子是很好的近似. 由此可求得粒子在每 cm 介质中打出的动能高于 T的 δ 电子数

$$\frac{\mathrm{d}N_\delta}{\mathrm{d}x} = \int_T^{T_{\max}} \phi \mathrm{d}T = 2Cz^2 m_{\mathrm{e}} \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\max}} \right) - \frac{1}{T_{\max}} \ln \frac{T_{\max}}{T} \right]. \tag{9}$$

当 δ 电子动能高于 $T_0 = 0.3725m_{\mathrm{e}} = 0.190\mathrm{MeV}$ 时，其速度$\beta_\delta > \beta_{\mathrm{th}} = 1/n$，则能在石英棒中产生 γ_δ 光子，从而干扰原始粒子的信号. 表 1 列出了 1GeV/c的 μ/π/K 以不同θ穿过 2cm 石英棒产生的动能高于 T_0的 δ 电子数 N_δ. 但这些 δ 电子产生的γ_δ 能否到达 PMT 而干扰原始粒子的信号取决于 N_δ的数值，δ 电子相对于原始粒子的发射极角和方位角θ_δ、ϕ_δ，以

表 1　p=1GeV/c 的μ/π/K在 2cm 厚石英棒中产生的动能大于 T_0 的δ电子数 N_δ

粒子 \ N_δ \ θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
μ	1.77	1.80	1.88	2.04	2.31	2.75	3.54
π	1.76	1.80	1.88	2.04	2.31	2.75	3.54
K	1.45	1.48	1.55	1.68	1.90	2.26	2.91

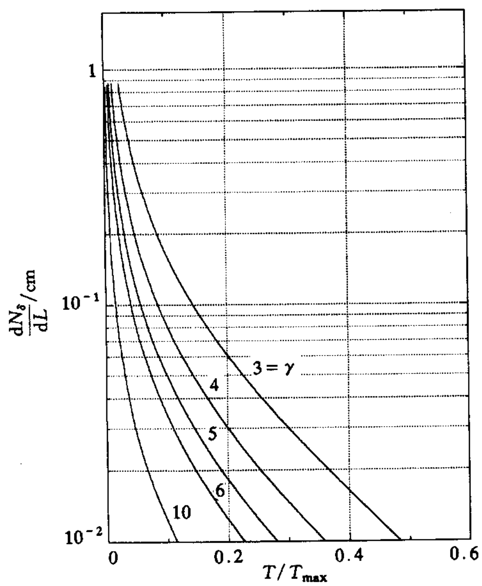

图3 能量$E=\gamma M$的μ、π、K在1cm石英中产生的动能高于T的δ电子数

及γ_δ相对于δ电子的极角和方位角．此外，还需考虑δ电子在石英中的能量损失以及在1T磁场中的运动．因此关系十分复杂．

由以上讨论可知，δ电子肯定对CCT粒子分辨产生干扰，但因关系复杂只能通过仔细的模拟研究才能确定．然而根据δ电子的产生机制和性质，可有以下定性的推断：

(1) 根据(6)式的δ电子能谱(亦见图3)，低能δ电子出现的概率很大，在BTCF 1T磁场中的运动轨迹是半径很小的螺旋线，故在石英棒中产生的γ_δ的角度分布相对均匀，γ_δ到达PMT的时间在时间轴上的分布亦相对均匀．这与原始粒子的特征时间相对集中形成鲜明对比．

(2) 由于δ电子能量低，且在石英棒中能量损失很快，故其路程很短，γ_δ光子数远小于原始粒子的γ_p光子数，故δ电子的干扰脉冲比原始粒子的信号幅度小．

(3) 粒子入射角θ接近$\theta_{max}\approx 60°$(粒子射到接近PMT的石英棒端部)，t_1的贡献占t_l的绝大部分，γ_δ的干扰最小，$\theta\approx 0°$附近，t_2对t_l的贡献大，γ_δ会对γ_p形成明显的干扰．

