

脉冲电磁驱动低温螺旋流注放电机理*

邹丹丹¹⁾ 涂忱胜¹⁾ 胡平子¹⁾ 李春华^{2)†} 钱沐杨³⁾

1) (华东交通大学, 南昌 330013)

2) (合肥工业大学, 合肥 230009)

3) (南昌大学, 南昌 330031)

(2023年1月8日收到; 2023年3月21日收到修改稿)

特定脉冲放电参数条件下, 原来沿直线传播的低温等离子体射流放电通道会在脉冲电磁驱动下发生放电模式转换, 形成螺旋形态的流注通道. 与传统的螺旋波放电不同, 实验中并没有外加恒定磁场等破坏介质管极向对称性的因素, 而且螺旋的手性方向会随放电参数变化. 为深入了解等离子体射流中螺旋结构的电磁作用机理, 探索其导致螺旋形态和决定手征性的极向电场来源及影响因素, 本文通过建立完备自洽的等离子体理论模型, 对螺旋流注的手性方向、螺距变化、分叉等复杂放电特性和电磁机理进行分析. 研究发现击穿时极向电场波模的初始相位对螺旋流注的手性选择存在影响, 电子密度对螺旋流注的螺距参数存在影响, 放电的脉冲重复频率对螺旋流注分叉的分叉点位置存在影响. 以上放电特性及其影响因素对探明电磁波与等离子体的相互作用机制具有重要科学意义, 同时也为低温等离子体的手性应用提供实验和理论支撑.

关键词: 等离子体, 螺旋流注, 手性, 脉冲放电**PACS:** 52.80.Tn; 52.25.Jm**DOI:** 10.7498/aps.72.20230034

1 引言

螺旋和手性问题一直广泛存在于超材料和等离子体研究领域, 且与生命现象密切相关. 作用于生物体内的药物分子大多数为手性, 具有螺旋结构的分子和碳纤维器件往往具有非螺旋结构所不具备的特殊物理性能^[1,2]. 而另一方面, 低温等离子体射流^[3,4]作为一种新型的气体放电源, 能够在室温环境下产生富含多种活性粒子成分的非平衡态等离子体, 由于其在生物医学^[5-8]、材料合成处理^[9,10]、环境治理^[11,12]等诸多方面的良好应用, 近年来受到了国内外等离子体科技领域的极大关注^[13,14].

最新脉冲放电产生低温等离子体射流实验发现, 调制脉冲电源到特定放电参数 (脉冲重复频

率、脉宽、电极电压、工作气体) 下, 原来沿直线传播发展的等离子体放电通道会发生放电模式转换, 形成三维螺旋形态的等离子体放电通道^[15-20]. 通过高速相机发现, 这种看似连续的螺旋形通道是由一个高速稳定推进的螺旋发光电离体所组成. 而且在特定脉冲频率和放电电压的过渡放电模式下, 等离子体的形态特性呈现初值敏感性, 并伴随着双螺旋及多股螺旋分叉等新型而丰富的复杂放电现象出现. 继续调节频率和电压发现, 等离子体羽流虽在高速相机中保持快速旋转的螺旋形态, 但在肉眼和慢时间尺度的普通照片中是均匀稳定的.

螺旋流注放电是一种新型特殊的等离子体放电形式. 它不同于目前应用于材料及电推进领域的传统螺旋波放电, 无需外加磁场也能形成不同手性的螺旋稳态结构, 而且放电参数可以影响螺旋流注

* 国家自然科学基金 (批准号: 12005061, 12065019) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2019M662271) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lch2014@hfut.edu.cn

手性方向. 通常的等离子体射流在介质管内沿工作气体通道直线传播, 吴淑群等^[21]研究了毛细管径对微等离子体射流动态传播特性的影响, 发现射流传播速度与管径成非单调关系. 刘莉娟等^[22]、李雪辰等^[23]、Mericam-Bourdet 等^[24]在实验中发现外加恒定电场能使等离子体射流的直线发展方向发生偏转. 北京交通大学刘文正等^[25]研究了地电位对辉光放电等离子体射流传播方向的影响.

关于等离子体射流在传播过程中发生树形分叉的研究方面, 熊青等^[26]通过脉冲放电方式在氩气等离子体中发现了树形分叉现象, 并拍摄了分叉的动态传播过程. Hofmann 等^[27]研究了纳秒脉冲等离子体射流由直线到分叉的放电模式转换过程和形成稳定分叉的放电机理. 也有研究发现等离子体射流子弹在湍流作用下呈蛇形轨迹推进的放电特性^[28], 并发现等离子体射流可以通过介质管弯曲部分继续向反方向传播^[29]. 此外, 张若兵等^[30]发现采用螺旋针状电极结构放电可以减小电极间的平均气体间隙距离, 降低气体的击穿和维持电压, 而目前气体放电中的螺旋研究大多集中在二维螺旋波斑图领域^[31–35].

