

同轴枪放电等离子体动力学与杂质谱特性^{*}

漆亮文¹⁾[†] 杜满强¹⁾ 温晓东¹⁾ 宋健²⁾ 闫慧杰²⁾

1) (兰州交通大学数理学院, 兰州 730070)

2) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2024年5月28日收到; 2024年8月1日收到修改稿)

同轴枪放电可以产生高速度、高密度及高能量密度的等离子体射流, 在等离子体空间推进、天体物理和高温核聚变等研究领域具有广泛的应用。基于同轴枪的实际应用, 等离子体速度、密度、纯净度是评估等离子体特性的重要参量。本文通过对等离子体光电流信号和发射光谱的测量及放电图像的拍摄, 研究了不同放电电流和气压对同轴枪放电等离子体的动力学特性、电子密度与杂质发射光谱的影响。实验结果表明: 气压为 10 Pa, 放电电流为 30—70 kA 时, 等离子体在枪内的加速时间随电流的增大而缩短, 等离子体中阳极和阴极杂质光谱均随电流的增大而增强; 放电电流为 40 kA, 气压为 10—70 Pa 时, 等离子体加速时间随气压的增大而增长, 等离子体中阴极杂质光谱强度随气压的增加不断降低, 而阳极杂质光谱强度却是逐渐增加的, 不过其增长速率逐渐减小。分析认为, 不同放电电流和气压决定了等离子体获能、加速特性及电子密度, 协同影响金属杂质特性。同轴枪喷口处发生等离子体箍缩效应与高密度电弧在枪内加速时间是影响阳极烧蚀的重要因素, 阴极材料的杂质是离子轰击溅射产生的, 主要依赖于离子携带的能量。

关键词: 同轴枪, 等离子体, 光电流信号, 发射光谱

PACS: 52.80.Vp, 52.50.Dg, 52.70.Kz

DOI: [10.7498/aps.73.20240760](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240760)

1 引言

同轴脉冲放电等离子体枪(简称同轴枪)由实心圆柱内电极和圆筒状外电极组成, 两电极之间用绝缘材料绝缘。当两电极之间施加高压后, 同轴枪内的中性气体被击穿电离产生径向放电等离子体电流通道(J), 放电电流可以达到千安培甚至兆安培量级, 而流经内电极的电流产生方位角磁场(B), 磁感应强度可以达到特斯拉量级。 $J \times B$ 产生的自磁力将加速放电等离子体电流片, 将电磁能转化成等离子体动能与无定向热能, 产生的等离子体同时具有高速度、高密度、高温度等特点^[1-3]。在许多研究领域得到了广泛应用, 如等离子体空间推进^[4]、高温致密等离子体产生^[5]、紧凑环(compact toroid, CT)形成^[6]、等离子体与材料相互作用^[7]、尘埃粒

子加速^[8]等。近年来, 同轴枪放电技术的创新应用得到了发展。Hsu 等^[9]利用同轴枪产生了具有大质量、高速度和高密度的等离子体射流, 用于研究等离子体射流驱动的磁-惯性约束聚变。Wiechula 等^[10]用同轴等离子体加速器开发了两个正面碰撞的等离子体射流, 用作紫外光源。Zhang 等^[11]利用同轴枪产生等离子体与外磁场相互作用模拟实验室天体物理现象。

同轴枪放电有两种工作模式: 预填充或“雪犁”模式^[12,13](snowplow mode)与爆燃模式(deflagration mode)^[14,15]。通常情况下, 预填充模式产生的等离子体具有温度高、密度高等特点, 但喷射速度相对较慢。而爆燃模式产生的等离子体具有速度快的特点, 但等离子体密度与温度都相对较低。因此预填充模式放电等离子体一般用于高温高密等离子体与材料相互作用^[16]、CT 产生方面^[17]的研究,

* 第四批天佑青年托举人才支持计划(批准号: 1520260419)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: 18742509171@163.com

而爆燃模式放电等离子体一般用于空间推进、天体等离子体物理等方面。所谓的预填充模式就是在放电击穿前，同轴枪电极内部已经被预先填充了工作气体，然后施加电压使得气体击穿。放电击穿发生在同轴枪绝缘部件附近（也称为同轴枪臀部），形成径向均匀分布的电流片。电流片在洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 的作用下向同轴枪端口运动，最后形成等离子体喷射。其运动过程用所谓的“雪犁模型”来解释^[18,19]，“雪犁模型”认为环状电流片在同轴枪内运动的过程中会把枪内的中性气体一并扫除，在此过程中进一步电离所扫除的气体，类似于堆雪球一般，最终喷射的等离子体携带着枪内所有的被电离气体。由于携带的质量比较大，所以等离子体速度相对爆燃模式而言比较慢，但等离子体密度比较高，由于磁压缩作用，等离子体温度也比较高，从而产生高温高密等离子体。

在同轴枪放电等离子体的应用中，等离子体速度、密度、纯净度等参数是非常重要的参量，如何测量并确定其对放电参数的依赖关系是同轴枪重要研究方向之一。高著秀等^[8]采用发射光谱的多普勒频移测量研究了不同放电参数对等离子体速度的影响，结果表明速度随充电电压的增大而增大，随气压的增大而不断减小。杨亮等^[20]利用 H_{β} 谱线的 Stark 展宽法计算了同轴枪放电等离子体密度，并研究了不同参数下等离子体密度在输运过程中的变化趋势，实验观察到了等离子体输运过程中的聚集现象。刘帅等^[21]利用光电二极管和磁探针测量了近似方波的电流作用下平行轨道加速器内等离子体的运动特性，结果表明由电极表面的黏滞阻力和电极烧蚀引起的质量增加可以影响等离子体速度。

此外，同轴枪放电等离子体中杂质存在是影响等离子体特性的关键因素，其杂质主要来源于阴极和阳极的金属材料。由于金属材料的不断腐蚀，严重损伤了同轴枪电极结构，对放电及产生的等离子体特性造成影响。尤其在球马克燃料注入实验中，金属杂质的存在严重降低了球马克的螺旋性衰减时间，使得等离子体在到达托卡马克装置时磁场过度衰减，磁约束效果减弱。针对同轴枪放电过程中杂质污染问题已有较多的研究，Wang 等^[22]设计了 Penning 辅助等离子体源，通过在放电起始处施加会切磁场降低击穿电压，从而抑制离子轰击阴极溅射，减少等离子体杂质的产生，提高等离子体纯

