

等离子体-电极相互作用下气体开关电极烧蚀的数值 模拟研究

孙强¹⁾ 王名一¹⁾ 周前红^{2)†}

1) (合肥工业大学, 电气与自动化工程学院, 合肥 230009)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

摘要

气体开关是脉冲功率装置的核心部件, 在核聚变、粒子加速器、电真空等领域发挥着不可替代的作用。然而, 电极烧蚀会导致开关击穿电压降低、触发动作增大及寿命缩短, 已成为制约气体开关发展的瓶颈问题。尽管国内外已针对电极烧蚀开展了广泛的数值研究, 但其模拟仍面临两大技术难点: 等离子体-电极相互作用以及固-液-气-等离子体的快速相变。为此, 本文基于气体开关的电极烧蚀过程, 建立了等离子体-电极相互作用下的多相流电极烧蚀模型, 以研究阴极的加热、熔化和运动过程。研究主要从三个方面展开: 电极烧蚀的物理过程、等离子体参数对烧蚀的影响以及电极参数对烧蚀的影响。具体而言: (1) 研究表明电极烧蚀物理过程的主要因素为电子热场发射和离子轰击, 其中电子热场发射决定了电极表面电流密度分布, 而离子轰击则决定了电极表面能量和压力传递; (2) 通过模拟和理论研究, 得到了等离子体参数对电极烧蚀的影响规律, 电极烧蚀程度与等离子体区域的电子温度和离子数密度成正相关; (3) 针对电极参数对烧蚀的影响作用, 通过理论推导, 得到有关电极参数与电极烧蚀的定量关系, 提出了新的抗烧蚀常数, 能够用来指导实验设计。本文的创新在于建立了等离子体-电极相互作用下的多相流电极烧蚀模型, 揭示了能量转换与相变传热传质的耦合机制, 并提出了新的抗烧蚀常数。本文的研究为评估电极烧蚀对气体开关的影响提供了一种定量的研究方法, 有助于提高气体开关的绝缘性能。

关键词: 气体开关; 电极烧蚀; 等离子体-电极相互作用; 多相流

PACS: 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

* **基金:** 中国工程物理研究院院长基金自强项目 (批准号: YZJJZQ2022016)、国家自然科学基金 (批准号: 12375246, 12475256) 资助的课题。

† 通讯作者. E-mail: zhou_qianhong@qq.com

第一作者: 孙强. E-mail: sun_qiang@hfut.edu.cn

1 引言

气体火花开关作为脉冲功率装置的核心开关元件^[1,2]，得益于其结构简单、通流能力强、绝缘可恢复以及易于维护等显著优势，自脉冲功率技术发展之初便被人们广泛应用^[3,4]。该类开关在高电压、大电流与快脉冲工作条件下具有不可替代的地位，其典型应用覆盖脉冲激光器、电磁轨道炮、Z 箍缩惯性约束聚变、核爆强脉冲辐射环境模拟、高功率微波和电磁炮等领域^[5]，是国防科研、工业制造、能源探测与医疗设备中实现高功率脉冲能量调控的关键部件^[6]。因此，气体火花开关的工作可靠性直接决定了整个脉冲功率装置的运行稳定性与使用寿命^[7,8]。

气体火花开关在工作过程中将不可避免地发生电极烧蚀^[9]。气体火花开关中的电极烧蚀现象是指当气隙被击穿后，电极之间形成重粒子温度高达 10^4K 的热等离子体通道，导致电极接触区域温度急剧升高，材料迅速熔化、汽化并脱离表面，最终形成蚀坑的过程^[10-12]。电极烧蚀会改变开关的击穿电压等关键电性能参数，甚至导致开关失误或失控，从而成为制约开关工作性能与寿命的主要因素^[13-22]。因此，深入理解电极烧蚀机理，特别是电极材料本身的关键参数如何影响其抗烧蚀性能，对于指导高性能长寿命电极材料的研发、提升气体开关整体性能具有重要的工程实际意义。

长期以来，国内外围绕气体火花开关电极烧蚀开展了广泛研究，主要集中于两大方向：一是通过大量实验比较不同材料的抗蚀性；二是基于热传导理论，从传热学角度分析材料的热物理性能（如熔点、热导率、比热容、密度）对烧蚀的影响。在实验研究方面，国外以美国德州理工大学、美国桑迪亚国家实验室等为代表针对气体开关电极烧蚀问题进行了大量研究。Donaldson 和 Kristiansen 系统

总结了电极烧蚀现象，指出烧蚀包含电极加热和材料脱附两个过程^[23]，Gordon 等人开展了一系列材料筛选实验，初步建立了不同金属材料在特定放电条件下的抗蚀性排序^[10,24-26]。国内如西安交通大学、西北核技术研究院、中国工程物理研究院等单位也进行了大量实验，系统对比了钨、钼、铜、铜钨合金、石墨等材料的烧蚀特性，积累了丰富的实验数据^[27-30]。在理论建模方面，基于一维热传导方程的传统模型被广泛用于分析烧蚀过程^[31]。在忽略电极内部焦耳热并将热源视为瞬态的简化前提下，Belkin 等人通过数值求解一维热传导方程，推导出了电极熔化深度及质量的计算公式^[32]。国内外一些学者基于材料的抗烧蚀能力与熔化冲动性参数密切相关，总结出了抗烧蚀常数^[33]。罗城等人在考虑熔化后材料脱附行为的基础上，又提出了包含表面张力系数和粘性系数的新的抗烧蚀常数^[34]。然而，当前研究存在的主要问题在于：一方面，尽管实验研究积累了不同材料的抗蚀性数据，但这种方式不仅耗时久，且成本高昂；另一方面，传统热学模型未能系统耦合流体动力学参数，特别是表面张力、粘度等参数在抑制熔融金属溅射中的作用，尚缺乏统一的理论分析与定量集成。

气体开关的电极烧蚀问题虽长期受到国内外研究者重视，但其研究难点主要体现在以下两方面：（1）等离子体-电极存在复杂的相互作用，离子轰击、电子发射、原子蒸发以及电子返流等过程共同作用于电极表面。（2）电极烧蚀是一个典型的多相流问题，电极附近存在固、液、气和等离子体的快速相变过程。因此，为了研究气体开关电极烧蚀的物理过程及其影响因素，需要建立等离子体-电极相互作用下的多相流电极烧蚀模型。

针对这些难点，本文首先构建等离子体-电极相互作用模型和电极烧蚀多相流模型；在此基础上，分别研究电极烧蚀的物理过程和机理→等离子体参数对烧

蚀的影响→电极参数对烧蚀的影响，最后提出新的抗烧蚀常数。与现有研究相比，本文在模型层面，建立了综合考虑离子轰击、电子返流、热场发射及固-液-气-等离子体快速相变过程的多相流电极烧蚀模型，实现了对电极加热与材料脱附过程的统一描述；在机制层面，揭示了等离子体-电极相互作用中能量转换与传热传质的耦合机理，阐明了离子轰击在能量传递与压力传递中的双重主导作用以及表面张力与等离子体压力相互竞争、控制液滴溅射的物理本质；在应用层面，提出了耦合热物理参数（密度、比热、热导率、熔点）与流体力学参数（表面张力、粘性系数）的抗烧蚀常数，为工程选材提供了理论依据。本文第二部分主要描述气体开关电极烧蚀过程的建模。第三部分主要讨论了烧蚀机制和相关影响因素。第四部分为本文总结。

2 电极烧蚀物理模型

2.1 等离子体-电极相互作用建模

气体开关的电极烧蚀主要涉及两个物理过程：传热过程与材料脱附过程。前者可理解为等离子体放电通道的热量向电极表面传递的过程；后者是指电极材料在电磁力、粒子轰击压力、等离子体喷射压力和蒸汽压力等多种力的共同作用下从电极表面移出的过程。

如图 1 所示，由于局部加热，金属电极表面局部会形成高密度的等离子体，电弧等离子体中的离子在近阴极压降作用下向阴极定向移动，形成轰击离子流 $\Gamma_{i(plasma)}$ ；同时，电弧等离子体中的电子通过自由运动也会有一部分冲过近阴极压降达到阴极表面，形成返回电子流 $\Gamma_{e(plasma)}$ ；二者共同加热阴极表面导致阴极表面金属的蒸发，形成原子流 Γ_{vap} ，蒸发的原子在近阴极区域电离后，一部分会返回阴极表面，形成返回离子流 $\Gamma_{i(back)}$ ，多种粒子流将在阴极表面形成很强的

