



北京大学

## 硕士研究生学位论文

题目： 新型微结构气体探测器性能模拟研究及CMS-GEM探测器升级项目

姓 名： 何少坤

学 号： 1501210102

院 系： 物理学院

专 业： 粒子物理与原子核物理

研究方向： 中高能与粒子物理

导 师： 班勇教授

2018年6月



## 版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则一旦引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。



## 摘要

关键词：其一，其二



---

**ABSTRACT**

Test (Some Major)

Directed by Prof. Somebody

**ABSTRACT**

Test of the English abstract.

**KEYWORDS:** First, Second



# 目录

<b>第一章 引言</b>	<b>1</b>
1.1 微结构气体探测器的发展历史 . . . . .	1
1.2 微结构气体探测器工作原理 . . . . .	3
1.2.1 带电粒子在气体中的原初电离过程 . . . . .	4
1.2.2 气体探测器中电子和离子的漂移扩散过程 . . . . .	4
1.2.3 电子在探测器中的雪崩倍增过程 . . . . .	6
<b>第二章 新型微结构气体探测器简介</b>	<b>9</b>
2.1 Triple-GEM探测器简介 . . . . .	9
2.2 FTM探测器简介 . . . . .	11
2.3 $\mu$ -RWELL探测器简介 . . . . .	13
<b>第三章 探测器模拟研究方法介绍</b>	<b>15</b>
3.1 有限元分析方法与软件介绍 . . . . .	15
3.2 GARFIELD软件介绍 . . . . .	16
3.3 三种微结构气体探测器的模型构建 . . . . .	16
3.4 探测器及输出信号 . . . . .	18
<b>第四章 数据分析过程</b>	<b>21</b>
4.1 探测器时间分辨研究 . . . . .	21
4.2 位置分辨率 . . . . .	23
<b>结论</b>	<b>25</b>
<b>文献列表</b>	<b>27</b>
<b>附录 A 附件</b>	<b>29</b>
<b>致谢</b>	<b>31</b>
<b>北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明</b>	<b>33</b>



# 第一章 引言

微结构气体探测器（Micro Pattern Gaseous Detector, 简称MPGD）代表了最新一代的气体探测器，由于其拥有极高的计数率承受能力、耐辐照性能、以及时间和空间分辨能力，MPGD目前已经成为国际气体探测器研究的热点，并广泛的应用于高能物理实验、核探测实验以及核技术应用设备等诸多方面。本章节主要介绍微结构气体探测器的发展历史，以及微结构气体探测器的工作原理。

## 1.1 微结构气体探测器的发展历史

气体探测器在粒子物理与核物理实验中扮演着非常重要的角色。世界上最早的气体探测器，盖革计数器[1]，是一种管内存贮有气体，管内沿着轴线方向有特定材料金属丝的气体探测器，通过外接高压阳极丝和阴极丝之间产生一定的电压差，当有粒子射入盖革管时就会引起管内的气体发生自激放电，同时在阳极丝上会产生脉冲信号。这种类型的探测器具有灵敏度高、输出脉冲幅度大的优点，应用于各种电离辐射的实验测量中。

1968年G.Charpack发明了多丝正比室(MWPC,Multi Wire Proportional Chamber)[2],使得传统气体探测器的结构发生了革命性的变化，多丝正比室的结构如图1.1所示，上下两块阴极平板的间距通常为几个厘米，中间平面由大量的平行金属丝组成，称为阳极丝平面，这些细丝的直径约为0.1mm，间距通常为几个毫米量级。当有入射粒子进入探测时，会在探测器中产生电离电子，阳极丝平面会收集电子，并产生脉冲信号，通过恰当的电子学设计，就可以使用多丝正比室实现二维的位置测量，如果将许多个多丝正比室堆叠使用，就可以实现粒子的入射径迹测量。此外，多丝正比室的探测器增益可以达到 $10^6$ 量级，相应的具有能量分辨率好，信噪比高，灵敏区面积大等优点，并且还可以根据实验的需求制作成不同形状、不同尺寸的探测器。但同时由于工艺上对于阳极丝之间间距的限制，会对多丝正比室的空间分辨率造成很大的限制，同时由于空间电荷效应的存在，多丝正比室的计数率承受能力也比较小。

20世纪80年代末，随着电子学技术的飞速发展，气体探测器的发展也迎来了崭新的阶段，出现了许多具有新型结构的气体探测器，这些探测器统称为微结构气体探测器（MPGD, Micro Pattern Gaseous Detector）。典型的代表为基于微网结构的Micromegas[3]（Micro Mesh Gaseous Structure）以及基于微孔结构的GEM[4](Gas Electron Multipliers)探测器，以Micromegas与GEM为基本结构，又出现了许多类似的微结构气体探测器。与

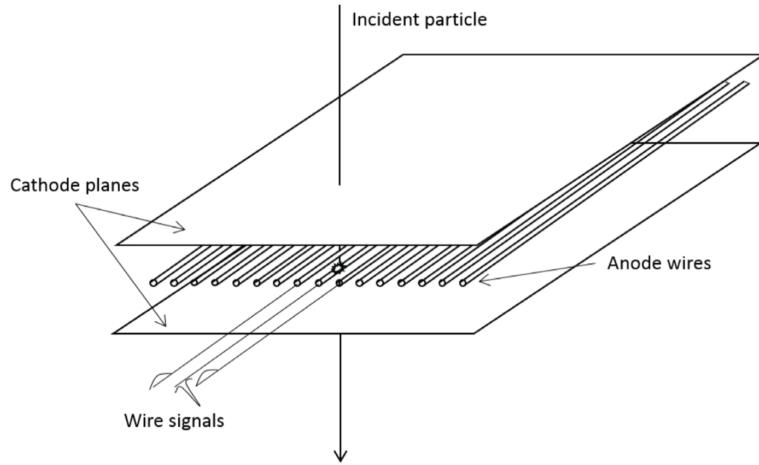


图 1.1 多丝正比室结构示意图

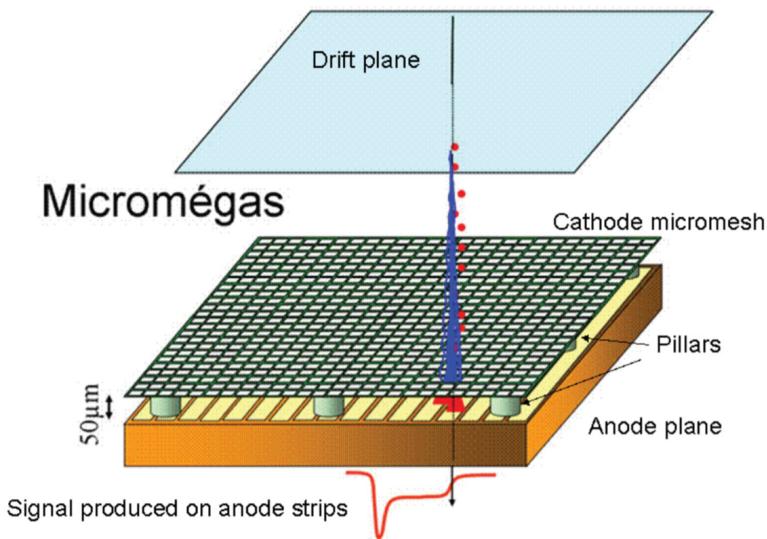


图 1.2 MicroMegas结构示意图

之前的多丝正比室(MWPC)相比较，这种类型的微结构气体探测器具有更好的计数率承受能力、更好的时间分辨和位置分辨能力、更高的耐辐射能力、更高的增益以及长时间稳定性，被广泛的应用于现代粒子物理实验中。以基于微网结构的Micromegas为例，其结构示意图如图1.2所示，整个探测器是一个三层结构，包括漂移层、微网层、阳极层。中间为带孔洞结构的微网层，这个微网层将探测器分为两个区域，分别为漂移区和雪崩放大区。漂移区的间距一般在毫米量级，通常情况下为3mm到10mm；雪崩放大区间距在 $\mu m$ 量级，通常情况下为 $25\mu m$ 到 $150\mu m$ 。接上外接高压后，使得探测器漂移区的电场强度为几个kV/cm，雪崩放大区的电场强度为几十个kV/cm到百个kV/cm。

如图1.2所示，入射粒子在漂移区发生原初电离，电离产生的电子在漂移区电场

的作用下向中间的微网层漂移，穿过微网层并进入雪崩放大区，在雪崩放大区极强电场的作用下雪崩放大产生大量的电子离子对。雪崩产生的电子在电场的作用下向阳极移动并被读出条快速吸收，在相应的读出条上感应出一个幅度很大宽度很窄的电流信号；由于正离子的漂移速度比电子要小很多，正离子也会在阳极上感应出一个信号，不过这个信号的幅度会很小但信号宽度很大。最终探测器阳极读出条上的信号是由电子感应得到快信号和由离子感应得到的慢信号叠加的结果，通过对探测器读出条上信号的相应的精确处理，可以得到入射粒子的能量、位置和时间等信息。

尽管微结构气体探测器技术在飞速的发展，仍然存在一些探测器生产技术上以及探测器性能上的挑战，比如如何防止打火、如何保证探测器的长时间稳定性以及如何设计前端电子学以应对更加恶劣的工作环境。为了更好的推进微结构气体探测器的发展，攻克微结构气体探测器所面临的挑战，欧洲核子研究中心CERN在2008年成立了RD51合作组[5]，合作组的宗旨在于推进微结构气体探测器及相关电子学的发展。

