

基于中压微波氩等离子体的鞘层时空特性研究

黄润, 申庆浩, 华伟

(四川大学电子信息学院, 成都 610065)

摘要: 鞘层特性直接影响微波等离子体应用于工业等领域的质量, 针对研究其时变的空间分布和电场分布具有一定难度的问题, 运用有限元的方法建立了中等气压下耦合麦克斯韦方程的微波氩等离子体三维模型, 对鞘层的时空特性进行分析, 给出了其二维等效模型. 基于对等离子体参数的分析, 讨论了鞘层的形成过程及其厚度的变化趋势, 对比分析了等离子体电场及微波电场的时空瞬态特征. 结果表明: 在时间上, 由于电子与离子的扩散速度和受力方向不同, 鞘层的厚度呈逐渐增大的趋势, 并最终形成稳态鞘层; 在空间上, 鞘层存在于所有与等离子体接触的放电管壁附近, 鞘层区域的电场强度始终大于等离子体主体区域, 且电场方向始终指向管壁, 对微波电场产生阻尼作用. 此外, 通过量化分析证明了鞘层厚度随压强的增大而逐渐减小.

关键词: 微波等离子体; 时空特性; 鞘层厚度; 微波电场; 压强

中图分类号: O531 **文献标识码:** A **DOI:** 10.19907/j.0490-6756.2021.024006

Spatiotemporal characteristics of sheath of microwave argon plasma at intermediate pressure

HUANG Run, SHEN Qing-Hao, HUA Wei

(School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

Abstract: The properties of the sheath directly affect the quality of microwave plasma applied to industry and other fields. Aiming at the difficulty in studying the time-varying spatial distribution and electric field distribution, the finite element method was used to establish a microwave-argon plasma three-dimensional model coupled with Maxwell's equation at medium pressure to analyze the spatiotemporal characteristics of the sheath and give its two-dimensional equivalent model. Based on the analysis of the parameters of plasma, the formation process of the sheath and the change trend of its thickness were presented. The time-space transient characteristics of the plasma electric field and the microwave electric field were compared respectively. The results show that in time, due to the different diffusion speed and stress direction of electrons and ions the thickness of the sheath increases gradually, and eventually forms a steady state sheath; In space, the sheath exists near all the discharge tube walls adjacent to the plasma. The electric field intensity of the sheath layer is always greater than that of the bulk plasma region, and the direction of the electric field always points to the tube wall, which has a damping effect on the microwave electric field. In addition, it is proved by quantitative analysis that the thickness of sheath

收稿日期: 2020-10-27

基金项目: 中央高校基本业务费

作者简介: 黄润(1996-), 女, 硕士研究生, 研究方向为电磁场与微波技术. E-mail: 2018222055271@stu.scu.edu.cn

通讯作者: 华伟. E-mail: huaw@scu.edu.cn

decreases with the increase of pressure.

Keywords: Microwave plasma; Spatiotemporal characteristics; Sheath thickness; Pressure; Microwave electric field

1 引言

相较于直流等离子体和射频等离子体等传统放电手段,微波等离子体凭借其能量耦合效率高^[1]、压力工作范围广^[2]且无电极污染^[3]等优势,在 20 世纪 60 年代末开始广泛地应用于材料处理^[4]、气体分解^[5]、能源利用^[6]等多种领域. 随着科学技术的进步,为促进微波等离子体在各相关领域的发展,以适应不同的应用需求,研究人员对不同压强下的微波等离子体源做出了许多研究和探讨^[2,7-10]. 在等离子体的应用过程中,鞘层内的电场以及离子和电子等活性粒子的特性参数,如离子轰击速度、能量和纯度等都直接影响基片刻蚀和材料表面改性^[11]等应用的效果和质量,且鞘层内电场的时空分布特征是影响微波利用效率和石英管外侧表面波传播形式的关键因素,因此关于鞘层的数理推导和物理仿真一直以来都是等离子体的研究热点之一.

Lieberman^[12]描述了射频偏压等离子体鞘层的数学模型,提出由基板电极反射回等离子体的电子的能量与鞘层震荡方向相关的理论,通过推导给出了鞘层内电场和电势的解析表达式;Sobolewski 等人^[13]测量了射频电容耦合等离子体反应器中的离子能量,并使用电容探头和朗缪尔探头测量了随时间变化的鞘层电压,测量的结果共同描述了鞘层中电离动力学的完整特征;Martin^[14]在忽略了动力学效应和磁场等复杂因素的情况下,基于玻姆鞘层判据提出了一种新的同时适用于鞘层和预鞘层的方法来近似得到鞘层的厚度;Bouherine^[15]采用两端馈波的激励方式,在低压下建立了等离子体炬的三维模型,数值分析了等离子体的各项参数,根据等离子体电势和电场模值的一维空间分布,简要展示了鞘层的厚度;Georgieva^[16]在中压下建立了两个表面波维持氩气放电的二维自治模型,分别是等离子体所有区域完全符合准中性、鞘层近似无限薄的模型和考虑鞘层的等离子体模型,在相同条件下分析了两种模型在电子密度、电子温度、离子温度等参数空间分布的一致性和差异性,并探讨了这些参数受功率和压强的影响.

