

磁约束放电稳定性气体动力学的研究*

孙海斌 丘军林 龚志伟 周小伙

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

胡雪金 谷怀民 陈永荣

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031)

摘要: 分析了磁约束激光放电的气体动力学过程, 对放电空间气体绕磁场轴切向旋转速度进行了推导计算, 阐述了这种气体旋转流动对稳定激光放电的作用机制。

关键词: 磁稳定 气体放电 气体动力学

Dynamic reserch of magnetically confined gas discharge stabilization

Sun Haibin, Qiu Junlin, Gong Zhiwei, Zhou Xiaohuo

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

Hu Xuejin, Gu Huaimin, Chen Yongrong

(Anhui Institute of Optical and Fine Mechanics, Hefei, 230031)

Abstract : The gas discharge is widely utilized to pump the variety of gas lasers. This paper introduced the transverse magnetically confined technique to maintain the uniform and rapidly rotating glow discharge in a big volume. The system consists of a $500\text{cm} \times 8\text{cm} \times 2\text{cm}$ Rogovsky electrodes, and two rows of magnets are set in the cathode. According to the differences of Lorentz force of discharge particles, the discharge space is divided into three regions. Based on liquid dynamics, this paper set a expression to describe the rotational velocity distribution in discharge region and gave the numerical solution.

Key words: magnetically stabilization gas discharge gas dynamic

引 言

气体放电已经被广泛用来泵浦气体激光器的激活介质。实验表明, 放电激励激光器的能量注入、输出功率等特性依赖于它产生的辉光放电均匀性。由于放电空间气体局部过热导致辉光放电的不稳定性收缩、逐渐向弧光放电过渡, 一直是限制气体激光器向大体积、高气压、高功率方向进一步发展的瓶颈。运用横向正交电磁场来约束带电粒子行为、抑制放电不稳定性、产生并维持稳定的辉光放电是行之有效的。据记载^[1], 80 年代初, 国外在不需要外部气体冷却或对流下应用这一技术已获得 10kW/L 的注入功率; 最近几年, 华中理工大学激光技术国家重点实验室已经在 CO_2 激光器上成功运用了磁约束放电技术^[2]。关于磁约束气体放电过程中的电离特性已有很多研究报道^[3,4], 我们仅对运用横向电磁场来产生和维持大体积、快速旋转的稳定辉光放电进行探讨性的研究。

* 国家自然科学基金会及华中理工大学激光技术国家重点实验室资助。

1 理论模型

实验中用的是 50cm × 8cm × 2cm 的 Rogovsky 电极, 在阴极板中内置两排磁场强度为 0.4T 的圆柱形磁铁, 如图 1 所示。为了简化分析, 取出其中的一块磁铁区域作为模型, 其坐标系如图 2 所示。

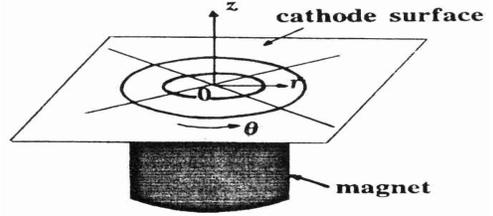


Fig. 1 The arrangement of the electrode and set of magnets

放电空间的磁力线分布如图 3 所示。运用 POTENT 代码^[5]可计算出磁力线场强的空间分布。为计算简便, 对磁场强度作以下近似:

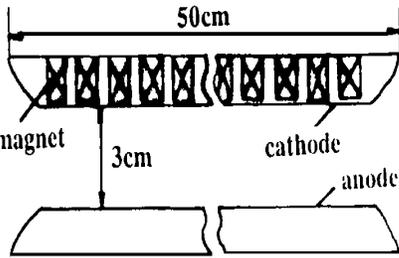


Fig. 2 The structure of electrode and magnet in the model

$$\begin{cases} B = B_0 \exp(-z/Z_0) \exp(-r/R_0) \\ B_r = -B \sin(r\pi/R_0) \\ B_z = B \cos(r\pi/R_0) \end{cases} \quad (1)$$

