

文章编号: 0258-7025(2002)Supplement-0197-04

# 用于离子激光器的容性耦合射频放电理论模型

赖建军<sup>1</sup> 王新兵<sup>1</sup> 丘军林<sup>1</sup> 余建华<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)  
<sup>2</sup> 深圳大学光电子工程系, 深圳 518060)

**摘要** 利用两电子组模型,建立了用于离子激光器的窄电极间距中等气压下的容性耦合射频放电的自治理论模型,研究了放电参量与射频电压之间的变化关系,以及不同电离机制在运行模式转变中的作用,得到了窄间距射频放电在高电流模式下类似于直流空心阴极放电的结论。

**关键词** 容性耦合射频放电, 离子激光器, 放电模型

**中图分类号** TN248.2<sup>+</sup>5 **文献标识码** A

## Theoretical Model of Capacitively Coupled Radio-frequency Discharge for Ion Lasers

LAI Jian-jun<sup>1</sup> WANG Xin-bing<sup>1</sup> QIU Jun-lin<sup>1</sup> YU Jian-hua<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)  
<sup>2</sup> Optoelectronics Department, Shenzhen University, Shenzhen 518060)

**Abstract** A theoretical model of capacitively coupled radio-frequency discharge for ion lasers is developed by using a two-electron group method. The relationship between discharge current and applied voltage is obtained and the role of various ionization mechanisms on the transition of operating mode is investigated. The study has shown that the high current mode of a RF discharge with narrow gap of electrodes is much like the case of a hollow cathode discharge.

**Key words** capacitively coupled radio-frequency discharge, ion lasers, discharge model

### 1 引言

容性耦合射频(CCRF)放电存在两种电离机制,即振荡电子产生的 $\alpha$ 电离机制和电极发射的快电子产生的 $\gamma$ 电离机制。在低电流条件下, $\alpha$ 电离起主导作用,而在高电流条件下以 $\gamma$ 电离占主导地位。CCRF的高电流 $\gamma$ 放电模式已成功用于激励金属离子激光器<sup>[1]</sup>,说明这种放电形式具有某些类似空心阴极放电的特性。

理论上描述射频放电的电离过程,需同时考虑上述两种电离过程。已有多重模型用于模拟射频放电过程,如分析模型,自治流体模型, Monte Carlo 模型, PIC-MC 组合模型等,但是大多数模型针对特殊用途的低气压射频放电<sup>[2~4]</sup>,而适用于中等气压下的射频放电模型较少。P. Belenguer 等<sup>[5]</sup>用两电子组模型研究了氦射频放电(气压 3 Torr, 电极间距 3 cm)中 $\alpha$ 和 $\gamma$ 模式的转变过程。A. Bogaerts 等<sup>[6]</sup>

利用 Monte Carlo 和流体组合模型研究了应用于分析频谱领域的中等气压条件下的射频放电。这些模型虽然涉及到了 $\gamma$ 过程,但是由于电极间距较大或电极非对称,没有出现类似于空心阴极放电的一些特性。

我们采用与 P. Belenguer 等类似的模型,即两电子组模型,研究了用于离子激光器的窄间距中等气压射频放电的特性、模式转变参量以及电离机制等内容,在理论上验证了窄间距放电类似于空心阴极放电的结论。

### 2 物理模型

本模型考虑的电极系统为平行平板对称电极,电极间距为 0.004 m, 电极宽度为 0.01 m。假设快电子从电极面上的发射缘于离子的轰击,其初始方向垂直于表面,并具有单一能量。快电子受到电极

