arXiv:2304.05160v1 [physics.plasm-ph] 11 Apr 2023

湿空气中的流注传播

Alejandro Malag´on-Romero 和 Alejandro Luque

西班牙格拉纳达，IAA-CSIC

电子邮箱：amaro@iaa.es

摘要。
我们研究了湿度对空气中流注传播的影响。我们提出了一组最小化学反应集合，该集合考虑了非热空气等离子体中水的存在，并将电离、附着、脱附、复合和离子转换纳入其中，包括水簇的形成。我们发现，干燥空气与湿空气中的流注传播存在差异，这主要归因于湿空气中增强的有效附着率，从而导致更高的击穿电场和传播阈值电场。在潮湿条件下，这种更高的有效附着率会导致流注通道中的电导率更快衰减，从而阻碍流注头部电荷的积累。在某些情况下，传播中的流注解仍然存在，但代价是半径更小、速度更低。在其他情况下，高湿度会导致流注停滞。最后，我们讨论了所有这些论述可能如何影响流注分支，以及流注电晕的尺寸和寿命。

1. 引言

流注是丝状电放电，其传播归因于尖端处的高电场。该电场将电子加速到足以使流注前方空气电离的高能量，从而释放出其他电子，为其传播铺平道路。流注构成了其他电放电的基本单元，例如长火花放电中先导周围的电晕鞘，这种现象既存在于实验室条件 [1, 2]下，也存在于自然界（例如闪电 [3]）。近期观测表明，大范围的流注系统延伸数百米，其中包含超过 10^8 流注，它们是被称为窄双极事件（NBEs）的强无线电辐射 [4, 5] 以及雷暴云顶的瞬态蓝色闪光 [6, 7]的成因。就在云层上方，蓝色喷流在其传播的最后阶段也会呈现流注阶段，此时空气加热不足以使其维持高导电性热核心（先导 [8–11]）的传播。流注放电也存在于更高海拔处，形成被称为精灵[12–19] 的大尺度电放电；它们在垂直方向上延伸数十千米，在水平方向上延伸数百米甚至更远。

上文提到的许多放电都在湿空气中传播，有时空气达到饱和甚至过饱和。因此，研究此类条件下的流注是有意义的。2018年，Kostinskiy 等人 [20] 开展了实验，研究了突变的

长火花放电的延伸，即长度突然增加，其前后均伴随着流注电晕脉冲。他们发现了高湿度条件下正先导阶跃的迹象。他们还指出了正先导中可能存在空间茎的特征。2019年，Malag´on-Romero和Luque [21] 展示了由于附着不稳定性，负先导前方的流注电晕中自发形成空间茎前驱体。他们还强调了水作为电子脱附抑制剂的作用，该作用有利于形成持久的非均匀等离子体结构。

众所周知，水会减缓甚至抑制流注传播 [1, 22]。这一现象由多种机制共同导致：(a) 三体电子附着增强

$$e + O_2 + M \longrightarrow e + O_2^- + M, \quad (1)$$

对于$M = H_2O$，其反应速率比$M = O_2$ [23, 24]高 6–10 倍。我们忽略$M = N_2$ 的情况，因为其反应常数比$M = O_2$, 的反应常数低约两个数量级，参见例如 [25]。(b) 形成 $O_2^-(H_2O)_n$这类负水簇会抑制电子脱附，其中$n = 1$–3 通常是最相关的情况 [22]；(c) 形成 $O_2^+(H_2O)_n$ 这类n =1–3 [24]正水簇会提高电子-离子复合率。

单流注放电的数值模拟已用于研究脉冲放电起始 [26], 及其传播 [27–30]，以及相关过程，例如电子 runaway 和 X射线发射 [31–34]，或流注尾迹中发光且孤立图样的形成 [21]。然而，这些研究大多是在纯氮或干燥空气条件下进行的。

在此，我们研究了多种湿度条件下空气中双极性单流注放电在非均匀电场下的传播。随后，我们描述了其速度、半径和峰值电场等流注特征量所受到的影响。我们重点关注能够使流注从针状初始种子中产生的条件（湿度、背景电子密度、施加电场）。正如我们将在下文讨论的那样，有效附着率的增加提高了流注起始所需的最低电场。我们的结果还描述了一种相对简单的化学模型，该模型能够有效纳入水蒸气对非热电放电施加的主要影响。最后，我们推测了这些结果对长火花放电传播的意义。

2. 流注放电模型

本研究模拟了在 300 K、1 atm 实验室条件下，正、负流注在干燥空气和湿空气中的传播。干燥空气建模为由 79% 的 N_2 和 21% 的 O_2 组成的混合物（按体积计）。在潮湿条件下的模拟中，我们按比例降低混合物中氮气和氧气的含量，为水体积分数 1.5% 和 3% 留出空间（300 K 下的饱和空气），分别对应 12 g/m^3 和 24 g/m^3。我们的化学反应方案基于 Luque等人 [35],的研究，并加入了表 2 中列出的若干项内容。