在分析过程中作以下假设: (1) 放电空间包括两类气体, 一种是

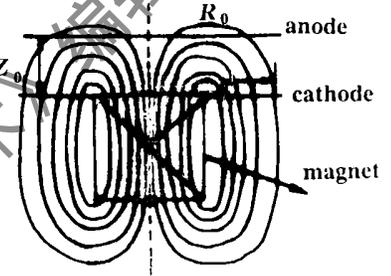


Fig. 3 The electromagnetic force distribution shown on the boundary of three gas discharge regions indicated in Fig. 2

带电粒子(电子和离子), 一种是中性气体分子, (2) 放电过程轴向对称, 即各变量只依赖于 r 轴和 z 轴, 模型计算中采用柱面坐标系; (3) 只考虑稳态行为; (4) 电场用 $E_z(r, z)$ 来表示, 磁场用 $B_r(r, z)$ 和 $B_z(r, z)$ 两个物理量来表示; (5) 电流径向分量在阴极位降区 ($d_c \le 1\text{mm}$) 这一狭窄区域中假定为很小, 稳态条件下, 阴极表面的 $\nabla \cdot J = 0$ 和 $J_r = 0$, 所以, 这一区域的旋转驱动力可近似表示为 $(J_z \times B_r)$; (6) 气体传输系数是根据 He: N₂: CO₂ 的配气比为 5: 2: 1 (mbar) 来计算的, 其中 $\rho_e \cong 1 \times 10^{11} / \text{cm}^3$, $\rho_n \cong 2 \times 10^{25} / \text{cm}^3$ 。

按带电粒子所受洛伦兹力方向不同, 把放电空间从轴向和径向各划分三个区域。其中区域的划分以及带电粒子在各个区域所受的洛伦兹力如图 4 所示。图中三个径向区域定义为: 区域 I ($B_z > 0, |B_z| > B_r$), 区域 II ($|B_z| < B_r$) 和区域 III ($B_z < 0, |B_z| > B_r$)。三个轴向区域定义为: (1) 阴极暗区的离子鞘层和负辉区, (2) 法拉第暗区的电子空间鞘层, (3) 正柱区的中性等离子体。

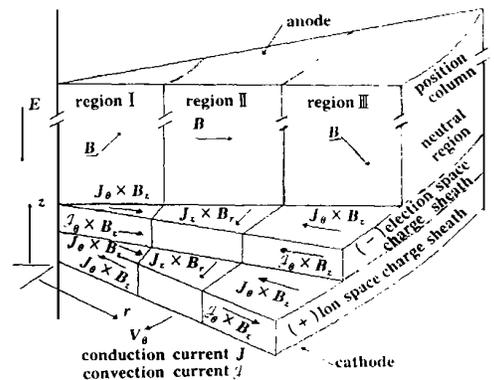


Fig. 4 Electromagnetic forces on the gas discharge in Fig. 2, force that are indicated on the boundary of two regions are taken to exist within both regions

J_c 表示对流电流密度, J 表示传导电流密度。力项 $J_z \times B_r$ 使带电粒子和中性气体分子沿

着负 θ 方向流动(通过碰撞,带电粒子和中性气体分子的运动强烈耦合);同时,在区域 I, II 中带电粒子受到径向力 $J_{\theta} \times B_z$ 的作用,使放电电流形成一个环形区域。这样,放电空间就形成了一个稳定均匀、快速旋转的放电电流。

2 理论分析

由于放电气体是由多种气体成分组成,而且电场和磁场随着空间迅速变化,电导率也有较强的空间依赖性,所以,放电系统的全面细致分析就相当复杂。以下是简化求解气体在正柱区的旋转速度。

