

微空心阴极维持辉光放电的时空特性

何寿杰 张钊 赵雪娜 李庆

Spatio-temporal characteristics of microhollow cathode sustained discharge

He Shou-Jie Zhang Zhao Zhao Xue-Na Li Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 055101 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.055101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.055101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高压氦气平行极板击穿电压实验研究

Experimental study on breakdown voltage between parallel plates in high-pressure helium

物理学报.2015, 64(10): 105101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105101>

等离子体对含硼两相流扩散燃烧特性的影响

Effect of plasma on boron-based two-phase flow diffusion combustion

物理学报.2015, 64(20): 205203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.205203>

毛细管放电 69.8nm 激光强度空间分布特性研究

Intensity distribution of 69.8 nm laser pumped by capillary discharge

物理学报.2016, 65(9): 095201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.095201>

F 等离子体刻蚀 Si 中 Lag 效应的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of Lag effect in fluorine plasma etching Si

物理学报.2013, 62(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.245202>

微空心阴极维持辉光放电的时空特性*

何寿杰[†] 张钊 赵雪娜 李庆

(河北大学物理科学与技术学院, 河北省光电信息材料重点实验室, 保定 071002)

(2016年9月18日收到; 2016年11月5日收到修改稿)

利用流体模型在氩气环境下模拟得到了微空心阴极维持辉光放电的电势、电子密度、离子密度和电场等放电参数的时空分布特性. 模拟结果表明, 微空心阴极维持辉光放电在不同的时刻表现出不同的放电模式. 放电的初始阶段为汤生放电模式; 第二阶段为汤生放电模式向空心阴极效应放电模式过渡阶段, 微空心阴极维持辉光放电得到初步发展; 第三阶段为空心阴极效应放电模式, 微空心阴极维持辉光放电区逐渐形成; 第四阶段为放电的稳态阶段. 在稳态放电状态下, 空心阴极腔内的电子和离子密度峰值达到 10^{15} cm^{-3} , 位于空心阴极腔的中心位置, 维持辉光放电区电子密度可以达到 10^{13} cm^{-3} . 研究结果同时表明, 微空心阴极放电促进了微空心阴极维持辉光放电的形成; 同时微空心阴极维持辉光放电也促进了微空心阴极放电的发展. 另外, 实验研究表明, 第二阳极对微空心阴极腔内外的电势、电场和带电粒子密度的分布均有重要影响, 并且对维持辉光放电区域的影响更加明显. 第二阳极是形成维持辉光放电的必要条件.

关键词: 微空心阴极维持放电, 流体模型, 电势, 电子密度

PACS: 51.50.+v, 52.30.Ex, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.66.055101

1 引言

微空心阴极放电 (microhollow cathode discharge, MHCD) 是指电极间距在亚毫米以下量级的一种放电过程, 其工作气压可以达到几百 Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$) 甚至一个大气压^[1-3]. 这种放电形式具有维持电压低、电流密度大、可以在较低的气体温度下获得大量的高密度的高能电子等特点. 目前微空心阴极放电技术已经在表面处理、半导体薄膜、光谱分析和电推进器等领域得到广泛关注^[4-7].

但是, 由于微空心阴极放电所产生的高密度等离子体主要分布在空心阴极腔内, 其腔外的高密度等离子体体积很小, 一般只有几百立方微米量级, 因此其应用受到了一定的限制. 1999年, Stark 和 Schoenbach^[8] 在微空心阴极放电模型基础上提出了一种新的放电模式, 称之为微空心阴极维持辉

光放电 (microhollow cathode sustained discharge, MCSD). MCSD 是在距离微空心阴极放电结构阳极一端一定距离处放置另一电极作为第二阳极, 其中第二阳极电压要高于微空心阴极放电结构阳极电压, 也称为诱导阳极. MCSD 通过加入诱导阳极产生的电场, 可以牵引出在微空心阴极内所产生的电子, 从而在第一阳极和第二阳极间形成较大体积的高密度等离子体, 即微空心阴极维持辉光放电模式. 实验研究表明, 利用此放电结构可以明显提高腔外放电等离子体的体积: 在微空心阴极腔外可以产生电子密度为 10^{13} cm^{-3} , 体积为几个立方毫米的放电等离子体^[8]. 随后, 人们对这种放电结构的伏安特性曲线、不同电极放电电流、等离子体放电图像和等离子体密度等放电参数进行了更加深入的研究^[9-15]. 但是, 由于其特殊的放电结构, 很难通过实验测量得到准确的诸如电势、电场和电子密度等的时空分布特性. 因此有必要通过数值模拟方法对其放电特性进行研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11205046)、河北省自然科学基金 (批准号: A2016201025) 和河北省高等学校科学技术研究项目 (批准号: YQ2013017) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: heshouj@hbu.edu.cn

华中科技大学姚细林等^[16]利用 Monte Carlo 模型研究了微空心阴极放电中的电子在第二阳极牵引下的动力学过程,得到了不同实验条件下电子的空间分布特性. Makasheva 等^[17]利用一种准中性模型对微空心阴极维持辉光放电进行了模拟研究. 该模型主要是为了研究微空心阴极维持辉光放电区域的等离子体化学反应过程,因此该模型对微空心阴极维持辉光放电区域进行了一定的近似,忽略了微空心阴极放电区域,只是对第一阳极和第二阳极区间的维持辉光放电区域进行了模拟研究. 因此这种准中性模型不能如实地反映放电的真实情况. 同时上述两种模型无法给出微空心阴极放电和微空心阴极维持辉光放电的时空发展特性和相互作用机理.

本文利用流体模型对包括 MHCD 和 MCS D 的整个放电区域进行了模拟研究,得到了放电的时空发展特性和两种放电形式的相互作用机理.

2 数值模型

2.1 放电结构

图 1 为微空心阴极维持辉光放电结构示意图. 它由微空心阴极 (MHCD) 和第二阳极 (A_2) 构成,其中微空心阴极由阴极、介质和第一阳极组成,第二阳极作为维持辉光放电的阳极. MHCD 的孔径 D 为 $100\ \mu\text{m}$, MHCD 到第二阳极的距离 d 为 $600\ \mu\text{m}$, 阴极、介质和第一阳极的厚度均为 $100\ \mu\text{m}$, 第一阳极的直径为 $500\ \mu\text{m}$. 第一阳极的电压为 $220\ \text{V}$, 第二阳极的电压为 $240\text{--}360\ \text{V}$, 阴极接地, 气压为 $100\ \text{Torr}$, 模拟气体环境为纯氩气. 为了讨论方便, 本文将空心阴极腔内的区域称为 MHCD 区域, 将第一阳极和第二阳极区间的放电区域称为 MCS D 区域.