低温等离子体射流形成三维螺旋流注的理论分析目前尚缺乏自洽成熟的理论研究成果. 传统静电容性放电理论已不足以解释分析螺旋放电沿极向方向上的旋转电场. Lieberman 等^[36,37]在研究圆极板容性放电的过程中存在的表面非均匀周期结构时使用了表面电磁理论分析, 并给出了均匀放电所需条件. 有研究者提出了针对三维螺旋流注的电磁理论模型^[17,18], 但模型忽略了等离子体中电子离子成份的集体响应, 没有考虑电子密度分布对放电电场的影响. 正是由于这一理论基础的瓶颈缺陷限制了对螺旋流注实验结果的深入分析.

最近实验发现在介质管外加悬浮电位的线圈能影响螺旋流注的传播特性, 改变螺旋流注传播通道的螺距^[19,20]. 仿真研究也验证了悬浮电位线圈对

放电时介质管内部的初始电场和表面电荷分布存在影响. 这进一步预示着介质管 (特别是在极向方向上) 的表面电位分布可能是螺旋流注形成的直接原因, 但其他影响介质管电位分布及流注螺旋模式转换的实验因素及相应的理论还有待深入研究. 因此本文探讨建立螺旋流注放电的理论基础来分析以上复杂等离子体放电现象, 从而进一步加深人们对气体放电中螺旋问题的认识.

2 螺旋流注放电实验装置

螺旋流注放电实验装置如图 1 所示, 气体放电发生在长度为 1 m, 内径和外径分别为 6 mm 和 9 mm 的石英电介质管中, 石英管中的工作气体为氮气. 实验中放电电极为铜制单针电极, 直径为 3 mm, 被石英电介质包裹嵌入石英管内并与石英管的轴线平行. 石英管中单针电极放电通常产生沿管轴线直线传播的流注^[38], 将脉冲电源设置为特定电气参数 (脉冲电压 6 kV, 脉冲放电重复频率 700 Hz, 脉宽 3 μ s, 工作气体气压 4 kPa) 时可以产生图 1 石英管中所示的螺旋形状等离子体放电通道, 照片曝光时间为 1 s.

3 螺旋流注放电的表面电磁等离子体理论模型

螺旋流注实验中等离子体的螺旋轨迹意味着放电过程中有轴向和极向分量的电场存在. 传统的静电模型无法解释在极向方向旋转电场的初始形成机制. 因此, 考虑到脉冲直流放电激发的电磁场的影响, 建立电磁等离子体模型分析螺旋等离子体羽流形成机制, 几何与坐标位形如图 2 所示.

为了解释螺旋等离子体中极向电场的形成机制, 考虑放电初始阶段的电磁效应. 对于角频率为 ω 的正弦激励, 所有场都具有时间依赖性 $\exp(j\omega t)$, 则麦克斯韦方程组可简化为

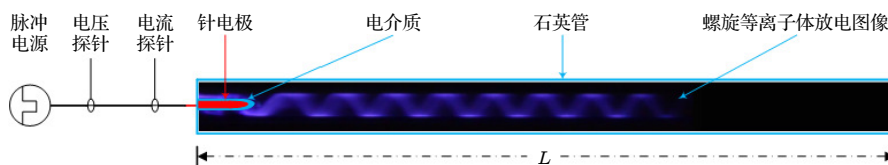


图 1 螺旋流注放电实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of helical streamer discharge device.

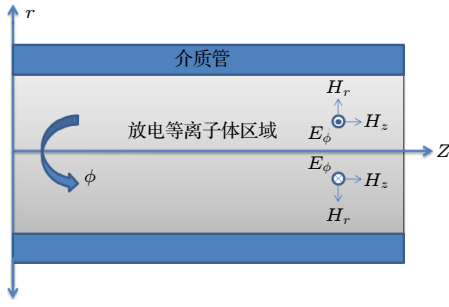


图 2 电磁场圆柱几何坐标位置

Fig. 2. Cylindrical geometric coordinate and configuration of electromagnetic field.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}, \quad (2)$$

其中 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别代表电场矢量和磁场矢量. ϵ 是介电常数, μ 是磁导率. 对螺旋放电及其模式转换过程进行理论分析, 考虑等离子体集体效应并引入等离子体密度分布的影响, 将等离子体作为带损耗的电介质材料, 取其相对介电常数为^[39]

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_{em})} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{em}^2} - j \frac{\nu_{em}\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \nu_{em}^2)}, \quad (3)$$

其中 $\omega_p = (e^2 n_e / m \epsilon_0)^{1/2}$ 是等离子体频率, e 代表电子, n_e 代表电子密度, m 是电子质量, ν_{em} 是电子-中性分子碰撞的动量输运频率. 将相对介电常数 ϵ_p 引入麦克斯韦方程组中, 在圆柱几何坐标 (如图 2 所示) 下对应轴向 z , 极向 φ 和径向 r , 为解释流注螺旋形态的形成机制, 特别是引导其极向旋转的动力来源, 对引发极向对称性破缺和决定螺旋流注手性方向的关键性因素进行重点分析^[40], 仅考虑电场的极向分量 $E = E_\varphi e_\varphi$, 将其代入方程 (1) 和方程 (2) 中, 得:

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = j\mu_0\omega H_r, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(rE_\varphi)}{r\partial r} = -j\mu_0\omega H_z, \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = j\epsilon_0\epsilon_p\omega E_\varphi. \quad (6)$$

结合上述方程, 得到在圆柱坐标系中的波动方程, 如下:

$$r^2 \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} + r \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} + r^2 \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial r^2} + (\epsilon_p k_0^2 r^2 - 1) E_\varphi = 0. \quad (7)$$

为能对以上波动方程进行解析求解, 得到极向电场方向变化的解析表达式, 本节以下部分简化假设电

子密度初始是均匀分布的, 将 $E_\varphi = G(r)f(z)$ 代入波动方程 (7) 中, 得

$$\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dr^2} + \frac{1}{rG} \frac{dG}{dr} + \frac{\epsilon_p k_0^2 r^2 - 1}{r^2} = -\frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dz^2} = \eta^2. \quad (8)$$

方程 (8) 可变换为

$$\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dr^2} + \frac{1}{rG} \frac{dG}{dr} + \frac{\epsilon_p k_0^2 r^2 - 1}{r^2} = \eta^2, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \eta^2 f = 0. \quad (10)$$

通过分离变量法求得方程 (9) 和方程 (10) 的解如下:

$$G(r) = A_1 J_1(\sqrt{\epsilon_p k_0^2 - \eta^2} r) + A_2 Y_1(\sqrt{\epsilon_p k_0^2 - \eta^2} r), \quad (11)$$

$$f(z) = B_1 \cos(\eta z) + B_2 \sin(\eta z), \quad (12)$$

其中 A_1 , A_2 , B_1 和 B_2 是任意常数, $J_1(\cdot)$ 是第一类一阶贝塞尔函数, $Y_1(\cdot)$ 是第二类一阶贝塞尔函数. 将函数 $f(z)$ 变换为 $f(z) = \sqrt{B_1^2 + B_2^2} \cos(\eta z + \varphi - \pi/2)$, 其中 $\tan \varphi = B_1/B_2$, 令 $B_2 = 0$, 并假定 $z = 0$ 处电场有最大值. 应用 $r = 0$ 处电场存在有限值的边界条件, 极向电场可以简化为

$$E_\varphi(r, z) = E_0 J_1(\sqrt{\epsilon_p k_0^2 - \eta^2} r) \cos(\eta z). \quad (13)$$

(13) 式表明极向电场的解与贝塞尔函数中的径向距离 r 有关, 而与极向角无关, 且流注在极向方向上的旋转速度是均匀的, 这有助于在实验中通过 ICCD 图像估算流注传播的极向速度. 并且沿 z 轴方向, 极向电场的解以余弦函数的形式周期性变化, 这可以解释流注倾向于在管的特定周期位置极向旋转的实验现象. 极向电场沿 z 轴的剪切可表示为

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = j\mu_0\omega H_r = -\eta E_0 J_1(\sqrt{\epsilon_p k_0^2 - \eta^2} r) \sin(\eta z). \quad (14)$$

从 (14) 式可以看出, 这种特殊模式下的极向电场是存在剪切的, 且沿电介质管轴向位置 z 呈周期分布, 同时磁场的分布也是正弦函数形式的周期变化.

4 螺旋流注放电的手性选择

在螺旋流注放电实验中, 发现流注的螺旋方向呈现出两种不同的手征特性: 左手性和右手性螺旋, 如图 3 所示, 照片曝光时间为 1 s. 值得注意的是, 产生螺旋流注放电的实验过程中, 并未和螺旋

波放电那样外加恒定背景磁场破坏极向轴对称, 而等离子体却形成了螺旋结构, 且螺旋的手性方向易受不确定性随机因素的影响. 作为对称性破缺的起源, 介质管极向方向的电场是引导流注螺旋传播的直接原因, 也是决定手性的关键因素, 然而仅从容性放电的角度很难解释极向电场的来源.

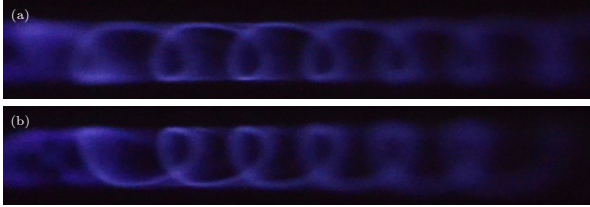


图 3 不同手性方向的螺旋流注 (a) 左手性方向; (b) 右手性方向

Fig. 3. The helical streamers with different chiral directions: (a) The left hand-side direction; (b) the right hand-side direction.