根据流体动力学原理,在稳态条件限制下,可以用下面的动量守恒方程描述带电粒子和中性气体在阴极位降区的运动行为^[6]:

$$\rho_c dv_c/dt = J \times B - \nabla P_c - \rho_c \nu(v_c - v_n) + \mu_i \nabla^2 v_c \quad (2)$$

$$\rho_n dv_n/dt = -\nabla P_n - \rho_c \nu(v_n - v_c) + \mu_n \nabla^2 v_n \quad (3)$$

式中, v_c, ρ_c 分别表示带电粒子的运动速率和密度, v_n, ρ_n 分别表示中性粒子的运动速率和密度, P_c 表示电子和离子压力的总和, P_n 表示中性气体的压力, ν 是动量转换有效碰撞频率, μ_i, μ_n 分别代表离子和中性粒子的粘滞系数。 $\rho_c \nu(v_c - v_n)$ 是带电粒子和中性粒子之间的动量传输项, $\mu_i \nabla^2 v_c$ 表示边界层的粘滞效应。 B 是磁场强度, J 是电流密度, 根据欧姆定律可表示为:

$$J = \vec{\sigma} \cdot E_T \quad (4)$$

$$E_T = E + v \times B \quad (5)$$

式中, $\vec{\sigma}$ 是电导率张量, 由于磁场有两个分量 ($B_r(r, z)$ 和 $B_z(r, z)$), 故电导率张量 $\vec{\sigma}$ 可表示

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{\perp} \sin^2 \varphi + \sigma_{\parallel} \cos^2 \varphi & -\sigma_H \sin \varphi & (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \varphi \sin \varphi \\ \sigma_H \sin \varphi & \sigma_{\perp} & -\sigma_H \cos \varphi \\ (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \varphi \sin \varphi & \sigma_H \cos \varphi & \sigma_{\parallel} \sin^2 \varphi + \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi \end{bmatrix} \quad (6)$$

σ 是沿着磁场方向的电导率, σ_H, σ_{\perp} 分别代表 Pederson 和 Hall 电导率, $\varphi = \tan^{-1}(B_z/B_r)$ 。

求出方程(2)、(3)的解析解是很困难的。由于模型在 θ 方向上可以视作对称, 速度和气体压强不随 θ 变化, 从而方程(3)的 θ 分量形式可简化为:

$$m_i n \nu(v_{i\theta} - v_{\theta}) - \mu_n \nabla^2 v_{n\theta} = 0 \quad (7)$$

式中, m_i 表示离子质量, n 表示带电粒子密度, v_{θ} 表示带电粒子速度的 θ 分量, $v_{n\theta}$ 表示中性气体分子速度的 θ 分量。同时, 考虑到阴极位降区以外的净电荷密度为零, 故方程(2)的 θ 分量形式可简化为:

$$\sigma_{\perp} (E_z - v_{\theta} B_r) B_r - m_i n \nu(v_{\theta} - v_{i\theta}) + \mu \nabla^2 v_{\theta} = 0 \quad (8)$$

方程(7)、(8)表明了中性气体分子速度与带电粒子速度强烈耦合, 即 $v_{i\theta} = v_{\theta}$ 。从方程(3)可推导出它们之间的耦合关系:

$$v_{i\theta} \propto v_{\theta} / (1 + \mu_n / \delta^2 \rho_c \nu) \quad (9)$$

$$\text{另一方面, 电子的运动方程表示为:} \quad \begin{cases} m dv_{\theta} / dt = ev_z B_r \\ m dv_z / dt = -ev_{\theta} B_r + eE_z \end{cases} \quad (10)$$

假设电子自由运动时间分布为 $P(t) = e^{-t/\tau} / \tau$, τ 为平均自由运动时间, 从方程(10)可导出 v_{θ} 的表达式(11), 其中平均碰撞频率 $\nu = 1/\tau$, 拉莫尔回旋频率 $\omega_c = eB_r/m_e$ 。

$$v_{\theta} = (eE_z/m_e) \cdot [\omega_c / (\nu^2 + \omega_c^2)] \quad (11)$$

上面的求解过程是忽略了气体的粘滞效应, 这在较低气压下是合理的, 当激光器工作在较高气压时, 带电粒子与中性气体分子之间由于碰撞而产生的粘滞拖拽则不能忽略, 此时, 实际

