## 针板型大气压氦气冷等离子体射流的二维模拟\*

刘富成<sup>1)2)</sup> 晏雯<sup>1)</sup> 王德真<sup>1)†</sup>

(大连理工大学物理与光电工程学院,大连 116024)
(河北大学物理与科学技术学院,保定 071002)
(2013 年 3 月 27 日收到; 2013 年 4 月 27 日收到修改稿)

大气压冷等离子体射流的传播机理一直是人们研究的一个热点.本文采用自治的二维等离子体流体模型,研究 了大气压氦气冷等离子体射流在自身环境气体中以及在介质管中的传播问题.得到了电子密度、电离速率、空间电 场以及电子温度等参量的时空分布规律,分析了介质管大小以及介质管介电常数对射流放电性质的影响,得到了一 种提高电子密度和射流尺寸的新方法.

关键词:大气压冷等离子体射流,等离子体子弹,数值模拟,流体模型 PACS: 52.80.Mg, 52.80.Hc, 52.65.-y DOI: 10.7498/aps.62.175204

### 1引言

近年来,大气压冷等离子体射流由于其独特的 物理性质而被备受人们关注.与其他大气压非平衡 等离子体源相比,它可以在周围大气中产生,不会 使待处理物体受到等离子体放电间隙尺寸的限制, 具有操作简便,安全性较好,气体温度低、活性高、 无污染等特点,因而被广泛应用于材料处理以及生 物医学等众多领域<sup>[1-4]</sup>.

大气压冷等离子体射流的产生机理一直是人 们研究的一个热点. 通过高速 ICCD 相机观察发现 冷等离子体射流实际上是由一系列高速移动的发 光球,即所谓的"等离子体子弹"组成,并非肉眼所 看到的连续介质<sup>[5,6]</sup>. 实验以及数值结果表明等离 子体子弹本质上应该是一种传播于易电离气体通 道 (例如氦气、氩气等惰性气体)内的类似于正流 注的特殊电离波<sup>[7-10]</sup>. 对于其传播机理,最初的 观点是 Dawson 等提出的光电离流注模型,即光致 电离是流注传播过程中种子电子的主要来源. 该 模型是在研究低电场中大气压空气正流注的产生 以及发展演化时提出的,利用该模型,可以定性地 解释正流注在无外加电场时的自持传播问题<sup>[11]</sup>. Gallimberti<sup>[12]</sup>分别通过实验和模拟的方法对该光 电离模型进行了验证,结果发现,对于大气压空气 流注放电,模拟结果与实验结果在数量级上比较符 合,即光电子为空气流注放电提供了种子电子,保 证了正流注的传播.然而最近的研究结果表明,对 于大气压氦气冷等离子体射流,光致电离并不是射 流传播的关键因素,它仅仅对射流的传播速度大小 有一定的影响<sup>[8]</sup>.因此,对氦气冷等离子体射流的 传播还需要做进一步的研究.

实验研究发现,工作(环境)气体的性质以及射流传播通道的物理性质对冷等离子体射流本身的几何形状以及传播机理有着决定性的作用<sup>[13-21]</sup>. Zhu等<sup>[15]</sup>在近大气压(10<sup>5</sup> Pa)条件下比较了单环电极氦气冷等离子体射流在空气中和氦气中的不同传播过程,结果发现射流在空气中和氦气中分别呈现箭型和弥散型两种截然不同的几何形状. Karakas等<sup>[16]</sup>数值分析了射流通道内氦气摩尔分数和等离子体传播之间的相互关系,发现只有当射流通道内的氦气比例达到特定的临界值时射流才能向前传播.Xian等<sup>[17]</sup>研究了直流脉冲驱动下大气压氦气冷等离子体在充满氦气的容器内传播的

\*国家自然科学基金(批准号: 10275010)、河北省自然科学基金(批准号: A2011201006, A2012201015)和河北大学自然科学基金(批准号: 2010Q30)资助的课题.