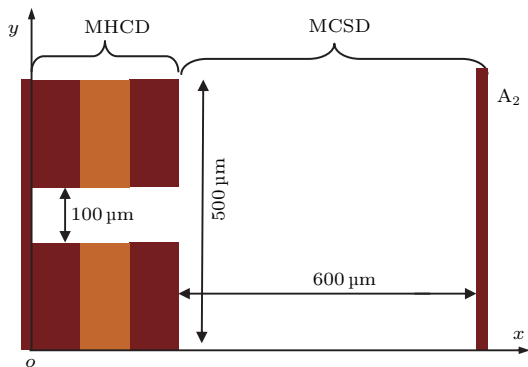


图 1 (网刊彩色) 放电单元示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of discharge cell.

2.2 数值模型

本文所用的模型为气体放电中常用的流体模型^[18,19]. 该模型的反应粒子包括氩原子 (Ar)、氩离子 (Ar^+)、电子 (e)、亚稳态原子 (Ar^m) 和 Ar_2 原子五种粒子; 反应过程包括基态电离、基态激发、分步电离、潘宁电离、解激发、两体碰撞和三体碰撞七种粒子反应类型^[20].

流体模型包括粒子的连续性方程、电子能量平衡方程和泊松方程.

粒子的连续性方程组为

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_j = S_j, \quad (1)$$

其中 n_j 为粒子密度, j 代表不同类型粒子, $j = e$ 时表示电子, $j = p$ 时表示离子; $\mathbf{\Gamma}_j$ 为粒子流密度; S_j 为粒子源项.

粒子流密度为

$$\mathbf{\Gamma}_j = \mu_j n_j \mathbf{E} - D_j \nabla n_j, \quad (2)$$

μ_j 和 D_j 分别为 j 类粒子的迁移系数和扩散系数.

电子能量连续性方程为

$$\frac{\partial (n_e \varepsilon_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_{e\varepsilon} = S_{e\varepsilon}, \quad (3)$$

$n_e \varepsilon_e$ 为电子能量密度, $\mathbf{\Gamma}_{e\varepsilon}$ 为电子能量流密度, $S_{e\varepsilon}$ 为能量流源项. 其中电子能量流密度为

$$\mathbf{\Gamma}_{e\varepsilon} = -\frac{5}{3} \mu_e (n_e \varepsilon_e) \mathbf{E} - \frac{5}{3} D_e \nabla (n_e \varepsilon_e), \quad (4)$$

\mathbf{E} 为电场强度.

泊松方程为

$$\nabla^2 \phi = -\frac{q_e (n_p - n_e)}{\varepsilon}, \quad (5)$$

其中 ϕ 为电势, ε 为介电常数, q_e 为元电荷量.

电极表面的电子流密度为

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_e = & \frac{1}{4} v_{\text{th}}^e n_e \hat{\mathbf{n}} + (A - 1) \mu_e n_e \mathbf{E} - A \gamma \mathbf{\Gamma}_p \\ & - \frac{1}{2} D_e \nabla n_e, \end{aligned} \quad (6)$$

电极表面的离子流密度为

$$\mathbf{\Gamma}_p = \frac{1}{4} v_{\text{th}}^p n_p \hat{\mathbf{n}} + A \mu_p n_p \mathbf{E} - \frac{1}{2} D_p \nabla n_p, \quad (7)$$

其中 $\gamma = 0.083$ 为二次电子发射系数^[21]. 本模型只考虑由于氩离子碰撞电极表面所产生的二次电子发射. $v_{\text{th}}^j = (8kT_j/\pi m_j)^{1/2}$ 为电子或离子的热速度, T_j 为粒子温度, m_j 为粒子质量. $\hat{\mathbf{n}}$ 为指向电极表面的单位矢量. 如果 \mathbf{E} 的方向指向电极, 则 $A = 1$; 否则 $A = 0$.

连续性方程利用有限差分法进行求解, 泊松方程采用半隐式形式的超松弛迭代法进行求解. 详细的边界条件和数值计算方法见文献 [22, 23].

3 模拟结果与讨论

3.1 放电的时空分布特性

下面首先给出第二阳极电压为 300 V 时放电的时空分布特性.

图 2 为阴极电流随时间的变化图. 结合电势和带电粒子密度的分布特性可以将电流随时间的变化分四个阶段进行讨论. 第一阶段为汤生放电阶段 (0—370 ns), 电流很低, 且随时间变化极其缓慢. 当时间在 370—510 ns 之间时, 电流迅速增加到 1.2 mA, 对应于汤生放电向微空心阴极效应放电模式转变的阶段, 为放电的第二阶段. 当时间介于 510—1030 ns 时, 电流增加的速度变缓, 对应的是微空心阴极效应放电模式的形成以及微空心阴极维持辉光放电的发展阶段. 当时间步入 1030 ns 时, 放电的参数不再随时间的增加有明显的变化, 进入了放电的稳定阶段, 为放电的第四阶段.

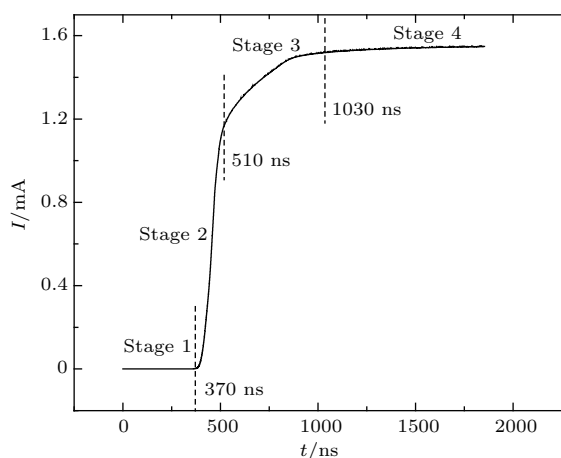


图 2 阴极表面电流随时间的变化

Fig. 2. The discharge current on the cathode electrode as a function of time.