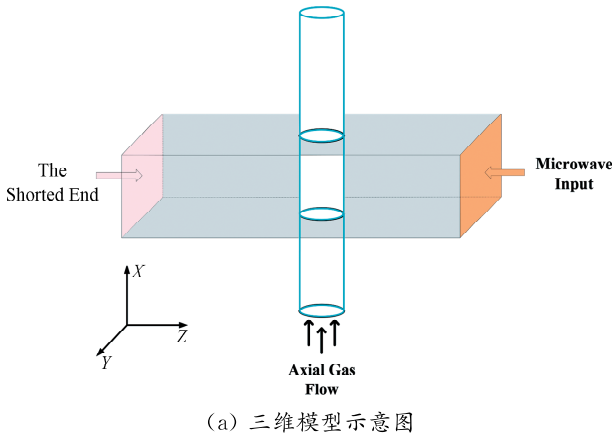
现阶段,对微波等离子体特征参数的研究已经

相对成熟,可依据实际应用环境,通过改变输入功率或气体压强等物理量得到较优的等离子体源,此外,1989 年至今,已有许多团队对鞘层的数学理论进行了分析,以上研究背景都为我们的工作提供了可靠的指导和理论支撑,但针对微波等离子体鞘层的瞬时特性和空间分布的研究分析还很匮乏. 我们在之前^[17-19]对常压下微波激励氩气放电进行了数值研究,旨在描述微波功率、气体流量和初始温度对放电过程中电子密度等等离子体特征参数的影响. 但忽略了模型中石英管的厚度和分子离子的化学反应对结果带来的影响. 考虑到鞘层在实际应用场景中的重要性,在解决以上两个问题的基础上,本文建立了中压微波等离子体的三维模型,并首次建立了微波等离子体鞘层的二维等效模型,对氩气放电过程中鞘层的厚度及鞘层内电场的瞬时空间特性进行讨论,并分析了压强对等离子体鞘层的影响等问题. 本文不仅为鞘层和表面波的研究工作提供直观且定量的参考,也为微波等离子体的应用提供理论依据.

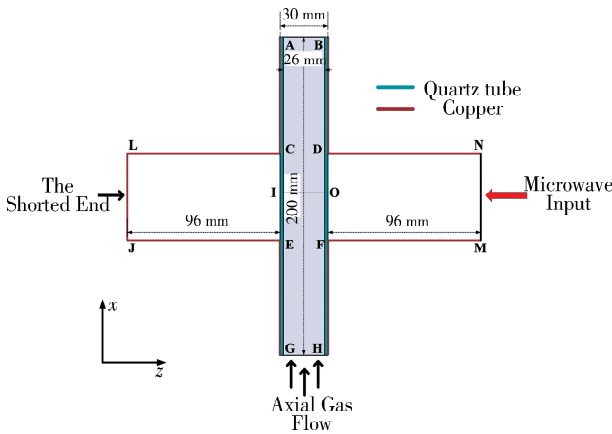
2 模型建立

图 1 展示了笛卡尔参考系下本仿真使用的微波等离子体源的 3D 模型视图和 2D 尺寸视图. 该模型主要由一个末端短路的 WR430 矩形波导和垂直插入波导中心(0, 54.6, 0)的圆柱形玻璃管组成. 玻璃管的内径为 13 mm,厚度为 2 mm,等离子体在该圆柱形玻璃管内激发并维持. 此外,我们对暴露在波导外的玻璃管侧表面进行了镀铜处理来防止电磁辐射泄露,使系统的能量耦合效率达到更理想的状态.

本研究所使用的工作气体为氩气,采用轴向馈气方式,在 1 kPa 的气压下以 10 slm 的流速从 GH 口沿 X 轴正向馈入玻璃管,微波源由 NM 端沿 Z 轴负向向系统馈入功率为 1 kW,工作频率为 2.45 GHz 的微波. 数值解的初始电子密度 $n_{e0} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$,初始平均电子能量 $\bar{\epsilon}_0 = 4 \text{ eV}$,初始电场和电势都为 0,计算的初始步长大小为 10^{-13} s ,最大步长为 1 s,计算进行至 10^{-4} s 后达到稳态.



