

HiPIMS 放电脉宽对等离子体瞬态特性的影响*

李佳乐 韩明月[†] 罗阳 吴亦言 杨皓 李刘合[‡]

(北京航空航天大学机械工程及自动化学院, 先进表面涂层技术实验室, 北京 100191)

(2025 年 12 月 23 日收到; 2026 年 2 月 11 日收到修改稿)

基于等离子体放电的表面涂层技术是现代表面工程的关键手段之一. 高功率脉冲磁控溅射 (high power impulse magnetron sputtering, HiPIMS) 技术通过靶材的高电压、大电流产生高能量密度等离子体放电, 实现了对溅射粒子的强电离, 能够大幅提高磁控溅射的离子化率. 靶材放电过程中, HiPIMS 电源的脉冲宽度对等离子体瞬态特性具有显著影响. 为了探究脉冲宽度对 HiPIMS 放电等离子体产生与发展的影响规律与内在机理, 本文通过高时间分辨率朗缪尔探针、光发射光谱诊断方法与离化区域模型 IRM 仿真相结合的方式, 详尽获得并分析了等离子体密度、能量分布与粒子成分的时间演化特性. 结果表明: 当脉冲宽度从 200 μs 缩短至 100 μs 时, 放电电流的峰值约从 65 A 提升至 154 A, 同时离子密度约从 $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 提升至 $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 朗缪尔探针测试发现在短脉宽条件下, 脉冲初期具有较高的电子温度. IRM 模拟结果表明, 短脉宽放电在余辉等离子体结束时仍保持较高的 Ti 原子密度. 而由于 Ti 原子电离能较低且电离系数较高, 更容易在下一个负脉冲初期提供高能电子, 从而增强脉冲初始阶段的电离率, 进而提升等离子体放电强度. 该研究为深化 HiPIMS 等离子体动态特性认知与涂层制备工艺优化提供了参考.

关键词: 高功率脉冲磁控溅射放电, 脉冲宽度, 等离子体诊断, 等离子体仿真**DOI:** 10.7498/aps.75.20251748**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251748

1 引言

随着真空镀膜技术发展, 高功率脉冲磁控溅射 (high power impulse magnetron sputtering, HiPIMS) 已逐步成为物理气相沉积 (physical vapor deposition, PVD) 的主流技术之一^[1-4]. 相较于直流磁控溅射, HiPIMS 通过在阴极靶材上施加高能脉冲电压, 将放电电流提升数十倍, 其瞬时放电功率达兆瓦级以上^[5,6]. 通常, HiPIMS 放电采用频率范围为 10—1000 Hz, 占空比为 0.5%—5%, 所产生的等离子体密度 $> 10^{18} \text{—} 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ^[4], 溅射靶材原子离子化率 $\alpha > 90\%$ ^[7]. 溅射金属粒子的高密度、强电

离为控制等离子体能量带来诸多优势, 在制备强结合力涂层, 改善零部件表面机械和化学性能等方面应用广泛^[8-13].

脉冲宽度 τ 作为 HiPIMS 放电的关键参数, 决定着靶材溅射时间与放电输入功率, 影响着溅射粒子离子化效果与沉积到基体表面的离子数量、沉积速率^[12,14,15]. 研究表明, HiPIMS 短脉宽放电时难以发展为典型的金属离子“自溅射”阶段, 沉积速率可因降低靶材离子回吸数量而得到改善^[16-18]. 例如, Konstantinidis 等^[19] 发现当 Ti 靶以恒定 HiPIMS 功率运行时, 沉积速率在脉冲宽度从 20 μs 减少到 5 μs 后增加了 2.5 倍; 结合时间分辨光发射光谱诊断方法, 发现长脉冲宽度使得自溅射产生的靶材

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275014, 12305278)、北京市自然科学基金 (批准号: L252098, L252037) 和电能高密度转换全国重点实验室开放基金 (批准号: DN202514) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: hanmingyue@buaa.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: liliuhe@buaa.edu.cn

粒子电离率、离子回吸率均加剧,进而减少了沉积到基体表面的粒子数量^[20]. Tiron 等^[21]实验发现在平均功率为 100 W 的 HiPIMS 放电中,当脉冲宽度从 50 μs 缩短到 3 μs 时, Cu^+ 离子数量增加了 10%—50%. Rudolph 等^[22]利用仿真方法发现,短脉冲放电电离区域产生的粒子可在余辉期间扩散至基体表面,提高了沉积速率.

脉冲宽度 τ 对涂层沉积速率的影响,与 HiPIMS 放电一个周期内等离子体的产生、发展、扩散、衰减等过程有关,是一个极为复杂物理现象的体现.长脉冲宽度放电时溅射金属粒子高度电离、气体原子密度降低,HiPIMS 溅射模式由气体离子主导转变为金属离子“自溅射”,表现出放电电流幅值降低或放电雪崩电流激增等现象^[23,24],与溅射靶材材料、气体原子的稀释程度相关^[25].尽管自溅射可提高粒子电离率,但是金属离子将朝向阴极靶运动,致使沉积到基体的总离子数量减少^[19].因此,学者逐步采用缩短脉冲宽度、增加频率的方式,来提升抵达基体表面的离子数量.

虽然通过降低脉冲宽度并增加脉冲频率可以提高沉积速率,但是极易导致脉冲峰值电流降低^[26].因此,常通过调整脉冲电压来提高峰值电流,进而提高抵达基体表面的离子数量^[23,27].Oskirko 等^[26]研究发现,将脉冲宽度 τ 降低并提高脉冲电压,抵达基体表面离子总量会增加数倍.但是,较高的 HiPIMS 电压将诱发靶材打火,产生金属大颗粒,降低涂层结构质量.团队最近研究发现,对于 Ti, Cr 靶材在缩短脉冲且不改变靶电压时,靶电流峰值提高,表明可提升沉积离子数量与沉积速率.类似现象同样表现在频率为 333 Hz 下的 TiAl 靶实验中^[28].这可能与缩短脉宽使脉冲末期残留粒子数量增多,进而促使下次放电更剧烈有关.

缩短 HiPIMS 脉宽时靶电流峰值提高的现象并不常见,与磁控溅射等离子体产生、传输与衰减等诸多物理过程有关,亟待通过详细的理论探索^[29,30].基于此,本文以 Ti 靶为研究对象,采用时间分辨朗缪尔探针和等离子体发射光谱仪,检测放电过程中等离子体参数时间演化特性,包括等离子体密度 n_e 、电子温度 T_e 、电子能量分布函数 (electron energy distribution function, EEDF)、粒子发射强度等.此外,由于诊断技术难以全面掌握 HiPIMS 放电电流增长的内因,本文进一步结合局部离化区域模型 (ionization region model, IRM),对脉冲放

电等离子体参量瞬态特性进行模拟以与实验结果进行对比分析,最终获得缩短脉冲宽度利于靶电流增长的物理机制.

2 放电系统与等离子体分析方法

2.1 HiPIMS 放电系统

如图 1 所示,本文采用团队自研的六靶位不锈钢真空腔室 (BUAA, APS6T) 进行放电与等离子体诊断试验^[31].溅射靶材钛的纯度为 99.99%、直径为 100 mm、厚度为 7 mm,并由循环恒温纯净水冷却.阴极靶与接地阳极间距约为 2 mm、磁场配置为典型的 Type-II 型非平衡磁场构型,可满足在 0.4 Pa 气压、300 V 工作情况下实现气体击穿放电^[32].真空室背底气压约为 5×10^{-3} Pa、气体温度为 300 K.在溅射放电过程中,纯度为 99.99% 氩气的气压保持在 0.8 Pa.采用质量流量计 (中国七星 D07-7B) 控制氩气流量,并通过薄膜规 (INFICON VGC501) 监测气压.本文定义坐标系如下:坐标原点设置在靶材表面的中心, r 轴平行于靶材表面指向靶材边缘, z 轴垂直于靶材表面指向基体,如图 1 所示.

采用团队自主研发 HiPIMS 电源 (BUAA, APShiPIMS03) 进行放电,其最大脉冲电压为 -1000 V、脉冲峰值电流为 500 A、脉冲频率为 1—500 Hz、脉冲宽度为 1—400 μs (精度 20 ns).采用差分电压探头 (RIGOL, RP1100D)、电流探头 (RIGOL, RP1001C) 测试放电电压和电流,并由数字示波器 (Agilent Technologies DSO-X 2024A) 记录波形.试验过程中,HiPIMS 放电电压为 -600 和 -800 V,脉冲宽度范围为 $\tau = 100$ —200 μs ,脉冲频率为 500 Hz.本文定义时间原点 $t = 0$ μs 为 HiPIMS 电压初始时刻.

