

文章编号: 1001-4322(2004)08-1049-05

具有空心阴极放电特征的射频放电 的两电子组模型*

余建华¹, 赖建军²

(1. 深圳大学 工程技术学院, 广东 深圳 518060; 2. 华中科技大学 光电子工程系, 湖北 武汉 430074)

摘 要: 运用两电子组模型, 考虑了射频放电中的 过程和 过程两种电离机制, 并结合流体模型, 研究了中等气压下容性耦合射频放电在运行模式转变区的等离子体密度以及电离速率分布等特性。理论研究表明, 电离过程在高电流模式运行中起主要作用, 并证实了此类放电中存在显著的电子摆钟效应, 具有类似于空心阴极放电的特征。

关键词: 射频放电; 空心阴极放电; 两电子组模型

中图分类号: O53 **文献标识码:** A

最近几年, 容性耦合射频放电 (CCRF) 方式被成功地用于激励金属离子激光器, 成为在紫外波段获得连续激光最有前途的激励方式之一^[1,3]。CCRF 能够用于激励离子激光器, 是因为 CCRF 放电存在两种不同的运行模式, 即低电流下的 模式和高电流下的 模式^[4]。高电流模式类似于空心阴极放电, 不仅具有可观的高能电子, 而且缓冲气体离子密度大, 放电电流大, 适合于激励离子激光器^[2]。

射频放电存在的以上两种电离机制分别对应于两种电子群, 即受振荡电场影响的体电子 (电子) 和离子轰击电极而发射的高能电子即快电子 (电子)。理论上发展了多种模型来模拟射频放电这两种电离过程以及不同模式的转变过程, 如分析模型、自洽流体模型、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^[5,6], 中等气压下的射频模型较少。J. P. Boeuf 等^[9]用两电子组模型研究了氦射频放电 (气压 400Pa, 电极间距 0.03m) 中 和 模式的转变过程。他们把从射频电极发射的电子以及电离过程中产生的具有足够能量 (高于第一激发能) 的电子作为单能电子束, 而在等离子体中由于电离或碰撞损失能量的低能电子作为与局域电场相平衡的流体对待。根据理论模拟结果可以看到存在两个不同的区域, 对应于低电流和高电流运行模式。其模拟结果与实验的观察能够吻合得较好。A. Bogaerts 等^[8]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 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。

我们在以前模拟直流空心阴极放电的基础上^[10], 采用与 J. P. Boeuf 等类似的模型 (即两电子组模型), 研究用于离子激光器的窄间距中等气压射频放电的放电特性、模式转变参量以及电离机制等规律, 并与空心阴极放电进行比较。

1 模型描述

本模型考虑的电极系统为平行平板对称电极结构, 其截面如图 1 所示。电极间距为 4mm, 电极宽度为 1cm, 放电区由鞘层和等离子体两个区域组成。在放电空间主要考虑四类粒子即快电子、慢电子、正离子和室温下的中性气体原子。碰撞事件只考虑电子与基态中性原子的激发和电离过程。假设离子和慢电子的运动以碰撞为主, 这样它们的动量方程, 就仅包括迁移和扩散项。

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

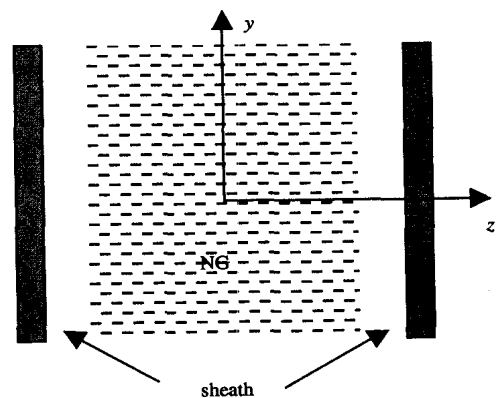


Fig. 1 Discharge region of radio-frequency discharge
图 1 射频放电区域截面图

* 收稿日期: 2003-02-13; 修订日期: 2004-03-12
基金项目: 广东省自然科学基金资助课题 (980922)
作者简介: 余建华 (1956—), 男, 博士, 主要从事激光物理与技术的研究, E-mail: jyu@szu.edu.cn.