(a) 三维模型示意图



(b) 二维尺寸示意图(Y=0 平面)

图 1 笛卡尔参考系下微波等离子体源示意图
Fig. 1 Schematic diagrams of the microwave plasma source in the Cartesian system

3 控制方程

3.1 等离子体化学

在微波激发氩气放电的过程中主要存在的粒子包括:原子离子、分子离子、电子、激发态原子和基态原子. 这些粒子通过库仑碰撞、弹性碰撞和非弹性碰撞交换动能、动量、内能和电荷,使粒子发生电离、复合和化学反应等过程. 主要的反应和碰撞过程如表 1 所示^[9,20]. 电子的弹性碰撞频率 ν_e 描述为:

$$\nu_e = \frac{v_{e,th}}{\lambda_{ea}} = \frac{\sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}}{1/\delta N_a} \quad (1)$$

又有,

$$N_a = \frac{p}{k_B T} \quad (2)$$

得到电子的弹性碰撞频率与气体压强 p 成正比,与气体温度 T 呈反比,

$$\nu_e = \frac{v_{e,th}}{\lambda_{ea}} = \frac{p \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}}{k_B T / \delta} \quad (3)$$

其中, $v_{e,th}$ 是电子热速度, λ_{ea} 是电子-中性粒子碰撞的平均自由程, m_e 是单个电子的质量, δ 是弹性碰撞截面, N_a 是中性粒子的密度, T_e 是电子温度, k_B 是玻尔兹曼常数.

方程(4)和(5)描述了电子密度随时间和空间分布的变化,方程(6)和(7)描述了电子密度能量随时间和空间分布的变化,

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e \quad (4)$$

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot \mathbf{E}) n_e - D_e \cdot \nabla n_e \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\Delta) + \nabla \cdot \Gamma_\Delta + \mathbf{E} \cdot \Gamma_\Delta = R_\Delta - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_\Delta \quad (6)$$

$$\Gamma_\Delta = -(\mu_\Delta \cdot \mathbf{E}) n_\Delta - D_\Delta \cdot \nabla n_\Delta \quad (7)$$

其中, n_e 和 n_Δ 分别是电子密度和电子能量密度, Γ_e 和 Γ_Δ 分别表示是电子通量和电子能量通量,使用 R_e 和 R_Δ 表示非弹性碰撞的电子速率表达式与能量损失或增益, \mathbf{u} 和 \mathbf{E} 是流体的速度矢量与电场强度矢量, μ_e, μ_Δ, D_e 和 D_Δ 分别代表电子迁移率,电子能量迁移率,电子扩散系数和电子能量系数. $q = 1.602 \times 10^{-19}$ C, 是单个电子的基本电荷.

3.2 玻尔兹曼关系式

玻尔兹曼关系式可用于描述处于热平衡的电子密度空间分布与电势之间的关系,

$$n_e = n_s e^{\Phi / T_e} \quad (8)$$

其中, n_s 是等离子体与鞘层边界处的电子密度, Φ 是气体放电过程中的电势.

3.3 电磁辐射

在频域内求解 Helmholtz 方程可得到入射至等离子体的微波电场分布,

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 (\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0}) \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

其中, ϵ_0 是真空中介电常数, μ_r 和 ϵ_r 分别是相对磁导率和相对介电常数, k_0 是真空中波数, σ 是电导率, ω 是微波角频率, $j = \sqrt{-1}$. 等离子体可看作相对介电常数为 ϵ_{rp} 的电介质,或等效地认为是电导率为 σ_p 的导体^[9],

$$\sigma_p = \frac{n_e q^2}{m_e (\nu_e + j\omega)} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu_e + j\omega} \quad (10)$$

$$\epsilon_{rp} = 1 - j \frac{\sigma_p}{\omega \epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_e^2} - j \frac{\omega_p^2 \nu_e}{\omega (\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (11)$$

其中, ω_p 是等离子体的振荡频率.

3.4 流体方程

石英管内的气体流动可通过质量连续性和 Navier-Stokes 方程确定,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (12)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I}] + \mathbf{F} \quad (13)$$

其中, ρ 和 μ 分别代表质量密度和动态黏度, \mathbf{I} 是单位张量, \mathbf{F} 是洛伦兹力.

3.5 热传递方程

气体激发过程中产生的热量可用重粒子能量

的变化率来描述,

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) + \nabla \cdot \mathbf{q} = Q_{cl} + Q_w \quad (14)$$

C_p 表示大气压下的比热容, σ_k 表示导热系数, \mathbf{q} 是由于热传导产生的热通量, Q_{cl} 和 Q_w 分别代表由于重粒子和电子之间的弹性碰撞而获得的能量和由于非电子之间的碰撞而释放的热量.

3.6 边界条件

计算中设置的模型的边界条件如表 2 所示.

