

探测低动量粒子的高精度中心 漂移室性能的估算

童国梁 黄秀萍 马基茂 陈 昌
张勤俭 吴义根 易 凯

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 分析估算了用于探测低动量带电粒子的高精度中心漂移室(CDC)的动量分辨率与电离能损,对低动量带电粒子的动量测量以及利用 dE/dx 识别粒子的能力进行了讨论,并探讨了 CDC 对两个典型过程的探测性能.

关键词 动量分辨率 多次散射 辐射长度 电离能损 粒子识别

1 引言

B 粒子工厂^[1,2], Φ 粒子工厂^[3]和 τ -粲粒子工厂(TCF)^[4]均需要有能精密测量低动量带电粒子的中心漂移室(CDC).除此而外,CDC还通过测量电离能损 dE/dx 参与对带电粒子的识别.本文研究的 CDC 是为拟议中的北京 τ -粲粒子工厂(BTCF)设计的,CDC 安置于由超导磁体提供的 1.0T 轴向磁场中,它的内、外半径分别为 4cm 和 75cm.多次库仑散射是影响 1GeV 以下的低动量粒子动量分辨的重要因素,为了减少多次散射,CDC 内壁由厚 0.5mm 的铍管(0.1 辐射长度)构成.为了给对撞机的 β 磁铁留出空间并保持足够的接收度,CDC 端板设计成圆锥状,内壁铍管长 60cm 使内层丝的长度变短,接近外壁的丝长 3.1m.这种设计将有效地减少单次击中. BTCF 探测器总体安排简图见文献 [4].

CDC 采用小单元室结构^[4],可以保证有更好的空间分辨率.灵敏丝采用直径 30 μ m 的镀金钨丝,场丝为直径 100 μ m 的镀金铝合金丝,每根灵敏丝安置于一组 16 根场丝的中心,最内层因空间限制,场丝减为 8 根. CDC 采用 40 次均匀取样测量,共有灵敏丝 5400 根,场丝 38448 根.

为了减少多次散射的影响,减少光电截面以降低同步辐射光产生的本底,低 Z 的 He 基混合气体(例如 80%He 和 20%CH₄)作为首选的工作气体.但 He 基气体与广泛用作漂移室工作气体的 Ar 基气体在成分上有较大差别,He 基气体的电离性能和粒子识别性能是必须研究清楚的问题.

本文基于上述设计对 CDC 的探测性能,包括动量分辨率、电离能损以及相关的粒子

识别性能做出定量估算.

2 中心漂移室的动量分辨率

2.1 一些相关公式

为方便起见, 这里引入 $C \equiv \text{ctg} \theta$ 作为变量, 式中 θ 为极角, 即出射粒子方向与电子束 (z 轴) 方向的夹角. 由 C 的定义, 可知 $C \equiv p_z / p_t$, p_t 和 p_z 分别为带电粒子动量的横向和 z 向分量. 对于总动量 p , 则有

$$p^2 = p_t^2 + p_z^2.$$

总误差合成公式为

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}\right)^2 + \left(\frac{C}{1+C^2}\right)^2 \sigma_c^2, \quad (1)$$

式中的 p_t 和 C 项的误差均包括多次散射和带电径迹位置测量两部分的贡献.

在实际测量中, 位置与方向的测量误差又都与测量取样点的数目有关. 考虑到这一因素后的各项误差可分别表示如下¹⁾ [5]:

由多次散射引入 p_t 的误差

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}\right)_{\text{MS}} = \frac{0.0136}{0.003BL\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0} \left(\frac{p}{p_t}\right)} C_N; \quad (2)$$

由多次散射引入式(1)中有关 C 项的误差

$$\left(\frac{C}{1+C^2} \sigma_c\right)_{\text{MS}} = \frac{0.0136}{p\beta} C \sqrt{\frac{L}{X_0} \left(\frac{p}{p_t}\right)} E_N; \quad (3)$$