2.2 等离子体参数测量系统

本文采用团队自研的朗缪尔探针 (BUAA, APDLP150^[31,33]) 测量不同脉冲宽度下的等离子体密度、电子能量分布函数和电子温度时间演化特性.如图 1 所示,探针头部由半径 r_p 为 0.1 mm,长度为 5 mm 的钨丝制成;其外部为长 80 mm,半径 1 mm 双层陶瓷绝缘材料.在 0.8 Pa 气压下电子运动平均自由程为 $\lambda_e \sim 13$ —142 mm,因此本文所设计探针半径满足 $r_p < \lambda_e$ 的适用条件^[32].测试

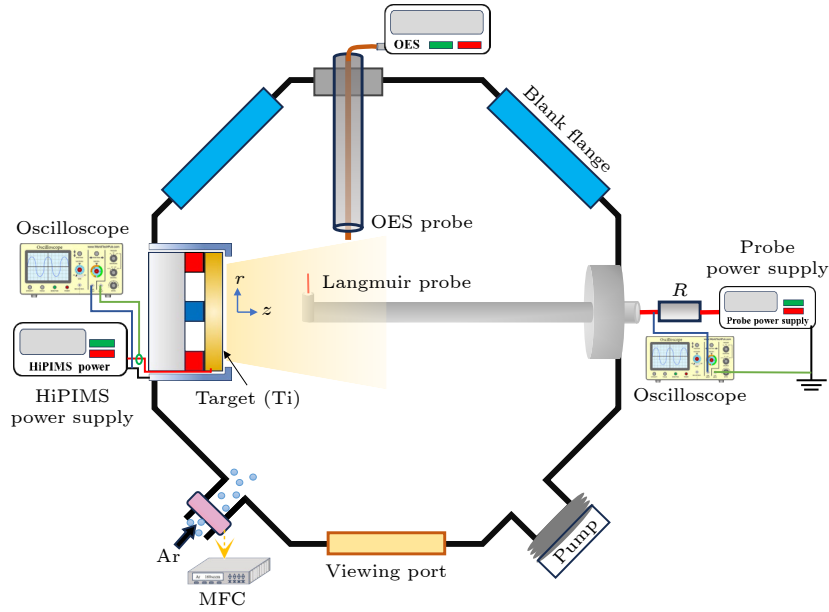


图 1 HiPIMS 放电与等离子体诊断实验系统示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the HiPIMS discharge and plasma diagnosis experimental system.

过程中, 朗缪尔探针分别采集 ($r = 25$ mm, $z = 65$ mm) 和 ($r = 25$ mm, $z = 145$ mm) 两个空间位置等离子体参量数据. 因为测量区域的磁场强度小于 1 mT, 拉莫半径仍大于探针半径, 所以磁场对探针收集电子的影响可忽略不计^[34].

如图 1 所示, 通过直流电源 (KEITHLEY 2260 B-250-4) 为探针施加间隔为 0.1—0.5 V、范围为 -60 V 至 +60 V 的扫描电压 V_b , 并串联电阻 ($R = 10 \Omega$) 分压计算探针电流 $I_p = V_b/R$. 通过差分探头与数字示波器记录不同时刻、扫描电压下探针电压 $V_b(t)$ 和探针电流 $I_p(t)$ 的波形. 图 2(a) 为脉冲期间某一时刻探针 V_b - I_p 曲线, 其具有三个典型特征区域^[30,35]: 离子电流饱和电流区 $V_b < -28$ V, 过渡区 $-23 < V_b < -16$ V, 电子电流饱和电流区 $V_b > -16$ V. 另外, 离子饱和电流区的噪声信号为 ± 0.3 mA, 电子饱和电流区的噪声信号为 ± 10 mA, 可用于等离子体参量计算^[36].

根据等离子体电位 $V_{p, \text{plasma}}$ 和悬浮电位 V_f 之间的过渡区域曲线计算电子温度 T_e ^[29]:

$$\ln \left(\frac{I_p}{I_{es}} \right) = \frac{eV_b}{k_B T_e}, \quad (1)$$

其中 e 是电子电荷, I_{es} 为饱和电子电流, k_B 为玻尔兹曼常数. 图 2(b) 为 $t = 30$ — $110 \mu\text{s}$ 期间的 $\ln(I_p)$ - V_b 曲线, 时间间隔为 $5 \mu\text{s}$; 图中实线根据 (1) 式拟合获得, 其斜率即可用于估算电子温度 T_e .

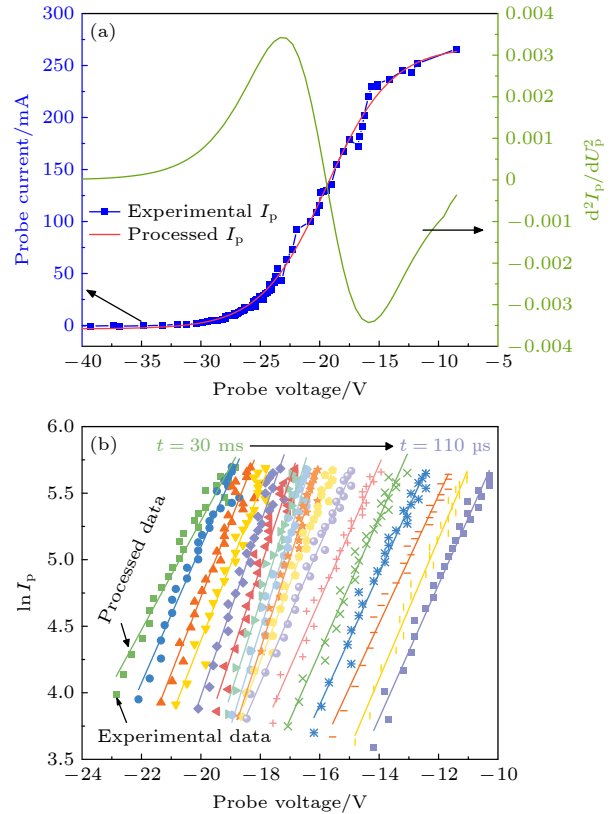

 图 2 (a) $t = 50 \mu\text{s}$ 时探针 V_b - I_p 曲线; (b) $t = 30$ — $110 \mu\text{s}$ 区间 $\ln(I_p)$ - V_b 曲线, 时间间隔为 $5 \mu\text{s}$

 Fig. 2. (a) The voltage-current V_b - I_p curve of the Langmuir probe at $t = 50 \mu\text{s}$; (b) the $\ln(I_p)$ - V_b curves during $t = 30$ — $110 \mu\text{s}$, plotted with $5 \mu\text{s}$ time interval.

由轨道运动限制理论 (orbital motion limited, OML)^[37], 离子密度 n_i 可通过离子饱和电流 I_{is} 估算:

$$I_{is} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} e A_p n_i \sqrt{e(V_{\text{plasma}} - V_b)/m_i}, \quad (2)$$

其中, 探针面积 $A_p = 3 \text{ mm}^2$, m_i 为离子质量. 因为离子饱和电流 Ti^+ 和 Ar^+ 离子的比例未知, 本文根据文献 [4,34] 取平均的相对离子质量 $M_{\text{Ti}/\text{Ar}} = 43.9$ 作为离子质量. 考虑到 OML 理论适用性, 应满足德拜长度 $\lambda_{\text{De}} = (\epsilon_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2}$ (ϵ_0 是真空介电常数) 与探针半径 r_p 的关系为 $r_p / \lambda_{\text{De}} \leq 10$ [4,37]. 本文 HiPIMS 放电等离子体密度为 $10^{15} \text{--} 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $r_p / \lambda_{\text{De}}$ 的比值在 0.4—7.7 之间, 满足 OML 理论适用条件.

根据 EEDF 理论, 电子能量分布 $f_{\text{EEDF}}(E)$ 可表示为

$$f_{\text{EEDF}}(E) = \frac{d^2 I_e}{dV^2} \cdot \frac{2m_e}{e^2 A_p} \cdot \sqrt{\frac{2eE}{m_e}}, \quad (3)$$

式中, 符号 I_e 为电子电流; m_e 为电子质量; $E = V_{\text{plasma}} - V_b$. 由于测量中的噪声, 二阶导数 $d^2 I_p / dV_b^2$ 较难得到 [38], 因此本文进一步对实验数据绘制的 $V_b - I_p$ 曲线进行平滑和拟合, 如图 2(a) 所示.

采用发射光谱仪 (OCEAN Optics QE Pro) 检测靶材和基体之间等离子体成分, 其波长扫描区间为 185—1100 nm, 波长分辨率约为 0.14 nm. 根据 NIST 数据 [39] 与本文的 HiPIMS 放电可知, Ti^+ 离子的发射谱线在 320—380 nm 范围内, Ti 原子为 390—525 nm, Ar^+ 离子为 430—520 nm, Ar 原子为 690—850 nm. 测量时, 光纤端口准直器与阴极靶表面平行, 距离约为 60 mm, 如图 1 所示. 测试过程中, 光谱仪通过记录 8 ms 时间范围内各波长强度的积分形成光谱图.

2.3 等离子体参量模拟方法

为了获得靶材跑道上方电离区域高密度 (约 10^{19} m^{-3}) 等离子体行为是如何促使电流在不改变电压时增大的, 本文采用离化区域模型 (ionization region model, IRM) [40,41] 对 HiPIMS 放电期间及其余辉等离子体进行模拟. 其中, 中性粒子 (Ti , Ar , Ar^{met}) 和带电粒子 (Ti^+ , Ar^+ , e) 密度通过体积平均模型计算 [40,41]. 依据 Brenning 等工作 [42] 引入放电参数 $F_{\text{PWR}} \approx (\gamma_{\text{eff}} U_{\text{SH}} + U_{\text{IR}}/2) / U_d$ (γ_{eff} 为二次电子发射产率, U_{SH} 为阴极鞘层压降, U_{IR} 是局部离化区域电位压降) 作为放电效率, 可使模拟计算时的放电功率 $I_d(t) U_d(t)$ 符合实际情况, 其取值 $F_{\text{PWR}} \approx 0.038 \text{--} 0.5$. 另外, 在 IRM 中添加了余辉放电阶段, 期间 $U_d = 0 \text{ V}$, Ar^+ 和 Ti^+ 溅射产额近似为零 ($Y_{\text{sput}} = 0$ 和 $Y_{\text{self}} = 0$). 模拟参数包含气压 0.8 Pa、温度 300 K, HiPIMS 频率 500 Hz, 模拟总时间为 200 ms (即 100 个脉冲). HiPIMS 放电模式下 Ti 靶材的速率系数 k 、碰撞截面 σ 和溅射产额 Y_{sput} 依据 Stancu 等 [43] 所做工作选取.

