

高压精密漂移管的时间性能研究^{*}

欧阳群¹⁾ 庄胥爱 谢一冈 郑树臣 迟少鹏

谢嵩 韩红光 程绍臣 杨艺

(中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

摘要 对高压精密漂移管的时间性能进行了研究. 利用放射源和宇宙线对漂移电子的时间谱和带电粒子入射位置与漂移时间关系($r-t$)及其诸影响因素进行了研究. 分析了时间谱的拟合参数, 并用积分法由时间谱得到($r-t$)关系.

关键词 ATLAS 监控漂移管 时间谱 $r-t$ 关系

1 引言

ATLAS 是将于 2007 年在欧洲核子研究中心 (CERN) 运行的大型强子对撞机 (LHC) 上的高能物理实验, 其 μ 子谱仪由 4 个子探测器组成. 其中监控漂移管 (Monitored Drift Tube, 简称 MDT) 室为确定 μ 子动量的精密位置探测器^[1,2]. 该室主要由多层精密漂移管和红外线准直系统组成. 作为基本探测单元, MDT 管内充以 3bar 高压的工作气体, 以达到单管 $80\mu\text{m}$ 的空间分辨要求. 其结构及性能特点, 如输出脉冲幅度的影响因素等可参见文献[3]. 本文重点研究不同气压和高(电)压下 MDT 管的漂移电子的时间谱和带电粒子入射位置与漂移时间($r-t$)关系及其影响因素, 测定和分析了时间谱的拟合参数, 并用积分法由时间全谱得到 $r-t$ 关系.

漂移时间谱测量对 MDT 室性能检测有着重要的意义. 在探测器批量生产阶段, 各个 MDT 管的最大漂移时间是 ATLAS 质量控制指标之一, 并且由漂移时间谱积分得到的 $r-t$ 关系也是 ATLAS 采用自标定方法的基础. 我们分别利用宇宙线和放射源进行测量, 一方面是为了了解两者所产生的时间谱的异同, 另一方面用放射源也是为了在研究时间谱的各种影响因素时节省测量时间. 影响漂移时间谱的因

素较多, 本文所给出的实验结果对于在我们实验室的条件下检测 MDT 室质量是非常重要的.

2 原理简述

由于圆柱形漂移管 MDT 的电场强度沿径向不均匀, 而且从长寿命工作角度考虑选择了氙气和二氧化碳混合气体 ($\text{Ar}/\text{CO}_2 = 93/7$) 作为工作气体, 因此其原初电离电子的漂移速度 $v(t)$ 在漂移空间内变化较大^[4,5]. 这样, 漂移距离 r 需表示为

$$r(t_k) = \int_{t_0}^{t_k} v(t) dt, \quad (1)$$

式中积分下限 t_0 为带电粒子入射到漂移管内位置 k 处产生原初电离的时间, 即为初级电子在管内开始漂移的时间零点. $t_k - t_0$ 为电子漂移到阳极丝附近并产生雪崩的时间. 由此可得到原初电离位置到阳极丝的距离, 从而可得到粒子位置信息. 由于漂移速度与工作电压、气体成分和压强、环境温度等有明显的依赖关系, 本文利用不同位置入射的射线束重点测量漂移时间与工作电压和气压的关系.

在漂移管内全部空间中的 $r-t$ 关系是人们最关心的课题. 利用 Sauli 提出的射线均匀照射漂移空间的积分时间谱法可以得出这一关系^[4,5]:

2004-07-19 收稿, 2004-10-10 收修改稿

* 国家自然科学基金(0051140291)资助

1) E-mail: ouyq@mail.ihep.ac.cn

设束流沿 MDT 径向均匀照射, 即有 N 个粒子穿过漂移管, 其漂移时间分布谱如图 1 所示(图中原点为 t_{start}).