在轴向磁场中, 由在 $r-\phi$ 平面上径迹位置测量误差 σ_x 引入 p_t 的误差

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}\right)_{\text{PM}} = \frac{3.3 \times 10^2}{BL^2} \sigma_x p_t A_N; \quad (4)$$

由径迹 z 向测量误差 σ_z 引入 C 的误差

$$\left(\frac{C}{1+C^2} \sigma_c\right)_{\text{PM}} = \left| \frac{C}{1+C^2} \right| \frac{\sigma_z}{L} B_N; \quad (5)$$

由于 $C \equiv \text{ctg} \theta$, 容易得出

$$\sigma_c = \frac{\sigma_\theta}{\sin^2 \theta}.$$

1) Weinstein Alan, Private Communication, Aug. 21, 1996

上列公式中, L (cm) 为带电粒子通过的空间距离在 r - ϕ 平面上投影圆弧的弦长, X_0 (cm) 为介质的辐射长度, β 为带电粒子以光速为单位的的速度, B (T) 为磁场强度, C_N , E_N , A_N 与 B_N 为同测量点数 N 相关的统计因子. p 和 p_t 以 GeV/c 为单位; σ_x 和 σ_z 均以 cm 为单位. 由于 CDC 实际使用中测量取样点可达 40, 这时 $C_N = \sqrt{1.43}$, $E_N = \sqrt{0.23}$, $A_N = 26/\sqrt{N}$, $B_N = 3.4/\sqrt{N}$. 在计算多次散射对动量分辨率的贡献时, 需要计算室内介质的辐射长度. 对于混合气体的等效辐射长度 X_{MG} , 可由下式计算^[6]:

$$\frac{1}{X_{\text{MG}}} = \sum_{j=1}^N W_j / X_j, \quad (6)$$

式中 N 为混合气体中所含气体种类数, X_j 为第 j 种气体以 g/cm^2 为单位的辐射长度, W_j 为第 j 种气体所占重量百分比.

CDC 工作丝对带电粒子动量分辨率的影响可以用近似的方法估计: 假设工作丝物质均匀弥散于气体所在的整个空间, 从而得到相应的等效辐射长度. 计算混合气体、钨丝和铝丝的相对重量百分比, 最后由 CDC 的平均密度可以算得介质合成的辐射长度 $X_0 = 329\text{m}$. 利用类似的方法, 也可以把外径 4cm, 壁厚 0.5mm 的铍管考虑进去, 这时的辐射长度略为缩短, 变为 310m.

2.2 中心漂移室动量分辨率的估算

根据 (2.1) 节中的公式, 可以定量估算 CDC 对带电粒子的动量分辨性能. 由于公式显示了对粒子运动速度 β 的依赖性, 这里以 π 介子为例进行计算. 磁场 B 取 1T, σ_x 取 0.0150cm, σ_z 取 0.4cm. 图 1 为当带电的 π 介子垂直入射 ($\cos\theta = 0$) 时估算得到的横动量分辨率随入射动量的变化. 当动量小于 $100\text{MeV}/c$ 时, 动量分辨率将随着入射粒子动量的变小而急剧变坏, 这是因为测量点数 N 和弦长 L 迅速变小造成的; 当动量大于 $200\text{MeV}/c$ 时, 动量分辨率可达 0.4%.

图 2 给出了对不同动量的带电粒子, 影响动量分辨的各项对动量分辨率的贡献. 图上 Term1—4 分别表示公式 (2)—(5) 的贡献, 从这些图上看, 在 $p < 1000\text{MeV}/c$ 时, 由