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,但是在等离子体区电离产生的电子则属于慢电子组。快电子的传输用一维稳态连续性方程和能量方程来描述^[11],为

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

$$\frac{\partial \epsilon_{bj}}{\partial x} = eE - \sum_k Q_k(\epsilon_{bj}) - A_j v_{bj} Q_i(\epsilon_{bj}), \quad \epsilon_{bj} > \epsilon_j \quad (j = 1, 2) \quad (2)$$

式中: n_{bj} 和 v_{bj} 分别为快电子的密度和速度; ϵ_{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。对于左电极发射的电子束, $s_1 = +1$,而对于右电极发射的电子束, $s_2 = -1$ 。 $Q_k(\epsilon_{bj})$ 为快电子的第 k 个非弹性碰撞截面, $Q_i(\epsilon_{bj})$ 为快电子的电离碰撞截面。式中参量 A_j 用来区分鞘层和等离子体区,在等离子体区中,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 $A_j = 1$ 。

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):

$$S_{bj}^{\text{ion}} = \begin{cases} (1 - A_j) n_{bj} / v_{bj} / Q_i(\epsilon_{bj}), & \epsilon_{bj} > \epsilon_j \quad (j = 1, 2) \\ 0, & \epsilon_{bj} < \epsilon_j \end{cases} \quad (3)$$

$$S_{bj}^{\text{out}} = \begin{cases} - n_{bj} / v_{bj} / Q_{\text{tot}}(\epsilon_{bj}), & \epsilon_{bj} < \epsilon_j \quad (j = 1, 2) \\ 0, & \epsilon_{bj} > \epsilon_j \end{cases} \quad (4)$$

式中: $Q_{\text{tot}}(\epsilon_{bj})$ 为快电子的碰撞总截面; $Q_k(\epsilon_{bj}) = N_k(\epsilon_{bj}) / v_{bj}$, $N_k(\epsilon_{bj})$ 为对应于第 k 种非弹性碰撞过程的截面。能量方程式(2)中的求和包括所有的非弹性碰撞过程。只要快电子在等离子体区的能量低于电离阈值,快电子就以 S_{bj}^{out} 的速率加入慢电子组

在上述的模型中,由于要区分鞘层区和等离子体区,所以其边界位置的确定对结果的影响不容忽视。鞘层和等离子体区边界的确定有多种方法,可以根据电势、电场以及等离子体密度等参量来确定。我们和以前的直流模型一样,依然用电场来决定,即认为鞘层和等离子体区的交界位置处于电场刚刚小于一个设定的值即 $7.5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$ 的位置处^[10]。

慢电子或体电子产生于快电子在等离子体区的碰撞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,这种电离属于二次电离。慢电子和离子的动力学行为由含时的连续性方程描述^[9]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = S_{b1}^{\text{ion}} + S_{b2}^{\text{ion}} - S_{b1}^{\text{out}} - S_{b2}^{\text{out}} + \alpha_e E / \lambda_D \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_p = S_{b1}^{\text{ion}} + S_{b2}^{\text{ion}} + \alpha_p E / \lambda_D \quad (6)$$

式中: \mathbf{j}_e 和 \mathbf{j}_p 分别为慢电子和离子流矢量; α_e 为体电子汤生电离系数,其值依赖于局域场的大小,即^[12]

$$\alpha_e = C_p \exp[-D(p / |E|)^{1/2}] \quad (7)$$

对于 He, $C = 3.3 \text{ m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$, $D = 12.13 (\text{V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1})^{1/2}$ 。慢电子和离子的动量方程为

$$\mathbf{j}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e \quad (8)$$

$$\mathbf{j}_p = -\mu_p n_p \mathbf{E} - D_p \nabla n_p \quad (9)$$

式中: \mathbf{E} 为电场; μ_e (D_e) 和 μ_p (D_p) 分别为电子和离子的迁移率(扩散系数)^[13]。

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(10)耦合起来联立求解。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = (e / \epsilon_0) (n_p - n_e - n_{b1} - n_{b2}) \quad (10)$$