反应			速率系数（m^3/s 或 m^6/s）	参考
$e + H_2O$	$\longrightarrow$	$2e + H_2O^+$	$f(x_0)$	*Bolsig+*
$e + H_2O$	$\longrightarrow$	$H^- + OH$	$f(x_0)$	*Bolsig+*
$e + H_2O$	$\longrightarrow$	$OH^- + H$	$f(x_0)$	*Bolsig+*
$e + H_2O + O_2$	$\longrightarrow$	$O_2^- + H_2O$	$f(x_0)$	*Bolsig+*
$H^- + O_2$	$\longrightarrow$	$e + HO_2$	$1.2 \cdot 10^{-15}$	[36]
$H^- + H_2O$	$\longrightarrow$	$OH^- + H_2$	$3.8 \cdot 10^{-15}$	[36]
$O^- + H_2O$	$\longrightarrow$	$OH^- + OH$	$6 \cdot 10^{-19}$	[37]
$H^- + O_2$	$\longrightarrow$	$O^- + OH$	10^{-17}	[38, 页。 185]
$H^- + O_2$	$\longrightarrow$	$O_2^- + H$	10^{-17}	[38, 页。 185]

表 1. 加入化学反应方案中的反应列表，见 [35]

电子和离子密度按照漂移-扩散-反应（*ddr*方程演化：

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\pm n_s \mu_s \mathbf{E} - D_s \nabla n_s) = S_{ph} + C_s, \tag{2}$$

其中，n_s、μ_s、D_s 和C_s 分别表示物种s的密度、迁移率、扩散系数和化学源项。漂移项前的符号不同，体现了物种s的电荷。S_{ph} 表示光电离项，该项根据 [39] 推导得出，并采用亥姆霍兹方法 [40] 及 Bourdon 的三项参数 [41]进行计算。该项仅适用于电子和 O_2^+ 。迁移率、扩散系数和反应速率系数由*Bolsig+* 计算，并取决于局部电场[42]。为*Bolsig+* 提供输入的截面汇集自 Itikawa [43] 和 Phelps[44] 数据库。特别是，我们使用 Itikawa 截面计算了涉及水及其衍生离子的反应速率。电场$\mathbf{E}$ 根据静电近似计算如下：

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi, \tag{3}$$

and

$$\nabla^2 \phi = -\sum_s \frac{q_s}{\varepsilon_0}, \tag{4}$$

其中，ϕ 为静电势，ε_0 为真空介电常数，q_s 为物种s的电荷。

上述模型在 Afivo-streamer [45], 中实现，该软件基于 Afivo——一个基于八叉树的自适应网格细化框架 [46]，具备 OpenMP 并行功能，并采用几何多重网格求解器求解泊松方程。方程 2 中的*ddr* 方程采用显式二阶时间步进和通量限制二阶精度空间离散进行求解。

2.1. 初始条件和边界条件

图 2.1 展示了轴对称区域的示意图，以及流注模拟中使用的初始条件和边界条件。我们的初始条件包括一个针状高斯电子

附着于下边界的种子。其长度为$z_0 = 5\text{cm}$，峰值为$n_{e0} = 10^{21}\ \text{m}^{-3}$，$e$倍半径为 $\sigma = 3$ mm。因此，初始电子密度为

$$n_e = n_{e,bk} + n_{e0} \exp\left(-\frac{\max(z - z_0, 0)^2}{\sigma^2} - \frac{r^2}{\sigma^2}\right), \tag{5}$$

其中 $n_{e,bk}$ 表示均匀的背景电子密度，在不同的模拟中取值分别为 $10^9\ \text{m}^{-3}$、10_{12}m^{-3} 和10^{15}m^{-3} 。为了获得中性种子，我们用等量密度的 O_2^+ 来平衡电子密度。电子密度的分布被设定为模拟针电极。一旦模拟开始，针状电子种子尖端处的电场就会增强，从而促进流注的起始。种子的峰值电子密度足够高，能够显著扰动背景电场，但又足够低，可以防止我们的模拟中的时间步长变得过短。至于背景电场，我们在7k V/cm 到 10 kV/cm的范围内施加了四个等间距的电场。我们研究这一范围，以探究负流注和正流注在其阈值传播电场附近的行为；这一范围反映了自然界和实验室实验中的常见条件。

泊松方程4 在顶部和底部边界处采用齐次狄利克雷边界条件，在内侧和外侧边界处采用齐次诺伊曼边界条件。描述电子和离子密度演化的方程 2也采用齐次诺伊曼边界条件。所有模拟均在温度为 300 K、压力为 1 atm 的条件下进行。

在我们的模拟中，最小网格间距约为 1.5 μm。

3. 结果与讨论

我们模拟了负流注和正流注在不同绝对湿度 $\{0,\ 1.5,\ 3\}$ %、背景电子密度 $\{10^9, 10^{12}, 10^{15}\}$ m^{-3} 和背景电场 $\{7, 8, 9, 10\}$ kV/cm 下的传播。在所有情况下，在背景密度为$10^9\ \text{m}^{-3}$ 的条件下传播的流注，在定性上都与 10^{12}m^{-3} 下的流注相似，因此我们仅关注后者。