度。Brown 等^[23]在磁化等离子体枪特性的研究中通过对阳极涂覆钨、铬等高熔点材料减少杂质的产生，获得了纯净的等离子体，增强球马克等离子体的螺旋性效应。

然而，基于目前的研究分析，以往的研究只是简单地关注测得等离子体中的杂质种类，对不同放电参数下同轴枪放电等离子体动力学特性与杂质分析较少，放电过程中杂质的产生机理以及所依赖的放电参数间的关系尚不明确。我们利用发射光谱诊断技术研究同轴枪放电等离子体纯净度问题，同时测量了等离子体发射光谱中的 H_{β} 谱线、光电流信号及回路电流信号，研究了不同放电参数（不同的放电电流与工作气压）对等离子体动力学特性的影响。并结合同轴枪放电机理，分析了同轴枪放电等离子体中杂质污染产生的原因，为实际工程中如何选择放电参数减少杂质污染以获得纯净的等离子体提供一定的参考。

2 实验装置与诊断系统

实验装置与诊断原理如图 1 所示，放电装置主要由同轴等离子体枪、电源系统、输运通道和真空系统四部分组成。其中同轴枪由实心圆柱内电极和空心圆柱外电极组成，内电极由直径 50 mm、长 245 mm 黄铜材料构成。外电极内径 100 mm、长 270 mm，材料为不锈钢。内外电极间利用厚 20 mm、直径 100 mm 的尼龙介质进行绝缘，枪内放电间隙为 25 mm。设计内电极末端开有一个直径 10 mm 的通气孔，实验过程中经通气孔充入人工质气体 Ar 进行等离子体放电。电源系统主要由 4 个 60 μ F 电容并联的电容组作为放电电源，电容充电电压最大可达 10 kV，放电电流最大可达 100 kA，对应的最大储能为 12 kJ。外输运通道为长 40 cm，直径 30 cm 的玻璃直筒，通过法兰连接在放电枪与真空腔室中间，其主要作用是便于观察等离子体的输运过程和光学诊断。真空系统由机械泵、分子泵、复合真空计三部分组成，实验时通过流量控制器和真空系统维持腔体内的气压，本底真空可达 10^{-3} Pa。

同轴枪外电极接地，内电极接电容器高压输出端，输出电压为正脉冲。采用 Acton SpectraPro 2500i 型光栅光谱仪测量等离子体发射光谱，主要用于分析等离子体中杂质特性并利用 H_{β} 谱线的斯

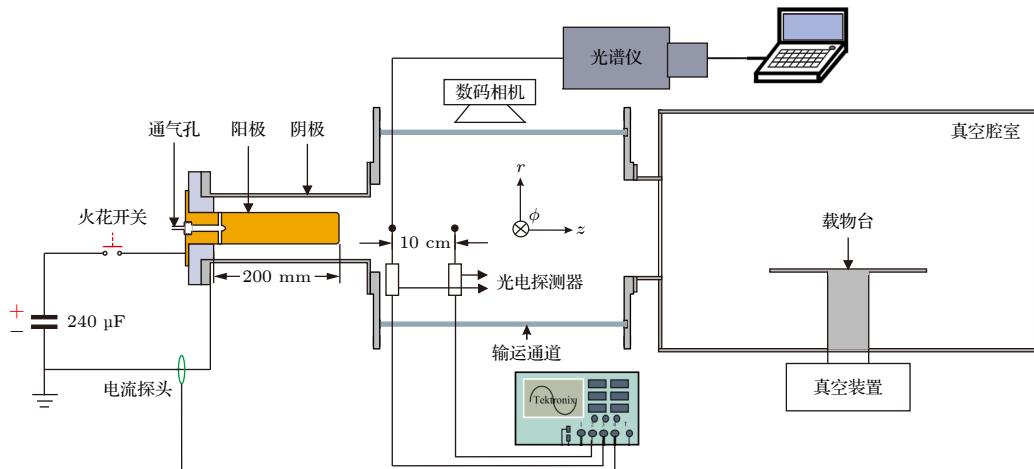


图 1 实验装置与诊断原理图

Fig. 1. Schematic of experimental setup and diagnosis principle.

塔克展宽计算等离子体电子密度。光谱仪光栅采用 500 g/mm, 光纤探头距离枪口 2.5 cm. 曝光时间为 3 s, 远大于整个放电周期, 其目的是获得时间累加的发射光谱强度。本实验在固定狭缝宽度后, 采用汞灯对光谱仪进行校准, 并通过测量 He-Ne 激光器发射的激光谱线, 即可得到光谱系统的仪器展宽。此外, 在采集过程中为了减少实验误差增加数据的对比性, 设置光谱仪扣除背景光强度并且使得透镜和光纤位置保持不变, 以保证光栅所采集到的光信号总是同一区域内等离子体的发射光谱。同时, 采用 Pearson 电流探头和两个相同型号光电探测器 (Thorlabs PDA-10A) 分别测量放电回路电流和输运过程中等离子体发光信号。等离子体发出的光信号通过准直器 (Thorlabs F240SMA-A)、光纤进入光电探测器 (Thorlabs PDA-10A), 并输出与光信号强度成正相关的电压信号, 通过一台四通道数字示波器 (Tektronix DPO4104B) 进行记录分析。由于两光电探测器相距为 10 cm, 当等离子体经过采集点时准直器能够快速采集到光信号, 时间响应为 400 ns。光电流信号不仅能直接反映等离子体形态, 还可以通过两信号出现的时间差计算等离子体输运速度 $V = L/\Delta t$ (L 是两光电探测器间隔距离, Δt 为两光电流信号出现的时间间隔)。

3 结果与讨论

3.1 等离子体加速特性

同轴枪放电的击穿过程发生在枪起始端两电极间绝缘层附近的位置, 沿着绝缘层表面爬电产生

初始电流通道, 气体击穿后放电电流迅速增加, 电流流过等离子体与外电极形成 RLC 闭合回路, 等离子体在洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 作用下沿轴向运动。根据“雪犁模型”, 等离子体在枪内运动过程中受到的磁压为 $B_\phi^2/(2\mu_0)$, 总的磁压力大小为

$$F = \int_{r_i}^{r_o} \frac{B_\phi^2}{2\mu_0} 2\pi r \cdot dr = \frac{1}{2} L' I^2, \quad (1)$$

式中, $B_\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$; 同轴枪电感梯度 $L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_o}{r_i}$, 其中 r_i 和 r_o 分别为同轴枪内外电极半径; I 为放电电流。等离子体电流片在运动过程中碰撞电离前方中性粒子, 并拖拽其以相同的漂移速度沿轴向喷出枪口。当等离子体在枪内沿轴向运动距离为 z 时, 假设运动路径上所有中性粒子被扫掠, 等离子体团的质量为

$$m = \rho z A, \quad (2)$$

其中 ρ 为中性粒子密度, $A = \pi(r_o^2 - r_i^2)$ 为内外电极间的横截面积。等离子体运动满足动量定理:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dz}{dt} \right) = \frac{1}{2} L' I^2. \quad (3)$$

