

文章编号: 1007-4627(2011)03-0310-05

利用 MICROMEGAS 探测器测量第一汤逊系数^{*}

鲁辰桂^{1,2}, 段利敏^{1, #}, 杨贺润¹, 胡荣江¹, 张金霞¹, 李祖玉¹, 张秀林¹

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要: 利用新型的 MICROMEGAS 探测器测量了 6 种不同比例的 Ar+CO₂ 混合气体中第一汤逊系数 α 的两个实验参数 A 和 B 。实验结果分析表明, 电子在栅极的透过率在 75% 时, α 的测量误差小于 13%, 而探测器增益的涨落造成的 α 的测量误差小于 8%。

关键词: 第一汤逊系数; MICROMEGAS 探测器; 气体探测器

中图分类号: TL811+.2 **文献标识码:** A

1 引言

带电粒子在工作气体中发生电离, 电离产生的电子-离子对在电场作用下分别向阳极和阴极漂移, 并在读出电极上感应出信号, 这是核辐射气体探测器的基本工作原理。这种感应信号的幅度比较小, 很容易被噪声淹没。通常, 为了得到比较大的信号幅度, 提高信号噪声比, 除了选择合适的电子学以外通常采用两种方法。一种方法是提高阳极附近的电场强度, 使得电子在阳极附近雪崩放大的范围和程度都增加。另外一种方法是选择平均电离能较小的气体, 增加电离的电子-离子对数目。两种方法都是增加雪崩放大, 但是雪崩放大程度也不能太大, 如果雪崩放大产生的电子-离子对数目超过 10^7-10^8 的某个值时, 由于分子被激发产生大量光子引起次级雪崩放大蔓延至整个灵敏区域内, 并且出现打火。这些打火信号导致探测器无法正常工作, 有时会损坏探测器甚至前端电子学。为了避免打火出现, 又使得探测器在较高的信噪比条件下正常工作, 就需要了解在一定电场强度下气体的雪崩放大程度。

如果忽略电子的吸附、复合、激发光子以及空间电荷效应, 单个电子在从 r_1 到 r_2 的路程上产生的雪崩放大的倍增因子用增益 M 描述, 可以表述为

$$\ln M = \int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr, \quad (1)$$

其中, $\alpha(r)$ 称为第一汤逊系数。第一汤逊系数是由许多因素决定的, 主要与工作气体有关, 同时也是约化场强的函数。文献[1]中描述的由 S. A. Korff 给出了一个 α 的表达式为

$$\alpha = pA e^{-Bp/E}, \quad (2)$$

其中, A 和 B 是实验值, p 是工作气体压强, E 是电场强度。在实验中只要知道气压、电场强度确定 A 和 B 的值就可以计算出汤逊第一系数, 从而得到增益。实验上已经测量了一些特定混合气体的相关参数^[2-4], 本文主要针对于常用的几种不同比例的 Ar+CO₂ 混合气体测量了第一汤逊系数。

2 实验设计和装置

在实验中我们利用 MICROMEGAS 探测器作为测量探测器。MICROMEGAS 探测器是 1996 年发展起来的微结构单元探测器, 是一种平行板雪崩探测器。该探测器的结构是在阴极和阳极之间插入一个网状结构的栅极, 将探测器内部空间分成不对称的两部分, 其中, 较大的一部分称为转换区, 是入射粒子产生电离的区域, 较小的一部分称为雪崩

* 收稿日期: 2010-12-09; 修改日期: 2011-01-25

* 基金项目: 中国科学院知识创新工程重大项目(KJXC1-YW-004, YFKJXC3-SYW-N5); 国家重点基础研究发展计划(2008CB817702)

作者简介: 鲁辰桂(1981-), 男(汉族), 甘肃兰州人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究;

E-mail: luchengui@impcas.ac.cn

通讯联系人: 段利敏, E-mail: lmduan@impcas.ac.cn

放大区, 是电离电子发生雪崩放大的区域。有关 MICROMEAS 探测器的详细描述可以参考文献 [5-9]。由于 MICROMEAS 探测器具有简单的电场结构, 因此式(1)可以简化成

$$\ln M = pAe^{-Bpd/V}d, \quad (3)$$

其中 d 和 V 分别是栅极与阳极之间的距离和电压差。

测试用的 MICROMEAS 探测器是用 635 目不锈钢丝编织网作为栅极, $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ 灵敏面积的印制电路板作为阳极, 栅极与漂移电极的间距为 3 mm , 栅极与阳极之间的间隙用直径 $160\text{ }\mu\text{m}$ 的尼龙线按 2 mm 间隔平行排列作为支撑。为了减小斜入射导致的电离电子收集误差, 实验中使用 ^{55}Fe X 射线源通过 3 mm 厚、直径 1 mm 的圆孔光阑照射到探测器灵敏区域中央。探测器的阳极串联成一个整体, 其信号由 Ortec 142pc 前置放大器读出。利用 PHILIPS Peak ADC 记录 ^{55}Fe X 射线源能谱, 同时记录栅极电压值。

