

两维漂移室的结构和性能

前后向漂移室组¹⁾

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在 MIT 型漂移室中加延迟线,构成两维漂移室。室内充 P-9 气体。漂移室内电子平均漂移速度为 3.34 厘米/微秒。室的平均空间分辨率为 570 微米。对
准直、穿过室的 β 射线,输出脉冲幅度随 β 射线的入射位置有变化。X 射线入射
时,在高电压区,气体放大和 X 射线入射位置有关。

一、引 言

高能物理实验中通常用大量的、大面积高精度的漂移室,来确定高能粒子的径迹。为
适应高能实验的不同需要,漂移室有多种形式。例如欧洲核子研究中心的 L-3 实验,就在
同一个实验装置的不同部位采用了三种不同结构的漂移室:(1)最内部的顶点探测器,采
用时间扩展的圆柱形漂移室测量事例的顶点;(2)桶部的 μ 子漂移室,采用多次测量
的高精度漂移室精确测量 μ 子动量,(3)束流对撞点前后方向的 μ 子漂移室,准备采用两
维漂移室单元组合成的多层漂移室测量前后向 μ 子动量^[1]。

前后向漂移室中的每个漂移室具有多层平面,对粒子径迹进行多次测量。其中每层
平面上排列着多个两维漂移室单元,各层平面漂移室单元的角度相对转动,以解决粒子径
迹的左右分辨问题。这些两维漂移室单元的结构相同,便于大批制造与检测。

本文报道我们为 L-3 实验的前后向漂移室研制的两维漂移室单元,该单元中延迟线
的读出方法详见文献[2]。

二、两维漂移室

我们采用 MIT 型漂移室的结构^[3],但在漂移室内的阴极上,平行于阳极丝安放一条
延迟线(见图 1)。粒子入射位置的一维坐标(到阳极丝的距离)由漂移时间读出;另一维
坐标(沿阳极丝方向的位置)由延迟线读出。MIT 型漂移室中没有电场成形丝,它的结构
简单,机械性能好。我们所用的漂移单元长 1 米,阴极是厚 1 毫米的铝板,边框为厚 1 毫
米的 U 形铝,U 形铝和铝板间加薄 G-10 绝缘板作为电绝缘介质。这些部件间都用胶封

1) 参加本工作的有:方光银、王孟奇、王继华、朱永生、李晓光、庄红林、陈昌、陈和生、陈美莉、吴荣久、杨康树、张
守宇、金炳年、唐孝威、徐鸿章。
本文 1986 年 7 月 10 日收到。

接,形
上。二
加正;
电场。
材
漂移
方法和
果画
内离)

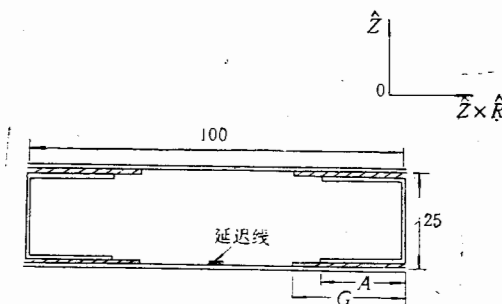


图 1 两维漂移室截面图。长度单位 mm

漂移室
对
线入射

接,形成气密单元。阳极丝是 $\phi 50 \mu\text{m}$ 镀金钨丝,丝张力 300 克,固定在室端部的绝缘盖上。正对着阳极丝下方的阴极平面上用胶固定一根长度和阳极丝相同的延迟线。阴极丝加正高压,铝板阴极和延迟线处于地电位,U型铝加负高压,U型铝和阴极丝间形成漂移电场。

根据实验安全要求,漂移室工作气体选用 P9 (91% 氩和 9% 甲烷) 气体。MIT 型漂移室内的电场是不均匀的,因此电子的漂移速度也不相同^[4]。我们用电阻纸模拟测量方法和计算机数值方法研究了不同几何和不同工作电压下室内电场的分布,数值计算结果画在图 2 中。图中 E 是包含阳极丝、平行于阴极的平面内各点的电场强度, d 是该平面内离开 U 形铝内壁的距离,+50mm 相当于阳极丝的位置,0mm 相当于 U 形铝内壁的位