由此可知，由于δ电子干扰效应，CCT进行粒子分辨原理上仍然可行，但分辨能力降低，在$\theta\approx 0°$附近尤其明显．

4 模拟计算

按图1所示，从IP飞出的粒子以角度θ射入石英棒，产生若干个γ_p经全反射到达PMT窗，其脉冲信号经RC电路($R=50\Omega$, $C=100$pf)输入甄别器，前沿过甄别阈的时刻t_l作为TDC的停止信号．CCT通过t_l值来确定入射粒子速度β．入射粒子在石英棒中会产生δ电子，它们产生的γ_δ若到达PMT则可能使t_l值变化．模拟计算即是利用Monte Carlo方法模拟以上过程求得t_l值．

4.1 原始粒子的产生

在$\theta=0°$、$20°$、$40°$、$60°$产生动量$p=0.8$、1.0、1.5、2.0GeV/c的π和K，径迹室的角分辨取为$\sigma_\theta=1$mrad和$\sigma_\phi=0.5$mrad，粒子射入石英棒的位置在其宽度4cm的中心处．

4.2 δ电子产生

原始粒子在石英棒内产生的动能高于T_0的δ电子数N_δ按其方向θ和(9)式计算，然后按均匀随机抽样取整．产生位置沿原始粒子在石英棒内径迹长度均匀抽样．动能T按

(6)式抽样．方位角ϕ_δ在$(0,2\pi)$内均匀抽样．极角θ_δ由运动学关系推得

$$\cos\theta_\delta = \frac{m_e + E}{p}\sqrt{\frac{T}{T+2m_e}}\,. \tag{10}$$

δ 电子产生后，其运动轨迹按步长ΔS逐步跟踪，考虑其能量损失[7]

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 2Cm_e\left[\ln\frac{\pi^2 m_e^2}{(1-\beta^2)^{3/2}I^2(Z)} - 2.9\right], \tag{11}$$

$$I(Z) = 13.5Z(\mathrm{eV}),$$

多次散射，以及在磁场中的螺旋线运动

$$R\,(\mathrm{cm}) = \frac{10^3 p_\perp\ (\mathrm{GeV}/c)}{3H\,(\mathrm{T})}, \tag{12}$$

直到 δ 电子动能T低于阈动能T_0为止．δ 电子的追踪步长取为$\Delta S = \frac{2\pi}{100}R$.

4.3 切伦科夫辐射光子产生

以下步骤对原始粒子和 δ 电子产生的切伦科夫辐射光子（简称辐射光子）都相同．

粒子在单位长度石英中产生的波长λ—$\lambda+\mathrm{d}\lambda$间的辐射光子数为

$$\frac{\mathrm{d}N(\lambda)}{\mathrm{d}x\,(\mathrm{cm})} = \frac{2\pi Z^2}{137}\left(1-\frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right)\frac{\mathrm{d}\lambda}{\lambda^2}\,. \tag{13}$$

光子辐射极角χ按(1)式和石英中的色散关系[9]

$$n^2(\lambda) = 2.979 + \frac{0.0088}{\lambda^2 - 0.0106} - \frac{84.06}{96-\lambda^2} \tag{14}$$

计算，式中λ以μm为单位．辐射光子方位角在$(0,2\pi)$内均匀随机产生．辐射光子产生位置沿粒子径迹均匀随机抽样．

4.4 辐射光子在石英中传播

当$\alpha < \theta_c$时，则认为辐射光子不能全反射而损失；若$\alpha \geqslant \theta_c$则由全反射到达 PMT 被探测．在界面无损失，光在石英内的衰减由指数律描述

$$N(l) = N(l=0)\,\mathrm{e}^{-l/l_d}, \tag{15}$$

衰减长度l_d取为 858cm.