考虑到放电电流为正弦阻尼振荡, 假设 $I = I_0 \sin \omega t$ (I_0 为峰值电流, ω 为放电角频率), 将 (1) 式和 (2) 式代入 (3) 式并积分得等离子体瞬时速度^[24]

$$\frac{dz}{dt} = V_0 \left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega} \right) / \left[2 \left(t^2 + \frac{\cos 2\omega t - 1}{2\omega^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

其中 $V_0 = I_0 \sqrt{L'/(2\rho A)}$ 为峰值电流 I_0 对应的速度, 等离子体瞬时速度与中性粒子数密度和不同时刻电流大小相关。

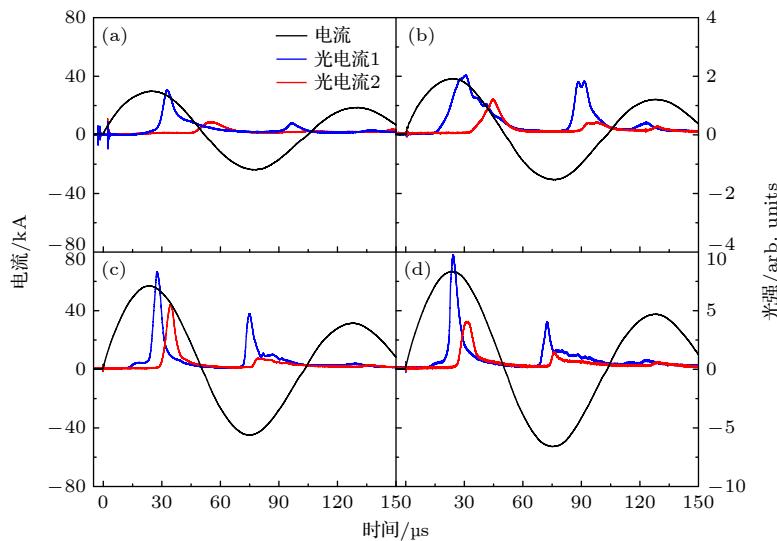


图 2 在气压为 10 Pa, 不同放电电压下同轴枪的电流、光电流波形图 (a) 3 kV; (b) 4 kV; (c) 6 kV; (d) 7 kV

Fig. 2. Waveforms of current and photodiode signals for coaxial gun discharge at the pressure 10 Pa with different voltages: (a) 3 kV; (b) 4 kV; (c) 6 kV; (d) 7 kV.

为研究放电电流对等离子体运动的影响, 将腔室内气压恒定为 10 Pa, 光电探测器 1 和 2 分别置于距离枪口 2.5 cm 和 12.5 cm 处, 选择放电电压为 3, 4, 6, 7 kV, 对应得到如图 2 所示的放电电流和光电流波形。由图 2 可以发现, 随着放电电压的增大, 第 1 个半周期电流峰值呈线性增加, 电流脉宽保持为 50 μ s。为避免光电探测器初始响应时带来的漂移误差, 选择光电流信号的峰值处为等离子体的喷射时间点。主要关注光电流信号 1 随电流的变化, 随着放电电流的增加光电流信号出现的时间向前移动。光电探测器与 Pearson 电流探头响应时间延迟为 400 ns, 在短距离内忽略等离子体从枪口到光电探测器 1 位置所需的时间, 这表明等离子体在枪内的加速时间逐渐缩短, 随放电电压的升高, 等离子体加速时间依次为 32.8, 29.2, 27.9, 25.2 μ s, 等离子体均在电流峰值附近处喷出枪口。光电流信号具有一定的宽度, 这表明喷射出的等离子体具有一定的轴向尺寸。将光电流信号的半峰宽时间与等离子体的喷射速度相乘, 估算得到等离子体长度约为 5.3—7.6 cm。此外, 在电流的第 2 个半周期, 电流反向时过零点的电流变化率最大, 在同轴枪起始端产生较高的电压, 从而形成二次击穿。从图 2 可以看出, 二次放电产生的等离子体发光强度相比第一次弱很多, 这是因为等离子体在电流的第一个半周期的轴向运动过程中, 枪内气体大部分被扫掠和电离, 残余气体较少, 从而导致等离子体

粒子数密度较小, 发光强度较弱。

利用(4)式和等离子体喷出枪口的时间计算得到不同放电电流下等离子体喷射速度的理论值, 等离子体实验速度为两光电探测器间的距离与光电流信号出现的时间间隔的比值。气压为 10 Pa, 不同放电电流下等离子体理论速度与实验速度对比如图 3 所示。随着放电电流的增大, 等离子体在枪内运动时受到的轴向磁压力增加, 等离子体运动速度加快, 这使得等离子体在枪内的加速时间逐渐变短。此外, 等离子体速度的实验值小于理论值, 并且随着放电电流的增大, 实验与理论偏差值增大。这可能是由同轴枪放电过程中电极表面对等离子体的黏滞阻力和源于电极材料的金属杂质共同造成。因为金属杂质质量大, 当其裹挟在等离

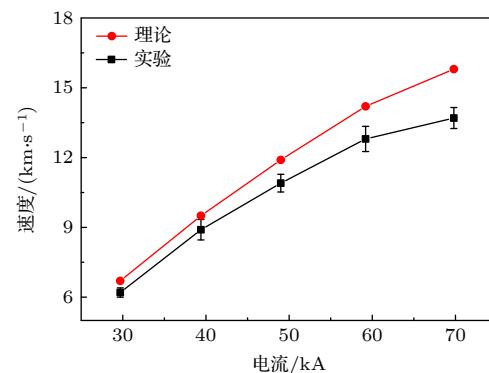


图 3 气压为 10 Pa, 不同放电电流下等离子体理论速度与实验速度对比

Fig. 3. Theoretical and experimental velocities of the plasma versus discharge current at a pressure of 10 Pa.