电场，结合阴极表面的高温将导致强烈的热场发射，形成热场发射电子流 Γ_{em} 。此外，在气体开关中，高温中性气体由于无规则热运动轰击电极表面，形成中性气体粒子流 Γ_n 。

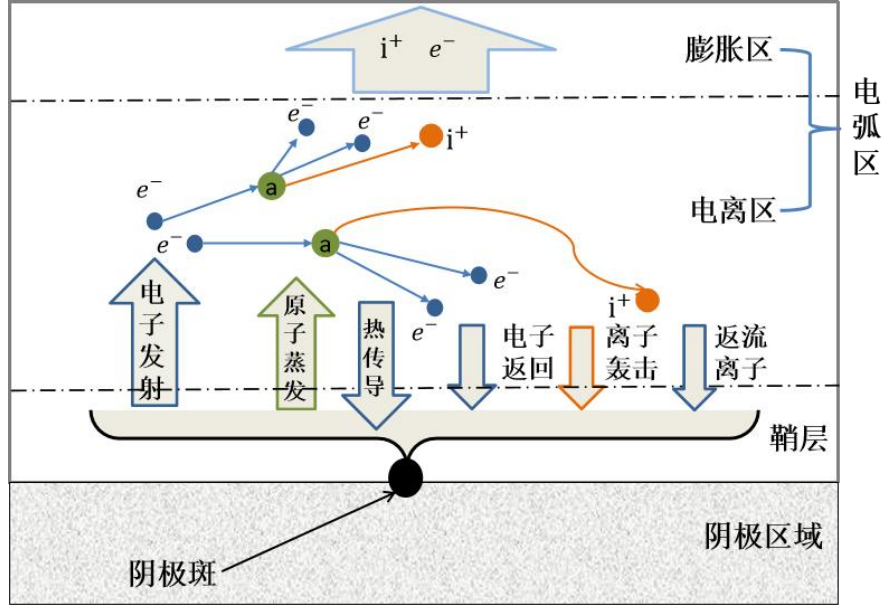


图 1 等离子体-电极相互作用示意图

Fig.1. Schematic diagram of plasma-electrode interaction

在现有模型中，考虑阴极表面的这六种粒子流，每一种都对应一个能流密度分量，压力分量和电流密度分量，这里电流密度的分量不考虑蒸发原子和中性气体的作用。

对于粒子流的计算，需要考虑粒子在鞘层中的动力学行为，如图 1 所示。总电流密度包括四个分量^[35]：

$$j_{total} = j_{i(plasma)} - j_{e(plasma)} + j_{i(back)} + j_{em} \quad (1)$$

方程右侧分别表示源自电弧的离子轰击电流密度、电子返流电流密度，蒸发原子电离后返回阴极的离子电流密度和热场发射导致的电子电流密度。

对于离子，其在预鞘层会被加速到玻姆速度，而玻姆速度远大于离子的热运动速度，因此可以得到穿过鞘层达到阴极表面的离子轰击电流密度^[36]：

$$j_{i(plasma)} = z_i e n_{i0} \sqrt{\frac{k(T_i + z_i T_e)}{m_i}} \times f(r) \quad (2)$$

这里 z_i 代表离子电荷数， n_{i0} 代表鞘层边缘离子数密度峰值， $f(r)$ 为离子密度的空间函数， $\sqrt{\frac{k(T_i + z_i T_e)}{m_i}}$ 代表玻姆速度，其中 k ， e ， m_i ， m_e 分别为玻尔兹曼常数、元电荷、离子质量和电子质量，均为常数； T_i 为近阴极层的离子温度（等于阴极表面温度）， T_e 为近阴极层电子温度。

对于电子，其在鞘层通常满足麦克斯韦分布，并且其热运动速度远大于定向速度，可通过分布函数求出电子返流电流密度^[36]。

$$j_{e(plasma)} = \frac{1}{4} e n_{e0} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \times \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \times f(r) \quad (3)$$

n_{e0} 为鞘层边缘电子数密度峰值， U 为近阴极压降， $\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$ 为电子热运动速度。

对于返流离子，需要确定蒸发通量以及反流系数和电离系数^[37]：

$$j_{i(back)} = \alpha \beta z_i e \Gamma_{vap} \quad (4)$$

其中 Γ_{vap} 为金属蒸发通量，由朗缪尔蒸发定律确定：

$$\Gamma_{vap} = \frac{1}{4} n v = \frac{1}{4} \frac{p_v}{kT} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_h}} \quad (5)$$

这里 p_v 为材料饱和蒸气压， m_h 表示金属原子质量。 β 为蒸发原子电离率（气体开关中蒸发气体电离率并不高，这里取 0.3）， α 为电离形成离子的返回率，本文中 α 取为 1，即电离的离子全部返回阴极。

热场发射导致的电流密度通常为温度和电场强度的函数，根据 Hantzsche 拟合公式，热场发射函数为^[38,39]：

$$j_{em} = \left(1.731 \times 10^6 \times T_i^2 + 0.291 \times 10^5 \times (\beta_s E)^{1.131}\right) \times \exp\left[-\left(\frac{T_i^2}{2.727 \times 10^9} + \frac{(\beta_s E)^2}{4.242 \times 10^{21}}\right)^{0.5}\right] \quad (6)$$

$$E = \left[\frac{8m_i \left(j_{i(plasma)} + j_{i(back)} \right)^2 U}{ez_i \epsilon_0^2} \left(1 - \sqrt{\frac{kT_e}{2z_i e U}} (1 + z_i) \right)^2 \right]^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

其中 T_i 为电极表面温度， E 为电极表面电场， β_s 为表面场增强因子，这里根据实验取 $\beta_s = 5$ 。

阴极表面的总能流密度包括六个分量^[35]：

$$q_{total} = q_{i(plasma)} + q_{e(plasma)} + q_n + q_{i(back)} - q_{em} - q_{vap} \quad (8)$$

下标的意义与电流密度分量相同， $q_{i(plasma)}$ 表示离子轰击导致的热量， $q_{e(plasma)}$ 表示电子返流携带能量， q_n 为中性气体传递的热量， q_{em} 为热发射电子带走的能量， q_{vap} 为蒸发能量损失， $q_{i(back)}$ 为蒸发的原子电离后回流携带的能量。其中^[36, 37]：

$$q_{i(plasma)} = j_{i(plasma)} \cdot (V_i + U - \varphi_{eff}) \quad (9)$$

$$q_{e(plasma)} = j_{e(plasma)} \left(\varphi_{eff} + \frac{5kT_e}{2e} \right) \quad (10)$$

$$q_n = \sqrt{\frac{27k_B^3}{64m}} \times n \times (\sqrt{T_p^3} - \sqrt{T_c^3}) \quad (11)$$

$$q_{i(back)} = \frac{j_{i(back)}}{z_i} (V_i + U - \varphi_{eff}) \quad (12)$$

$$q_{em} = j_{em} \left(\varphi_{eff} + \frac{5kT_c}{2e} \right) \quad (13)$$

$$q_{vap} = W_{ev} \Gamma_{vap} \quad (14)$$

这里 V_i 表示氮原子电离能， φ_{eff} 为电极表面功函数， W_{ev} 为电极凝结能， n 为大气压下原子数密度 ($2.4 \times 10^{25} m^{-3}$)， T_p 表示弧柱气体的温度（近电极区等离子体通常处于热力学非平衡状态，重粒子温度远低于电子温度，这里假定 $T_p = 0.5T_e$ ）， T_c 表示阴极表面的温度。

阴极表面的总压力同样包括六种分量^[35]：

$$P_{total} = P_{i(plasma)} + P_{e(plasma)} + P_n + P_{i(back)} + P_{em} + P_v \quad (15)$$

下标的意义与电流密度分量相同，运用动量守恒和冲量定理可以得到^[36, 39]：

$$P_{i(plasma)} = \frac{2q_{i(plasma)}}{\sqrt{\frac{2eUz_i}{m_i}}} \quad (16)$$

$$P_{i(back)} = \frac{2q_{i(back)}}{\sqrt{\frac{2eUz_i}{m_h}}} \quad (17)$$

电子压力可以简单处理为：

$$P_{e(plasma)} = n_{e0}kT_e \quad (18)$$

$$P_{em} = \frac{2q_{em}}{\sqrt{\frac{3kT_i}{m_e}}} \quad (19)$$

最后一项 P_v 为金属饱和蒸气压。

2.2 多相流过程建模

建立等离子体-电极相互作用模型后，需要进一步针对电极烧蚀的多相流过程进行建模。在上述等离子体-电极相互作用下，等离子体会对电极施加一个能流密度、电流密度和压力。然后阴极表面能流密度和阴极内部焦耳热使阴极金属在短时间内熔化；液态金属在等离子体压力作用下流动形成液态金属射流和阴极弧坑。