为了进一步分析螺旋流注的手性选择机制, 将 (13) 式中频域的极向电场变换到时域, 可得如下驻波分布形式的极向电场随时间的变化关系:

$$E_{\varphi}(r, z, t) = E_0 J_1 \left(\sqrt{\varepsilon_p k_0^2 - \eta^2} r \right) \cos(\eta z) \cos(\omega t + \beta), \quad (15)$$

(15) 式中的 $\cos(\omega t + \beta)$ 时间项可以随时间变化发生正负异号, 导致极向电场的方向随时间周期性变化. 如果该项在放电初始时为正, 则流注为右手性方向, 否则为左手性方向. 因而表面波的初始相位 β 和流注放电的开始时间对于选择流注的手征方向十分重要. 这也可以解释螺旋流注放电中同时存在左手性和右手性两种螺旋模式的实验现象, 螺旋流注在传播推进的过程中相位因子 $\omega t + \beta$ 变化导致螺旋旋转方向发生了变化. 而放电起始的温度、光照及背景种子电子等影响脉冲放电时延的参量都有可能影响相位因子, 导致螺旋流注的手性方向变化.

5 螺旋流注的螺距参数

实验中发现螺旋流注的螺距长度会发生变化, 通常沿传播方向不断减小, 特别是在第一和第二螺旋周期之间. 而且随着放电参数和电极结构的不同, 螺距也会发生不同程度的变化, 如图 4 所示为两种不同电极结构 (环电极 [15,16] 和针电极 [17,18]) 下螺距随放电位置的变化, 近似呈幂律分布.

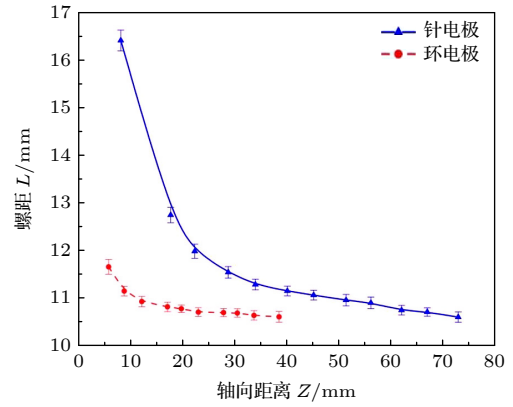


图 4 不同电极结构 (针电极和环电极) 产生螺旋流注的螺距随放电轴向距离的分布

Fig. 4. The pitches of helical streamers generated by different electrode structures (needle electrode and ring electrode) with the axial distance of discharge.

为对螺旋流注的螺距参数进行分析估算, 分析认为螺距 P 为表面电磁驻波波长 λ 的一半, 即 $P = \lambda/2$. 仍然将等离子体看成相对介质常数为 ε_p 的材料, 等离子体的相对磁导率接近于 1, 在低气压下采用高频近似, 忽略 (3) 式中的电子碰撞频率, 则代入 (3) 式中的介电常数后, 螺距 P 的近似计算公式为

$$P = \frac{\pi c}{\sqrt{\omega^2 - \frac{e^2 n_e}{m \varepsilon_0}}}. \quad (16)$$

如果定义 $\omega_c = \pi c/P$, 则 (16) 式相当于 $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$. 可以看出表面波在等离子体中的传播条件为 $\omega > \omega_p$ (通过光谱实验诊断得到介质管中平均电子密度的范围在 10^{16} m^{-3} 量级 [38], 相应的介质管中等离子体频率估算为 $5.6 \times 10^9 \text{ Hz}$, 而目前实验能测量得到的螺距最小值为 0.01 m, 取此时其所处的等离子体密度为放电所需的较低等离子体密度 10^8 cm^{-3} , 代入 (16) 式计算得到传播的电磁波频率为 15 GHz, 角频率 ω 为 $9.4 \times 10^{10} \text{ Hz}$, 可以满足传播条件). (16) 式中螺距 P 在传播过程中与等离子体的电子密度 n_e 相关, 电子密度越大的地方螺距越长. 在以往的非外加线圈引导的螺旋流注针电极放电实验 [17] 中, 通常放电电压或脉冲重复频率越高, 螺旋流注的螺距越长, 而这些放电参数的增大都会引起电子密度的增大. 对 (16) 式求导可得

$$\frac{dP}{dn_e} = \frac{\pi c e^2}{2m \varepsilon_0 (\omega^2 - \omega_p^2)^{3/2}}. \quad (17)$$