采用如下的边界条件:(1) 电极上电子和离子密度无论何时都为 0,因为在电极导体表面电荷的复合可认为似乎是无限快的;(2) 电极表面的电子流和离子流满足 $j_{b1}(0) = -j_p(0)$, $j_{b2}(d) = -j_p(d)$,其中 α_e 为二次电子发射系数;离子轰击下电极发射的电子的平均能量为 1eV,即 $\epsilon_{b1} = \epsilon_{b2} = 1 \text{ eV}$;(3) 在射频电极: $V(0, t) = V_{\text{RF}} \cos(\omega_{\text{RF}} t)$, ω_{RF} 为射频频率, V_{RF} 为施加的射频电压;(4) 在接地电极: $V(d, t) = 0$ 。

2 算法

上述的流方程可以带入到粒子连续性方程中,因此慢电子和离子的方程以及 Poisson 方程组成高度的非线性和强耦合方程组。采用与直流放电类似的离散方案^[8],对粒子传输方程采用 Scharfetter-Gummel 指数策略,

其基本思想就是假设网格点之间的粒子流为常数,而不是粒子密度,这样就能够方便地处理高迁移区和高扩散区(分别对应于高电场区和低电场区或者鞘层区和等离子体区)在转变区域的粒子传输的问题。通过对三个基本变量(n_e, n_p, V)的线性化,离散后的耦合方程组中可以转变为一个块三角线性系统,利用标准的矩阵变换技术,就可以得到所需的解。

在本模型中,把一个射频周期平均分为 50 个时步,在每个时步里,快电子的传输方程和慢电子与离子的连续性方程以及 Poission 方程组成的方程组分别单独求解。在每个时步里,求解快电子的传输方程和慢电子与离子以及 Poission 方程组成的方程组。在不考虑电极的二次电子发射时($\gamma = 0$),实际上可以不用求解快电子连续性方程和能量方程,因此模型简化为依赖于局域电场的纯流体模型,有时也称为平衡模型。反之,考虑了快电子发射和非局域电离效果的模型,称为非平衡模型。

3 结果和讨论

我们的计算针对平行平板对称电极下的氩射频放电。射频频率固定在 13.56MHz,气压为 1kPa,接地电极电势为 0,而射频电极上的外加电压为余弦波形 $V = V_{RF}\cos(\omega t)$,其幅值 V_{RF} 在 100 ~ 400V 之间。射频电极假设为金属电极,电极面上的二次电子发射系数设为 0.3。为了说明二次电子发射在形成 放电的作用,我们将平衡模型下的 放电和非平衡模型下的 放电进行了对比。对于平衡模型,只要假设 $\gamma = 0$ 即可。

3.1 等离子体密度分布

在从 放电到 放电的转变过程中,等离子体参量发生着急剧的变化。通过等离子体密度在转变过程中的变化规律,不仅可以检验是否发生转变,而且可以确定转变电压。图 2 给出了不考虑和考虑 过程两种情况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是线性地缓慢增加,没有出现转变的迹象;而在 $\gamma = 0.3$ 时,从图上可看出明显地分为两个区域,在电压小于 300V 时,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 300V 后,这种增长突然加速,等离子体密度大幅度上升。