针对这些物理过程，我们建立了两相流 VOF 模型，未模拟阴极的加热、熔化和运动情况。在本文中，我们假定金属材料（固、液）为第一相，电弧等离子体（气体、等离子体）为第二相，他们的体积分数分别定义 α_1 和 α_2 ，则有

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (20)$$

下文中为了方便，我们以 α 代替 α_1 ，如果 α 等于0，则该区域会被等离子体占据，如果 α 等于1，则意味着该区域会为金属相， α 介于0和1之间意味着该网格区域会有以界面间隔开的金属及气体两相。因此，在两相区域的密度 ρ ，比热容 C ，动力学粘性系数 μ 及热传导系数 k 都可以用体积分数加权各部分系数得到，即

$$\begin{aligned}\rho &= \alpha\rho_1 + (1-\alpha)\rho_2, C = \alpha C_1 + (1-\alpha)C_2 \\ \mu &= \alpha\mu_1 + (1-\alpha)\mu_2, k = \alpha k_1 + (1-\alpha)k_2\end{aligned}\quad (21)$$

控制方程主要包括流体力学和热力学两个方面，并添加了电势和电流方程。

流体力学方程组：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mu}) = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\mu}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mu} \bar{\mu}) = -\nabla \rho + \nabla \cdot \bar{\tau} + \rho g \quad (23)$$

热传导方程：

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{V} \nabla T \right) = \nabla (\lambda \nabla T) + \frac{j^2}{\sigma} \quad (24)$$

电势方程：

$$\begin{aligned}\nabla (\sigma \nabla U) &= 0 \\ -\sigma \nabla U &= j\end{aligned}\quad (25)$$

其中， ρ ， c ， λ ， σ 分别为阴极金属的密度，比热，热导率，这里使用的金属为钨、钼和铜， j 表示电流密度， U 为电势。

具体边界条件如下：

$$T|_{r=r_m} = T_0, U|_{r=r_m} = 0, p|_{r=r_m} = 0 \quad (26)$$

$$T|_{z=-z_m} = T_0, U|_{z=-z_m} = 0, p|_{z=-z_m} = 0 \quad (27)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r}|_{r=0}=0, \frac{\partial U}{\partial r}|_{r=0}=0, \frac{\partial p}{\partial r}|_{r=0}=0 \quad (28)$$

$$-\lambda \nabla T|_S = q_{total} \quad (29)$$

$$-\sigma \nabla U|_S = j_{total} \quad (30)$$

$$p|_S = p_{total} \quad (31)$$

其中 $r = r_m$ 和 $z = -z_m$ 分别为图 2 (a) 中计算区域的侧边界和下边界, T_0 为初始温度, 300K。 S 为随时间变化的阴极表面, 在图 2 (a) 中为红色虚线所示。 j_{total} , q_{total} 和 p_{total} 分别表示作用于阴极表面的总电流密度, 总能流密度和总压力, 由 2.1 节的等离子体-电极相互作用模型确定。网格剖分如图 2 (b) 所示, 网格数量为 1×10^4 , 时间步长 0.5 ns, 单个算例耗时约 72 小时。

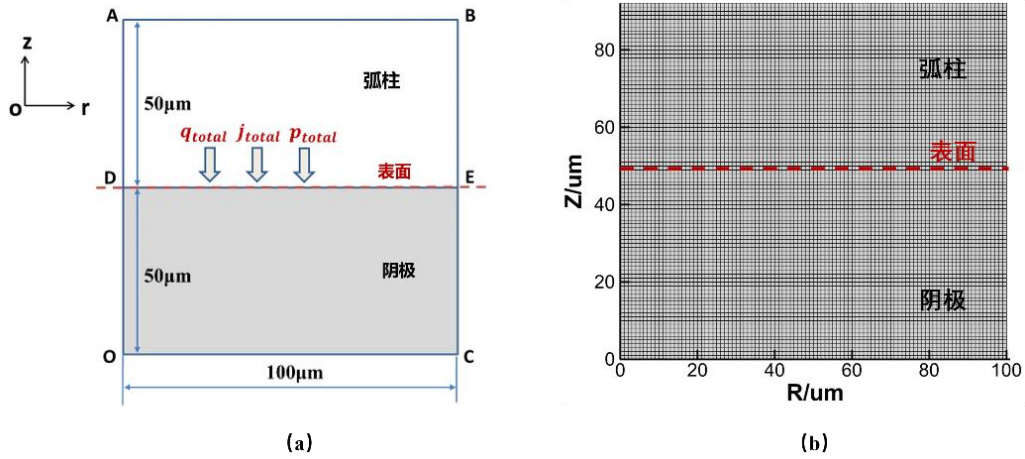


图 2 (a) 计算域图 (b) 网格划分

Fig. 2. (a) The computational domain diagram (b) Mesh division schematic diagram

2.3 数值模拟流程

模型采用 VOF 方法 (Volume-of-Fluid) 追踪阴极表面在不同时刻的位置, 采用虚拟比热法处理熔化潜热 (固相-液相的转变)。在 VOF 模型中, 蒸发的原子与随后电离出来的等离子体被看做气相, 而阴极固体与熔化的金属看做液相。

当阴极金属的温度低于熔点时，通过设置达西项和高粘度，使得当阴极金属为固体时，阴极金属的流动可以忽略，但当它变成液体，则可以观察到阴极的熔融变形与运动。

当确定阴极表面位置后，通过加载等离子体-电极相互作用模型，计算电极表面的电流密度、能流密度和压力分布等边界条件。然后通过热力学方程、电流方程以及流动方程，来最终计算电极的加热、熔化和运动。

目前的模型中未考虑气相对液相的影响，而是通过给定背景等离子体参数来计算电极-等离子体的相互作用。进一步自洽地计算等离子体-电极的相互作用过程必须考虑等离子体区域的放电过程，这是下一步的研究目标。

3 电极烧蚀过程研究

在气体开关电极烧蚀模型中，需要指定的外加参数包括近阴极压降、近阴极电子温度、近阴极离子数密度。根据实验结果，可以对这些参数的范围进行估计：近阴极压降 U （10V-20V），近阴极电子温度 T_e （2eV-4eV），近阴极离子数密度 n_{i0} (10^{24} - $10^{25}/m^3$)。

我们通过调整外加参数进行多次数值模拟，并由此分析各个外加参数的影响，计算的阴极材料主要为铜、钼、钨。

表 1 模拟中的外加参数

Table 1. Additional parameters in the simulation

Number	Material	n_{i0}/m^{-3}	T_e/eV	U/V
1	Mo	2×10^{24}	3	15
2	W	5×10^{24}	3	15

3	W	7.5×10^{24}	3	15
4	W	1×10^{25}	3	15
5	W	5×10^{24}	2	15
6	W	5×10^{24}	4	15
7	W	5×10^{24}	3	10
8	W	5×10^{24}	3	20
9	Cu	1×10^{25}	3	15
10	Cu	5×10^{24}	3	15
11	Mo	5×10^{24}	3	15

3.1 电极表面物理过程

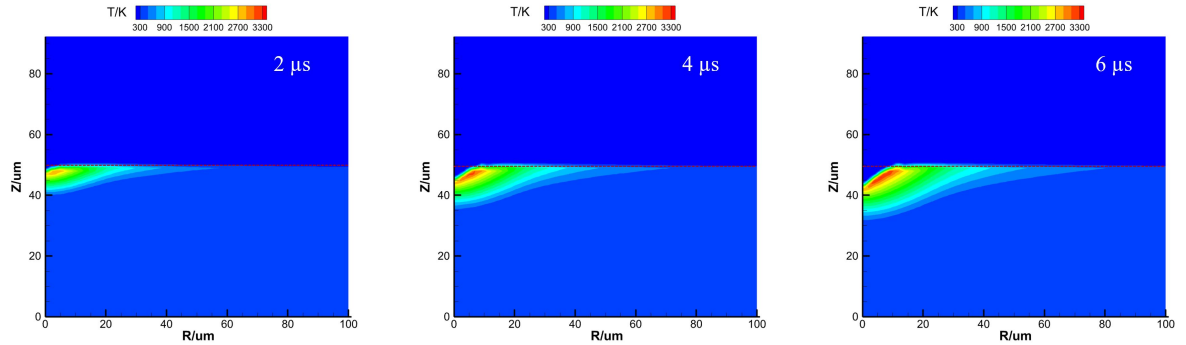


图 3 Mo 电极不同时刻温度分布 (number 1)

