

关于直流辉光等离子体的讨论

实验人：周宇辰 07300190013

合作者：陈斌

指导老师：乐永康

摘要：

本文就直流辉光等离子系列实验中的定性观察、等离子体的伏安特性与气体压强的关系，光谱测量与观察、光谱增宽效应、加磁场后的影响进行了唯像的讨论，以及一定的定量分析。结合双探针法测量电子温度，与光谱法电子温度计算进行对比分析，

关键词：

等离子体、光谱法、唯像、多普勒增宽、电子温度、双探针

实验仪器：

实验辉光源是一个可以控制气压变化的 Ar 气体放电管。气压可调范围在 10^{-1} - 10^2 Pa，极间电压调节范围 0-800V。光谱仪为复想 PG4000 光栅光谱仪，极限分辨率不低于 0.25nm，实际分辨率在 3.80nm 左右。光谱响应范围 500-1000nm。



图 1 实验仪器图

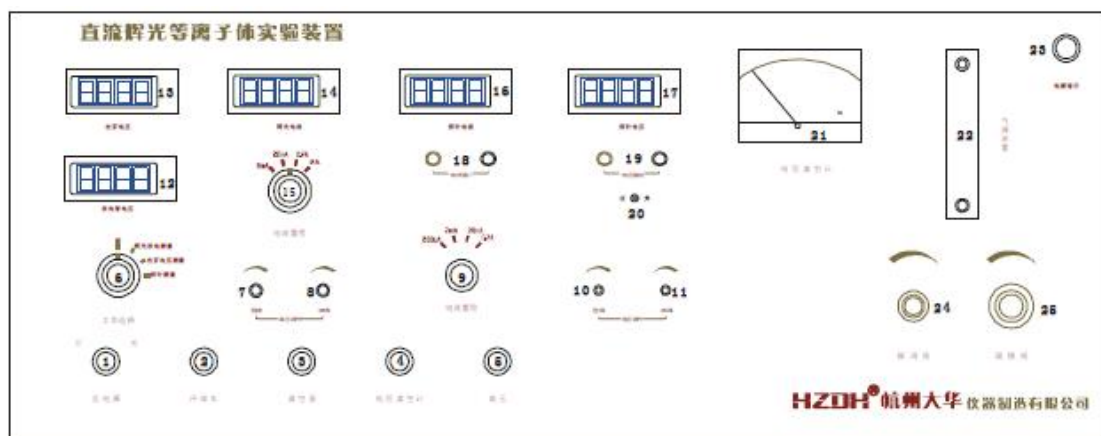


图 2 DH2005 直流辉光等离子体实验装置操作面板图

实验原理:

实验仪器如图所示:

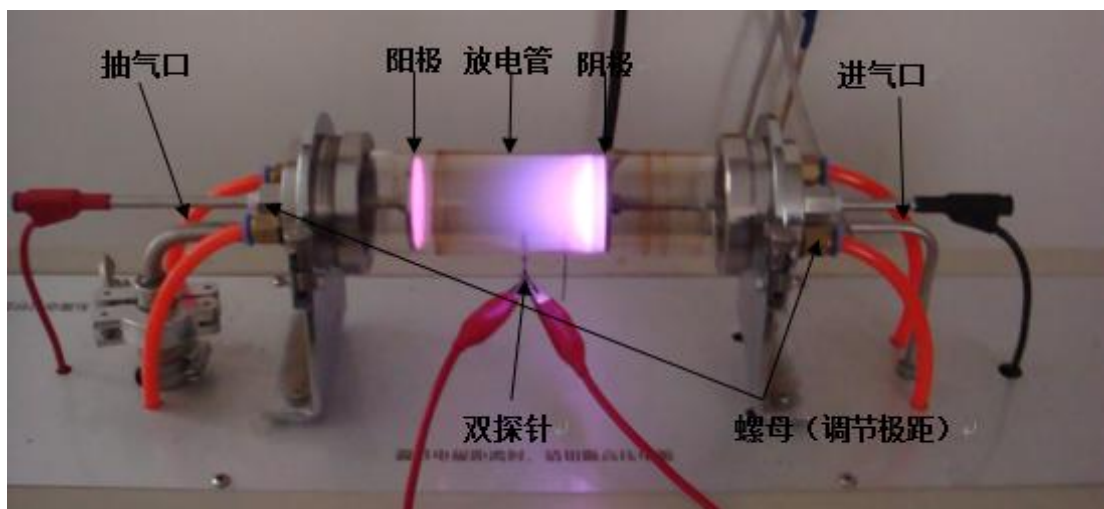


图 3 实验进行中图

在氩气被击穿形成等离子体前,要经历暗放电阶段,包括本底电离区、饱和区、汤森放电区和电晕放电区。在汤森放电区,当电压继续增加时,若电源高内阻,则电流小,击穿不了气体,放电管处于电晕区;若电源是低内阻,气体就会被击穿,放电将从暗放电区转移到正常的辉光放电区。