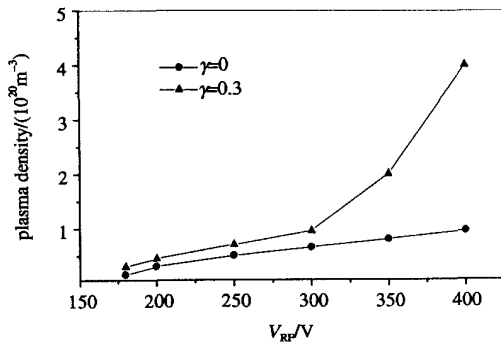


Fig. 2 Dependence of the plasma density on RF voltage
图 2 等离子体密度随射频电压的变化关系

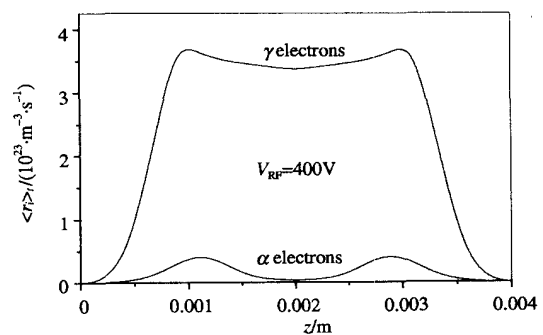


Fig. 3 Spatial distribution of the time-averaged ionization rate in RF discharge
图 3 射频放电中时间平均电离速率的空间分布

3.2 电离速率分布

图 3 给出高电压 放电中时间平均电离速率的空间分布。可以看到,在 放电中 电子的电离比 电子的电离要弱得多,并且 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 电子的电离在放电中心仍具有很高的分布。我们注意到,以往的大间距射频放电中,理论和实验都观察到电离主要集中在电极鞘层边界,放电中心的电离较弱。F. F. Young 和 C. C. Wu^[14]在利用流体模型研究两相距 0.025m 的平板射频 放电中发现, 电子的电离速率分布比 电子的电离分布更靠近电极。在我们的窄间距电极配置下,电离速率的分布与上述的大间距情形不同。在窄间距情形下,从电极发射的电子在鞘层场中获得能量后可以穿透等离子体区,到达对面电极的鞘层。由于大部分时间电极实际处于阴极阶段,故到达对面阴极的快电子会被反射,在电极间形成振荡,因而增强了放电中心区的电离分布。因此在窄间距的 放电中快电子的电离类似于空心阴极中的振荡电子的电离,此时的放电类似于空心阴极放电。

3.3 时间平均电场分布

图 4 给出了沿 z 方向的时间平均电场的分布。可以看到,在同一射频电压下,当 $\gamma = 0$ 时比 $\gamma = 0.3$ 时电极上的平均电场要小,而 放电中低射频电压(250V)时的电极上的平均电场也要比高电压(400V)时低。另外,当电压为 400V 时,在 $\gamma = 0$ 下得到的中心等离子体区的平均电场约为 500V/m,而在 $\gamma = 0.3$ 时约为 1