Fig.3. Temperature distribution of the Mo electrode at different times

(number 1)

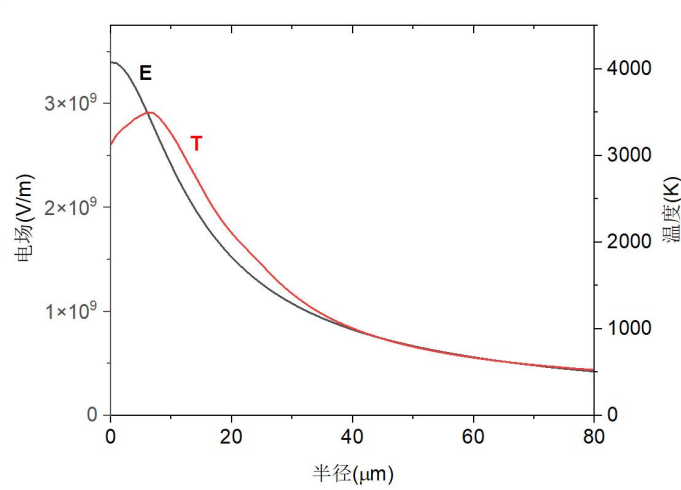


图 4 电极表面 6us 时刻温度和电场分布

Fig.4. Temperature and electric field distribution on the electrode surface at 6us time point

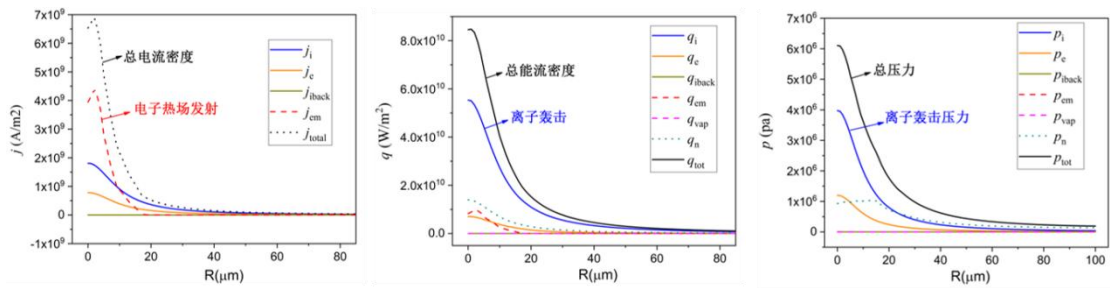


图 5 电极表面 6us 时刻 (a) 电流密度; (b) 能流密度; (c) 压力分布

Fig.5. Electrode surface at 6us time: (a) current density; (b) energy flux density; (c) pressure distribution

图 3 为 Mo 电极不同时刻温度分布的温度分布（计算参数来自 number 1）。图中红色点划线表示初始时刻阴极表面位置。在等离子体-电极相互作用下，电极表面温度会达到熔点并形成液态金属。然后液态金属会在等离子体压力作用下挤出电极表面，形成弧坑。可以发现电极烧蚀主要包括电极加热和材料脱附两个过程。下面我们以 6us 时刻为例分析阴极内部各个物理过程的影响。

图 4 展示了 6us 时刻阴极表面的温度分布和场强分布。在电极烧蚀过程中，

温度不仅意味着阴极金属融化，更决定着很多物理过程的剧烈程度，在高温和低温条件下，起决定性作用的物理过程是不同的。由图 4 可知，该时刻最高温度约 3170K，位于弧坑壁上半径约 10 μ m-15 μ m 处，而弧坑中心的温度约 2900K。最高温度并非位于阴极的中心即弧坑底部，而是位于弧坑壁上半径 10-15 μ m 左右区域。这主要是由于弧坑中心区域不仅电流密度，压力梯度也大，金属融化后很快就会离开中心区域，而在半径 10-15 μ m 左右区域，由于弧坑壁阻碍液态金属的流动，部分液态金属会在这一区域堆积，被电流密度长时间持续加热，从而达到较高温度。从能量转换机制来看，等离子体向电极传递的能量主要源于离子轰击和电子返流。离子在近阴极压降区被加速获得动能 $z_i e U$ ，撞击电极表面后动能转化为热能，同时离子与电子复合释放电离能 V_i ，离子携带的总能量为 $q_i(plasma)$ 。电子返流则携带热动能及表面复合释放的势能，其电流密度约为离子轰击的 $1/3 \sim 1/2$ 。弧坑中心电流密度最高但温度却低于弧坑壁，这正是由于能量转换与质量输运的耦合：中心压力梯度大，熔融金属被迅速带走，热量难以积累；而弧坑壁处金属滞留时间长，能量持续沉积形成局部高温。

图 5 显示了 6 μ s 时刻电极表面电流密度分布、电流密度分布以及阴极表面压力分布情况。可以发现，在高温区域（半径 0-10 μ m 区域），热场发射导致的电子电流密度占主导地位；在低温区域（半径 20 μ m 之外区域），热场发射迅速衰减。而对于电流密度和压力来说，离子轰击、电子返流以及高温中性气体在能量和压力传递上起主要作用，而其中离子轰击占主导地位。进一步分析能量转换机制，热场发射电流 j_{em} 与温度及电场呈强非线性关系（方程 6），当温度超过 3000K 时呈指数增长，形成正反馈——局部高温增强发射，发射电流进一步加热电极。这一正反馈是阴极斑点维持极小尺寸（几十微米）的物理本质。同时，离子轰击

压力不仅贡献了大部分压力，还通过动量传递驱动熔融金属流动。可见，等离子体-电极相互作用具有双重效应：离子轰击和电子返流加热电极，同时离子压力驱动液态金属溅射。加热作用在弧坑中心最强，而压力驱动的流动在压力梯度最大处（弧坑边缘）最为显著，这正是温度峰值偏离弧坑中心的深层原因。

3.2 等离子体参数对烧蚀的影响

在电极烧蚀模型中，需要指定的等离子体参数主要包括近阴极压降、近阴极电子温度、近阴极离子数密度等。下面来分析这些等离子体参数对烧蚀过程的影响作用。

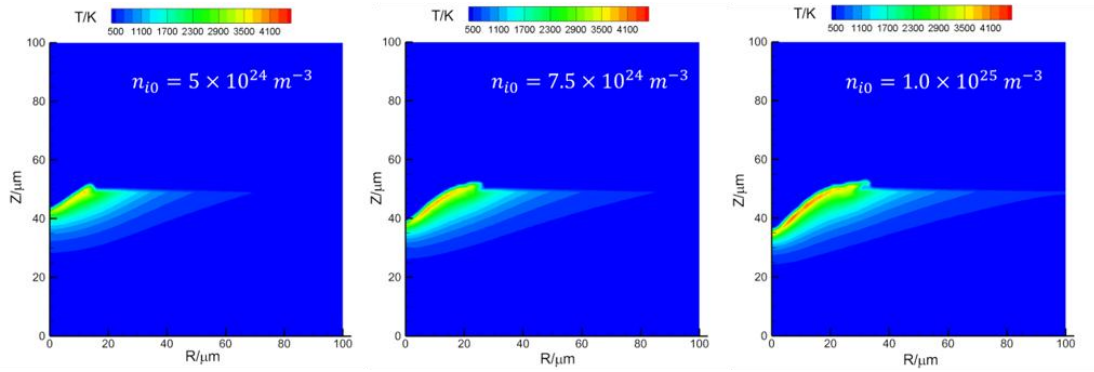


图 6 离子数密度对烧蚀的影响 (2us, number 2-4)

Fig.6. The influence of ion density on ablation (2us, numbers 2-4)