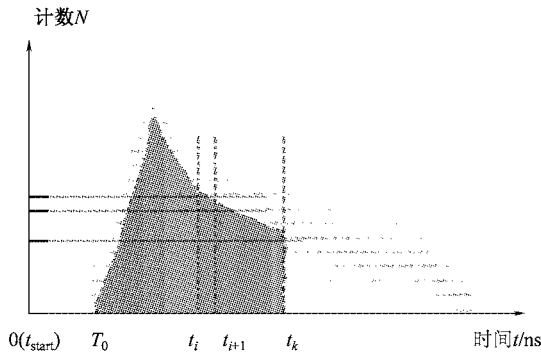


图 1 漂移时间分布谱

时间分布公式为

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot v(t), \quad (2)$$

式中 $\frac{dN}{dr}$ 为入射粒子沿径向的分布密度, $v(t)$ 为漂移速度, 设 MDT 管的内半径为 b , 入射粒子数为 N , 在均匀照射下, $\frac{dN}{dr} = \frac{N}{b} = k_0$ 为常数. 在这种情况下, $\frac{dN}{dt} = \frac{N}{b} \cdot v(t)$. 将(2)式两边对时间 t 积分, 该式左边用求和形式表示并利用(1)式, 得到(3)式:

$$r(t_k) = b \sum_{i=1}^k \frac{\Delta N_i}{N} (k \leq n), \quad (3)$$

求和时把 $t_{\text{max}} - T_0$ (为原初电离电子从管壁漂移到阳极丝的时间) 平均分成 n 等份. 式中 ΔN_i 为时间间隔为 t_i 到 t_{i+1} 内的入射粒子数. 则对 i 由 1 到 k 求和可得 t_k 时刻对应的漂移距离, 即图 1 中所示的面积. 本文数据处理即用(3)式.

严格推导 $r(t)$ 的理论表达式要考虑原初电离的空间分布, 即由入射粒子径向照射谱 $R(r)$ 和探测器的响应函数 $P(t|r)$ 决定. $P(t|r) = \delta(t - \tau(r))$ 相当于超前 $\tau(r)$ 时间的 δ 函数式. 二者经过积分和逆函数等的处理即可导出时间谱和 $r(t)$ (即 $\tau(r)$ 的逆函数) 关系. 详细推导可参见文献[6].

3 实验装置与触发系统

3.1 用放射源测量时间谱的装置

图 2(a) 的实验装置示意图主要是为利用放射

源研究不同气压下, 粒子在单个 MDT 管中不同入射位置对漂移时间的影响. MDT 管选用为 ATLAS 批量研制的长度为 911.5mm 的管子^[1,3]. 图中 r 为带电粒子入射到管内产生的径迹 (Δy) 到阳极丝的最小距离, r 沿 x 轴方向. Δy 为带电粒子在管内产生沿 y 轴方向的径迹长度. 阳极丝沿与 $x-y$ 平面垂直的方向. 放射源 R 放在可沿 x 轴方向左右移动的平台. G 为沿 x 轴方向的刻度尺. 在此研究中选用源强约 $100\mu\text{C}$ 的 ^{90}Sr 放射源, 其 β 射线能量为 2.28MeV, 足以贯穿 MDT 管和射入紧靠管上方的小闪烁体. 为充分利用源强, 采用与阳极丝平行的铅准直缝 L , 缝长 45mm, 宽 0.2mm, 深 20mm, 其张角足以覆盖 MDT 管及闪烁体. 另外, 为使 β 粒子在管内的径迹与阳极丝垂直, 从而得到较准确的 Δy , 实际的准直缝由多个与阳极丝垂直的准直孔组成, 以减少与阳极丝不垂直的斜径迹^[3].

在使用放射源研究粒子均匀照射的漂移时间全谱, 并用上述积分时间谱法测量 MDT 管漂移距离和漂移时间 ($r-t$) 关系时, 需将图 2(a) 中的准直缝转到与阳极丝垂直放置的方向. 这样即可得到近似均匀照射的条件. 另外, 为得到较多的事例, 准直缝可用得较宽. 本文选的宽度约为 1.5mm, 长度和深度与前述准直缝相同. 利用面积为 $10\text{cm} \times 18\text{cm}$ 的小闪烁体作为触发计数器, 以提供触发信号 t_{start} . 用已按 $\text{Ar}:\text{CO}_2 = 93:7$ 比例配好的气体系统供气^[3], 比例精度为总成分的 1%.