鞘层的强电场的加速,然后进入等离子体区,通过非弹性碰撞释放能量。在鞘层中电离产生的二次电子也立即加入到快电子组,但是在负辉区电离产生的电子则属于慢电子组。快电子的传输用下面的一维稳态连续性方程和能量方程来描述<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial(n_{bj}v_{bj})}{\partial z} = S_{bj}^{\text{ion}} + S_{bj}^{\text{out}}, \quad v_{bj} = S_j \left( \frac{2}{m} \epsilon_{bj} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$(j = 1, 2)$$

$$\frac{\partial \epsilon_{bj}}{\partial z} = eE - \sum_k \epsilon_k Q_k(\epsilon_{bj}) - A_j \epsilon_{bj} Q(\epsilon_{bj}) \quad (2)$$

$$\text{if } \epsilon_{bj} > \epsilon_i \quad (j = 1, 2)$$

其中  $n_{bj}$  和  $v_{bj}$  分别为快电子的密度和速度,  $\epsilon_{bj}$  为快电子能量,  $E$  为电场。下标  $j$  用来区分从不同的电极边始发的两支快电子,  $j = 1$  表示从左电极始发, 而  $j = 2$  表示从右电极始发。对左电极发射的电子束,  $s_1 = +1$ , 而对右电极发射的电子束,  $s_2 = -1$ 。快电子连续性方程的右边两项分别为快电子的电离产生速率和损失速率(加入慢电子组的速率), 表示为:

$$S_{bj}^{\text{ion}} = \begin{cases} (1 - A_j) n_{bj} |v_{bj}| Q_i(\epsilon_{bj}) & \text{if } \epsilon_{bj} > \epsilon_i \\ 0 & \text{if } \epsilon_{bj} < \epsilon_i \end{cases} \quad (3)$$

$$(j = 1, 2)$$

$$S_{bj}^{\text{out}} = \begin{cases} -\frac{n_{bj} |v_{bj}|}{Q_{\text{tot}}(\epsilon_{bj})} & \text{if } \epsilon_{bj} < \epsilon_i \\ 0 & \text{if } \epsilon_{bj} > \epsilon_i \end{cases} \quad (4)$$

$$(j = 1, 2)$$

式中参量  $A_j$  用来区分鞘层和负辉区, 在负辉区中, 产生的电子加入到慢电子组, 故  $A_j = 0$ , 而在鞘层区, 产生的电子属于快电子组, 故  $A_j = 1$ 。  $Q_{\text{tot}}(\epsilon_{bj})$  和  $Q_k(\epsilon_{bj})$  分别为快电子的碰撞总截面和第  $k$  个非弹性碰撞截面,  $Q_k(\epsilon_{bj}) = N\sigma_k(\epsilon)$ , 其中  $N$  为气体密度,  $\sigma_k(\epsilon)$  为对应于第  $k$  种非弹性碰撞过程的截面( $k = i$  表示是电离碰撞过程)。能量方程中的求和包括所有的非弹性碰撞过程。只要快电子在负辉区的能量低于电离阈值, 快电子就以  $S_{bj}^{\text{out}}$  的速率加入慢电子组。

慢电子或体电子产生于快电子在负辉区的电离和快电子向低能电子的转变。慢电子也可以从局域电场得到足够的能量来电离气体原子, 这种电离属于  $\alpha$  电离。慢电子和离子的动力学行为由含时的连续性方程来描述<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \nabla \Gamma_c = S_{b1}^{\text{ion}} + S_{b2}^{\text{ion}} - S_{b1}^{\text{out}} - S_{b2}^{\text{out}} + |\Gamma_c| \alpha \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \Gamma_p = S_{b1}^{\text{ion}} + S_{b2}^{\text{ion}} + |\Gamma_c| \alpha \quad (6)$$

其中  $\Gamma_c$  和  $\Gamma_p$  分别为慢电子和离子流矢量,

$\Gamma_c = -\mu_c n_c E - D_c \nabla n_c$ ,  $\Gamma_p = \mu_p n_p E - D_p \nabla n_p$ ,  $\alpha$  为体电子汤生电离系数,  $E$  为电场,  $\mu_c$  ( $D_c$ ) 和  $\mu_p$  ( $D_p$ ) 分别为电子和离子的迁移率(扩散系数)。电子和离子的扩散系数以及迁移率取自文献<sup>[5]</sup>。

