

# 倾斜多丝正比室的性能研究

王建春 马文淦 许容宗 陈宏芳 林趾荣

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

## 摘 要

本文通过对倾斜式多丝正比室的束流测试数据和理论模拟计算数据的分析,对室的性能做了较为详细的研究.结果表明:该室在丝平面内垂直于丝方向的定位精度好于  $200\ \mu\text{m}$ ;室性能的实验结果与理论模拟计算结果相符.

## 一、引 言

倾斜式多丝正比室(PIC)和电磁量能器配合,可以做为大型正负电子对撞机谱仪的亮度监测和双光子事例的标记系统,该系统可放置于谱仪前后向的小角度区.为了保证亮度测量的精度和双光子事例横动量测量的精度,对高能电子入射的空间位置在垂直于丝方向的定位精度要求达到  $0.2\ \text{mm}^{[1]}$ .一般的漂移室虽然也能达到较高的空间分辨率,但其计数率远低于多丝正比室. PIC 的阳极丝平面是倾斜于粒子入射方向的,当带电粒子与丝平面法线方向呈  $\alpha$  角入射时,被入射粒子触发的丝数  $N$  随入射角  $\alpha$  增加而增加.由于对每一条径迹可以得到  $N$  个时间数据,因而倾斜式多丝正比室的定位精度比普通多丝正比室有很大提高,且在一级近似下,入射粒子径迹通过丝面位置的确定与漂移速度无关.文献[2]表明:倾斜多丝正比室可以得到  $100\ \mu\text{m}$  左右的位置分辨,双径迹分辨可达  $300\ \mu\text{m}$ ,径迹方向角分辨可达  $1^\circ$ .

本文报告我们对 PIC 特性进行模拟计算和束流测试所得到的基本数据.结果表明:模拟计算结果与测试数据符合得很好,室的性能也达到了设计要求.

## 二、PIC 结构介绍

图1为 PIC 的结构示意图.它是一个八棱锥台,在每条棱上有一个直立的支撑梳子,梳子是由  $1\ \text{mm}$  厚的环氧树脂板精加工而成,在它上端有宽  $0.3\ \text{mm}$ ,深  $1\ \text{mm}$  的槽,横向间距为  $2.12 \pm 0.02\ \text{mm}$ .阳极丝依次固定在梳子槽内,丝距  $s$  为  $2\ \text{mm}$ ,阳极丝是直径为  $20\ \mu\text{m}$  的镀金钨丝.阴极面与阳极丝平面的距离  $L$  为  $8\ \text{mm}$ ,锥台侧面的法线与锥台轴线成  $30^\circ$  角.平行于锥台轴线入射的高能电子在室内灵敏区留下的径迹覆盖约 5 根丝

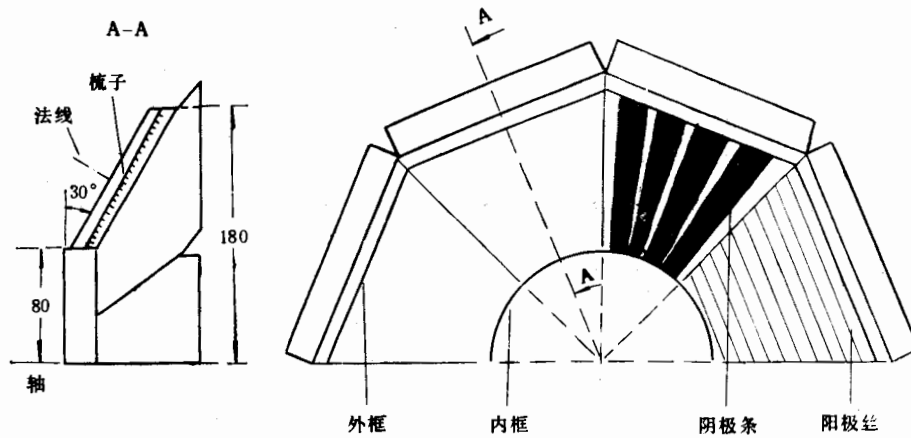


图1 PIC 结构示意图

的范围。由某根丝测到的漂移时间，可以推算出径迹穿过丝平面的径向坐标  $\rho$ 。PIC 下阴极面上的每一个扇区分割成 16 等分角的阴极条（呈辐射状），阴极条的宽度由 3 mm 到 8 mm 沿径向变化。测量阴极条上感应信号的电荷重心，可以提供粒子穿过丝平面的角向坐标  $\phi$  的信息<sup>[3]</sup>。