在放电的初始阶段, 除了介质和阴极交汇处, 整个放电区域等势线近似为平行线. 因此, 此阶段电场主要以轴向电场为主, 径向电场较小, 如图 3(a) 和图 4 所示. 图 4 为当 $x = 50 \mu\text{m}$ 时, 沿 y 轴方向的径向电场随时间变化图. 此阶段整个放电区内的电子和离子密度均很低, 如图 3(b) 和图 3(c) 所示. 另外, 整个放电区间内离子密度明显高于电

子密度, 这说明在整个放电区域内存在明显的正空间电荷效应. 离子密度的峰值为 $1.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$,

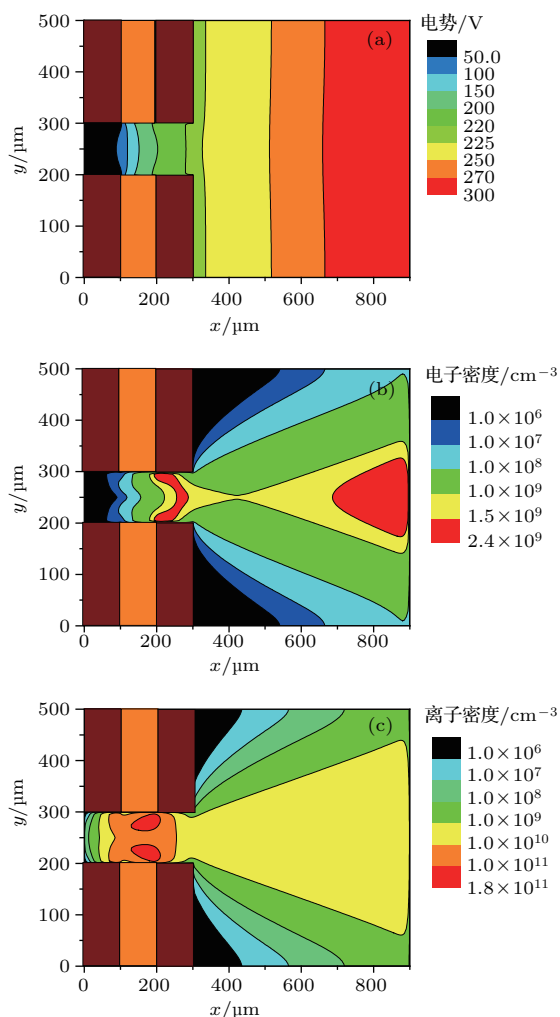


图 3 (网刊彩色) 第一阶段 $t = 300 \text{ ns}$ (a) 电势, (b) 电子密度, (c) 离子密度分布图

Fig. 3. (color online) The distribution of (a) electric potential, (b) electron density and (c) ion density for the first stage at $t = 300 \text{ ns}$.

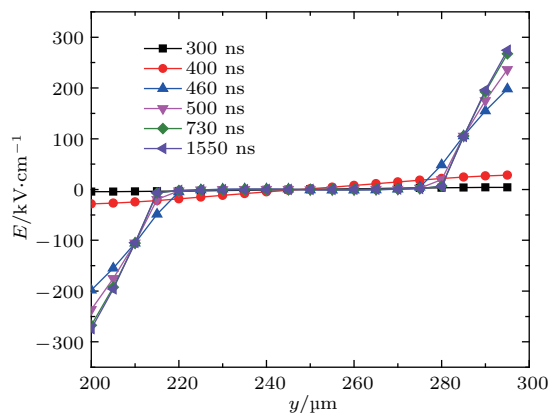


图 4 (网刊彩色) $x = 50 \mu\text{m}$ 处径向电场随时间的变化

Fig. 4. (color online) The radial electric field at $x = 50 \mu\text{m}$ as a function of time.

位于微空心阴极腔内, 并且随着放电的发展逐渐向阴极腔底部移动. 此阶段的带电粒子的密度增长速度非常缓慢, 这是由于此时的径向电场和轴向电场都很小, 当时间为 300 ns 时, 径向电场只有 4 kV/cm, 如图 4 所示.

在 370—510 ns 时间段内, 阴极电流由 0.002 mA 迅速上升至 1.2 mA. 图 5 为 $t = 460$ ns 时电势、电子密度和离子密度分布图. 由图 5(a) 可

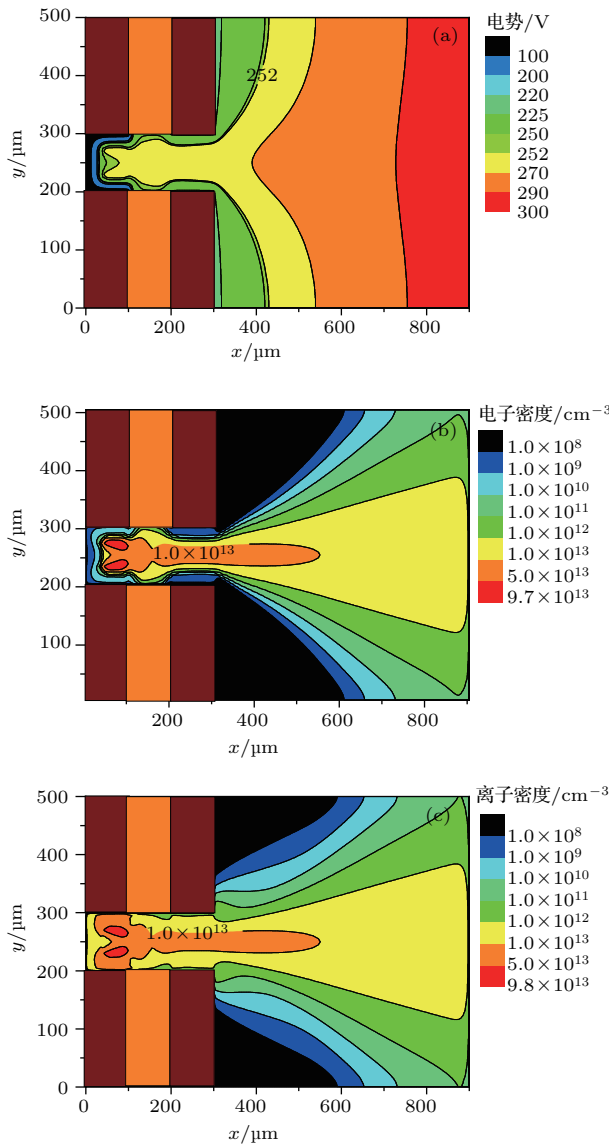


图 5 (网刊彩色) 第二阶段 $t = 460$ ns (a) 电势, (b) 电子密度, (c) 离子密度分布图(为了分析放电的发展变化和参数对放电产生的等离子体密度的影响, 本文以 $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 等离子体密度线为标准来反映放电区域等离子体的变化)

Fig. 5. (color online) The distribution of (a) electric potential, (b) electron density, (c) ion density for the second stage at $t = 460$ ns (The electron density contour with a value of $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ is used as a criterion).