图 2(b) 为实验电路框图. MDT 管用铝箔屏蔽以降低外干扰, 从而进一步提高信噪比. 阳极输出隔直电容 $C = 1000\text{pf}$, 高压保护电阻 $R_h = 10\text{M}\Omega$, 负载电阻 $R_l = 5\text{k}\Omega$. MDT 管阳极输出的负脉冲在正常工作电压下约为 5—10mV. 图中线性放大器为夏威夷大学研制的输入阻抗为 390Ω (与 MDT 管的特性阻抗互相匹配) 的电流灵敏前置放大器 BESPANIK-MDCIII. 其电压增益为 20, 300mV 时达到饱和^[3]. 甄别器皆为恒比定时型 CFD, 其输出脉宽为 20ns, 甄别阈 50mV. 利用双闪烁计数器方法可测得 (类似于图 2(b), 仅将 MDT 换为闪烁计数器^[5]), 闪烁体、光电倍增管 (XP2020) 和甄别器相应的总时间分辨率约为 $\sigma = 1.7\text{ns}$. 闪烁计数器与 MDT 管经 CFD 输出的标准 NIM 信号分别作为时间-幅度转换器 TAC 的起始 (START) 和终止 (STOP) 信号. START 对应的时间 $t_{\text{start}} = t_0 + \Delta t_{\text{sc}}$, Δt_{sc} 为光电倍增管内电子渡越、电缆、CFD 产生的总时延, 约为 60ns). 对于 STOP, 为保证使 MDT 管输出的信号迟于闪烁计数器输出的

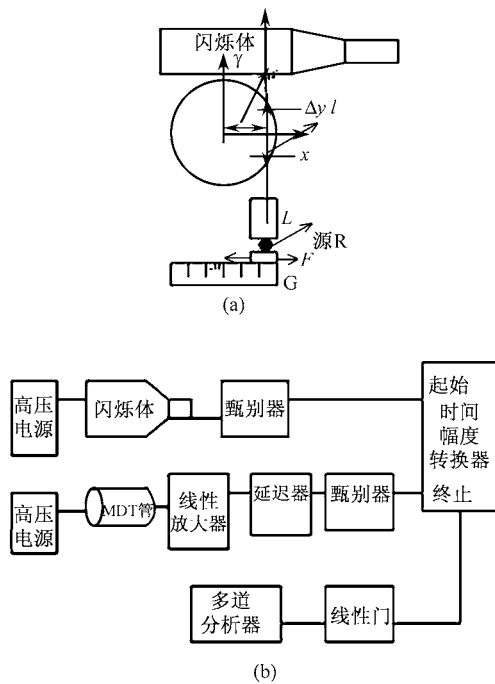


图 2 实验装置与放射源位置安排示意图

信号且在多道分析器中易于读出, 本实验用了延迟 128ns 的插件. 计及电缆、CFD 等产生的总时延约为 $\Delta t_{stop} = 150\text{ns}$. MDT 管输出的最短漂移时间(即阳极丝附近的径迹)提供的 STOP 对应于时间谱最小值 $T_0 = t_{stop} - t_{start} = \Delta t_{stop} - \Delta t_{sco} = 90\text{ns}$, 如图 2 及图 3 中 P_5 所示. TAC 的输出信号经线性门插件拉宽 ($1.5\mu\text{s}$ 正脉冲) 后输入多道分析器 MCA (A16-BI 型), 其输入的最大正脉幅度为 10V, 相当于 4096 道. 利用双定时器(dual timer)插件刻度了几种时间范围(200, 500, 1000, 2000ns)的道数 - 时间关系, 皆有很好的过零线性关系. 本文测量时间谱时皆选用 1000ns 范围, 其道数与时间的对应关系为: $0.244\text{ns}/\text{道}$.