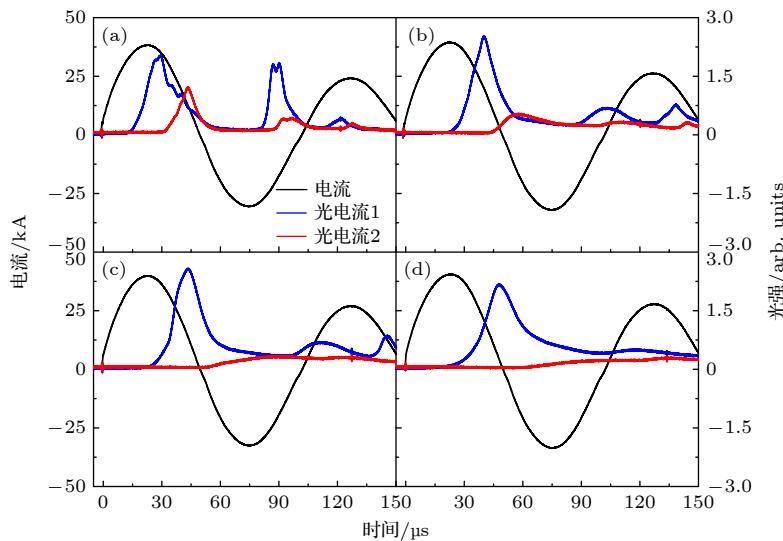


图 4 在充电电压 4 kV, 不同气压下同轴枪的电流、光电流波形图 (a) 10 Pa; (b) 30 Pa; (c) 50 Pa; (d) 70 Pa

Fig. 4. Waveforms of current and photodiode signals for coaxial gun discharge with the applied voltage of 4 kV at different pressure: (a) 10 Pa; (b) 30 Pa; (c) 50 Pa; (d) 70 Pa.

子体中后, 在运动过程中不容易被加速, 从而限制了等离子体喷射速度, 而黏滞阻力则直接影响枪内电流片加速。随着放电电流的增大, 黏滞阻力效应和电极烧蚀效应均增强, 从而导致其速度偏差值也随之增大。

为研究气压对等离子体运动的影响, 对电容器充电电压恒定为 4 kV, 选择工作气压为 10, 30, 50, 70 Pa, 得到如图 4 所示的电流波形和光电流波形。对比图 4(a)–(d) 可以发现, 由于放电过程中等离子体被完全电离, 相比于放电回路的电阻与电感, 等离子体电阻和电感值分别为 $\text{m}\Omega$ 和 nH 量级^[25], 对放电回路的影响甚微, 总放电回路阻抗特性由外电路的线性阻抗主导, 因此放电电流峰值和脉宽不随气压发生变化。首先关注光电流信号 1 随气压的变化, 随着气压的升高光电流信号出现的时刻向后移动, 这表明等离子体在枪内的加速时间加长, 加速时间依次为 29.2, 36.5, 38.4, 41.2 μs 。从光电流信号 2 可以看出, 在放电电流一定的条件下, 随着气压的升高, 光电流信号 2 的强度不断减弱, 气压为 70 Pa 时, 光电流信号强度基本为 0。这说明随着气压的增大, 等离子体在输运过程中与中性粒子碰撞频繁, 在前进过程中受到的阻力增大。在碰撞过程中将更多动量传递给中性气体并伴随着电子与离子之间的复合, 使得等离子体能量被不断损耗。

放电电流为 40 kA, 不同气压下等离子体喷射速度与理论值的对比如图 5 所示, 随着气压的增

大, 等离子体速度不断减小, 实验与理论速度偏差值随气压的增大先增加后保持不变, 与理论值相差约为 15%。这是因为等离子体在加速过程中会不断碰撞电离中性气体, 将动量传递给被电离的中性粒子并拖拽其向前运动。根据动量守恒定律, 被拖拽粒子的动量与等离子体所减少的动量相等。相同放电电流下, 随着气压的增大, 中性粒子数密度增加, 等离子体在运动过程中拖拽该部分中性粒子所消耗的动量增加, 导致等离子体运动速度减慢, 等离子体在枪内加速时间变长。此外, 不同气压下等离子体动量基本不变, 对电极表面与等离子体间的黏滞阻力影响较小, 实验与理论速度的偏差与放电过程中等离子体裹挟的杂质有关。

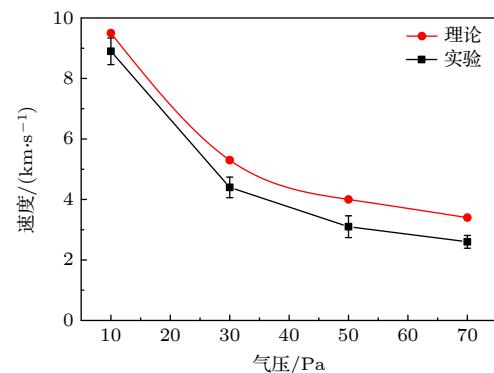


图 5 电流为 40 kA, 不同气压下等离子体理论速度与实验速度对比

Fig. 5. Theoretical and experimental velocities of the plasma versus pressure at the discharge current of 40 kA.

图 6 是用 Nikon 相机拍摄的不同气压下同轴枪放电等离子体输运照片, 曝光时间为 1 s. 从图 6 可以明显地看出, 等离子体的输运距离随气压的增大近似呈线性减小. 根据枪内等离子体动量 $P = \frac{1}{2}L' \int I^2 dt$, 喷射出的等离子体动量守恒, 是电流平方对时间的积分, 与气压无关. 因此距离减小由两方面原因造成, 一是等离子体在输运过程中, “雪犁”效应继续发挥着作用, 碰撞和拖拽过程中速度减小至零; 二是等离子体在输运过程中可能存在激波压缩, 使得等离子体产生堆积效应, 阻碍等离子体运动. 因此, 在充电电压相同的情况下, 等离子体在较高气压下两种效应均增强, 等离子体能量耗散加快, 传输距离会迅速减小.

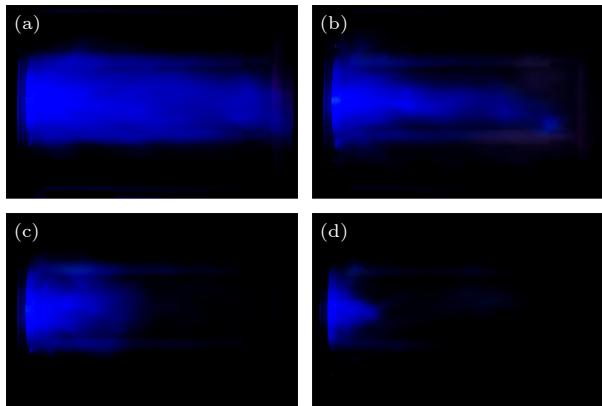


图 6 在充电电压 4 kV, 不同气压下同轴枪的放电照片
(a) 10 Pa; (b) 30 Pa; (c) 50 Pa; (d) 70 Pa

Fig. 6. Photographs for coaxial gun discharge with the applied voltage of 4 kV at different pressures: (a) 10 Pa; (b) 30 Pa; (c) 50 Pa; (d) 70 Pa.