知, 此时空心阴极腔内以及靠近孔口位置处电场线已经出现严重的扰动, 不再是近似的平行线. 即电场由轴向电场为主逐渐转变为径向电场为主, 同时底部阴极附近轴向电场出现迅速增强. 电场强度的不断增加促进了新的电子和离子的产生, 因此带电粒子的密度在此阶段出现迅速增加, 而且电子密度和离子密度峰值的差值逐渐变小, 均接近 $10^{14}/\text{cm}^3$, 出现在阴极腔内. 在阴极附近离子密度和电子密度的差距逐渐增大, 此处的净电荷不断增加, 由泊松方程可知此处的电场也在不断地增强, 并且增强的速度比较快. 如图 4 可知, 时间 $t = 400$ ns 时, 径向电场峰值为 28 kV/cm; $t = 460$ ns 时, 径向电场为 198 kV/cm, 电场已经逐渐呈径向分布; $t = 500$ ns 时, 径向电场已经达到 236 kV/cm. 另外, 与第一阶段相比, 在第一阳极和第二阳极区间, 电子和离子密度同样出现了迅速增加. 在放电的轴心附近, 电子密度在 $1.0 \times 10^{12} - 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. 但是第一阳极和第二阳极压降只有 80 V 左右, 轴向电场较弱, 因此这一区域电子密度的增加应该源于空心阴极腔内大量电子逸出空腔. 随着腔内电场强度和电子密度的升高, 一部分具有较高能量的电子可以逸出空心阴极腔进入到 MCSD 区域. 而这部分电子在向第二阳极运动过程中可以发生电离和激发, 促进了 MCSD 区域放电的形成. 这与实验中得到的结果也是一致的. 但是此时第一阳极和第二阳极区间只有在轴心附近密度较高, 说明还未形成明显的微空心阴极维持辉光放电. 另外, 在阴极腔内还没有形成统一的虚拟阳极, 这说明此阶段阴极腔内还没有形成空心阴极效应放电模式.

$t = 510 - 1030$ ns 时间段内, 电流仍然在不断提高, 但是与第二阶段相比, 其增长速度明显变慢, 为放电的第三阶段. 在微空心阴极腔内部, 上、下和底部阴极对应的负辉区逐渐重合, 在阴极腔内形成一 287 V 环状等势线. 这说明在阴极腔内形成了明显的空心阴极效应. 随着放电的发展, 阴极位降区的电势降逐渐增加, 阴极位降区的厚度也进一步减小. 当时间为 730 ns 时, 阴极鞘层结构的电势降达到 280 V 左右, 其厚度为 18 μm 左右, 如图 6(a) 所示. 另由图 6(b) 和图 6(c) 可知, 阴极腔内的电子由第二阶段两个峰值变为位于阴极腔中心处的一个峰值, 电子密度和离子密度的峰值相等, 为 $1.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. 在 MCSD 区域高密度等离子体区的体积与第二阶段相比出现明显的增加. 这

说明, 空心阴极效应在促进MHCD区域微空心阴极放电的同时, 也极大地促进了MCSD区域微空心阴极维持辉光放电的进一步形成. 此时的径向电场与第二阶段相比也出现缓慢增加, 约为265 kV/cm. 随着时间变化, 放电逐渐进入稳定阶段.

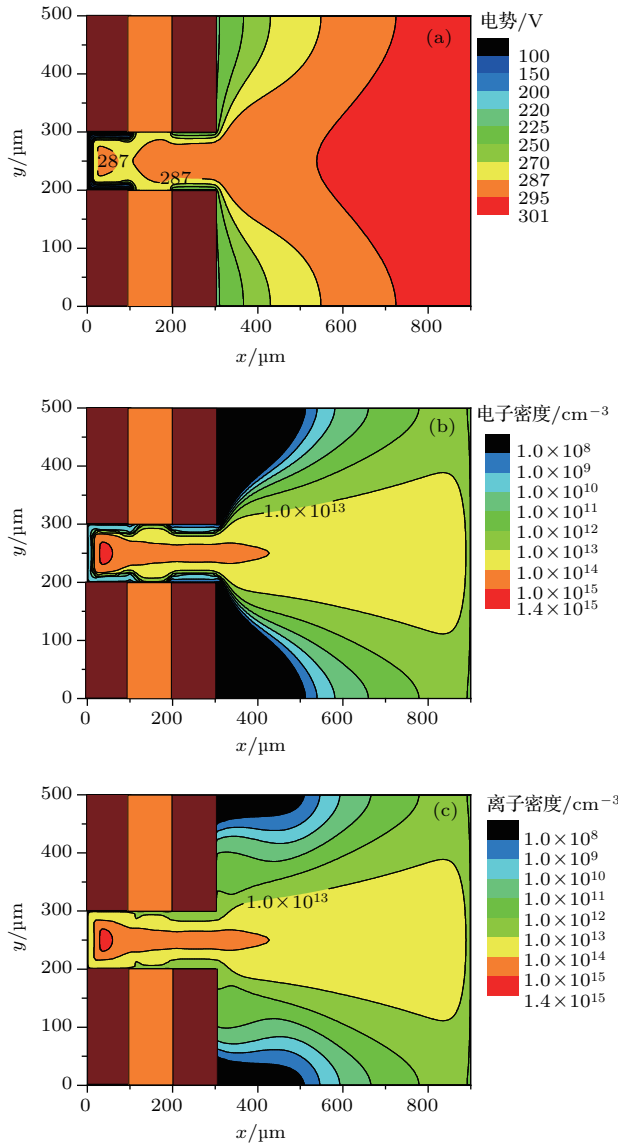


图6 (网刊彩色) 第三阶段 $t = 730$ ns (a) 电势, (b) 电子密度, (c) 离子密度分布图
Fig. 6. (color online) The distribution of (a) electric potential, (b) electron density, (c) ion density for the third stage at $t = 730$ ns.

当 $t = 1030$ ns 时, 放电进入稳定阶段. 与第三阶段相比, 此阶段除了电子和离子密度以及径向电场等参数出现缓慢增加, 并无其他区别. 如图7(a)所示, 在阴极腔内放电单元主要由两部分构成, 分别为阴极位降区和负辉区, 在阴极腔内存在一明显291 V 环状等势线. 阴极位降区位于阴极附近, 其厚度约为 $15 \mu\text{m}$. 在此区域电势由0 V 迅速上升到