位于欧洲核子研究中心（CERN）的大型强子对撞机（LHC: The Large Hadron Collider）将于2023年至2025年在对撞机关停期间进行二期升级计划（Phase-II Upgrade），升级后的探测器将要面临一个亮度更高的工作环境，尤其是在CMS探测器[6]（Compact Moun Solenoid）的前端部分，为了保证探测器系统的触发效率以及径迹重建能力，各种各样的新型的微结构气体探测器被研制出来，以满足升级的需求，这其中包括Triple-GEM（三层GEM探测器）[7], FTM(Fast Timing Micropattern gaseous detector, 快时间响应微结构气体探测器)[8]， $\mu$ -RWELL(micro Resistive WELL structure detector, 微结构阱型探测器) [9]。其中Triple-GEM探测器已经被确定作为CMS内圈探测器升级的基本方案，而FTM以及 $\mu$ -RWELL探测器仍然在研制中。

目前微结构气体探测器的研究重心主要集中在探测器前端读出电子学的研究，大面积探测器工艺的研究，阻性探测器的研究以及新材料与新结构的研究，以追求更高的分辨能力、计数率承受能力、抗辐照性能等。微结构气体探测器是多丝正比室出现后的又一个里程碑式的发明。经过三十多年的发展，微结构气体探测器已经称为气体探测器领域的主流研究方向，并且具备了多种多样的成型的技术方案，未来微结构气体探测器也必将迎来更加繁荣的发展以满足新的实验需求及挑战。

## 1.2 微结构气体探测器工作原理

微结构气体探测器最基本的工作原理可以描述如下：入射粒子在探测器气体介质中发生电离，电离产生的电子-离子对在电场的作用下向倍增区漂移并扩散，在倍增区发生倍增（雪崩）放大，然后通过读出电极以及电子学实现信号获取，最终研究微结构气体探测器的各种性能。即微结构气体探测器的工作原理可以概括为电离过程、漂

移及扩散过程、雪崩倍增过程、信号获取过程。

### 1.2.1 带电粒子在气体中的原初电离过程

当高能量的带电粒子穿过气体介质，并且满足 $E_p \gg E_i$ 时（其中 $E_p$ 表示带电粒子的能量， $E_i$ 表示气体电离所需要的最小能量），在带电粒子通过气体介质的路径上会与气体介质原子和分子发生电离碰撞，从而释放出电子-离子对。这种直接碰撞产生的电子-离子对称为原初电离。原初电离产生的电子-离子对中，某些电子仍然具有高于 $E_i$ 的能量，可进一步使得介质原子分子发生电离，这时候产生的电子离子对称为次级电子-离子对。原初电离和次级电离两部分的贡献之和称为总电离。通常总电离数可表示为：

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (1.1)$$

其中 $\Delta E$ 是带电粒子在气体体积中总的能量损失， $W_i$ 是产生一对电子-离子对所需要的平均能量。通常情况下，对于大多数气体来说， $W_i$ 处在 $20\sim40\text{eV}$ 量级。并且电离碰撞是随机的，可以看做是一种统计过程。即使每个粒子损失相同的能力，他们所产生的总电离仍然具与统计涨落。法诺给出的电离涨落方差为：

$$\sigma^2 = F \cdot \frac{\Delta E}{W_i} \quad (1.2)$$

其中 $F$ 为法诺因子，对于气体来说，法诺因子 $F$ 小于等于0.2，这种电离的统计涨落将直接决定探测器的固有能量分辨率。

### 1.2.2 气体探测器中电子和离子的漂移扩散过程

在探测器外加电场的作用下，气体中的离子和电子等带电粒子都会受到电场库仑力的作用，因而会在其原有热运动的基础上进行宏观的漂移运动，其速度称为漂移速度，离子的漂移速度是决定探测器时间响应性能的重要因素，对辐射测量的结果有着决定性的影响。气体探测器中电离产生的电子和正离子除热运动外，还有两种定向运动：一种是沿着外加电场方向的漂移运动，另一种是因电子和离子密度不均匀而引起的空间扩散。

- 电子和离子的漂移过程

在电场的作用下，离子作加速运动，同时与探测器中的气体分子及原子发生碰撞并损失能量从而使得自身的速度降低，但在宏观上仍然表现为具有一定平均速度的定向运动，即漂移运动。漂移运动过程中的平均速度称为漂移速度，用符号 $v^+$ 表示。这里所说的漂移速度并不是离子的瞬时速度，而是离子在无规则瞬时速度上的一个定向

速度的平均值，实验表明， $v^+$ 在很大的电场范围内与约化场强( $E/p$ )成线性关系，并满足以下关系

$$v^+ = \mu^+ \cdot \frac{E}{p} \quad (1.3)$$

其中p表示探测器中气体的气压， $\mu^+$ 表示离子的迁移率，迁移率与离子的种类以及探测器工作气体种类有关。在常用的气体探测器中，离子的迁移速度一般为 $10^2 \sim 10^3 \text{ cm/s}$ 。离子的质量越大，漂移速度越慢。漂移速度影响探测器输出信号的时间特性。

然而电子的漂移速度与约化场强( $E/p$ )并不成正比关系，与离子的漂移过程相比，电子的漂移过程具有两个差别，第一个差别是电子的漂移速度约为 $10^5 \sim 10^6 \text{ cm/s}$ ，比离子的漂移速度约大 $10^3$ 倍。由于电子的质量远远小于气体原子的质量，所以每次碰撞损失的能量很小，只有当电子的动能大于气体分子的激发能时才可能产生非弹性碰撞，从而导致大的能量损失。所以电子在电场中一直处于加速过程，直到其自身动能大于等于气体分子的激发能。又因为电子的平均自由程比离子要大，在平均自由程内，电子从电场中可以获得较大的动能，所以漂移速度大。第二个差别是电子的漂移速度对于探测器工作气体组分非常灵敏，在气体组分中加入低激发能的多原子气体分子时，可以显著的降低电子的杂乱运动，使得电子的定向漂移速度变大。

- 电子和离子的扩散过程

如果探测器中电子和离子的空间分布不均匀，就会在密度分布的梯度方向上发生扩散，我们假设漂移的平均距离为 $S_w$ ，扩散的平均距离为 $S_d$ ，在室温条件下，有：

$$\frac{S_d}{S_w} = 0.2 \cdot \sqrt{\frac{\eta}{V}} \quad (1.4)$$

其中 $\eta$ 是电子及离子无规则运动的能量与粒子热运动能量的比值， $V$ 表示电子及离子在漂移路径两个端点的电势差。气体探测器中使用的工作气体一般是多原子气体，对于同一种类型的气体组分来说，电子对应的 $\eta$ 值要比离子对应的 $\eta$ 值大，因此离子的扩散效应要比电子更加明显。研究表明，电子和离子的扩散对于位置灵敏探测器的空间分辨能力有很大的影响。

此外，对于电子来说，当电子与探测器中的气体分子发生碰撞时，有一定的几率被气体分子俘获而形成负离子，这种对电子具有亲和性的气体称为负电性气体。在气体探测器中，适当地加入负电性气体，会使得电子更容易被负电性气体所俘获从而使得气体的漂移特性发生很灵敏的变化，这是因为负离子的漂移速度比电子慢，从而增加了与正离子复合形成中性分子的概率。电子与正离子的复合称为电子复合，负离子与正离子的复合称为离子复合。复合直接影响电离电荷的完全收集，导致探测器输出的脉冲幅度的减小和脉冲上升时间的增加，这将会直接影响气体探测器的时间分辨能

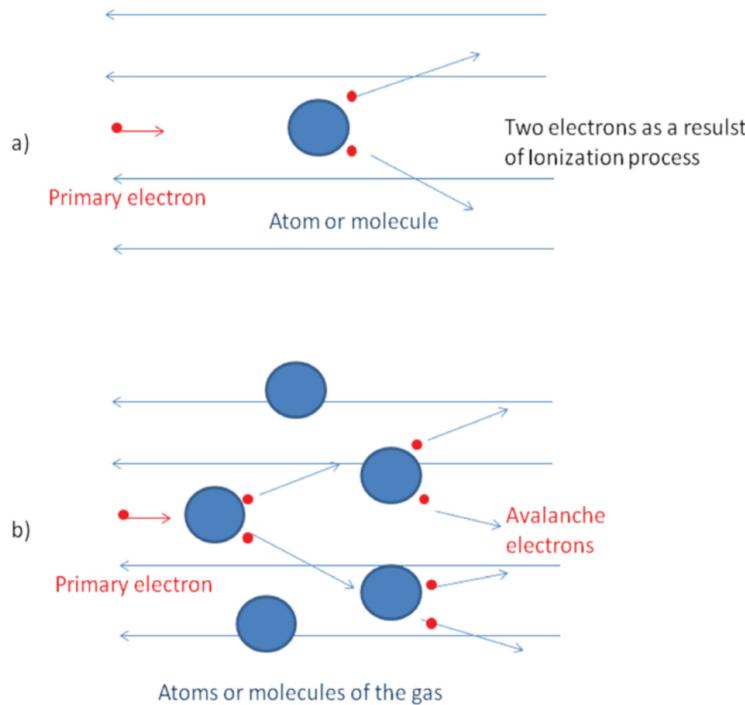


图 1.3 雪崩过程原理示意图

力。

### 1.2.3 电子在探测器中的雪崩倍增过程

在漂移区产生的原初电离的电子在外加电场的作用下，会沿着电场线向有着极强电场强度的雪崩区漂移，从而发生雪崩倍增过程。雪崩过程最早是由J.Townsend发现的，在一个足够强的电场强度下，我们假设探测器工作气体发生电离所需要的能量为 $E_i$ ，气体探测器中的一个原初电离产生的电子在雪崩区获得的动能为 $E_k$ ，原初电离产生的电子会与气体原子或者分子发生非弹性碰撞，从而产生次级电子，次级电子继续与气体原子或者分子发生非弹性碰撞新的次级电子，直到 $E_k$ 不再大于 $E_i$ ，这样的话，一个电子在雪崩过程中最终会产生许多的次级电子，从而使得探测器获得很大的增益。雪崩过程可以通过图1.3来直观的理解。此外，我们还可以从统计学上理解雪崩过程：

