

磁控直流辉光等离子体放电特性*

胡明 万树德[†] 钟雷 刘昊 汪海

(中国科学技术大学近代物理系, 中国科学院基础等离子体物理重点实验室和磁约束等离子体理论中心, 合肥 230026)

(2011 年 4 月 7 日收到; 2011 年 5 月 19 日收到修改稿)

本文利用单探针诊断等离子体参数来研究自行设计的磁控直流辉光等离子体实验装置的放电特性, 从而得出电子密度与气体压强、电子密度分布与磁场位型以及磁场强度等的关系. 另外, 用有限元的方法对线圈通电产生的磁场进行数值计算, 模拟出不同接线方式的两种磁场位型分布. 通过实验得出这两种不同的位型的磁场均对等离子体的状态有一定的“控制”作用, 而且这种“控制”作用与现有理论相符合.

关键词: 磁场约束, 直流辉光, 等离子体特性

PACS: 52.25.Xz, 52.70.-m

1 引言

低气压直流辉光放电等离子体技术应用领域十分广泛^[1-5], 同时也是等离子体的一个重要研究领域. 多年来人们对低气压辉光放电从实验和理论上进行了许多研究, 利用了各种实验手段 (包括静电探针、光谱等) 来分析和研究低气压辉光放电的物理过程和放电机理^[6-8]. 为了得到满意的等离子体分布和合适的等离子体参数, 人们较普遍的采用各种位型磁场“控制”和“约束”等离子体, 从而提高等离子体参数并“控制”其位型. 目前, 磁控装置大致有两种类型: 1) 完全磁化等离子体装置, 即在等离子体内部建立一个均匀磁场, 把等离子体约束在磁场之中, 这类装置有直线磁化装置^[9,10]和环形磁化装置^[11-12]之分; 2) 表面磁约束装置^[14,15], 即在装置的表面依次排列多组磁极性交替的永久磁铁, 形成表面磁场, 避免等离子体与表面接触来提高等离子体参数. 基于磁场的“控制”作用^[16]对提高等离子体参数和控制位型的意义, 我们设计了一种磁控直流辉光等离子体实验装置, 这种装置的磁场分布在等离子体内部, 但在等离子体内的磁场是非均匀的, 并且可以通过改变接线方式来改变磁场位型.

文献上已经报道了多种诊断等离子体的方法^[17-19], 其中 Langmuir 探针^[20]因其结构简单, 能在大的条件范围工作以及能对等离子体的各个

部位进行测量等优点而得到了广泛的应用. 本文运用单探针来诊断直流辉光等离子体的放电特性, 通过探针伏安特性曲线计算出电子密度, 从而得出电子密度与气体压强、电子密度分布与磁场位型以及磁场强度等的关系.

我们设计的磁控直流辉光等离子体装置主要是为物理学院本科生开设等离子体实验课程, 使学生了解掌握等离子体获得、约束以及常规的静电探针的诊断方法, 培养学生从事科学实验研究的能力.

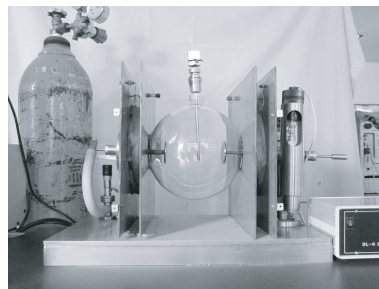


图 1 实验装置的实物图

2 实验装置及原理

如图 1 所示实验装置^[21]由一个球形玻璃腔制成的真空放电室. 在真空室内相对安装两只圆形平板电极, 在装置两端放置两个磁场线圈、真空抽气

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2008CB717800) 资助的课题.

[†] E-mail: wansd@ustc.edu.cn

和充气系统,用热偶真空计检测真空度,并配备相应的放电电源、磁场电源及探针诊断测量系统.