3.2 用宇宙线测量 MDT 管时间谱的装置

测量 MDT 单管性能用两个大面积(每个面积为 $350\text{cm} \times 15\text{cm}$) 闪烁计数器单端输出并经逻辑插件 OR 后作为触发系统的时间零点 START, 其宇宙线 μ 子计数率约为 150Hz (参见文献[5]中附录 4). 上下两层闪烁计数器组成的望远镜系统^[7] 是为进行 MDT 室(每室有 4 层共 192 只管)的漂移时间谱测量准备的. MDT 管置于闪烁体上方 20cm 处, 并使管阳极丝与闪烁体长边垂直. 垂直放置目的是在总事例中减少沿阳极丝方向的既长又斜的径迹以得到较好的粒子径迹重建效果, 且满足对 MDT 管的均匀对照

射测量条件.

以 μ 子穿过 MDT 单管的阳极丝脉冲输出作为 STOP 信号. 因为 MDT 管的直径仅 3cm, μ 子计数率极低. 每一时间谱测量事例必须同时有 START 与 STOP 信号. 根据 MDT 管直径同闪烁体长边之比(约为 1%), 再考虑天顶角分布的 $\cos^2\theta$ 关系等, 粗略得到时间谱事例率约为 0.5Hz. 当统计量要求总事例数约为 1×10^4 时, 则时间谱测量约需 6h. 这比前述用放射源照射 15min 得到的事例数还少.

利用一对上下大面积闪烁计数器或用上述并排放置的闪烁计数器测得时间分辨为: $\sigma_t \sim 4.5\text{ns}$ (参见文献[5]第 7 章). 另外为了比较, 用一小闪烁计数器作为 START, 置于大闪烁体上并沿其长边按一定步长移动. 大闪烁计数器输出作为 STOP. 由此测得, 以 MDT 管下方为零点, 移动 $\pm 50\text{cm}$ 对应的时间谱峰移动为 $\pm 3.9\text{ns}$ ^[5,8]. 计及小闪烁计数器的时间分辨, 有效的总分辨时间为 4.3ns. 这分别相当于穿过 MDT 管的斜射宇宙线 μ 子与垂直方向的夹角 θ (即天顶角) 为 $\theta = \pm 36^\circ$. 注意到宇宙线按天顶角分布的 $\cos^2\theta$ 关系可得, 在这两个角度入射的宇宙线强度仅为垂直入射强度的 14%. 这说明能贡献时间谱的事例主要是 MDT 管下方射入长闪烁体 1m 范围内的宇宙线 μ 子, 且产生 4.3ns 时间零点弥散. 这与用上述双闪烁计数器法测得的分辨时间 4.5ns 一致. 对于约为 600ns 左右范围的时间全谱, 这一分辨时间是可接受的.

4 结果与讨论

4.1 MDT 管的漂移时间全谱及其曲线拟合

分析 MDT 管的漂移时间分布对检测 MDT 室质量和 ATLAS 的 μ 子谱仪径迹重建是非常重要的. 图 3 为利用放射源和宇宙线测试的 MDT 管漂移时间全谱. 其中图 3(a) 为 $3 \times 10^5\text{Pa}$ 气压, $\text{HV} = 3080\text{V}$ 时通过 1.5mm 宽铅准直缝的放射源测试的漂移时间全谱; 图 3(b) 为 $3 \times 10^5\text{Pa}$ 气压, $\text{HV} = 3080\text{V}$ 时用宇宙线测试的漂移时间全谱.