径迹。为
实验,就在
探测器,采
次测量的
准备采用两

其中每层
解决粒子径
迹中延迟线

安放一条
;另一维
它的结构
为厚 1 毫
都用胶封

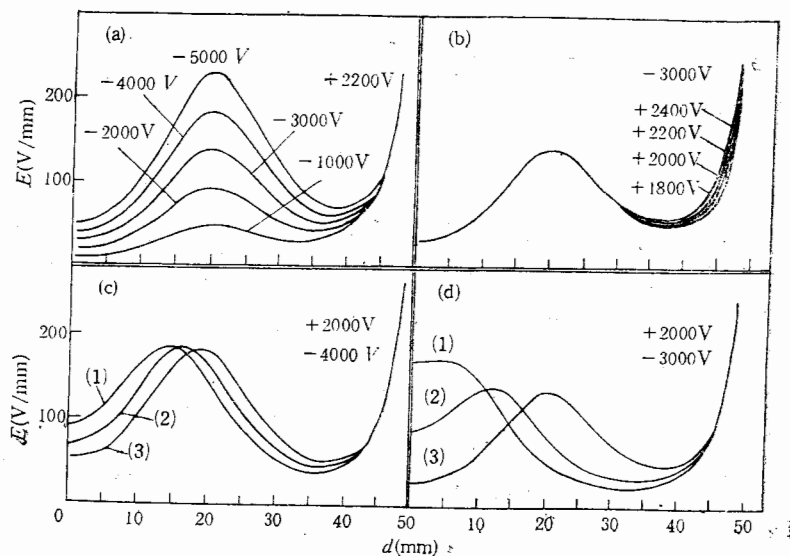


图 2 (a) 漂移室电场强度分布与 U 形铝上负高压的关系。(b) 漂移室电场强度分布与阳极丝上正高压的关系。(c) 漂移室电场强度分布与 U 形铝和绝缘板宽度的关系:(1) $A = 12, G = 20$ (2) $A = 14, G = 22$ (3) $A = 16, G = 24$ 。(d) 漂移室电场强度分布与 U 形铝边宽的关系:(1) $A = 6, G = 12$ (2) $A = 10, G = 16$ (3) $A = 19, G = 31$ 。 A, G 的意义见图 1,单位 mm