3 结果和讨论

3.1 放电电压和电流特性

图 3 展示了不同脉冲宽度 τ (100—200 μs) 下放电电压 U_d 和电流 I_d 的变化, 其中放电电压设置值 $U_d = -600 \text{ V}$ 、频率 $f = 500 \text{ Hz}$ 、气压 $p = 0.8 \text{ Pa}$. 在脉冲初始气体击穿过程, 电流滞后于脉冲电压约 5 μs 开始增长. 随后电流迅速增长至峰值 I_{dmax} ,

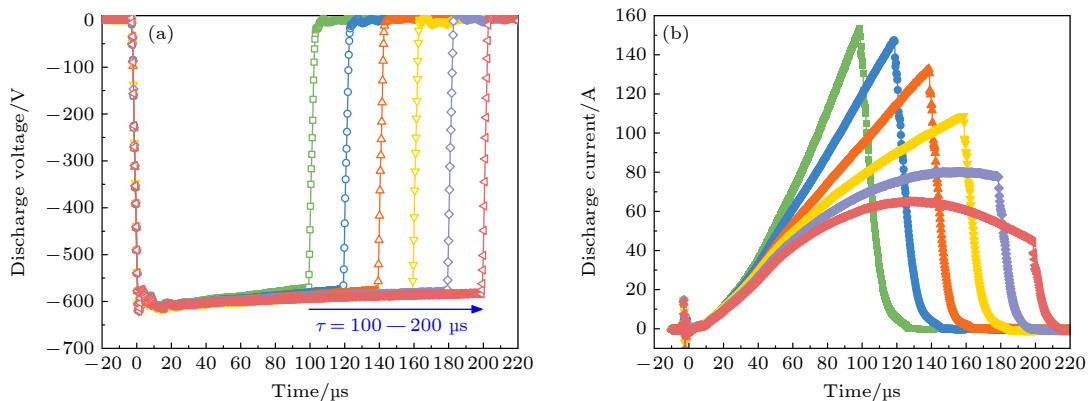


图 3 不同脉冲宽度 τ (100—200 μs) 下, (a) 放电电压 U_d 和 (b) 放电电流 I_d , 其中放电电压设置值 $U_d = -600 \text{ V}$, 气压 $p = 0.8 \text{ Pa}$, 频率 $f = 500 \text{ Hz}$

Fig. 3. The temporal evolution of discharge voltage U_d (a) and discharge current I_d (b) in HiPIMS discharge at negative pulse voltage of $U_d = -600 \text{ V}$, gas pressure of $p = 0.8 \text{ Pa}$, repeat frequency of $f = 500 \text{ Hz}$, and pulse duration of $\tau = 100 \text{--} 200 \mu\text{s}$.

并在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时电流具有最大增长速率 (约 $1.5 \text{ A}/\mu\text{s}$)。随着脉冲宽度增加到 $\tau = 200 \mu\text{s}$, 放电电流峰值 I_{dmax} 约从 154 A 降低到 65 A , 与文献 [14, 44, 45] 结果类似。在较长脉冲宽度条件下 ($\tau \geq 160 \mu\text{s}$), 电流在峰值后过渡为典型的平台阶段, 即为“自溅射”过程 [23,46,47]。较高的电流表明在阴极靶附近的具有较高的离子数量, 将在 3.3 节讨论。

图 4 为不同脉冲宽度下放电功率变化, 平均放电功率密度表示为

$$P_{\text{Av}} = \frac{1}{T A_{\text{T}}} \int_0^T U_{\text{d}}(t) I_{\text{d}}(t) dt,$$

其中, $T = 2 \text{ ms}$ 为脉冲周期。平均导通功率密度表示为

$$P_{\text{on}} = \frac{1}{\tau A_{\text{T}}} \int_0^{\tau} U_{\text{d}}(t) I_{\text{d}}(t) dt,$$

其中, τ 为脉冲宽度。可见, P_{on} 在 $\tau = 120 \mu\text{s}$ 时达到最大值 (约 $480 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$), 而 P_{Av} 在 $\tau = 180 \mu\text{s}$ 时具有最大值 (约 $37 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$)。可以理解为随着脉冲宽度缩短, 放电电流峰值增加使得 P_{on} 逐渐增大; 然而, 长脉冲宽度使放电总功率提升, 促使 P_{Av} 在 $\tau > 160 \mu\text{s}$ 时达到最大。

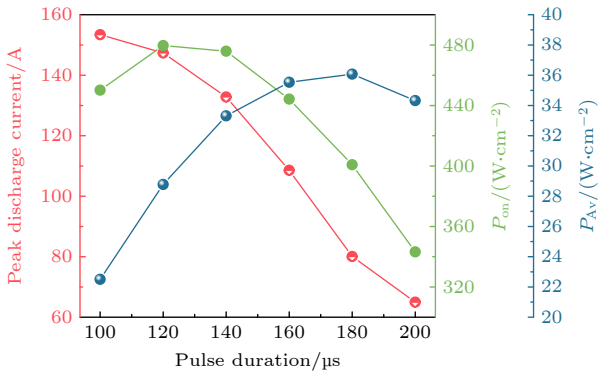


图 4 不同脉冲宽度下放电电流峰值 I_{dmax} , 平均放电功率密度 P_{Av} 和平均导通功率密度 P_{on}

Fig. 4. The peak amplitude of discharge current I_{dmax} , average discharge power density P_{Av} and average on-time power density P_{on} as a function of pulse duration τ .

3.2 脉冲宽度对等离子体参量影响

由图 3 可知, 在不改变 HiPIMS 放电电压时, 缩短脉冲宽度会提高放电电流。为了厘清这一过程中等离子体瞬态特性, 本节采用朗缪尔探针与光谱方法来获得脉冲期间等离子体参数演化并展开分析。脉冲宽度 $\tau = 100, 150$ 和 $200 \mu\text{s}$, 频率 500 Hz , 电压 -800 V , 气压 0.8 Pa 时, HiPIMS 放电电流波形如图 5(a) 所示, 其演化趋势与图 3(b) 相似, 表

现出短脉冲具有较高的峰值电流。图 5(b), (c) 为靶跑道 ($r = 25 \text{ mm}$) 上方 65 和 145 mm 位置离子密度 n_i 和电子温度 T_e 的时间演化。从图 5(b) 可知, $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时离子密度在 $z = 65 \text{ mm}$ 达到最大值约 $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 可估算离子密度约为中性粒子密度的 33.5% (中性 Ar 原子密度约为 $1.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)。随着脉冲宽度增大, $z = 65 \text{ mm}$ 处离子密度最大值逐渐降低: 在 $\tau = 150 \mu\text{s}$ 时约 $3.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时约 $3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。此外, 可根据放电电流 I_{d} 计算靶面离子密度 n_s [48]:

$$n_s = \frac{I_{\text{d}}}{e A_{\text{t}}} \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}}.$$

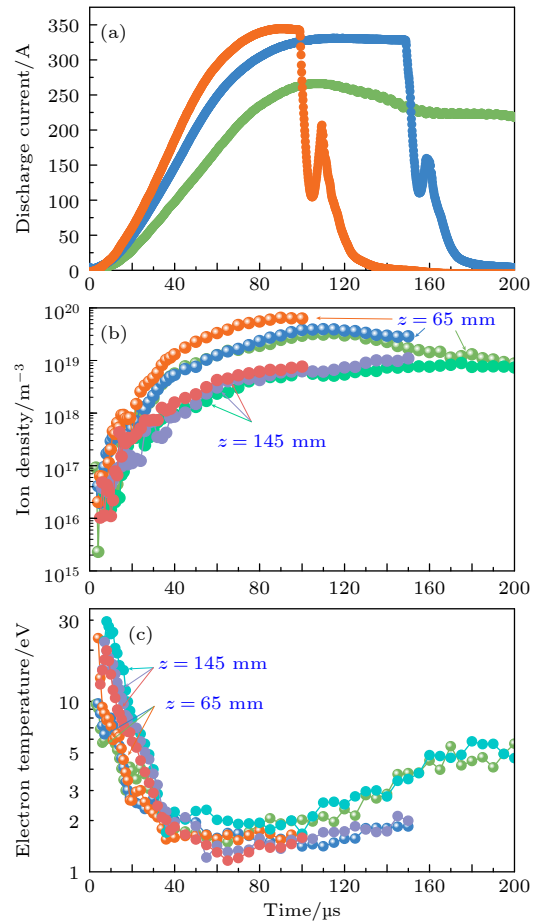


图 5 不同脉宽 ($\tau = 100\text{--}200 \mu\text{s}$) 和位置 ($z = 65, 145 \text{ mm}$) 下朗缪尔探针测得的 (a) 放电电流 I_{d} , (b) 离子密度 n_i 和 (c) 电子温度 T_e 的时间演变, 其中电压为 -800 V , 气压为 0.8 Pa , 频率为 500 Hz

Fig. 5. Temporal evolution of (a) discharge current I_{d} , (b) ion density n_i , and (c) average electron temperature T_e in HiPIMS discharge at various pulse duration ($\tau = 100, 150$ and $200 \mu\text{s}$). The Langmuir probe was placed at $z = 65 \text{ mm}$ and $z = 145 \text{ mm}$. The discharge parameters are as follows: pulse voltage of -800 V with repeat frequency of 500 Hz , gas pressure of 0.8 Pa .