对图 3(a) 和 (b) 用 8 参数公式进行拟合. 该公式可表示为^[9,10]

$$f(t) = p_1 + \frac{p_2 \left[1 + p_3 \exp\left(\frac{p_5 - t}{p_4}\right) \right]}{\left[1 + \exp\left(\frac{p_5 - t}{p_7}\right) \right] \left[1 + \exp\left(\frac{t - p_6}{p_8}\right) \right]}$$

$$= p_1 + \frac{A}{BC}, \quad (4)$$

式中 p_1 为不相干的背景, 来源于噪音的影响. p_2, p_3 为时间谱中间部分平台与指数下降部分比例参数. p_4 为时间谱中间部分的指数下降系数. p_5, p_6 分别为时间谱的时间零点 T_0 和时间谱最大时间 $t_{\max} \cdot t_{\max} - T_0$ 即 MDT 管的最大漂移时间 $T_{\max} = p_6 - p_5$. 这里, T_0 相当于粒子径迹位于阳极丝附近. p_7, p_8 分别为漂移谱上升和下降沿的陡度 (steepness).

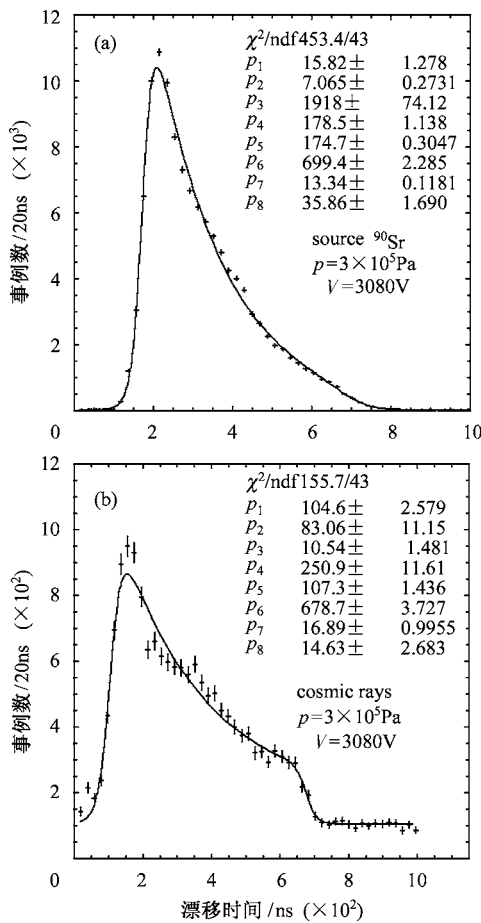


图 3 (a) 放射源的漂移时间全谱;

(b) 宇宙线的漂移时间全谱

横坐标: 漂移时间(ns); 纵坐标: 事例数/20ns.

以上各参数结果见图 3(a) 和 (b). 根据结果进一步对时间谱分析讨论如下:

(1) 谱的上升前沿主要由 (4) 式中含 p_5, p_7 的因子 $1/B$ 描述, 具有 Fermi-Dirac 函数形式. 因子 A 也有一定影响. 前沿与触发系统分辨时间有关.

(2) 谱峰位置在 p_5 (即 T_0) 附近, 是因为在阳极

丝周围为高场雪崩区, 次级效应等产生的信号多.

(3) 谱中间部分主要由 (4) 式的分子 A 因子决定. p_4 决定指数衰减趋势. 由于因子 $1/B$ 和 $1/C$ 也有一定影响, 因此也不完全是指数衰减形式. 总的下降趋势可由圆柱型 MDT 管内的非均匀电场 ($1/r$ 关系) 和气体成分等导致漂移速度的非均匀性解释. ATLAS 选用的 Ar(93)/CO₂(7) 下降趋势比 Ar(91)/N₂(4)/CH₄(5) 混合气的严重, 表明前者比后者 $R(t)$ 关系线性差, 但考虑到前者有很好的寿命性能, 因此最后前者被选中. 另外, 比较图 3(a) 和 (b), 可见放射源谱的高端事例数较少, 这是因为放射源的 β 射线有一定的角分布, 均匀照射条件不能够充分满足, 以及 MDT 管侧壁吸收效应所致. 这些都致使漂移时间较短的事例增多, 时间谱形状与宇宙线 μ 子的不同.

(4) 当时间 $t \geq p_6$ 时, 谱型以 $1/C$ 贡献为主 (Fermi-Dirac 函数形式), 因子 A 也有一定影响. 随时间继续增大 $1/C$ 急剧减小, 形成时间谱后沿, 由管壁效应引起.