实验中应用玻尔兹曼分布来模拟束缚、半束缚电子状态,而不是用费米-狄拉克分布。

这是由于实验中辉光放电探针法测得电子温度在 6eV 以下,式 $\exp(E/kT)$ (远)大于1。

其中 E 为谱线上能级能量,在 13eV 左右。

原子在两个能级之间跃迁发射光子的谱线强度为,

$$I_{nm} = N_n A_{nm} h\nu_1 \quad (1)$$

其中 N_n 表示激发能级为 n 的原子密度, A_{nm} 表示从能级 n 跃迁到能级 m 的自发跃迁概率, h 为普朗克常量, ν 为光的频率。同样可以写出另一条谱线的光强式

$$I_{ji} = N_j A_{ji} h\nu_2 \quad (2)$$

放电等离子体中电子能量分布应近似满足玻尔兹曼分布规律:

n 能级与 j 能级

$$\frac{N_n}{N_j} = \frac{g_n}{g_j} \exp\left[-\frac{E_n - E_j}{kT_e}\right] \quad (3)$$

其中 g_n 、 g_j 、 E_n 、 E_j 分别表示两个能级的简并度和能量, T_e 为等离子体温度, k 为玻尔兹曼常数。联立式(1),(2),(3)可得:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left[-\frac{E_1 - E_2}{kT_e}\right] \quad (4)$$

式(4)中:下标1,2分别指第一与第二条谱线, λ 是波长, E 为上能级能量。

对(4)式取对数得到:

$$(E_1 - E_2) = -kT_e \ln \left(\frac{I_1 A_2 g_2 \lambda_1}{I_2 A_1 g_1 \lambda_2} \right) + D$$

以 $\ln \left(\frac{I\lambda}{Ag} \right)$ 为横坐标, E 为纵坐标描出各谱线点, 然后对曲线进行线性拟合, 拟合直线的斜率就是 kT_e , 由此可求得电子激发温度 T_e 。

实验结果与分析:

定性观察直流辉放电等离子体:

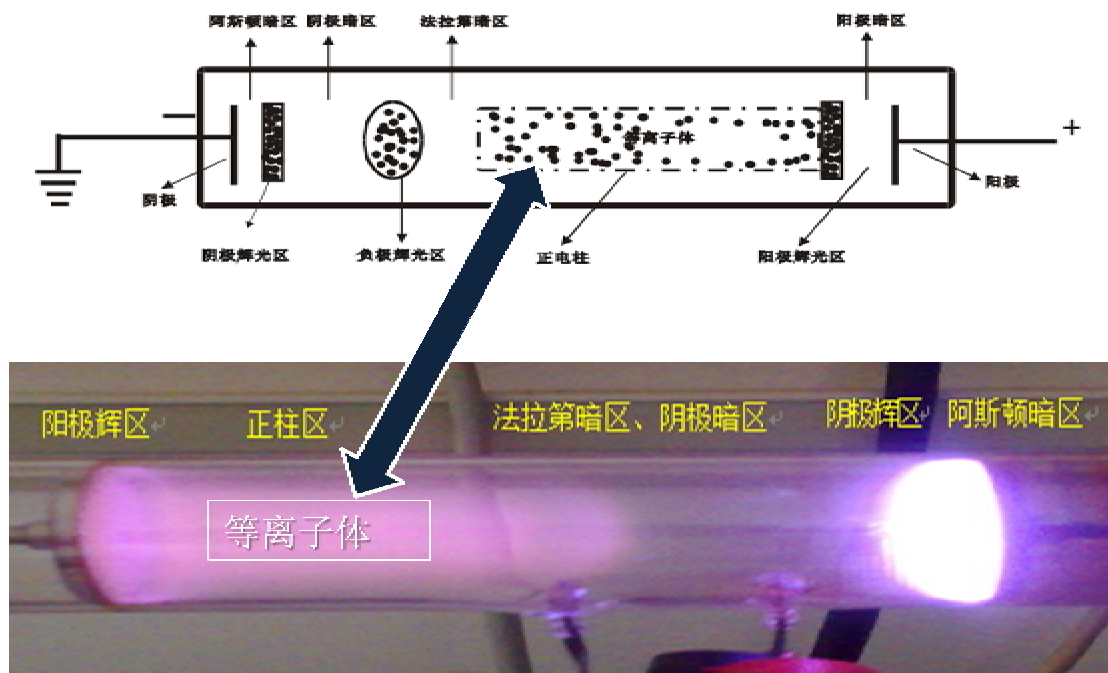


图 4 辉放电等离子体实验照

通过调节气压、电压、极板距离，观察到等离子体的出现，与理论描述相符，电子通过阴极区经过几次加速，在正柱区形成密度高、能量大的离子区，形成等离子体，如图 4 所示。

不同气压下等离子体伏安特性测量:

对 20Pa, 40Pa, 80Pa 这三种情况下的等离子体进行了伏安特性的测量，得到如图所示的实验结果:

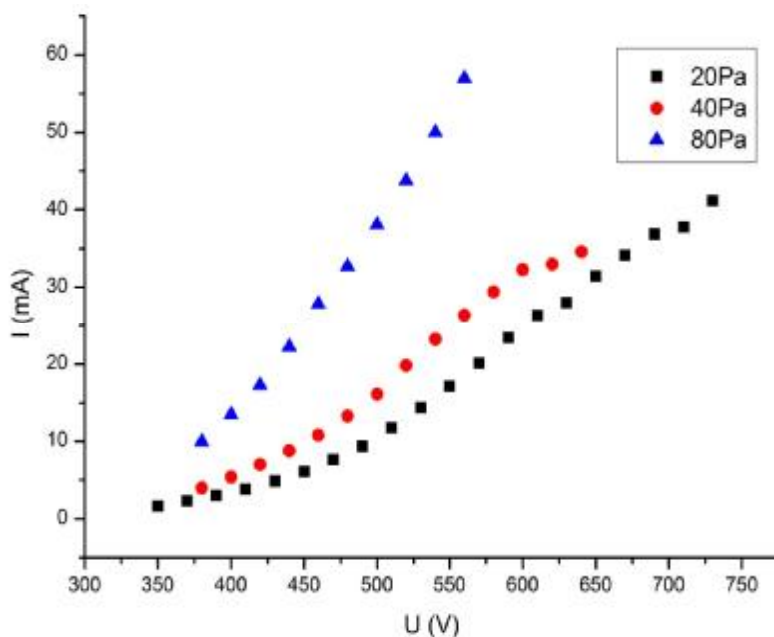


图 5 等离子体伏安特性测量

对上图进行定性分析，得到如下结论：

1. 在辉光放电范围内，一定极距 D、气压 P 条件下，放电管电流随着电压增大而增大；一定极距 D、电压 U 条件下，电流随着气压的增大而增大。
2. 气压增大， dI/dU 也增大，即等离子体电导增大，导电性增强。这可能是气压增大使等离子体中电子、离子浓度增大导致的。
3. 电压较低时曲线线性较好，可能是电压较低时电子能量较小，碰撞时气体电离较少，类似一般良导体，而电压高时碰撞激发与电离并存，此时伏安特性较为复杂，故线性较差；导致高压端曲线不平滑的另一个原因是随着实验时间的推移，等离子管内气压可能出现变化，导致曲线受气压变化而波折。