、杨康树、

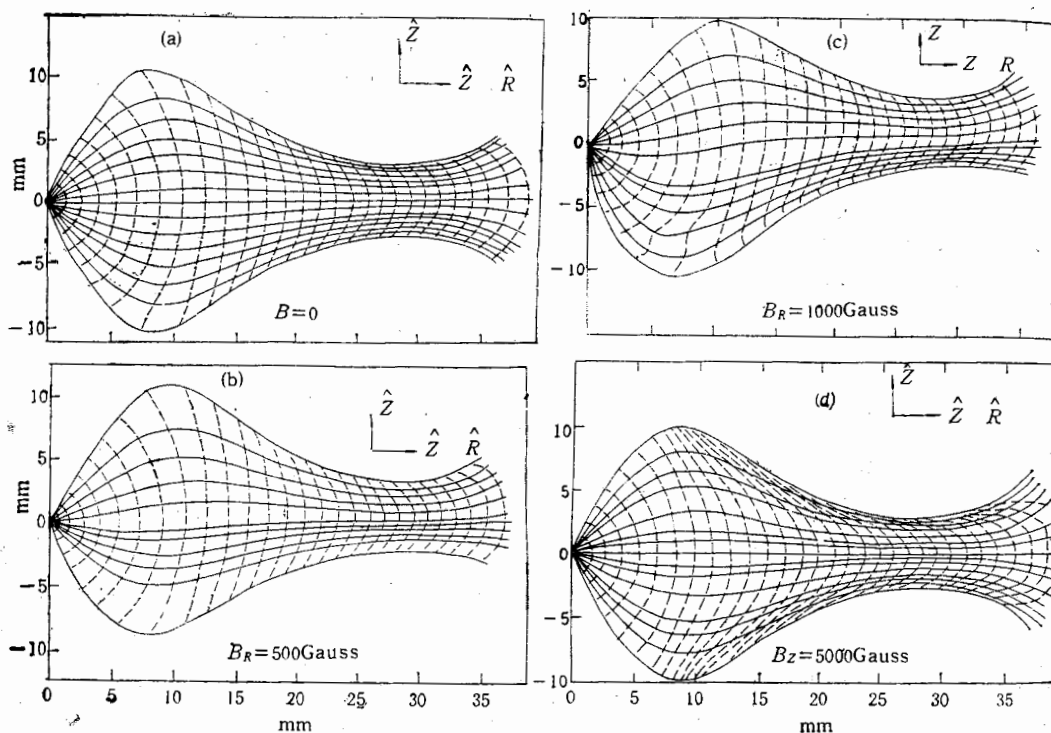


图 3 漂移室在磁场中的电力线及等时线分布

— 漂移线 —— 等时线

置。由图 2 可见，当阳极丝正高压固定时，U 形铝上负高压的改变对电场分布有较大影响；而当固定负高压，阳极丝正高压的改变只在丝附近才有影响。U 形铝和 G-10 绝缘板宽度则对电场分布有明显影响。

我们进一步用 WIRCHA 程序包^{[5]1)}在 VAX-780 计算机上详细计算了这种漂移室的等位面、电力线及使用 P-9 气体时电子漂移的等时面。图 3(a) 是室内充以 P-9 气体时电子的漂移线(实线)和等时线(虚线)。计算时用的电压为 $V_+ = 2300$ 伏, $V_- = -3300$ 伏。图中横坐标的零相当于阳极丝的位置。关于图 3(b)、(c)、(d) 的说明见后。

三、脉冲幅度和探测效率

我们在漂移室单元的一些部位用薄窗，使 β 射线能穿过漂移室。铝板和 U 形铝上的窗是厚 25 微米的铝箔，G-10 绝缘板上的窗是厚 100 微米的涤纶薄膜，都用 GD-401 粘剂封到室上。

1) WIRCHA 程序包是瑞士苏黎世工高能物理研究所在研制时间扩展室时发展起来的，用它计算所得的结果和实际时间扩展室在测试束上得到的测量结果符合得很好。在 WIRCHA 程序包中用丝来模拟漂移室内所有的导体。根据室的几何尺寸和各导体的电位，首先计算出每根丝上的线电荷密度和丝的张力等，然后用迭加原理计算出室内任何一点的电位和电场强度，并在此基础上给出漂移室内部的等位面、电力线、电子漂移线和等时面。

化; β
置到
因为
子, 庄
径迹
(b) 中
漂移
系, 测
在该

和
时间)
两个
脉冲
谱
在
电场

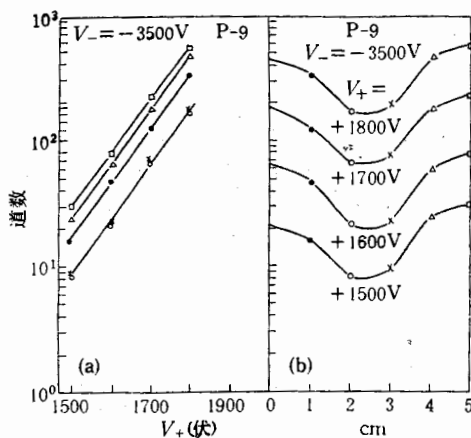
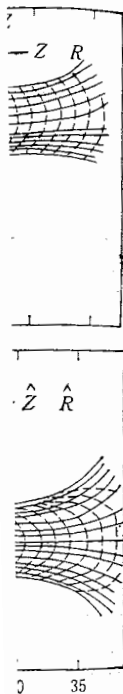