<sup>†</sup>通讯作者. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

情况,结果表明在合适的脉冲宽度下,一次脉冲可 以产生多个等离子体子弹. Laroussi 小组<sup>[18]</sup> 实验 研究了氦冷等离子体射流在不同压强下的动力学 行为,得到了射流长度随气压降低先增长后缩短的 变化规律. 另外, Hong 等<sup>[19]</sup> 发现在细长的毛细管 中,大气压氩气等离子体可以传播很长一段距离, 其长度可达几十 cm, 远远超过冷等离子体射流在 自由空间内的传播长度 (几个 mm). Bork 等<sup>[20]</sup> 研 究了低气压 (几个 Torr, (1 Torr = 1.33×10<sup>2</sup> Pa)) 负 脉冲条件下玻璃管内氯气放电击穿过程中的电离 波的传播情况,发现介质管表面积累电荷对放电动 力学行为具有一定的影响. Jansky 等人<sup>[21]</sup> 数值研 究了环形电极结构下大气压氦气冷等离子体射流 在介质管内的产生以及传播过程.模拟结果表明 放电首先发生在高压环形电极的外侧处,放电产生 的电离波的传播速度在管内不断降低,而在管外具 有首先增加后下降的变化规律.尽管人们已经在这 些方向上做了一定的实验和数值研究,但是研究结 果相对比较分散,许多根本性的问题并没有得到很 好的解决,例如介质管的尺寸以及材料对射流的影 响、积累电荷在射流传播中所起的作用等.

本文采用二维等离子体流体模型,数值研究了 针状电极结构下大气压氦气冷等离子体射流在自 身气体环境中以及在介质管中的传播过程.分析了 电极尺寸、介质管大小以及介质管介电常数对射 流放电性质的影响.

#### 2 物理模型

选取的放电装置如图 1(a) 所示: 一个金属针 状电极放置于一个长度为 1 cm 的介质管中心轴位 置处,为简便起见,针电极的形状选为一个细长圆 柱,深入介质管的长度为 2 mm,其前端是一个半球 形,曲率半径为 *R*<sub>tip</sub> = 0.5—1 mm.介质管的厚度为 1 mm,内径 *R*<sub>tube</sub> 可以从 1 mm 变化到 8 mm.介质 管的另一端为一个平板接地金属电极,高压脉冲 电源接在针电极上,电压幅值 *V*<sub>a</sub> 大小变化范围为 3—6 kV.

为了便于研究冷等离子体射流在自身环境气体中以及在电介质管中的传播机理问题,我们没有考虑环境空气对射流的扩散作用,并选取纯氦气作为工作气体.通过模拟发现,由于气流引起的对流输运机理在外电场存在的情况下远小于迁移输运机理,气流效应不明显<sup>[22]</sup>.且多个模拟小组研究

表明,即使不考虑气流效应,该等离子体流体模型 也能够描述大气压等离子体射流的主要动力学行 为<sup>[6-10]</sup>,所以,作为初步研究,本文暂不考虑气流场 的影响.



图 1 (a) 放电结构示意图; (b) 计算区域

模型中只考虑四种粒子: 电子 (e)、单价氦正 离子 (He<sup>+</sup>)、氦原子亚稳态 (He<sup>\*</sup>) 以及背景基态氦 原子 (He). 非弹性碰撞反应只考虑电子和氦原子的 激发、电离、和复合反应,以及氦原子亚稳态的电 离过程.