双探针测量等离子体参数：

如下图所示为在功率为 400V，P=20Pa 时测得的双探针测量等离子体的曲线图

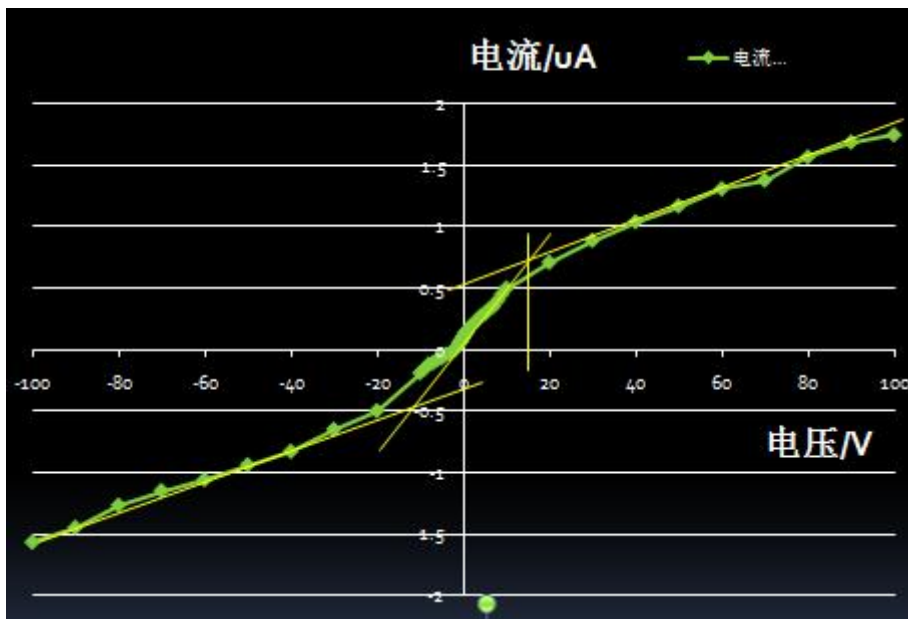


图 6 双探针测量等离子体图

根据电子温度公式： $T_e = \frac{eI_+}{2k \frac{dI}{dV} (v=0)}$ ，其中 $e=1.6 \times 10^{-19}$ 库， $k=1.38 \times 10^{-23}$ ，所

以只要知道饱和离子流 I_+ 和 $I-V$ 曲线零点的斜率 dI/dV 即可求得电子温度 T_e 。

$$\Rightarrow \frac{I_+}{eA \sqrt{\frac{kTe}{M}}}$$

另有 $I_+=enuBA$ ，即等离子体的电子浓度。

计算得到，在 400V，20Pa 时，等离子区：

电子温度 4.17 eV

电子浓度为 $2.82 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

等离子体光谱测量与观察:

用 Morpho4000 光谱仪对等离子体的光谱进行了测量，选取当中两个电压的等离子体光谱作图，如下图所示：

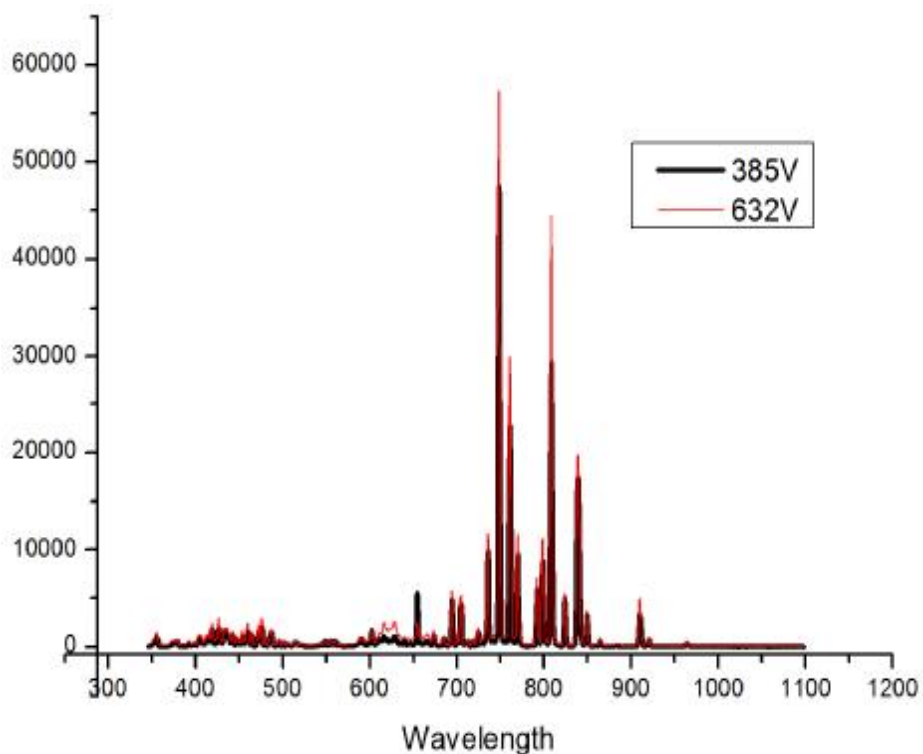


图 7 等离子体光谱图对比

如图所示，改变电压后，等离子体除光谱上的光强变强外，峰位并没有变化，说明改变电压，并不改变等离子体的光谱。

但是，对各峰放大研究后，我们选取 743nm 处的峰进行了分析，发现随着电压上升，峰谱有增宽的现象出现：

P=40Pa	电压/V	峰宽/nm
	385	6.95
	444	7.25
	632	7.61
	648	7.62

表 1 谱宽随电压的变化表

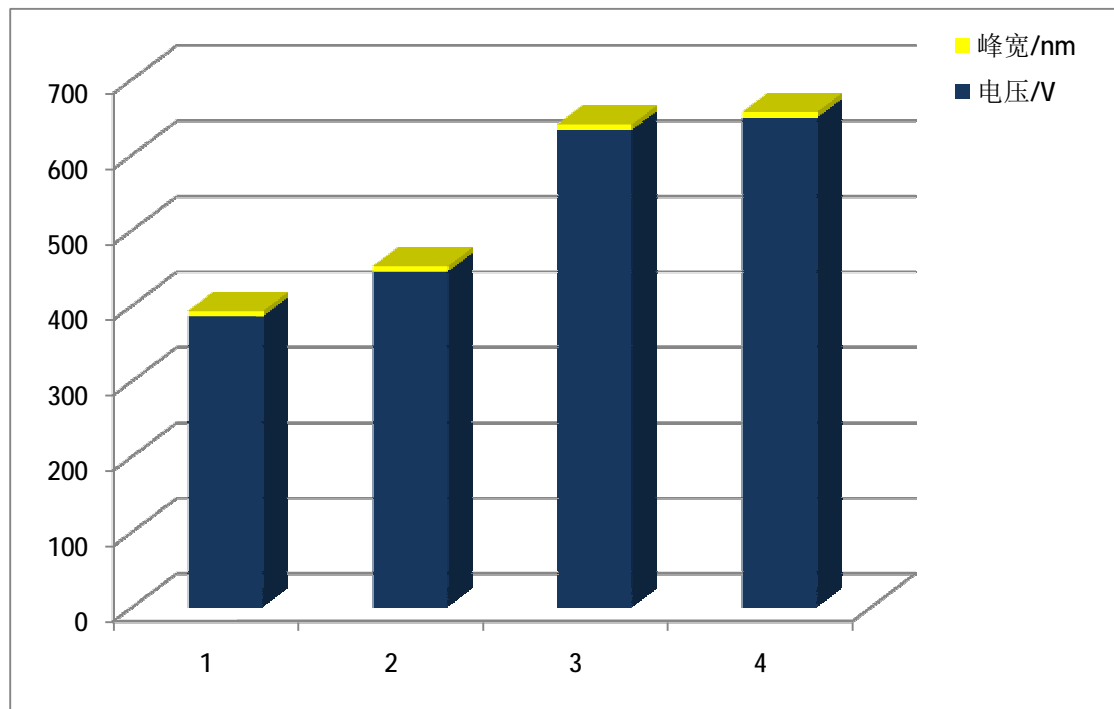


图 8 谱宽随电压变化图

由以上图表可得，等离子体的光谱谱宽随着电压上升而增大，有增宽效应出现。分析其原因，主要有两种增宽效应作用：

1. 斯塔克效应
2. 多普勒增宽

随着电压上升，等离子体区电子能量和温度都上升，体现为电子、离子运动速度加快，而根据多普勒增宽效应，内部粒子运动速度增加，对光谱来说呈现增宽效应。故多普勒效应是造成谱线增宽的原因之一。

并且，由于多普勒效应的存在，以及电子运动速度与温度间的关系，如果可以考虑或排除斯塔克效应的影响，利用多普勒增宽的效应测量等离子体电子温度也成为一种可能。

光谱法测电子温度：

根据公式：
$$(E_1 - E_2) = -kT_e \ln \left(\frac{I_1 A_2 g_2 \lambda_1}{I_2 A_1 g_1 \lambda_2} \right) + D$$