285 V, 存在很强的径向电场, 阴极附近最高径向电场强度达到 275 kV/cm . 负辉区位于微腔放电单元的中心区域, 电势降很小, 径向电场强度只有几百 V/cm.

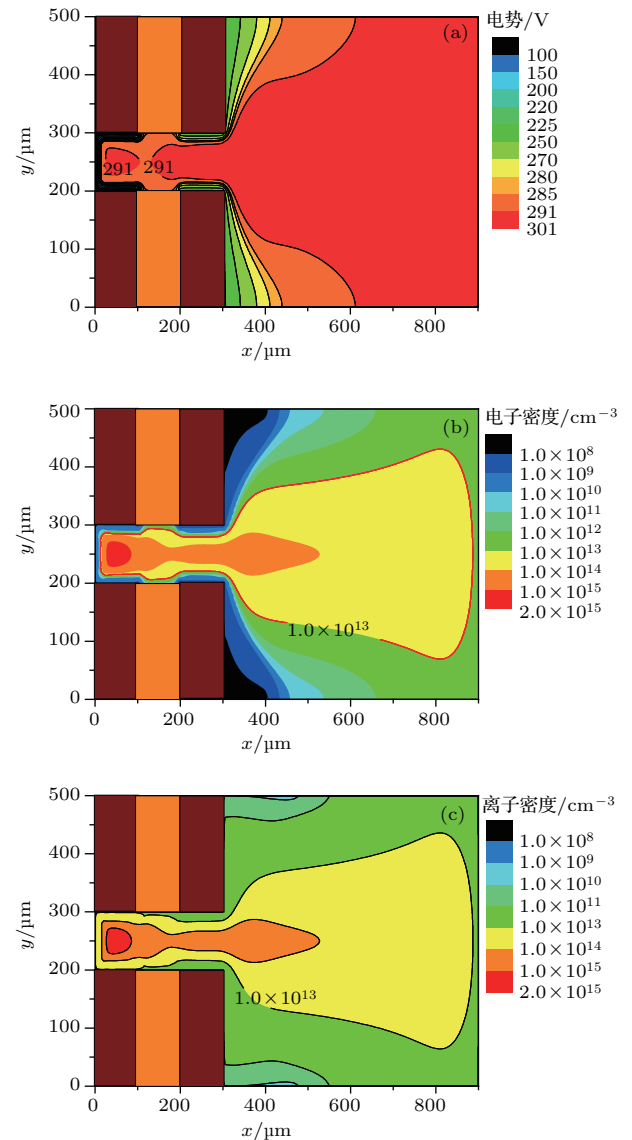


图7 (网刊彩色) 第四阶段 $t = 1550$ ns (a) 电势, (b) 电子密度, (c) 离子密度分布图
Fig. 7. (color online) The distribution of (a) electric potential, (b) electron density, (c) ion density for the third stage at $t = 1550$ ns.

处于稳态阶段的带电粒子密度的峰值约为 $2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 与第三阶段相比较, 稳定阶段带电粒子密度的峰值、MCSD区域高密度等离子体体积处于增加的状态, 但不再随时间有明显的变化. 从图8中还可以清楚地看到, 位于阴极腔中心区域(负辉区)粒子密度明显高于其他区域的粒子密度. 在阴极位降区内, 离子密度远高于电子密度, 而在负辉区电子密度和离子密度基本相等. 第一阳极和

第二阳极区间, 高密度等离子体区域进一步增加, 形成一扇形形状高密度等离子体区. 上述电势和电子分布特性说明该区域已经形成明显的微空心阴极维持辉光放电等离子体.

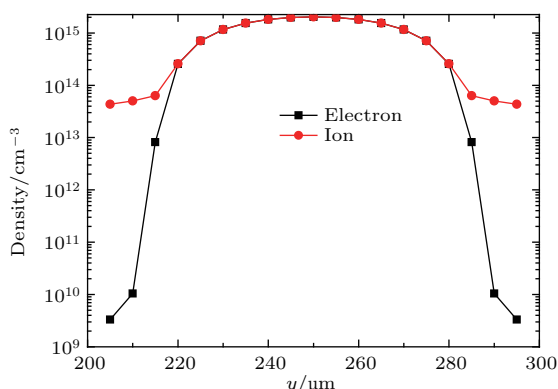


图8 稳定状态下电子和离子密度一维分布图 ($x = 50 \mu\text{m}$)

Fig. 8. Distribution of electron and ion density at $x = 50 \mu\text{m}$ for stable discharge.

另外, 由图 7 (a) 可知, 空心阴极腔内的环状等势线为 291 V, 远高于第一阳极的电势 220 V. 电势的增高是由于位于第二阳极的高电势不断向空心阴极放电孔靠近, 并最终进入腔内. 而阴极腔内电势的增高势必会大大地促进 MHCD 区域放电的发展, 从而大大增高腔内电子密度. 因此, 微空心阴极放电在促进维持辉光放电形成的同时, 第二阳极的存在又反过来极大地促进了微空心阴极放电的发展. 由于第二阳极是形成微空心阴极维持辉光放电的必要条件, 因此也可以认为, 微空心阴极维持辉光放电 MCSD 促进了微空心阴极放电 MHCD 的发展.

图 9 为平均电子能量分布图. 在微空心阴极放电的阴极腔内, 位于阴极位降区和负辉区的平均电子能量的分布相差很大. 在阴极位降区, 电子的平均能量很高, 峰值达到 47 eV, 而在负辉区, 电子平均能量却很低, 约为 2 eV. 另外, 由图 9 可知, 除了靠近阴极附近存在很高的电子平均能量的电子分布外, 在第一阳极附近电子平均能量也较高, 达到 20 eV 左右. 实际上, 由图 7 (a) 可知, 第一阳极周围的电势已经明显高于 220 V, 靠近第一阳极的等势线已经出现了严重的弯曲. 此时, 第一阳极已经转变为阴极的角色, 而且在靠近第一阳极区域也已形成明显的类似于阴极周围阴极鞘层的结构. 因此在此区域也存在较多的高能电子. 此时, 第一阳极不再吸收电子, 而是发射电子, 因此对于第一阳极和

第二阳极区间的微空心阴极维持辉光放电 MCSD 也起到了很大的促进作用.

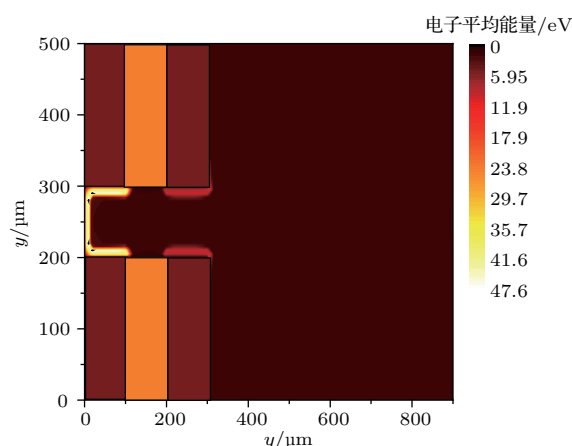


图9 (网刊彩色) 电子平均能量分布图

Fig. 9. (color online) The distribution of mean electron energy.