表 1 模型计算中涉及的化学反应

Tab. 1 Chemical reactions considered in the model

No.	Type	Reaction	Ratecoefficient / (m ³ /s)	Energy loss ΔE /eV
1	Elastic scattering	Ar+e→Ar+e	k_{es}	
2	Ground state excitation	Ar+e→Ar*+e	k_{ex}	11.56
3	Ground state ionization	Ar+e→Ar ⁺ +2e	k_i	15.8
4	Step-wise ionization	Ar*+e→Ar ⁺ +2e	k_{si}	4.24
5	Superelastic collision	Ar*+e→Ar+e	k_{sc}	-11.56
6	Metastable pooling	Ar*+Ar*→Ar ⁺ +Ar+e	$1.625 \times 10^{-16} T^{0.5}$	
7	Two-body quenching	Ar*+Ar→2Ar	3×10^{-21}	
8	Three-body recombination	Ar ⁺ +2e→e+Ar	$8.75 \times 10^{-39} T^{-4.5} \text{m}^6/\text{s}$	-15.76
9	Dissociative recombination	Ar ₂ ⁺ +e→Ar*+Ar	$1.03 \times 10^{-12} \left(\frac{0.026}{T_e} \right)^{0.67} \cdot \frac{1-e^{-418/T}}{1-0.31e^{-418/T}}$	
10	Electron impact	Ar ₂ ⁺ +e→e+Ar ⁺ +Ar	$1.11 \times 10^{-12} \exp \left[-2.94 + 3 \left(\frac{T}{11600} - \frac{0.026}{T_e} \right) \right]$	
11	Atomic ions conversion	Ar ⁺ +2Ar→Ar+Ar ₂ ⁺	$7.5 \times 10^{-41} T^{-1} \text{m}^6/\text{s}$	
12	Molecular ions dissociation atom impact	Ar ₂ ⁺ +Ar→2Ar+Ar ⁺	$6.06 \times 10^{-12} \exp \left[-\frac{12580}{T} \right]$	
13	Diffusion	$m \rightarrow \text{wall}(\text{Ar}, \text{Ar}^+, \text{e}, \text{Ar}^*, \text{Ar}_2^+)$		

表 2 模型方程的边界条件

Tab. 2 Boundary conditions to the model equations

边界	等离子体(Plasma)			
GH	$-n \cdot \Gamma_e = 0$	$-n \cdot \Gamma_\Delta = 0$	$nJ_k = 0$	$n \cdot \epsilon_0 \epsilon_{rp} E = 0$
AB	$-n \cdot \Gamma_e = 0$	$-n \cdot \Gamma_\Delta = 0$	$nJ_k = 0$	$n \cdot \epsilon_0 \epsilon_{rp} E = 0$
AG, BH	$n \cdot \Gamma_e = v_{e,th} n_e / 2$	$n \cdot \Gamma_\Delta = 5v_{e,th} n_\Delta / 6$	表面反应	$V = 0$
边界	电磁波(Electromagnetic wave)			
NM	P_{in}			
LJ, C, DN, JE, FM, NM	$n \times E = 0$			
边界	层流(Laminar flow)			
GH	u_{in}			
AB	p_0			
AG, BH	$u = 0$			
边界	流体传热(Heat transfer in fluids)			
GH	$T = T_0$			
AB	$-n \cdot q = q_0, q_0 = h(T_{ext} - T)$			
AG, BH	$-n \cdot q = 0$			

4 结果分析

0.1 s 时处于稳态的等离子体的电势在 IO 截线上的分布情况如图 2 所示, 以电势骤降的位置作为鞘层边界的判据^[14-15], 图 3 显示了该截线上鞘层厚度的时间演化。

10^{-9} s 前, 等离子体从微波耦合的能量有限, 等离子体主体区域因其较小的电场强度和电势而无法束缚住电子, 部分质量很小的电子由于扩散运动以很快的速度打向接地的石英管壁, 电子被导出或吸附在管壁表面, 损失的电子与碰撞产生的电子几乎保持动态平衡, 如图 4 所示, 电子密度基本保持不变, 与此同时, 吸附在管壁的电子会吸引附近带正电的离子, 电子一方面与正离子碰撞, 另一方面与周围的中性粒子碰撞, 产生更多重粒子。随着等离子体对微波能量的吸收, 电离进一步发生, 10^{-9} s 时, 质量较大的正离子由于扩散和碰撞作用向管壁运动, 并在管壁附近形成鞘层。由于离子渡越时间尺度的影响, 鞘层随时间不断变厚, 直至 2.5×10^{-8} s 时, 稳态鞘层完全形成, 如图 3 所示, O 端的鞘层厚度稳定为 1.098 mm, I 端的鞘层厚度保持在 1.116 mm, 且等离子体内因碰撞反应带来的电子数远大于维持鞘层而损失的电子数, 电子密度持续上升, 直至等离子体与微波的能量耦合到达稳定状态。此外, 鞘层区域不符合准中性, 离子数密度远大于电子数密度, 使得电势如图 2 所示, 鞘层区域电势骤降的分布能够滞留易动的电子^[11], 稳态鞘层形成后, 流向管壁的正负载流子的流量相等, 也避免等离子体内电子数量大幅减少。

