

低气压直流氩气辉光放电的数值模拟研究

邵先军, 马跃, 李娅西, 张增辉, 张冠军

(西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 建立了一维氩气直流辉光放电自洽流体模型, 采用对流与扩散方程来描述带电粒子在间隙中迁移、扩散以及电子的能量变化过程, 并考虑了空间电荷对电场的影响以及离子撞击阴极产生的二次电子发射作用. 采用有限元法对放电模型进行数值求解, 得到了放电电流随时间的演化波形, 以及放电稳定后带电粒子的浓度与总通量密度的空间分布, 同时也求得了电子能量与电场的空间分布. 计算结果表明: 加压 $25\ \mu\text{s}$ 后, 放电逐渐趋于稳定状态; 当放电稳定后, 在阴极位降区附近, 离子密度比电子密度高几个数量级, 在正柱区附近两者浓度几乎相等; 电子能量在阴极位降区内达到峰值 $29\ \text{eV}$, 而在负辉区及正柱区几乎保持不变; 放电电流密度在阴极位降区主要由流向阴极的氩离子及其产生的二次电子所贡献, 而在负辉区和正柱区, 电子成了放电电流密度的主要贡献者.

关键词: 直流辉光放电; 低温等离子体; 电子能量; 数值模拟

中图分类号: TM89 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2010)10-0050-05

Numerical Simulation for Low Pressure DC Argon Glow Discharge

SHAO Xianjun, MA Yue, LI Yaxi, ZHANG Zenghui, ZHANG Guanjun

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A one-dimensional self-consistent fluid model of argon glow discharge is established. The convection and diffusion equations are proposed to describe drift-diffuse motions of charged particles in gap and variation process of electron energy. The influence of space charge on electric field and secondary electron emission from cathode surface due to ion bombardment are considered in this discharge model. And the finite-element method (FEM) is adopted for numerical solutions. The evolvement waveform of discharge current with time variety is obtained, and the spatial distributions of charged particles density, total flux density, electron energy and electric field are investigated as the discharge becomes stable. The simulation results show that discharge reaches the stable state after $25\ \mu\text{s}$ computation time; in stable stage of discharge, ion density gets several orders of magnitude higher than electron density near the cathode-fall region, and almost equal in positive column region; electron energy reaches the peak value $29\ \text{eV}$ in cathode-fall region and almost keeps constant near the positive column region and negative glow region. In the cathode-fall region, the discharge current density is mainly carried by the argon ions flowing towards the cathode and the secondary electrons which are contributed by the ions. And electrons become the main discharge current carrier in the negative glow and positive column regions.

Keywords: DC glow discharge; low-temperature plasma; electron energy; numerical simulation

直流辉光放电是气体放电现象中的一种重要形式, 在弱电离等离子体的应用和等离子体介质的特

性研究中起到了非常重要的作用^[1], 被广泛应用于等离子体照明、材料表面改性、薄膜沉积等领域, 一

直以来是气体放电领域很活跃的课题。

由于放电涉及复杂的物理和化学反应过程,且纯粹的实验并不能很好地揭示放电机理,而数值模拟技术能够帮助人们更进一步认识放电的机理^[2],且成本低,因此近年来成了直流辉光放电领域的一个研究热点。

放电流体模型相对于粒子模型来说计算省时^[3],是一种较简单快捷的分析处理方法,因此国内外许多学者都采用一维流体模型来描述直流氩气辉光放电。文献[2-4]基于近场近似(假设电子从电场获得的能量和碰撞损失的能量在时间和空间上本地局部守恒,因此带电粒子的输运参数与反应系数为场强与压强的函数,但这在阴极鞘层内近场近似并不成立,因为该区域内电子能量分布函数到达稳态的弛豫时间较长^[5]),建立了直流氩气辉光放电的电子与离子的对流与扩散方程,但没有考虑电子能量对放电的影响;文献[6-7]虽然耦合求解了电子、离子的对流扩散方程以及电子能量方程,但并没有考虑离子撞击阴极产生的二次电子发射作用,忽略了辉光放电之所以为自持放电的一个重要条件。

本文建立了一维氩气直流辉光放电自洽流体模型,采用有限元法对电子、离子的对流扩散方程以及电子能量方程进行耦合数值求解,并在边界条件中考虑了正离子撞击阴极所产生的二次电子发射作用,对氩气直流辉光放电特性进行了详细的讨论与分析。