在试验束上，PIC 的阴极工作电压为 -4.4 kV，阴极丝保持地电位。室内工作气体为 Ar(80%) + CO<sub>2</sub>(20%) 混合气体，工作压力为 1 atm。这种气体具有抗辐射性能好，安全及廉价的优点。

### 三、漂移速度及电场强度的模拟计算方法

漂移速度及电场强度的计算是采用 WIRCHA 程序包进行的<sup>[4]</sup>。其基本方法简述如下：

#### 1. 电子漂移速度的计算<sup>[5]</sup>

电子在电场中的漂移速度不象离子那样正比于  $E/p$  ( $E$  为电场强度,  $p$  为气压), 即使在很小的电场下, 电子的迁移率也不是常数, 因而电子的漂移特性直接用漂移速度来描述而不用迁移率。设电子在两次碰撞之间的平均时间为  $\tau$ , 则平均漂移速度  $\bar{w} = \frac{eE}{2m} \tau$ , 这

儿  $e$  为电子的电量,  $m$  为电子质量。  $\tau$  是与电子能量和气体成份有关的量, 确定  $\tau$  值需首先计算出电子的能量分布。电子能量分布与电场的关系为:

$$F(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \exp \left\{ - \int \frac{3\varepsilon\Lambda(\varepsilon)d\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)} \right\},$$

式中  $C$  为常数  $\varepsilon$  为电子能量,  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为室内工作气体的温度,  $\Lambda(\varepsilon)$  为每次碰撞的平均能量损失因子,  $\lambda(\varepsilon)$  为两次碰撞之间的平均自由程。设  $P_i$  为混合气体中各组份的含量, 则

$$\Lambda(\varepsilon) = \sum_i P_i \Lambda_i(\varepsilon).$$

由此可以得到在电场作用下, 电子的漂移速度和扩散系数分别为:

$$W(E) = -\frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial [F(\varepsilon) \nu^{-1}]}{\partial \varepsilon} d\varepsilon;$$

$$D(E) = \frac{1}{3} \int \nu \lambda(\varepsilon) F(\varepsilon) d\varepsilon,$$

其中  $\nu$  是能量为  $\varepsilon$  的电子的速度。

## 2. 丝室电场强度的计算

在丝室电场强度的计算中, 采用 WIRCHA 程序包提供的周期性排列丝室的计算方法<sup>[4,6]</sup>。其基本思想是: 假想存在一个非常大的丝室, 两阴极板相距很远, 在这个大丝室的各阳极丝所在位置放置相同尺寸的、所要研究的小丝室, 各个小丝室的边框、阴极板均用相互紧靠在一起的具有相同半径的无限长的金属丝来代替, 即每个小丝室用一组丝在空间的位置参数及丝径、电位来描述。各小丝室中对应的一根丝与无穷远处的两阴极板构成大丝室。这样就可以通过对单个丝室的电位进行叠加, 得到小丝室内的电场分布。

一般多丝室内任意一点的电位计算公式为<sup>[7-9]</sup>:

$$V(x, y) \simeq \frac{V_0}{\frac{2\pi L}{s} - 2 \ln \frac{2\pi R_0}{s}} \left\{ \left( \frac{2\pi L}{s} \right) - \ln \left[ 4 \left( \sin^2 \frac{\pi(x-x_0)}{s} + \sinh^2 \frac{\pi(y-y_0)}{s} \right) \right] \right\}.$$

上式要求满足条件  $L \gg s$ 。式中  $x_0$ 、 $y_0$  为离坐标原点最近的阳极丝坐标,  $R_0$  为阳极丝半径,  $V_0$  为阳极丝上所加电压。

## 3. PIC 中电子漂移速度、扩散系数与电场强度的关系

采用上面叙述的公式可以计算出在 1 个大气压下, Ar(80%) + CO<sub>2</sub>(20%) 的混合气体中电子的漂移速度、扩散系数与电场强度的关系 (见图 2)。图中的扩散系数定义为  $\sqrt{\frac{2D}{W}}$ , 单位为  $\text{cm}^{1/2}$ 。如图 2 所示, 当电场强度大于  $2 \times 10^3 \text{V/cm}$  时, 电子的漂移速度