实验过程中,磁场是通过两只磁场线圈串联连接,由同一个电源供电.我们运用有限元方法建立相应的模型通过数值计算模拟出磁场的位型,当线圈供电电流由两只线圈同名端接入,磁场位型如图 2(a) 所示,此种磁场位型称为磁镜;当电流由两只线圈异名端接入,磁场位型如图 2(b) 所示,形成会切磁场称为磁阱.通过改变流经线圈电流的大小还可以改变磁场强弱.我们还对装置的中轴线以及其中垂面上的磁场强弱进行模拟,结果如图 3 所示.

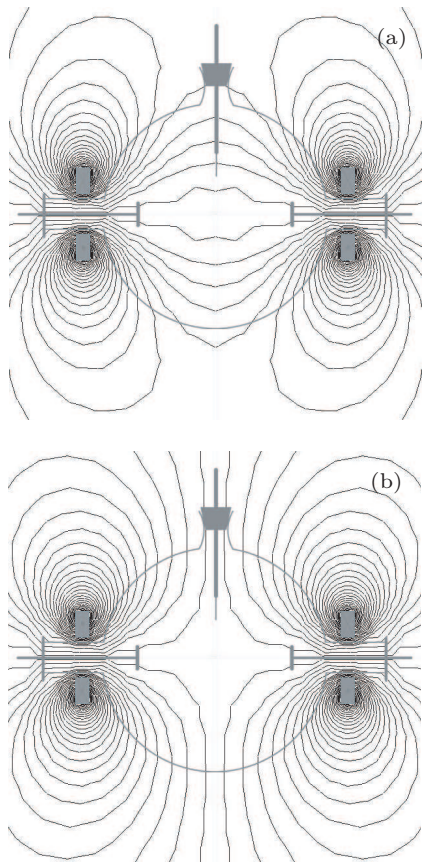


图 2 (a) 磁镜位型; (b) 磁阱位型

3 实验安排

3.1 探索最佳的放电条件

为了确定运行宏观控制参数范围,做了以下两个实验: 1) Ar 气起辉实验: 在不同气体压强下,由低到高改变放电电压直至起辉放电,并记录最低的起辉电压,由此可以得到该装置起辉电压随气体压强变化关系,以便得到获取等离子体最佳气体压强条件,当放电阴极处在气体流动方向的上游,启辉

电压与气压的关系如图 4 中的曲线 1 所示;当我们改变放电的电极的极性(当放电阴极处在气体流动方向的下游)重复上述操作可以得到启辉电压与气压的关系如图 4 中的曲线 2 所示. 2) 在中垂面上不同径向位置测量电子密度与气体压强之间的关系: 在稳定放电的情况下,固定放电电压,调节气体压强直至放电终止. 在不同气压下记录静电探针伏安曲线,计算得出电子密度,从而得到电子密度与气体压强的关系如图 5 所示.