000 V/m。可见, 放电下电极上的时间平均电场比 放电时的电场要强, 但是等离子体区的电场却要低。出现这种情况的原因是 放电下电荷粒子密度和空间电荷密度高于 放电时的密度造成的。

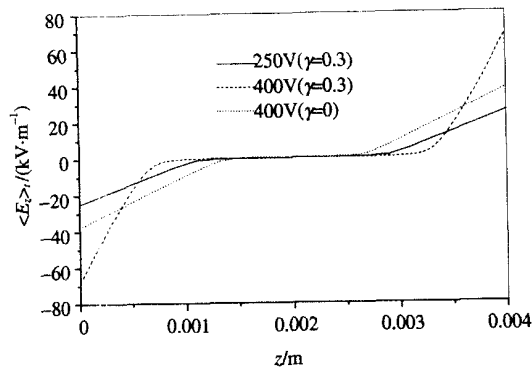


Fig. 4 Spatial distribution of the time-averaged electric field along z -axis

图 4 沿 z 方向的时间平均电场的空间分布

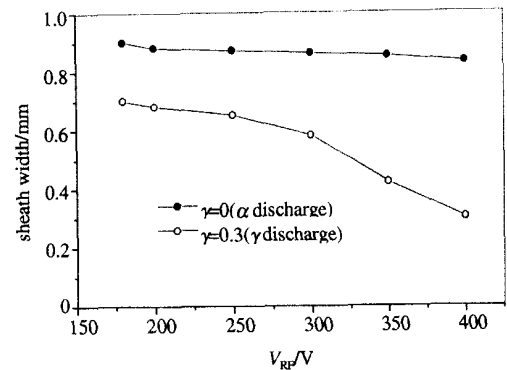


Fig. 5 Dependence of the sheath width on RF voltage

图 5 鞘层厚度随射频电压的变化关系

3.4 鞘层厚度

图 4 的时间平均电场空间分布显示, 在 放电下伴随着电极上电场的增强, 鞘层厚度明显缩小。我们比较了 放电和 放电中鞘层厚度随射频电压的变化规律, 如图 5 所示(图中 $\gamma=0$ 意味着 放电)。在 放电的平衡模型下, 随着电压的增加, 鞘层厚度缓慢地减少。而在考虑 电子发射的非平衡模型下, 当射频电压较低时, 鞘层厚度随电压的增加而慢慢下降; 当射频电压较高时, 鞘层厚度随电压的增加而快速减少。和等离子体密度随射频电压的变化规律一致, 鞘层厚度随电压的变化关系也呈现两个不同区域, 具有与前者类似的转变特征。

3.5 讨论

中等气压下窄电极间距的射频放电, 也存在两个放电运行模式。在低电流或低射频电压下, 放电的维持主要依靠等离子体电子从鞘层的扩张中获得能量并电离气体, 电极的二次电子发射过程对放电的维持作用可以忽略, 而高电流或高射频电压下, 放电的维持则主要依靠离子对电极的轰击而产生的快电子的作用。快电子从鞘层电场中获得能量并在气体电离过程中起主导作用, 而等离子体电子从振荡鞘层中获得能量而产生电离的过程可以忽略。这两种电离过程机制分别称为 过程电离和 过程电离。根据这两种过程谁起主导作用, 可以区分射频放电的类型和运行区域。当 过程占主导作用时, 射频放电为 放电, 而当 过程起主导作用时, 射频放电为 放电。在放电从低电流的 放电向高电流的 放电转变的过程中, 放电的参量和呈现的变化规律也发生了变化, 根据放电参量的不同的变化规律可以区分这两种放电方式, 同时可确定转变电压。

在射频放电模式的转变过程中, 发生变化的典型的放电参量有放电电流密度、等离子体密度、电子温度、鞘层厚度以及鞘层电场等。在 放电模式下, 由于等离子体电子的电离能力较弱, 产生的电荷粒子密度较低, 因而在鞘层中形成的空间电荷很少, 鞘层厚度较宽, 使得鞘层电场较弱, 鞘层基本上处于未击穿阶段, 同时到达电极的离子流也很小, 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, 鞘层电场也增强, 二次电子从电场获得能量并产生电离的过程也随之增强。当射频电压到达转变电压时, 鞘层在升高的电场作用下被击穿, 鞘层宽度显著缩小, 鞘层电容增加, 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。这种状况下, 放电的维持主要依靠快电子的非平衡电离, 与直流通电类似, 虽然它还存在着较弱的电离过程, 此时的鞘层电压降接近于直流通电的阴极位降。这里我们看到, 射频 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通电稳定。

由于 放电和直流通电的相似性, 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。两电极附近的电离速率分布发生重合显示快电子在两电极鞘层间形成了振荡, 具有和空心阴极放电类似的电子“摆钟”效应, 由此导致电离效率和电流密度的显著增加。因此 放电用来激励金属离子激光器和空心阴极放电具有同样的效果。

4 结论

在两电子组模型和流体模型基础上研究了中等气压窄电极间距射频放电的运行模式转变特性和放电参量变化规律。得到了如下结论: (1) 在平衡模型下(即不考虑电极的 过程), 射频放电的放电参量基本上随射频电压线性变化, 没有出现转变迹象; 而在非平衡模型下(考虑电极的 过程), 根据等离子体密度随射频电压的

变化规律可以看出射频放电明显出现两个不同的运行区域,对应于射频放电的低电流区和高电流区;(2)当射频放电出现了转变后,放电参量比较转变前发生了很大变化。等离子体密度大幅度升高,鞘层电场增强,鞘层宽度明显减小,等离子体电场也减小;(3)在放电下,快电子的电离速率分布主要在放电中心区且比较均匀,说明快电子在电极鞘层间形成了振荡,因此放电类似于空心阴极放电。