(5) 由图 3 中实验曲线的拟合参数值可得到 3×10^5 Pa 时放射源的漂移时间全谱的谱宽度, 即最大漂移时间 $T_{\max} = p_6 - p_5 = 699.4 - 174.7 = 524.7$ ns; 宇宙线的漂移时间全谱的 $T_{\max} = p_6 - p_5 = 678.7 - 107.3 = 571.4$ ns, 这比 ATLAS 组给的 650 ns 偏小. 分析主要原因是本次实验使用的 CO₂ 气体比例偏低 (漂移时间随 CO₂ 气体比例的变化率为: CO₂ 总成分变化 1%, 漂移时间变化 69 ± 0.7 ns^[11]), 宇宙线的结果在此偏差范围之内. 另外, 阳极丝附近的径迹所产生的信号具有慢上升时间, 在甄别阈偏高条件下, 也会使 T_0 增加, 导致 T_{\max} 减小^[3]. 根据上述谱形状的分析, 放射源对应的 T_{\max} 较小是合理的.

(6) 也有文章^[12] 用两组皆包含 Fermi-Dirac 函数的公式分别对前后沿进行拟合, 得到类似的 T_{\max} 结果.

由上可见, 本文所得到的宇宙线总谱的前段上升和下降部分都不够陡, 估计其原因是甄别阈偏高和触发分辨时间稍大引起 T_0 晃动较大所致.

4.2 最大漂移速度与高压的关系

用如图 2(b) 的放射源位置安排. 分别在 1, 2, 3 个大气压和不同的高压下, 做 MDT 管的漂移时间全谱研究漂移时间 T_{\max} 与高压的变化关系. 闪烁计数器所加高压为: $V = -1900$ V. 实验结果如图 5.

如图 4 所示, 在气压为 3×10^5 Pa 条件下, 漂移

时间 T_{\max} (即图中 T) 随工作电压的增加明显减小. 因漂移速度随场强 (高压) 增加而增加, 亦即漂移时间减小, 曲线 (未拟合, 仅为便于观察) 符合变化趋势. 且由图可见, T_{\max} 在额定工作高压 (3080V) 下约为 680ns. 与 ATLAS 组给出的 650ns 较符合. 在工作高压在 3000—3200V 范围内, 漂移时间变化率约为 -0.43ns/V . 在气压为 10^5Pa , $2 \times 10^5\text{Pa}$ 下, 漂移时间 T_{\max} 随高压 V 的增加有减小趋势, 但变化不如 $3 \times 10^5\text{Pa}$ 下明显.

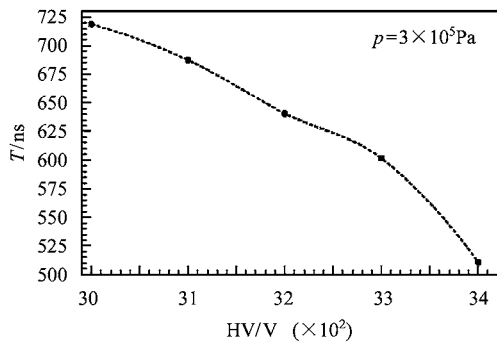


图 4 $3 \times 10^5\text{Pa}$ 大气压下漂移时间与高压的关系图

4.3 不同气压下粒子入射位置与漂移时间的关系

用图 2(a) 的放射源位置安排, 分别在 1, 2, 3 个大气压和不同的漂移距离 r 下做 MDT 管的漂移时间谱的关系. 因不同气压下不同狭缝位置得到的漂移时间谱具有峰形状或平台形状, 图 5 中的漂移时间皆统一用各谱中最大时间 T_{\max} 表示. MDT 管所加气压为 10^5Pa 时, $V = 2200\text{V}$, MDT 管所加气压为 $2 \times 10^5\text{Pa}$ 时, $V = 2700\text{V}$, MDT 管所加气压为 $3 \times 10^5\text{Pa}$ 时, $V = 3200\text{V}$. 实验结果如图 5 所示.