在满足传播条件情况下, 式中 dP/dn_e 始终为

正数, 于是螺距与电子密度的空间变化趋势是一致的. 而电子密度通常在放电的针电极附近最大, 越远离电极, 电子密度越小, 这也能解释螺旋在流注从电极出来第 1 个周期最大, 在后面的周期不断减小的现象. 如果将 (16) 式代入 (17) 式中的等离子体频率, 则变化率 $dP/dn_e = e^2 P^3 / (2\pi^2 m c^2 \epsilon_0)$. 近似取 P 的量级为 0.01 m, 代入其他参数, 可以估算出 dP/dn_e 在 10^{-21} m^4 量级. 针电极的电子密度梯度一般远大于平行板均匀放电, 取电子密度最大特征值为 10^{18} m^{-3} (此处为针电极针尖附近处电子密度的尖峰最大值, 不应用这一特性值估算整体的等离子体频率), z 轴特征长度取为 0.1 m, 则密度梯度 dn_e/dz 量级可达 10^{20} m^{-4} , 可知 dP/dz 在 10^{-1} 量级, 这与实验中螺距的变化基本在毫米量级相一致, 同时也解释了螺距在第 2 个周期之后的变化不明显的原因. 对螺距的方程 (17) 做级数展开有

$$P = \frac{\pi c}{\omega} + \frac{\pi c e^2}{2m\epsilon_0\omega^3} n_e. \quad (18)$$

$$P = \frac{\pi c}{\omega \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \right)^2 + \left(\frac{\nu_m}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \right)^2 \right]^{1/2}}}. \quad (19)$$

当碰撞频率趋于 0 时, (19) 式可以退回 (16) 式的形式. 代入等离子体频率 $5.6 \times 10^9 \text{ Hz}$, 电磁波角频率 $9.4 \times 10^{10} \text{ Hz}$, 当电子碰撞频率为 $6.1 \times 10^9 \text{ Hz}$ 时螺距的修正不超过 10^{-6} m , 小于微米量级, 对于毫米量级的螺距计算和测量问题来说可以近似忽略. 同时也就证明了高频近似在此等离子体放电参数范围内的螺距计算中可以成立.

6 螺旋流注的分叉特性

改变脉冲电压为 7 kV、频率为 700 Hz 时, 流注放电会出现螺旋-直线的混合过渡模式, 在这种过渡模式中往往伴随着存在双螺旋分叉等新型的复杂放电现象, 如图 5 所示, 照片曝光时间为 1 s. 不同于普通长间隙流注的树形分叉, 这种螺旋流注分叉模式具有稳定的可重复性. 改变脉冲频率从 700 Hz 依次增大 100 Hz 直到 1.1 kHz, 螺旋流注放电仍然处于这种混合过渡模式中, 从图 5 的放电图像可以看出, 发生螺旋分叉点的位置不仅稳定可

类似于微波干涉诊断原理, 线性公式 (18) 对非均匀等离子体密度的空间诊断具有参考价值. (18) 式中第 1 项为级数展开的零阶项, 相当于真空中的驻波半波长, 第 2 项为与等离子体密度相关的螺距修正. 可以看出电磁机制是螺旋流注的零阶量问题, 考虑介电常数变化的等离子体模型则为一阶量修正. (18) 式同样也可以解释图 4 中螺旋流注的螺距随远离放电电极轴向距离的位置而不断减小, 且针电极产生的流注螺距大于环电极的原因. 放电周期初始的背景电离电子密度与外加电场分布有关, 而电极附近的外加电场呈幂律分布 [13], 随远离电极位置而不断减小. 特别是针电极的曲率半径小于环电极, 因此同等电势下针电极的电场大于环电极放电, 在电极附近具有更高的背景电离密度, 初始电子密度也高于环电极, 因此由 (18) 式可得针电极附近螺距大于环电极的螺距分布.

此外, 也可以不采用高频近似, 通过参考文献 [39] 中提到的方法对波数进行计算, 得到与电子碰撞频率 ν_m 相关的螺距计算公式为

重复, 而且随着放电频率的增大而不断有规则地向前延伸, 呈现出确定性的线性关系. 分叉点位置 y 与放电电压 U 和脉冲重复频率 f 具有如下线性经验公式 (适用范围为放电电压 7.0—7.5 kV, 脉冲重复频率 700 Hz—1.1 kHz):

$$y = 0.0113Uf - 20.1U - 0.0693f + 151. \quad (20)$$

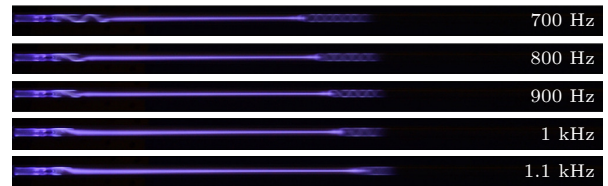


图 5 放电电压为 7 kV 下不同脉冲重复频率的螺旋流注放电图像

Fig. 5. Helical streamer discharge images with different pulse repetition rates at 7 kV discharge voltage.

螺旋流注分叉随放电频率持续变化的这一确定性现象可以在流体的拉普拉斯不稳定性理论框架中讨论 [41,42]. 拉普拉斯不稳定性通常出现在净电

荷薄层厚度 d 远小于流注头部半径 R_a 时, 因而定义的头部分叉系数 $\eta=R_a/d$ 越大时, 流注越容易发生分叉. 实验中随着脉冲重复频率的增大, 相邻两个放电脉冲的时间间隔也不断缩短, 从而使得上一个放电周期的残余电子增多, 因而流注头部在推进过程中收集到的电子也同样增多, 流注头部的净电荷薄层厚度 d 也相对增大.