参考文献:

- [1] Reich N, Mentel J, Mizeraczyk J. CW radio-frequency excited white-light He-Cd⁺ laser[J]. *IEEE J Quant Electr*, 1995, **31**(11): 1902—1909.
- [2] Mental J, Reich J, Mizeraczyk J. Capacitively coupled RF excitation of CW gas laser and its comparison with hollow cathode lasers[A]. Proc of NATO[C]. 1996. 55—67.
- [3] Yu J, Huang J, Li J. Radio-frequency excited deep-UV copper ion laser[A]. Proc of SPIE[C]. 1999, **3862**: 156—160.
- [4] Raizer Y P, Shneider M N. Longitudinal structure of capacitatively radio-frequency discharge and its analogy with a direct current glow discharge[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 1994, **27**: 1457—1464.
- [5] Xu W L, Sides P J. An axisymmetric model for an RF plasma in contact with a surface having a nonuniform secondary electron emission coefficient[J]. *IEEE Transaction on Plasma Sci*, 1996, **24**(3): 1072—1078.
- [6] Date A, Kitamori K, Sakai Y, et al. Self-consistent Monte Carlo modelling of RF plasma in a helium-like model gas[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 1992, **25**: 442—452.
- [7] Godyak Y A, Khanneh A S. Ion bombardment secondary electron maintenance of steady RF discharge[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1986, **14**(2): 112—123.
- [8] Bogaerts A, Gijbels R, Goedheer W. Hybrid modeling of a capacitively coupled radio frequency glow discharge in argon: combined Monte Carlo and Fluid model[J]. *J J Appl Phys*, 1999, **38**: 4404—4415.
- [9] Belenguer P, Boeuf J P. Transition between different regimes of rf glow discharge[J]. *Phys Rev A*, 1990, **41**: 4447—4459.
- [10] 赖建军, 余建华, 黄建军, 等. 空心阴极直流放电的二维自洽模型描述和阴极溅射分析[J]. 物理学报, 2001, **50**(8): 1528—1533. (Lai J J, Yu J H, Huang J J, et al. Self-consistent description of a DC hollow cathode discharge and analysis of cathode sputtering[J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**: 1528—1533)
- [11] Surendra M, Graves D B, Jellum G M. Self-consistent model of a direct-current glow discharge: treatment of fast electrons[J]. *Phys Rev A*, 1990, **41**(2): 1112—1125.
- [12] Berezhnoi S V, Kaganovich L D, Misina M, et al. Semianalytical description of nonlocal secondary electrons in a radio frequency capacitively coupled plasma at intermediate pressures[J]. *IEEE Transaction on Plasma Sci*, 1999, **27**(5): 1339—1346.
- [13] Donk óZ. Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge[J]. *Phys Rev E*, 1998, **57**(6): 7126—7137.
- [14] Young F F, Wu C H. A comparative study between non-equilibrium and equilibrium models of RF glow discharges[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 1993, **26**: 782—792.

Two-electron-group model for a capacitively-coupled RF glow discharge with characteristics analogous to a hollow cathode discharge

YU Jian-hua¹, LAI Jian-jun²

(1. College of Engineering and Technology, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China;

2. Department of Optoelectronics Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: A two-electron-group model for capacitively coupled radio-frequency (CCRF) glow discharge used to excite ion laser is developed. The model assumes electrons in the discharge zone are classified into two groups, i. e. bulk or plasma electrons and fast or secondary emission electrons. These two groups of electrons are responsible for ionization and secondary emission processes respectively. Results from the model reveal that plasma parameters change largely at the transition regions between two operating modes. The ionization rates distribution at the high current mode of a narrow electrode gap RF discharge which is analog to a hollow cathode discharge demonstrates the pendulum effect exists in the CCRF discharge.

Key words: Radio-frequency discharge; Hollow cathode discharge; A two-electron-group model