本模型的主要控制方程如下:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}_i = \sum_i R_{ij},\tag{1}$$

$$I_{i} = \operatorname{sgn}(q_{i})n_{i}\mu_{i}E - D_{i}\nabla n_{i}, \qquad (2)$$
  
$$\frac{\partial(n_{\varepsilon})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{5}{3}\mu_{e}En_{\varepsilon} - \frac{5}{3}D_{e}\nabla n_{\varepsilon}\right) = -\Gamma_{e} \cdot E$$
  
$$-\sum_{j}\Delta E_{j}K_{\operatorname{inel},j} - 3\frac{m_{e}}{m_{g}}K_{el}k_{b}(T_{e} - T_{g}), \qquad (3)$$

$$-\varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_{\rm r} \nabla \Phi) = \varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_{\rm r} E)$$
$$= \sum_j q_j n_j + \sigma_{\rm s} \delta_{\rm s}, \tag{4}$$

下标 *i*, e 和 g 分别表示第 *i* 种粒子, 电子以及背景气体 (本文中为氦气). *n* 为粒子数密度,  $\Gamma$  为迁移扩散近似条件下的流密度. *E* 为电场强度,  $\Phi$  为电势. *R<sub>ij</sub>* 为第 *j* 个反应的反应速率, *q* 为基本电荷,  $\mu$  和 *D* 分别为粒子的迁移率和扩散系数. *n*<sub> $\varepsilon$ </sub> = *n*<sub>e</sub> $\bar{\varepsilon}$  为电子能量密度,  $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}k_{\rm B}T_{\rm e}$  为平均电子能量, *k*<sub>B</sub> 为波尔兹曼常量.  $\Delta E$  和 *K*<sub>inel</sub> 分别为非弹性碰撞过程中的能量损失以及相应的反应速率; *K*<sub>el</sub> 为弹性碰撞反应的反应速率.  $\varepsilon_{\rm r}$  和  $\varepsilon_0$  分别是介质的相对介电常数以及

真空介电常数.  $\sigma_s \delta_s$  代表了沉积在电介质表面的积 累电荷密度.

当没有介质管存在时,模型中粒子数密度以及 电势的边界条件可参见表 1. 表中序号 1—5 分布对 应着图 1(b)中的各个边界.在针电极以及接地平板 电极处,电子、离子、亚稳态粒子的粒子流密度以 及电子能量密度的边界条件如下:

$$\boldsymbol{\Gamma}_{e} \cdot \boldsymbol{n} = \frac{1}{4} n_{e} \sqrt{\frac{8k_{b}T_{e}}{\pi m_{e}}} - \alpha_{s} \sum_{i} \gamma_{i}(\boldsymbol{\Gamma}_{i} \cdot \boldsymbol{n}) + \alpha_{s}^{\prime} \mu_{e} n_{e} \boldsymbol{E}, \qquad (5)$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_{i} \cdot \boldsymbol{n} = \frac{1}{4} n_{i} \sqrt{\frac{8k_{\mathrm{b}} T_{i}}{\pi m_{i}}} + \alpha_{\mathrm{s}}^{\prime} \mu_{i} n_{i} \boldsymbol{E}, \qquad (6)$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_{\mathrm{m}} \cdot \boldsymbol{n} = \frac{1}{4} n_{\mathrm{m}} \sqrt{\frac{8k_{\mathrm{b}} T_{\mathrm{g}}}{\pi m_{\mathrm{m}}}},\tag{7}$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{n} = \frac{1}{2} n_{\varepsilon} \sqrt{\frac{8k_{s}T_{e}}{\pi m_{e}}} - \alpha_{s} 2k_{b}T_{e} \sum_{i} \gamma_{i}(\boldsymbol{\Gamma}_{i} \cdot \boldsymbol{n}), \quad (8)$$

式中,下标 e, i, m 分别代表了电子、正离子和亚稳 态粒子. 矢量 n 为指向表面的单位法向矢量, $\gamma$  为 二次电子发射系数,在本文中,选取  $\gamma = 0.01$ .  $T_i$  和  $T_g$  分别为离子温度和气体温度,这里  $T_g = 300$  K, 而  $T_i$  通过半经验公式求得

$$k_{\rm b}T_i = k_{\rm b}T_{\rm g} + \frac{m_{\rm i} + m_{\rm b}}{5m_{\rm i} + 3m_{\rm g}}m_{\rm g}t(\mu_{\rm i}|\boldsymbol{E}|)^2, \qquad (9)$$