4.5 辐射光子在 PMT 中的探测

透紫入口窗、抗磁光电倍增管 Hamamatsu R6150 的性能见文献 [7]，1T 磁场下增益为

$G = 2.5 \times 10^5$，脉冲上升时间 $\tau = 2.5$ns，光阴极量子效率-λ 的关系在模拟中作了考虑，PMT 电子倍增导致的传输时间涨落(jitter)考虑为高斯分布，标准偏差 $\sigma_{TTS} = 187$ps．当光阴极产生 1 个光电子，PMT 的阳极输出电流为

$$i_0(t) = at^2 e^{-t/\tau}, \tag{16}$$

式中 $a = Q/2\tau^3$，$Q = eG = 4.0055 \times 10^{-8} \mu C$．PMT 对一个入射粒子的输出信号是入射粒子及其 δ 电子产生的所有γ_p、γ_δ 在 PMT 光阴极产生的所有单光电子信号按时间的迭加．

4.6 探测电子学

PMT 的单光电子的输出 $i_0(t)$经放大器放大 k 倍，变成 $V_{in}^0(t) = kat^2 e^{-t/\tau}$，经过 RC 回路后的信号为

$$V_{out}^0(t) = \frac{2ak\tau^3 R^2 C^2}{(\tau - RC)^3} e^{-t/RC} - \frac{akRC}{\tau - RC} e^{-t/\tau} \left[t^2 - \frac{2\tau^2}{\tau - RC} t + \frac{2\tau^3 RC}{(\tau - RC)^2} \right]. \tag{17}$$

一个入射粒子的输出信号 $V_{out}(t)$是所有单光电子相应的 $V_{out}^0(t)$的按时间叠加，它的上升沿到达甄别器的甄别阈设置值

$$V_{th} = 0.1 V_{in}^0(\max) = 0.4ka\tau^2 e^{-2} \tag{18}$$

的时刻 t_l作为最终的测量量．

5 δ 电子干扰效应及减小的方法

图 4 说明了δ 电子对 t_l的可能影响．图中(a)、(c)为不考虑和考虑 δ 电子时单个π(1GeV / c)产生的辐射光子到达 PMT 窗的时间分布，(b)、(d)为 RC 线路后的相应 $V_{out}(t)$．当甄别器阈值如图中虚线所示(数值相同)时，两者的 t_l(箭头所示)显然不同．换言之，由于 δ 电子干扰，测到的 t_l可能不反映入射粒子的速度．

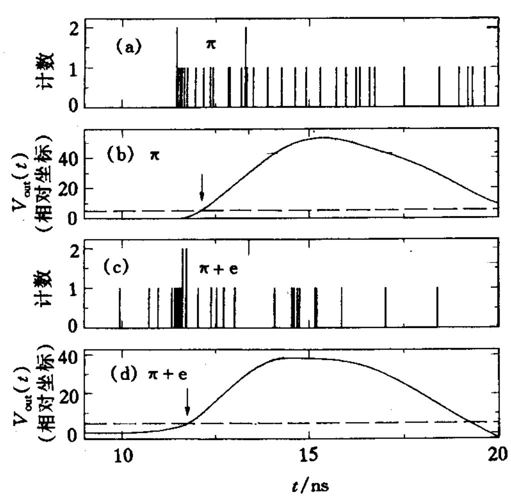

图 4 δ电子效应对 t_l的影响

1GeV/c π，θ=15°；(a)、(b)不考虑δ电子；(c)、(d)考虑δ电子．

图 5(a)显示了 500 个 1GeV/c的π/K 粒子以$\theta = 0°$入射时的 t_l分布，δ 电子效应已考虑在内．两个近似于高斯型的尖峰与π/K 产生的辐射光子对应，其平均值 $\bar{t}_l(\pi)$、$\bar{t}_l(K)$表征了 CCT 系统对π/K 的速度β_π、β_K的响应，其标准偏差σ_π，σ_K表征了对π/K 的速度分辨．高斯峰之前的 t_l 则是 δ 电子干扰所致，当不考虑δ