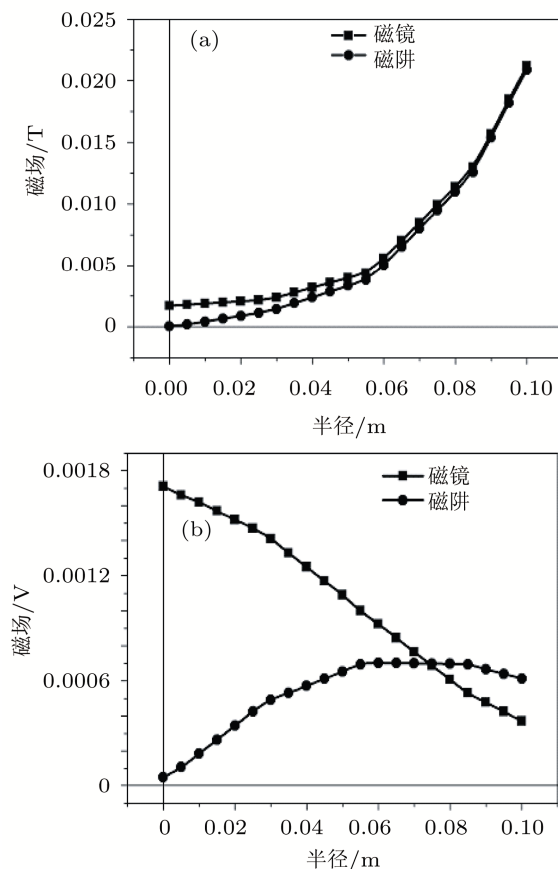


图 3 (a) 两电极之间中轴线的磁场分布; (b) 为两电极中垂面上磁场的分布

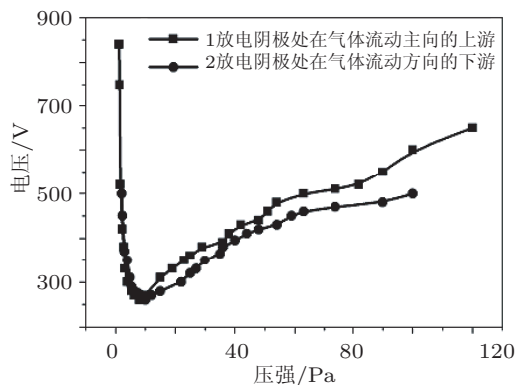


图 4 启辉电压与气体压强的关系

3.2 电子密度的径向分布

稳定放电情况下, 在各种不同的气体压强条件下, 用静电探针在中垂面上不同的径向位置测量探针伏安曲线, 从而得到电子密度的径向分布如图 6 所示.

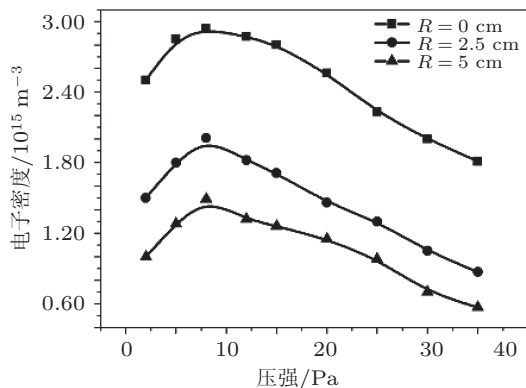


图 5 在不同径向位置电子密度与气体压强之间的关系

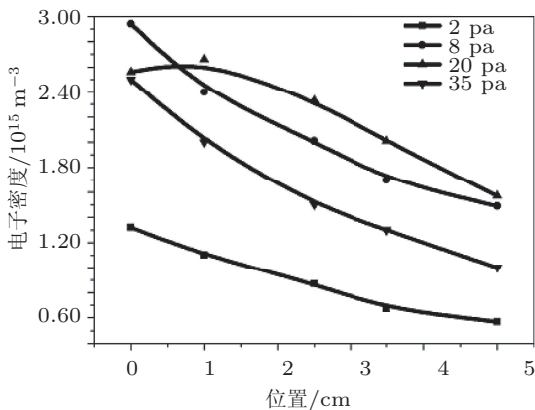


图 6 不同压强下电子密度与位置之间的关系

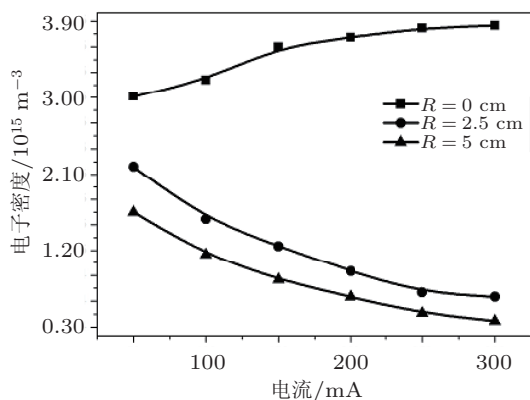


图 7 不同位置的电子密度在磁镜位型中的变化曲线

3.3 电子密度随约束磁场强度的改变

在两种不同的磁场位型下用静电探针在中垂面上不同的径向位置测量探针伏安曲线, 从而

得到电子密度随约束磁场强度的变化如图 7 和图 8 所示.