$$\frac{dn_e(x)}{dx} = \alpha n_e \quad (1.5)$$

其中 $n_e(x)$ 表示在位置 $X$ 处产生的雪崩电子的数目， $\alpha$ 表示汤森系数，在均匀电场中总的雪崩产生的电子数目 $N_e$ 可以通过上式两边同时积分得到，其中 $n_0$ 表示最开始发生雪崩时的初级电子的数目：

$$N_e = n_0 \cdot \exp(\alpha x) \quad (1.6)$$

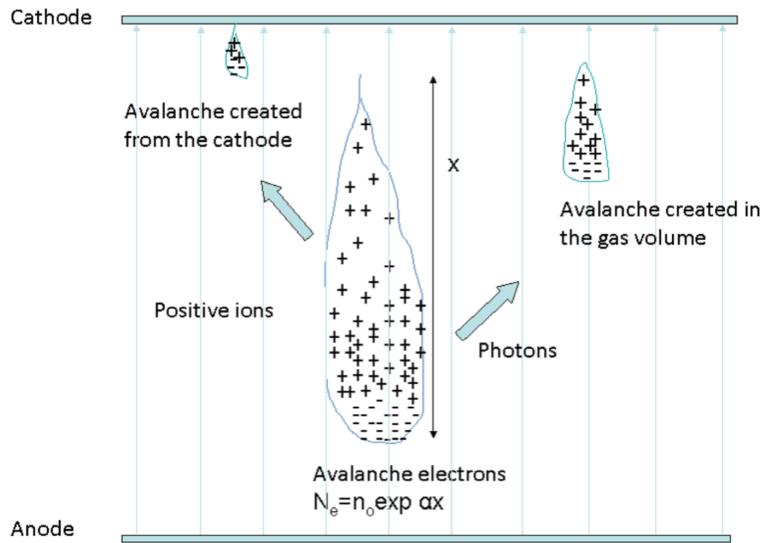


图 1.4 雪崩过程电子和正离子漂移示意图

由于电子的漂移速度要比正离子的漂移速度大得多，所以当雪崩刚开始发生的时候（通常是几个毫秒左右或者更少），电子会快速的漂移向阳极读出条，而正离子则向阴极板缓慢的漂移，最终形成一个类似于水滴的结构，如图1.4所示。我们定义一个值A表示气体在均匀电场中的增益，那么：

$$A = \exp(\alpha x) \quad (1.7)$$

在非均匀的电场中，气体的增益A可以用下式表示，其中积分路径就是雪崩电子漂移的路径：

$$A = \exp\left(\int \alpha x dx\right) \quad (1.8)$$

如图所示，雪崩过程产生的电子在气体雪崩放大区的强电场作用下，以极快的速度向阳极漂移，在漂移过程中感应出一个幅度很大宽度很窄的电流信号。与此同时，雪崩过程产生的正离子以较慢的速度向阴极漂移，感应出一个幅度较小但较宽的电流信号。在气体探测器中，通过合理的读出设计，最终将阳极板或阴极板的信号通过电子学手段读出来，最终进行探测器性能的研究。

本篇文章通过软件模拟的方法对新型的微结构气体探测器进行研究，主要关注探测器的时间分辨能力以及位置分辨能力，研究的结果将会使得我们深入地理解微结构气体探测器的工作原理，并且给CMS二期升级计划的探测器技术选择提供参考。



## 第二章 新型微结构气体探测器简介

为了满足CMS探测器二期升级计划的要求，几种新型的微结构气体探测器被研制出来，这其中包括Triple-GEM（三层GEM探测器），FTM(Fast Timing Micropattern gaseous detector,快时间响应微结构气体探测器)， $\mu$ -RWELL(micro Resistive WELL structure detector,微结构阱型探测器)，这也是本篇文章模拟研究的探测器对象，在本章节会对这三种探测器进行详细的介绍。

### 2.1 Triple-GEM探测器简介

GEM膜是一个两面各镀有 $5\mu m$ 厚铜层的聚酰亚胺薄膜，薄膜的厚度为 $50\mu m$ ，因此每一个GEM膜的厚度为 $60\mu m$ .GEM膜上通过光刻腐蚀的方法蚀刻了高密度的双锥形孔结构，孔的内径为 $50\mu m$ ，外径为 $70\mu m$ ，相邻两个孔之间的孔间距为 $140\mu m$ .孔结构的示意图如图2.1所示。在GEM膜上下两个铜层加上 $500V$ 的电压差后，会在孔内形成接近 $100kV/cm$ 的电场强度，这种极强的电场强度可以使得GEM膜作为探测器的雪崩放大区，对漂移区电离产生的初级电子进行雪崩放大，孔内的电场线示意图如图2.2所示。

Triple-GEM探测器是一个将三层GEM膜以一定的气体间隙堆叠组合起来，并加以漂移级和读出板的微结构气体探测器。探测器结构示意图如图2.3所示，从上到下依次为，漂移级、第一层GEM膜、第二层GEM膜、第三层GEM膜以及读出板。相应的气体间隙依次为 $3mm$ 、 $1mm$ 、 $2mm$ 、 $1mm$ .这种多层GEM膜级联的结构可以显著的提升探测器的增益，从理论上讲，Triple-GEM的增益等于三层单独的GEM膜增益的乘积，但在实际的探测器应用中，需要考虑探测器的效率，因此通常实验上测得的增益称之为有效增益。如图2.3所示，入射粒子进入探测器后首先在漂移区发生原初电离，电离产生的电子在漂移区电场的作用下向GEM膜方向漂移，进入孔内的雪崩放大区，电子在孔内极强电场的作用下发生雪崩放大并产生大量的电子-离子对。雪崩放大后产生的电子继续向下漂移最终进入收集区，并在读出条（读出条的宽度为 $350\mu m$ ,相邻两根读出条的间距为 $400\mu m$ ）上感应出脉冲信号；雪崩放大后产生的正离子在电场的作用下向漂移级移动，由于GEM电极的屏蔽作用，正离子的漂移对读出条上感应得到的脉冲信号没有贡献，感应信号完全由电子的漂移运动引起，因为电子的漂移速度非常快，所以感应信号具有信号宽度大，上升时间短的特点[12]。通过对读出条上信号的精确测量与计算，可以获得入射粒子的能量、位置和时间等信息。微结构气体探测器

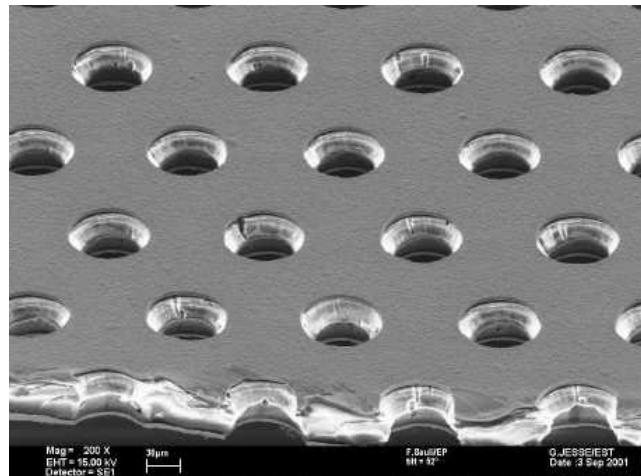


图 2.1 GEM膜的结构示意图[10]

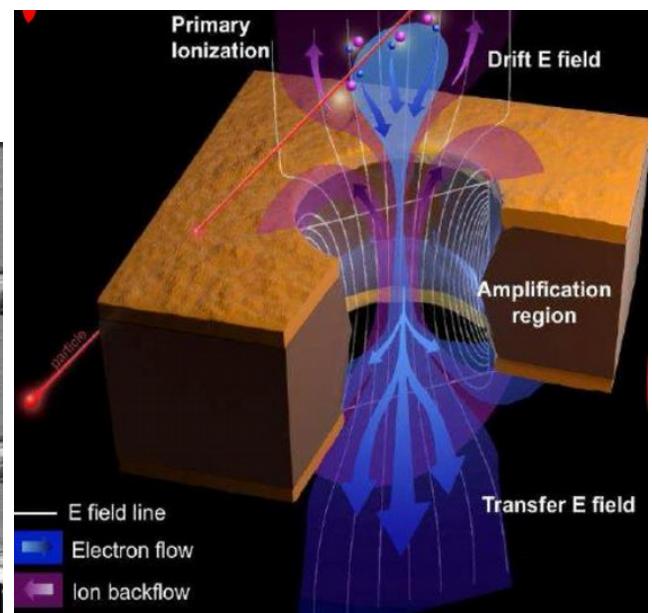


图 2.2 GEM膜孔内电场线示意图[11]