结合图 5(a) 可知, n_s 最大值在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时约 $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时约 $4.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 因此, $z = 65 \text{ mm}$ 处的离子密度约为 n_s 的 50%—70%, 其非常吻合磁控溅射等离子体密度梯度分布特征 [27,46].

如图 5(c) 所示, 电子温度 T_e 在脉冲的初始阶段 ($t \leq 20 \mu\text{s}$) 可达约 30 eV, 远高于脉冲后期温度为 1—2 eV. 团队先期研究表明高能电子的形成与阴极鞘层动态变化以及欧姆加热有关 [4], 其利于脉冲初期中性原子电离. 随着等离子体密度提高 (约 $t > 40 \mu\text{s}$, $n_i > 10^{18} \text{ m}^{-3}$), 粒子间频繁碰撞会降低电子温度 (1.3—2.1 eV). 在 $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时, 当放电电流达到峰值后开始下降, 电子能量略有上升、等离子体密度下降.

图 6 为不同脉冲宽度下电子能量分布函数 (EEDF) 的时间演化, 可见 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 和 $150 \mu\text{s}$

时 EEDF 曲线均遵循麦克斯韦分布特征, 在 $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时高能尾部的产生由二次微分噪声所致. 在 $z = 65 \text{ mm}$, $r = 25 \text{ mm}$ 位置可明显观察到脉冲初始阶段 (约 $t < 30 \mu\text{s}$), 短脉冲放电 ($\tau = 100 \mu\text{s}$) 中的高能电子数量比长脉冲放电 ($\tau = 200 \mu\text{s}$) 中的高能电子数量高 1—2 个数量级. 较多的高能电子更利于中性原子的电离, 进而提高离子密度与放电电流 [41]. 随着脉冲放电发展, EEDF 的高能尾部逐渐收敛, 与电子-原子间频繁碰撞有关 [5,49]; 且在 $\tau \leq 150 \mu\text{s}$ 时高能尾部收敛现象尤为显著. 在 $z = 145 \text{ mm}$ 位置, 由于等离子体更稀薄, 碰撞概率降低使得脉冲初期的高能电子存活时间更长.

图 7(a) 为探针置于 $z = 65 \text{ mm}$ 处采集电流随探针电压的变化. 当探针偏压处于 $V_b < -20 \text{ V}$ 时, 离子电流逐渐饱和并稳定在平台区, 即为图 2(a) 所述的离子饱和电流 I_{is} [50,51]. 图 7(b) 为探针离子饱

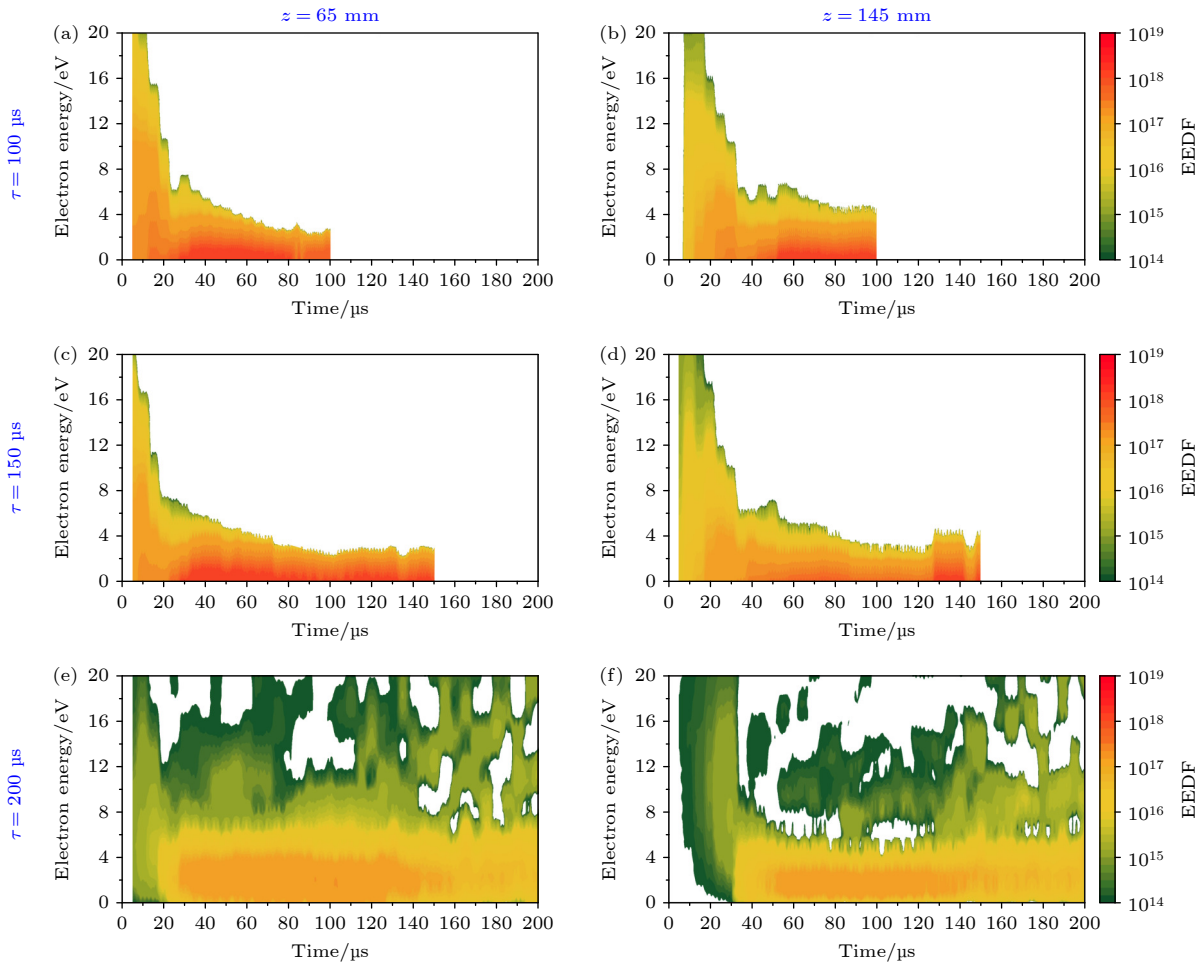


图 6 不同脉宽 ($\tau = 100, 150, 200 \mu\text{s}$) 下, HiPIMS 脉冲导通期间 EEDF 时间演变 (a), (c), (e) 探针在 $z = 65 \text{ mm}$ 位置; (b), (d), (f) 探针在 $z = 145 \text{ mm}$ 位置

Fig. 6. The temporal evolution of EEDF in HiPIMS pulse on-time at various pulse duration ($\tau = 100, 150$ and $200 \mu\text{s}$) and various axial positions: (a), (c), (e) $z = 65 \text{ mm}$; (b), (d), (f) $z = 145 \text{ mm}$.

和电流 I_{is} 的时间演化, 其最大幅值同样出现在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 情况. 在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时 I_{is} 峰值约 72 mA, $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时约 41 mA, 二者比值约为 1.8. 此比值高于图 5(a) 中放电电流峰值的比值 (约 1.3), 表明缩短脉冲宽度可使离子从靶材逃逸至下游等离子体中, 最终被探针收集 [52].

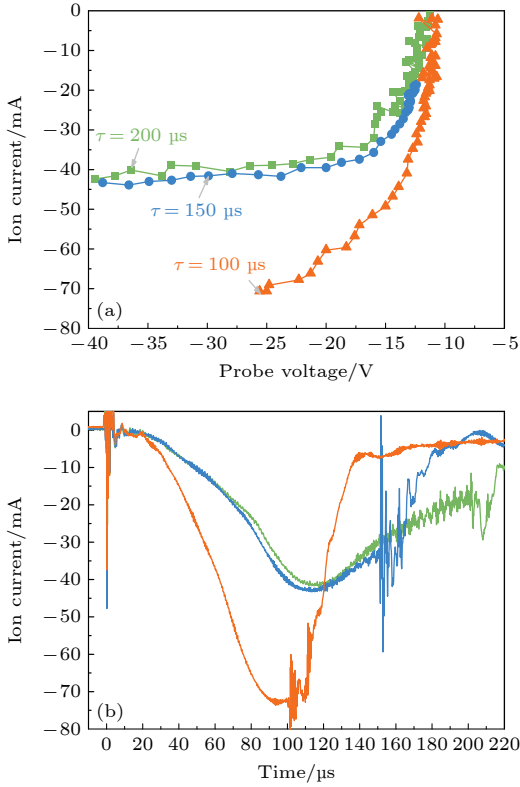


图 7 不同脉冲宽度 ($\tau = 100, 150$ 和 $200 \mu\text{s}$) 下, (a) 离子电流与探针电压的关系, (b) -60 V 探针电压下, $z = 65 \text{ mm}$ 位置离子饱和电流波形. 脉冲电压为 -800 V , 重复频率为 500 Hz , 探针置于 $z = 65 \text{ mm}$ 处

Fig. 7. The waveforms of (a) the net ion current collected by the probe as a function of probe voltage and (b) the ion current collected by the probe with voltage of -60 V , at various pulse duration ($\tau = 100, 150$ and $200 \mu\text{s}$). The pulse voltage is -800 V with repeat frequency of 500 Hz , and the probe is placed at $z = 65 \text{ mm}$.