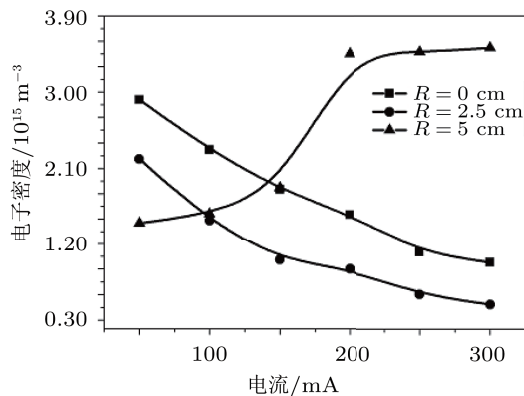


图 8 不同位置的电子密度在磁阱位型中的变化曲线

4 实验结果与讨论

如图 4 为启辉电压与气体压强的关系. 由曲线 1 发现在气压为 8 Pa 时, 启辉电压为 260 V 最低. 由帕邢定律^[22]知道, 气体的击穿电压 V_S 只是气压 P 与极距 d 乘积的函数. 而且 V_S 与 Pd 的关系在某些区域里是线性的、但并不只是线性关系. 图 9^[22]是 V_S 与 Pd 的关系曲线, 在一定的 Pd 范围内, V_S 有极小值. 图 4 给出的实验结果为 V_S 极小值出现在 $Pd=1.6 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ 处与理论数值相符. 曲线 2(放电阴极处在气体流动方的下游)貌似是曲线 1 平移得到, 但仔细观察后发现, 在低气压下两条线几乎没有变化, 但随着气压的上升, 偏差越来越大. 也就是说在高气压的情况下, 气流的作用是不可忽略的^[23]. 如图 5 为在不同径向位置电子密度与气体压强之间的关系. 其结果是在装置放电启辉之后, 把放电电压固定在 300 V, 改变气压而得到的, 与图 4 有明显的对应关系, 8 Pa 启辉电压最低, 而在相同的放电电压条件下在该压强下可以获得最高的电子密度, 表明此时放电最强烈, 也就是说该磁控直流辉光等离子体实验装置在相同的放电电压条件下最佳放电气压为 8 Pa.

图 6 为在稳定放电情况下, 气体压强分别为 2 Pa, 8 Pa, 20 Pa, 35 Pa 时, 电子密度的径向分布. 其结果是在不同压强下装置放电启辉之后, 调节放电电压直至达到最佳放电状态情况下而测到的. 气压在 8 Pa 时中心电子密度最高, 因为这时电离最容易. 而气压在 2 Pa 左右时, 电子密度出现明显的下降. 电子密度之所以会明显下降, 是因为当温度和气体种类一定时, 气压和平均自由程的乘积为一常数^[24], 气压过低, 粒子的平均自由

程接近甚至大于装置的尺寸, 电子从阴极运动到阳极过程中碰撞机会很少, 使放电减弱造成的. 从图 6 可以看出, 气压高时空放电的范围小, 气压低时空放电的范围大, 这是因为气压高时中性粒子密度高, 电子与中性粒子的碰撞频率高, 电子扩散范围小; 气压低时中性粒子密度低, 电子与中性粒子的碰撞频率低, 电子扩散范围大之故. 从图 6 中还观察到, 压强为 20 Pa 时放电最强烈, 体现在电子密度高、放电范围大 (甚至明显大于压强为 8 Pa 时的情况)、电子密度梯度小、等离子体分布较均匀等. 根据平均自由程^[25]的知识, 气压越低, 气体分子密度越小, 电子与气体碰撞平均自由程越大, 意味着被电场加速的电子碰撞前所获得动能越大, 从而更容易使气体分子激发或电离, 进而更容易产生放电. 就是说: 平均自由程增大时, 放电所需要的最低电压减小^[26], 实验最低放电电压出现压强在 8 Pa 处. 但是当气压非常小时, 平均自由程很大, 导致碰撞概率很小, 必然会影响放电, 只能提高放电电压使电子速率进一步增大而提高碰撞机会, 放电电压提高. 满足放电容易 (气压低) 的条件, 并不意味着满足获得最佳放电参数条件. 相反, 适当提高气压, 平均自由程减小, 碰撞频率增大, 只要能够提供足够高的电压可以使放电更加激烈, 获得最佳等离子体参数. 在不不同的放电电压条件下, 在实验的气压范围内 20 Pa 是获得最佳放电等离子体参数的条件.