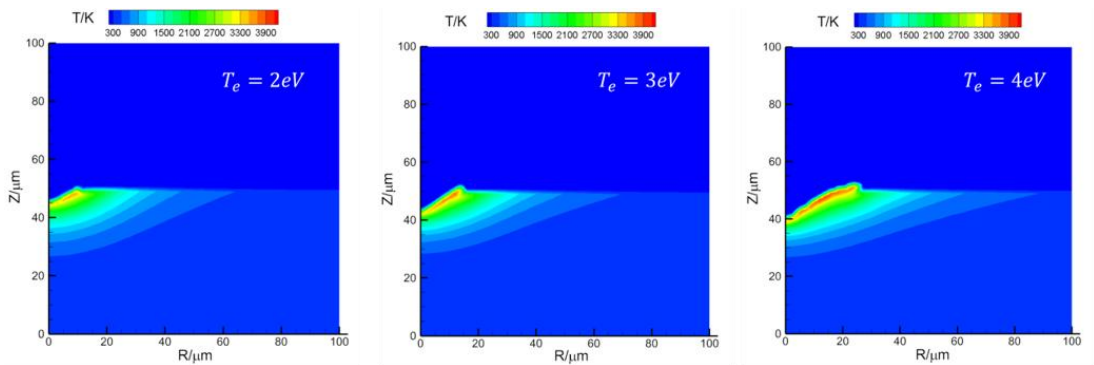


图 7 电子温度对烧蚀的影响 (2us, number 5, 2, 6)

Fig.7. The influence of electronic temperature on ablation (2us, number

5, 2, 6)

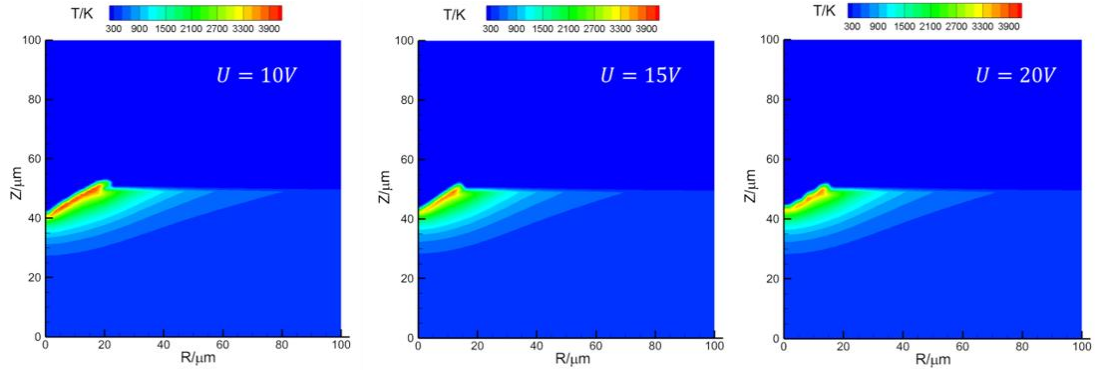


图 8 近阴极压降对烧蚀的影响 (2us, number 7, 2, 8)

Fig.8. The influence of near-cathode pressure drop on ablation (2us, number 7, 2, 8)

图 6 和图 7 计算了不同的离子数密度和电子温度对烧蚀的影响。计算结果表明，增大离子数密度和电子温度，会导致阴极温度明显升高，弧坑更宽更深；这主要是由于阴极表面能量密度和压力主要由离子轰击和电子返流决定。离子轰击电流密度 $j_{i(plasma)}$ 正比于 $n_{i0}\sqrt{T_e}$ （方程 2），电子返流电流密度 $j_{e(plasma)}$ 也随 n_{i0} 和 T_e 增加而增加（方程 3）。 n_{i0} 增大直接提高了单位时间内轰击电极表面的离子数量，而 T_e 增大不仅提高了离子的玻姆速度，还通过增加离子电荷数 z_i 使每个离子携带的动能和复合能进一步增大。因此，阴极表面的总能流密度 q_{total} 和总压力 p_{total} 均随之升高。更高的能流密度加速了电极材料的熔化和气化相变，更高的压力则增强了对熔融金属的驱动力，使得液态金属更易被挤出弧坑，从而形成更宽更深的烧蚀形貌。

随着离子数密度和电子温度的增加，离子轰击导致的电流密度和电子返流导致的电流会成比例增加，阴极表面的能量密度和压力也会随之升高，导致烧蚀更为剧烈。

而图 8 的计算结果表明增大近阴极压降，会导致阴极温度下降，弧坑变小；

这主要是由于增大近阴极压降，会导致鞘层的离子轰击加剧而电子返流减小。增大 U 会使离子在鞘层中获得更高的动能，从而增强离子轰击的加热效应($q_{i(plasma)}$ 线性增加)，但同时会显著抑制电子从等离子体向阴极表面的返流。电子返流电流密度 $j_{e(plasma)}$ 包含 $e^{-\frac{eU}{kT_e}}$ 因子，随 U 增加呈指数衰减。由于电子返流在总能量传递中占有重要比例（约为离子轰击的 $1/3 \sim 1/2$ ），其指数衰减导致总能量输入净减少，电极表面温度下降。同时，离子轰击压力虽随 U 增加略有增大，但压力驱动的材料脱附需要足够的熔融金量，温度下降后熔化层变薄，可被溅射的金属减少。因此，尽管离子动能增加，但电子返流衰减的主导效应导致阴极能量密度和压力减小，烧蚀减弱。

此外，我们可以通过电极表面物理过程分析，进一步研究等离子体参数对电极烧蚀的定量影响。

首先从传热过程来说，根据我们之前的计算结果（图 5b），可以看出阴极表面热通量的主要贡献是离子轰击，表达式如下：

$$q_{i(plasma)} = en_{i0} \sqrt{\frac{k(T_i + T_e)}{m_i}} \cdot (V_i + U - \phi_{eff}) = (en_{i0} \sqrt{T_e}) \cdot \sqrt{\frac{k}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)} (V_i + U - \phi_{eff}) \quad (32)$$

然后从材料脱附过程角度来说，电极烧蚀中液滴溅射的主要驱动力是等离子体压力，根据之前的计算和分析结果（图 5c），可以看出近阴极区离子轰击导致的压力在等离子体压力中占主导作用，其表达式为：

$$p_{i(plasma)} = \frac{2q_{i(plasma)}}{\sqrt{\frac{2eUz_i}{m_i}}} = (en_{i0} \sqrt{T_e}) \cdot \sqrt{\frac{k}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)} \cdot \frac{(V_i + U - \phi_{eff})}{\sqrt{\frac{2eUz_i}{m_i}}} \quad (33)$$

由于在电极附近 $T_i \ll T_e$ ，因此离子轰击导致的能流密度和压力也近似正比于 $n_{i0} \sqrt{T_e}$ 。因此，可以说电极烧蚀程度正比于 $n_{i0} \sqrt{T_e}$ ：即等离子体密度和电子温

度越大，越容易产生电极烧蚀和液滴溅射。

3.3 电极参数对烧蚀的影响

对于气体开关的电极烧蚀来说，主要存在两个过程：传热过程与材料脱附过程。首先等离子体放电通道会对电极表面进行加热，导致电极温度达到熔点，形成液态金属；然后，熔融状态的金属材料在电磁力、粒子轰击压力、等离子体喷射压力等合力的作用下从电极表面移出。

开关放电过程可视为一个瞬态热源对电极的一种加热过程，相对于电弧尺寸，认为电极是一维半无限大固体，因此可将电极烧蚀简化为一维热传导问题来进行理论分析。

对于一维半无限大的热传导问题，等离子体热流 q 可均匀作用于表面，热传导方程为：

$$\rho c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \quad (34)$$

初始条件为：

$$T(x,0) = T_0 \quad (35)$$

边界条件为：

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = -\frac{q}{k} \quad (36)$$

其中 q 为表面热源， k 为热导率， ρ 为密度， c_p 为比热， T 为温度。

通过 Fourier 余弦变换可求得温度分布解析解：

$$T(x,t)-T_0=\frac{q}{k}\left[2\sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}}\exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right)-x+x\cdot\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)\right] \quad (37)$$

这里 $\alpha=\frac{k}{\rho c_p}$ 为热扩散常数。

基于上述解析解，令 $x=0$ （电极表面），可得到电极表面温度随时间的变化关系：

$$T(0,t)=q_0\sqrt{\frac{4t}{\pi\rho c_p k}} \quad (38)$$

该式表明，电极表面温度与热流密 q 、放电时间 t 正相关，与材料的热物理参数组合 $\sqrt{\rho c_p k}$ 负相关，即热扩散常数越大，表面温度上升越缓慢。