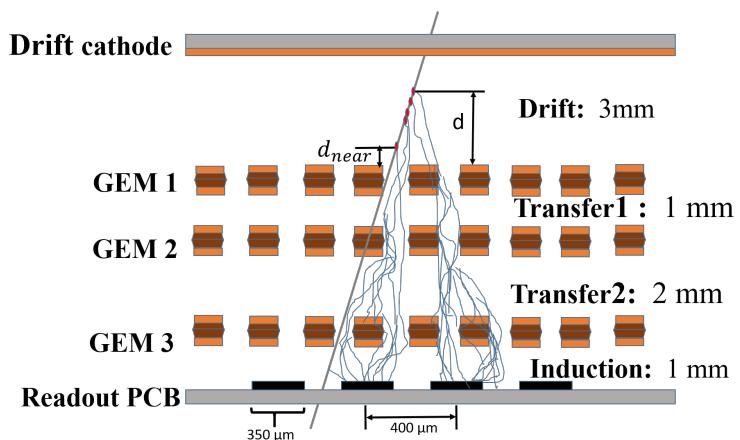


图 2.3 Triple-GEM探测器结构示意图

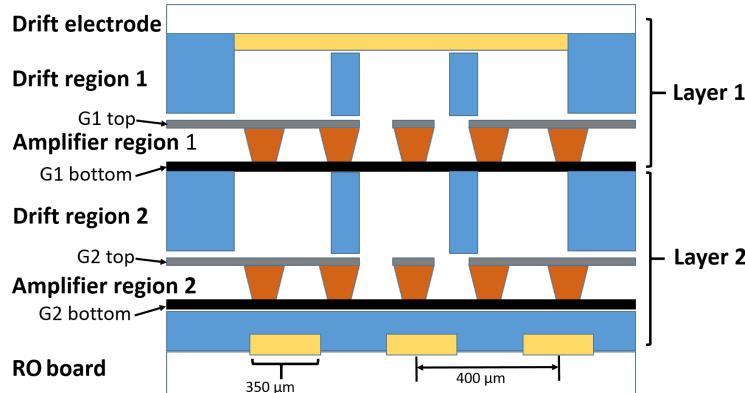


图 2.4 FTM探测器结构示意图

的位置分辨能力与读出板的结构有关，通常使用条状读出以及像素读出（也称为pad读出），对于Triple-GEM探测器，使用的是条状读出结构。此外，根据不同实验的需求，Triple-GEM探测器可以工作在不同的气体组分中，比如在常用的氩气与二氧化碳的混合气体中，探测器的有效增益可以达到 $10^5$ ，而当工作气体为纯的四氟化碳时，探测器的有效增益可以达到 $10^7$ 量级[13]，这样的增益量级可以实现对单个光子进行探测。

在CMS实验中，通常使用氩气与二氧化碳测混合气体作为工作气体组分，在这种气体组分中，探测器的效率可以达到接近100%，位置分辨率可以达到小鱼 $100\mu m$ ，时间分辨率小于10ns，当加入负极性气体四氟化碳时，时间分辨率可以达到小于5ns。

## 2.2 FTM探测器简介

本文中介绍的FTM探测器是一种基于阻性层技术的双层结构的探测器，探测器的结构图如图2.4所示，从上到下依次为漂移级、第一层漂移区、第一层倍增区、第二层漂移区、第二层倍增区、读出板。其中两层倍增区结构完全一致，每层倍增区是由一对聚酰亚胺薄膜（对应图2.4中棕色带孔状结构的层以及G1 bottom层）通过电场作用堆叠在一起的，第一层带倒锥形孔状结构的层是 $50\mu m$ 厚的聚酰亚胺薄膜并且上端涂有一层厚度可以忽略的类金刚石薄膜（DLC，Diamond-Like-Carbon），这种涂层使得这层聚酰亚胺薄膜的表面电阻达到 $800 M\Omega$ ，孔的内径为 $50\mu m$ ，外径为 $70\mu m$ ，相邻两个孔之间的孔间距为 $140\mu m$ 。第二层膜是一个 $25\mu m$ 厚的聚酰亚胺薄膜，薄膜的表面电阻为 $2 M\Omega$ 。两层漂移区的间隙宽度都是 $250 \mu m$ ，

这种纯阻性的探测器结构可以保证探测器具有很好的透过率，从而获得感应的脉冲信号。探测器工作的气体组分为氩气和二氧化碳的混合气体，通过外接高压，使得漂移区的电场强度为 $3 kV/cm$ ，倍增区的电场强度为 $100 kV/cm$ ，在这种工作条件下，探测器的有效增益可以达到 $10^4$ 到 $10^5$ 量级。当入射粒子进入探测器后，首先在第一个漂

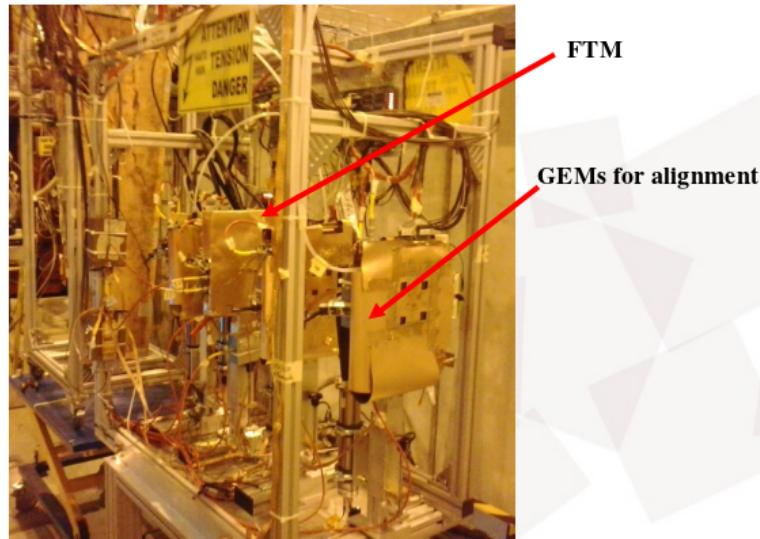
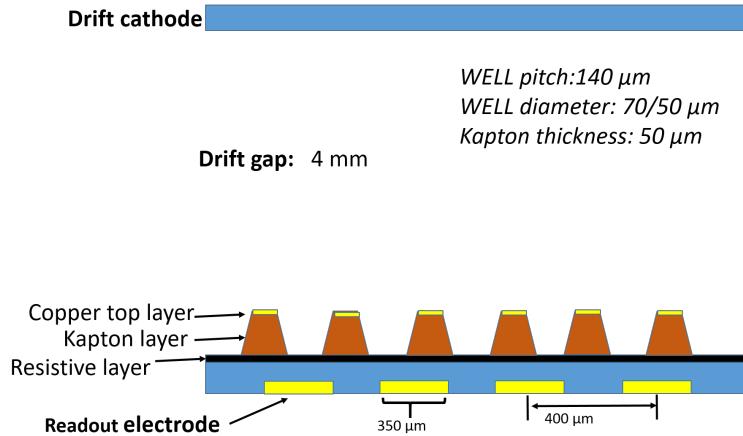


图 2.5 FTM探测器束流测试装置示意图

移区发生原初电离，电离产生的电子在漂移区电场的作用下进入第一层倍增区，在倍增区极强电场的作用下发生雪崩放大；此外，由于入射粒子能量较大而且聚酰亚胺薄膜厚度很小，入射粒子并不会被阻挡在第一层，会继续在第二层漂移区发生电离，电离产生的电子会继续进入第二层倍增区发生雪崩放大，最终实现双结构的漂移-倍增区，最终在读出板上的条状结构上获得感应信号，通过前端电子学的设计，对每一个入射粒子，探测器获取到的脉冲信号都是两层中最快的那个，这样会显著的减少由于原初电离位置不同而带来的时间晃动，从而可以达到很高的时间分辨率。此外，FTM探测器的时间分辨能力还与探测器的层数有关，探测器层数越多，时间分辨能力越好。

这个双层的FTM探测器的有效面积为 $20\text{cm}^2$ ，2015年CERN对这一版本的探测器进行了为期两周的束流测试[14]，测试中使用moun以及pion粒子束流，束流测试的目的是测量探测器的时间分辨能力。束流测试的装置示意图如图2.5所示，测试使用了3快有效面积为 $10*10\text{cm}^2$ 的Triple-GEM探测器以及4块闪烁体探测器来对束流做准直，其中包括一块用作触发的有效面积为 $2.5*3.5\text{cm}^2$ 小闪烁体.束流测试结果显示，探测器工作在氩气和二氧化碳的混合气体中时，其时间分辨在1.5ns到2.5ns之间，这种探测器将会作为一种备选的技术方案用在CMS探测器的最前端部分。对于新版本的FTM探测器仍然在研制中，新版本探测器将会在阻性材料的选择以及探测器层数方面做出改进。

图 2.6  $\mu$ -RWELL探测器结构示意图

### 2.3 $\mu$ -RWELL探测器简介

$\mu$ -RWELL探测器是将一个单面镀铜的GEM膜与一个表面镀有阻性层材料的读出板耦合起来的结构，如图2.6所示。从上到下依次为漂移级、漂移区、倍增区、读出板。其中漂移区的宽度为4mm，倍增区厚度 $50\mu m$ 。当入射粒子进入探测器后，首先在漂移区发生原初电离，电离产生的电子在电场的作用下向倍增区定向移动，并且在倍增区极强电场的作用下发生雪崩放大，雪崩后的电子向读出条移动，并最终在读出条上感应出脉冲信号用于数据分析，以最终获得入射粒子的能量、位置、时间等信息。

与单层的GEM探测器相比较， $\mu$ -RWELL探测器的增益是GEM的100倍左右，实际上对于一个单层的GEM探测器来说，只有约50%的雪崩后的电子会对信号有贡献，因为其他的部分会被GEM膜下层的铜层吸收。此外，由于GEM膜对于正离子的屏蔽作用，最终获得的信号主要是由电子的运动引起的，正离子对信号几乎没有贡献。然而在 $\mu$ -RWELL探测器中，雪崩倍增后的电子会迅速地被阻性层收集，从而在读出条上形成感应信号，同时雪崩后产生的正离子也会对信号有贡献，由于阻性层的存在，使得 $\mu$ -RWELL探测器可以达到一个很高的增益水平，同时也大大的减小了发生打火的几率，提升了探测器的稳定性[15]。

$\mu$ -RWELL探测器的另一个优势是，探测器组装工艺非常的简单，使用的材料种类少，且组装过程中不需要对膜进行张紧或者黏粘操作，大大减少了组装时间。本文中研究的 $\mu$ -RWELL探测器的有效面积为 $5*5cm^2$ 。阻性层材料通过掩膜印刷技术覆盖在PCB平板上，读出条的宽度为 $350\mu m$ ，相邻两根读出条的间距为 $400\mu m$ 。覆有阻性层材料的PCB板以及探测器的实物图如图2.7、图2.8所示。