α。和α、为开关函数,其定义式为

$$\alpha_{\rm s} = \begin{cases} 1 & (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{n} \ge 0), \\ 0 & (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{n} < 0), \end{cases}$$
$$\alpha_{\rm s}' = \begin{cases} 0 & (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{n} \ge 0), \\ 1 & (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{n} < 0). \end{cases}$$
(10)

需要特殊说明的是,当射流只在介质管内传播 时,对于电子、离子以及亚稳态粒子,其粒子流密 度以及电子能量密度在介质管内侧表面处的边界 条件分别满足方程 (5)— 方程 (8);而对于电势(电 场),根据高斯定理,可以得到电介质表面处的边值 条件

$$(\boldsymbol{D}_2 - \boldsymbol{D}_1) \cdot \boldsymbol{n} = \boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{s}},$$
$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{\Gamma}_i \cdot \boldsymbol{n} + \boldsymbol{\Gamma}_{\mathrm{e}} \cdot \boldsymbol{n}, \qquad (11)$$

这里  $D_1$  和  $D_2$  分别为电介质表面内外两侧的电位 移矢量.

模型中所需的电子输运系数事先通过求解玻 尔兹曼方程获得<sup>[23]</sup>,正离子和亚稳态粒子的输运 系数同文献[24,25].激发过程、电离过程以及动 量输运过程中的电子碰撞反应速率系数也通过玻 尔兹曼方程求解器得到,并拟合成一个关于平均电 子能量的变化函数.

所有的方程利用 COMSOL 软件中的含时求解 器求解.整个计算区域的大小为1 cm×1 cm,在放 电区域内选用三角形网格,而在电介质区域内选 用四边形网格.针电极以及介质表面附近处网格 尺寸最小,最小值为1 µm,向外指数形式增长,最 大网格为50 µm.根据介质管尺寸以及放电结构的 不同,大约生成9×10<sup>4</sup> 个网格,总自由度个数约为 21×10<sup>5</sup>.在本文所有的模拟工作中,设定初始电子 密度和离子密度为1.0×10<sup>7</sup> cm<sup>-3</sup>,作为一个初始 的均匀低密度种子电荷,另外初始亚稳态粒子密度 为1.0 cm×10<sup>2</sup> cm<sup>-3</sup>.

	1	2	3	3	4	5
			(介质管内侧)	(无介质管)		
ne	$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial r} = 0$	方程 (5)	方程 (5)	$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial z} = 0$	方程 (5)
ni	$\frac{\partial n_{\rm i}}{\partial r} = 0$	方程 (6)	方程 (6)	$\frac{\partial n_{\rm i}}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_{\rm i}}{\partial z} = 0$	方程 (6)
<i>n</i> <sub>m</sub>	$\frac{\partial n_{\rm m}}{\partial r} = 0$	方程 (7)	方程 (7)	$\frac{\partial n_{\rm m}}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_{\rm m}}{\partial z} = 0$	方程 (7)
$n_{\varepsilon}$	$\frac{\partial n_{\varepsilon}}{\partial r} = 0$	方程 (8)	方程(8)	$\frac{\partial n_{\varepsilon}}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_{\varepsilon}}{\partial z} = 0$	方程 (8)
Φ	$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$	0	方程(11)	$rac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0$	$V_{\mathrm{a}}$

表 1 边界条件(下标 e, i, m 分别表示电子、离子和亚稳态粒子;序号 1—5 对应着图 1 中的边界)

3 模拟结果与讨论

## **3.1** 冷等离子体射流在环境氦气中的自由 传播

首先我们研究无介质管存在时大气压冷等离子体射流在氦气中的传播问题. 假定针电极的曲率 半径为1mm, 驱动电压为5kV. 图2给出了不同 时刻下的电子密度和电子直接碰撞电离速率在空 间上的分布情况. 在最初的2ns时间内, 放电首先 在针端附近的强拉普拉斯电场区域内产生, 然后逐 渐向 z和r方向扩展, 最后发展成一个半径大约为 1mm 的冷等离子体射流.