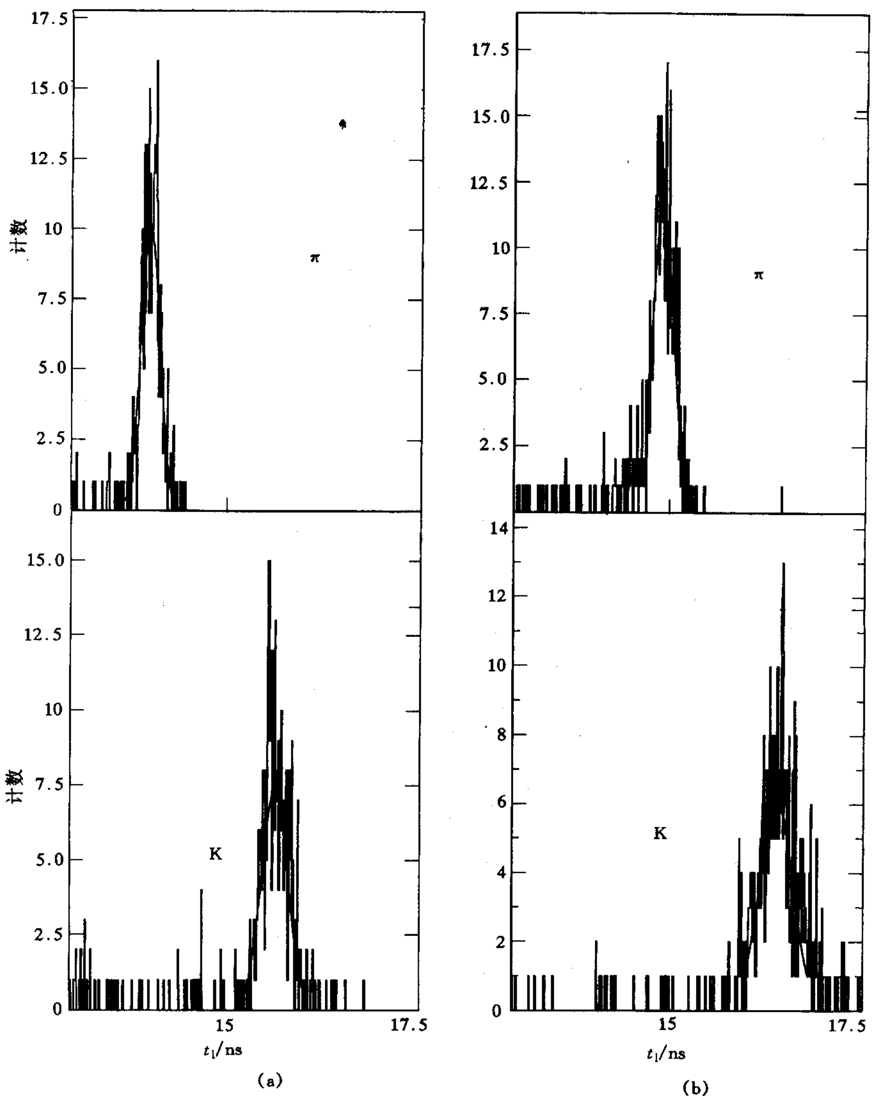

图 5　500 个 1GeV/c π/K在 $\theta = 0°$ 时的 t_l 分布

(a) 固定阈值 $V_{th} = 0.1V_{in}(\max)$；(b) 恒比定时阈 $V_{th} = 0.2V_{out}(\max)$.

电子干扰时不出现．定义误判率

$$r_K = N'_K / N_K \text{,} \tag{19}$$

式中 N'_K 是 K 粒子信号的 $t_l(K)$满足

$$t_l(K) < \bar{t}_l(K) - 3\sigma_K \equiv t_l(\text{cut}) \tag{20}$$

的 K粒子数，即 N'_K是其 $t_l(K)$不反映 K粒子真实速度的信号个数，N_K是 K粒子总数，$t_l(\text{cut})$则可作为π/K粒子区分的切割条件（$t_l < t_l(\text{cut})$信号视为π 粒子，反之为 K)．CCT 的π/K分辨本领用$\sigma_{\pi/K}$表示：

$$\sigma_{\pi/K}=\frac{\left|\bar{t}_{l}(\pi)-\bar{t}_{l}(K)\right|}{\sqrt{\sigma_{\pi}^{2}+\sigma_{K}^{2}+\sigma_{c}^{2}}}\ ,\tag{21}$$