使用传统流注放电图像的半高宽法 (FWHM) 对流注在发生螺旋分叉前的光学直径进行分析, 如图 6 所示. 可以看出流注在发生螺旋分叉前, 直径普遍存在着先减小后增大的趋势, 然而发生螺旋分叉时的流注直径较为稳定, 通常在 3 mm 左右, 可以不考虑流注头部半径 R_a 对分叉的影响. 因此放电重复频率的增大对螺旋流注的分叉起到了致稳作用, 如 (20) 式和图 5 所示, 分叉点位置随频率的增大而延长.

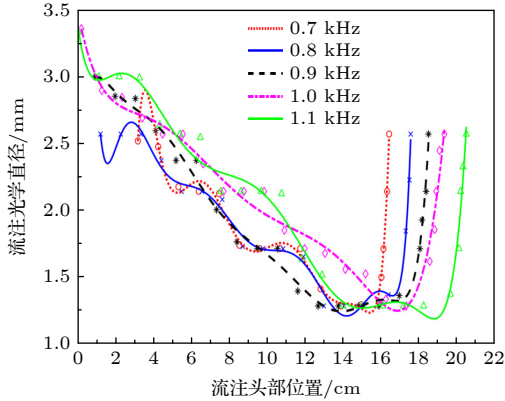


图 6 放电电压为 7 kV 下不同脉冲重复频率的螺旋流注分叉前直段区域的光学直径
Fig. 6. Optical diameter of the straight section before the helical streamer branching with different pulse repetition rates at a discharge voltage of 7 kV.

可以通过定量的方法来分析验证频率与分叉点位置经验公式的机理来源, 参考文献 [43] 的计算方法, 放电初始残余电子密度为

$$n_e = \frac{1}{\frac{1}{n_{e0}} + \beta(T - t_0)} = \frac{1}{\frac{1}{n_{e0}} + \beta(1/f - t_0)}, \quad (21)$$

其中 n_{e0} 为上一放电周期结束时的电子密度, β 为复合系数, T 为放电周期时间, t_0 为脉宽时间, 对其做级数展开有:

$$n_e(f) = n_{e0} + \Delta n_e = n_{e0} + \beta n_{e0}^2 t_0^2 \left(f - \frac{1}{t_0} \right). \quad (22)$$

设流注头部表面新增加积累的电荷薄层为圆柱状, 则新增加的薄层厚度为

$$\Delta d = \frac{\Delta n_e}{n_{e0} \pi R_a^2}, \quad (23)$$

代入头部分叉系数公式 $\eta=R_a/d$ 可得:

$$\eta = \frac{R_a}{d + \Delta d} = \frac{n_{e0} \pi R_a^3}{n_{e0} \pi d R_a^2 + \beta t_0^2 n_{e0}^2 \left(f - \frac{1}{t_0} \right)}, \quad (24)$$

化简后可以看出 (24) 式的倒数与脉冲重复频率 f 也存在如下线性关系:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{d}{R_a} - \frac{\beta t_0 n_{e0}}{\pi R_a^3} + \frac{\beta t_0^2 n_{e0}}{\pi R_a^3} f. \quad (25)$$

对比分叉点位置 y 的经验公式 (20), 其与 (25) 式关于频率 f 具有相同的形式, 与之前定性分析的 $y \propto 1/\eta$, 稳定性随频率增大而增大, 从而导致分叉点位置延长的结论相一致.

7 结 论

本文通过等离子体表面电磁驻波理论对脉冲放电形成的螺旋传播流注进行建模分析, 解析计算了能引导流注螺旋传播的极向电场分布, 进而对螺旋流注放电过程中手性方向、螺距和螺旋分叉随放电参数变化的特性和机理进行了研究讨论.

1) 螺旋流注放电的手性选择机制与击穿时极向电场波模的初始相位等放电条件敏感相关.

2) 低气压下螺旋流注的螺距与等离子体电子密度密切相关, 会随放电电极结构等参数的变化而变化. 而且同一放电过程中螺距也存在变化, 通常靠近电极附近的螺距大于其他位置.

3) 螺旋流注的过渡混合模式中存在多股螺旋分叉现象. 螺旋流注的分叉稳定而且可重复, 主要来源于流体不稳定性, 分叉点的位置随脉冲重复频率的增大而不断线性延长.

此外, 螺旋流注等离子体与材料的相互作用仍存在许多未知的问题, 还有待于今后更加深入的研究.