3.2 等离子体电子密度

在电子密度的实验测量方面, 发射光谱法可以诊断等离子体密度、电子温度、等离子体化学成分等. 尤其等离子体电子密度介于 10^{14} — 10^{16} cm⁻³ 时, 测定电子密度最有效的方法是利用 H_β 谱线展宽的 Stark 效应. 本实验中由于同轴枪起始部分为尼龙材料 (—[NHCO]—), 初始击穿时因爬电烧蚀产生 H 元素谱线. Stark 展宽与等离子体电子密度之间的关系为 [20,26–28]

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = 2 \times 10^{-11} (n_e)^{2/3}, \quad (5)$$

式中, $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ 为 H_β 谱线的 Stark 展宽 (nm); n_e 为电子密度 (cm⁻³). $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ 通过下式计算:

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = \Delta\lambda_V - \frac{\Delta\lambda_G^2}{\Delta\lambda_V}, \quad (6)$$

式中, $\Delta\lambda_V$ 为佛克脱线型展宽, 实验中通过洛伦兹拟合所测 H_β 谱线可得. $\Delta\lambda_G$ 为高斯线型的总展宽, 由仪器展宽和多普勒展宽引起 [15,20,28]:

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{\Delta\lambda_I^2 + \Delta\lambda_D^2}, \quad (7)$$

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{8k_B T_g \ln 2}{A}}, \quad (8)$$

式中, $\Delta\lambda_I$ 为仪器展宽, 实验时通过高斯线性拟合 He-Ne 激光器中心波长 632.80 nm 的谱线测出; $\Delta\lambda_D$ 为多普勒展宽, 由 (8) 式给出; λ 为相应谱线的吸收峰值; 中心波长为 486.1 nm; c 为光速; k_B 为玻尔兹曼常数, T_g 为中性气体温度; A 为氢原子的质量. 在同轴枪雪犁模式的放电实验中, 中性氢原子的温度介于 2—4 eV [25,29], 计算由多普勒效应引起的展宽为 0.053—0.074 nm. 高斯展宽就是仪器展宽, 实验时测得的仪器展宽为 0.22859 nm. 同轴枪在充电电压 4 kV, 氩气气压 10 Pa 条件下测得的光谱如图 7 所示, 在 430—600 nm 范围内,

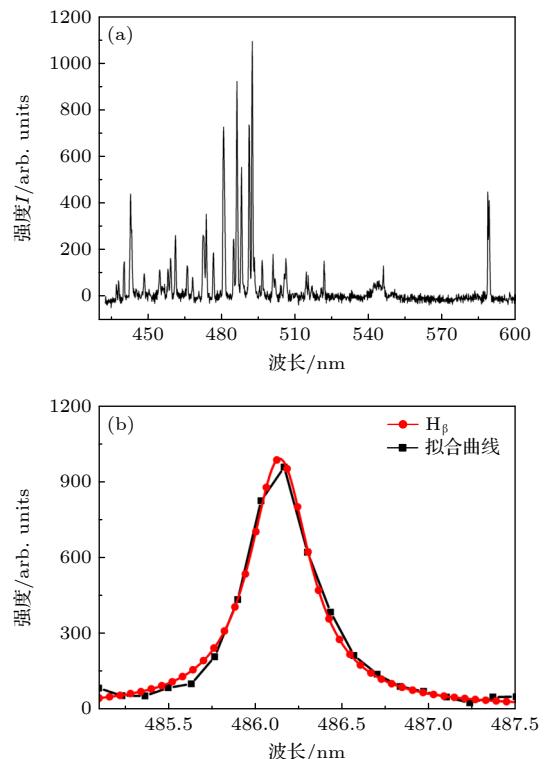


图 7 在充电电压 4 kV, 氩气气压 10 Pa 放电条件下测得的同轴枪 (a) 发射光谱和 (b) H_β 谱线拟合

Fig. 7. (a) Emission spectrum and (b) fitting of H_β spectrum measured for coaxial gun discharge in argon with the applied voltage of 4 kV and pressure of 10 Pa.

等离子体发射光谱谱线主要为 Ar 元素的谱线, 且在 430—500 nm 范围内, 谱线较为密集且强度较高。选择 H_{β} 谱线 (486.13 nm) 进行洛伦兹线性拟合, 其展宽为 0.42382 nm。忽略多普勒展宽, 利用 (6) 式可得 Stark 展宽为 0.30054 nm, 计算得到的等离子体电子密度为 $3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。

气压为 10 Pa 条件下, 等离子体电子密度随放电电流的变化如图 8 所示。由图 8 可知, 等离子体电子密度随放电电流的增大而增大, 由于放电电流与电压成线性关系, 大电流放电条件下, 电容储能增加, 放电增强, 等离子体在放电过程中获得轴向动能增加, 在前进过程中更容易碰撞电离中性粒子并拖拽其沿轴向运动, 使得等离子体电子密度增加。

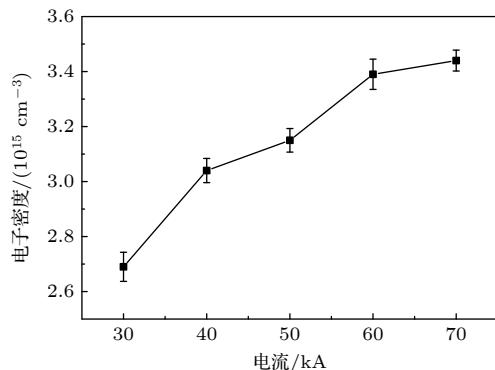


图 8 气压为 10 Pa, 等离子体电子密度随放电电流的变化
Fig. 8. Electron density versus discharge current at a pressure of 10 Pa.

图 9 为放电电流 40 kA, 不同气压下等离子体电子密度的变化。由图 9 可知, 气压变化范围为 10—30 Pa 时, 等离子体电子密度迅速增加, 气压变化范围为 30—70 Pa 时, 等离子体电子密度增加趋势平缓。随着气压的增加, 等离子体在轴向运动过程中扫掠并电离的中性粒子数增多, 等离子体电子密度会呈现逐渐增加的趋势。而在注入能量相同的情况下, 等离子体在与中性分子碰撞时会不断消

耗能量, 并伴随着电子与离子的复合, 等离子体电子密度的增加速率会减小, 在较高气压下基本保持不变甚至出现降低趋势。

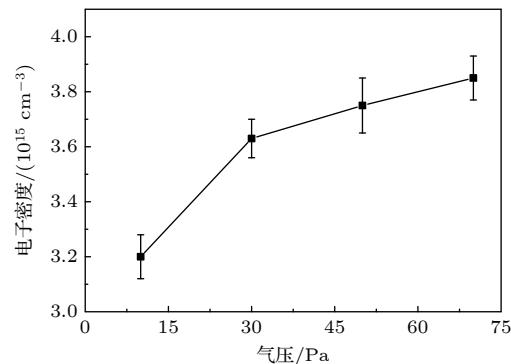


图 9 放电电流 40 kA, 等离子体电子密度随气压的变化
Fig. 9. Electron density versus pressure at the discharge current of 40 kA.