式中σ_c是 CCT 系统之外的其它因素导致的 t_l测量中的附加不确定性，是一常数，例如 BTCF 中 e^+、e^-束流 z 向长度(～1cm)导致的时间测量的不确定性 33ps．在本文的情形下，σ_c比σ_π、σ_K(> 100ps)小得多，可以忽略．

表 2 的第一行列出了动量 1GeV/c K粒子的误判率 r_K与入射角θ的关系，第二行列出 1GeV/c的π与 K粒子的$\sigma_{\pi/K}$值．这些数值是 500 个 K 和π 粒子模拟计算求出的，甄别器阈值固定于 $V_{th}=0.1V_{in}^0(\max)$．在$\theta=0°—15°$区间内，误判率 r_K高达 20% 以上．这在实验中是不能容许的，必须设法解决这一 δ 电子效应导致的问题．

表 2　两种方法对 1GeV/c K/π的 r_K和$\sigma_{\pi/K}$值

	θ	0°	5°	10°	15°	20°
固定阈值法	r_K	0.218	0.266	0.290	0.236	0.132
$V_{th}=0.1V_{in}^0(\max)$	$\sigma_{\pi/K}$	7.91	8.09	6.70	5.95	5.17
恒比定时阈法	r_K	0.064	0.078	0.038	0.006	0.000
$V_{th}=0.2V_{out}(\max)$	$\sigma_{\pi/K}$	5.93	4.36	4.11	3.93	3.73

由于γ_δ 个数比 γ_p 少，且γ_δ 在时间轴上分布比较均匀，它的贡献是使一个粒子的输出脉冲 $V_{out}(t)$的前沿变得平缓，但平缓部分的幅度较低(见图 4(d))．因此，若将 V_{th}设定为一个固定的较高的值，r_K会减小，但σ_π、σ_K会明显增加，$\sigma_{\pi/K}$减小而降低了π/K分辨能力．一个合适的方法是采用恒比定时阈

$$V_{th}=0.2V_{out}(\max)\ ,\tag{22}$$

$V_{out}(\max)$是 $V_{out}(t)$的幅度最大值，既可减小 r_K值，又使$\sigma_{\pi/K}$不至于明显变坏．这种情形

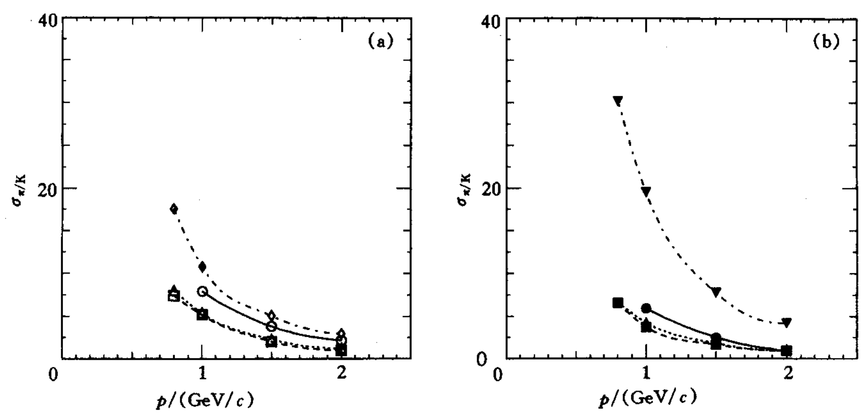

图 6　两种方法的$\sigma_{\pi/K}$–p关系

(a) ○、□、△、◇对应于$\theta=0°、20°、40°、60°$，固定阈 $V_{th}=0.1V_{in}^0(\max)$；

(b) ●、■、▲、▼对应于 $\theta=0°、20°、40°、60°$，恒比定时阈 $V_{th}=0.2V_{out}(\max)$．

下1GeV/c K/π 的 r_K和$\sigma_{\pi/K}$值也列于表 2 中，$V_{out}(t)$的 t_i分布($\theta=0°$)则示于图 5(b)．由表 2 可知，r_K已减小到可接收的程度；作为代价，在θ小角度区域，$\sigma_{\pi/K}$较之固定阈值法略有下降．