从以前的实验观察中得知,肉眼观测到的连续的大气压冷等离子体射流实际是由一系列高速移动的发光体组成.从某种角度上来说,放电的发光强度可以近似地用电子碰撞电离速率来表征.从图

2 中电子碰撞电离速率的时空分布上可以看出,大 气压冷等离子体射流在氦气中的传播过程实质上 是一个电离波的传播过程. 在电离波的波前处, 电 离速率比较高,反应剧烈,发光强度较强,从高速相 机的拍摄效果上看,体现为高速移动的发光体,也 就是所谓的等离子体子弹现象. 值得说明的是, 模 拟得到的等离子体子弹的形状类似于一个箭头,在 其头部中心处最亮,而在两侧位置处发光较弱.这 实验中测得的在氦气中传播的等离子体子弹的形 状是相符的 [17]. 该等离子体子弹与环境气体为空 气时的等离子体子弹的形状有所不同. 当射流在环 境空气中传播时,由于空气的扩散作用,使得等离 子体射流传播通道外围有一个氦气 - 空气扩散层, 由于氦气和空气的碰撞电离速率的不同使得此种 情况下传播的等离子体子弹呈现出一个中空的发 光球结构 [5,6]



图 2 无介质管存在时针板放电下的射流传播,电子密度和电子碰撞电离速率在不同时刻下的剖面图

另外,还需要说明的是,由于针尖附近的强 电场效应,使得此区域的电子密度非常高,约为  $6.5 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ .经过最初的放电生成阶段之后,放电 开始沿着中心轴 z 轴向接地电极传播.图 3 给出了 其传播速度随时间的演化情况.在时间段 t = 2 ns 和 t = 7 ns 内, 等离子体子弹的传播速度基本维持 在  $3 \times 10^5$  m/s, 上下稍微有所浮动. 随着射流的传 播, 当它接近接地平板电极时, 等离子体子弹的传 播速度逐渐增加, 在 t = 13.5 ns 时刻, 电离波到达 平板阴极电极, 速度达到最大, 约为  $7.5 \times 10^5$  m/s.



图 3 等离子体子弹传播速度的时间演化图

与在空气中传播的氦气冷等离子体射流不同, 在纯氦气中传播的氦气冷等离子体射流的电子密 度始终在中心轴位置处最大,并没有径向环形结构 的存在. 图 4 给出了 t = 10 ns 时刻在 z = 5 mm 位 置处的电子密度的径向分布情况. 由图可知, 电子 密度的径向分布呈现一个高斯线形分布, 中心轴位 置处的电子密度最大, 约为  $4.0 \times 10^{18}$  m<sup>-3</sup>, 该值与 相同条件下实验中观测到的电子密度在数量级上 是相符合的 <sup>[26]</sup>. 在图 5 中, 我们还给出了不同时刻下的电场以及电子温度的空间分布. 与电子碰撞电离速率相似, 电场以及电子温度主要分布在电离波的波前区域内, 且最大值始终位于中心轴上. 射流头部处的电场强度在十几个 kV/cm 左右, 而平均电子温度约为 6 eV.







图 5 射流自由传播过程中空间电场和电子温度在不同时刻下的空间分布

为了研究针电极的大小对等离子体射流大小 的影响,图6给出了针电极半径为*R*<sub>tip</sub> = 0.5 mm 得 到的氦冷等离子体射流在*t* = 10 ns 时刻的电子密 度、空间电场、电子碰撞电离速率以及电子温度 的空间分布情况.由于电极尺寸的改变,使得拉普 拉斯电场的分布有所变化,尤其是针尖附近区域内 的电场增强了,它影响了初始阶段的放电过程,但 是对射流传播过程影响很小,最终形成的射流的半 径依然在1 mm 左右,与针电极半径 *R*<sub>tip</sub> = 1 mm 时 的射流形状基本相同.也就是说,针电极的大小对 氦气冷等离子体射流形状的影响很小,这意味着氦 气等离子体射流在自由传播时具有一个本征的空 间尺寸.