在实验过程中, 探测器放置在气体密封腔中, 采用常压、流气式工作模式。Ar+CO₂ 的比例用质量流量计精确控制。Ar 的流量控制精度为 1 sccm (标准状况下毫升每分钟), CO₂ 的流量控制精度为 0.2 sccm 。工作气体气压由探测器的出气端气压计读出, 精度 0.01 mb 。在实验过程中阳极处于地电位, 栅极和阴极加负高压。

3 实验结果

实验中 peak ADC 记录的 ^{55}Fe X 射线源的能谱包括 3 keV 的 Ar 逃逸峰和 5.9 keV 的光电全能峰, 如图 1 所示。利用高斯函数拟合 5.9 keV 光电

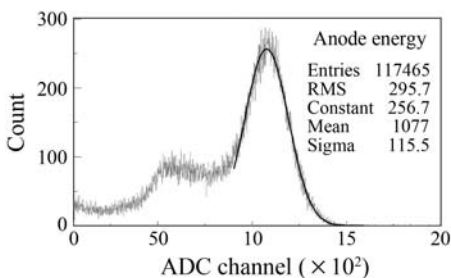


图 1 Ar+CO₂ (10%) 栅极电压为 -500 V 时 ADC 记录的 MICROMEAS 探测器的能谱, 5.9 keV 全能峰分辨 (FWHM)25%

全能峰, 将最可几值对应的 ADC 道数作为 5.9

keV 光电全能峰峰位。利用 ORTEC 419 脉冲发生器刻度电子学系统, 得到阳极收集的电子数与 ADC 道数的函数曲线, 从而得到 ^{55}Fe X 射线源 5.9 keV 光电全能峰峰位相应的阳极收集到的总电子数 N 。对于特定比例的混合气体, 原初电离的总电子-离子对数目 N_0 可以计算得到, 从而得到气体的有效增益 N/N_0 。图 2 给出了实验测试得的 6 种不同比例的 Ar+CO₂ 混合气体的有效增益。

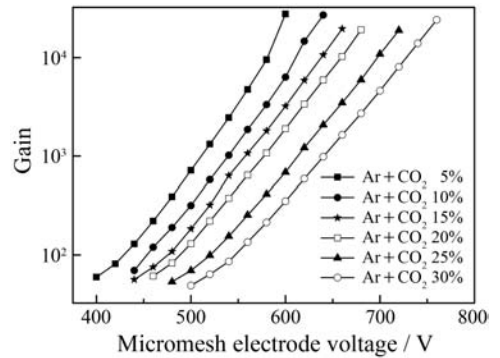


图 2 实验中几种不同比例的 Ar+CO₂ 混合气体的有效增益随栅极电压的变化曲线

在实验过程中, 每隔 10 min 记录一次气压计读数, 工作气体的气压由气压计读数的平均值给出。采用有效增益, 结合平均工作气压和栅极电压, 并通过(3)式待定系数得到实验参数 A 和 B , 表 1 给出了测量的几种不同比例 Ar+CO₂ 混合气体的 A 和 B 的值。利用 A 和 B 的实验值确定不同电场强度下汤逊系数 α 。

表 1 几种不同比例 Ar+CO₂ 混合气体的 A 和 B 的值

CO ₂ percentage	$A/(\mu\text{m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}) \times 10^{-6}$	$B/(\text{V}/\mu\text{m} \cdot \text{Pa}) \times 10^{-5}$
5	5.118	8.492
10	5.931	9.455
15	5.178	9.557
20	5.068	9.812
25	5.377	10.703
30	5.571	11.365

理论研究表明^[10], A 是与平均电离能有关的常数, B 是电子与气体分子碰撞几率有关的量。在 Ar+CO₂ 的混合气体中平均电离能变化不大, 因此 A 变化不大。但是随着 CO₂ 含量的增加, 单位体积内 Ar 原子数目减少, 电子在发生相邻的两次电离时需要漂移更长的距离。因此, B 随着 CO₂ 比例的