3.2 电压对放电特性的影响

为了分析第二阳极对放电特性的影响, 模拟研究了不同第二阳极电压下的放电特性. 图 10 为第二阳极电压分别为 240 和 360 V 稳态时电势和电子密度分布图. 结合图 7 可知, 随着第二阳极电压的增高, 空心阴极腔内的压降不断增加. 无论是阴极腔中心的虚拟阳极等势线电压还是阴极鞘层电压降均出现明显的增加. 第二阳极电压为 240, 300 和 360 V 时, 阴极腔中心的虚拟阳极等势线分别为 231, 291 和 352 V. 压降的增加同时引起阴极附近电场强度的不断增加. 图 11 为不同第二阳极电压时 $x = 50 \mu\text{m}$ 处径向电场随第二阳极电压变化图. 第二阳极电压为 240, 300 和 360 V 时最大径向电场强度分别为 210, 275 和 355 V/cm. 压降和电场强度的不断增强, 必然会引起阴极腔内的电离速率和高能电子数目的不断增强, 因此促进了阴极腔内新电子的产生, 大大提高了阴极腔内的电子密度. 第二阳极电压为 240, 300 和 360 V 时的电子密度峰值分别为 1.0×10^{15} , 2.0×10^{15} 和 $3.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. 阴极腔内电子密度和高能电子数量的不断增加同时促进了微空心阴极腔外 MCSD 区域放电的发展.

通过比较不同第二阳极电压时 $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 电子密度等势线分布可知, 第二阳极电压的增加也大大提高了 MCSD 区高密度等离子体的体积. 另外, 由图 7 (a)、图 10 (a) 和图 10 (b) 可知, 第一阳极附近电压降随着第二阳极电压的增加出现明显的增加, 即第一阳极附近阴极鞘层结构越来越明显.

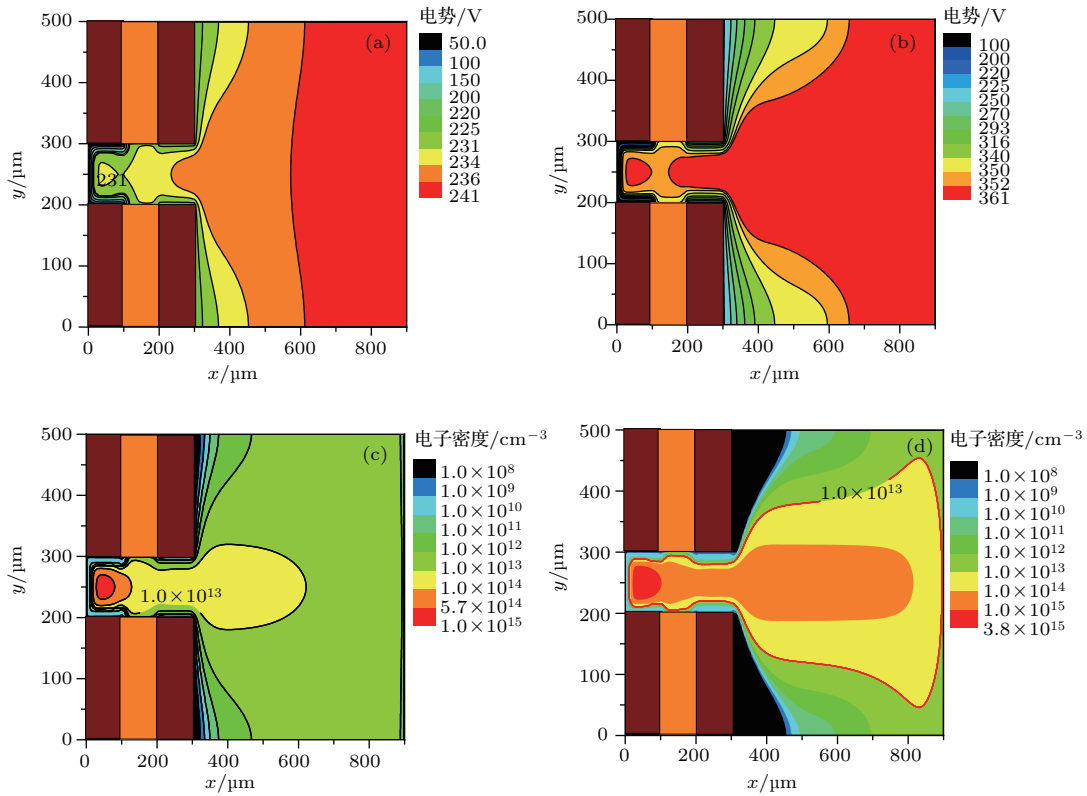


图 10 (网刊彩色) 不同第二阳极电压时电势和电子密度分布图 (a) 和 (c) 为 240 V; (b) 和 (d) 为 360 V

Fig. 10. (color online) The distribution of electrical potential and electron density at different voltage on the second anode: (a) and (c) is 240 V; (b) and (d) is 360 V.

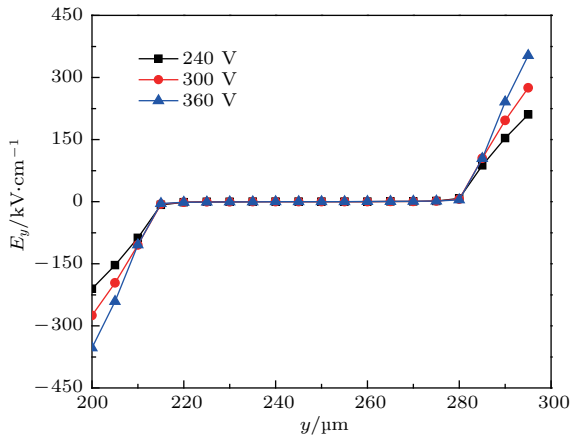


图 11 不同第二阳极时 $x = 50 \mu\text{m}$ 处径向电场一维分布图
Fig. 11. One-dimensional distribution of radial electric field at $x = 50 \mu\text{m}$ for different voltage on the second anode.

例如 $x = 350 \mu\text{m}$, $y = 100 \mu\text{m}$ 处的电势分别为 232, 274 和 313 V. 由于电势降的增加, 电场强度和电离速率等随之增强, 因此随着第二阳极电压的增高, 第一阳极附近阴极鞘层区对 MCS D 区域放电发展和高密度电子区域的增加所起到的作用也不断增强. 因此即使忽略微空心阴极腔内部对 MCS D 区维持辉光放电的影响, 第二阳极电压的升高也促

进了自身 MCS D 区域维持辉光放电的形成.