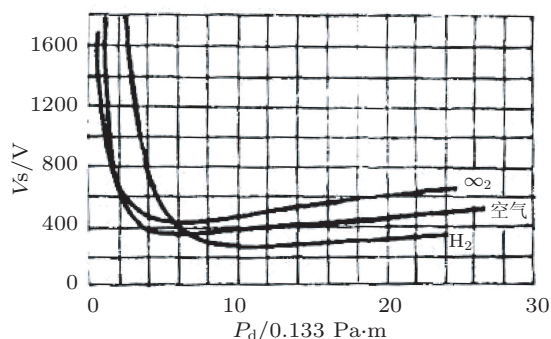


图 9 V_s 与 Pd 的关系

由图 7、图 8 给出的结果我们得出: 磁场位形为图 2(a) 时, 放电空间限制在以半径为 5 cm 两圆形电极鼓面, 以与两电极边缘相切的磁力线所构成的腰鼓形空间之中. 随磁场强度的增加约束效果会增强, 因此中心密度随磁场强度的增加而增加, 边缘密度随磁场强度的增加而减小. 磁场位形为图 2(b) 时, 带电粒子被磁力线引导到实验装置中垂面的边缘, 因此中垂面上中心密度随磁场强度的增

加而减小, 边缘密度随磁场密度的增加而增加. 虽然中心密度随磁场强度的增加而减小, 但不会为零. 原因有二: 1) 放电特性不仅与磁场有关还与放电电场有关, 带电粒子还会沿轴向电场运动, 因此中心电子密度不会为零; 2) 如图 2(b) 会切磁场, 会切中心的磁场最小, 带电粒子沿磁力线做螺旋运动时, 磁场弱的区域带电粒子的旋转半径大, 带电粒子沿磁场方向运动的同时, 整体还会向会切中心漂移, 带电粒子一旦到达会切中心就很难逃离该磁阱.

5 实验结果和理论比较

5.1 理论分析

对于弱电离等离子体, 带电粒子与中性粒子的碰撞频率远大于带电粒子之间的库仑碰撞频率, 我们可以将带电粒子之间的碰撞对输运过程的影响忽略. 从文献 [27] 可知

$$b_{\alpha//} = q_{\alpha}/m_{\alpha}\nu_{\alpha n}, \quad (1)$$

$$D_{\alpha//} = T_{\alpha}/m_{\alpha}\nu_{\alpha n}, \quad (2)$$

$$b_{\alpha\perp} = q_{\alpha}\nu_{\alpha n}/m_{\alpha}(\Omega_{c\alpha}^2 + \nu_{\alpha n}^2), \quad (3)$$

$$D_{\alpha\perp} = \nu_{\alpha n}/m_{\alpha}(\Omega_{c\alpha}^2 + \nu_{\alpha n}^2), \quad (4)$$

其中 $b_{\alpha//}$ 和 $D_{\alpha//}$ 分别称为纵向迁移率和纵向扩散系数, 容易得出它们与无磁场时的迁移率和扩散系数的表达式相同; $b_{\alpha\perp}$ 和 $D_{\alpha\perp}$ 分别称为横向迁移率和横向扩散系数.

可以看出, 横向扩散系数和迁移率与纵向扩散系数和迁移率之间相差量级为 $(1 + \Omega_{c\alpha}^2/\nu_{\alpha n}^2)^{-1}$ 的因子. 在 $|\Omega_{c\alpha}| \ll \nu_{\alpha n}$ 的情况下, 横向输运系数与无磁场的纵向输运系数没什么区别. 这是因为在这种情况下, 相邻两次碰撞的时间间隔内粒子沿拉莫尔圆周只能移动一小段距离. 因此在两次碰撞时间间隔内, 粒子的轨迹近似为一段直线, 磁场对粒子运动性质的影响很小. 反之, 当 $|\Omega_{c\alpha}| \gg \nu_{\alpha n}$ 时, 在相邻两次碰撞时间间隔内, 带电粒子可以绕磁力线旋转好几周, 这时磁场对粒子运动的影响起主导作用, 故横向迁移率和扩散系数依赖于磁场.