本章节主要介绍了Triple-GEM、FTM、 $\mu$ -RWELL这三种探测器的具体结构，本文将会对这三种探测器进行模型重建，并模拟入射粒子在这三种探测器中的电离、漂

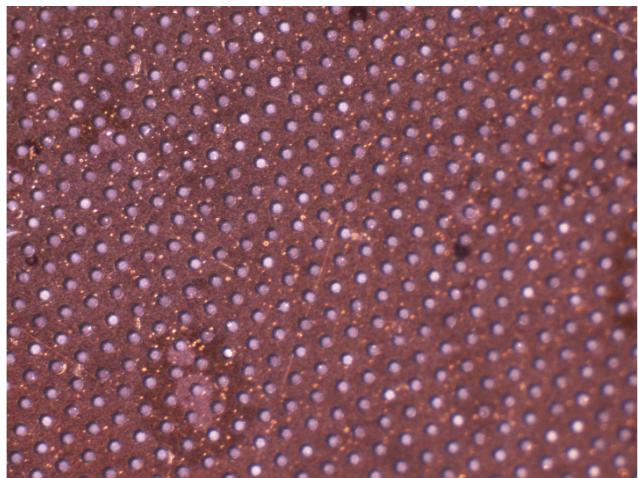


图 2.7  $\mu$ -RWELL探测器的PCB板在显微镜下的结构示意图

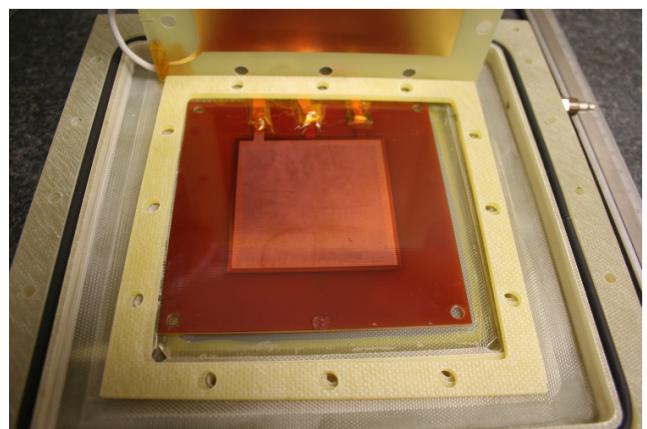


图 2.8  $\mu$ -RWELL探测器实物示意图

移和扩散、雪崩倍增等过程，

## 第三章 探测器模拟研究方法介绍

在本文的模拟工作中，我们首先使用有限元分析软件ANSYS[16]构建探测器的基本结构，定义基本的探测器材料参数，并生成电场文件，这些电场文件可以被导入到气体探测器的模拟软件GARFIELD[17]中，对粒子的电离、漂移、雪崩等过程进行模拟，并最终获得探测器的感应信号，进行相应的数据分析。本章节主要介绍有限元分析方法和ANSYS软件、气体探测器模拟软件GARFIELD以及文章中采用的模拟研究方法和流程。

### 3.1 有限元分析方法与软件介绍

有限单元法的基本思想是将连续的结构离散成有限个单元，并在每一个单元中设定有限个节点，将连续体看作是只在节点处相连接的一组单元的集合体，同时选定场函数的节点值作为基本未知量，并在每一单元中假设一近似插值函数以表示单元中场函数的分布规律，进而利用力学中的某些变分原理去建立用以求解节点未知量的有限元法方程，从而将一个连续域中的无限自由度问题化为离散域中的有限自由度问题。一经求解就可以利用解得的节点值和设定的插值函数确定单元上以至整个集合体上的场函数。

对于电磁场问题，既可以转化为微分方程的定解问题，也可以归结为变分问题，即求静电场能量的极值问题。有限元法就是以变分原理为基础，吸取差分格式思想的一种求解微分方程的系统化数值计算方法。它利用离散的单元，使静电场的能量近似表示为有限个结点电位的函数。这样，求解静电场能量的极值问题就转化为多元函数的极值问题，即对于静电场有限元计算最后都归结为大型稀疏有限元方程的求解。

ANSYS是一种广泛的商业套装工程分析软件。所谓工程分析软件，主要是在机械结构系统受到外力负载所出现的反应，例如应力、位移、温度等，根据该反应可知道机械结构系统受到外力负载后的状态，进而判断是否符合设计要求。一般机械结构系统的几何结构相当复杂，受的负载也相当多，理论分析往往无法进行。想要解答，必须先简化结构，采用数值模拟方法分析。由于计算机行业的发展，相应的软件也应运而生，ANSYS 软件在工程上应用相当广泛，在机械、电机、土木、电子及航空等领域的使用，都能达到某种程度的可信度，颇获各界好评。使用该软件，能够降低设计成本，缩短设计时间。

ANSYS 软件是融合结构、热、流体、电磁、声学于一体的大型通用有限元软件，

可广泛的用于核工业、铁道、石油化工、航空航天、机械制造、能源、汽车交通、国防军工、电子、土木工程、生物医学、水利、日用家电等一般工业及科学的研究。该软件提供了不断改进的功能清单，具体包括：结构高度非线性分析、电磁分析、计算流体力学分析、设计优化、接触分析、自适应网格划分及利用ANSYS参数设计语言扩展宏命令功能。

本文中主要用到ANSYS的电场分析模块，电场分析模块可用于研究电场的三方面的问题：电流传导、静电分析和电路分析，需要关注的物理量包括电流密度、电场强度、电势分布、电通量密度、传导产生的焦耳热、贮能、力、电容、电流以及电势降等。主要优点之一是耦合场分析功能。磁场分析的耦合场载荷可被自动耦合到结构、流体和热单元上。此外在对电路耦合器件的电磁场分析时，电路可被直接耦合到导体或电源，同时也计及运动的影响。

### 3.2 GARFIELD软件介绍

GARFIELD是由欧洲核子研究中心CERN开发的一套专门用于气体探测器的模拟程序包，整个程序包是基于C++语言，并且与一些三维的电场计算软件比如ANSYS兼容，可以导入这些软件计算得到的电场数据，并进行模拟计算。GARFIELD提供软件接口给Magboltz[18],Magboltz是用来计算电子在任何气体组分中的传输特性，包括漂移特性、扩散特性、雪崩倍增特性等。此外GARFIELD还给Heed[19]提供接口，Heed是用来计算入射粒子与探测器中气体分子发生电离作用的特性。

通常情况下GARFIELD可以实现的功能包括打印三维的电场图和探测器轮廓图、进行电场优化以适应不同的工作条件、打印电子和离子的漂移线、打印入射粒子的漂移时间和到达时间的分布图、从探测器中提取因电子和离子的定向运动而产生的感应信号。

### 3.3 三种微结构气体探测器的模型构建

本文对Triple-GEM、FTM、 $\mu$ -RWELL三种新型的微结构气体探测器进行蒙特卡罗模拟，探测器模拟的流程图如图3.1所示。模拟过程中使用到的软件包括ANSYS、GARFIELD、Magboltz、Heed、ROOT等，各个软件发挥的功能如下：

- ANSYS用来构建探测器三维的结构图，定义特定的探测器材料，并通过有限元分析方法计算得到探测器的电场分布，并存入电场文件用于GARFIELD软件中进行电场重建。
- GARFIELD用来对电场文件和气体文件进行初始化，并创建一个代表探测器工作

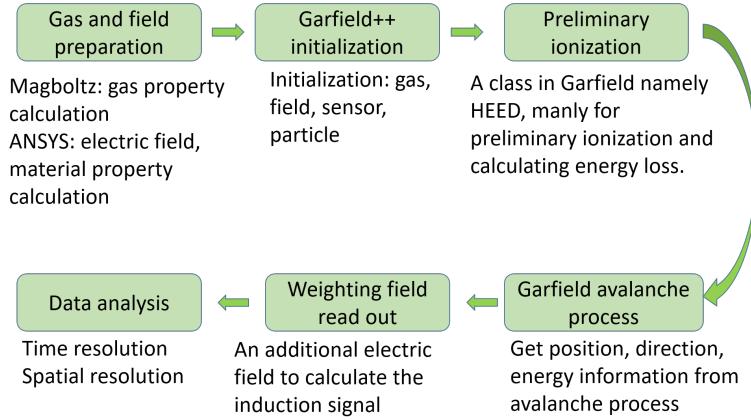


图 3.1 探测器模拟研究的流程图

区域的灵敏工作体作为模拟研究对象，最终计算得到探测器的感应信号，用于数据分析。

- Magboltz是用来计算电子在任何气体组分中的传输特性，包括漂移特性、扩散特性、雪崩倍增特性等。
- Heed是用来计算入射粒子与探测器中气体分子发生电离作用的特性。
- ROOT用来做最后的数据分析，计算得到这三种探测器的位置分辨以及时间分辨的数值。

按照图3.1所示的模拟研究流程进行操作，我们可以构建出这三种探测器的模型。

图3.2为Triple-GEM探测器在ANSYS中构建的模型图，颜色代表电场强度的分布。如图所示，从左到右依次为漂移极、3mm的漂移区、第一层GEM膜、1mm 的渡越区、第二层GEM膜、2mm的渡越区、第三层GEM膜、1mm的信号产生区、读出板。漂移板组成为：CU/FR4/CU=0.035/3.2/0.035(mm)。其中FR4为一种材料等级，多数都是以所谓的四功能(Tera-Function)的环氧树脂加上填充剂(Filler)以及玻璃纤维所做出的复合材料。图3.3为粒子进入探测器后的原初电离、电子离子漂移以及雪崩过程,其中带有圆点的绿色的线表示入射粒子的径迹，黄色的线表示电子的漂移线，灰色的线表示离子的漂移线。