3.1. 正流注

图 2 展示了在不同绝对湿度条件下、背景电子密度为 10^{12}m^{-3}、电场为 10 kV/cm 时，正流注在 54 ns、71 ns 和 94 ns 的快照。从这些结果可以推断，加入水蒸气会减慢流注的传播速度，并减小流注通道的半径和电导率。这些影响在我们模拟的所有输入条件下均普遍存在。

在图3中，我们可以更全面地了解流注的演化过程。图中展示了流注头部的半径和最大电场，以及传播速度和固定位置处流注通道中电子密度的演化。我们将流注头部半径定义为电场径向分量达到最大值处的半径；在此处，它随电离柱的延伸而近似线性增加。

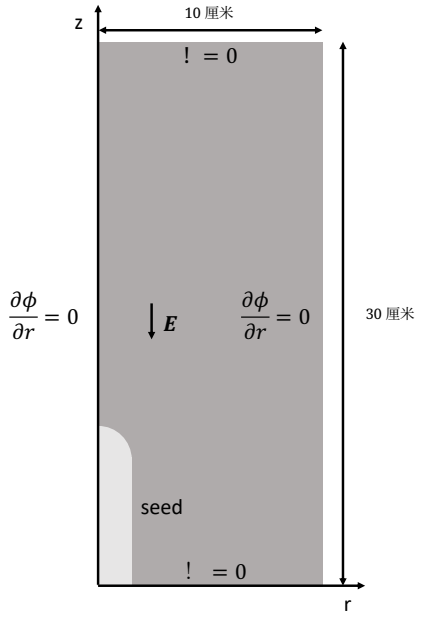

图1. 该区域为圆柱对称，呈矩形 [0,10]x[0,30]厘米^2。电子密度呈针状，延伸 5 厘米，并沿对称轴放置。通过在顶部和底部角点施加零狄利克雷边界条件，并在内边界和外边界施加零诺伊曼边界条件，求解泊松方程 4。请注意，我们还施加了一个恒定的背景电场（**E**），使该区域沿一定方向产生电压差。图中所示电场的方向仅用于说明；在模拟中，电场方向会根据所模拟流注的极性而变化。对电子和离子密度 2 的所有边界均施加齐次诺伊曼边界条件。

流注向阴极生长。流注速度也随着流注长度的增加而增加，但与线性趋势的偏离更为明显。另一方面，尖端电场在传播过程中基本保持不变。在水饱和条件下，距离阳极 25 cm 处的半径和速度分别比干燥空气条件下低 48% 和 58%。

水的加入对以电子为主导的流注通道电导率的演化有显著影响。图3右下方的面板显示了$z = 15$cm处电子密度的演化。为便于比较，每条曲线的时间原点都经过平移，使其与流注头部到达所述位置的时刻相匹配。在流注通过这一固定位置70ns后，饱和空气中通道内的电子密度几乎比干燥空气中低六倍。这种显著降低可能是导致与较高湿度相关的其他变化的原因。尽管水的存在显著影响了流注的传播，但在这一电场下，即使在饱和湿度条件下，流注仍会前进。

我们在模拟中探究的另一个参数是背景电子密度。当背景密度增加到 $10^{15}\mathrm{m}^{-3}$ 时，光电离对于正流注的传播变得不那么重要。如前所述，在图4中，我们绘制了在这种升高的背景电子密度下传播的正流注的电子密度的不同快照。