在 $U=400V$, $P=20Pa$ 时，利用光谱法求得： $T_e=0.31 eV$

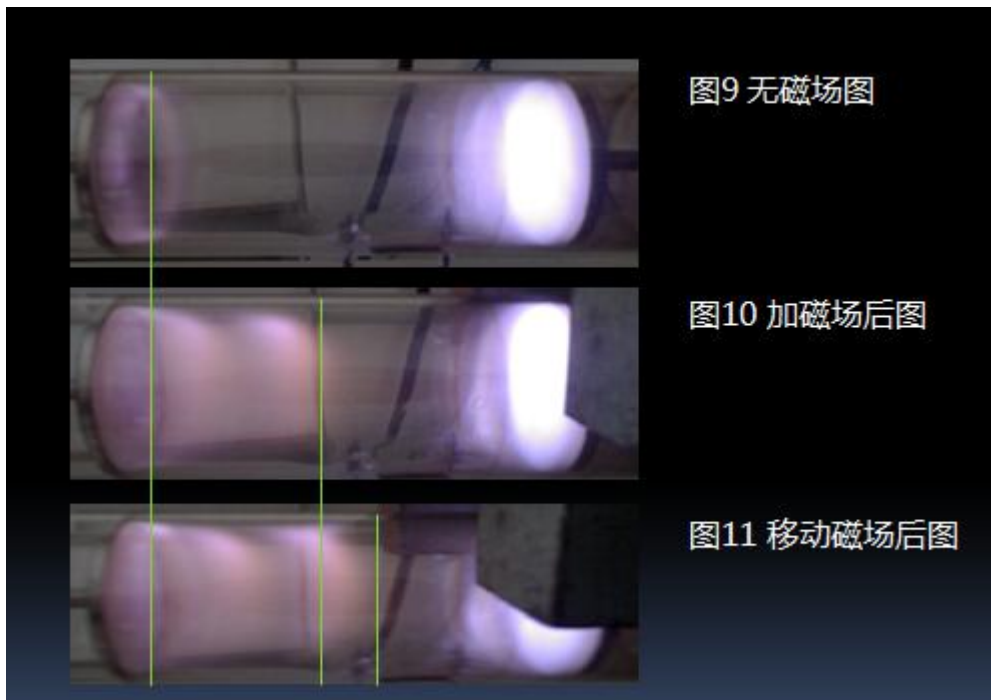
比较与探针法测得的电子温度，两者相差一个数量级，分析原因，主要可能有：

1. 当实验气压在 $80Pa$ 下、电流在 $1 mA$ 左右时，局部热力学平衡不能满足，自由电子的自由程长，与原子、离子碰撞几率小。原子内电子的激发主要是由外部自由电子的能量传递来完成。未激发的电子可认为有较低的恒值温度，而在接受外部电子能量后激发至较高温度。依据激发温度的统计热力学概念，能量传递发生几率越低，激发温度与平动温度的差距越大。从两种方法测量结果的不同，可以估计这一碰撞激发几率大小。该值近似于光谱法与探针法电子温度之比，这一几率小于 0.1 。

2. 两种方法虽然都是测量正柱区的电子温度，但实验中探针测量的是正柱区边界，未有发光。而光谱法测量的是正柱区的发光区。根据放电管内的电子密度径向分布，边界的电子密度低于中心电子密度，对应的电子温度也不一样。边缘区电子处于刚刚加速到最高状态发生电子剥离的反应区，故其电子温度与密度高于光谱法测量时正柱区的中间区域。

磁场对等离子体的影响：

实验中我们对等离子体进行加磁场的影响研究，利用中间最强磁场为 18mT 的 U 形磁铁套在等离子体反应玻璃管外，得到如图所示的图像：



如图所示，加上磁场后正柱区变长，磁场向正极移动时，正柱区伸长并出现明显的波纹。而反转此贴后，这样的变长效应消失。

分析其原因，主要为加上 U 形此贴后，磁力线径直穿过等离子体玻璃管，电子在磁场影响下，可以节省加速能量，更早达到产生正柱区的能值要求，从而产生正柱区，而越靠近正极，这样的加速效应越明显。

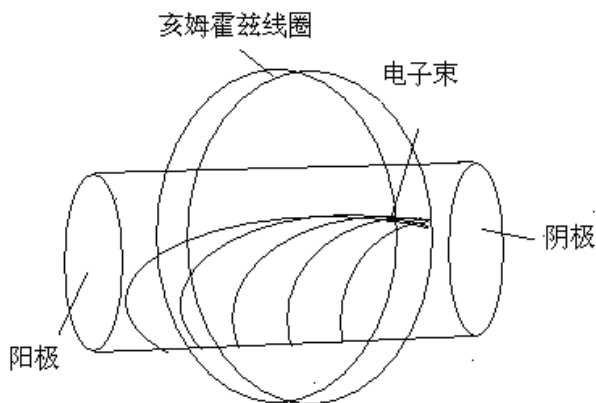
这也解释了磁铁反转后，由于磁场所提供的磁力与电子运动产生的电磁力相反，彼此之间需要消耗能量，故正柱区不仅无法变长，甚至所缩短，乃至无法出现正柱区等现象。