探测器的工作气体组分为 $\text{Ar}/\text{CO}_2=70/30$ 以及 $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4=45:15:40$ ,在ANSYS中对探测器的漂移区共设置了四种电场强度分别为 $2\text{kV/cm}$ 、 $4\text{kV/cm}$ 、 $6\text{kV/cm}$ 、 $8\text{kV/cm}$ FTM探测器在ANSYS中构建的模型图如图3.4所示，从左到右依次为 $20\mu\text{m}$ 厚的Cu漂移极、 $250\mu\text{m}$ 厚的气体间隙、接近于厚度为0的类金刚石薄膜（表面电阻为 $800M\Omega$ ）、 $50\mu\text{m}$ 厚的聚酰亚胺薄膜、 $25\mu\text{m}$ 厚的聚酰亚胺薄膜（表面电阻为 $2M\Omega$ ）、 $250\mu\text{m}$ 的气体间隙、接近于厚度为0的类金刚石薄膜（表面电阻为 $800M\Omega$ ）、 $50\mu\text{m}$  厚的聚酰亚胺薄膜、 $25\mu\text{m}$  厚的聚酰亚胺薄膜、(表面电阻为 $2M\Omega$ )、读出条。图3.5为粒子进入探测器后的原初电离、

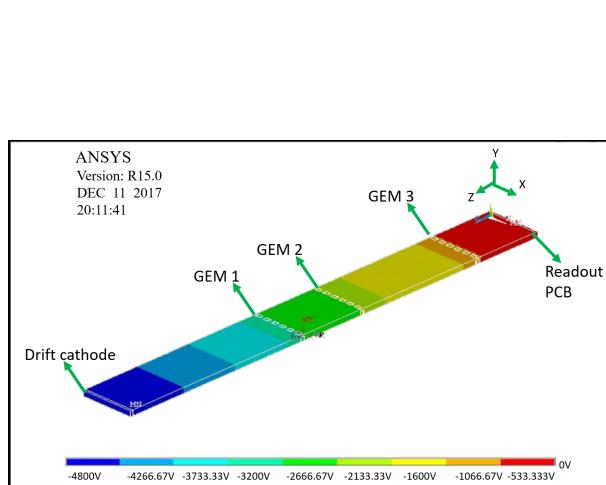


图 3.2 Triple-GEM 探测器在 ANSYS 中的模型示意图

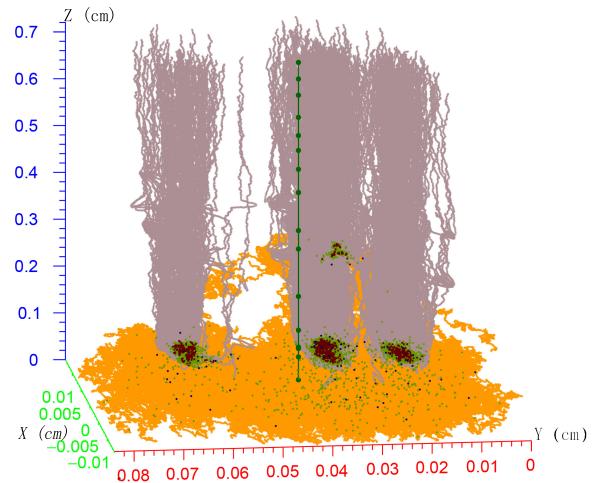


图 3.3 GARFIELD 重建出来的入射粒子在 Triple-GEM 探测器中的电离、漂移及雪崩过程示意图

电子离子漂移以及雪崩过程.其中带有圆点的绿色的线表示入射粒子的径迹，黄色的线表示电子的漂移线，灰色的线表示离子的漂移线，从图中可以明显的看到阻性层将探测器分成了两个独立的漂移-增益区。 $\mu$ -RWELL探测器在ANSYS中构建的模型图如图3.6所示，从左到右依次为漂移级、漂移区、倍增区、读出板。图3.7为粒子进入探测器后的原初电离、电子离子漂移以及雪崩过程.其中带有圆点的绿色的线表示入射粒子的径迹，黄色的线表示电子的漂移线，灰色的线表示离子的漂移线，从图中可以看到，雪崩倍增后的电子被位于阻性层下的读出条迅速收集。

### 3.4 探测器及输出信号

入射粒子进入探测器后，首先在探测器漂移区发生原初电离，电离产生的电子在漂移区电场的作用下沿着电场线定向移动，进入雪崩倍增区后，在雪崩区极强电场的作用下发生雪崩放大，最终在读出条上感应出脉冲信号，用于数据分析。由脉冲信号及其相关参数我们可以得到的信息包括：

- 脉冲所携带的电荷量，也就是入射粒子的能量信息
- 脉冲出现的准确时刻，也就是粒子入射的准确时刻，即时间信息
- 单位时间内的脉冲数量，即入射粒子的计数率信息
- 脉冲的形状，可以反映出入射粒子的类型

最终探测器得到的感应脉冲信号实际上是由电子离子漂移引起的电流信号与信号成形

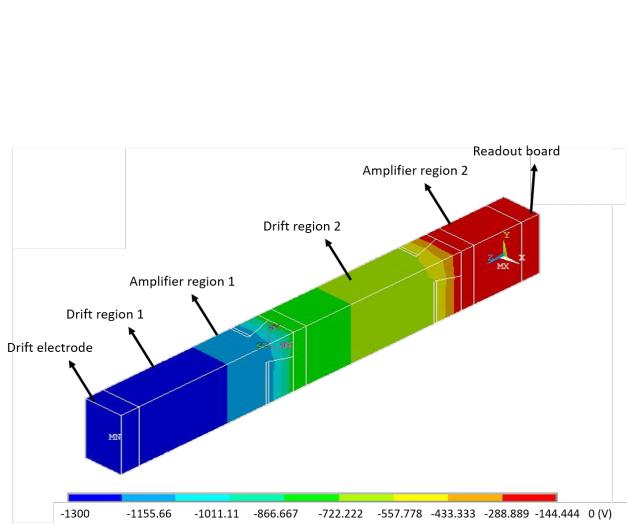


图 3.4 FTM探测器在ANSYS中的模型示意图

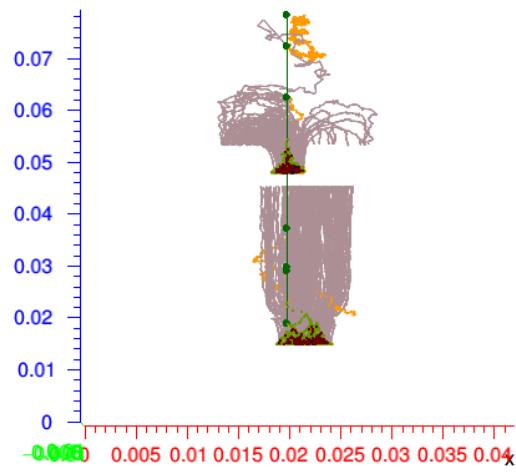


图 3.5 GARFIELD重建出来的入射粒子在FTM探测器中的电离、漂移及雪崩过程示意图

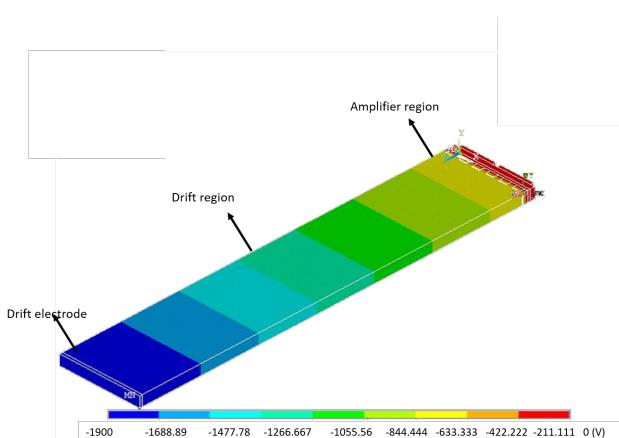


图 3.6  $\mu$ -RWELL探测器在ANSYS中的模型示意图

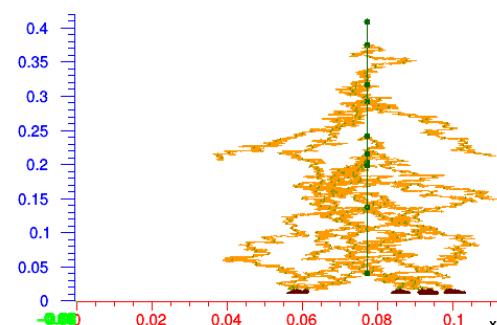


图 3.7 GARFIELD重建出来的入射粒子在 $\mu$ -RWELL探测器中的电离、漂移及雪崩过程示意图

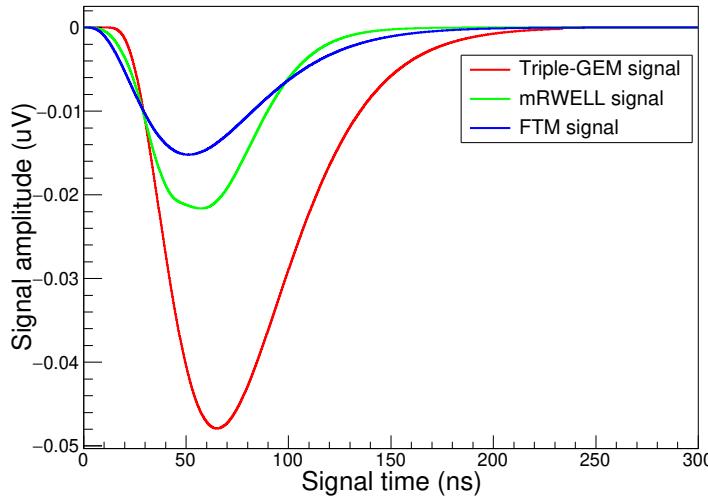


图 3.8 三种探测器在读出条上的感应信号示意图，幅度的单位是 $\mu\text{V}$

函数卷积的结果，感应信号的幅度随时间的变化如下所示：

$$v(t) = i(t) \otimes \left(\frac{t}{\tau}\right)^3 \cdot \exp\left(\frac{-3 * t}{\tau}\right) \quad (3.1)$$