3.3 等离子体动力学特性

为分析放电过程中所涉及的等离子体动力学, 枪内加速和喷射过程如图 10 所示。等离子体在加速和喷射阶段都在洛伦兹力加速下运动, 等离子体所受洛伦兹力为

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = (\mathbf{J}_r + \mathbf{J}_z) \times \mathbf{B}_\phi, \quad (9)$$

式中, \mathbf{J} 为流经等离子体的电流密度, 可分解为轴向和径向分量; \mathbf{B}_ϕ 为流经内电极的电流在空间中产生的方位角磁场。进而对该力进行分解为轴向和径向分量:

$$\begin{cases} F_z = J_r B_\phi z, \\ F_r = -J_z B_\phi r, \end{cases} \quad (10)$$

其中径向分量 F_r 的负号表示其方向是径向指向中心, 也就是箍缩力; 轴向分量 F_z 为驱动等离子体加速的洛伦兹力。等离子体在喷出枪口之前处于加速阶段, 等离子体以电流片的形式向前运动, 不断扫掠并电离前方中性粒子。径向电流占主导, 电子

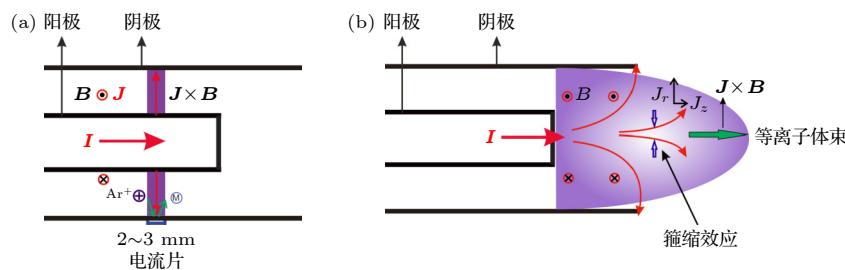


图 10 (a) 加速和 (b) 喷射阶段等离子体动力学特征示意图
Fig. 10. Schematic diagram of plasma dynamics during (a) acceleration and (b) ejection stages.

流向阳极烧蚀电极材料, 离子流向阴极轰击溅射电极材料。当等离子体运动至内电极头部位置时, 流经等离子体的电流集中在内电极头部, 该电流路径在轴向洛伦兹力加速下被拉伸, 电流路径发生倾斜, 从而增大了电流的轴向分量, 形成箍缩效应^[30], 在大电流条件下, 该效应也是烧蚀内电极材料的重要原因之一。

3.4 等离子体中杂质特性分析

基于等离子体动力学特性的分析, 源于电极材料的金属杂质是影响等离子体运动特性的重要原因。由于同轴枪放电的复杂性, 计算参数难以确定, 从而导致发射光谱的定量分析很难。考虑本实验中等离子体电子温度在 2 eV 左右, 选取杂质谱线对应的光子能量均大于该值, 谱线强度弱依赖于电子温度的变化。而发射的谱线强度与激发态原子或离子数密度成正比, 也就是说发射光谱的强弱直接反映出元素的含量。因此, 可以通过发射谱线的强度, 半定量的分析同轴枪放电等离子体中杂质成分的变化。作为验证, 实验在距离枪口 2.5 cm 处测量到的光谱如图 11 所示, 从等离子发射光谱中选择谱线强度较强的钛原子谱 Ti I 453.32 nm, 铜原子谱 Cu I 521.82 nm 及其离子谱 Cu II 589 nm 分析等离子体中杂质光谱强度随放电参数变化。

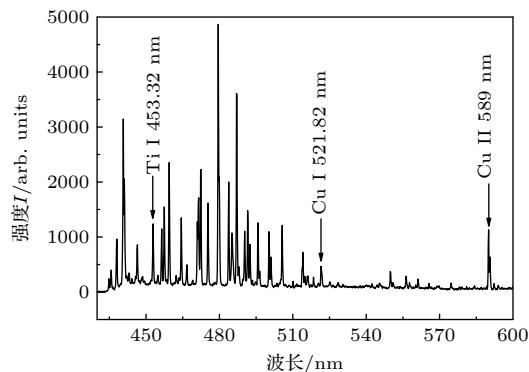


图 11 氩气条件下, 同轴枪放电等离子体中 Ti I 453.32 nm, Cu I 521.82 nm 和 Cu II 589 nm 的光谱谱线

Fig. 11. Spectra of Ti I 453.32 nm, Cu I 521.82 nm and Cu II 589 nm for coaxial gun discharge in argon.

图 12 为同轴枪内气压 10 Pa 条件下, 等离子体中 Ti 和 Cu 杂质光谱强度随放电电流的变化。由图 12 可以看出, 随着放电电流的增大, 从阴极材料产生的 Ti 原子和阳极材料产生的 Cu 原子、离子谱线强度均增强, 且在大电流条件下增强更为

明显。基于强流脉冲放电过程, 同轴枪内的等离子体电流片本质是一种沿电极滑动的电弧^[31], 在电极间运动过程中离子流向阴极, 电子流向阳极运动。由于放电电流与电容充电电压成线性关系, 随着放电电压的增大, 放电过程中离子在电场中获能增加, 离子轰击阴极材料溅射产生的 Ti 原子数密度增加, Ti 原子光谱强度增加。而电流片中的电子流与阳极表面碰撞过程中交换的能量决定了阳极的烧蚀程度, 结合图 2 光电流波形及其等离子体电子密度的测量结果, 等离子体均在一次放电的电流峰值附近喷出。在大电流条件下, 同轴枪内放电增强, 等离子体电子密度增加。过大的电流密度导致电流片在滑动过程中电子与阳极接触面碰撞增加, 电子将更多的能量传递给 Cu 原子使得阳极材料烧蚀严重, 从阳极材料产生的 Cu 原子数密度增加, 而 Cu 离子的出现是因为部分烧蚀产生的 Cu 原子与等离子体中高速运动的带电粒子碰撞时被电离成离子和电子, 随等离子体一起喷出枪口。此外, 峰值电流处所引起的箍缩效应使得等离子体通道在内电极头部形成焦点, 也是烧蚀内电极材料产生杂质的原因之一。