1 数值仿真模型

1.1 电极结构

本文仿真中所采用的电极结构如图 1 所示,左右两边为两块金属极板,左边为阴极,右边为阳极,两者电位差为 250 V,且均可视为冷电极,气体间隙长度 d_G 为 1 cm,其介电常数 ϵ_0 为真空介电常数,氩气气体压强 $P=133.3\text{ Pa}(1\text{ Torr})$, $i_T(t)$ 为总放电电流密度。

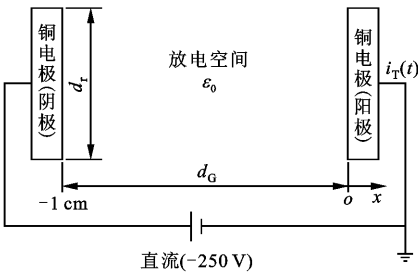


图 1 电极结构图

1.2 数学模型

假设电极半径远大于气体间隙的距离,因此可用一维模型来描述该放电。本文仿真中只考虑电子与离子这两种对放电起着主要作用的粒子,而不考虑其他中性粒子。

一维低气压氩气直流辉光放电的流体模型由以下方程组成

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_e) = S_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_i) = S_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e e T_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_{T_e}) = S_{T_e} \quad (3)$$

$$\nabla^2 V = e(n_i - n_e) \quad (4)$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + \mu_e n_e \nabla V \quad (5)$$

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i n_i \nabla V \quad (6)$$

$$\Gamma_{T_e} = -\frac{5}{3} \mu_e E n_e e T_e - \frac{5}{3} n_e D_e \nabla (e T_e) \quad (7)$$

$$S_e = S_i = K_i n_e N - \beta n_e n_i \quad (8)$$

$$S_{T_e} = -e \Gamma_e E - e K_i H_i n_e N \quad (9)$$

$$K_i =$$

$$\begin{cases} 0, & T_e < 0 \\ 8.7 \times 10^{-9} (T_e - 5.3) \exp\left(-\frac{4.9}{(T_e - 5.3)^{1/2}}\right), & T_e \geq 5.3 \end{cases} \quad (10)$$

式中: μ 和 D 分别为电子与离子的迁移率和扩散系数; S 为方程源项,表示该种粒子在电离或复合反应中产生和消失;下标 e 、 i 分别表示电子、 Ar^+ 离子; K_i 为电离系数,其数值来自文献[8]; $\beta=2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 为电子与离子的复合系数^[4]; T_e 为电子能量,单位为 eV ; e 为单位电荷量;式(9)中右边第一项为电子在电场 E 中获得的焦耳热,第二项为电离碰撞的能量损失项; H_i 为电离能,等于 15.7 eV ^[9]。

电子迁移率 μ_e 为 $3 \times 10^5 \text{ cm}^2/(\text{s} \cdot \text{V})$ ^[4],其扩散系数通过爱因斯坦关系式得到, $D_e = T_e \mu_e$ ^[10]。离子的迁移率 μ_i (单位 $\text{cm}^2/(\text{s} \cdot \text{V})$) 为^[11]

$$\mu_i = \frac{4.411 \times 10^{19}}{N \exp[0.33 \ln\{1.5 \ln(7.721 \times 10^{-3} |E/N|)\}]} \quad (11)$$

式中: $|E/N|$ 的单位为汤生(Td), N 根据气体状态方程可得为 $3.54 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。由于该放电产生的是低温等离子体,因此可假设离子温度为室温 0.025

eV, 可得离子扩散系数 D_i 为 $0.025\mu_i$.

总放电电流密度为带电粒子产生的传导电流密度与位移电流密度之和^[12], 由于所加电压为直流电压, 因此当放电稳定后, 传导电流密度即为放电电流密度

$$i_c = e[\Gamma_i(z, t) - \Gamma_e(z, t)] \quad (12)$$

1.3 边界条件

在求解偏微分方程问题时, 边界条件是在求解区域的边界上所求变量或其导数随时间和地点的变化规律^[13]. 在计算放电模型时, 其边界条件直接影响着放电的发展, 因此在确定边界条件时首先要保证物理上的合理性, 同时要兼顾计算上的稳定性.