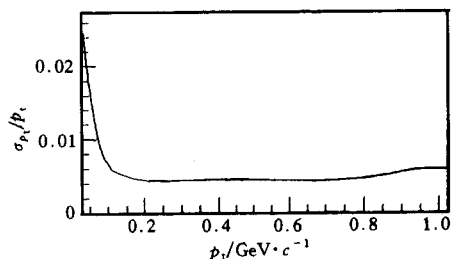


图 1 带电 π 介子垂直入射 ($\cos\theta = 0$) 时动量分辨率随动量的变化

多次散射引入 p_t 的误差是主要的, 但随着动量的增加, 径迹位置测量误差 σ_x 的贡献逐渐变大, 当动量达到 $1000\text{MeV}/c$ 时, 两者的贡献基本相当. 图 2 也给出了动量分辨率随 $\cos\theta$ 的变化. 当 $\cos\theta$ 在 -0.75 到 0.75 区间时变化不大, 但在前后向小角度区, 动量分辨率迅速变差.

图 3 给出了具有不同动量的带电粒子在不同极角时所达到的测量取样数, 动量大于 $100\text{MeV}/c$ 的带电粒子差不多可以达到全部 40 次取样, 而动量在 $100\text{MeV}/c$ 或更低的带电粒子只能在 CDC 内作螺旋线运动, 达不到这样高的取样数.

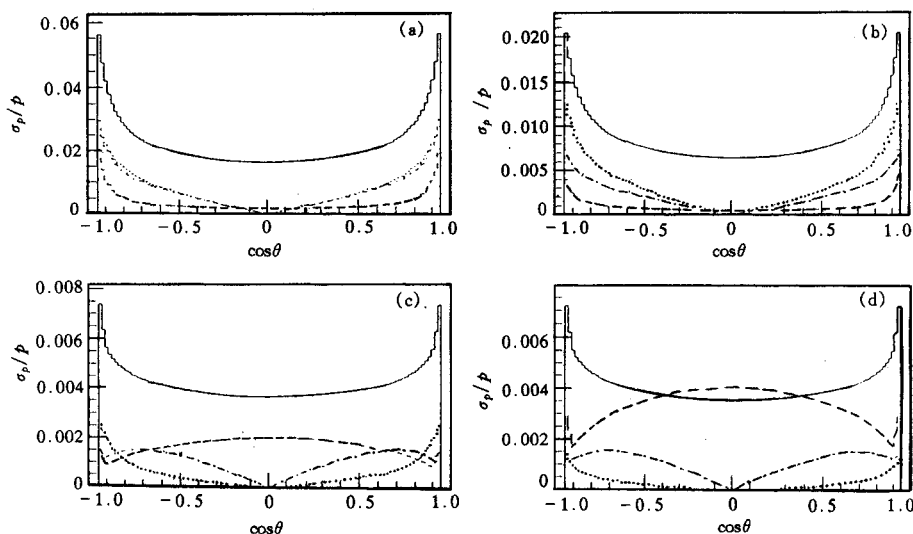


图 2 在不同动量情况下, 影响动量分辨率的各项的贡献

— Term1; Term2; - - - Term3; - · - · Term4.

(a) $p = 50\text{MeV}/c$; (b) $p = 100\text{MeV}/c$; (c) $p = 500\text{MeV}/c$; (d) $p = 1000\text{MeV}/c$.

2.3 两个典型过程的探测研究

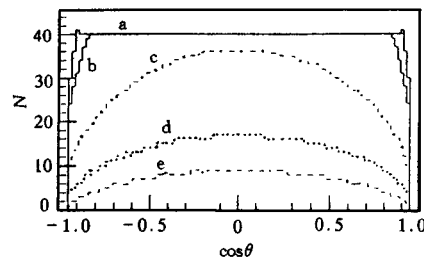
在 τ - c 能区, $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$ 和 $\tau^\pm \rightarrow (5\pi)^\pm \nu_\tau$ 两个过程是很典型的, 前一个过程产生的带电 π 介子极软, 动量仅 $\sim 30\text{MeV}/c$; 后一个过程用来测量 τ 中微子的质量.