5.2 计算结果

由文献 [21,25,27] 我们有

$$I_{eo} = 2.5 \times 10^{-14} N_e S \sqrt{kT_e}, \quad (5)$$

$$PV = nRT, \quad (6)$$

$$\nu_{en} \approx n\sigma_{en}\bar{v}_e, \quad (7)$$

$$\bar{v}_e = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\Omega_{ce} = eB/m_e. \quad (9)$$

取实验中压强为 20 Pa 的磁镜模型, 此时 N_e 为 $3.0 \times 10^{15}/\text{m}^3$, 电子饱和电流 I_{e0} 为 34 mA, 根据有限元方法的计算结果我们取磁场 B 为 75 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), n 为中性气体密度, R 为气体常数, T 为室温, 电子碰撞截面为 $6 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, 代入上面方程组可得

$$\nu_{en} \approx 3.93 \times 10^5 \text{ Hz}, \quad (10)$$

$$\Omega_{ce} \approx 1.72 \times 10^8 \text{ Hz}, \quad (11)$$

所以有

$$\Omega_{ce} \approx 1000\nu_{en}, \quad (12)$$

又由文献 [25,28] 可知电子回旋半径 r_{ce} 和 $\bar{\lambda}_e$ 电子平均自由程分别为

$$r_{ce} (\mu\text{m}) = 3.4T_e^{1/2} (\text{eV})/B(\text{T}), \quad (13)$$

$$\bar{\lambda}_e = 5.66\bar{\lambda}_g, \quad (14)$$

$$\bar{\lambda}_g = kT/4\sqrt{2}\pi r^2 p. \quad (15)$$

代入数据可以得到

$$r_{ce} = 5.4 \times 10^{-3} \text{ m}, \quad (16)$$

$$\bar{\lambda}_e = 5.094 \times 10^{-3} \text{ m}. \quad (17)$$

实验装置的空间尺寸 L 在 20 cm 左右, 所以 $\bar{\lambda}_e < r_{ce} \ll L$. 由此可以认为这种有限尺寸的装置获得的等离子体是符合经典输运要求的.

从上面的分析以及计算结果我们可以得出外加磁场对带电粒子的横向运动具有一定的“约束”作用. 带电粒子的横向输运系数要比纵向输运系数小 Ω_{ce}^2/ν_{en}^2 倍, 通常将这个比值称为带电粒子的磁化率, 它表征了磁场对于带电粒子横越磁场输运的影响尺度. 这里我们的实验结果和恒定磁场中弱电离等离子体的输运过程的理论符合得很好.

6 结 论

本文运用单探针诊断磁控等离子体放电装置的等离子体参数并研究其放电特性, 研究结果表明:

1. 在该磁控直流辉光等离子体实验装置上, 用 Ar 气放电获得直流辉光等离子体存在最佳放电压强 8 Pa, 在此压强下启辉电压最低, 同时可以获得电子密度最高的等离子体.

2. 电子密度的空间分布随气体压强的不同而发生改变, 密度中心随压强降低逐渐向外扩展, 随电子密度的减小, 电子与中性粒子碰撞频率减少, 等离子体扩散范围增大. 但我们得到在压强 20 Pa 时, 等离子体的均匀性最好.

3. 在外加磁镜位形磁场的情况下, 随磁场强度的增加约束效果会增强, 因此中心密度随磁场强度的增加而增加, 边缘密度随磁场强度的增加而减小; 对于外加磁阱位形磁场的情况下, 带电粒子被磁力线引导到实验装置中垂面的边缘, 因此中垂面上中心密度随磁场强度的增加而减小, 边缘密度随磁场密度的增加而增加. 所以在放电条件不变的条件下, 约束磁场的作用并不能使等离子体参数得到整体提高, 只会影响等离子体的空间分布.