参考文献

- [1] Chen L D, Fan R H, Liu Y, Tang G H, Ma Z L, Peng R W, Wang M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 187802 (in Chinese) [陈乐迪, 范仁浩, 刘雨, 唐贡惠, 马中丽, 彭茹雯, 王牧 2022 *物理学报* **71** 187802]
- [2] Xie J H, Zhou Q L 2015 *Sci. Bull.* **60** 2679 (in Chinese) [谢建华, 周其林 2015 *科学通报* **60** 2679]
- [3] Li H P, Yu D R, Sun W Y, Liu X D, Li J, Han X W, Li Z Y, Sun B, Wu Y 2016 *High Voltage Eng.* **42** 3697 (in Chinese) [李和平, 于达仁, 孙文廷, 刘定新, 李杰, 韩先伟, 李增耀, 孙冰,

- 吴云 2016 高电压技术 **42** 3697]
- [4] Lu X P, Yan P, Ren C S, Shao T 2011 *Sci. China: Phys., Mech. Astron.* **41** 801 (in Chinese) [卢新培, 严萍, 任春生, 邵涛 2011 中国科学: 物理学 力学 天文学 **41** 801]
- [5] Lu X P, Naidis G V, Laroussi M, Ostrikov K 2014 *Phys. Rep.* **540** 123
- [6] Zhang Y C, Yang K, Li H, Zhu X D 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 145201 (in Chinese) [张一川, 杨宽, 李唤, 朱晓东 2016 物理学报 **65** 145201]
- [7] Shi X M, Cai J F, Xu G M, Ren H B, Chen S L, Chang Z S, Liu J R, Huang C Y, Zhang G J, Wu X L 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 353
- [8] Wu K Y, Ren C H, Jia B Y, Lin X T, Zhao N, Jia P Y, Li X C 2019 *Plasma Processes Polym.* **16** e1900073.1
- [9] Chen J, Yang J, Ruan C, Fang Z 2016 *Insul. Mater.* **49** 45 (in Chinese) [陈东, 杨静, 阮陈, 方志 2016 绝缘材料 **49** 45]
- [10] Jin Y, Qin M Y, Ren C S, Wang D Z 2012 *High Voltage Eng.* **38** 1682 (in Chinese) [金英, 钱沐扬, 任春生, 王德真 2012 高电压技术 **38** 1682]
- [11] Xu Y, Wang J H, Gao J B, Xie C Q 2013 *High Power Laser Part. Beams* **25** 2909 (in Chinese) [徐尧, 汪建华, 高建保, 薛垂庆 2013 强激光与粒子束 **25** 2909]
- [12] Li W H, Tian C, Feng S S, Ning F P, Bai C, You J, Hou J L, Meng Y D, Wan A D, Fang Y C 2018 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **38** 695 (in Chinese) [李文浩, 田朝, 冯绅绅, 宁付鹏, 白超, 尤江, 侯吉磊, 孟月东, 万树德, 方应翠 2018 真空科学与技术学报 **38** 695]
- [13] Liu F C, Wang D Z 2012 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **7** 1749 (in Chinese) [刘富成, 王德真 2012 高电压技术 **7** 1749]
- [14] Teschke M, Kedziarsk J, Finantu-Dinu E G, Korzec D, Engemann J 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 310
- [15] Darny T, Robert E, Dozias S, Pouvesle J M 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 2506
- [16] Xia G, Chen Z, Yin Z, Hao J, Xu Z, Xue C, Hu D, Zhou M, Hu Y, Kudryavtsev A 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 1825
- [17] Zou D D, Cao X, Lu X P, Ostrikov K 2015 *Phys. Plasmas* **22** 103517
- [18] Zou D D, Cai Z C, Wu P, Li C H, Zeng H, Zhang H L, Cui C M 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 155202 (in Chinese) [邹丹丹, 蔡智超, 吴鹏, 李春华, 曾晗, 张红丽, 崔春梅 2017 物理学报 **66** 155202]
- [19] Nie L L, Liu F W, Zhou X C, Lu X P, Xian Y B 2018 *Phys. Plasmas* **25** 053507
- [20] Liu F, Li J, Wu F, Nie L, Lu X 2018 *J. Phys. D Appl. Phys.* **51** 294003
- [21] Wu S Q, Wu F, Liu C, Liu X Y, Chen Y X, Shao T, Zhang C H 2019 *Plasma Pro. Polym.* **16** e1800176.1
- [22] Liu L J, Zhang Y, Tian W J, Meng Y, Ouyang J T 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244108
- [23] Li X C, Li Y R, Zhang P P, Jia P Y, Dong L F 2016 *Sci. Rep.* **6** 35653
- [24] Mericam-Bourdet N, Laroussi M, Begum A, Karakas E 2009 *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** 055207
- [25] Liu W Z, Li Z Y, Zhao L X, Zheng Q T, Ma C L 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083505
- [26] Xiong Q, Nikiforov A Y, Lu X P, Ley C 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2094
- [27] Hofmann S, Sobota A, Bruggeman P 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2888
- [28] Wu S, Wang Z, Huang Q, Tan X, Lu X, Ostrikov K 2013 *Phys. Plasmas* **20** 0235032
- [29] Wu S, Xu H, Xian Y, Lu Y, Lu X 2015 *AIP Adv.* **5** 0271102
- [30] Zhang R B, Han Q T, Li S, Liu H 2017 *Transactions of China Electrotechnical Society* **32** 282
- [31] Bai Z G, Li X Z, Li Y, Zhao K 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 228201 (in Chinese) [白占国, 李新政, 李燕, 赵昆 2014 物理学报 **63** 228201]
- [32] Wang Z K, Yang Z Y, Tao H, Zhao M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 217802 (in Chinese) [汪肇坤, 杨振宇, 陶欢, 赵茗 2016 物理学报 **65** 217802]
- [33] Pan F, Wang X Y, Wang P, Li W X, Tang G N 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 198201 (in Chinese) [潘飞, 王小艳, 汪芃, 黎维新, 唐国宁 2016 物理学报 **65** 198201]
- [34] Zeng Y H, Jiang W G, Qin Q H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 148802 (in Chinese) [曾永辉, 江五贵, Qin Qing-Hua 2016 物理学报 **65** 148802]
- [35] Wang H F, Dong L F, Liu F C, Liu S H, Liu W L 2007 *J. Hebei Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **27** 475 (in Chinese) [王红芳, 董丽芳, 刘富成, 刘书华, 刘微粒 2007 河北大学学报 **27** 475]
- [36] Lieberman M A, Booth J P, Chabert P, Rax J M, Turner M M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 283
- [37] Zhao K, Wen D Q, Liu Y X, Lieberman M A, Economou D, Wang Y N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 185002
- [38] Cao X 2015 *M. S. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [曹星 2015 硕士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [39] Yang M, Wang J M, Qi K X, Li X P, Xie K, Zhang Q J, Liu H Y, Dong P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 235201 (in Chinese) [杨敏, 王佳明, 齐凯旋, 李小平, 谢楷, 张琼杰, 刘浩岩, 董鹏 2022 物理学报 **71** 235201]
- [40] Zou D D, Ji Q Z, Zhang Y, Kravchenko O V, Atul J K, Ostrikov K K 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 4805
- [41] Arrayás M, Ebert U, Hundsdoerfer W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 174502
- [42] Brau F, Luque A, Davidovitch B, Ebert U 2009 *Phys. Rev. E* **79** 066211
- [43] Wu S Q, Lu X P, Zou D D, Pan Y 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 263001