1) $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$

在 $D^{*\pm}$ 产生域(质心能量 $E_{\text{cm}} = 4.02\text{GeV}$), 考虑 $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ 衰变道(这是 D^0 的主要衰变道, 分支比为68.3%), $D^{*\pm}$ 的终态粒子为 $K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$. 该过程的终态粒子由相空间方式产生. 用(2.1)节中影响动量分辨率的各项对终态粒子的动量进行随机弥散, 然后对弥散后的径迹进行质量重建.

图4给出了与 D^0 同时产生的软 π 介子的横动量分布. 当选择切割值 N (测量取样数) > 4 和 $|\cos\theta| < 0.75$ 时, 效率达78.5%. π 介子的动量分布在 $16\text{--}50\text{MeV}/c$ 范围, 峰值位于 $32\text{MeV}/c$ 左右, 约有60%的 π 介子动量大于 $30\text{MeV}/c$. 图5(a)给出由 πK 重建 D^0 的质量分布, 质量分辨 $\sigma_{m_{K\pi}} \approx 3.46\text{MeV}/c^2$. 图5(b)给出终态 $\pi K \pi$ 的质量分布, $\sigma_{m_{\pi K \pi}} \approx 3.48\text{MeV}/c^2$. 考虑到 D^* 质量为 $2010\text{MeV}/c^2$, 能达到这样的重建质量分辨是令人满意的.

2) $\tau^\pm \rightarrow (5\pi)^\pm \nu_\tau$

图 3 具有不同动量的带电 π 介子以不同方向入射时可达到的测量取样数a. $p = 300\text{--}1000\text{MeV}/c$; b. $p = 200\text{MeV}/c$;c. $p = 100\text{MeV}/c$; d. $p = 50\text{MeV}/c$;e. $p = 30\text{MeV}/c$.

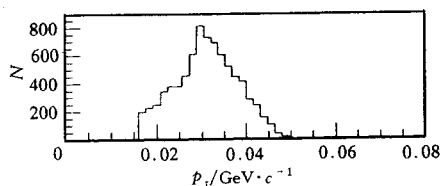
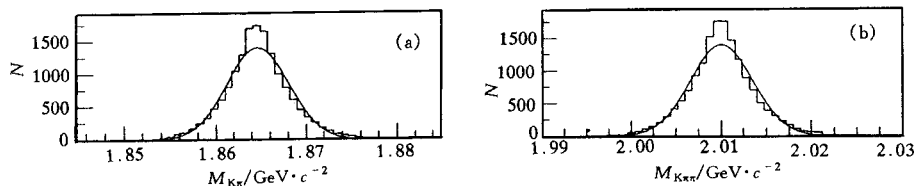


图 4 $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ 衰变中由 D^0 衰变产生的软 π 介子动量谱

分辨率的各项公式随机弥散, 由弥散后的 5π 径迹的质量重建得出 CDC 对 5π 事例的质量



(a) 由 πK 重建 D^0 的质量分布

(b) 由 $\pi K \pi$ 重建 D^{*+} 的质量分布

图 5

分辨 $\sigma_{m_{5\pi}}$ 分别为 $1.25 \text{ MeV} / c^2$ 和 $2.30 \text{ MeV} / c^2$. 利用最大似然法确定 CDC 中 m_{ν_τ} 的探测上限. 考虑用 τ 的另一支 e, μ 衰变道作标记, 则在一年中可以得到的 $\tau \rightarrow (5\pi) \nu_\tau$ 并且 $m_{5\pi} > 1.750 \text{ GeV} / c^2$ 的事例数为

$$N_{\text{tag}} = 2 \times N_{\tau\tau} \times (B_e + B_\mu) \times B_{5\pi} \times f_{\text{end}} \times \varepsilon_{15\pi}, \quad (7)$$