本文假设阳极为理想的粒子收集器, 因此带电粒子到达阳极后立即被吸附, 无反射其边界条件为 Dirichlet 边界, 有

$$n_e = n_i = 0 \quad (13)$$

辉光放电之所以能维持自持放电, 与离子流撞击阴极表面所产生的二次电子发射有很大关系, 本文假设二次电子发射系数为 0.01 ^[14], 那么

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{u}_n = -0.01 \Gamma_i \cdot \mathbf{u}_n \quad (14)$$

式中: $\mathbf{u}_n$ 为指向介质表面的方向矢量. 同时, 有

$$\frac{\partial n_i}{\partial n} = 0 \quad (15)$$

假设二次电子的初始能量为 2 eV ^[15], 因此可得电子能量方程的边界条件为

$$T_e = 2 \quad (16)$$

泊松方程的边界条件如图 1 所示, 在 $x = -1 \text{ cm}$ 电极上施加电压为 -250 V , $x = 0 \text{ cm}$ 的电极上施加电压为 0 V .

2 结果与讨论

对放电空间采用均匀剖分, 结点总数为 480 个. 计算时间步长为 $5 \times 10^{-9} \text{ s}$, 初始条件是电子与离子的密度为 10^6 个/cm^3 , 电子能量为 2 eV , 并且由于上述对流扩散方程中的迁移项远大于扩散项, 即 Péclet 数很大, 因此为了防止计算结果震荡, 在气体间隙内增加了人工扩散^[16]来保证高梯度区域(如阴极位降区)的计算稳定.

2.1 放电电流密度的演化

放电电流密度随时间的演化过程如图 2 所示. 从图中可见, 当外施电压加在电极两端之后, 气体间隙开始发生电离碰撞, 形成电子崩, 带电粒子剧增并在电场的作用下定向运动, 所以放电电流密度也随之剧增. 当加压 $25 \mu\text{s}$ 后, 放电电流密度逐渐平稳,

值为 $8 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$, 这表明 $25 \mu\text{s}$ 后放电趋于稳定状态.

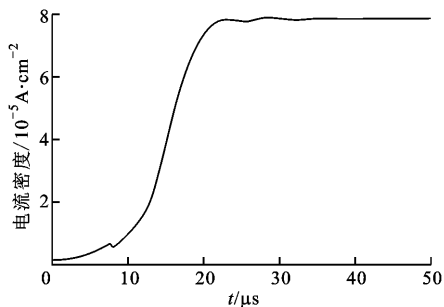


图2 放电电流密度的演化

2.2 粒子密度、电子能量及电位的空间分布

电子与离子的密度如图 3 所示. 从图 3 中可见, 离子密度在阴极附近出现最大值, 电子密度的峰值则出现在阴极位降区的边界处. 这是由于 $C-D$ 区域电场强度较高, 因此由汤生理论可知, 该区域带电粒子的产生率也较高, 我们称 $C-D$ 为阴极位降区, 其长度约为 4 mm ; $B-C$ 为负辉区, 该区域的电子数目多, 是辉光放电中发光最明亮的区域, 长度约为 2 mm ; $A-B$ 为等离子体正柱区, 该区域电子与离子的密度几乎相等, 电场强度很小, 几乎保持不变.

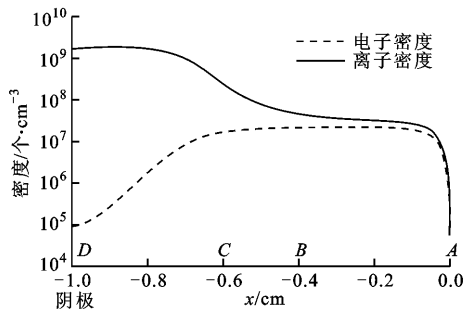


图3 电子及离子密度的空间分布

由辉光放电理论可知, 阴极位降区的长度 d 与气压 P 的乘积 Pd 应与 Paschen 击穿曲线的最低点相对应. 为了验证本文的计算结果(本文 $Pd = 133.3 \text{ Pa} \times 0.004 \text{ m} = 0.5332 \text{ Pa} \cdot \text{m}$), 将本文结果与文献[17]所提供的实验 Paschen 击穿曲线(Paschen 标准曲线如图 4 所示, 其最低点 $Pd = 0.613 \text{ Pa} \cdot \text{m}$)进行比较, 两者相差 $0.0798 \text{ Pa} \cdot \text{m}$, 也就是说本文的阴极位降区长度与实验相比短了 0.598 mm . 由此可见, 本文的计算结果基本符合要求, 差别可能是仿真中考虑粒子之间的化学反应种类有些少, 二次电子发射系数太理想化所导致的.

从图 5 可见, 在阴极位降区内, 受空间电荷的影

响,电场强度较高.正是该区域内的场强较高,使电子获得的能量也较高,因此使得电子温度在该区域内达到峰值(29 eV),并且在阴极附近迅速下降,呈驼峰状分布.在负辉区与正柱区,电子温度与电场强度的变化都十分缓慢,说明电子温度受电场强度的影响是很大的,这从式(9)就可看出.