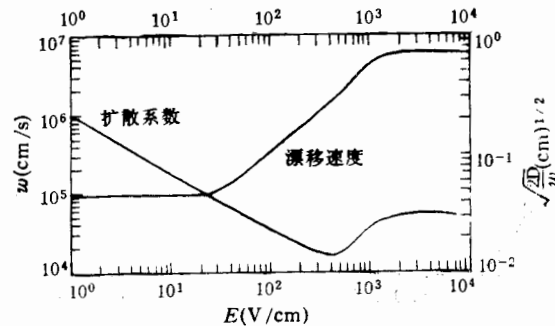


图 2 漂移速度扩散系数与电场强度关系图

和扩散系数趋于稳定值。由于 PIC 对入射带电粒子径迹的空间定位是由漂移时间信息和电子的漂移速度计算得到的,这就要求电子的漂移速度及扩散系数为一稳定值,并尽量不受阳极丝电压波动的影响。选取 PIC 的工作电压为  $-4.4 \text{ kV}$ , 计算表明室内各处的场强基本上大于  $4 \times 10^3 \text{ V/cm}$ , 此时漂移速度正处在图 2 中曲线的稳定值区, 其值约为  $60 \mu\text{m/ns}$ 。

#### 四、PIC 基本特性的研究

PIC 的束流测试是在西欧核子中心 (CERN) SPS 的 X3 束流线上完成的<sup>[3]</sup>, 束流粒子成份为最小电离粒子 (能量为  $10 \text{ GeV} - 50 \text{ GeV}$  的  $e, \mu, \pi$ )。束流入射方向与丝平面的法线方向成  $30^\circ \pm 1^\circ$ , 当 PIC 工作电压为  $4.4 \text{ kV}$  时, 大部分入射粒子引起 5 根丝触发。相对于参考信号 (触发信号), 第  $i$  根丝信号到达的时间  $T_i^m$ , 就是束流测试获得的数据。

为了更深入了解 PIC 的特性, 利用模拟计算得到的电场分布及电子漂移速度和扩散系数计算出相应的漂移等时线, 模拟产生相应的最小电离入射粒子, 和相应的初级电离簇团, 根据建立的漂移等时线得到各个电离簇团到达丝的最小漂移时间  $T_i^s$ 。

下面对计算机模拟产生的数据  $T_i^s$  和束流测试记录的数据进行分析比较。

##### 1. 漂移速度 $w$ 和位置分辨偏差 $\sigma_x$

一个最小电离粒子和丝平面的法线方向成  $\alpha$  角入射, 如果忽略在信号丝附近电力线的弯曲, 那么从各信号丝获得的漂移时间与信号丝的位置就应该满足一定的线性关系。这样, 从两相邻信号丝获得的漂移时间之差  $DT = |T_i - T_{i+1}| = s / (w \cdot \text{tg} \alpha)$ , 其中  $s$  为阳极丝丝距。当  $\alpha$  为  $30^\circ$  时大部分径迹应有 5 根丝触发, 因而在数据分析时只选取 5 根丝有信号的事例, 计算对应于每根丝的  $DT$  值, 舍去最短漂移时间对应的丝的  $DT$  数据 (此时电力线在丝附近的弯曲会破坏上述线性关系)。由此得到束流测试实验及蒙特卡罗模拟的  $DT$  分布图分别如图 3 和图 4 所示, 这里  $\alpha = 30^\circ$ ,  $s = 2 \text{ mm}$ 。图 3 给出束流测试中  $DT$  的平均值  $\langle DT \rangle = 56.0 \text{ ns}$ ,  $\sigma_{DT} = 17.1 \text{ ns}$ , 由此可估算出漂移速度为:  $w =$