式中, $N_{\tau\tau}$ 为一年中产生的 $\tau^+ \tau^-$ 对数; B_e 和 B_μ 分别为 τ 衰变到 e 和 μ 的分支比; $B_{5\pi}$ 为 τ 衰变到 5π 道的分支比; $\varepsilon_{15\pi}$ 为在上述标记下的选择效率; f_{end} 表示在 5π 衰变道中 $m_{5\pi} > 1.75 \text{ GeV} / c^2$ 事例占该道总事例数的比例. 最后一项 f_{end} 具有强烈的模型依赖性, 若假设 5π 是相空间方式衰变或是通过 $A + 2\pi$ 或 $2\rho + \pi$ 不同的中间过程时, f_{end} 值相差甚远 (几十倍). 为避免这种不确定性, 这里讨论在不同的 N_{tag} 情况下, $\sigma_{m_{5\pi}}$ 对确定 m_{ν_τ} 上限的影响. 对确定的 N_{tag} , 可以得到 m_{ν_τ} 的最大似然密度分布 $L(m_{\nu_\tau})$, 并通过下式计算在一定置信度下的 m_{ν_τ} 的上限:

$$C.L. = \int_0^{m_{\nu_\tau}} L(m_{\nu_\tau}) dm_{\nu_\tau}.$$

当 $N_{\text{tag}} = 20$ 时, 在 95% 置信度下 $m_{\nu_\tau} = 5.7 \text{ MeV} / c^2$. 表 1 给出了利用单函数拟合的最大似然法在一定的 $\sigma_{m_{5\pi}}$ 和 N_{tag} 下得出的 m_{ν_τ} 上限 (95% 置信度). 显然, 在已有 CDC 设计下的 $\sigma_{m_{5\pi}} = 2.30 \text{ MeV} / c^2$ 明显比 $\sigma_{m_{5\pi}} = 10 \text{ MeV} / c^2$ 时好.

表 1 不同 N_{tag} 情况下预期可达到的 m_{ν_τ} 上限 (95% C.L.) (单位: MeV / c^2)

抽样数	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\sigma_{m_{5\pi}} = 10.00$	10.41	7.34	6.00	5.28	4.63	4.23	3.84	3.55	3.26	3.00
$\sigma_{m_{5\pi}} = 2.30$	8.60	5.71	5.00	4.27	3.52	3.33	3.00	2.73	2.64	2.50

若用双函数拟合的最大似然法可以得到 $m_{\nu_e} < 1.00 \text{MeV} / c^2$ ^[7].

3 电离能损与粒子识别性能的估算

3.1 电离能损的估算

在普通漂移室中, dE / dx 测量的取样厚度一般为 1 至几个 cm, 其单丝电离脉冲高度为 Landau 分布, 在能量损失较高部分有一很长的尾巴, 主要由 δ 电子形成, 所以常用最可几能损表示带电粒子在漂移室气体中的电离损失, 其表达式如下^[8]:

$$\Delta E = 0.153 \frac{Z}{A} \cdot \rho t \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 0.153 \frac{Z}{A} \rho t}{I^2} + 0.891 + 2 \ln \beta \gamma - \ln \beta^2 - \beta^2 - \delta \right], \quad (8)$$

式中: ΔE 为最可几能量损失 (MeV); t 为取样厚度 (cm); Z, A, ρ (g / cm^3) 分别为介质的原子序数、原子量和密度; m_e 为电子质量; $m_e c^2 = 0.511 \text{MeV}$; β 为带电粒子速度 (以光速为单位); $\gamma = 1 / (1 - \beta^2)^{1/2}$, I 为平均电离能, δ 为密度效应修正系数, 一般表示为^[9]:

$$\begin{aligned} \delta &= 0 & (x < x_0); \\ \delta &= 4.6052x + c + a(x_1 - x)^m & (x_0 < x < x_1); \\ \delta &= 4.6052x + c & (x > x_1); \\ x &= \log(\beta\gamma). \end{aligned}$$

以上各种参数和公式只适用于单质元素, 混合物的电离能损由下式计算^[10]:

$$\Delta E = \sum w_i (\Delta E)_i \quad (9)$$

w_i 与 ΔE_i 为第 i 种元素的混合比与电离能损.