图 12 为不同电压时轴心处 ($y = 250 \mu\text{m}$) 电子密度沿 x 轴的一维分布图. 随着第二阳极电压的升高, MHCD 和 MCS D 区域的电子密度均出现明显的升高, 并且除了靠近底部阴极的阴极鞘层区域外, MCS D 区域电子密度的增加速率要高于 MHCD 区域. 这说明, 第二阳极电压对 MCS D 区域电子密度的影响更明显. 同时由图 12 可知, 第二阳极电压对电子密度轴向分布趋势影响不大. 在 MHCD 区域内, 电子密度先是迅速增加到一个峰值, 然后再迅速降低, 峰值位于阴极腔的中心位置处. 在介质腔内, 电子密度继续减小, 在靠近第一阳极腔的位置, 电子密度缓慢上升. 在第一阳极腔内, 电子密度的变化比较小, 处于先缓慢上升然后又渐渐降低的状态. 在槽外, 电子密度均处于缓慢减小的趋势.

由以上分析可知, 第二阳极对 MHCD 和 MCS D 整个放电区域均具有重要影响. 第二阳极电压的升高同时促进了 MHCD 和 MCS D 区域放电的发展, 而 MHCD 区域电子密度的提高又促进了维持辉光放电的形成.

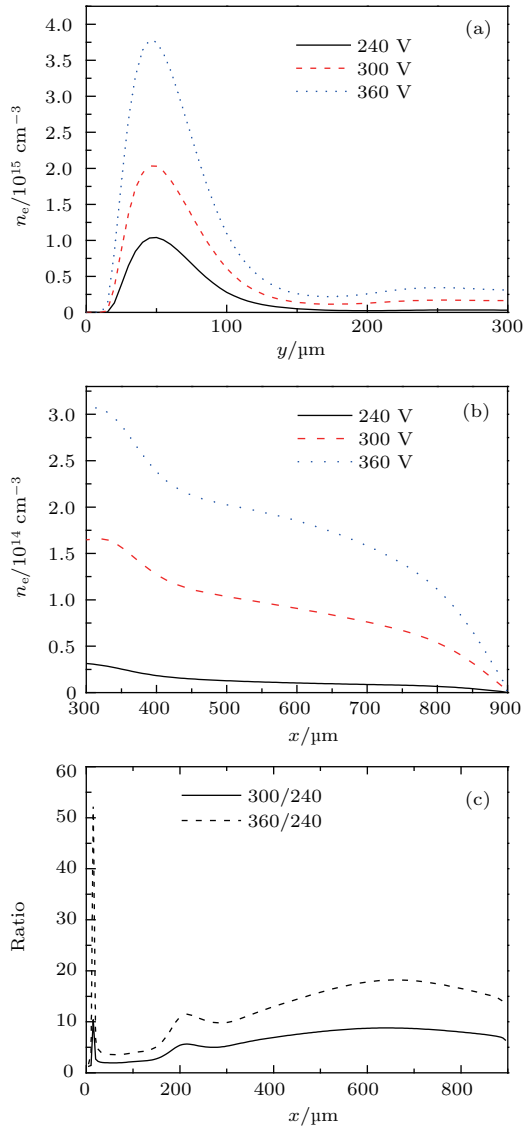


图12 不同第二阳极电压时 $y = 250 \mu\text{m}$ (a) MHCD 区域, (b) MCSD 区域电子密度轴向一维分布图和 (c) 电子密度增加比值

Fig. 12. The distribution of radial electron density (a) MHCD region, (b) MCSD region, and the ratio of electron density at different voltage on the second anode.

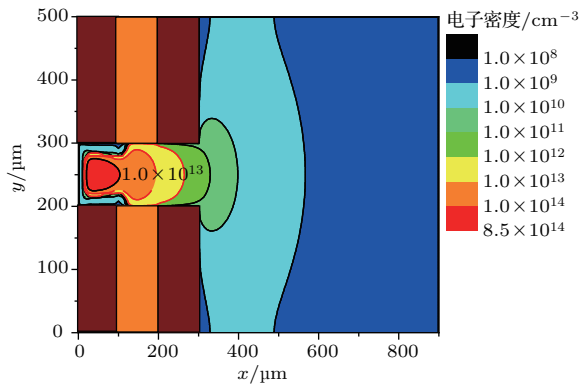


图13 (网刊彩色) 无第二阳极时电子密度分布图

Fig. 13. (color online) The distribution of electron density without the second anode.

图13为去掉第二阳极, 实验条件与图7完全相同时稳态放电时的电子密度分布图. 与有第二阳极时相比, MHCD和MCSD区域电子密度均出现明显下降. 特别是MCSD区域, 除了孔口附近, 其他区域电子密度在 $1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 以下. 该结果进一步表明, 第二阳极对维持辉光放电的形成至关重要, 同时对MHCD区域放电发展也具有重要影响.

3.3 讨论

由以上结果可知, 由开始到空心阴极效应形成, 即放电达到一个相对稳定阶段需要 $t_1 = 550 \text{ ns}$ 左右, 这与夏广庆等^[2]报道的三明治型MHCD模拟结果相符. 而由此阶段过渡到稳态放电, 即维持辉光放电区域形成发展阶段还需要 $t_2 = 500 \text{ ns}$ 左右. 课题组同时在第一阳极和第二阳极较大的距离下进行了放电的模拟研究. 结果表明 t_1 基本不变, 而 t_2 随着第一阳极和第二阳极间距的不断增大而增长. 当第一阳极和第二阳极距离为 2 mm 时, t_2 超过 1000 ns . 目前, 无论是关于微空心阴极维持辉光放电 (MHCD+MCSD) 还是关于单独三明治型微空心阴极放电 (MHCD) 的时间分布特性的实验研究均未见报道. Rubin和Williams^[24]利用传统空心圆柱型放电装置在氩气环境中测量得到了放电电流达到稳定状态需要时间为 $300\text{--}500 \text{ ns}$ 左右. Choi等^[25]在氮气中测量得到放电由阳极发展到阴极孔内所需时间为 $1\text{--}2 \mu\text{s}$. 另外实验表明, 阴极和阳极间距、气体成分、气压、阳极电压、气流等均对放电的击穿具有一定作用. 通过以上分析可知, 微空心阴极维持辉光放电结构、三明治型微空心阴极放电结构和传统型空心阴极放电结构所需的放电击穿时间的尺度范围基本相同, 为几百 ns 至几个 μs .