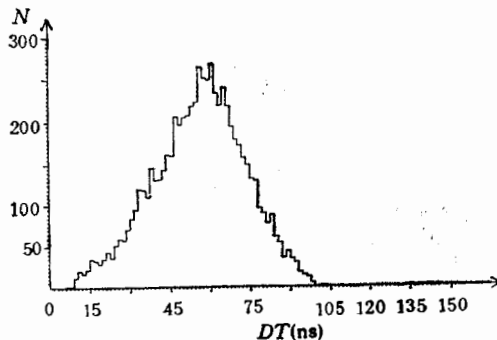


图 3 束流测试的漂移时间差  $DT$  分布图

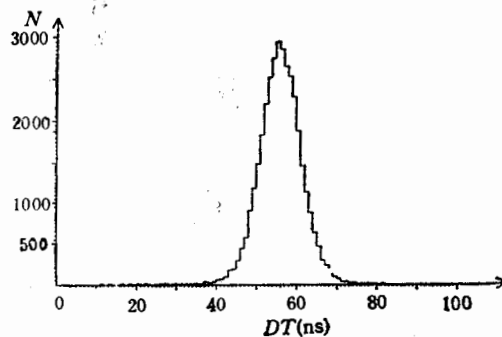


图 4 蒙特卡罗模拟的漂移时间差  $DT$  分布图

$s/(\langle DT \rangle \tan \alpha) = 61.9 \mu\text{m}/\text{ns}$ . 图 4 给出  $DT$  分布曲线的模拟结果:  $\langle DT \rangle = 55.9 \text{ ns}$ ,  $\sigma_{DT} = 5.2 \text{ ns}$ , 计算出漂移速度  $w = 62.0 \mu\text{m}/\text{ns}$ .

确定径迹与丝平面交点位置的偏差可以由  $DT$  分布的标准偏差  $\sigma_{DT}$  求出. 位置测量精度与时间分辨有关, 时间分辨  $\varepsilon_T = \sigma_{DT}/\sqrt{2}$ , 当每根径迹有  $N$  根丝被触发时, 其一维位置分辨为

$$\sigma_x = \varepsilon_T \cdot w \cdot \tan \alpha / \sqrt{N} = \sigma_{DT} \cdot w \cdot \tan \alpha / \sqrt{2N}.$$

当  $N = 5$  时, 由束流测试数据分析得到  $\sigma_x = 193 \mu\text{m}$  模拟计算得到  $\sigma_x = 53 \mu\text{m}$ .

束流测试和模拟计算所得的  $\sigma_{DT}$  值有很大差别. 这是由于束流测试得到的  $\sigma_{DT}$  值包含了入射角度偏差而引起的时间分布加宽 ( $\alpha = 32^\circ \pm 1^\circ$ ), 而在模拟计算中  $\alpha$  取为  $30^\circ$  而无偏差; 其次束流测试中, 还存在输出信号幅度涨落引起电子学定时系统的时间摆动.

## 2. 校正时间 $T_0$

在蒙特卡罗模拟计算中得到的漂移时间并不包括电子学线路的时间延迟, 因而  $T_0 = 0$ . 在束流测试中, 假定各丝的电子学(包括电缆)的时间延迟相同, 均为  $T_0$ , 确定  $T_0$  是通过选择合适的事例, 使得某一信号丝的左右邻丝测得的漂移时间相等. 实际上为了获得较多的事例, 我们将选择这类事例的标准由左右丝漂移时间之差  $\Delta T = 0$  放松为  $|\Delta T| \leq 6 \text{ ns}$  (一个时钟周期), 这意味着粒子的径迹通过或非常接近信号丝. 由该信号丝得到的时间谱见图 5, 可以看出  $T_0$  分布峰值在  $40 \text{ ns}$ , 半高宽度为  $7 \text{ ns}$ . 在下面的实验数据处理中, 将利用该  $T_0$  值来计算真实的漂移时间  $T_i$ .