增加逐渐增加。

4 实验误差分析

在实验测试过程中，原初电离产生的电子在向阳极漂移的过程中与气体中的分子和阳离子发生吸附和复合造成了原初电离电子的损耗，实际到达雪崩区域的电子数目比原初电离的电子数目少。原初电离的电子沿着电力线漂移穿过栅极时会被栅极吸附也会造成原初电离的损失。另外，在雪崩放大过程中由于空间电荷效应、放大区间隙的误差等引起增益的涨落导致阳极收集到的电子数目变化。原初电离的损失和增益的涨落直接导致能量分辨变差，同时对⁵⁵Fe X 射线源 5.9 keV 光电全能峰峰位拟合也会带来误差。由于电子吸附和复合的截面很小，与电子在栅极的吸附和增益涨落带来的误差相比是可以忽略的。

4.1 栅极对电子的吸附

在转换区电离的电子在电场作用下沿着电场线向阳极漂移，穿过栅极进入强电场区域发生雪崩放大。由于栅极的电势位于漂移电极和阳极之间，一部分从阳极发出的电力线终止于栅极，其余的到达漂移电极。穿过栅极的电力线的比例与雪崩放大区和转换区之间的电场强度的比值有关^[5]。假设，电力线从阳极发射终止于漂移电极的电通量为 Φ_1 ，终止于栅极的电通量为 Φ_2 ，从栅极发射终止于漂移电极的电通量为 Φ_3 ，那么沿着电力线漂移穿过栅极的电子数占原初电离总的电子数 λ 可以表示成

$$\lambda = \frac{\Phi_1}{\Phi_1 + \Phi_3} \quad (4)$$

假设，电力线与电极表面垂直，电通量可以写成

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{V_{\text{drift}}}{L+k} S_h, & \Phi_2 &= \frac{V_{\text{mesh}}}{k} S_p, \\ \Phi_3 &= \frac{V_{\text{drift}} - V_{\text{mesh}}}{L} S_p, \end{aligned} \quad (5)$$

其中， L 是漂移电极与栅极之间的距， k 是栅极与阳极之间的距离； V_{drift} 是漂移电极相对于阳极电压， V_{mesh} 是栅极相对于阳极的电压； S_h 是栅极网布开孔面积， S_p 是栅极网布金属丝的面积。综合式(4)和(5) λ 可以简化成

$$\lambda = \frac{1}{1 + (1 + \frac{k}{L})(1 - \frac{V_{\text{mesh}}}{V_{\text{drift}}}) \frac{S_p}{S_h}} \quad (6)$$

对于测试中的探测器， $k=160 \mu\text{m}$ ， $L=3 \text{ mm}$ ；栅极网布 635 目，丝直径 $18 \mu\text{m}$ ；那么透过率 λ 就是栅极电压与漂移电极电压比的函数，如图 3 所示。

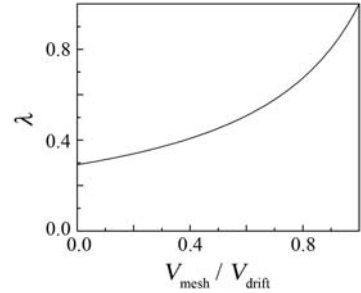


图 3 原初电离电子在栅极的透过率与漂移电极电压和栅极电压比的关系

当漂移电极电压与栅极电压接近时，原初电离的电子认为是全部穿过。考虑到转换区域电场太弱将会增加电子与阳离子复合的损失，因此在实验中，选择漂移电极电压比栅极低 100 V。测试过程中，保持栅极电压不变逐渐增加漂移电极电压，并且记录能谱得到⁵⁵Fe X 射线全能峰峰位对应 ADC 的道数随着漂移电极电压的增加逐渐减少，如图 4 所示。