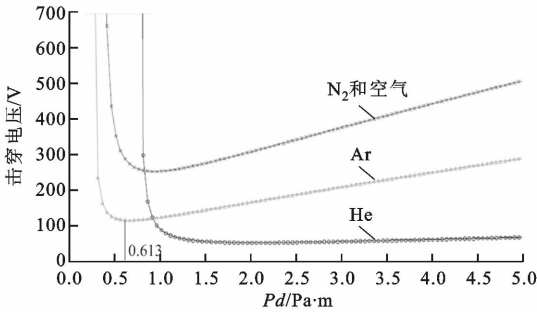


图 4 Paschen 击穿曲线^[17]

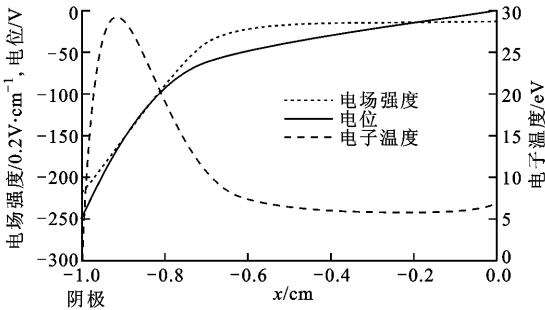


图 5 电子能量、电场的空间分布

2.3 带电粒子总通量密度的空间分布

图 6 所示为当放电稳定后电子与离子通量密度绝对值的空间分布.从图 6 可见,电子与离子通量密度绝对值之和为常数,表明放电稳定后电流密度基本保持不变,这与图 2 的结论是吻合的.在阴极位降区,电流密度主要由氩离子流向阴极以及离子撞击阴极所产生的二次电子发射所贡献.在负辉区和正柱区,大量电子在电场中被加速,流向阳极,从而成为该区域电流密度的主要贡献者.

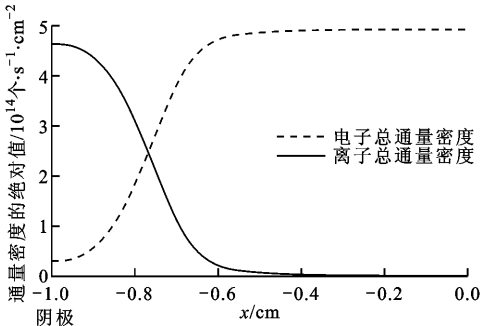


图 6 粒子总通量的空间分布

3 结 论

本文采用有限元法对低气压氩气直流辉光放电的一维流体模型进行了数值仿真计算,在模型中考虑电子能量以及阴极二次电子发射对放电的影响,得到了如下结论.

(1)加压 25 μs 后,放电逐渐趋于稳定,放电电流密度稳定在 $8\times 10^{-5}\text{ A/cm}^2$. 在阴极位降区,放电电流密度主要由氩离子及其产生的二次电子所提供.在负辉区和正柱区,电子是放电电流密度的主要贡献者.

(2)放电稳定后,根据电场强度和带电粒子的空间分布,可将放电空间分为阴极位降区、负辉区、正柱区,其长度分别约为 4、2、4 mm,本文的阴极位降区长度与实验^[17]相比短了 0.598 mm.

(3)电子温度在阴极位降区变化很大,呈驼峰分布,其峰值为 29 eV,在负辉区与正柱区变化十分缓慢,与电场强度的变化趋势相似.

参考文献:

[1] 力伯曼,里登伯格. 等离子体放电原理与材料处理[M]. 蒲以康,译. 北京:科学出版社,2007:410.

[2] GORDON K G, DETLEF L. Ignition behavior of abnormal low-pressure glow discharges in argon[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2008, 36(4): 992-993.

[3] HONG Y J, LEE S M, KIM G C, et al. Modeling high-pressure microplasmas: comparison of fluid modeling and particle-in-cell Monte Carlo collision modeling[J]. Plasma Processes and Polymers, 2008, 5(8): 583-592.

[4] RAFATOV I R, AKBAR D, BILIKMEN S. Modeling of non-uniform DC driven glow discharge in argon gas[J]. Physics Letters: A, 2007, 367(1/2): 114-119.

[5] GRUBERT G K, BECKER M M, LOFFHAGEN D. Why the local-mean-energy approximation should be used in hydrodynamic plasma descriptions instead of the local-field approximation[J/OL]. Physics Letters: E, 2009, 80(3) [2010-02-02]. <http://pre.aps.org/abstract/PRE/v80/i3/e036405>.