CDC 用于 dE / dx 测量的主要参数是: 40 根信号丝, 取样厚度 1.875cm. 利用公式 (9) 分别计算了以 He 基气体 (80%He + 20%CH₄) 和 Ar 基气体 (89%Ar + 10%CO₂ + 1%CH₄) 为工作气体时 CDC 的电离能损, 所用气体的主要参数如表 2^[9].

表2 He基气体与Ar基气体的电离性能参数

	a	m	x_0	x_1	$I(\text{eV})$	$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	c	Z	A
He	0.011	7.63	2.20	4.00	41.8	1.78×10^{-4}	-11.139	2.0	4.00
CH ₄	0.159	3.00	1.60	4.00	44.1	7.17×10^{-4}	-9.570	10.0	16.04
Ar	0.190	3.00	1.76	4.50	188.0	1.78×10^{-3}	-11.948	18.0	39.95
CO ₂	0.194	3.00	1.63	4.00	85.0	1.98×10^{-3}	-10.154	22.0	44.00
80%He+20%CH ₄					42.5	2.85×10^{-4}		3.6	6.40
89%Ar+10%CO ₂ +1%CH ₄					196.1	1.78×10^{-3}		18.32	40.12

图 6(a)、(b) 分别是 He 基与 Ar 基工作气体中电子, π 介子, K 介子和质子的 ΔE 随粒子动量的分布, 横坐标为粒子动量的对数值. 除电子较早进入相对论区显示平坦的分布外, π 、K、p 的分布形式相近并在不同的动量处具有相同的最小电离损失 (对 He 基气体 $\sim 0.6 \text{keV}$). 对于 π , 相应于最小电离点的 $p \sim 500 \text{MeV} / c$.

3.2 粒子识别能力估算

为了估计和衡量探测器识别粒子的能力, 定义一个以标准偏差为单位的量, 称作识别

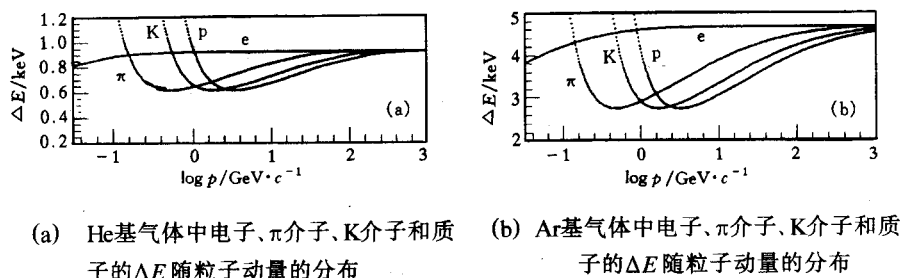


图 6

系数 $S^{[11]}$.

$$S = \frac{\Delta E}{\sigma_n} = \frac{|\Delta E_i - \Delta E_\pi|}{\sigma_n}, \quad (i = e, K, p), \quad (10)$$

其中 ΔE_i 和 ΔE_π 分别是相同动量下的 i 粒子和 π 粒子的最可几能损, σ_n 为 n 次测量 π 粒子能损的平均分辨率, 其经验公式如下^[12]:

$$\sigma_n = \frac{81.0n^{-0.46}(\xi/I)^{-0.32}}{2.35}. \quad (11)$$

利用 (11) 式, 得到在 He 基气体取样厚度为 1.00cm 和 1.87cm 时 σ_{40} 分别为 7.5% 和 6.3%. 从 (9) 式中得到粒子在不同动量时的 ΔE 值, 代入 (10) 式得到探测器识别粒子的能力随动量的变化关系, 结果见图 7(a)、(b). 从图中可见, 当 t 为 1.00cm 时, 达到 $3\sigma_n$ 的 K/π 和 p/π 分离的动量分别可到 0.70GeV 和 1.10GeV. 当 t 为 1.875cm 时, 达到 $3\sigma_n$ 的 K/π 和 p/π 分离的动量分别可到 0.75GeV 和 1.30GeV.