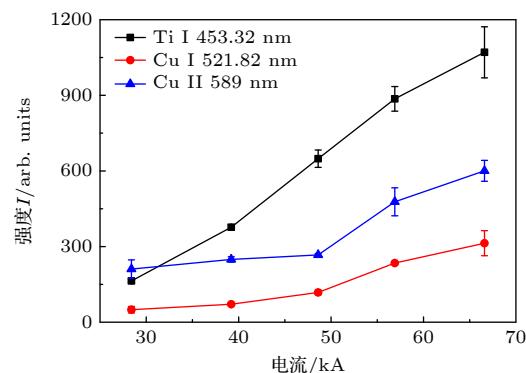


图 12 气压为 10 Pa 条件下, 等离子体中杂质光谱强度随放电电流的变化

Fig. 12. Spectral intensity of impurities in plasma versus discharge current under the condition with pressure of 10 Pa.

放电电流为 40 kA, 等离子体中杂质光谱强度随气压的变化如图 13 所示。Ti 原子谱线强度随气压的增大缓慢降低, Cu 原子及其离子谱强度随气压的增大先急剧增加, 气压高于 30 Pa 后呈现出缓慢增加的趋势。离子轰击阴极材料溅射出 Ti 杂质的含量主要依赖于离子携带的能量。在充电电压相同的情况下, 随着气压的升高, 中性粒子数密度增

加, 离子在轰击阴极的过程中与更多的中性粒子发生碰撞, 其能量损失增加, 使得从阴极溅射出的 Ti 原子数减少. 根据图 4 中光电流信号 1 出现的时刻, 等离子体经过电流峰值后在电流下降阶段喷出枪口, 等离子体箍缩效应对阳极的烧蚀相比枪内滑动电弧较弱. 气压为 10—30 Pa 时, 等离子体电子密度快速增加, 电流片在滑过电极表面过程中电子与阳极材料碰撞增加, 单位时间内所交换的能量越多, 电子烧蚀阳极材料产生的 Cu 粒子增多, Cu 原子及其离子光谱均增强. 而在气压为 30—70 Pa 下, 随着气压的增大, 等离子体电子密度有微小的增加, 尽管等离子体喷出枪口对应的电流值逐渐减小, 而等离子体在枪内的加速时间却加长, 这使得电流片与电极材料接触时间较长, 等离子体中 Cu 杂质激发态粒子数密度缓慢增加, 其光谱强度增强.

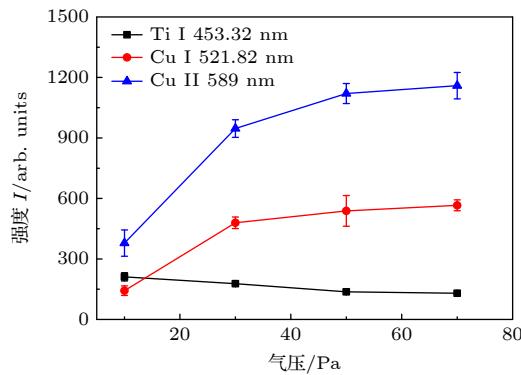


图 13 放电电流为 40 kA 条件下, 等离子体中杂质光谱强度随工作气压的变化

Fig. 13. Spectral intensity of impurities in plasma versus working pressure at discharge current of 40 kA.

4 结 论

本文主要通过对同轴枪放电电流、等离子体光电流信号及发射光谱的测量, 研究了不同放电电流和气压对等离子体动力学特性及电子密度的影响, 并利用发射光谱法半定量分析了该参数下等离子体中杂质光谱特性. 实验结果发现: 1) 等离子体加速动力学特性依赖于放电电流与工作气压, 枪内加速时间随放电电流的增大而减小, 随气压的增加而增加; 2) 电流和气压的增加都使得等离子体电子密度增大, 而在气压较高时增加趋于平缓; 3) 等离子体中的金属杂质源于内外电极材料, 等离子体电流片在滑动过程中电子与阳极材料碰撞时交换的能量决定了阳极烧蚀程度, 等离子体电子密度和加速

时间是影响阳极烧蚀的重要因素, 而阴极材料的杂质主要是由离子轰击溅射产生. 大电流放电条件下, 等离子体中 Cu 和 Ti 杂质含量都增加. 随着气压的增加, 等离子体中 Ti 杂质含量不断降低, Cu 杂质含量的增长速率会不断减小. 出现这些现象的原因是放电电流和气压影响了等离子体获能、加速特性及电子密度. 基于以上实验结果, 提高等离子体速度、密度及纯净度的有效方法是在大电流放电条件下同时匹配较高工作气压且保证等离子体在第一个电流半周期的下降沿喷出.

参 考 文 献

- [1] Hammer J H, Hartman C W, Eddleman J L, McLean H S 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2843
- [2] Hammer J H, Eddleman J L, Hartman C W, McLean H S, Molvik A W 1991 *Phys. Fluids B* **3** 2236
- [3] Skvortsov Y V 1992 *Phys. Fluids B* **4** 750
- [4] Black D C, Mayo R M, Gerwin R A, Schoenberg K F, Scheuer J T, Hoyt R P, Henins I 1994 *Phys. Plasmas* **1** 3115
- [5] Sadowski M J, Scholz M 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 024001
- [6] Baker K L, Hwang D Q, Evans R W, Horton R D, McLean H S, Terry S D, Howard S, DiCaprio C J 2002 *Nucl. Fusion* **42** 94
- [7] Tereshin V I, Bandura A N, Byrka O V, Chebotarev V V, Garkusha I E, Landman I, Makhraj V A, Neklyudov I M, Solyakov D G, Tsarenko A V 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** A231
- [8] Gao Z X, Feng C H, Yang X Z, Huang J G, Han J W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 145201 (in Chinese) [高著秀, 冯春华, 杨宣宗, 黄建国, 韩建伟 2012 物理学报 **61** 145201]
- [9] Hsu S C, Moser A L, Merritt E C, Adams C S, Dunn J P, Brockington S, Case A, Gilmore M, Lynn A G, Messer S J, Witherspoon F D 2014 *J. Plasma Phys.* **81** 345810201
- [10] Wiechula J, Schoenlein A, Iberler M, Hock C, Manegold T, Bohlender B, Jacoby J 2016 *AIP Adv.* **6** 075313
- [11] Zhang Y, Fisher D M, Gilmore M, Hsu S C, Lynn A G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 055709
- [12] Woodall D M, Len L K 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 961
- [13] Qi L W, Zhao C X, Yan H J, Wan T T, Ren C S 2019 *Acta Phys. Sin.* **63** 035203 (in Chinese) [漆亮文, 赵崇霄, 闫慧杰, 王婷婷, 任春生 2019 物理学报 **63** 035203]
- [14] Poehlmann F R 2010 *Ph. D. Dissertation* (Stamford: Stanford University)
- [15] Zhao C X, Qi L W, Yan H J, Wan T T, Ren C S 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 105203 (in Chinese) [赵崇霄, 漆亮文, 闫慧杰, 王婷婷, 任春生 2019 物理学报 **68** 105203]
- [16] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 232
- [17] Parks P B 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 1364
- [18] Rabiński M, Zdunek K 2003 *Vacuum* **70** 303
- [19] Rabiński M, Zdunek K 2007 *Surf. Coat. Technol.* **201** 5438
- [20] Yang L, Zhang J L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 055203 (in Chinese) [杨亮, 张俊龙, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2017 物理学报 **66** 055203]
- [21] Liu S, Huang Y Z, Guo H S, Zhang Y P, Yang L J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 185203 (in Chinese) [刘思, 黄亚志, 郭海生, 张亚平, 杨亮江 2018 物理学报 **67** 185203]