的旋转速度较理论计算值要小得多。另一方面, 由于大部分的电压落在阴极位降区, 同时, 在这一区域的磁场强度也最大, 尽管对于横流 CO₂ 激光器来说, 阴极位降距离 d_c 通常在 0.1mm ~ 1mm 之间, 却在放电分析过程当中扮演着重要的角色。但是, 对阴极位降区域的分析求解要复杂得多, 不仅要考虑空间电荷层的出现造成场强畸变, 而且要考虑电极表面的粘滞损失。考虑到气体电离程度很弱(约 10^{-7}), $\rho_n \gg \rho_e$, $\mu_n \gg \mu_e$, 从而可以给出单一流体动量守恒方程:

$$\rho dv/dt = J \times B - \nabla P + \mu_n \nabla^2 v \quad (12)$$

式中, $\rho = \rho_e + \rho_n$, v 是电子、离子和中性气体分子速度的加权平均值, P 是总的气压值。

考虑到各物理量轴向对称, 忽略轴向和径向的物质流动, 并假定稳态条件占优势, $\rho dv/dt = 0$, $\nabla P = 0$, 则方程(12)用 θ 分量表示为:

$$(\partial^2 v_{\theta}/\partial r^2) + (1/r)(\partial v_{\theta}/\partial r) - (v_{\theta}/r^2) + (\partial^2 v_{\theta}/\partial z^2) = F(r, z) \quad (13)$$

式中, $v_{\theta} = v(r, z)$, $F(r, z) = (-1/\mu_n)[J_z(r, z)B_r(r, z)] - [J_r(r, z)B_z(r, z)]$, 其中

$$J_r(r, z) = [\sigma_{\perp} \sin^2 \varphi + \sigma_{\parallel} \cos^2 \varphi] v_{\theta} B_z + (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \varphi \sin \varphi (E_z - v_{\theta} B_r) \quad (14)$$

$$J_z(r, z) = [\sigma_{\parallel} \sin^2 \varphi + \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi] (E_z - v_{\theta} B_r) + (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \varphi \sin \varphi v_{\theta} B_z \quad (15)$$

由于 $E_z \gg v_{\theta} B_r$, 忽略一些小量, 上述方程进一步简化为:

$$J_r = \sigma [\beta_e^2 / (1 + \beta_e^2)] \cos \varphi \sin \varphi \quad (16)$$

$$J_z = \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi [1 + (1 + \beta_e^2) \tan^2 \varphi] E_z \quad (17)$$

式中, $\beta_e = \omega_e / \nu_e$ 。稳定放电条件下, 可假定 J_z 是恒定的, 在计算中取 $J_z = 20 \text{ A/m}^2$, 同时可根据(16)、(17)式, 得到 $J_r = \beta_e^2 \tan \varphi J_z / [1 + (1 + \beta_e^2) \tan^2 \varphi]$ 。

方程(13)可以用有限差分方法在计算机上求得它的数值解, 如图5所示。可看出气体旋转速度 v_{θ} 的数量级为 10m/s。

3 结 论

通过理论分析和计算, 在阴极处加一与电场横向正交的磁场, 由于 $J \times B$ 力的作用, 放电气体将沿着负 θ 方向快速流动, 这一旋转速度是可观的, 当在放电空间由于局部电子温度过热, 出现从辉光放电到弧光放电的过渡或其它扰动时, 气体快速流动能平滑局部的畸变, 使得放电空间的气体压力、粒子密度、电子温度分布均匀, 可有效地抑制放电的弧光收缩, 从而获得稳定均匀的放电状态。利用磁场来稳定放电状态这一技术简单可靠, 而且它对放电气体的成份并不敏感, 亦适用于电负性气体混合物, 譬如准分子激光器, 也可运用在脉冲气体激光器上, 具有较好的发展前景和应用价值。