4 结论

利用流体模型模拟研究了微空心阴极维持辉光放电的电势、电场强度、电子密度和粒子密度等参数的时空分布特性. 结果表明, 整个放电过程分为四个阶段: 1) 汤生放电阶段, 此阶段以轴向电场为主, 整个放电区域电子密度和离子密度均很低; 2) 汤生放电向微空心阴极放电的过渡阶段, 此阶段微空心阴极内部电场由轴向为主转向径向为主, 整个放电区域内电子和离子密度出现迅速增加; 3) 微空心阴极效应放电模式和维持辉光放电模式形成

阶段, 在空心阴极内部存在明显的环状等势线, 表明已经形成空心阴极效应, 电子和离子密度明显增强, 第一阳极和第二阳极区间形成比较明显的高密度等离子体区; 4) 稳定放电阶段, 与第三阶段相比, 空心阴极内部和外部电子密度进一步增强, 最后放电参数随时间不再发生变化. 在阴极和第一阳极附近存电子平均能量远高于其他区域电子平均能量. 模拟同时研究了第二阳极对放电特性的影响. 结果表明, 第二阳极对MHCD和MCSD区域放电均具有重要影响, 且对MCSD区域影响要高于对MHCD区域放电影响. 随着第二阳极电压的升高, 微空心阴极腔和第一阳极附近压降不断升高, 第一阳极附近阴极壳层结构越来越明显; MHCD电子密度和MCSD区域内高密度等离子体体积随之升高. 综上所述, 微空心阴极放电MHCD促进了微空心阴极维持辉光放电MCSD的形成; 反过来, 微空心阴极放电维持辉光放电MCSD也促进了微空心阴极放电MHCD的发展.

参考文献

- [1] Schoenbach K H, Moselhy M, Shi W, Bentley R 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 13
- [2] Xia G Q, Xue W H, Chen M L, Zhu Y, Zhu G Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 015201 (in Chinese) [夏广庆, 薛伟华, 陈茂林, 朱雨, 朱国强 2011 物理学报 **60** 015201]
- [3] Zhan L Z, Meng X L, Zhang S, Gao S X, Zhao G M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 075201 (in Chinese) [张连珠, 孟秀兰, 张素, 高书侠, 赵国明 2013 物理学报 **62** 075201]
- [4] Becker K H, Schoenbach K H, Eden J G 2006 *J. Phys. D* **39** R55
- [5] Schoenbach K H, Becker K 2016 *Eur. Phys. J. D* **70** 1
- [6] Ouyang J T, Zhang Y, Qin Y 2016 *High Voltage Engineering* **42** 673 (in Chinese) [欧阳吉庭, 张宇, 秦宇 2016 高电压技术 **42** 673]
- [7] Xia G Q, Mao G W, Chen M L, Sun A B 2010 *High Pow. Las. Part. Beam.* **22** 1145 (in Chinese) [夏广庆, 毛根旺, 陈茂林, 孙安邦 2010 强激光与粒子束 **22** 1145]
- [8] Stark R H, Schoenbach K H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 2075
- [9] Xia G Q, Nader S 2011 *Spectrosc. Spect. Anal.* **31** 21 (in Chinese) [夏广庆, Nader S 2011 光谱学与光谱分析 **31** 21]
- [10] Wang Y D, Ouyang J T 2009 *Transactions of Beijing Institute of Technology* **29** 1014 (in Chinese) [王跃东, 欧阳吉庭 2009 北京理工大学学报 **29** 1014]
- [11] Mohamed A A H, Block R, Schoenbach K H 2001 *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **30** 182
- [12] Park H I, Lee T I, Park K W, Baik H K, Lee S J, Song K M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 3191
- [13] Callegari T, Aubert X, Rousseau A, Boeuf J P, Pitchford L C 2010 *Eur. Phys. J. D* **60** 581
- [14] Shin J, Rahman M T 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 096001
- [15] Sharmin, Sultana, Jichul, Shin 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 095203
- [16] Yao X L, Wang X B, Zou L N, Lu H 2003 *Laser Journal* **24** 21 (in Chinese) [姚细林, 王新兵, 周俐娜, 卢宏 2003 激光杂志 **24** 21]
- [17] Makasheva K, Muñoz Serrano E, Hagelaar G, Pitchford L C 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** B233
- [18] Fu Y Y, Luo H Y, Zou X B, Wang Q, Wang X X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 095206 (in Chinese) [付洋洋, 罗海云, 邹晓兵, 王强, 王新新 2014 物理学报 **63** 095206]
- [19] Fu Y Y, Luo H Y, Zou X B, Wang X X 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 075201
- [20] He S, Jing H, Liu S, Ouyang J T 2013 *Phys. Plasmas* **20** 123504
- [21] Bogaerts A, Gijbels R 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 6427
- [22] Hagelaar G J, de Hoog F J, Kroesen G M 2000 *Phys. Rev. E* **62** 1452
- [23] Ouyang J, He F, Miao J, Wang J 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 043303
- [24] Rubin B, Williams J D 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 053302
- [25] Choi P, Chuaqui H, Favre M, Colas V 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 221

Spatio-temporal characteristics of microhollow cathode sustained discharge*

He Shou-Jie[†] Zhang Zhao Zhao Xue-Na Li Qing

(Hebei Key Laboratory of Optic-Electronic Information and Materials, College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 18 September 2016; revised manuscript received 5 November 2016)

Abstract

Micro hollow cathode sustained discharge (MCSD) is simulated by using a fluid model, and the spatiotemoral characteristics of the electric potential, electron density, ion density and electric field are investigated. Results show that the MCSD acts in different modes at different times. The first stage is the Townsend discharge mode. The second is a transition mode from Townsend discharge mode to a hollow cathode effect mode, and the electron density, ion density and electric field near the cathode rise drastically, in which the MCSD is ignited initially. The third stage is the hollow cathode effect mode, and the MCSD forms generally. The last stage is stable discharge state. At the stable discharge stage, the electron density and the ion density each achieve 10^{15} cm^{-3} with a peak density located in the center of hollow cathode chamber. The value of electron density in the MCSD region is on the order of 10^{13} cm^{-3} . The results also show that the micro-hollow cathode discharge (MHCD) contributes to the formation of MCSD, and the MCSD also facilitates the development of MHCD. In addition, the voltage on the second anode has important influence on the distributions of electric potential, electron density and electric field both inside the hollow cathode and outside the hollow cathode. Moreover, the influence on the MCSD is more apparent than the influence on the MHCD. With the increase of voltage on the second anode, the cathode sheath close to the first anode becomes more and more apparent. The second anode is necessary for the formation of micro-hollow cathode sustained discharge.

Keywords: micro hollow cathode sustained discharge, fluid model, electric potential, electron density

PACS: 51.50.+v, 52.30.Ex, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.66.055101](https://doi.org/10.7498/aps.66.055101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11205046), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2016201025), and the Science and Technology Research Projects of Colleges and Universities in Hebei Province, China (Grant No. YQ2013017).

[†] Corresponding author. E-mail: heshouj@hbu.edu.cn