关于等离子体磁场试验的理论讨论：

现在较为流行的实验方法不是加上 U 形磁铁，而是在等离子体玻璃管外加上电磁线圈，产生电磁力。我们就其理论角度做入下讨论：

1. 加磁场和未加磁场等离子体击穿电压不同，。

等离子中带电粒子受到外加磁场的洛伦兹力的作用，改变了原来阴极阳极间的运动轨迹。以单个电子子为例。按照统计学说法，未加磁场时，电子受到阳极板的吸引，沿直线到达阳极板形成辉光电流。当外加磁场时，电子子受到垂直于原速度方向和磁场方向的洛伦兹力的作用，运动轨道大致如下：



故对于整个等离子体,若要达到气体击穿,对应击穿电压更高,以克服离子轨道弯曲的影响。这里本实验装置还能完成探究击穿电压与外加磁场的关系。

2. 等离子辉光放电唯象结构改变

从阴极辉光区一直延伸到接近阳极,出现近似周期性明暗变化的辉光区。

由于霍尔效应,电子在玻璃管壁处多次辉光放电,产生会辉光类似于阴极辉光区。实际上,当磁场靠近等离子体时,随着磁场的增大,从阴极辉光区开始产生一个个近似周期间隔分布的亮区和暗区,亮区的外观颜色和亮度都和阴极相当,在改进实验装置的情况下,可对其光谱图进行验证。

可见对于此时形成的明暗间隔区域,相应明纹(暗纹)间的间距逐渐增大。理论分析此明暗间隔区域,电子由于磁场的作用,在阴极区多次达到辉光放电。在左侧第一明纹处产生辉光后,再次被电场加速,到达第二明纹再次产生辉光,如此重复。明纹(暗纹)间的间距逐渐增大,可以证明相应位置的电位分布的不均匀变化。由此实验原理,可利用磁场对等离子体此影响测量相应的电位分布。

3. 当此辉光区延伸到阳极,电压较小时,等离子体出现“超阻”现象(即等离子体辉光电流瞬间为零,等离子体电阻极大)。

当辉光电压较大时,等离子体“超阻”现象消失。

此时等离子体使得所有的离子都无法到达阴极,等离子体状态被破坏,形成电中性。辉光电压较大时,原恒定的磁场已经无法使得此等离子体中所有离子都不能到达阴极,故若要再次达到“超阻”现象则需增加磁场强度。由此实验原理,可探索磁场强度与产生“超阻”时的电压的关系。

实验中问题的讨论:

1. 仪器精度有待提高,抽气、进气的平衡很难控制,导致测量的放电电流常处于变化中,经常是边测量边调节气压平衡,浪费大量的时间,也造成测量数据误差。
2. 放电管的长度可以适当加长。可以使极距调节有较大空间,可能能够看到更多辉光放电的不区域,也能使正柱区更明显。
3. 应用普通精度的光谱仪对辉光放电等离子体进行电子温度测量,可以测到精度较低电子激发温度(在本实验中在 0.1eV 左右)。但相比探针法,该光谱法的优势在于探测时间短,实验干扰小。因此在半定量测量电子温度变化趋势上,光谱法比探针法方便快捷。
4. 结合探针法与光谱法的测量结果,可以对电子的碰撞激发几率进行估计。由于碰撞几率与气压有很大关联度,因此可以通过同时应用探针法、光谱法测量电子温度,取其比值来监测气压的变化。

最后,感谢乐永康老师的悉心帮助和耐心指导。

感谢朱骏、伍晔、陈斌等同学的通力合作与共同讨论。

参考文献:

- [1] 杭州大华科教仪器研究所. DH2005 型直流辉光等离子体实验装置使用说明书.
- [2] 低温等离子体物理基础 金佑民, 樊友三 清华大学出版社 1983年
- [3] 原子光谱分析 张锐, 黄碧霞, 何友昭 中国科学技术大学出版社 1991年
- [4] 低温氩等离子体中的单探针和发射光谱诊断技术 牛田野 2006年
- [5] 双层辉光等离子体放电光谱诊断 边心超, 张跃飞, 陈强