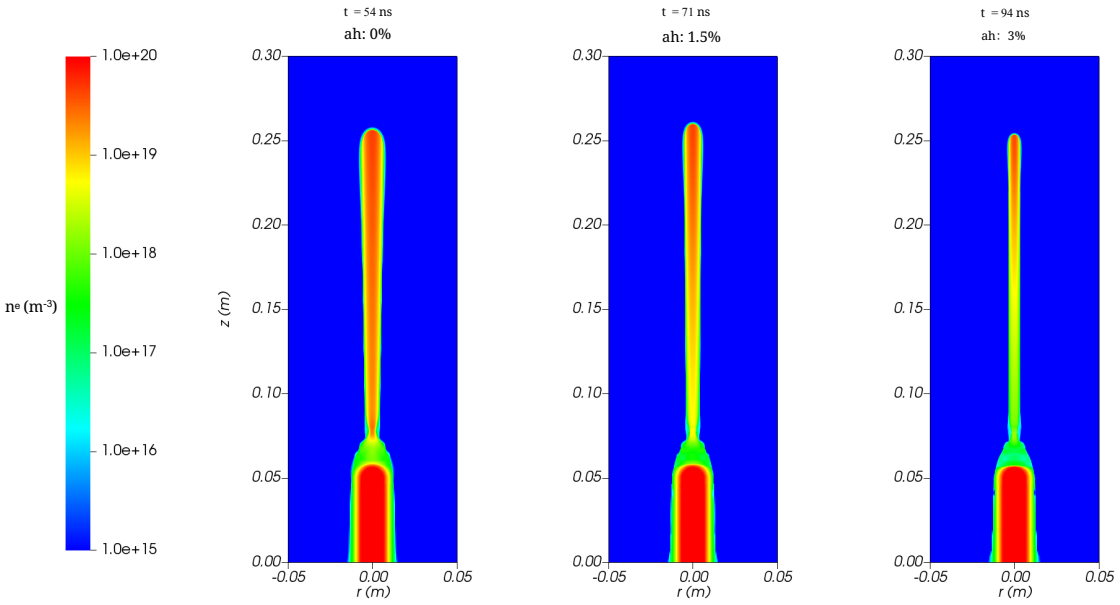

图 2。 在不同绝对湿度条件（ah ）{0%、1.5%、3%}）下传播的正流注，在 54ns、71 ns 和 94 ns 时的电子密度快照；背景电子密度为 $10^{12}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 10 kV/cm。湿空气中的正流注通常更细、更慢且导电性更低。

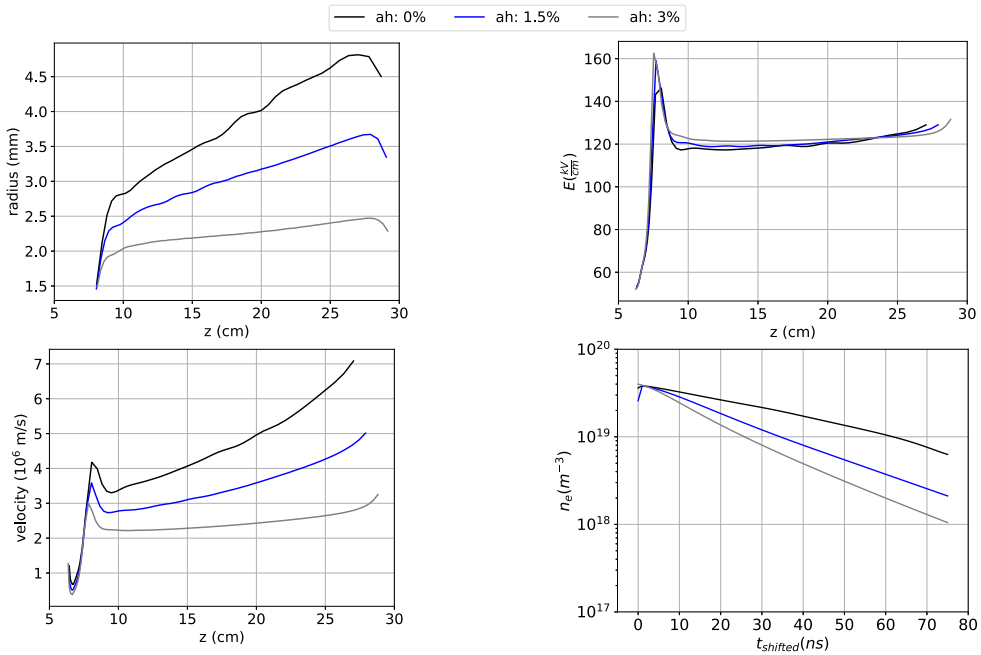

图3。 此处绘出了流注头部的半径、尖端的约化电场、速度，以及在不同绝对湿度条件（ah） {0%、1.5%、3%}下，流注通道中某一点（$r = 0$、$z = 15\,\mathrm{cm}$）处电子密度的演化；电子背景密度为 $10^{12}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为10kV/cm。