上述是对传热过程的推导与分析，接下来对材料脱附过程进行分析。

在实际烧蚀过程中，当电极表面温度达到材料熔点 T_m 时，金属开始熔化。

由于 $T_0 \ll T_m$ ，可忽略初始温度 T_0 的影响。结合杜哈梅积分对时变热流的叠加效应，对温度分布解析解进行简化推导：

$$T(x,t)=\int_0^t q'(\tau)T(x,t-\tau)|_{q=1} d\tau \quad (39)$$

$$T(x,t-\tau)|_{q=1}=\frac{x}{\lambda}\left(\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{y}e^{-y^2}-1+\operatorname{erf}(y)\right)=\frac{x}{\lambda}f(y) \quad (40)$$

$$y=\frac{x}{2\sqrt{\alpha(t-\tau)}} \quad (41)$$

这里当 $y>0.15$ （即 $\frac{x}{2\sqrt{\alpha t_p}}>0.15$ ）时，有如下近似关系 $f(y)\approx\frac{1}{12y^2}$ ，误差在 20% 以下。根据文献，该近似在高电流气体开关中通常都是满足的。

然后将 $f(y)$ 代入（7）中，可得：

$$T(x,t)=\frac{1}{3\rho c x}\int_0^t q'(\tau)(t-\tau)d\tau$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{3\rho c x} \left[t \int_0^t q'(\tau) d\tau - \int_0^t \tau q'(\tau) d\tau \right] \\
&= \frac{1}{3\rho c x} \int_0^t q(\tau) d\tau
\end{aligned} \tag{42}$$

令 $T(x_m, t_p) = T_m$ ，得到熔化深度：

$$x_m \approx \frac{1}{3\rho c T_m} \int_0^{t_p} q(t) dt \tag{43}$$

对应的熔化金属质量：

$$m \approx \rho x_m S = \frac{Q}{3c T_m} \tag{44}$$

其中 T_m 为熔点， $t_p = t - \tau$ ， S 为放电作用面积， $Q = \int_0^{t_p} q(t) dt \cdot S$ 为表面吸收的总能量。

材料脱附过程是熔融金属在多力耦合作用下从电极表面移出的过程，其核心影响参数为表面张力系数 γ 和粘性系数 μ ，二者通过改变熔融金属的流动特性和溅射阈值，直接影响电极的抗烧蚀能力。

(a) 表面张力系数的影响

在材料脱附过程中，表面张力系数（ γ ）是控制熔融金属流动形态、液滴形成与喷溅行为的关键物理参数。表面张力表征液体表面单位长度上的收缩力，其大小直接影响熔融金属在蚀坑边缘的聚集状态、液颈断裂过程以及最终溅射颗粒的尺寸分布。

通过表面张力和等离子体压力的平衡，可以估算出仍留在蚀坑中的金属质量与熔化金属的质量之比为：

$$\frac{x_{rem}}{x_m} = \frac{\pi D_d^2 \rho c \gamma T_m}{2 P_{sum} Q} \tag{45}$$

其中 x_{rem} 为仍然留在蚀坑中的熔融金属深度， D_d 为放电半径， P_{sum} 为等离子体总

压力， ρ 、 c 、 γ 分别为密度、比热和表面张力系数， T_m 为熔点， Q 为表面吸收的能量。

图 9 展示了表面张力系数对铜电极侵蚀的影响。这里使用铜电极主要是因为铜电极的侵蚀和液滴溅射现象更为明显。从图 9 可以看出，表面张力系数对侵蚀深度影响不大，但对液滴溅射和微粒生成却有明显影响。当增加表面张力系数时，液滴溅射和微粒生成会变得更加困难。表面张力在液滴溅射过程和材料去除过程中起着重要作用。根据文献^[40, 41]，其近似关系如下：

$$P_{sum} \times h < 2\gamma \quad (46)$$

其中 P_{sum} 表示电极表面的总压力， h 代表熔体层的厚度， γ 表示阴极凹坑边缘的表面张力系数。

通过上述的推导我们可以看出，对于材料脱附过程，可以发现其抗烧蚀能力与表面张力系数 γ 成正比。因此表面张力系数越大，弧坑边缘越难以形成液滴。

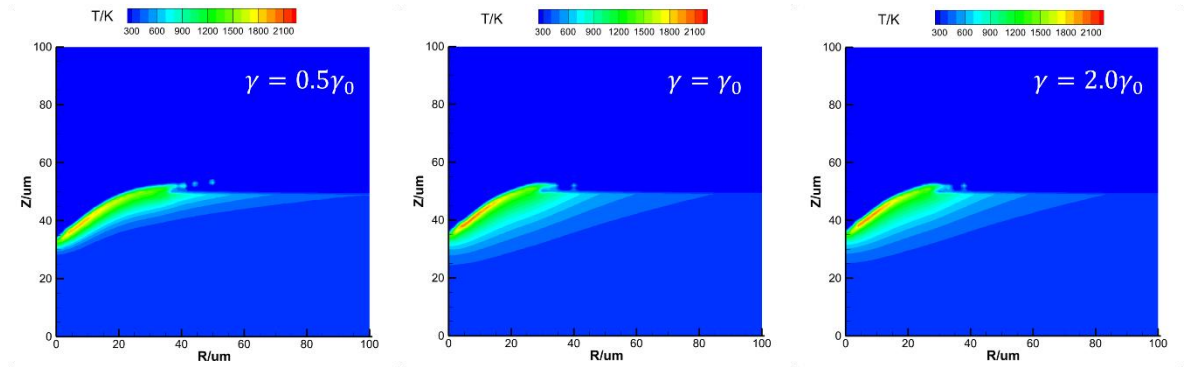


图 9 在 1us 时的表面张力系数的影响 (γ_0 表示铜电极的表面张力系数， $U =$

$$15V, T_e = 2eV, n_{i0} = 1.0 \times 10^{25} m^{-3})$$

Fig.9. The influence of surface tension coefficient at 1us (γ_0 represents the surface tension coefficient of the copper electrode, $U = 15V$, $T_e = 2eV$, $n_{i0} = 1.0 \times 10^{25} m^{-3}$)

(b) 粘性系数的影响

在材料脱附过程中，熔融金属的粘性系数（ μ ）是决定其流动行为、能量耗散与最终溅射特性的关键流体力学参数。粘性反映了流体内部抵抗剪切变形的能力，直接影响熔融金属的流速分布、边界层发展以及脱离电极表面所需的能量阈值。

对于粘性作用下液滴喷溅系数，仍留在蚀坑中的金属液体厚度近似等于边界层厚度 δ ，而 $\delta \sim \frac{L}{\sqrt{R_e}}$ ，这里 L 为烧蚀的特征长度， R_e 为雷诺数。由于雷诺数 $R_e = \frac{\rho v L}{\mu}$ ，其中 v 为熔融金属流动速度，可进一步推导出 $\delta \sim \mu^{0.5}$ ，即金属液体厚度近似正比于粘性的平方根。

结合文献的相关理论推导^[42]，得到结果如下：

$$\frac{x_{rem}}{x_m} = \frac{9.3 A_m r_e^2 \rho c T_m}{\sqrt{R_e} u_s t_g V_f Q_e} \quad (47)$$

可以看出仍留在蚀坑中的金属质量与熔化金属的质量之比与 $\sqrt{R_e}$ 成反比，抗烧蚀能力与粘性系数的平方根 $\mu^{0.5}$ 成正比。

图 10 展示了粘度系数对电极侵蚀的影响。可以看出，与表面张力的影响相比较，粘度系数的变化对液滴溅射和微粒产生的影响比较小，这主要是由于抗烧蚀能力与粘性系数的平方根 $\mu^{0.5}$ 成正比，而与表面张力系数的一次方 $\gamma^{1.0}$ 成正比。

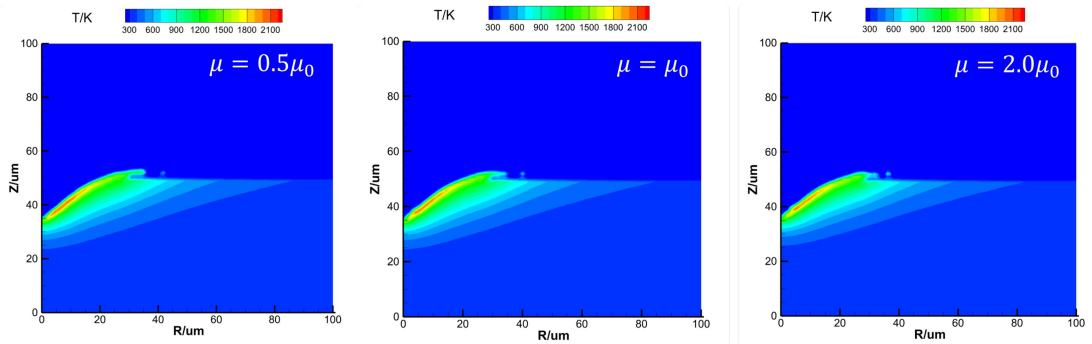


图 10 在 1us 时的粘度系数的影响 (μ_0 表示铜电极的粘度系数, $U=15V$,

$$T_e=2eV, \quad n_{i0}=1.0\times10^{25}m^{-3})$$

Fig.10. The influence of viscosity coefficient at 1us (μ_0 represents the viscosity coefficient of the copper electrode, $U=15V$, $T_e=2eV$, $n_{i0}=1.0\times10^{25}m^{-3}$)