图 4 (a) β 射线脉冲幅度随阳极电压的变化。
 β 源距阳极丝距离：
 ● 1cm ○ 2cm × 3cm △ 4cm □ 5cm
 (b) β 射线脉冲幅度随入射位置的变化

我们测量了 ^{106}Ru β 射线的脉冲幅度谱。图 4(a) 表示脉冲幅度随阳极丝正高压的变化； β 射线在不同位置入射时的脉冲幅度则如图 4(b) 所示，图中横坐标是 β 射线入射位置到阳极丝的距离。

穿过室的最小电离粒子在漂移室内的电离损失，本来不随放射源入射位置而改变。但因为 MIT 型漂移室内部电场分布不均匀，在一定位置入射的 β 射线径迹附近的电离电子，由于电力线的空间结构而不能全部漂移到阳极丝上，且对于不同的入射位置， β 射线径迹附近的电离电子被阳极丝收集的比例亦不相同，这就造成了脉冲幅度的变化。图 4(b) 中脉冲幅度降低的区域和电力线空间结构的变化是相对应的。

我们在漂移室后面放两个闪烁计数器，用 β 射线测量漂移室的探测效率。为了了解漂移室各处效率的均匀性，在沿阳极丝方向上移动 β 源，测量室的效率与入射位置的关系，测得各处效率均接近 100%。还在垂直于阳极丝方向移动 β 源进行测量，结果表明，在该方向上距阳极丝 0 到 5 厘米内效率都接近于 100%。

四、空间时间关系

移动 ^{106}Ru β 放射源装置，测量漂移室的空间(β 射线入射位置)和时间(电离电子漂移时间)的关系。实验中用两个闪烁计数器的符合信号作为时间幅度变换器的起始信号，用两个闪烁计数器和漂移室的符合输出信号作为时间幅度变换器的停止信号(闪烁计数器脉冲在符合前已展宽)。时间幅度变换器的输出送到多道脉冲分析器记录，得到漂移时间谱。

在图 5 的空间时间关系中，曲线(1)、(2)都是充 P-9 气体的结果，因为电压不同，室内电场分布也不同，故粒子在相同位置入射，其电离电子漂移时间不同。

有较大影
0 绝缘板

种漂移室
P-9 气体
= -3300

形铝上的
1-401 粘

干得的结果
移室内所有
后用途加
票移线和

从图 5 还可看到,在 MIT 型漂移室中充 P-9 气体时,漂移速度并不恒定,而与入射粒子位置有关.随着入射粒子与阳极丝间距离的增大,漂移速度先略减小,后略增大.从图 5 曲线(1)求得的漂移速度平均值为 $3.34\text{cm}/\mu\text{s}$.

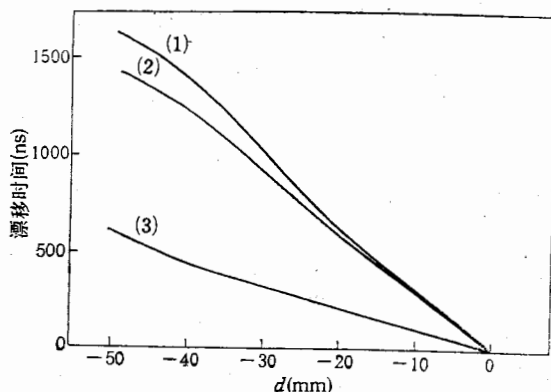


图 5 漂移室的空间-漂移时间关系横坐标 0 对应于阳极丝位置

(1) +2000 V, -4000 V, P-9 气体 (2) +2100 V, -3000 V, P-9 气体
(3) +3500 V, -3000 V, Ar/CH₄ = 10/90

我们在图 5 曲线(2)所示的实验条件下,用准直 β 源测量漂移时间谱, β 射线在离阳极丝 1.2 厘米处入射.源准直缝宽 300 微米, β 射线在丝平面上的几何展宽约 600 微米.从时间谱的宽度扣除几何展宽和多次散射展宽后,得到曲线的标准偏差 σ 约为 400 微米.