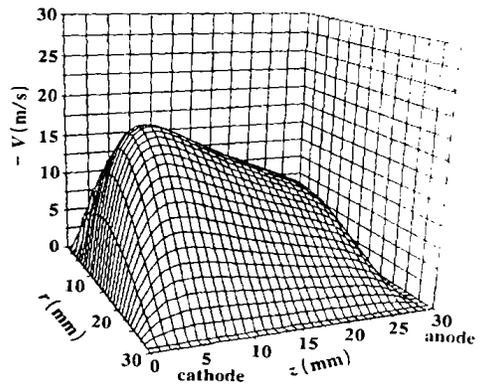


Fig. 5 The rotational velocity distribution of gas particles in discharge region, the physical parameters follow: $B_0 = 0.4 \text{ T}$, $R_0 = 0.03 \text{ m}$, $Z_0 = 0.03 \text{ m}$, $\mu_n = 1.47 \times 10^{-5}$, $\beta_e = 0.6$

参 考 文 献

- 1 Seguin H J J, Capjack C E, Antoniuk D M *et al.* A P L, 1980; 37(2): 130~ 133
- 2 陈清明, 周凤晴, 李晓平 *et al.* 激光技术, 1995; 19(5): 261~ 263
- 3 Li J, Chen Q M, Xu Q H *et al.* J Phys D, 1994; 27: 2508~ 2512
- 4 Xu Q H, Chen Q M, Li J. J Phys D, 1994; 27: 795~ 800

金属蒸气激光器冷凝区结构的优化

吴 平 王欲知

(西南交通大学应用物理系, 成都, 610031)

摘要: 用蒙特卡罗方法模拟了镉原子在 He Cd 激光器冷凝区内的凝结, 得到了不同结构下镉原子沉积量的分布。比较这些沉积量的分布, 结果表明, 合理地选择冷凝区的结构, 可以提高冷凝区的效率, 有效地防止镉原子对 He Cd 激光器窗口的污染, 克服光路堵塞。

关键词: 蒙特卡罗方法 沉积数分布 冷凝区 窗口污染 光路堵塞

Improving on structure of the condenser of metal vapor laser

Wu Ping, Wang Yuzhi

(Dept. of Appl. Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu, 610031)

Abstract: This paper presents Monte Carlo method to simulate the condensation of Cd atoms in He Cd laser. For the different structures of condensers, the distribution of condensate of Cd atom was obtained. The simulated results indicated the condensation efficiency and the ability of anti pollution of the condenser. This is useful for design of the metal vapor laser.

Key words: Monte Carlo method condensation number distribution condenser metal vapor pollution block phenomenon of light

引 言

对于激光器, 它的寿命是评价激光器质量的一个指标。在外腔式金属蒸气激光器中, 金属原子在窗口上的沉积所造成的窗口污染直接影响了激光器的功率和寿命。为克服金属粒子对窗口的污染, 人们采用了各种各样的方法, 如: 辅助阳极法^[1], 活动挡光板法^[2]。但是, 在激光器正常工作时, 这些方法对金属原子污染窗口的防止作用欠佳。我们用蒙特卡罗方法模拟了镉原子在不同结构的冷凝区中的运动和沉积情况, 得到了不同结构下沉积量的分布。比较各种结构的沉积量分布, 结果表明, 合理地选择冷凝区的结构, 可有效地防止金属原子对窗口的污染。实验验证了上述结论。

1 镉原子运动和沉积的蒙特卡罗模拟

1.1 模型

我们用蒙特卡罗方法模拟了镉原子在从放电管口出来, 到窗口这一段冷凝区的运动和沉

5 Thomas C L. Software for Numerical Mathematics. Academic Loughborough, England, 1974: 315

6 Capjack C E, Antoniuk D M, Seguin H J J. J A P, 1981; 52(7): 4517~ 4522

作者简介: 孙海斌, 男, 1972 年 7 月出生。现在武汉华中理工大学激光技术与工程研究院攻读硕士学位。