#### 3.2 冷等离子体射流在介质管内的传播

前面我们分析了冷等离子体射流的自由传播 情况,下面我们研究大气压冷等离子体射流在介质 管内的传播情况.为了能够更好地分析介质管尺寸 大小以及介电常数对射流放电的影响,我们分两种 情况来讨论:

第一种情况: 令介质管材料的相对介电常数  $\varepsilon_r = 1, 观察介质管尺寸对放电的影响;$ 

第二种情况:固定介质管半径大小,研究不同 介电常数对放电的影响.



图 6 在时刻 t = 10 ns 电子密度、电离速率、空间电场和电子温度的空间分布

首先讨论第一种情况,图 7 给出了介质管 (相 对介电常数  $\varepsilon_r = 1$ )内径分别为 0.8 mm 和 2 mm 时 射流放电在 t = 10 ns 时刻的电子密度、碰撞电离 速率以及电场强度的空间分布图.从图中可以发 现,当介质管的内径小于冷离子体射流自身的尺寸 (1 mm 左右)时,射流放电在管内呈现一种管状放 电模式,如图 7(a)所示.电子密度在靠近管壁的位 置处最大,约为  $1.8 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>,而在中心轴位置处 密度较低,仅有  $8 \times 10^{18}$  m<sup>-3</sup>,整体来说均比无介质 管存在时的射流密度高.电场以及电离速率的分布 也有类似的结构,此时得到的等离子体子弹具有中空的横向环形结构,这也与实验中观测到的结果一致<sup>[5,6]</sup>.而当介质管内径为2mm时,其尺寸大于射流本身的尺寸,此时的介质管对放电几乎没有任何影响,如图7(b)所示.

接下来研究第二种情况,取介质管的内径大小为2mm以消除介质管几何尺寸对放电带来的影响,设定介质管的相对介电常数为3.9,数值得到的冷等离子体射流在介质管内部的传播过程如图8 所示.放电首先在针尖附近产生,放电类似于电晕



#### 图 8 大气压氦气冷等离子体射流在介质管 (ε<sub>r</sub> = 3.9)内的传播,电子密度和电子碰撞电离速率在不同时刻下的剖面图





物理学报 Acta Phys. Sin. Vol. 62, No. 17 (2013) 175204

电子密度/m-3

电离速率/m<sup>-3</sup>·s<sup>-1</sup>

电场强度/(kV/cm)

放电,发光呈辐射状分布.当电离波传播到介质管 表面时,由于表面积累电荷的作用,使得介质表面 附近的电场增强,与无介质管存在时的射流相比, 有介质管存在时的射流放电比较均匀,且射流的尺 寸明显增大,在该情况下射流的径向尺寸增加到了 1.5 mm 左右, 比自由传播时的尺寸增加了 50%. 另 外,在射流传播过程中,电离波前的形状也有所变 化,在中心轴位置处电离速率最高,沿r方向电离速 率不断降低,然而在介质管附近处由于电场增强而 使得该处的电离速率突然增加,进而使得电子密度 的空间分布也变得有所不同. 图 9 给出了 t = 10 ns 时刻在z = 5 mm 位置处的电子密度的径向分布情 况. 不难看出, 电子密度在中心轴处和介质管内壁 附近处比较高,而在其他地方密度较低,总体来说, 电子密度分布比较均匀,最低密度和最高密度分别 为 2.8×10<sup>18</sup> m<sup>-3</sup> 和 4.1×10<sup>18</sup> m<sup>-3</sup>, 电子密度最大 值与无介质管存在时的峰值电子密度相同,但是最 低电子密度值远远高于无介质管情况.也就是说, 介质管的存在大大提高了冷等离子体射流通道内 电子的数目.