在前后向漂移室的安放位置上将有强的非均匀磁场.磁场的存在会使电子漂移线在三维空间呈螺旋形曲线,因而使漂移时间发生变化.用前面提到的 WIRCHA 程序包计算了磁场中电子的漂移特性,计算结果见图 3(a)、(b)、(c)、(d),它们分别给出了四种不同磁场强度时的电子漂移线和等时线.

我们还改变漂移室的充气,在增加猝灭气体的含量后,可观测到自猝灭流光信号.用 90% 甲烷和 10% 氩的混合气体,工作电压 $V_+ = 3500$ 伏, $V_- = -3000$ 伏时,漂移室处于完全的自猝灭流光放电区,这时测量得到的空间时间关系如图 5 曲线(3)所示.可以看到漂移速度显著提高.

五、X 射线检测

用二维漂移室记录 ^{55}Fe 5.9 keV 的 X 射线,源强 1.3 毫居里,准直孔直径 2mm.室的铝板上厚 25μ 的铝箔薄窗,使低能 X 射线能穿进漂移室内.

漂移室输出脉冲经过二级放大后用多道分析器记录.根据 5.9 keV X 射线的原初电离,由输出脉冲电荷计算出漂移室的气体放大.在阳极丝正高压 1500 伏,负高压 -3500 伏时测量 ^{55}Fe X 射线的正比脉冲幅度谱,可观测到对应于 5.9 keV 的全吸收峰和 $\sim 3\text{keV}$ 的逃逸峰.

压固
阳极
丝越
间电
在阳
的区
下集

移单
体宽
TDC
单元
关闭
程
图 8
最长

，而与人射
增大。从

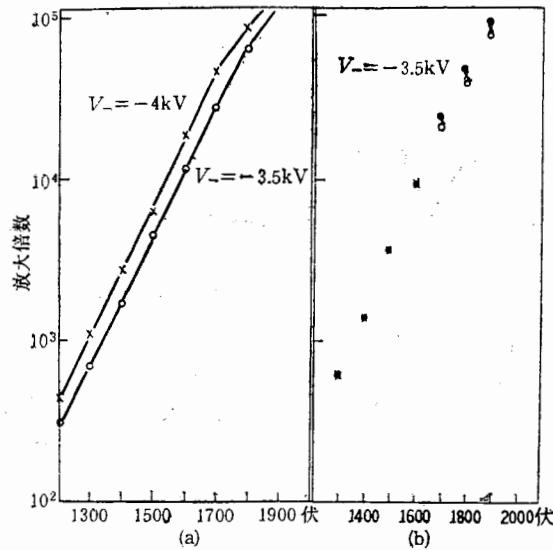


图 6 (a) 气体放大倍数随阳极电压变化曲线

(b) 气体放大在不同阳极电压下随入射粒子位置的变化

○ 放射源距丝 1cm × 放射源距丝 2cm ● 放射源距 4.5cm

线在离阳
00 微米。
为 400 微

票移线在
呈序包计
出了四种

言号。用
票移室处
可以看

漂移室气体放大随阳极电压及负高压变化的曲线见图 6(a)；图 6(b) 是漂移室负高压固定于 -3500 伏时，X 射线、距丝 1cm、2cm 及 4.5cm 处入射时测量到的气体放大。当阳极电压大于 1700 伏，观测到气体放大与 X 射线入射位置有关，X 射线入射位置离阳极丝越近，气体放大越小。但当阳极电压低于 1700 伏，这种现象并不出现。该现象可用空间电荷效应来解释。如果 X 射线的原初电离团集中在阳极丝附近产生，则雪崩放电集中在阳极丝附近的区域，故会有明显的空间电荷效应；但若 X 射线的原初电离在远离阳极丝的区域产生，当它们漂移到阳极丝附近时已经扩散，发生雪崩放电的区域就不如前述条件下集中，因而空间电荷效应不那么显著。