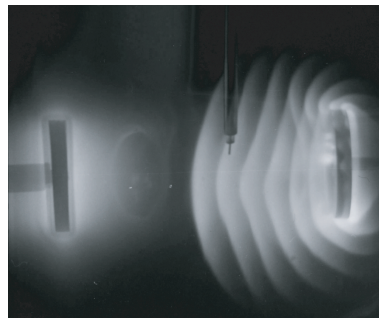


图 10 试验中观察到的现象

4. 在实验中当气压的升高到大于 100 Pa 时, 调节放电电压使其起辉放电, 放电较强烈, 出现如图 10 所示的瓦片状放电现象, 起初瓦片充满阴阳两电极之间整个空间, 很快自阳极附近开始瓦片逐渐消失, 最后完全消失, 持续时间只有几十秒钟, 由于过程太短暂, 无法对此进行深入研究. 我们认为直流等离子体中的这种瓦片辉纹是一种典型的非平衡体系中的自组织现象, 是一种与等离子体中输运现象、电离过程和电子的动力学特性及电场分布相关的电离波所引起的. 由于瓦片辉纹对电子状态和电离特性相当敏感, 可以作为等离子体诊断的一种理想工具来反映不同等离子体的物理特性 [29]. 文献 [30] 通过高压脉冲直流辉光放电实验发现这种辉纹区的厚度和强弱与电极间距、气压、放电电流、及氩气浓度有关, 当这些参数变化导致气体温度上升时, 辉纹区也随之减小变弱. 由此他们推测, 在高气压下, 气体温度对放电气体的激发电离特性有较大的影响, 气体温度越高, 热激发和电离的作用越明显, 从而使原来电子碰撞激发电离的规律性分布被破坏, 从而削弱了瓦片辉纹现象. 文献 [31] 在 T8 荧光灯研究过程中遇到过类似的现象, 他通过用等离子体磁流体力学理论和光谱理论研究了这种现象, 研究表明这种辉纹是一种特定频率的电离波, 而且他们认为辉纹的特性主要是由电子温度决定的. 但具体的机理有待进一步的研究.