造成介质管壁附近电子密度增加的原因是由 于电介质的介电常数在此处产生的突变所致.介电 常数的突变使得该处的局域电场增强,电离率增大, 这从图 8 中可以得到证实.显而易见,介电常数的 突变越剧烈,则此处的局域电场将越大,电离率越高,电子密度也将越大.为了验证这一推理,我们改变介质管的材料,选用介电常数为10的电介质材料,此时射流的传播情况如图10所示.

从图 10 中可以看出, 当介质管的相对介电常数增加到 10 后, 介质管内部的放电依然很均匀, 但是在介质管壁附近放电更加强烈, 电子密度远远高于介质管内部的电子密度值. 值得说明的是, 此时冷等离子体射流的传播速度有所降低, 该规律与Jansky 等人得到的大气压空气流注放电在介质管内传播的数值结果相符合<sup>[27]</sup>. 另外, Georghiou 研究小组<sup>[28]</sup>将针电极放在介质管外, 放电在针电极







图 10 大气压氦气冷等离子体射流在介质管 (E<sub>r</sub> = 10)内的传播,电子密度和电子碰撞电离速率在不同时刻下的剖面图

附近处产生后再传播到介质管内,模拟结果发现, 放电的传播速度随着相对介电常数的增加而增大, 这与我们得到的结果正好相反,说明针电极与介质 管的相对位置对放电也会产生一定影响,具体物理 机理目前还不清楚,这也是我们下一步将要研究的 问题.



图 11 z=5 mm 位置处电子密度的径向分布 (t = 14 ns)

图 11 给出了该情况下 t = 14 ns 时刻在 z = 5 mm 位置处的电子密度的径向分布情况.不难看出,电子密度在中心轴处和介质管内壁附近处比较高,而在其他地方密度较低.由图可知,电子密度在介质管内部分布比较均匀,在 2.5×10<sup>18</sup> m<sup>-3</sup> 左右,而在介质管内侧附近明显增大,其最大值高达 1.4×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>,是内部电子密度的 6 倍.值得说明的是,如果增大介质管的内径大小,则射流的径向尺寸也随之增大,电子分布规律不变,只是介质管

内侧的电子密度值有所降低.因此,在实际应用中, 我们可以通过增加一个具有高介电常数的介质管 的方式来增大射流的尺寸,提高射流通道内的电子 密度值.

### 4 结 论

通过建立了二维等离子体流体模型,数值研究 了大气压氦气冷等离子体射流在介质管通道内的 传播过程.结果发现:当冷等离子体射流在没有介 质管存在的情况下自由传播时,在射流头部存在一 个具有"箭头"形状的强电离区域,在该区域内发光 强烈,因而呈现"等离子体子弹"的现象,其传播速 度在 10<sup>5</sup> m/s 数量级上. 在射流通道内部, 电子密度 在中心轴处最高,沿r方向呈一个高斯分布,且具 有一个特定的特征尺寸,在冷等离子体射流在介质 管内部产生并传播过程中,介质管的几何尺寸对射 流具有一定的影响. 当介质管的内径小于冷离子体 射流自身的尺寸时,射流放电在管内呈现一种管状 放电模式: 而当介质管内径大于射流本身的尺寸时, 射流放电与自由传播时相同.介质管材料的相对介 电常数对射流放电具有重要影响.随着相对介电常 数的增加. 冷等离子体射流的管状放电相应越来越 明显,电子密度不断增加,但是射流的传播速度不 断降低. 另外, 射流放电在介质管内比较均匀, 射流 的尺寸也随介质管尺寸不断增大,从而可以有效的 增大射流的应用面积.