六、宇宙线检测

我们建立了一套 IBM-PC 微机在线数据获取系统进行宇宙线检测，如图 7 所示。漂移室的上、下方安置塑料闪烁计数器 S₁ 和 S₂，用以选择上、下贯穿的宇宙线 μ 子。闪烁体宽度和漂移室宽度相同，两个闪烁体相距 258 厘米，以限制宇宙线 μ 子的入射角度。

闪烁计数器的符合输出用作 TDC 的公共起始，阳极丝输出信号经过放大成形后作 TDC 停止信号，这些信号经由 25 米电缆传输到在线实验室的 CAMAC 机箱中的 TDC 单元。同时，闪烁计数器符合信号经过 2255A 双定时单元，产生宽度 150 微秒的门脉冲，关闭通往 TDC 的门。由于待测的时间间隔超过 TDC 插件 (LRS 2228 A) 的最大量程，我们将量程扩充为 1、2 和 5 微秒。用以上装置测量了漂移室单元的漂移时间分布。图 8 是当阳极电压 2350 伏，负高压 -3000 伏时宇宙线粒子的漂移时间分布直方图。由最长漂移距离及测得的最大漂移距离，估计出平均漂移速度约为 3.3cm/μs。

室的

原初电
-3500
~3keV

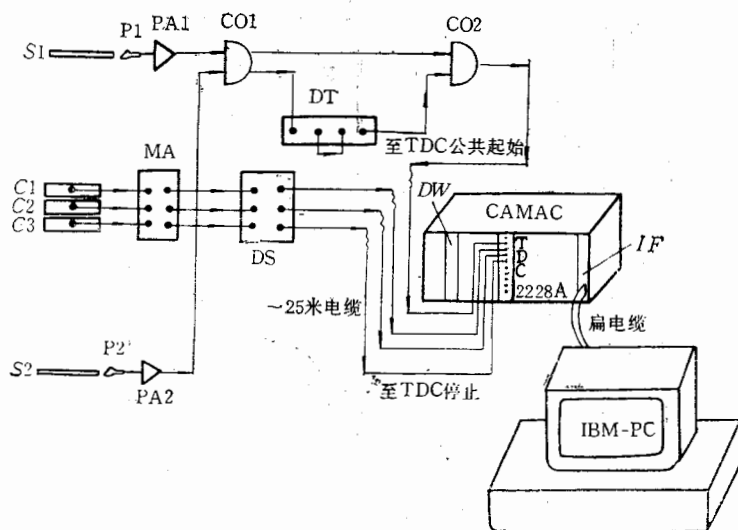


图 7 漂移室单元的宇宙线在线检测系统方块图

S_1, S_2 塑料闪烁体 C_1, C_2, C_3 漂移室单元 P_1, P_2 光电倍增管 MA 主放大 PA1, PA2 前置放大 CO1, CO2 符合单元 DT 双定时单元 DS 甄别器 DW 数据通道显示单元 IF 机箱控制器 3989