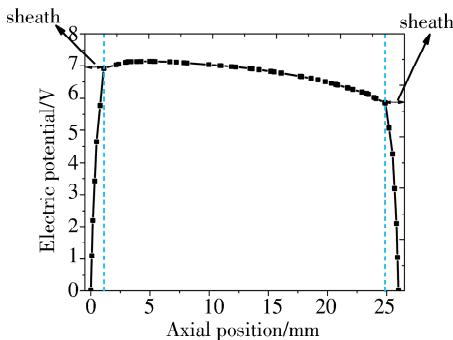


图 2 0.1 s 时 IO 截线上的电势分布

Fig. 2 Electric potential distribution at 0.1 s in IO line segment

鞘层的等效模型如图 5 所示, 展示了 IO 截线所在平面的鞘层厚度。如图所示, 远馈波端的鞘层厚度大于近馈波端, 且鞘层存在于所有与等离子体

接触的管壁上。

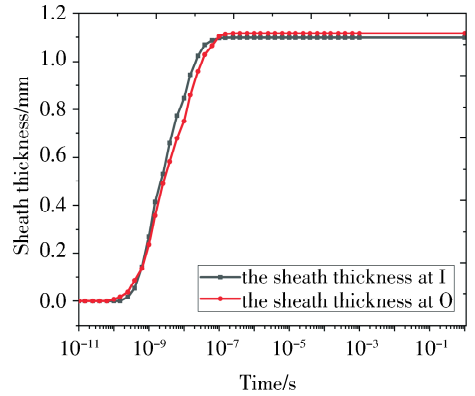


图 3 IO 截线上鞘层厚度的时间演化

Fig. 3 Time evolution of the sheath thickness in IO line segment

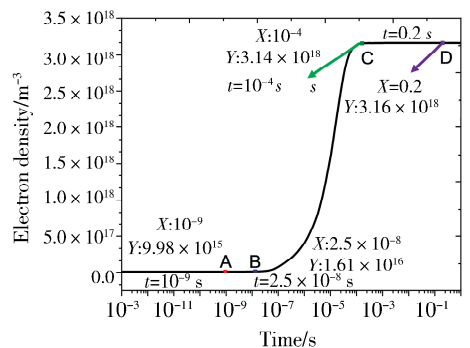


图 4 等离子体内电子密度随时间的变化趋势

Fig. 4 Time evolution of electron density in the plasma torch

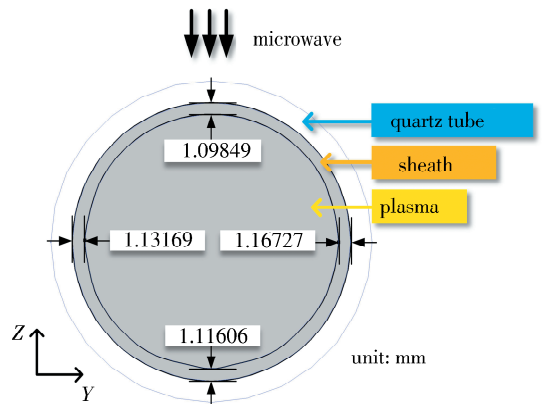


图 5 X=0 平面上稳态(0.1 s 时)鞘层的等效示意图

Fig. 5 Equivalent diagram (0.1 s) of sheath in X=0 plane

图 6 给出了 X=0 平面上等离子体主体区域和鞘层区域电场强度的空间和方向分布, 为更明显展示电场方向, 本文对方向分量 (图 6(a2, b2, c2, d2)) 分别进行了倍乘处理。如图所示, 鞘层区域的电场方向始终指向放电管壁, 且鞘层内的电场强

度始终远大于主体区域. 在 10^{-9} s 前, 微波由矩形波导传输至短路板后被反射, 在波导中形成行驻波, 等离子体内的电场模值随时间不断上升. $10^{-13} \sim 10^{-9}$ s 期间, 等离子体不断耦合波能量, 在管壁上流走的电子与碰撞产生的电子逐渐失衡, 等离子体内的电子密度缓慢增加, 更多的能量随之被电子耦合并传递至等离子体, 由于鞘层不具有准中性, 鞘层内的正离子密度远大于电子密度, 鞘层区域电场模值的上升幅度远大于主体区域, 约为主体区域电场模值上升幅度的 200 倍. 如图 7(a2, b2) 所示, 在 10^{-7} s 前, 由于等离子体内的电子密度始

终小于临界密度 $4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 圆柱形的玻璃管可等效为一个圆波导^[9], 对于 TE_{10} 模式的电磁波而言, 圆波导为截止波导, 电场在暴露在波导外的放电管中很快衰减. 在 1×10^{-7} s 时, 由于等离子体开始出现电子密度大于截止密度的区域, 该区域对微波产生很强的屏蔽效应, 且由于鞘层内的电场持续上升, 对外部电场的阻尼作用增强, 因此微波电场强度开始随时间下降, 如图 7(c1) 所示, 微波电场受到等离子体的影响开始向微波源方向移动, 中心区域的微波电场明显下降. 10^{-7} s 后, 等离子体内的电子密度远大截止密度, 等离子体与玻璃管外的