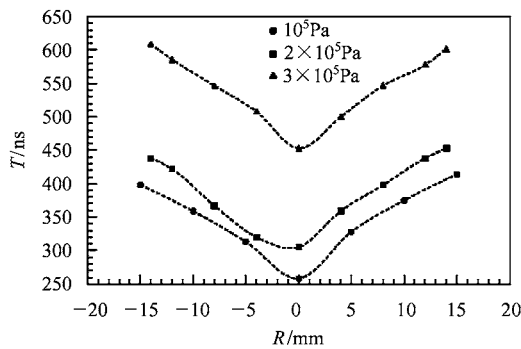


图 5 不同气压, 不同漂移距离 r 下的漂移时间 T 分布图

由图 5 可见, 随着放射源准直狭缝位置相对于 MDT 管阳极丝距离 r 的增大, 漂移时间增加. 但注

意到即使在 $r = 0$ 附近, 漂移时间并不很小. 初步分析其原因为: 一是狭缝还不够窄, 放射源的 β 射线束进入 MDT 管的原初电离比较分散; 二是次级 δ 电子效应^[6], 即使在阳极丝附近的原初电离也可能在管空间内任意位置产生 δ 电子, 导致长的漂移时间; 三是与本文 4.1 中 (5) 所述类似, 在阳极丝附近的径迹很长, 其原初电离上各点产生的电子由产生点渡越到阳极附近 (产生雪崩前) 的时间差别较大, 产生较宽的脉冲前沿, 在一定的甄别阈下, 也会产生相当大的漂移时间^[3]. 由于放射源 β 射线的电离比宇宙线 μ 子 (最小电离粒子) 的大, 因此上述后两种效应都较大, 故 $r = 0$ 附近仍然有相当大的漂移时间. ATLAS 组用 $7\mu\text{m}$ 精度硅微条望远镜在 CERN 的 μ 子束流上做出了不同位置分别对应很窄的近高斯分布时间谱, 可得出较好的 $r-t$ 关系, 但也给出在 $r = 0$ 附近有较宽的时间谱^[6]. 这也归结于后两种效应的影响.

另由图 5 可见, 在相同的漂移距离 r 下, 高气压比低的漂移时间长. 这是因漂移速度与平均自由程平方根成正比, 而平均自由程与气压成反比^[1,9]. 本实验粗略表明这一变化关系, 在 $(2-3) \times 10^5\text{Pa}$ 范围内约为 $0.2\text{ns}/10^2\text{Pa}$.