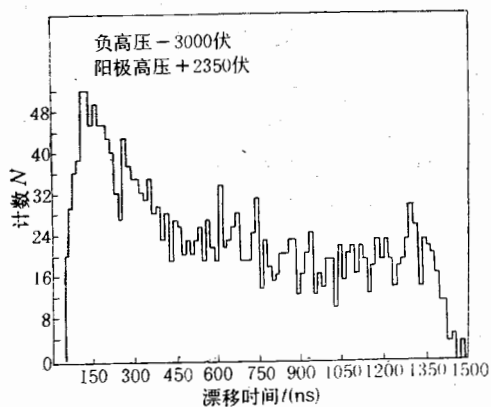
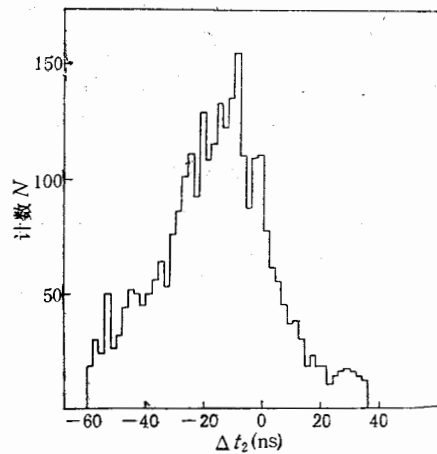


图 8 宇宙线粒子漂移时间分布直方图

图 9 三室法测量得到的 Δt_2 分布

我们用三室法^[6]测量了漂移室单元的空间分辨率。把三个相同的漂移室单元(从上到下依次为 C_1, C_2, C_3)放在间距相同的位置上。对同一入射粒子,若 t_1, t_3 是室 C_1, C_3 测到的漂移时间, t_2 是待测的中间漂移室 C_2 的漂移时间,令

$$\Delta t_2 = \frac{1}{2} (t_1 + t_3) - t_2,$$

多次测量得到的 Δt_2 分布见图 9。对该分布进行曲线拟合,得出漂移室的空间分辨约 570 微米。因为宇宙线在漂移室单元的不同部位入射,且有一定的入射角,所以该数值只是一个平均的结果。

七、延迟线性能

对应于阳极丝上每一个雪崩信号,延迟线上产生一个感应信号,后者在延迟线内以一定速度向两端传播.利用电子学的方法读出感应信号到达延迟线两端的时间差,或感应信号到达一个端点的时间与阳极丝信号的时间差,即可确定粒子的第二坐标.

我们采用意大利 Naples 型延迟线^[7],在 80cm 长度上,得到第二坐标的位置分辨为 2—5mm,中点位置分辨优于全长的 0.5%,末端分辨比中点的分辨变差一倍左右,位置读出的线性好于 1%.

物理一室和二室在仪器方面给以支持,张志杰协助制作漂移室单元,在此一并致谢.

参 考 文 献

- [1] L-3 Collaboration: Technical Proposal (1983).
- [2] 前后向漂移室组: 高能物理与核物理, 11(1987).
- [3] U. Becker et. al., *Nucl. Instr. Meth.*, 128(1975), 593.
- [4] B. Jean-Marie et. al., *Nucl. Instr. Meth.*, 159(1979), 213.
- [5] J. Fehlmann et. al., WIRCHA, ETHZ IHP Report, March, 1983.
- [6] 唐孝威主编: “粒子物理实验方法”, 人民教育出版社, 1982.
- [7] F. Carabonara et. al., *Nucl. Instr. Meth.*, 171(1980), 479.

CONSTRUCTION AND PERFORMANCE OF TWO-DIMENSIONAL DRIFT CHAMBER

FORWARD AND BACKWARD MUON CHAMBER GROUP*
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The two dimensional drift chamber was formed by gluing a delay-line in a MIT-Harvard type drift chamber. An average drift velocity about 3.34 cm/ μ s was obtained when the chamber was operated at plateau region and filled with P-9 gas. Its average space resolution is 570 μ m. The output signal amplitude of the chamber being changed when alter the incident particle's (both β^- and X-ray) position was observed.

* Chen Chang, Chen He-sheng, Chen Mei-li, Fang Guang-Yin, Jin Bing-nian, Li Xiao-guang, Tang Xiao-wei, Wang Ji-hua, Wang Meng-qi, Wu Rong-jiu, Xu Hong-zhang, Yang Kang-shu, Zhang Shou-yu, Zhu Yong-sheng, Zhuang Hong-lin.

分布

:(从上到
、C₃测到

辨约 570
直只是一