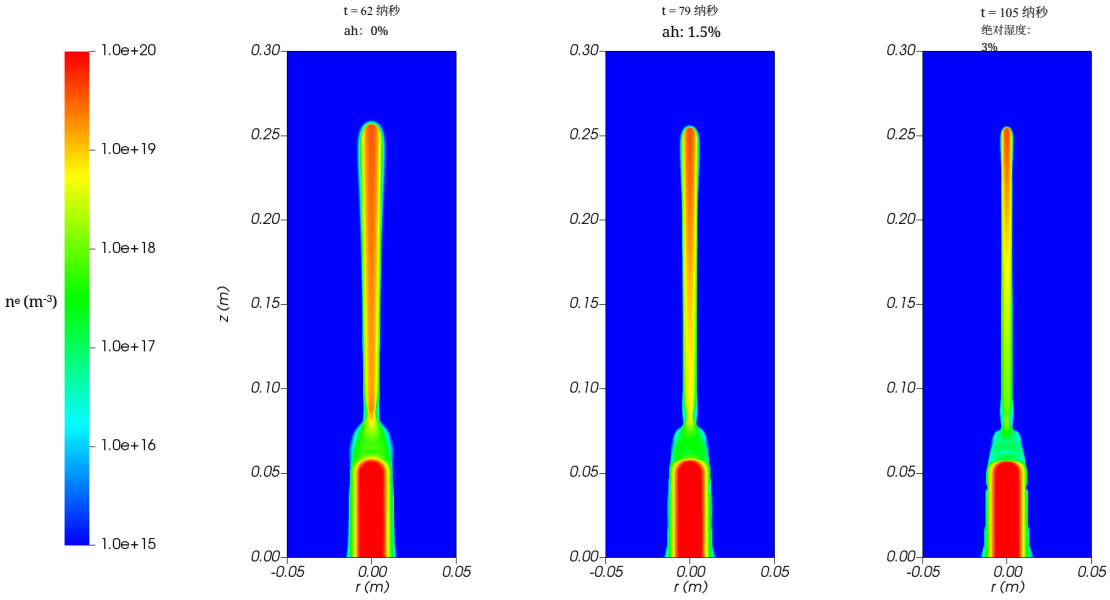

图4. 在不同绝对湿度条件（ah）下传播的正流注于 62 ns、79 ns 和 105 ns 时的电子密度快照：{0%、1.5%、3%}，背景电子密度为 $10^{15}\ \mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 10 kV/cm。在湿空气中，正流注通常更细、速度更慢且导电性更弱。

背景密度以及三个绝对湿度取值。我们看到，加入水蒸气的影响与背景密度较低时的相应情况相似。

进一步考察半径、最大电场和速度，可以从图5中看到，背景密度越高，这些量都越小。对于半径、速度和通道电子密度，湿度变化引起的偏差与图3所示的较低背景密度情况下的偏差幅度相近。半径和速度最多分别降低48%和54%。固定点处电子密度的下降也与图3中的情况相似。不过，尽管流注传播过程中尖端电场仍近似保持不变，但背景电子密度较高时，电场值对湿度更敏感，因此饱和空气中的电场值比干燥空气中高约10 kV/cm。

对于较低的电场，湿度对正流注传播的影响更加显著。如图 6 所示，在 7kV/cm的电场和 $10^{15}\mathrm{m}^{-3}$的背景电子密度下，当绝对湿度为3%时，正流注不会在我们的初始条件下传播。在不同的初始条件下，或者在已有流注的情况下，7 kV/cm的电场可能足以使湿度为 3%时发生流注传播。然而，由于我们的初始条件经过专门设置以促进流注起始，我们的结果表明，传播所需的阈值电场不会比 7 kV/cm 低很多。

在湿度较低的环境中，流注仍能传播，但速度比在干燥空气中慢，且流注头部半径明显更小（见图 7）。当绝对

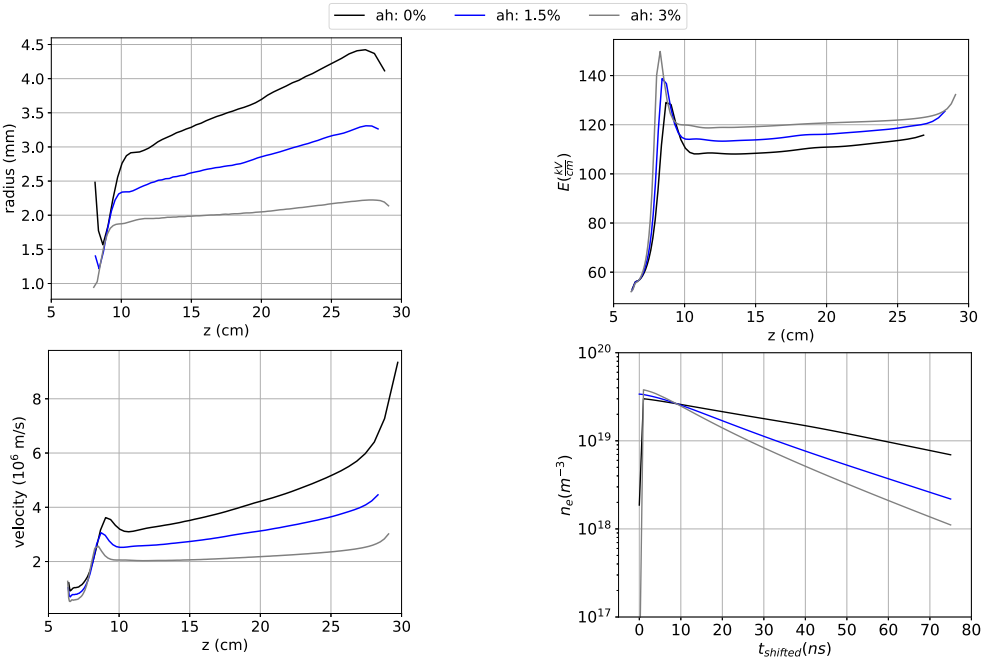

图 5. 此处绘出了在不同绝对湿度条件（ah）{0%、1.5%、3%}下传播的正流注头部半径、尖端处的约化电场、速度，以及通道中一点（$r = 0$，$z = 15\,\mathrm{cm}$）处电子密度的演变；电子背景密度为 $10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 10kV/cm。