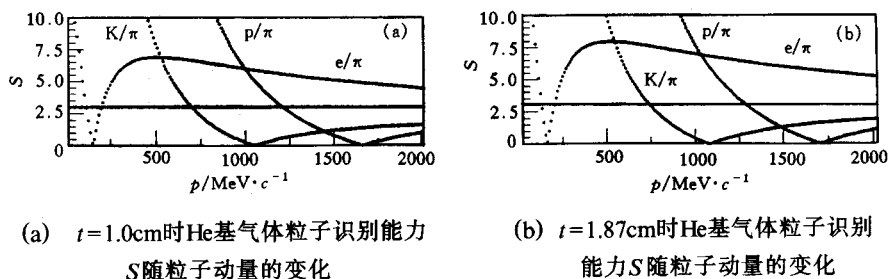


图 7

3.3 He 基与 Ar 基气体的电离性能比较

dE/dx 测量的分辨率是粒子识别能力的标志, 也是工作气体性能的主要参数. 图 6 表明 Ar 基气体的电离能损是 He 基气体的 4 倍, (8) 式中表征介质电离性质的因子 $\xi = 0.153Z\rho t / A\beta^2$ 对 ΔE 起了主要作用, 在最小电离点 $\xi_{Ar}:\xi_{He} \sim 4$, 与 ΔE_{Ar} 和 ΔE_{He} 的比值基本一致. 但从经验公式 (11) 得出两种气体的电离能损分辨率相当接近, 当 $t = 1.00$ cm 时, He 基气体 σ_{40} 为 7.5%, Ar 基气体 σ_{40} 为 7.0%. 其原因是在 (11) 式中, σ_n 正比于 $(\xi/I)^{-0.32}$, 而 Ar 基气体的平均电离能是 He 基气体的大约 4.5 倍, 因而使 $(\xi/I)_{He}:(\xi/I)_{Ar}$ 相差很小. 根据电离过程的微观理论, 电离能损分辨率是电离电子数涨落和带电粒子与介质分子单次碰撞中传递动能涨落的贡献. 带电粒子在介质中的能损基本上正比于 ξ . 所以 ξ 与 I 的比值

近似于单位长度上的电离电子数, 即 dE/dx 分辨率是 ξ/I 的函数, 这时各种气体的 dE/dx 分辨率相差不大^[13]. Allison 和 Cobb 通过实验得出经验公式 (11), 并与实验值比较, 在 $0.5 < \xi < 10$ 范围内, 公式 (11) 的计算值偏差小于 20%^[12].

4 结论与讨论

由上面的分析估算, 可以对初步设计的 CDC 探测性能作如下结论:

1) 动量大于 $100\text{MeV}/c$ 的带电粒子在垂直入射 ($\cos\theta = 0$) 的情况下, 动量分辨率 dp_t/p_t 随入射动量变化不大, 例如对带电 π 介子, 分辨率在 0.4%—0.5% 之间. 在 τ -c 能区, 由多次散射引入的 $(dp_t/p_t)_{\text{MS}}$ 是主要的; 但随着动量的增加, 位置测量误差 σ_x 的贡献逐渐变大, 当 p 达 $1000\text{MeV}/c$ 时, 两者的贡献基本相当. 在 CDC 的中央部分, 例如 $|\cos\theta| < 0.75$, 动量分辨率随极角 θ 变化不大, 但在前后向区域, 动量分辨率明显变差.

2) 小于 $100\text{MeV}/c$ 的低动量带电粒子, 在 $B = 1\text{T}$ 的 CDC 内作螺旋线运动, 给动量测量带来一些困难. 除开桶部中央区外, 随着粒子方向向端盖倾斜, 打圈数急剧变小, 以 $p = 30\text{MeV}/c$ 的带电 π 介子 ($\beta = 0.21$) 为例, 当 $\theta < 80^\circ$ 或 $\theta > 100^\circ$ 时, 打圈数小于 6; 特别当 $\theta = 45^\circ$ 时, 打圈数降为 1.