大致地说，当$\sigma_{\pi/K}\geqslant 2$时，可实现π/K的有效分辨．图 6 给出了上述两种方法的$\sigma_{\pi/K}$与动量 p 的关系．由图可知，利用恒比定时阈法，在目前 BTCF 的 CCT 设计中可对动量 $p\leqslant$ 1.5GeV/c 的π/K 实现有效的分辨．固定阈值法虽然对多数θ区域内有较高的$\sigma_{\pi/K}$值，但在θ大角度区并无优势，尤其在θ小角度区有相当大的 K/π误判率，因而实际上无法使用．

6 结论

(1) Honsheid 等[6]提出的 CCT 粒子分辨方法必须考虑原始粒子在切伦科夫辐射体中产生的 δ 电子的干扰效应．

(2) δ 电子产生的辐射光子在时间轴上分布均匀，原始粒子产生的辐射光子在时间轴上分布相对集中，因此利用适当的方法减小 δ 电子干扰效应成为可能，但粒子分辨能力有一定程度的降低．

(3) 恒比定时阈法使π/K误判率降低到可接受的程度，可在 BTCF CCT 目前的设计下实现 $p\leqslant$1.5GeV/c的π/K有效分辨．

(4) 利用上升时间更快、渡越时间涨落 (σ_{TTS})更小的光电信增管可改善 CCT 的粒子分辨能力，扩展π/K 有效分辨的动量区间，但这有赖于石英窗、抗磁光电倍增管技术的发展．

感谢盛华义、高翠山研究员与我们在电子学方面的有益讨论．

参　考　文　献

[1] BaBar Collab. Letter of Intent for the Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-II. SLAC: SLAC-443, 1994. 1—325

[2] Belle Collab. Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays. KEK: KEK Report 94-2, 1994. 1—330

[3] Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences. Feasibility Study Report on Beijing Tau-Charm Factory. Beijing: IHEP-BTCF Report-03, 1996. 1—303

[4] Coyle P, et al. Workshop on Detector Issues for a High Luminosity B Factory at SLAC. SLAC-373, 1991

[5] Eichler R. Motivation and Design Study for a B Meson Factory With High luminosity. PSI Report, SIN-PR -86-13, 1986

[6] Honscheid K, Selen M, Sivertz M. Particle Identification via Cherenkov Correlated Timing. Nucl Inst Meth, 1994, **A343**: 306—310

[7] Hamamatsu. Photomultiplier Tubes and Assemblies for Scintillation Counting and High Energy Physics. Hamamatsu, 1994. 1—28

[8] Rossi B B. High Energy Particles. New York: Prentice-Hall Inc., 1952. 1—569

[9] Selen M, Honscheid K. Particle ID via Cerenkov Correlated Timing. CLEO Preprint, 1992, CBX92-116: 1—22

The δ Ray Effect in Particle Identification via Cherenkov Correlated Timing

Zhu Yongsheng   Chen Jiangchuan   Cheng Baosen

(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100039)

Abstract The interference effect from δ electrons created by primary particle passing through radiator in Cherenkov Correlated Timing (CCT) technique is discussed, and the possible method to diminish this interference effect is proposed. The capability for π / K separation is given by Monte Carlo simulation for CCT design of the Beijing Tau–Charm Factory.

Key words Cherenkov correlated timing, particle identification, δ electron, Beijing Tau–Charm Factory

Received 11 August 1997