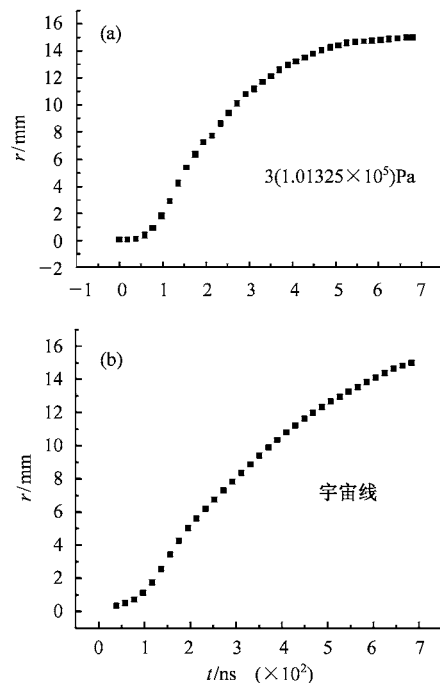


图 6 漂移距离与漂移时间 ($r-t$) 关系图

4.4 漂移距离和漂移时间 ($r-t$) 的关系

由于要求用上述极高精度的硅微条望远镜才能

做出较好的 $r-t$ 关系,这对大批量探测器检测和刻度都很困难,也不现实,故一般用本文 2(原理简述)中介绍的时间积分法. 利用(3)式,由图 3(a)和(b)的漂移时间全谱分别得到放射源的(见图 6(a))和宇宙线的(见图 6(b)) $r-t$ 关系. 可见用宇宙线得到的结果其线性比用放射源的好,也可见靠近丝和管壁区域线性皆较差. 在 ATLAS 实验上正式使用的 $r-t$ 关系要对特定条件(包括环境温度,甚至特定的磁场条件等)下全室数百个 MDT 管做多个时间谱,利用谱积分法确定起始的 $r-t$ 关系,并利用其进行事例径迹重建. 根据拟合误差再对 $r-t$ 关系进行多次叠代,最后刻度出误差最小的 $r-t$ 关系,这种方法称为自刻度或自校正(auto-calibration)^[13]. 在实验室

进行质量控制测试时,各个管时间谱的一致性是最基本和最重要的特性.

5 结束语

本文研究了 MDT 管的漂移电子的时间全谱,对拟合谱分布的参数进行了较深入地分析,并进而用积分法得出 $r-t$ 关系. 分别利用放射源和宇宙线测量了漂移时间谱,分析了一些影响因素. 我们将在北京为 ATLAS 实验组装 48 个 MDT 室,进行质量保证与质量控制(QA/QC)测试,本文的实验结果对在实验室检验 MDT 室总体性能奠定了一定基础.

参考文献 (References)

- 1 ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report: CERN/LHCC/97-22. May, 1997
- 2 Biscossa A. NIM, 1999, **A425**:140—164
- 3 ZHUANG Xu-Ai et al. Nuclear Electronics & Detection Technology, 2004, **24**(6):661—666(in Chinese)
(庄胥爱等. 核电子学与探测技术, 2004, **24**(6):661—666)
- 4 Sauli F. CERN Report, CERN 77-09
- 5 XIE Yi-Gang, CHEN Chang et al. Particle Detectors and Data Acquisition. Beijing: Science Press, 2003 (in Chinese)
(谢一冈,陈昌等. 粒子探测器与数据获取. 北京: 科学出版社, 2003)
- 6 Deile M, Hesse N P. ATLAS-MUON-99-002
- 7 WANG Dian-Rong et al. HEP & NP, 1985, **9**(5): 514—519 (in Chinese)
(王殿荣等. 高能物理与核物理, 1985, **9**(5):514—519)
- 8 WANG Chao-Jun et al. HEP & NP, 1985, **9**(2): 147—153 (in Chinese)
(王朝俊等. 高能物理与核物理, 1985, **9**(2):147—153)
- 9 Avolio A. NIM, 2004, **A523**:309—322
- 10 Barocelli A et al. ATLAS MUON Note, March 2003
- 11 Crilli M. NIM, 2004, **A518**: 62—64
- 12 Biebel O et al. Munich University Note, LMU-ETP, 2003-01(2003)
- 13 Bacci C. Nuclear Physics B, 1997 Proceedings Supplement, **54**: issue 1-2:311—316

Time Performance Study on Precision Drift Tube at High Pressure *

OUYANG Qun¹⁾ ZHUANG Xu-Ai XIE Yi-Gang ZHENG Shu-Chen CHI Shao-Peng

XIE Song HAN Hong-Guang CHENG Shao-Chen YANG Yi

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

Abstract In this paper the time performance of the precision drift tube at high pressure has been studied. The time spectrum of the drift electrons and the ($r-t$) relationship between the distance from the charged particle track to the anode wire and the drift time have been measured via both radioactive source and cosmic rays. Some factors which influence the $r-t$ relationship have been also investigated. The fitting parameters of the drift time spectrum have been analyzed and the $r-t$ relationship has been obtained from the drift time spectrum by using integral method.

Key words ATLAS, monitored drift tube (MDT), time spectrum, $r-t$ relationship

Received 19 July 2004, Revised 10 October 2004

* Supported by Program of National Natural Science Foundation of China (0051140291)

1) E-mail: ouyq@mail.ihep.ac.cn