Mechanism of low-temperature helical streamer discharge driven by pulsed electromagnetic field*

Zou Dan-Dan¹⁾ Tu Chen-Sheng¹⁾ Hu Ping-Zi¹⁾
Li Chun-Hua^{2)†} Qian Mu-Yang³⁾

1) (*East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China*)

2) (*Hefei University of Technology, Hefei 230009, China*)

3) (*Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

(Received 8 January 2023; revised manuscript received 21 March 2023)

Abstract

Under the condition of specific pulsed discharge parameters, the discharge mode conversion of the low-temperature plasma jet discharge channel that originally propagates along a straight line will occur, forming a three-dimensional helical plasma channel. Unlike the traditional helical wave discharge, there are no factors such as an external constant magnetic field that destroys the poloidal symmetry of the dielectric tube, and the chiral direction of the helical streamer will change with the discharge parameters. In order to understand in depth the electromagnetic mechanism of the helical structure in the plasma jet, and the source and influencing factors of the poloidal electric field that leads to the helical shape and determines the chirality in this new type of discharge, we analyze the complex characteristics and electromagnetic mechanism of the helical streamer, such as the chiral direction, pitch, branching, by establishing a self-consistent plasma theoretical model. It is found that the phase of the poloidal wave mode has an effect on the chiral selection of the helical streamer, that the electron density has an influence on the pitch of the streamer, and that the repetition frequency has an effect on the bifurcation point. The above discharge characteristics and their influencing factors are of scientific significance in exploring the interaction mechanism of electromagnetic wave and plasma, and also in providing experimental and theoretical support for the chiral application of low-temperature plasma.

Keywords: plasma, helical streamer, chirality, pulsed discharge

PACS: 52.80.Tn;52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.72.20230034

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12005061, 12065019) and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2019M662271).

† Corresponding author. E-mail: lch2014@hfut.edu.cn



脉冲电磁驱动低温螺旋流注放电机理

邹丹丹 涂忱胜 胡平子 李春华 钱沐杨

Mechanism of low-temperature helical streamer discharge driven by pulsed electromagnetic field

Zou Dan-Dan Tu Chen-Sheng Hu Ping-Zi Li Chun-Hua Qian Mu-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 115204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230034

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230034>

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

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

物理学报. 2021, 70(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>

放电参数对爆燃模式下同轴枪强流脉冲放电等离子体的影响

Influence of discharge parameters on pulsed discharge of coaxial gun in deflagration mode

物理学报. 2019, 68(10): 105203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190218>

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>

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

物理学报. 2019, 68(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832>

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>

非热等离子体材料表面处理及功能化研究进展

Recent progress of non-thermal plasma material surface treatment and functionalization

物理学报. 2021, 70(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202233>