湿度为 1.5% 时，流注的传播似乎接近稳态，半径和速度大致保持恒定。我们认为，这表明这些条件接近流注传播阈值。

3.2. 负流注

现在转向负流注。一般而言，在这种极性下，流注仅在更为受限的一组条件下推进，表现出更高的传播阈值电场 [47, 48]。

同样，我们从 10 kV/cm 的背景电场和 $10^{12}\mathrm{m}^{-3}$ 的背景电子密度开始分析，结果见图 8 和图 9。图 8 中的模拟快照表明，湿度增加会导致头部半径、速度以及通道内的电子密度降低。在图 9 中，我们看到流注头部半径的演化分为三个阶段。在干燥空气中，流注头部大致呈线性扩张；而在绝对湿度为 1.5% 时，半径则停滞在一个大致恒定的值。湿度超过这一数值后，负流注在向阳极传播时会变得更窄。我们观察到流注速度也有类似的变化。另一方面，无论是在干燥空气中还是在湿度为 1.5% 时，流注在整个传播过程中都能维持电场，且干燥空气中的电场略高。一旦绝对湿度超过 1.5%，我们便观察到流注在模拟区域内停滞。我们认为，这种现象是由流注通道内电导率逐渐减弱所致。

类似 与正极性类似，较高的背景电子密度会阻碍 th e

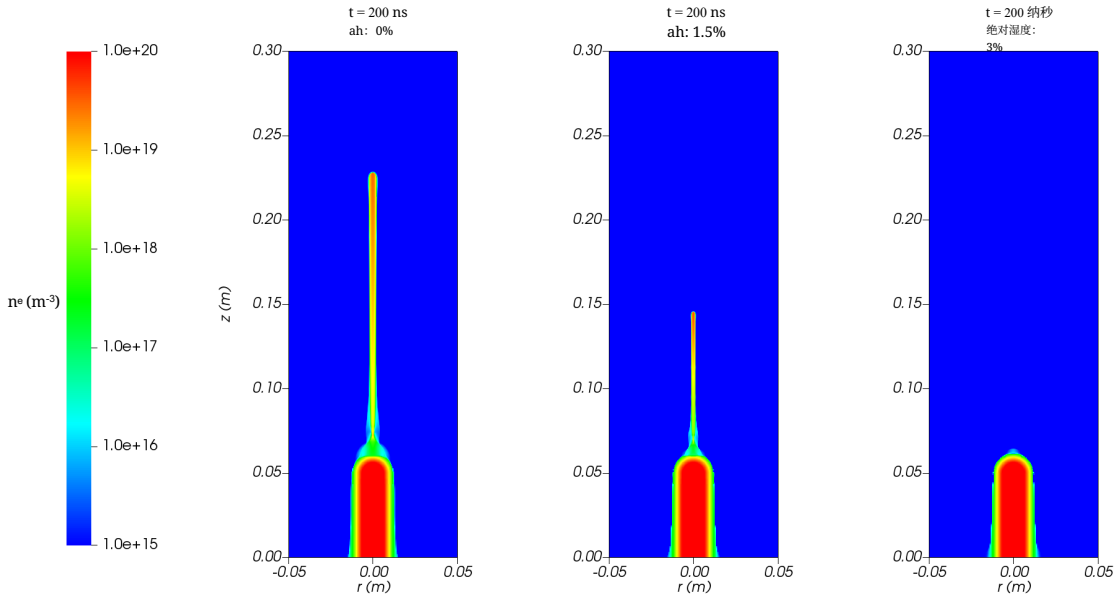

图 6. 在不同绝对湿度（ah）条件下传播的正流注于 200 纳秒时的电子密度快照：{0 %、1.5%、3%}；背景电子密度为 $10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 7 kV/cm。在饱和空气中（右图），不会出现正流注传播。