图 8 为采用发射光谱仪获得的谱线. 由于脉冲宽度的缩短导致平均功率 P_{Av} 的降低 (见图 4), 粒子发射积分强度也会随之降低 [53]. 若带电粒子仅在脉冲导通期间存在, 则可以采用 $I_{[\text{TiII}]} / \tau$ 的比值估算脉冲导通期间 Ti^+ 离子 (Ti II) 平均强度 [54], 如图 8(b) 所示. 可见 $I_{[\text{TiII}]} / \tau$ 在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时具有最大值, 在 $\tau = 140 \mu\text{s}$ 具有最小值. 尽管 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 和 $\tau = 200 \mu\text{s}$ 时 $I_{[\text{TiII}]} / \tau$ 均较高, 但其机理并不同 [55]: 短脉宽放电电流峰值更高、等离子体密度更

大, 从而导致 $I_{[\text{TiII}]} / \tau$ 比值升高; 而长脉宽放电通过自溅射阶段来产生更多金属离子, 促使 $I_{[\text{TiII}]} / \tau$ 比值升高 [3]. 同理, 图 8(c) 给出了 Ti 原子 (Ti I) 的 $I_{[\text{TiI}]} / \tau$ 比值随脉冲宽度的变化关系, 其数值随脉冲宽度增大而降低. 此外, 依据公式 $\alpha = I_{[\text{TiII, sum}]} / (I_{[\text{TiII, sum}]} + I_{[\text{TiI, sum}]})$ [19] 对 Ti 靶材粒子的电离率进行定性估算 (式中 $I_{[x, \text{sum}]}$ 表示 x 粒子的光谱总强度), 如图 8(d) 所示. 可以发现电离率随着脉冲宽度增大而升高, 这是因为在长脉宽放电中溅射产生的金属原子有充足时间被电离 [19]. 因此, 上述结果表明短脉宽下, 较低的电离率与较高的等离子体密度, 使得 $I_{[\text{TiI}]} / \tau$ 的平均发射强度更高, 可为 HiPIMS 余辉等离子体提供更多的 Ti 原子.

3.3 余辉等离子体中 Ti 原子促进放电的机理分析

上述宏观物理量测试结果表明, 放电电流峰值、等离子体密度、离子饱和电流均在 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时达到最高值. 微观物理量测试结果表明, 短脉宽初期电子温度高、 Ti 原子平均发射强度高. 仅从上述等离子体参量难以直接获得 HiPIMS 在短脉冲期间电流快速增长的内因. 由于 HiPIMS 放电由多个重复的高功率脉冲构成, 因此前一脉冲的等离子体瞬态特性变化会影响后一脉冲的放电发展过程, 可推断 HiPIMS 脉冲期间等离子体发展的差异性极有可能是余辉等离子体的作用.

为了验证此说法, 本节使用 IRM 模型 [40] 来探索不同脉冲宽度 HiPIMS 放电过程中的等离子体参数与特性. 依据其他工作 [4] 与第 3.2 节中得到的等离子体参数, 模型采用参数如下: 半径为 50 mm 的 Ti 靶, 离化区域高度为 $L = z_2 - z_1 = 20 - 1 = 19 \text{ mm}$, 气压为 0.8 Pa , 频率为 500 Hz , 放电电压为 -600 V . IRM 模型得到的脉冲导通期间放电电流、电子密度和电子温度的演化如图 9(a)–(c) 所示, 计算得到的放电电流 I_d 波形与实验测量波形 (图 3(b)) 高度吻合. 其中, 拟合参数 F_{PWR} 随着脉冲宽度的缩短而增大, 表明输入等离子体的能量占比越高. 在图 9(b) 中, $\tau = 100 \mu\text{s}$ 时电子密度 n_e 达到最大值约 $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 与实验测量离子密度值处于同一数量级. 在图 9(c) 中, T_e 的演化趋势与实验测量结果 (图 5(c)) 所示趋势一致. 结合实验和模拟的结果, 将从以下两个方面分析电流增长的内因.

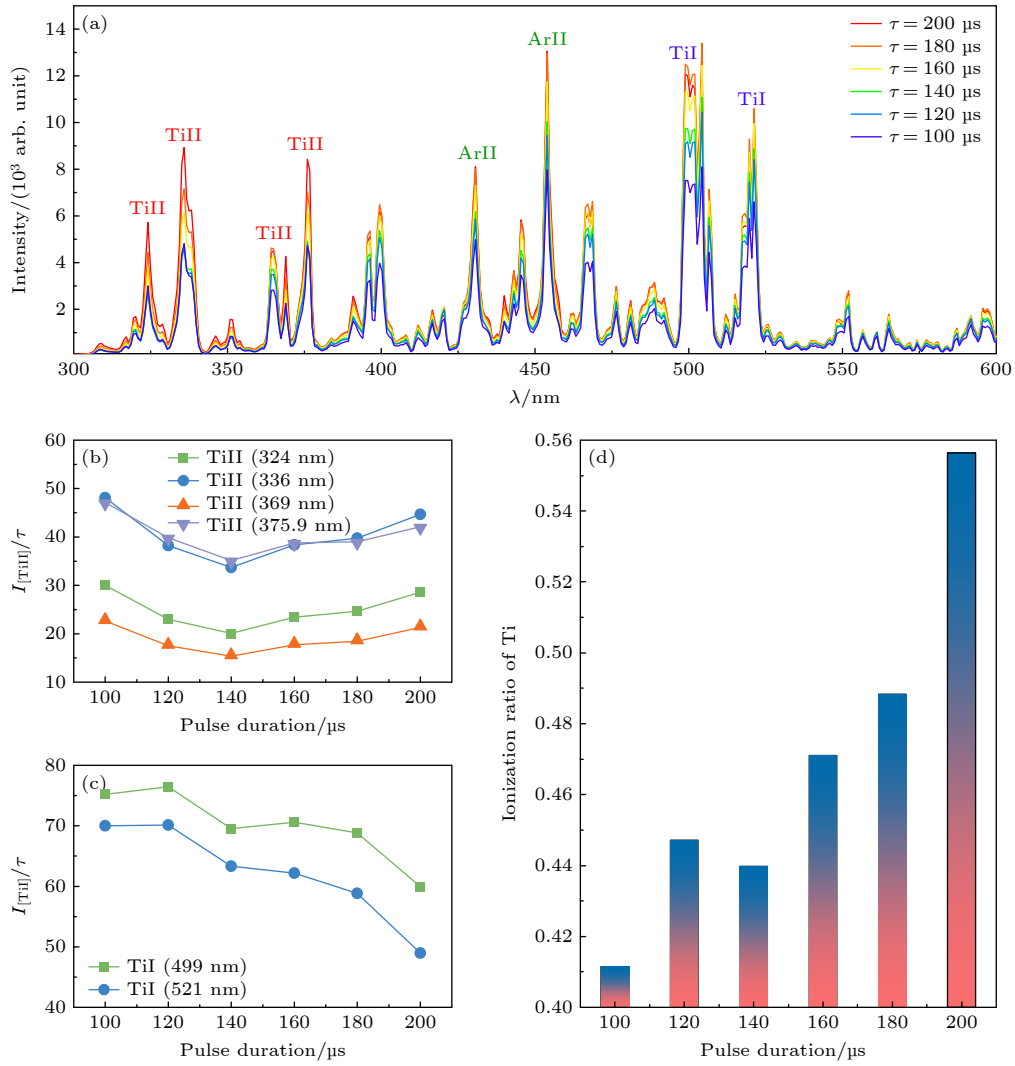


图 8 (a) 发射光谱线; (b) TiII 发射强度与脉冲宽度的比值 $I_{[TiII]}/\tau$; (c) TiI 发射强度与脉冲宽度的比值 $I_{[TiI]}/\tau$; (d) 电离率 $I_{[TiII]}/(I_{[TiII]}+I_{[TiI]})$ 随脉冲宽度的变化关系. 放电电压为 -600 V, 频率为 500 Hz, 气体压强为 0.8 Pa

Fig. 8. (a) The emission spectrum representing the atomic lines; (b) the ratio of TiII emission intensity and pulse duration $I_{[TiII]}/\tau$; (c) the ratio of TiI emission intensity and pulse duration $I_{[TiI]}/\tau$; (d) the ionization ratio of $I_{[TiII]}/(I_{[TiII]}+I_{[TiI]})$ as a function of pulse duration in HiPIMS discharge, operated at -600 V discharge voltage with frequency of 500 Hz and gas pressure of 0.8 Pa.