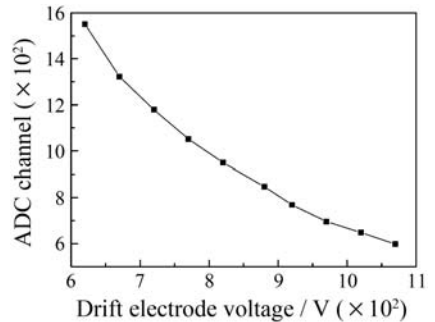


图 4 ⁵⁵Fe X 射线全能峰峰位对应 ADC 的道数随着漂移电极电压的变化关系

Ar+CO₂(10%)工作气体中，保持栅极电压-500 V 不变。

由于原初电离的电子被栅极吸附导致增益的计算误差为 ΔM ，引起汤逊系数的误差为

$$\Delta\alpha = \frac{1}{d} \frac{\Delta M}{M} \quad (7)$$

蒙特卡洛模拟得到当透过率达到 75% 时计算得到第一汤逊系数的误差小于 13%。为了减小由于透过率带来的误差，我们选取了栅极电压较高的数据

计算 A 和 B 的值。

4.2 空间电荷效应

气体中阳离子在电场作用下的移动速度比电子的慢, 阳离子很容易在阳极附近堆积形成离子鞘, 累积起来的电荷削弱了外加高压提供的雪崩电场。因此, 实际发生雪崩的电场强度比外加高压提供的电场强度弱, 实际测量得到的汤逊系数 α 较没有空间电荷效应时的小。阳离子堆积的数量正比于单位时间内入射粒子数和增益。然而, 对于 MICROMEGAS 探测器雪崩放大间隙只有 $160 \mu\text{m}$, 阳离子全部收集的时间不超过几个微秒, 并且在实验中我们利用直径 1 mm 的圆孔光阑限制了单位时间内入射粒子数量, 减小了空间电荷效应。

4.3 增益涨落

增益的涨落主要是由于雪崩放大区域的形变引起的。对于 MICROMEGAS 探测器结构本身而言, 栅极和阳极之间间距的变化主要有栅极本身的平整性以及栅极和支撑栅极的尼龙丝直径的不均匀性决定。直接利用汤逊系数公式, 对于 Δd 的形变引起的 α 的变化可以表示为

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = -\frac{BP}{V} \Delta d \quad (8)$$

支撑栅极的尼龙丝直径的最大误差为 $2 \mu\text{m}$, 栅极网布的最大形变 $5 \mu\text{m}$ 。估计最大的形变量引入的测量误差不超过 8% 。减小增益的涨落带来的测量误差需要选择合适的支撑和平整的栅极。

5 结论

我们利用 MICROMEGAS 探测器测量了第一

汤逊系数, 给出了在 6 种不同比例的 $\text{Ar}+\text{CO}_2$ 的混合气体中 α 的实验参数 A 和 B 的值, 为气体探测器在选择工作气体时提供了可靠的参数。对实验结果的分析表明, 当电子在 MICROMEGAS 栅极的透过率为 75% 时, α 的测量误差小于 13% , 由于探测器增益的涨落带来的 α 测量误差小于 8% 。需要说明的是, 给出的实验参数 A 和 B 是包括栅极对电子的吸附、空间电荷效应以及增益涨落等测量误差在内的实验值。

参考文献 (References):

- [1] Sauli F. CERN, 77-09, 1977, **3**: 38.
- [2] Sharma A, Sauli F. 1993, January 6, CERN-PPE/93-50.
- [3] Auriemma G, Fidanza D, Pirozzi G. *et al.* Nucl Instr and Meth, 2003, **A513**: 484.
- [4] Mohammad Nakhostin, Mamoru Baba, Tsutomu Ohtsuki, *et al.* Nucl Instr and Meth, 2007, **A572**: 999.
- [5] Giomataris Y, Rebourgeard Ph, Robert J P, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1996, **A376**: 29.
- [6] Giomataris I, De Oliveira R, Andriamonje S, *et al.* Nucl Instr and Meth, 2006, **A560**: 405.
- [7] Zhang Xiaodong, Chen Xutao, Zhang Yi, *et al.* High Energy Physics and Nuclear Physics, 2007, **31**(11):1045.
(张小东, 陈绪涛, 张毅, 等. 高能物理与核物理, 2007, **31**(11): 1045.)
- [8] Tang Haohui, Guo Junjun, Wang Xiaolian, *et al.* Chinese Physics C, 2009, **33**(9): 777.
- [9] Fan Ruirui, Hou Fengjie, Ouyang Qun, *et al.* Chinese Physics C, 2010, **34**(10): 1636.
- [10] Crowe R W, Bragg J K, Devins J C. J Appl Phys, 1955, **26**: 1121.

Measurement of First Townsend Coefficient Using MICROME GAS Detector^{*}

LU Chen-gui^{1, 2}, DUAN Li-min^{1, #}, YANG He-run¹, HU Rong-jiang¹,

ZHANG Jin-xia¹, LI Zu-yu¹, ZHANG Xiu-lin¹

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*

2 *Graduate College of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: In this paper, the MICROME GAS detector was employed to measure the experimental parameters A and B of the first Townsend coefficient α in 6 different ratio of Ar+CO₂ gas mixtures. The results indicate that the error of α is less than 13% in the condition of electron transmission rate of the mesh up to 75% and is less than 8% due to gain fluctuation of the detector.

Key words: first Townsend coefficient; MICROME GAS detector; gaseous detector

* **Received date:** 9 Dec. 2010; **Revised date:** 25 Jan. 2011

* **Foundation item:** Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences(KJJCX1-YW-004, YFKJCX3-SYW-N5); Major State Basic Research Development Program (2008CB817702)

Corresponding author: Duan Li-min, E-mail: lmduan@impcas.ac.cn