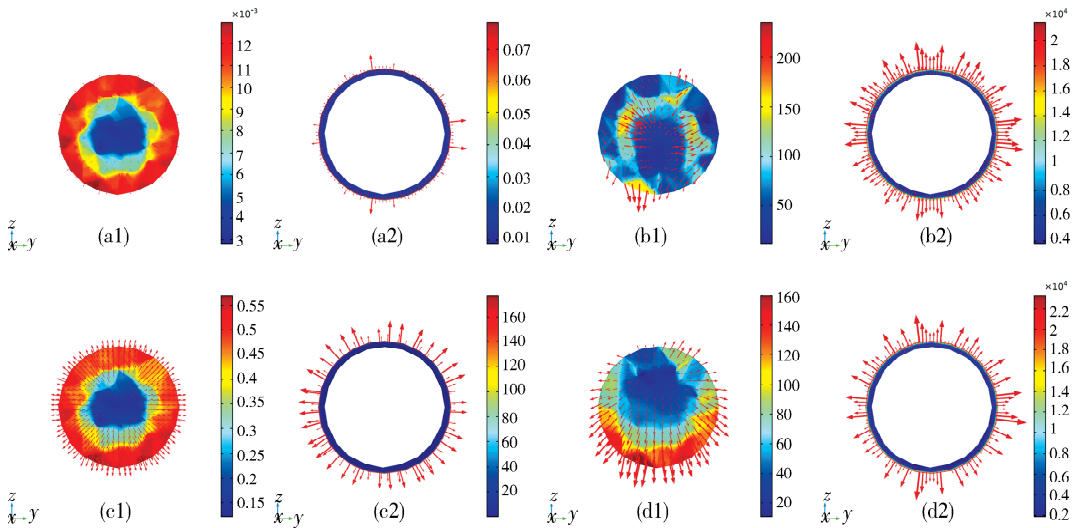


图 6 不同时刻下 $X=0$ 平面等离子体主体区域(a1, b1, c1, d1)和鞘层区域(a2, b2, c2, d2)的电场的模值及方向分布: (a) 10^{-13} s, (b) 10^{-11} s, (c) 10^{-7} s, (d) 10^{-4} s
 Fig. 6 The spatial distributions and directions of the electric field norm in the bulk plasma region (a1, b1, c1, d1) and sheath layer (a2, b2, c2, d2) in $X=0$ plane at different times; (a) 10^{-13} s, (b) 10^{-11} s, (c) 10^{-7} s, (d) 10^{-4} s

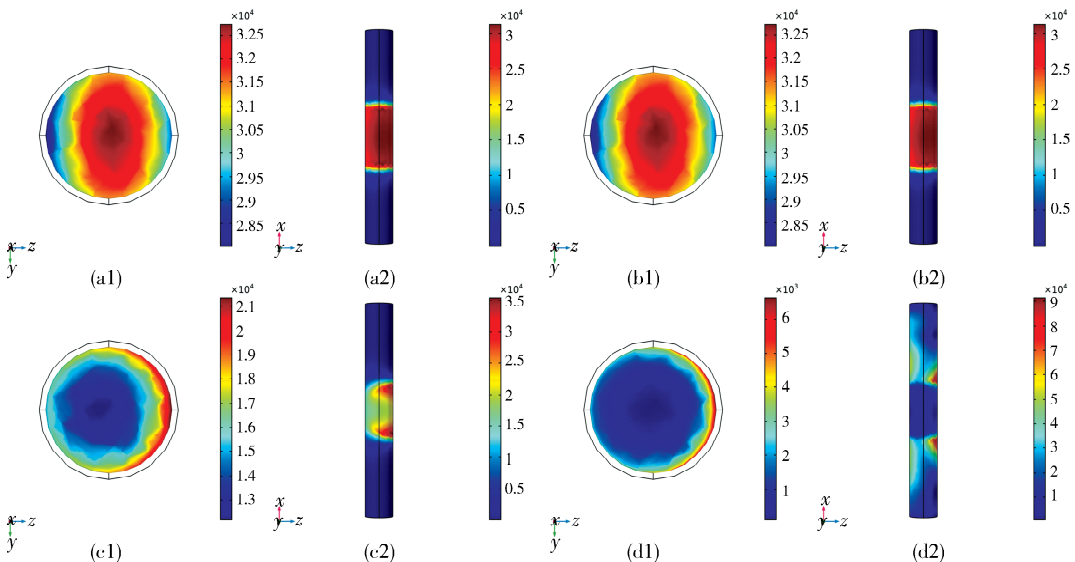


图 7 不同时刻下微波电场在 $X=0$ 截面和等离子体表面上的空间分布: (a) 10^{-13} s, (b) 10^{-9} s, (c) 10^{-7} s, (d) 10^{-4} s
 Fig. 7 Spatial distributions of microwave electric field norm in $X=0$ plane (a1, b1, c1, d1) and plasma surface (a2, b2, c2, d2) at different times; (a) 10^{-13} s, (b) 10^{-9} s, (c) 10^{-7} s, (d) 10^{-4} s