为了得到自洽的解, 上述快电子、慢电子和离子的模型方程要和 Poisson 方程耦合起来联立求解。Poisson 方程为

$$\nabla E = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_p - n_c - n_{b1} - n_{b2}) \quad (7)$$

采用如下的边界条件: 电极上电子和离子密度在无论何时都为 0; 电极表面的电子流和离子流满足:

$$\Gamma_{b1}(0) = -\gamma \Gamma_p(0), \Gamma_{b2}(d) = -\gamma \Gamma_p(d)$$

离子轰击下电极发射的电子平均能量为 1 eV, 即  $\epsilon_{b1} = \epsilon_{b2} = 1$  eV; 在射频电极:  $V(0, t) = V_{rf} \cos(\omega_{rf} t)$ ,  $\omega_{rf}$  为射频频率,  $V_{rf}$  为射频电压; 在接地电极:  $V(d, t) = 0$ 。

### 3 结果和讨论

所有计算针对氦射频放电。射频频率固定在  $f = 13.56$  MHz, 气压为 1 kPa。射频电压幅值  $V_{rf}$  在 100 V~400 V 之间变化。射频电极假设为金属电极, 电极面上的二次电子发射系数的取值设为  $\gamma = 0.3$ 。对于  $\alpha$  放电,  $\gamma = 0$ 。

#### 3.1 电流分布

图 1 给出了一个射频周期里电子电流、离子电流、位移电流和总电流密度随时间的变化关系。同时给出的还有余弦电压曲线。可以看到在电压为 200 V 时, 总电流密度具有近似正弦的波形, 与电压的相角差近似为  $\pi/2$ , 这是典型的容性放电的特征。而在电压为 400 V 时, 总电流密度偏离正弦分布, 具有三角分布特征, 这可能和放电的非线性阻抗有关<sup>[7]</sup>。另外, 在低电压下, 除了在电极成为阳极的部分时间里( $t \sim 0.5T$ )外, 位移电流总是比离子电流和电子电流大许多, 电极上的传导电流几乎可以忽略, 而在高电压 ( $V_{rf} = 400$  V) 下, 传导电流已具有相当的规模, 因而不能忽略。

#### 3.2 等离子体密度分布

在从  $\alpha$  放电到  $\gamma$  放电的转变过程中, 等离子体参量发生着急剧的变化。图 2 给出了  $\gamma = 0$  和  $\gamma \neq 0$  的两种情况下等离子体密度随电压的变化关系。在

$\gamma=0$  时,等离子体密度很低,它随放电电压的增加呈线性地缓慢增加,没有出现转变的迹象,而在  $\gamma=0.3$  的情况下,从图上可看出明显地分为两个区域,

在电压小于 300 V 左右,等离子体密度随射频电压缓慢地线性增长,而当电压上升到 300 V 后,这种增长突然加速,等离子体密度大幅度上升。

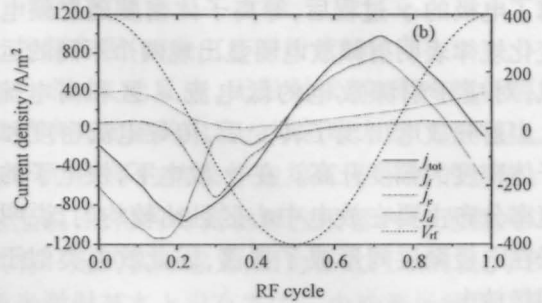
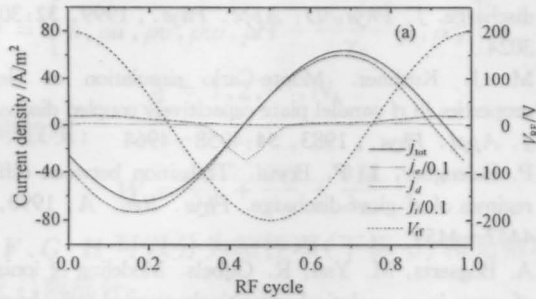