[6] 赵永莉. 变气压直流辉光放电的数值模拟[D]. 大连:大连理工大学电气工程学院,2008.

[7] 管文华. 大气压辉光放电的数值模拟方法研究[D]. 大连:大连理工大学电气工程学院,2008.

[8] ALBERT D R, BRIAN E T, HERBERT H S. Con-

- tinuum modeling of argon radio frequency glow discharges[J]. Applied Physics Letter, 1987, 50(9):492-494.
- [9] ELSON E, ROKNI M. An investigation of the secondary electron kinetics and energy distribution in electron-beam-irradiated argon[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 1996, 29(3):716-725.
- [10] RAIZER Y P. Gas discharge physics[M]. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1991:20.
- [11] GRUBERT G K, LOFFHAGEN D, UHRLANDT D. Two-fluid modelling of an abnormal glow-pressure glow discharge[C] // Proceedings of the COMSOL Multiphysics Users Conference 2005 Frankfurt. Boston, USA: Comsol Corporation, 2005:1-6.
- [12] MORROW R, SATO N. The discharge current induced by the motion of charged particles in time-dependent electric fields Sato's equation extended[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 1999, 32(5):L20-L22.
- [13] 安德森. 计算流体力学基础及其应用[M]. 吴颂平, 刘赵森, 译. 北京:机械工业出版社, 2008:55.
- [14] AUDAY G, GUILLOT P, GALY J, et al. Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes[J]. Journal of Applied Physics, 1998, 83(11):5917-5921.
- [15] BECKER M M, LOFFHAGEN D, SCHMIDT W. A stabilized finite element method for modeling of gas discharges[J]. Computer Physics Communications, 2009, 180(8):1230-1241.
- [16] CODINA R. Comparison of some finite element methods for solving the diffusion-convection-reaction equation[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1998, 156(1/4):185-210.
- [17] BURN K T A L. Calculation of the Townsend discharge coefficients and the Paschen curve coefficients[J]. Contribution to Plasma Physics, 2001, 47(3):177-182.
- [本刊相关文献链接]
- 基于表面闪络放电的伪火花开关触发特性的研究. 西安交通大学学报, 2007, 41(8):978-981.
- 直流下油中局部放电脉冲波形测量与特性分析. 西安交通大学学报, 2008, 42(4):481-486.
- 真空中绝缘子闪络前表面电荷分布的二维仿真. 2008, 42(4):476-480.
- 水中大体积放电产生方法的研究. 西安交通大学学报, 2008, 42(6):723-727.
- 电力变压器局部放电特高频信号外部传播特性研究. 西安交通大学学报, 2008, 42(6):718-722.
- 局部放电脉冲群的实用快速分类技术及应用. 西安交通大学学报, 2008, 42(8):1021-1025.
- 一种可用于绝缘子沿面放电状态识别的算法. 西安交通大学学报, 2008, 42(10):1269-1274.
- 采用独立成分分析的局部放电脉冲双通道提取技术研究. 西安交通大学学报, 2008, 42(10):1264-1268.
- 直线及L型GIS模型电磁波传播特性研究. 西安交通大学学报, 2008, 42(10):1280-1284.
- 气体绝缘开关直线和T型结构中电磁波传播特性的仿真. 西安交通大学学报, 2008, 42(12):1526-1530.
- 油/纸绝缘沿面局部放电特性研究. 西安交通大学学报, 2009, 43(6):108-112.
- 雷电冲击电压下油纸绝缘气隙模型的局部放电测量与分析. 西安交通大学学报, 2009, 43(12):75-80.
- 正脉冲电压下水中流注放电特性的研究. 西安交通大学学报, 2009, 43(2):96-100.
- 气体绝缘开关内自由运动金属颗粒的超声波信号特性. 西安交通大学学报, 2009, 43(2):101-105.
- 水分对变压器绝缘纸性能影响的分子动力学模拟. 西安交通大学学报, 2009, 43(4):111-115.
- 带电水蒸气冲洗污秽绝缘子时的交流闪络特性研究. 西安交通大学学报, 2009, 43(12):96-100.
- 带电压反馈智能接触器的热分析模型. 西安交通大学学报, 2010, 44(8):90-95.
- 变压器油流动带电度的微静电测量方法及其影响因素. 西安交通大学学报, 2010, 44(8):96-100.

(编辑 杜秀杰)