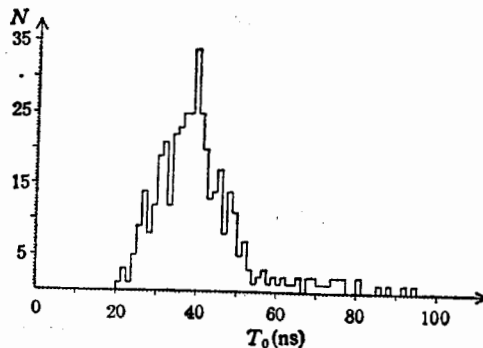


图 5 束流测试的校正时间  $T_0$  分布图

3. 漂移时间谱

## 3. 漂移时间谱

由实验测得的漂移时间  $T_i^m$ , 计算出  $T_i = T_i^m - T_0$ , 得到的漂移时间谱如图 6 所示. 作蒙特卡罗模拟时, 取入射粒子径迹与 PIC 丝平面的法线成  $30^\circ$  角, 粒子在工作气体中的平均电离自由程  $\bar{\lambda} = 300 \mu\text{m}$ , 沿径迹模拟产生电离簇团, 得到每一根信号丝记录到撞击该信号丝的电离电子的最短漂移时间, 作出的漂移时间谱如图 7 所示.

由图 6 和图 7 可以看出, 这两种方法得到的漂移时间谱符合得很好. 在  $T \approx 8 \text{ ns}$  处有一个峰,  $T$  大于  $16 \text{ ns}$  后逐渐向坪区过渡, 在  $20 \text{ ns}$  到  $130 \text{ ns}$  左右存在坪区, 坪区以后有一个“尾巴”. 对此可以给出简单的解释<sup>[5]</sup>: 对均匀入射束, 在靠近丝的地方为高场区, 由于电力线的弯曲, 单位漂移长度上的入射粒子数比均匀场区要多, 因而产生图中的峰区; 而在离丝远一些的均匀场区, 单位漂移长度入射粒子束数目保持为常数, 因而漂移时间分布出现一个很长的坪区; 在这两部分之间, 电场强度是强场区到恒定场区的过渡, 在这一区域产生的电子的漂移时间介于上述两种情况之间, 因而在漂移时间分布图上也为过渡区; 坪区以后存在一个“尾巴”, 这是由于阳极丝平面与阴极板间距有限, 从阴极板起

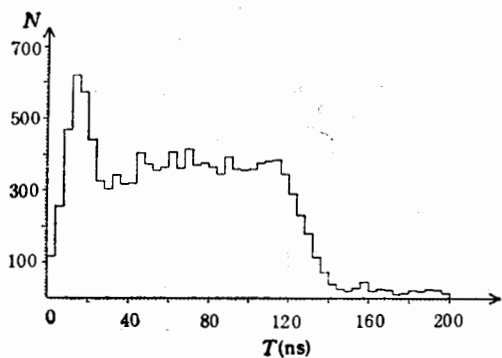


图6 束流测试漂移时间分布图

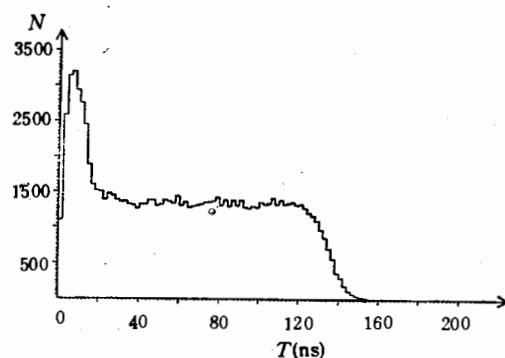


图7 蒙特卡罗模拟的漂移时间分布图

到撞丝止,电子的漂移距离并不相同,造成漂移时间的统计涨落。据上述分析,从漂移时间谱上可以估算出漂移速度,取最大平均漂移时间为 128 ns,则可得到漂移速度为  $w \approx 8\text{mm}/128\text{ns} = 62.5\mu\text{m}/\text{ns}$ ,这与前面计算得到的结果大致相符。