1) 气体稀薄和自溅射. 在 HiPIMS 放电中, 由于电离与激发反应, 会产生“溅射风”^[46,56] 和气体温度升高^[57] 现象, 导致靶材前方的中性气体原子密度降低. 如图 10(a) IRM 模拟结果可知, HiPIMS 脉冲导通时间内 Ar 原子稀薄度 $\Delta n_{Ar}/n_{Ar,0}$ 在 $\tau = 100$ μs 时最为严重, 约 33.7%. 根据文献^[40,46] 中描述的气体密度平衡方程, 气体损失主要源于电离反应项 ($k_{iz}n_en_{Ar}$). 短脉冲放电中电子密度与温度更高 (图 6), 促使更多气体原子发生电离. 脉冲关断后, Ar 原子密度会重新回升至初始值 $n_{Ar,0}$, 称为“气体回填”. 气体回填速率取决于气体通量项 ($\Gamma_{Ar,diff}$), 与气体温度及中性 Ar 原子密度差 (Δn_{Ar}) 有关. 本文 IRM 模拟是在恒定气体温度

(300 K) 下进行的, 所以气体回填的时间尺度应由 Δn_{Ar} 确定. 图 10(a) 所示脉冲关断后 10—30 μs 完成气体回填, 类似于 Huo 等^[46] 报道的气体回填时间. 由此可认为, 在 500 Hz 重复频率下余辉阶段的 Ar 原子密度可完全恢复至初始值, 因此可以忽略余辉等离子体中 Ar 原子密度差异.

当气体稀薄发生且电离区域产生更多的 Ti⁺ 离子时, 放电将以自溅射为主. 由于 Ti⁺ 离子自溅射产额略低于 Ar⁺^[23], 导致放电电流在此阶段会减小. 由图 10(b) 和图 10(d) 可以看出, 长脉冲放电电流下降, Ar⁺ 和 Ti⁺ 密度随之降低, 余辉等离子体中金属离子密度也更低.

2) 余辉等离子体中不同粒子衰减情况. 脉冲关

断后, Ti^+ 和 Ar^+ 会迅速扩散出电离区, 可从图 10(b) 和图 10(d) 及探针收集的离子电流 (图 7(b)) 中观察到. 然而, 如图 10(c) 所示, 金属 Ti 原子的存活时间更长, 余辉末期 Ti 原子密度仍可达 10^{14} — $10^{15} m^{-3}$, 比离子密度高 3—4 个数量级, 与文献报道情况一致^[47]. 此外, 在 IRM 模拟中发现, 若电离

区高度 L 较大, 余辉末期的 Ti 原子密度会进一步升高, 在 $L = 50 mm$ 时甚至可达 $10^{17} m^{-3}$. 在脉冲关断期间, 由于电离作用较弱, 更长的电离区距离意味着单位时间内 Ti 原子的扩散通量更小. 因此, 上述结果表明余辉末期仍存在大量可参与下一个脉冲放电的 Ti 金属原子, 而带电离子已几乎完全损失

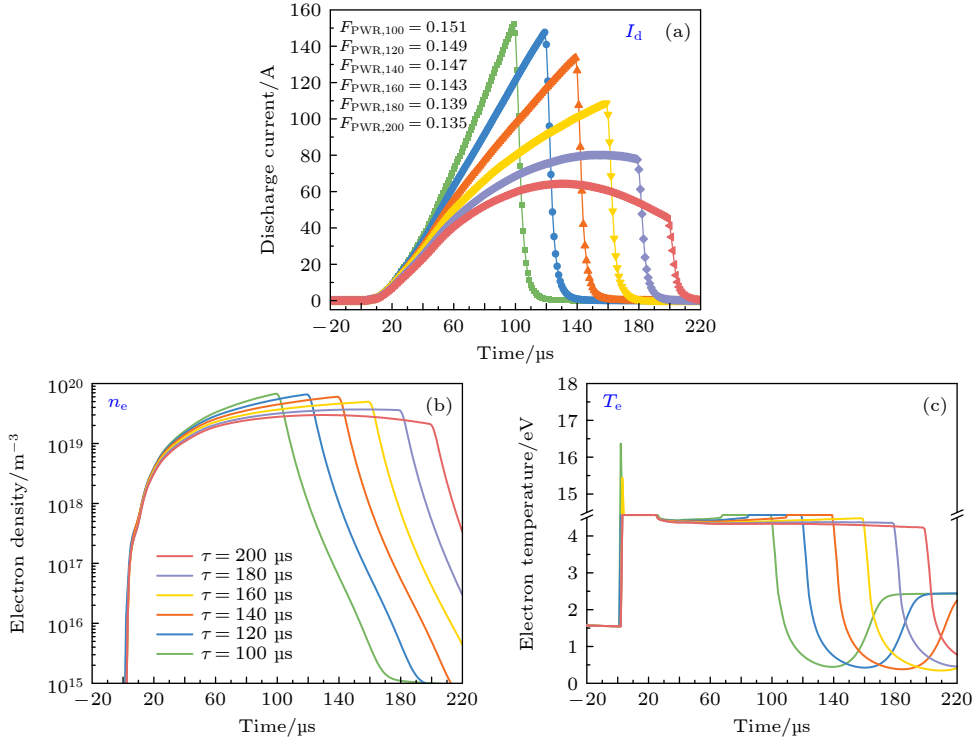


图 9 IRM 模拟结果 (a) 放电电流 I_d ; (b) 电子密度 n_e ; (c) 电子温度 T_e

Fig. 9. IRM results: (a) Discharge current I_d ; (b) electron density n_e ; (c) electron temperature T_e .

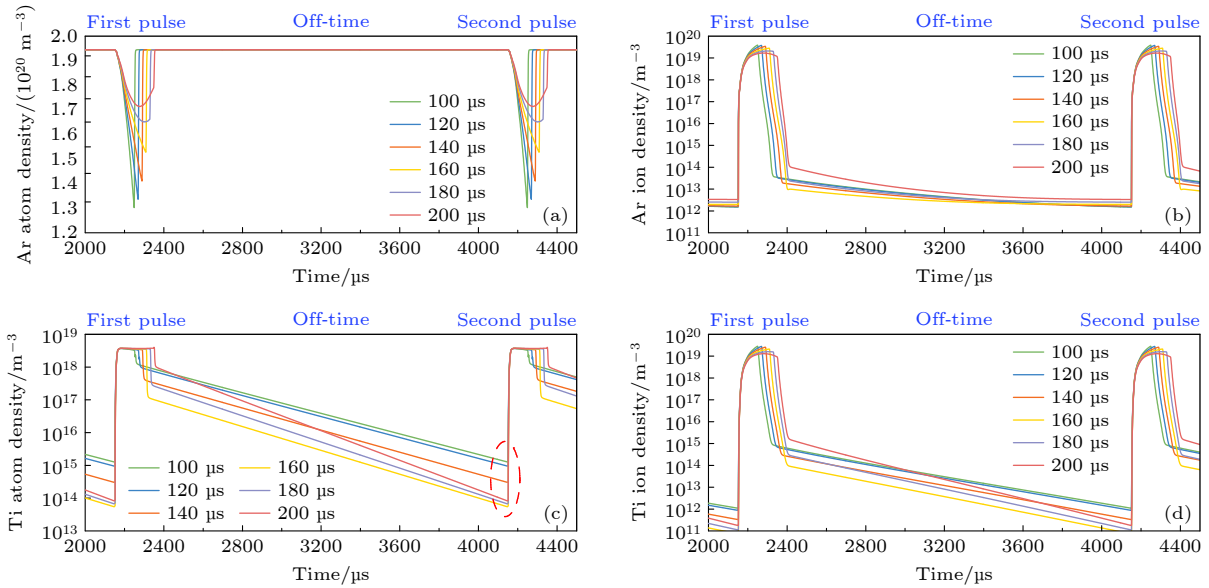


图 10 通过 IRM 模拟获得的 (a) Ar 原子密度, (b) Ar 离子密度, (c) Ti 原子密度和 (d) Ti 离子密度演化

Fig. 10. The temporal evolution of background gas (a) Ar atom density, (b) Ar ion density, (c) Ti atom density and (d) Ti ion density, obtained by the IRM simulation.

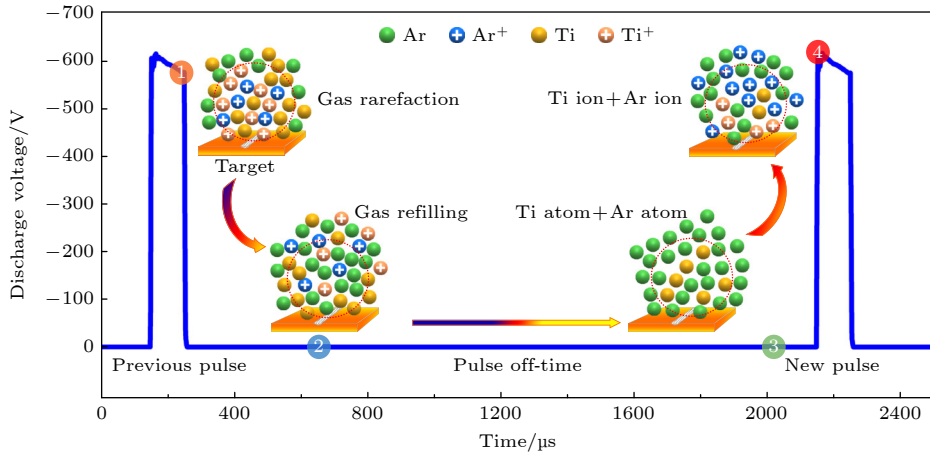


图 11 两个脉冲之间等离子体随时间的动态演化示意图

Fig. 11. Schematic diagram of the temporal evolution of plasma dynamics between the two main pulses.