- [1] Park G, Park S, Choi M 2012 Plasma Sources Sci. Technol. 21 043001
- [2] Li Q, Takana H, Pu Y 2012 Appl. Phys. Lett. 100 133501
- [3] Lu X, Laroussi M, Puech V 2012 Plasma Sources Sci. Technol. 21 034005
- [4] Laroussi M, Akan T 2007 Plasma Process. Polym 4 777
- [5] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E 2005 IEEE Trans. Plasma Sci. 33 310
- [6] Bourdet N, Laroussi M, Begum A 2009 J. Phys. D: Appl. Phys. 42 055207
- [7] Beouf J, Yang L, Pitchford L 2013 J. Phys. D: Appl. Phys. 46 015201
- [8] Breden D, Miki K, Raja L 2011 Appl. Phys. Lett. 99 111501
- [9] Jansky J, Bourdon A 2011 Appl. Phys. Lett. 99 161504
- [10] Naidis G 2011 Appl. Phys. Lett. 98 141501
- [11] Dawson G, Winn W 1965 Z. Phys. 183 159
- [12] Gallimberti I 1972 J. Phys. D: Appl. Phys. 5 2179
- [13] Shao X, Jiang N, Zhang G, Cao Z 2012 Appl. Phys. Lett. 101 253509
- [14] Xian Y, Lu X, Wu S 2012 Appl. Phys. Lett. 100 123702
- [15] Zhu W, Li Q, Zhu X 2009 J. Phys. D: Appl. Phys. 42 202002

- [16] Karakas E, Koklu M, Laroussi M 2010 J. Phys. D: Appl. Phys. 43 155202
- [17] Xian Y, Lu X, Liu J 2012 Plasma Sources Sci. Technol. 21 034013
- [18] Laroussi M, Akman M 2011 AIP Advances. 1 032138
- [19] Hong Y, Cho S, Kim J 2007 Phys. Plasmas. 14 074502
- [20] Bork W, Dijk J, Bowden M 2003 J. Phys. D: Appl. Phys.36 1967
- [21] Jansky J, Bourdon A 2011 Appl. Phys. Lett. 99 161504
- [22] Liu F, Zhang D, Wang D 2010 Phys. Plasmas. 17 103508
- [23] Hagelaar G , Pitchford L 2005 Plasma Sources Sci. Technol. 14 722
- [24] Wang Y, Wang D 2003 Acta Phys. Sin. 52 1694 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2003 物理学报 52 1694]
- [25] Wang Y, Wang D 2005 Acta Phys. Sin. 54 1295 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2005 物理学报 54 1295]
- [26] Zhang P, Kortshagen U 2006 J. Phys. D: Appl. Phys. 39 153-163.
- [27] Jansky J, Tholin F, Bonaventura Z 2010 J. Phys. D: Appl. Phys. 43 395201
- [28] Georghiou G, Papadakis A, Morrow R, Metaxas A 2005 J. Phys. D: Appl. Phys. 38 R303

# Two-dimensional simulation of atmospheric pressure cold plasma jets in a needle-plane electrode configuration\*

Liu Fu-Cheng<sup>1)2)</sup> Yan Wen<sup>1)</sup> Wang De-Zhen<sup>1)†</sup>

(School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)
(College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)
(Received 27 March 2013; revised manuscript received 27 April 2013)

#### Abstract

The propagation mechanisms of atmospheric pressure cold plasma jets have recently attracted much attention. In this paper, by using a self-consistent two-dimensional plasma fluid model, we have investigated the propagation problems in the cold atmospheric pressure helium plasma jets that are surrounded by helium itself and thin dielectric tube, respectively. The spatio-temporal distributions of electron density, ionization rate, electrical field, and electron temperature were obtained. It is found that both the radius and the permittivity of dielectric tube have an impact on the discharge characteristics. A new method of improving the electron density and plasma jet size was also proposed.

Keywords: atmospheric pressure cold plasma jets, plasma bullet, numerical simulation, fluid model

**PACS:** 52.80.Mg, 52.80.Hc, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.62.175204

† Corresponding author. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10275010), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2011201006, A2012201015), and the Natural Science Foundation of Hebei University, China (Grant No. 2010Q30).