#### 4. 漂移时间-空间位置的相关性

PIC 是一个主要用于粒子径迹空间定位的探测器。对一个人射的带电粒子,如果能

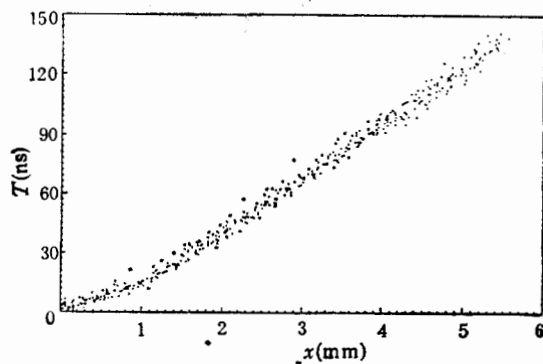


图8 蒙特卡罗模拟的漂移时间-空间位置关系图

确定该粒子径迹与丝平面交点的位置,又能定出粒子的方向,则可定下该粒子的径迹。在二维空间中,入射带电粒子方向的确定比较容易,可以由公式  $\text{ctg } \alpha = \frac{w \cdot DT}{s}$  来计算,交点的位置则必须由漂移时间与位置的关系来确定。对以一定角度入射的平行带电粒子宽束,各信号丝得到的每一径迹产生的时间信息与该丝到径迹与丝平面交点  $o$  的距离有一定的对应关系。图8给出了蒙特卡罗模拟得到的漂移时间-空间位置关系图。从图中可以看出:当丝与交点距离比较远时,该分布呈线性关系,因为这时带电粒子穿过属于该信号丝的电力线均匀区,在该区电力线方向近于平行,因而  $T-x$  的模拟点分布在一条直线附近(这里  $x$  为击中丝与交点  $o$  的距离)。而在丝与交点距离较小时,带电粒子穿过电力线弯曲区,  $T-x$  间的线性关系受到破坏。

图8可以在  $x > 1.0\text{mm}$  的区域拟合出  $T-x$  的线性关系式:

$$t = 28.04x - 15.4, \quad (x > 1.0\text{mm})$$

也即:  $x = 0.0357t + 0.55$ , 这里  $x$  的单位为 mm,  $t$  的单位为 ns。和  $x$  对应的电子漂移距离为  $y = x \text{ctg } \alpha = \sqrt{3} \cdot x$ , 由此可得漂移速度近似为  $w = 0.0357 \times \sqrt{3} \text{mm}/\text{ns} = 61.8\mu\text{m}/\text{ns}$ , 与前面计算结果相符。

## 五、结 束 语

本文从实验和蒙特卡罗模拟计算两方面对 PIC 的性能进行了研究, 确定出该室在设计的工作条件下电子漂移速度为  $62 \mu\text{m}/\text{ns}$  左右; 阳极丝上测得的电子漂移时间的校正时间为  $40 \text{ ns}$ 。该室的一维位置分辨精度好于  $200 \mu\text{m}$ , 这样的定位精度能满足大型正负电子对撞机亮度监测的要求。

计算机模拟成功地得到与实验结果相符的漂移时间谱分布和漂移时间-空间位置关联曲线。

感谢西欧核子中心的同事们, 尤其是丁肇中先生在 PIC 的束流测试过程中给予的支持和关心。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Technical Proposal, L3, May 1983.
- [ 2 ] Bettini A. et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **204**(1), (1982), p.65.
- [ 3 ] 许咨宗等, 核电子学与探测技术, **Vol. 10, No. 3**, (1990) p.153.
- [ 4 ] Fehlmann J. et al., WIRCHA-A Program Package to Simulate Drift Chamber, ETH, TEC DETECTOR GROUP, Internal Report, 1983.
- [ 5 ] 唐孝威等, 粒子物理实验方法, 人民教育出版社, (1982) p.35.
- [ 6 ] 马文淦等, 中国科技大学学报, **Vol. 19, No. 1**, (1989) p.131.
- [ 7 ] Buchholz H., *Elektrische und Magnetische Potentialfelder*, Springer, Berlin, 1957, p. 90.
- [ 8 ] Erskine G. A., *Nucl. Instrum. Methods*, **105**(1972), 565—572.
- [ 9 ] Morse P. M. and Feshbach H., *Methods of Theoretical Physics*, McGraw-Hill, New York, 1953, p. 489.

## The Study of Basic Characteristics of the Proportional Inclined Chamber

WANG JIANCHUN MA WENGAN XU ZIZONG CHEN HONGFANG LIN ZIRONG

(University of Science & Technology of China, Modern Physics Department, Hefei 230026)

### ABSTRACT

We analyzed the data from both beam test and theoretical simulation of the proportional inclined chamber. A detailed study of basic characteristics of the chamber has been done. It shows that the position accuracy in the wire plane along the direction perpendicular to anode wires is better than  $200 \mu\text{m}$ . and the theoretical simulation can explain the experimental results very well.