- [1] Foerch R, McIntyre N S, Hunter D H 1990 *Journal of Polymer Science A* **28** 193
- [2] Wu Z, Shi Y, Xie H 1995 *Surface Engineering* **11** 53
- [3] Vossen J L, Kem W 1978 *Thin Filtr. Process.* (New York: Academic Press) p15
- [4] Chapman B 1980 *Glow Discharge processes* (New York: Wiley) 139
- [5] Chien C Y, Gupta M C 2005 *Journal of Applied Physics*, **81** 1257
- [6] Surefire M, Graves D B, Vellum G M 1990 *Phys. Rev. A* **41** 1112
- [7] Shu Qin, Allen McTeer 2007 *Surface and Coatings Technology*. **201** 6508
- [8] Qayyum A, Shaista Ieb, Naveed M A 2007 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **81** 163
- [9] Gekelman W, Pfister H, Lucky Z 1991 *Rev. Sci. Instr.* **62** 2875
- [10] Pierre T, Leclert G, Braun F 1987 *Rev. Sci. Instr.* **58** 6
- [11] Zimmerman E D 1993 *J. Fusion. Energy* **12** 289
- [12] Wu S T 2002 *Fusion Engineering and Design*. **63–64** 59
- [13] Wong K L 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 117
- [14] Ma J X, Li Y F, Xiao D L, Li J J, Li Y R 2005 *Rev. Sci Instr.* **76** 062205
- [15] Gekelman W, Stenzel R L 1975 *Rev. Sci. Instr.* **46** 1386
- [16] Li J, Chen Q M, Li Z G 1996 *Acta Phys. Sin.* 45 953 (in Chinese) [李军, 陈清明, 李再光 1996 物理学报 **45** 953]
- [17] Zodiaccatan V 1988 *Phys. Rev. A* **38** 2044
- [18] Horn T, Bowmen M D, Chino K, Karaoke K 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 3683
- [19] Hunter M, Germane H, Meichsner J 1997 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3683
- [20] Chi L F, Lin K X, Yao R H, Lin X Y, Yu C Y, Yu Y P 2001 *Acta Phys.Sin.* **50** 1313 (in Chinese) [池凌飞, 林揆训, 姚若河, 林璇英, 余楚迎, 余云鹏 2001 物理学报 **50** 1313]
- [21] Wan S D, Wang H 2004 *Research and Exploration In Laboratory* **23** 50 (in Chinese) [万树德, 汪海 2004 实验室研究与探索 **23** 50]
- [22] Xu X J, Zhu D C 1996 *Gas Discharge Physics* (Shanghai: Fudan University Press) p106 (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1996 气体放电物理学 (上海: 复旦大学出版社) 第 106 页]
- [23] Hao Y P, Yang L, Tu E L, Chen J Y, Zhu Z W, Wang X L 2010 *Acta Phys.Sin.* **59** 2610 (in Chinese) [郝艳捧, 阳林, 涂恩来, 陈建阳, 朱展文, 王晓蕾 2010 物理学报 **59** 2610]
- [24] Wang Y Z 1985 *Vacuum Technology* (Sichuan: Sichuan Science and Technology Press) p20(in Chinese) [王欲知 1985 真空技术 (四川: 四川科学技术出版社) 第 20 页]
- [25] Zhang Y M 2007 *Thermotics* (Beijing: Science Press) p25 (in Chinese) [张玉民 2007 热学 (北京: 科学出版社) 第 25 页]
- [26] Wang B, Gong F J, Ye Y F, Guan X C, Chen H 2006 *Physics Teaching and Discussion* **24**(281) 51(in Chinese) [王彪, 龚福君, 叶宇飞, 官小川, 陈洪 2006 物理教学探讨 **24** 51]
- [27] Li D, Chen Y H, Ma J X, Yang W H 2006 *Plasma Physics* (Beijing: Higher Education Press) p156 (in Chinese) [李定, 陈银华, 马锦秀, 杨维紘 2006 等离子体物理学 (北京: 高等教育出版社) 第 156 页]
- [28] Yang J J 1983 *Gas Discharge* (Beijing: Science Press) p20 (in Chinese) [杨津基 1983 气体放电 (北京: 科学出版社) 第 20 页]
- [29] Kolobov V I 2006 *Journal of Physics D: Applied Physics*. **39** R487
- [30] Ding F 2010 *Ph.D. Dissertation* (HeFei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [丁芳 2010 博士学位论文 (合肥: 中国科技大学)]
- [31] Zhu S L, Zhang S D 2000 *Lamps and Lighting* **24**(6) 47 (in Chinese) [朱绍龙, 张善端 2000 灯与照明 **24**(6) 47]

Magnetic control of the constant-current glow discharge plasma characteristics*

Hu Ming Wan Shu-De[†] Zhong Lei Liu Hao Wang Hai

(University of Science and Technology of China, CAS Key Laboratory of Basic Plasma Physics and Department of Modern Physics, Hefei 230026, China)

(Received 7 April 2011; revised manuscript received 19 May 2011)

Abstract

In this paper, We measure the plasma parameters using a single probe to study the characteristics of our designed magnetic control direct current glow discharge experimental device. We can obtain the relationship between the electron density and pressure, the electron density distribution and the magnetic field type, the electron density distribution, the magnetic field strength, etc. In addition, magnetic field generated by coils is calculated by the finite element method, through which the distributions of two magnetic fields with different connection modes are simulated. In experiment the states of the plasma are controlled partly by these two different types of magnetic field position, and this “control” role is consistent with existing theory.

Keywords: magnetically confined, direct current glow, discharge characteristics

PACS: 52.25.Xz, 52.70.-m

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2008CB717800).

[†] E-mail: wansd@ustc.edu.cn