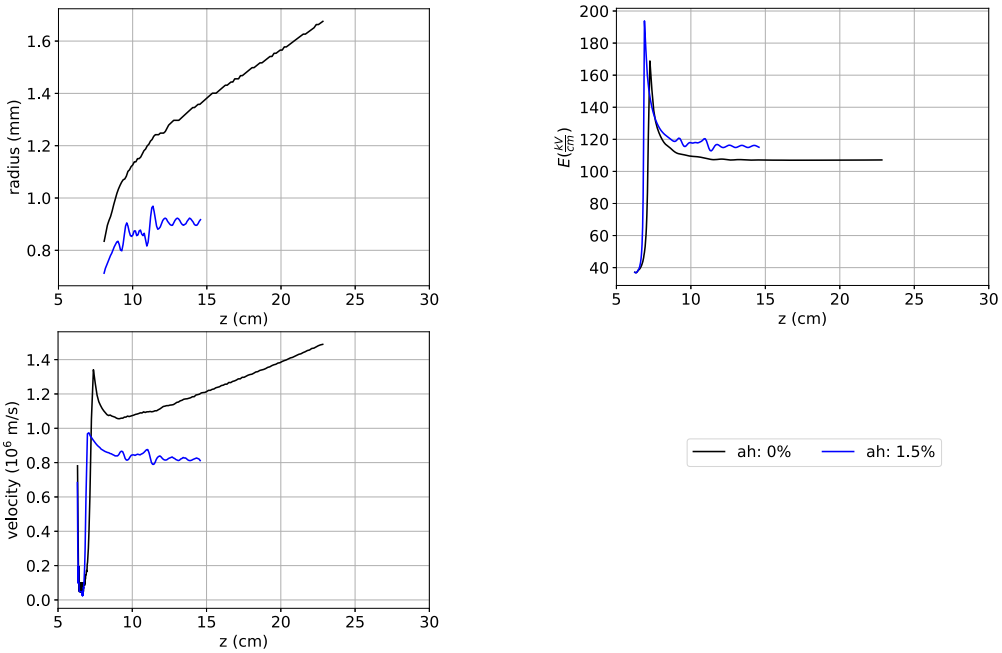

图 7. 在不同绝对湿度（ah）条件下传播的正流注的流注头部半径、尖端处的约化电场和速度曲线：{0%、1.5%}；背景电子密度为 $10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 7 kV/cm。请注意，由于湿度为 3% 时不会发生流注传播，因此图中未绘制该条件下的结果。

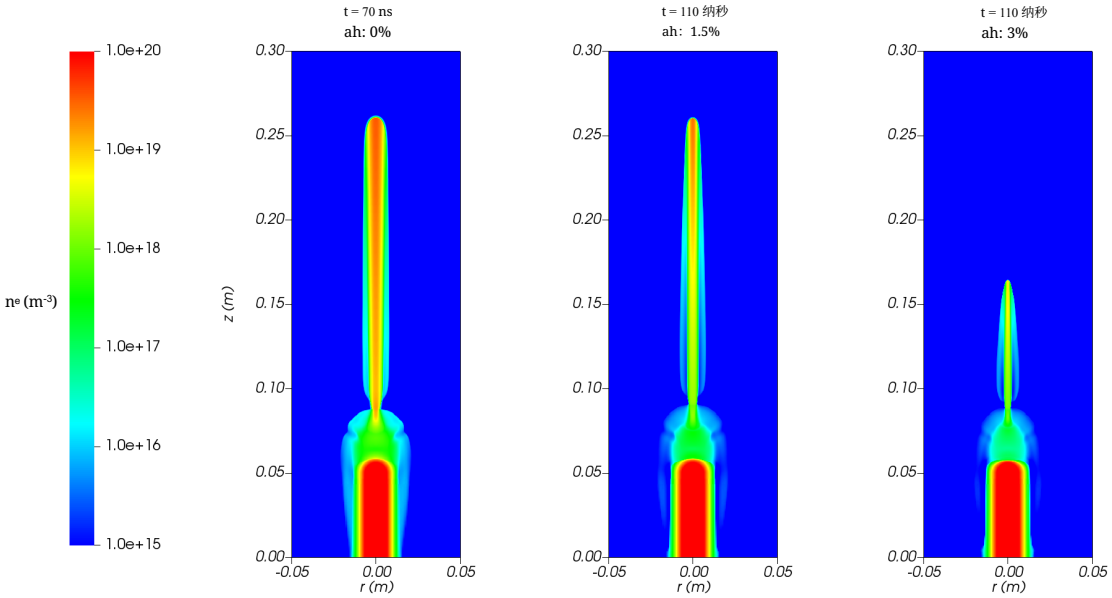

图8。 在不同绝对湿度条件下（ah） {0%、1.5%、3%}，背景电子密度为 $10^{12}\,\mathrm{m}^{-3}$ 、背景电场为10kV/cm时传播的负流注在70ns、110ns 和110ns时的电子密度快照。在湿空气中，负流注通常更细、更慢且导电性更低。