- Phys. Sin.* **67** 065201 (in Chinese) [刘帅, 黄易之, 郭海山, 张永鹏, 杨兰均 2018 物理学报 **67** 065201]
- [22] Wang Z, Beinke P D, Barnes C W, Michael W M, Mignardot E, Wurden G A, Hsu S C, Intrator T P, Munson C P 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 033501
- [23] Brown M R, Bailey Iii A D, Bellan P M 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 6302
- [24] Chow S P, Lee S, Tan B C 1972 *J. Plasma Phys.* **1** 21
- [25] Wiechula J, Hock C, Iberler M, Manegold T, Schönlein A, Jacoby J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043516
- [26] Qian M Y, Ren C S, Wang D Z, Zhang J L, Wei G D 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 063303
- [27] Ashkenazy J, Kipper R, Caner M 1991 *Phys. Rev. A* **43** 5568
- [28] Zhao C X, Song J, Qi L W, Ma C Y, Hu J J, Bai X D, Wang D Z 2020 *Fusion Eng. Des.* **158** 111870
- [29] Liu S, Huang Y Z, Zhang Y P, Zhan W, Yu M H, Yang L J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 113505
- [30] Song J, Lee J W, Bai X D, Zhang J S, Yan H J, Xiao Q M, Wang D Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 105201 (in Chinese) [宋健, 李嘉雯, 白晓东, 张津硕, 闫慧杰, 肖青梅, 王德真 2021 物理学报 **70** 105201]
- [31] Chau S W, Hsu K L, Lin D L, Tzeng C C 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1944

Dynamics and impurity spectral characteristics of coaxial gun discharge plasma*

Qi Liang-Wen¹⁾[†] Du Man-Qiang¹⁾ Wen Xiao-Dong¹⁾
Song Jian²⁾ Yan Hui-Jie²⁾

1) (*School of Mathematics and Physics, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, China*)

2) (*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams (Ministry of Education), School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 28 May 2024; revised manuscript received 1 August 2024)

Abstract

The coaxial gun discharge can produce plasma jet with high velocity, high density and high energy density, and has extensive applications, such as in plasma space propulsion, simulation of the interaction between edge local mode and wall materials in ITER, fuel injection in magnetic confinement fusion devices, and laboratory astrophysics. In the pre-filled discharge mode or snowplow mode, the plasma current sheet is formed near the insulating layer surface and moves toward the end of the coaxial gun under Lorentz force. Plasma velocity, density and purity characteristics are very important research contents for the actual applications of coaxial gun. Emission spectrometry as a non-interference method can be used to diagnose a variety of plasma physical properties.

In this experiment, the effects of different discharge currents and gas pressures on the plasma dynamics, electron density and impurity emission spectra of coaxial gun discharge plasma are studied through the measurement of plasma photocurrent, emission spectra and the shooting of discharge images. The experimental results show that the acceleration time of the plasma in the gun decreases with current increasing in a range of 30–70 kA when the gas pressure is 10 Pa, the spectral intensity of anode and cathode impurities in plasma increase with current amplitude increasing. When the discharge current is 40 kA and the gas pressure is in a range of 10–70 Pa, the acceleration time of plasma increases with gas pressure rising, and the spectral intensity of the cathode impurity in the plasma decreases with the pressure increasing, while the spectral intensity of the anode impurity increases gradually, but its growth rate decreases continuously. The analysis indicates that the presence of metallic impurities originating from the electrode material limits the jet velocity of the plasma and is the main cause of the deviation from theoretical value. The plasma pinch effect at the nozzle of coaxial gun and the acceleration time of high-density arc in the gun are important factors affecting anode ablation. The impurity of cathode material is produced by ion bombardment sputtering, which mainly depends on the energy carried by ions. Therefore, a reasonable choice for discharge parameters is the key factor to obtain optimal plasma characteristics during the discharge of the coaxial gun.

Keywords: coaxial gun, plasma, photocurrent, emission spectrum

PACS: 52.80.Vp, 52.50.Dg, 52.70.Kz

DOI: [10.7498/aps.73.20240760](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240760)

* Project supported by the Fourth Batch of Tianyou Youth Talent Lift Program of Lanzhou Jiaotong University, China (Grant No. 1520260419).

† Corresponding author. E-mail: 18742509171@163.com



同轴枪放电等离子体动力学与杂质谱特性

漆亮文 杜满强 温晓东 宋健 闫慧杰

Dynamics and impurity spectral characteristics of coaxial gun discharge plasma

Qi Liang-Wen Du Man-Qiang Wen Xiao-Dong Song Jian Yan Hui-Jie

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 73, 185203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240760

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240760>

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

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比

Comparative study of positive and negative pulsed discharge plasma characteristics of coaxial gun

物理学报. 2020, 69(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191321>

外电极长度对同轴枪放电等离子体特性的影响

Effect of length of outer electrode on plasma characteristics in coaxial gun

物理学报. 2021, 70(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201724>

预填充模式下同轴枪放电等离子体加速模型分析与优化

Analysis and optimization of acceleration model in coaxial plasma gun in pre-fill mode

物理学报. 2023, 72(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230463>

磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响

Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics

物理学报. 2021, 70(20): 205202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210709>

微波谐振腔低气压放电等离子体反应动力学过程

Reaction dynamic process of low pressure discharge plasma in microwave resonant cavity

物理学报. 2022, 71(24): 240702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221385>

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>