其中 $v(t)$ 表示感应信号的幅度， $i(t)$ 表示由于电子离子的漂移而引起的电流信号， $\tau$ 表示前端电子学电路的成形时间（ns），本文用到的成形函数来自于CMS实验中的VFAT3芯片[20]。三种探测器最终感应得到的信号示意图见图3.8，从图中可以看出，由于FTM探测器与 $\mu$ -RWELL探测器都具有阻性层结构，雪崩产生的电子会迅速被阻性层吸收从而感应出比较窄的快脉冲信号。

本章节主要介绍了有限元分析软件ANSYS以及气体探测器模拟软件GARFIELD，并且介绍了使用ANSYS进行模型构建及电场分析，并将电场文件导入GARFIELD进行重建后，GARFIELD重建出来的入射粒子在探测器中的电离、漂移和扩散、雪崩倍增等过程。此外本章节还分析了探测器感应信号包含的物理信息，并给出了三种探测器分别在读出条上得到的感应脉冲信号。

## 第四章 数据分析过程

时间分辨能力及位置分辨能力是非常重要的探测器指标，这两个指标将直接影响整个实验装置的触发效率及位置重建能力，第三章中已经介绍了使用ANSYS进行模型构建及电场分析，并将电场文件导入GARFIELD进行重建后，GARFIELD重建出来的入射粒子在探测器中的电离、漂移和扩散、雪崩倍增等过程，通过这些模拟流程，我们最终得到探测器感应得到的脉冲信号，本章节主要介绍分别使用恒比定时甄别法去计算探测器时间分辨能力，以及使用电荷重心法去计算探测器位置分辨能力得到的结果，并对结果进行详细分析。

影响探测器时间分辨能力及位置分辨能力的因素包括入射粒子的种类、探测器工作气体的种类、探测器漂移区电场强度、探测器的结构等等，本章节将对这些因素进行详细研究，以深入的理解微结构气体探测器的工作原理，并给微结构气体探测器的结构设计、工作条件选择提供参考。

### 4.1 探测器时间分辨研究

微结构气体探测器时间分辨来源于信号产生以及信号读出过程中的统计涨落，本文使用恒比定时甄别法对探测器的感应脉冲信号定时，并使用高斯函数对定时点的涨落分布进行拟合，拟合得到的sigma值就是我们想要的时间分辨。如图2.3所示，我们定义在漂移区里发生初级电离的位置与增益区的距离为 $d$ ，距增益区最近的距离为 $d_{near}$ ，时间分辨主要取决于不同的入射粒子之间 $d_{near}$ 的统计涨落[21]。我们定义 $\lambda$ 为入射粒子在探测器单位径迹上发生原初电离产生的电离簇团的数目， $\lambda$ 与探测器工作气体的组分相关， $d_{near}$ 服从一个经典的指数分布，如下所示：

$$d_{near} = \exp(-\lambda x)/\lambda \quad (4.1)$$

电子在漂移区的漂移速度决定原初电离产生的电子到达倍增区的到达时间，因此漂移速度 $v_d$ 对于时间分辨率的贡献为：

$$\sigma_t = (\lambda v_d)^{-1} \quad (4.2)$$

$\lambda$ 和 $v_d$ 都与探测器的工作气体组分有关，此外 $v_d$ 还与漂移区电场强度相关。对于微结构气体探测器常用的氩气与二氧化碳混合气体来说， $\lambda$ 的典型值为 $\lambda \approx 3 \text{ mm}^{-1}$ ， $v_d$ 大约

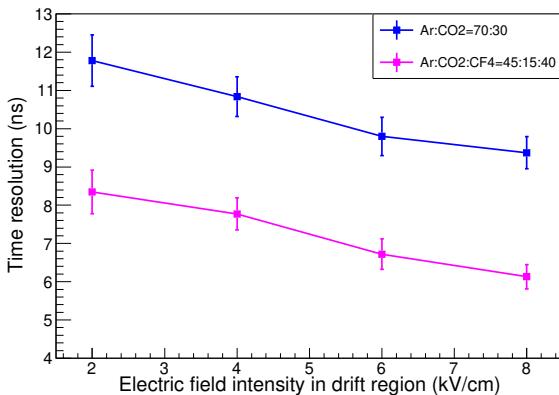


图 4.1 Triple-GEM探测器时间分辨率随着漂移区电场强度的变化曲线及时间分辨与工作气体组分的依赖关系

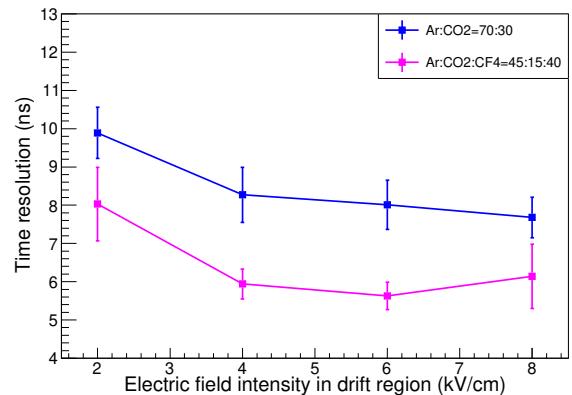


图 4.2  $\mu$ -RWELL探测器时间分辨率随着漂移区电场强度的变化曲线及时间分辨与工作气体组分的依赖关系

是0.1 mm/ns[21]，使得探测器在合适的工作气体组分及工作电压下，能达到几个 $\mu$ s量级的时间分辨。对于Triple-GEM、 $\mu$ -RWELL、FTM三种探测器来说，时间分辨率的数值随着漂移区电场强度的变化而变化，本文模拟得到的具体依赖关系分别如图4.1、4.2、4.3所示，模拟结果与探测器的束流测试结果保持一致。从图中可以看出，随着漂移区电场强度的增大，探测器的时间分辨能力变得越来越好，这是因为当漂移区电场强度增大时，电子的漂移速度也会增大，由式4.2可知时间分辨与漂移速度负相关。我们还发现，探测器的时间分辨能力与气体组分密切相关，使用 $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 = 45/15/40$ 气体组分时的时间分辨明显好于使用 $\text{Ar}/\text{CO}_2 = 70/30$ 气体组分，这是因为 $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 = 45/15/40$ 气体组分的 $\lambda$ 值（即入射粒子在探测器单位径迹上发生原初电离产生的电离簇团的数目）要比 $\text{Ar}/\text{CO}_2 = 70/30$ 气体组分大，而且 $\text{CF}_4$ 气体属于负极性气体，会使得电子更容易被俘获从而使得气体的漂移特性发生很灵敏的变化，导致气体探测器的时间分辨能力的提升。从图中还可以看出 $\mu$ -RWELL、FTM探测器的时间分辨要比Triple-GEM好，这是因为 $\mu$ -RWELL、FTM探测器都具有阻性层结构，使得雪崩倍增后的电子可以迅速的被收集从而感应出快速的脉冲信号。

FTM探测器具有最好的时间分辨率，因为FTM的漂移级间距只有 $250\mu\text{m}$ ，远远小于Triple-GEM的3mm以及 $\mu$ -RWELL的4mm。此外FTM探测器的时间分辨率随着探测器的层数N的增加会变好，见图4.4，其原理可以用式4.3表示。此外，一个典型的拟合结果的示意图如图4.5所示，此示意图为两层的FTM探测器工作在 $\text{Ar}/\text{CO}_2 = 70/30$ 气体组分，漂移区电场强度为4kV/cm。

$$\sigma_t = (\lambda v_d N_d)^{-1} \quad (4.3)$$

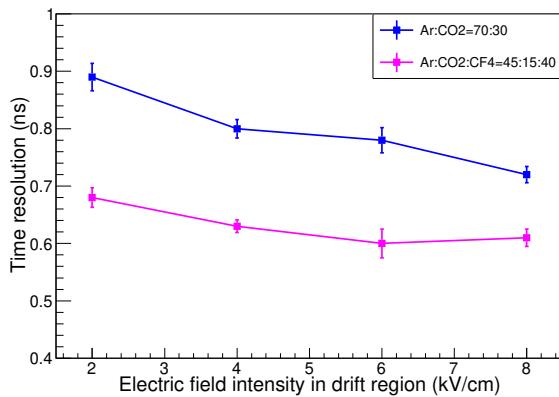


图 4.3 FTM探测器时间分辨率随着漂移区电场强度的变化曲线及时间分辨与工作气体组分的依赖关系

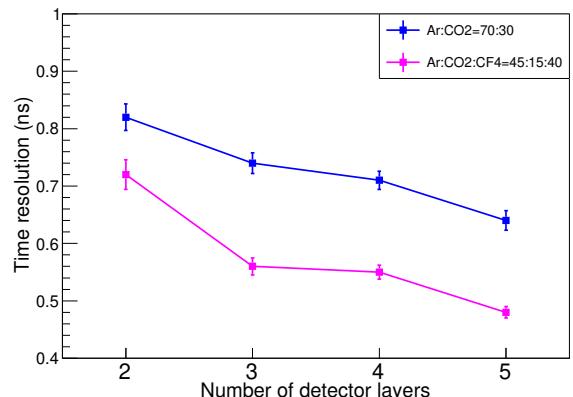


图 4.4 FTM探测器的时间分辨率随着探测器的层数N增加的依赖关系

## 4.2 位置分辨率

位置分辨率主要取决于电子在探测器中的横向扩散以及探测器电场分布。本篇文章使用电荷重心法计算入射粒子的击中位置，电荷重心法的原理如式4.4所示，

$$X_0 = \frac{\sum_{i=1}^n X_i Q_i}{\sum_{i=1}^n Q_i} \quad (4.4)$$

其中， $X_i$ 是di根读出条中心的位置， $Q_i$ 是第i根读出条上感应信号的电荷量， $X_0$ 是计算得到的击中点的位置。对于每一个入射粒子，我们使用电荷重心法计算得到击中点的位置，并作出其分布，使用高斯函数去对这个分布进行拟合，拟合得到的sigma就是我们想要的位置分辨值。