金属层可等效为一个类同轴波导结构, TE_{10} 模式开始转化为 TEM 模式的微波在同轴波导中传输, 微波电场由等离子体中心区域向上向下移动, 以表面波的形式维持电离. 因此, 虽然等离子体具有屏蔽微波的能力, 但由于表面波的形成, 微波不仅能够波导区域内传播, 还能够在类金属性较弱的区域被吸收, 电子与微波更大程度地进行能量耦合. 如图 7(d2), 随着等离子体类金属性的增强, 表面波会在更短的深度内被更大程度反射, 微波能够穿透等离子体的距离减少, 表面波向两端传递的距离更远, 等离子体柱延伸更长, 等离子体轴向均匀性提高.

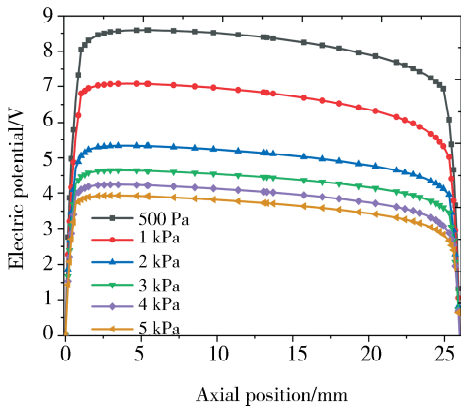


图 8 0.1 s 时 IO 截线上电势随压强的变化趋势

Fig. 8 Variation trend of electric potential with pressure in IO line segment at 0.1 s

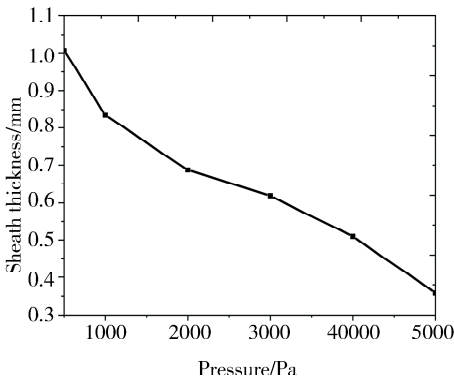


图 9 0.1 s 时鞘层厚度随压强的变化趋势

Fig. 9 Variation trend of sheath thickness with pressure at 0.1 s

图 8 和图 9 分别展示了压强对等离子体电势和鞘层厚度的影响. 压强增大时, 放电区域的弹性碰撞频率上升, 而非弹性碰撞频率在主体区域下降, 在鞘层区域上升, 等离子体的电离率和电子迁移率随之下降, 且发生弹性碰撞的粒子的内能和总动能不发生改变, 而发生非弹性碰撞后的粒子总动能总是减小的, 因此在等离子体吸收微波功率恒定

时, 压强的增加会导致电子温度降低. 根据式(9), 在满足准中性的等离子体主体区域, 电子温度与电势成正比, 如图 8 所示, 电势会随压强的增加而减小. 此外, 压强的增大会使得鞘层厚度逐渐减小, 本文以 I 端为例, 如图 9 所示, 压强为 500 Pa 时, 鞘层厚度为 1.077 mm, 压强增加至 5 kPa 时, 鞘层厚度减小至 0.4 mm, 即压强由 500 Pa 上升至 5 kPa 时, 鞘层厚度减小为原来的 0.37 倍. 这是由于压强的增加使得等离子体的德拜长度、电子迁移和电子温度减小, 电子的动能降低, 粒子由等离子体主体区域迁移至鞘层区域的数量减少, 主体区域的内能增加, 摆脱束缚冲向管壁的电子数量降低, 因此为中和管壁上的电子而向鞘层内运动的离子也会相对降低, 更多的离子和电子都会聚集在等离子体主体区域, 从而使得鞘层变薄.

5 结 论

鉴于微波等离子体鞘层的时空瞬态特性研究尚不充分, 本文在建立耦合麦克斯韦方程的自洽三维流体中压微波氩等离子体模型的基础上, 以电势的骤降位置作为鞘层边界的判断依据, 通过电势、电子密度和电场等特征参数的动态发展过程, 分析了鞘层厚度随时间的增长趋势; 同时, 以等离子体电场强度、方向和微波电场强度的时域变化规律为背景, 进一步探讨了鞘层对微波电场的阻尼作用, 展示了等离子体电场和微波电场的相互影响效果; 最后, 讨论了等离子体电势和鞘层厚度受气体压强的影响. 结果表明: 由于电子和离子扩散速度及受力方向的不同, 鞘层厚度会随着电离过程逐渐增大, 并最终形成稳态鞘层; 鞘层存在于所有与等离子体接触的管壁上, 且鞘层区域的电场方向指向放电管壁, 始终对微波电场产生阻尼作用, 随着能量的耦合, 电场模值在鞘层区域和等离子体主体区域的差值逐渐增大. 结合等离子体的类金属特性, 10^{-7} s 后, 微波电场在石英管内会出现由内向外移动、由中心向上下两端移动的变化趋势; 鞘层厚度随气体压强的增加而逐渐减小. 本研究不仅有利于更好地了解鞘层在微波激发等离子体过程中带来的影响, 也有利于在薄膜沉积和刻蚀等材料处理应用中提升效率.