3) 在 $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$ 过程中, π^\pm 介子是很软的, 若采取测量点数 $N \geq 4$ 的切割, 重建质量的分辨 $\sigma_{m_{\pi^+\pi^-\pi^0}}$ 将为 $3.5\text{MeV}/c^2$. 在 $\tau^\pm \rightarrow (5\pi)^\pm \nu_\tau$ 过程中, CDC 对终态 5π 在 $m = 1.777\text{GeV}/c^2$ 处的重建质量分辨为 $2.3\text{MeV}/c^2$. 这样的探测性能是可以接受的.

4) 与 Ar 基气体比较, He 基气体的 dE/dx 小, 但由于 Ar 的平均电离能 I 大, 所以两者的 dE/dx 的分辨率相差不大, 也即两者在 dE/dx 方面的粒子识别本领相差不大. 但是用了氨基工作气体后, 多次散射的影响可以有很大改善.

由上述计算分析可见, CDC 的结构设计以及选择 He 基气体作为中心漂移室工作气体将满足 τ -粲粒子工厂对中心漂移室性能指标的要求.

在本文撰写过程中与熊伟军博士进行了有益的讨论, 吕峰同志和冯胜同志曾参加过部分工作, 在此一并致谢.

参 考 文 献

- [1] Babar Colla. Technical Design Report, SLAC-R-95-457, May 1995
- [2] Belle Colla. Technical Design Report, KEK Report 95-2, Apr. 1995
- [3] KLOE Colla. The KLOE Central Drift Chamber, INF-94/02
- [4] Feasibility Study Report on Beijing Tau-Charm Factory, IHEP-BTCF Report-03, Oct. 1996
- [5] Gluckstern R L. Nucl. Instr. & Meth, 1963, 24:381; Weinstein Alan. Central Tracking for a Tau-Charm Factory, at the Tau-Charm Factory Workshop at the Stanford Linear Accelerator Center in May 1989
- [6] Review of Particle Physics, Phys. Rev. D, Particle and Field, 1996, 54:134; Review of Particle Physics, Phys. Rev. D, Particle and Field, 1996, 54:135
- [7] Feasibility Study Report on Beijing Tau-Charm Factory, IHEP-BTCF Report-03, Oct. 1996, P.35
- [8] Marx J N. Particle Identification by Energy loss Measurement and Long Drift Imaging Chambers,

- SLAC-239 P. 215
- [9] Sternheimer R M et al. Phys. Rev., 1982, **26**:6067
- [10] Mao Huishun, High Energy Phys. and Nuclear Phys. (in Chinese), 1986, **10**:752
(毛慧顺. 高能物理与核物理, 1986, **10**:752)
- [11] Ma Jimao. BES Main Drift Chamber, Internal Report of IHEP, The Chinese Academy of Sciences, P.188
(马基茂. 北京谱仪主漂移室, 高能物理所内部资料, P.188)
- [12] Allison W W M et al. Ann. Rev. Part. Sci., 1980, **30**:253
- [13] Ermilova V C et al. Nucl. Instr. Meth., 1977, **145**:555

Performance Estimation of a High Precision Central Drift Chamber Used to Detect Low Momentum Particles

Tong Guoliang Huang Xiuping Ma Jimao Chen Chang
Zhang Qinjian Wu Yigen Yi Kai

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

Abstract The momentum resolution and ionization energy loss in a high precision central drift chamber used to detect the low momentum charged particles are estimated. The measurement of the low momentum charged particles and the particle identification by the dE/dx method with the chamber are discussed. The detection of two typical physics processes is investigated.

Key words momentum resolution, multiple scattering, radiation length, ionization energy loss, particle identification