对于Triple-GEM、 $\mu$ -RWELL、FTM三种探测器来说，位置分辨率的数值随着漂移区电场强度的变化而变化，并且与探测器气体组分密切相关。本文模拟得到的具体依赖关系分别如图4.6、4.7、4.8所示，模拟结果与探测器的束流测试结果保持一致[22]。

研究表明，在漂移区电场强度在2kV/cm–到10kV/cm的范围内，电子在探测器中的横向扩散系数在以氩气为基底的混合气体中基本保持不变[23]，因此决定探测器位置分辨率的因素主要是探测器中电场的分布。

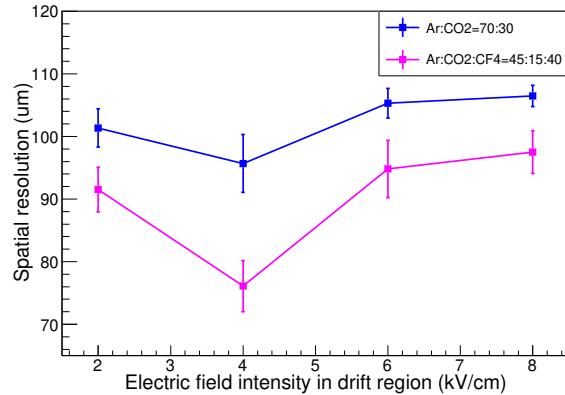


图 4.5 Triple-GEM探测器位置分辨率随着漂移区电场强度的变化曲线及时间分辨与工作气体组分的依赖关系

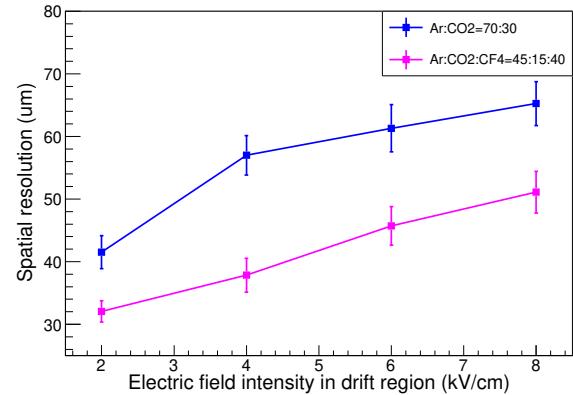


图 4.6  $\mu$ -RWELL探测器的时间分辨率随着探测器的层数N增加的依赖关系

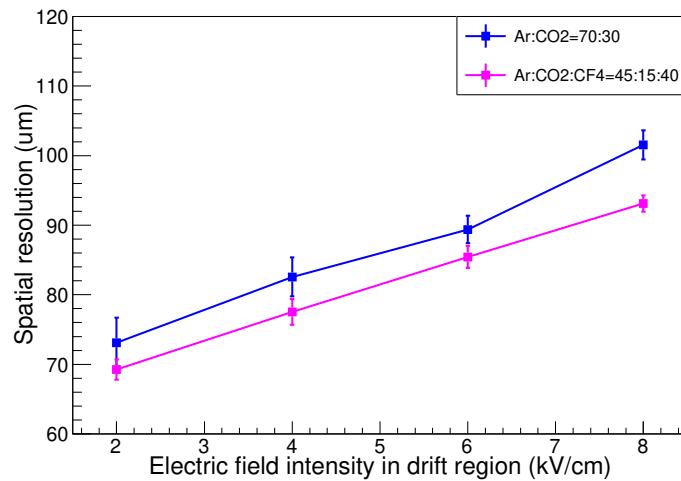


图 4.7 FTM探测器位置分辨率随着漂移区电场强度的变化曲线及时间分辨与工作气体组分的依赖关系

## 结论

*pkuthss* 文档模版最常见问题：

\cite、\parencite 和 \supercite 三个命令分别产生未格式化的、带方括号的和上标且带方括号的引用标记：**test-en**, [test-zh]、[test-en, test-zh]。

若要避免章末空白页，请在调用 pkuthss 文档类时加入 **openany** 选项。

如果编译时不出参考文献，请参考 **texdoc pkuthss** “问题及其解决”一章“上游宏包可能引起的问题”一节中关于 biber 的说明。



## 文献列表

- [1] H.Geiger. “*An electrical method of counting the number of alpha particles from radioactive substances*” [J]. *Proc.Roy.Soc.Lond.A* 81 (1908) 141.
- [2] G.Charpack. “*The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*” [J]. *Nucl.Instr.Meth.*62 (1968) 262.
- [3] Y.Giomataris. “*Micromegas: A high granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*” [J]. *Nucl.Instr.Meth.A* 376 (1996) 29.
- [4] F.Sauli. “*GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*” [J]. *Nucl.Instr.Meth.A* 386 (1997) 531.
- [5] Serge Duarte Pinto. “*RD51, an Research and Development collaboration for micropattern gaseous detectors*” [J]. *arXiv:0907.2673*.
- [6] CMS Collaboration. “*Technical proposal for the Phase-II upgrade of the Compact Muon Solenoid*” [J]. *CERN-LHCC-2015-10*.
- [7] D.Abbaneo. “*Status report of the upgrade of the CMS muon system with Triple-GEM detectors*” [J]. *Nucl.Instr.Meth.A* 824 (2016).
- [8] R. De Oliveira. “*A novel fast timing micropattern gaseous detector:FTM*” [J]. *arxiv: 1503.05330v1(2015)*.
- [9] G. Bencivenni. “*The micro-Resistive WELL detector: a compact spark-protected single amplification-stage MPGD*” [J]. *IOP PUBLISHING FOR SISSA MEDIALAB(2015)*.
- [10] C. Altunbas. “*Construction, test and commissioning of the Triple-GEM tracking detector for COMPASS*” [J]. *Nucl. Instr. and Meth. A* 490 (2002) 177.
- [11] S. Bachmann. “*Charge amplification and transfer processes in the Gas Electron Multiplier*” [J]. *Nucl. Instr. and Meth. A* 438 (1999) 376.
- [12] GP Guedes. “*Effects of the induction gap parameters on the signal in a double-GEM detector*” [J]. *Nucl. Instr. and Meth. A* 497 (2003) 305-313.
- [13] Lautridou P. “*Test of a Micromegas detector for the Moun Tracking Chanmbers of ALICE*” [J]. *Ecole des Mines de Nantes* (1997).
- [14] D. Abbaneo and M. Abbas. “*Research and Development on a new type of micropattern gaseous detector: The Fast Timing Micropattern detector*”. *Nuclear Inst and Methods in Physics Research A* 845 (2017) 313-317.
- [15] S Bressler and Moleri. “*First in-beam studies of a Resistive-Plate WELL gaseous multiplier*”. *Physics 2016*.
- [16] “*ANSYS, a finite element analysis software*”. webpage: <https://www.ansys.com/zh-cn/products/electronics>.
- [17] “*GARFIELD, a toolkit for the simulation of particle detectors*”. webpage: <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [18] “*Magboltz: a toolkit to calculate the motion state of charged particles in gas volume*”. webpage: <http://cmd.inp.nsk.su/old/cmd2/manuals/cernlib/garfield/ help/garfield full.html>.

- [19] “Heed: a toolkit to calculate the ionisation process of gas molecules”. webpage: <https://heed.web.cern.ch/heed/>.
- [20] Paul E. Karchin. “Performance of a Large-Area Triple-GEM Detector in a Particle Beam”. *Physics Procedia*, 2012, 37.
- [21] G Bencivenni. “A triple GEM detector with pad readout for high rate charged particle triggering”. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 2002, 488(3).
- [22] D.Abbaneo. “Quality control and beam test of GEM detectors for future upgrades of the CMS muon high rate region at the LHC”. *LHC, 10th international conference on position sensitive detectors* (7-12, September, 2014).
- [23] Y. Assran. “Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC”. *CERN CH1211 Geneve, Switzerland*.

## 附录 A 附件

*pkuthss* 文档模版最常见问题：

\cite、\parencite 和 \supercite 三个命令分别产生未格式化的、带方括号的和上标且带方括号的引用标记：test-en, [test-zh]、[test-en, test-zh]。

若要避免章末空白页，请在调用 pkuthss 文档类时加入 openany 选项。

如果编译时不出参考文献，请参考 texdoc pkuthss “问题及其解决”一章“上游宏包可能引起的问题”一节中关于 biber 的说明。



## 致谢

*pkuthss* 文档模版最常见问题：

`\cite`、`\parencite` 和 `\supercite` 三个命令分别产生未格式化的、带方括号的和上标且带方括号的引用标记：`test-en`、`[test-zh]`、`[test-en, test-zh]`。

若要避免章末空白页，请在调用 `pkuthss` 文档类时加入 `openany` 选项。

如果编译时不出参考文献，请参考 `texdoc pkuthss` “问题及其解决”一章“上游宏包可能引起的问题”一节中关于 `biber` 的说明。



## 北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

### 原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 日期： 年 月 日

### 学位论文使用授权说明

(必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；
- 学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版，授权学校在一年/两年/三年以后在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名： 导师签名： 日期： 年 月 日