参考文献:

- [1] Kim J H, Hong Y C, Kim H S, *et al.* Simple microwave plasma source at atmospheric pressure [J].

- J Korean Phys Soc, 2003, 42: S876.
- [2] Abdel-Fattah E, Shindo H, Sabry R, *et al.* Experimental and numerical investigations of line-shaped microwave argon plasma source [J]. Prog Electr Res, 2015, 43: 183.
- [3] Uhm H S, Hong Y C, Shin D H. A microwave plasma torch and its applications [J]. Plasma Sources Sci T, 2006, 15: S26.
- [4] Tendero C, Tixier C, Tristant P, *et al.* Atmospheric pressure plasmas: a review [J]. Spectrochim Acta B, 2006, 61: 2.
- [5] Uhm H S, Kwak H S, Hong Y C. Carbon dioxide elimination and regeneration of resources in a microwave plasma torch [J]. Environ Pollut, 2016, 211: 191.
- [6] Kortshagen U. Nonthermal plasma synthesis of semiconductor nanocrystals [J]. J Phys D: Appl Phys, 2009, 42: 113001.
- [7] Lebedev Y A, Tatarinov A V, Epshtein I L. 3D simulation of electrodynamics of a microwave low pressure discharge [J]. High Temp +, 2011, 49: 775.
- [8] Zong Z, Qiu Y. Study on rapid response characteristics of plasma limiter under high power microwave [C]//Proceedings of the Seventh Asia International Symposium on Mechatronics. Singapore: Springer, 2020: 95.
- [9] Zhang W, Tao J, Huang K, *et al.* Numerical investigation of the surface wave formation in a microwave plasma torch [J]. IEEE T Plasma Sci, 2017, 45: 2929.
- [10] Lee J, Nam W J, Lee S T, *et al.* Sheath and bulk expansion induced by RF field in atmospheric pressure microwave plasma [J]. Plasma Sources Sci T, 2018, 27: 075008.
- [11] 赵青. 等离子体技术及应用[M]. 北京:国防工业出版社, 2009.
- [12] Lieberman M A. Dynamics of a collisional, capacitive RF sheath [J]. IEEE T Plasma Sci, 1989, 17: 338.
- [13] Sobolewski M A, Olthoff J K, Wang Y. Ion energy distributions and sheath voltages in a radio-frequency-biased, inductively coupled, high-density plasma reactor [J]. J Appl Phys, 1999, 85: 3966.
- [14] Martin P, Maass F, Calderón F A, *et al.* Analytic solution for a joint Bohm sheath and pre-sheath potential profile [J]. Phys Scripta, 2019, 95: 015602.
- [15] Bouherine K, Tibouche A, Ikhlef N, *et al.* 3-D numerical characterization of a microwave argon PECVD plasma reactor at low pressure [J]. IEEE T Plasma Sci, 2016, 44: 3409.
- [16] Georgieva V, Berthelot A, Silva T, *et al.* Understanding microwave surface-wave sustained plasmas at intermediate pressure by 2D modeling and experiments [J]. Plasma Process Polym, 2017, 14: 1600185.
- [17] Yang Y, Hua W, Guo S Y. Numerical study on microwave-sustained argon discharge under atmospheric pressure [J]. Phys Plasmas, 2014, 21: 040702.
- [18] Zhao G L, Hua W, Guo S Y, *et al.* Three-dimensional simulation of microwave-induced helium plasma under atmospheric pressure [J]. Phys Plasmas, 2016, 23: 073503.
- [19] 高鑫鑫, 华伟, 张弘, 等. Ar-MIP 在石英管内传热与流动特征研究[J]. 四川大学学报:自然科学版, 2019, 56: 703.
- [20] Jonkers J, van de Sande M, Sola A, *et al.* The role of molecular rare gas ions in plasmas operated at atmospheric pressure [J]. Plasma Sources Sci T, 2003, 12: 464.
- [21] Baeva M, Hempel F, Baierl H, *et al.* Two-and three-dimensional simulation analysis of microwave excited plasma for deposition applications; operation with argon at atmospheric pressure [J]. J Phys D: Appl Phys, 2018, 51: 385202.

引用本文格式:

中文: 黄润, 申庆浩, 华伟. 基于中压微波氩等离子体的鞘层时空特性研究[J]. 四川大学学报: 自然科学版, 2021, 58: 024006.

英文: Huang R, Shen Q H, Hua W. Spatiotemporal characteristics of sheath of microwave argon plasma at intermediate pressure [J]. J Sichuan Univ; Nat Sci Ed, 2021, 58: 024006.