综合上述的推导, 从材料脱附过程来看, 其抗烧蚀能力与 $\rho c T_m \cdot \gamma \cdot \mu^{0.5}$ 成正比。这里也可以看出, 表面张力对材料脱附过程的影响是远大于粘性力的。

最后, 我们综合传热过程和材料脱附过程, 提出了新的抗烧蚀常数:

$$R = R_{\text{传热}} \cdot R_{\text{材料脱附}} = T_m^2 \cdot (\rho c)^{1.5} \cdot \gamma \cdot (k \mu)^{0.5} \tag{48}$$

通过新抗烧蚀常数得到的金属烧蚀性能排列如下, 如表 2 所示:

$$W>Mo>Fe>Cu>Ag>Ti>Al$$

提出的新抗烧蚀常数与实验结果总体符合较好, 该抗烧蚀常数可用于指导实验选材, 减少气体开关电极烧蚀。

表 2 金属电极材料抗烧蚀能力排序

Table 2. Order of anti-ablation capabilities of metal electrode materials

材料	ρ g/cm ³	k W/(cm·K)	c J/(g·K)	T_m 10 ³ K	γ N/m	μ mPa·s	R
W	19.25	1.73	0.134	3.680	2.5	9.677	573.89
Mo	10.28	1.38	0.251	2.896	2.25	6.274	230.14
Fe	7.87	0.8	0.412	1.809	1.872	6.92	84.16
Cu	8.96	4.01	0.385	1.358	1.303	4.34	71.10
Ag	10.49	4.29	0.233	1.235	0.966	4.28	24.124

Ti	4.51	0.22	0.523	1.939	1.65	3.349	19.29
Al	2.7	2.39	0.897	0.934	0.914	1.9	6.404

3.4 实验对比

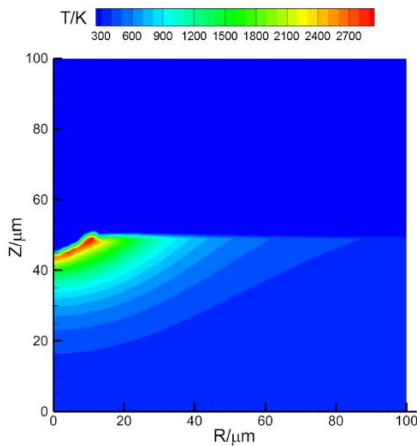


图 11 钼电极的温度分布情况（5us）

Fig.11. The temperature distribution of the Mo electrode (5us)

$$(U=15V, T_e=3eV, n_{i0}=2.0\times 10^{24}m^{-3})$$

文献^[43]中的图 4(c)展示了 Mo 电极在单次放电后的烧蚀显微图像。该次实验中，气体火花开关的脉冲宽度为 5us，峰值电流为 5.62 kA。实验测得的烧蚀深度约为 5.4μm，电极弧坑半径约为 18μm。作为对比，图 11 给出了模拟案例 1 中 5us 时刻的温度分布，其中电极烧蚀深度约为 5.0μm，阴极弧坑半径约为 15μm。数值模拟结果与实验数据吻合良好，验证了本文模型的有效性。

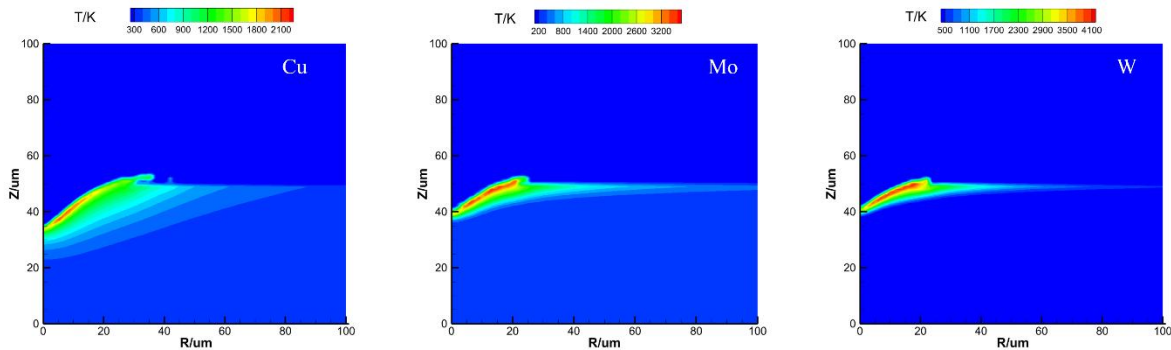


图 12 阴极材料的影响（1us）

Fig.12. The influence of cathode material (1us)

$$(U=15V, T_e=3eV, n_{i0}=1.0 \times 10^{25} m^{-3})$$

此外,文献^[23, 44]通过实验研究了大电流气体火花开关放电过程中不同电极材料的烧蚀特性。结果表明,电极烧蚀速率由大到小依次为: $Cu > Mo > W$ 。图 12 展示了模拟中 1 us 时刻不同材料电极的温度分布。可以看出,在同一时刻, Cu 电极的烧蚀程度远大于 Mo 和 W, 而 Mo 的烧蚀略大于 W。数值模拟结果与实验现象高度一致,进一步证明了本文模型对不同电极材料的适用性。

4 总结

本文研究了气体开关电极烧蚀的物理过程及其影响因素。电极烧蚀问题的模拟目前主要面临着两个关键的技术难点: 等离子体-电极的相互作用和固-液-气-等离子体的快速相变。(1) 针对上述难点,我们建立了等离子体-电极相互作用下的多相流电极烧蚀模型,考虑了离子轰击、电子返流、原子蒸发、电子热场发射等物理过程,以及固-液-气-等离子体在电极附近的快速相变。(2) 通过多相流电极烧蚀模型,模拟了气体开关电极烧蚀的传热过程和材料脱附过程,确定了电极烧蚀的主导因素为电子热场发射和离子轰击。(3) 通过模拟和理论研究,得到了等离子体参数对电极烧蚀的影响规律,等离子体密度和电子温度越大,越容易产生电极烧蚀和液滴溅射。(4) 最后,针对电极参数对电极烧蚀的影响作用,通过理论推导,得到了关键电极参数与电极烧蚀的定量关系,提出了新的抗烧蚀常数,能够用来指导实验选材。

本工作的创新点体现为建立了基于等离子体-电极相互作用的多相流电极烧蚀模型,将电极加热与材料脱附过程纳入统一框架;揭示了离子轰击在能量传递与质量驱离中的双重主导作用,阐明了表面张力与等离子体压力相互竞争、控制

液滴溅射的物理机制；进而提出了耦合热物理参数与流体力学参数的新抗烧蚀常数，为气体开关电极材料的工程选型提供了理论依据。

参考文献：

- [1]Zhang Y M, Yao W B, Qiu A C, Tang J P, Wang Y, Hu Y X 2019 *High Volt. Eng.* **45** 2668 (in Chinese) [张永民，姚伟博，邱爱慈，汤俊萍，王宇，呼义翔 2019 高电压技术 **45** 2668]
- [2]Ding W D, Shen S K, Yan J Q, Duan W, Wang P C, Mei K S 2019 *High Volt. Eng.* **45** 3898 (in Chinese) [丁卫东，申赛康，闫家启，段玮，王鹏程，梅锴盛 2019 高电压技术 **45** 3898]
- [3]Liu X S 2005 *High pulsed power technology* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [刘锡三 2005 高功率脉冲功率技术(北京：国防工业出版社)]
- [4]Bluhm H 2008 *Pulsed power systems: principles and applications* (Beijing:Tsinghua University Press) (in Chinese) [Bluhm H 2008 脉冲功率系统的原理与应用(北京：清华大学出版社)]
- [5]Uglum J R, Burton D M, Witherspoon F D, Gullickson R L, Periaux S C G, Han K, Lee S Y 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 1536
- [6]Liao F J 2008 *Vacuum electronics* (Beijing: National Defence Industry Press) (in Chinese) [廖复疆 2008 真空电子技术(北京：国防工业出版社)]
- [7]Luo M 2003 *M.S. Thesis* (Beijing: Graduate School of China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [罗敏 2003 硕士学位论文 (北京：中国工程物理研究院北京研究生部)]