图 1 一个射频周期里电子电流,离子电流,位移电流和总电流密度随时间的变化关系

Fig. 1 Electron current, ion current, displacement current and total current density under low and high voltage in one cycle

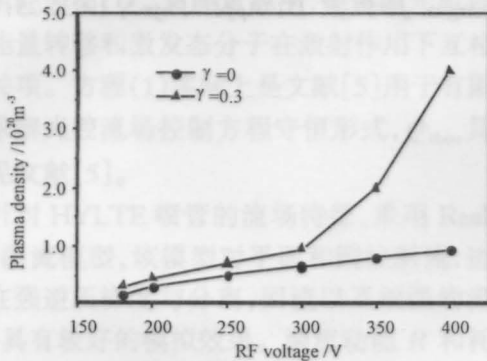


图 2 等离子体密度随射频电压的变化关系

Fig. 2 Plasma density as a function of RF voltage

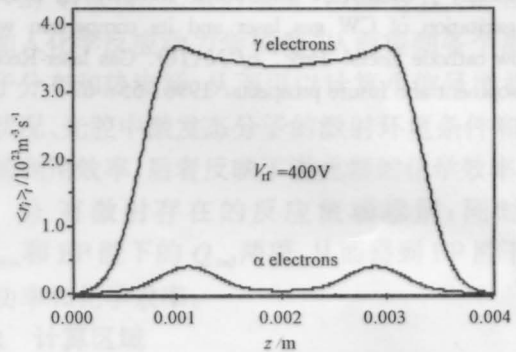


图 3 射频放电中时间平均电离速率的空间分布

Fig. 3 The spatial variations of the time-averaged ionization rate

### 3.3 电离速率分布

图 3 给出高电压  $\gamma$  放电中时间平均电离速率的空间分布。可以看到,在  $\gamma$  放电中  $\alpha$  电子的电离比  $\gamma$  电子的电离要弱得多,并且  $\alpha$  电子的电离峰值出现在鞘层边界处,而放电区中心很低。相比之下  $\gamma$  电子的电离在放电中心仍具有很高的分布。这说明从电极发射的电子在鞘层中获得能量后可以穿透等离子体区,到达对面电极的鞘层且在电极间形成振荡。

### 3.4 讨论

根据射频放电中  $\alpha$  电离和  $\gamma$  电离谁起主导作用,可以区分射频放电的类型和运行区域。当  $\alpha$  过程占主导作用时,射频放电为  $\alpha$  放电,而当  $\gamma$  过程起主导作用时,射频放电为  $\gamma$  放电。当电压升高时,射频放电模式会发生转变,此时典型的放电参量如放电电流密度、等离子体密度、电子温度、鞘层厚度以及鞘层电场等也发生剧烈变化。在  $\alpha$  放电模式下,到达电极的离子流很小,电极上的电子发射过

程很弱。电流的闭合依靠鞘层电容来完成。当电压逐渐升高时,伴随着电离能力的增强,到达电极的离子流也逐渐增强,电极上二次电子发射加强,当射频电压到达转变电压时,鞘层在升高电场作用下被击穿,鞘层中的传导电流大幅度上升,二次电子的雪崩和电离使得等离子体密度也急剧上升。此时放电的维持主要依靠快电子的非平衡电离,与直流放电类似,虽然它还存在着较弱的  $\alpha$  电离过程。射频  $\gamma$  放电存在的两种电离过程使得它比直流辉光放电具有更高的电离效率。另外,射频放电中,在一个周期里电极有一部分时间处于阳极阶段,这种交流放电特性使得它比直流放电稳定。

由于  $\gamma$  放电和直流放电的相似性,当电极间距缩小时,和空心阴极放电一样,也会出现空心阴极效应。快电子在两电极鞘层间来回反射,增加电离效率和电流密度。因此  $\gamma$  放电类似于空心阴极放电,可以用来激励金属离子激光器。