(图 7(b) 和图 10). 至此, 可初步明确了短脉冲放电峰值电流升高的原因, 即上一个脉冲余辉中残留 Ti 金属原子的影响.

据此, 图 11 提出了相邻两个脉冲间等离子体动态过程影响放电的物理机制, 主要可以划分为 4 个典型的阶段. 第 1 阶段, HiPIMS 脉冲放电末期以 Ti^+ 离子自溅射为主, 导致溅射效应较弱而电离率较高. 第 2 阶段, 气体回填已完成, 带电粒子大量损失. 第 3 阶段, 等离子体中的粒子以 Ar 气体原子与一定数量的 Ti 金属原子为主, 构成后续脉冲放电的初始条件. 第 4 阶段, 上一脉冲余辉等离子体残留金属原子对本阶段放电发展产生促进作用, 该过程相当于在背景气体中掺入金属原子. 不同脉冲宽度下 HiPIMS 脉冲初始时刻的差异可以通过 EEDF (图 6, $t < 20 \mu s$) 体现, 即在 $\tau = 100 \mu s$ 时高能电子数量明显更高. 这些高能电子可被磁场约束, 显著地提高原子电离速率. 与 Ar 原子相比, Ti 原子的电离能更低, 并且其电离系数 $k_{Ti,iz}$ 更高. 如图 12 所示, 脉冲初始阶段 $k_{Ti,iz}$ 的峰值约 2.49×10^{-13} , 而 $k_{Ar,iz}$ 的峰值仅约 4.34×10^{-14} . 当等离子体形成后 ($t > 20 \mu s$), $k_{Ar,iz}$ 甚至会降至约 10^{-15} . 因此在 $\tau = 100 \mu s$ 时, 尽管上一脉冲残留 Ti 原子密度仅为 $10^{15} - 10^{17} m^{-3}$, 仍能为等离子体电离提供足够的概率和贡献 [58]. 因此在短脉宽放电中, 上一脉冲余辉等离子体残留的 Ti 原子可在当前脉冲初始阶段提供更多电子, 并且电子在局部电场加速与欧姆加热机制共同作用下 [4], 电子雪崩效应与电离反应更剧烈, 此外电离产生的离子也加剧了溅射过程, 最终导致放电电流快速升高 [26].

此外, Ti 原子 (6.83 eV) 和 Ti^+ 离子 (13.62 eV) 的电离能均低于 Ar 原子的电离能 (15.6 eV) [59]. 若金属离子进一步电离 ($Ti^+ + e \rightarrow Ti^{2+} + 2e$) 产生 Ti^{2+} 离子, 其可以从周围电场中获取更多能量、且具有更高的溅射产额, 进而诱发自溅射失控 [60]. 同时, 高能 Ti^{2+} 在轰击靶材时可产生更多的二次电子, 进而使电离区域中出现更多高价金属离子 (Ti^{2+}), 使得溅射和二次电子发射更显著 [58], 最终导致放电电流急剧增长.

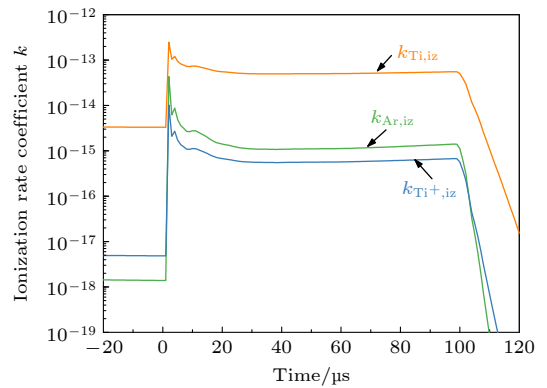

 图 12 通过 IRM 模型获得的 100 μs 脉宽下各种粒子电离系数 k 时间演变

 Fig. 12. Temporal evolution of ionization rate coefficient k in HiPIMS discharge with 100 μs pulse duration, obtained by the IRM model.

4 结 论

本文通过朗缪尔探针测量了离子密度、电子能量分布函数, 通过发射光谱获得等离子体成分, 通过离化区域模型模拟对实验数据进行验证, 系统研

究了脉冲宽度对 Ti 靶 HiPIMS 放电等离子体动态特性的影响, 揭示了在不改变电压的情况下缩短脉宽导致靶电流增长的内因. 主要结论如下.

1) 缩短脉冲宽度可有效提升放电电流峰值. 短脉冲放电 ($\tau = 100 \mu\text{s}$) 下, 平均导通功率、离子密度及探针收集的离子电流均有所提升. 通过探针数据可知, 短脉宽下的等离子体密度增高, 脉冲初期具有较高的电子温度. 由于金属原子电离需要足够时间, 光发射光谱数据表明短脉宽会导致离化率降低, 可使余辉等离子体中留存更多 Ti 原子.

2) 在增强放电电流方面, 上一脉冲余辉等离子体残留的 Ti 原子发挥着关键作用. 通过 IRM 模拟结果发现, 短脉冲宽度下上一脉冲余辉末期的 Ti 原子密度最大. 虽然 Ti 原子的密度低于 Ar 原子, 但 Ti 原子的电离能低而离化率系数高, 其具备为气体击穿过程提供电离和电子雪崩的能力. 因此, 短脉宽放电初始阶段的 EEDF 图中可观察到高能电子的密度更高.

综上所述, 可以通过缩短 HiPIMS 脉冲宽度可改善放电电流和离子密度. 一定条件下, 缩短脉冲宽度可在余辉结束时保留更多 Ti 原子, 继而促使下次放电电流快速增加. 可以推断, 沉积速率也可通过相同的方式优化. 本文工作不仅有助于深入理解 HiPIMS 放电参数与微观等离子体瞬态特性之间的作用机制, 也对相关工业应用具有参考价值, 可为 HiPIMS 涂层沉积工艺参数的选取提供指导思路.

参考文献

- [1] Kouznetsov V, Macák K, Schneider J M, Helmersson U, Petrov I 1999 *Surf. Coat. Technol.* **122** 290
- [2] Gudmundsson J T 2010 *Vacuum* **84** 1360
- [3] Anders A 2011 *Surf. Coat. Technol.* **205** S1
- [4] Han M, Luo Y, Li H, Xu Y, Luo S, Xu H, Xu C, Li L 2020 *Surf. Coat. Technol.* **403** 126371
- [5] Gudmundsson J T, Sigurjonsson P, Larsson P, Lundin D, Helmersson U 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 123302
- [6] Gu J, Li L, Ai M, Xu Y, Xu Y, Li G, Deng D, Peng H, Luo S, Zhang P 2020 *Surf. Coat. Technol.* **402** 126270
- [7] Bohlmark J, Alami J, Christou C, Ehasarian A P, Helmersson U 2005 *J. Vac. Sci. Technol., A* **23** 18
- [8] Greczynski G, Lu J, Johansson M, Jensen J, Petrov I, Greene J E, Hultman L 2012 *Vacuum* **86** 1036
- [9] Samuelsson M, Lundin D, Jensen J, Raadu M A, Gudmundsson J T, Helmersson U 2010 *Surf. Coat. Technol.* **205** 591
- [10] Han M Y, Li L H, Li H, Ai M, Luo Y 2019 *Surf. Technol.* **48** 20 (in Chinese) [韩明月, 李刘合, 李花, 艾猛, 罗阳 2019 表面技术 **48** 20]
- [11] Li G, Li L, Han M, Luo S, Jin J, Wang L, Gu J, Miao H 2019 *Metals* **9** 918
- [12] Lopes Dias N F, Meijer A L, Biermann D, Tillmann W 2024 *Surf. Coat. Technol.* **487** 130987
- [13] Shen Y Q, Zhang Z Q, Liao B, Wu X Y, Zhang X, Hua Q S, Bao M Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 108101 (in Chinese) [沈永青, 张志强, 廖斌, 吴先映, 张旭, 华青松, 鲍曼雨 2020 物理学报 **69** 108101]
- [14] Hippler R, Cada M, Mutzke A, Hubicka Z 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 055013
- [15] Liu M, Chen X M, Li Y T, Zeng X K, Jiang X, Leng Y X 2023 *Vacuum* **217** 112546
- [16] Yang Y C, Chang C T, Hsiao Y C, Lee J W, Lou B S 2014 *Surf. Coat. Technol.* **259** 219
- [17] Velicu I L, Tiron V, Popa G 2014 *Surf. Coat. Technol.* **250** 57
- [18] Ghasemi S, Farhadizadeh A R, Ghomi H 2019 *Trans. Nonferrous Met. Soc. China* **29** 2577
- [19] Konstantinidis S, Dauchot J P, Ganciu M, Ricard A, Hecq M 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 013307
- [20] Fekete M, Hnilica J, Vitelaru C, Minea T, Vašina P 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 365202
- [21] Tiron V, Velicu I L, Mihăilă I, Popa G 2018 *Surf. Coat. Technol.* **337** 484
- [22] Rudolph M, Brenning N, Raadu M A, Hajihoseini H, Gudmundsson J T, Anders A, Lundin D 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 05LT01
- [23] Anders A, Andersson J, Ehasarian A 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 113303
- [24] Gudmundsson J T, Brenning N, Lundin D, Helmersson U 2012 *J. Vac. Sci. Technol., A* **30** 030801
- [25] Rosnagel S M 1988 *J. Vac. Sci. Technol., A* **6** 19
- [26] Oskirko V O, Zakharov A N, Grenadyorov A S, Pavlov A P, Semenov V A, Rabotkin S V, Kozhevnikov V Yu, Solovyev A A 2023 *Vacuum* **216** 112459
- [27] Butler A, Brenning N, Raadu M A, Gudmundsson J T, Minea T, Lundin D 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 105005
- [28] Shimizu T, Teranishi Y, Morikawa K, Komiya H, Watanabe T, Nagasaka H, Yang M 2015 *Thin Solid Films* **581** 39
- [29] Hopwood J, Guarnieri C R, Whitehair S J, Cuomo J J 1993 *J. Vac. Sci. Technol., A* **11** 152
- [30] Chau K H, Kawai Y, Kan C W, Syu J L, Liu Y C, Chen Y H, Liang C J, He J L 2024 *Jpn. J. Appl. Phys.* **63** 016003
- [31] Luo Y, Han M, Li D, Tang L, Li H, Li L, Wang W, Deng D, Gu J, Li G 2024 *Plasma Sources Sci. Technol.* **33** 105007
- [32] Han M, Luo Y, Li H, Li L, Xu Y, Luo S, Zhang P, Xu H, Xu C 2021 *Surf. Coat. Technol.* **405** 126518
- [33] Han M, Luo Y, Li L, Li H, Xu Y, Luo S 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 025016
- [34] Poolcharuansin P, Bradley J W 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 025010
- [35] Chau K H, Kawai Y, Syu J L, Chen Y H, Kan C W, He J L 2025 *J. Vac. Sci. Technol., B* **43** 024007
- [36] Liu Y X, Zhang Y Y 2022 *Phys. Exp.* **42** 1 (in Chinese) [刘永新, 张莹莹 2022 物理实验 **42** 1]
- [37] Chen F F 1992 *J. Vac. Sci. Technol., A* **10** 1389
- [38] Magnus F, Gudmundsson J T 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 073503
- [39] Britun N, Hnilica J 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 211101
- [40] Raadu M A, Axnäs I, Gudmundsson J T, Huo C, Brenning N 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 065007
- [41] Oskirko V O, Kozhevnikov V Y, Rabotkin S V, Pavlov A P, Semenov V A, Solovyev A A 2023 *Plasma Sources Sci.*