- [8]Cheng X B 2008 *M.S. Thesis* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [程新兵 2008 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [9]Gordon L B, Kristiansen M, Hagler M O, Kirbie H C, Ness R M, Hatfield L L 1982 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **10** 286
- [10]Donaldson A L, Hagler M O, Kristiansen M, Jackson G, Hatfield L 1984 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **12** 28
- [11]Xie C M, Tan X H, Du T, Xiao M Z 2015 *Trans. China Electrotech. Soc.* **30** 246 (in Chinese) [谢昌明, 谈效华, 杜涛, 肖明珠 2015 电工技术学报 **30** 246]
- [12]He M B, He C, Li J 2004 *High Volt. Eng.* **30** 54 (in Chinese) [何孟兵, 贺臣, 李劲 2004 高电压技术 **30** 54]
- [13]Sun Q, Zhou Q, Yang W, Dong Y, Zhang H, Song M, Wu Y 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 045001
- [14]Zeng Q 2006 *M.S. Thesis* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [曾清 2006 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [15]Bai F, Qiu Y C, Jiang W 2001 *Trans. China Electrotech. Soc.* **16** 76 (in Chinese) [白峰, 邱毓昌, 姜惟 2001 电工技术学报 **16** 76]
- [16]Li Yan, Huang T, Cong P T, Wang L P, Zhang X J, Sun T P 2010 *High Volt. Appar.* **46** 53 (in Chinese) [李岩, 黄涛, 丛培天, 王亮平, 张信军, 孙铁平 2010 高压电器 **46** 53]
- [17]Sun F J, Qiu A C, Qiu Y C, Zeng J T, Yin J H 2001 *High Volt. Appar.* **37** 37 (in Chinese) [孙凤举, 邱爱慈, 邱毓昌, 曾江涛, 尹佳辉 2001 高压电器 **37** 37]
- [18]Zhong W, Li X, Yang L, Xu A, Jin D 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 1387

- [19]Wang J, Li Q, Li B, Chen C, Liu S, Ji H 2016 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **23** 2617
- [20]Laghari J, Qureshi A 1981 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **5** 388
- [21]Sakai K- I, Abella D L, Khan Y, Suehiro J, Hara M 2003 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **10** 404
- [22]Li X, Pei Z, Wu Z, Zhang Y, Liu X, Li Y, Zhang Q 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 035113
- [23]Donaldson A L 1991 *Ph. D. Dissertation* (USA: Texas Tech University)
- [24]Koutsoubis J M, MacGregor S J 2000 *J Phys D: Appl Phys.* **33** 1093
- [25]Gray E W, Pharney J R 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 667
- [26]Donald J V, Frederick L T 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 2911
- [27]Wu J W, Ding W D, Han R Y, Qiu A C 2021 *High Volt. Eng.* **47** 3367 (in Chinese)
- [吴佳玮, 丁卫东, 韩若愚, 邱爱慈 2021 高电压技术 **47** 3367]
- [28]Chen W Q, Zeng Z Z, Zou L L, Ren S Q, Huang J J, Peng J C 2004 *High Power Laser Part. Beams* **16** 240 (in Chinese) [陈维青, 曾正中, 邹丽丽, 任书庆, 黄建军, 彭建昌 2003 强激光与粒子束 **16** 240]
- [29]Luo W X, Cong P T, Sun T P, Huang T 2016 *High Power Laser Part. Beams* **28** 152 (in Chinese) [罗维熙, 丛培天, 孙铁平, 黄涛 2016 强激光与粒子束 **28** 152]
- [30]Xie C M, Tan X H, Du T, Tang B H, Shang S H, Li R, Li Z L 2014 *High Power Laser Part. Beams* **26** 248 (in Chinese) [谢昌明, 谈效华, 杜涛, 唐兵华, 尚绍环, 李蓉, 李正林 2014 强激光与粒子束 **26** 248]
- [31]Lehr F M, Kristiansen M 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 811

- [32]Belkin G S, Kiselev V Y 1996 *Tech. Phys.* **11** 280
- [33]Donaldson A L, Kristiansn M, Watson A, Zinsmeyer, Kristiansen E, Dethlefsen R
1986 *IEEE Trans. Magn.* **22** 1441
- [34]Luo C, Cong P T, Zhang T Y, Zhong X L, Luo W X 2021 *AIP Adv.* **11** 055206
- [35]Zhang X, Wang L J, Ma J W, Wang Y, Jia S L 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**
035204
- [36]Kaufmann H T C, Cunha M D, Benilov M S, Hartmann W, Wenzel N 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 163303
- [37]Messaad M, Belarbi A W, Lefort A, Abbaoui H 2006 *Acta Electrotech. Inform.*
6 1
- [38]Hantzsche E 1995 *Handbook of Vacuum Arc Science & Technology* (Park Ridge, NJ: Noyes)
- [39]Hantzsche E 1977 *Contrib. Plasma Phys.* **17** 65
- [40]Li X, Pei Z, Zhang Y, Liu X, Li Y, Zhang Q 2017 *Phys. Plasmas* **24** 122108
- [41]Morozov I V, Norman G E, Insepov Z, Norem J 2012 *Phys. Rev. Accel. Beams* **15**
053501
- [42]Belkin G S 1972 *Trans. Electr. Eng.* **2** 61
- [43]Xie C, Zhong W, Tao D U, Tan X, Jin D 2016 *High Volt. Appar.* **52** 8
- [44]Vargo D J, Taylor F L 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 2911

Numerical simulation study on Gas Switch Electrode Ablation under Plasma-Electrode Interaction

SUN Qiang¹⁾ WANG Mingyi¹⁾ ZHOU Qianhong²⁾

1)(School of Electrical Engineering and Automation, Hefei University of Technology, Hefei
230009, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

Abstract

Gas switches are key components of pulsed-power systems and play an indispensable role in nuclear fusion, particle accelerators, and vacuum electronics. However, electrode ablation can reduce breakdown voltage, increase trigger jitter, degrade stability, and shorten switch service life, making it a major obstacle to the development of gas-switch technology. Although electrode ablation has been investigated numerically, simulation remains difficult because it involves plasma-electrode interactions and phase transitions among solid, liquid, gaseous, and plasma states. To address these challenges, this study develops a multiphase-flow model incorporating plasma-electrode interactions and applies it to cathode heating, melting, deformation, and molten-metal motion. The investigation focuses on ablation mechanisms and the effects of plasma and electrode parameters. The results show that thermo-field electron emission and ion bombardment are the dominant processes. Thermo-field electron emission primarily determines the surface current-density

distribution, whereas ion bombardment governs energy deposition and pressure loading. Their coupled action causes cathode heating and melting, and plasma pressure then displaces the molten metal, resulting in crater formation and droplet ejection. Simulations and theoretical analyses further demonstrate that ablation severity increases with the electron temperature and ion number density in the near-electrode plasma. Higher values enhance the energy flux and bombardment pressure, thereby promoting melting and material removal. The effects of electrode properties are examined quantitatively. By combining heat-transfer analysis with molten-metal detachment dynamics, quantitative relationships are established between ablation behavior and key thermophysical and fluid-mechanical properties, including density, specific heat capacity, thermal conductivity, melting point, surface tension, and viscosity. On this basis, a new ablation-resistance constant is proposed to characterize the resistance of electrode materials to thermal damage and plasma-driven material removal. This constant provides a theoretical basis for comparing materials and can guide electrode selection and experimental design. The contribution of this work is a unified multiphase framework that couples plasma-induced energy conversion with phase-change heat and mass transfer. The model offers a quantitative method for evaluating electrode ablation and clarifies how interfacial processes affect gas-switch performance. These findings can

support the optimization of operating conditions, the selection of ablation-resistant electrode materials, and the development of gas switches with greater breakdown stability, improved operational reliability, enhanced insulation performance, and longer service life. Some of the research results have been published.

Keywords: Gas switch, electrode ablation, plasma-electrode interaction, multiphase flow

* Project supported by the President's Fund of China Academy of Engineering Physics (Grant No. YZJJZQ2022016) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12375246 , 12475256).