- Technol.* **32** 075007
- [42] Brenning N, Huo C, Lundin D, Raadu M A, Vitelaru C, Stancu G D, Minea T, Helmersson U 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 025005
- [43] Stancu G D, Brenning N, Vitelaru C, Lundin D, Minea T 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 045011
- [44] Bai H, Gao J, Li J, Ni J, Wang X, Cai Z, Fu E, Li Q, He J, Leng X, Jian J, Liu X 2025 *Surf. Coat. Technol.* **513** 132436
- [45] Chen D, Dai W, Liang D, Wang Q, Yan J 2025 *Thin Solid Films* **814** 140626
- [46] Huo C, Raadu M A, Lundin D, Gudmundsson J T, Anders A, Brenning N 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 045004
- [47] Kozák T, Lazar J 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 115012
- [48] Pajdarová A D, Vlček J, Kudláček P, Lukáš J 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 025008
- [49] Held J, Thiemann-Monjé S, Von Keudell A, Schulz-von Der Gathen V 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 125003
- [50] Chau K H, Kawai Y, Kan C W, Syu J L, Liu Y C, Chen Y H, Liang C J, He J L 2021 *Jpn. J. Appl. Phys.* **61** SA1020
- [51] Zanáška M, Lundin D, Brenning N, Du H, Dvořák P, Vašina P, Helmersson U 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 025007
- [52] Horwat D, Anders A 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 123306
- [53] Zuo X, Zhang D, Chen R, Ke P, Odén M, Wang A 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 015013
- [54] Hubička Z, Čada M, Kapran A, Olejníček J, Kšířová P, Zanáška M, Adámek P, Tichý M 2020 *Coatings* **10** 246
- [55] Jaszewski S T, Fields S S, Chung C C, Jones J L, Orson K G, Reinke P, Ihlefeld J F 2024 *J. Vac. Sci. Technol. , A* **42** 023414
- [56] Hoffman D W 1985 *J. Vac. Sci. Technol., A* **3** 561
- [57] Palmero A, Rudolph H, Habraken F H P M 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083307
- [58] Hnilica J, Klein P, Šlapanská M, Fekete M, Vašina P 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 095204
- [59] Šroba V, Viskupová K, Wicher B, Rogoz V, Li X, Mikula M, Greczynski G 2024 *J. Vac. Sci. Technol. , A* **42** 023410
- [60] Anders A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 201501

Influence of pulse duration on plasma characteristics in HiPIMS discharge*

LI Jiale HAN Mingyue[†] LUO Yang WU Yiyan YANG Hao LI Liuhe[‡]

(Advanced Surface Coating Technology Laboratory, School of Mechanical Engineering and Automation,
Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 23 December 2025; revised manuscript received 11 February 2026)

Abstract

As an advanced discharge technique, high-power impulse magnetron sputtering (HiPIMS) has the advantage of high density and high ionization degree plasma, which is widely applied in surface engineering. However, systematic investigations into the intrinsic correlation between discharge parameters and the resulting plasma characteristics remain scarce. As an extremely important parameter, the pulse duration can affect the discharge current, the plasma dynamics, and ultimately the microstructure of deposited films. Recently, it has been found that the peak amplitude of the discharge current can increase markedly as the pulse duration becomes shorter, while the underlying physical mechanism remains poorly understood. In this work, to elucidate the effects of pulse duration on gas breakdown, self-sputtering behavior, and afterglow plasma dynamics, a comprehensive study combining high-time-resolution diagnostics and numerical simulation was conducted. The experiments were performed on a Ti target using a custom HiPIMS power supply, operating at fixed voltages of -600 and -800 V, a pulse frequency of 500 Hz, and a pulse duration ranging from 100 to 200 μs . Key plasma parameters were diagnosed via a Langmuir probe and optical emission spectroscopy (OES), and complemented by numerical simulations using the ionization region model (IRM). Experimental results demonstrate that shortening the pulse duration from 200 to 100 μs leads to a substantial increase in the peak discharge current from ~ 65 to ~ 154 A, accompanied by a nearly twofold increase in ion density (from $\sim 3 \times 10^{19}$ to $\sim 6.5 \times 10^{19}$ m^{-3}). Langmuir probe measurements confirm that more high-temperature electrons are present in the early phase of short-pulse discharges, thereby promoting enhanced ionization. IRM simulation results further uncover the core mechanism: the short-pulse sustains a significantly higher residual Ti atom density in the afterglow phase. Owing to their lower ionization energy and higher ionization cross-section relative to Ar atoms, these residual Ti atoms facilitate a more intense electron avalanche at the inception of the subsequent pulse. This triggers a positive feedback loop of ionization and sputtering, thereby drastically boosting the initial ionization rate and the peak discharge current. This work clarifies the intrinsic physical mechanism behind the peak current enhancement in short-pulse HiPIMS and offers valuable insights into the HiPIMS plasma dynamic characteristics and the optimization of high-performance coating preparation processes.

Keywords: high-power impulse magnetron sputtering discharge, pulse duration, plasma diagnosis, plasma simulation

DOI: [10.7498/aps.75.20251748](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251748)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251748](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251748)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275014, 12305278), the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant Nos. L252098, L252037), and the Open Fund of State Key Laboratory of High-Density Electrical Energy Conversion, China (Grant No. DN202514).

[†] Corresponding author. E-mail: hanmingyue@buaa.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: liliuhe@buaa.edu.cn

HiPIMS放电脉宽对等离子体瞬态特性的影响

李佳乐 韩明月 罗阳 吴亦言 杨皓 李刘合

Influence of pulse duration on plasma characteristics in HiPIMS discharge

LI Jiale HAN Mingyue LUO Yang WU Yiyan YANG Hao LI Liuhe

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100503 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251748

CSTR: 32037.14.aps.75.20251748

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251748>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

深振荡磁控溅射放电等离子体脉冲特性

Plasma characteristics in deep oscillation magnetron sputtering of chromium target

物理学报. 2024, 73(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240364>

面向复杂求解域的高效粒子网格/蒙特卡罗模型与阳极层离子源仿真

High-efficient particle-in-cell/Monte Carlo model for complex solution domain and simulation of anode layer ion source

物理学报. 2023, 72(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222394>

辅助放电下刷状空气等离子体羽的放电特性和参数诊断

Discharge characteristics and parameter diagnosis of brush-shaped air plasma plumes under auxiliary discharge

物理学报. 2024, 73(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231946>

脉冲电压上升沿对He 大气压等离子体射流管内放电发展演化特性的影响

Effects of pulse voltage rising edge on discharge evolution of He atmospheric pressure plasma jet in dielectric tube

物理学报. 2022, 71(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210470>

同轴枪放电等离子体动力学与杂质谱特性

Dynamics and impurity spectral characteristics of coaxial gun discharge plasma

物理学报. 2024, 73(18): 185203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240760>

固定功率下大气压交流氩气等离子体射流的光谱特性

Spectral diagnosis of atmospheric pressure AC argon plasma jet at constant power

物理学报. 2023, 72(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230307>