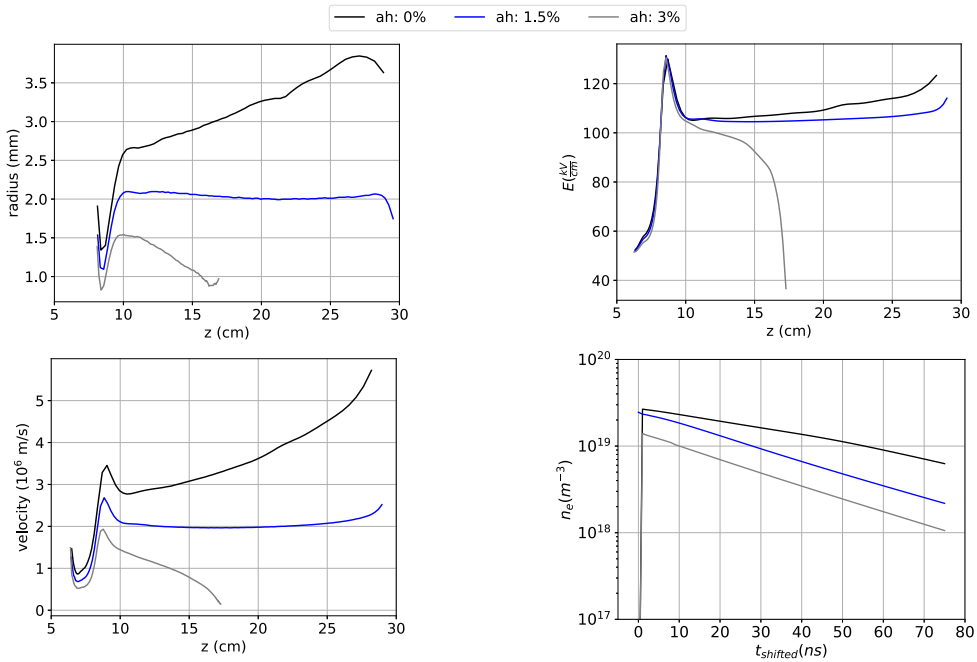

图9。 此处绘制了流注头部的半径、尖端处的约化电场、速度，以及在不同绝对湿度条件（ah） {0%、1.5%、3%}下传播的负流注在通道中某一点（$r = 0, z = 15\,\mathrm{cm}$）处电子密度的演化，其中电子背景密度为 $10^{12}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 10 kV/cm。

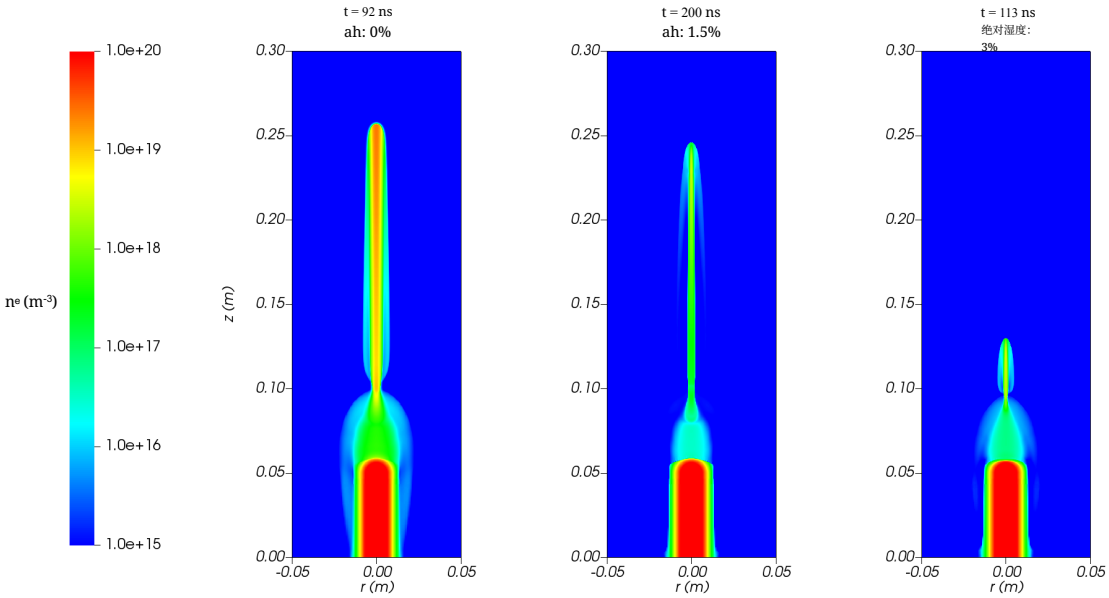

图 10. 不同绝对湿度（ah） {0%、1.5%、3%}条件下，负流注传播至 92 纳秒、200ns 和 113 纳秒时的电子密度快照；背景电子密度为 $10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$，背景电场为 10kV/cm。在湿空气中，负流注通常更细、速度更慢，且电导率更低。

负流注的传播。图10和图11展示了我们的模拟结果：背景中有 $10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$ 个电子，背景电场为10 kV/cm。只有干燥空气条件下的流注能够贯通间隙。同样，湿度越高，流注通道的半径、速度和电导率越低。图11显示，背景密度越高，半径、电场和速度越小，流注也会在更短的时间尺度内停滞。请注意，对于干燥空气和湿度为1.5%的情况，流注通道的电导率与图9中背景密度为 $10^{12}\mathrm{m}^{-3}$ 时的情况相似。

3.3 讨论

正如我们在上述模拟中所看到的，即使少量水分子的存在也会强烈影响流注演化。对于正、负流注，湿空气中流注传播所需的阈值电场都更高，这与正流注的实验结果 [49, 50]一致。此外，传播中的流注表现出明显较低的加速度和较小的半径。现在让我们讨论这些效应的成因。

水的存在对流注化学有三大主要影响：

(i) 即使水的比例远低于氧气，水分子作为第三体参与的三体附着反应 (1) 的速率系数仍高出 6–10 倍 [23, 24]。这意味着，在相同电场下，湿度为 3% 时的总附着率比干燥空气中高 80%。

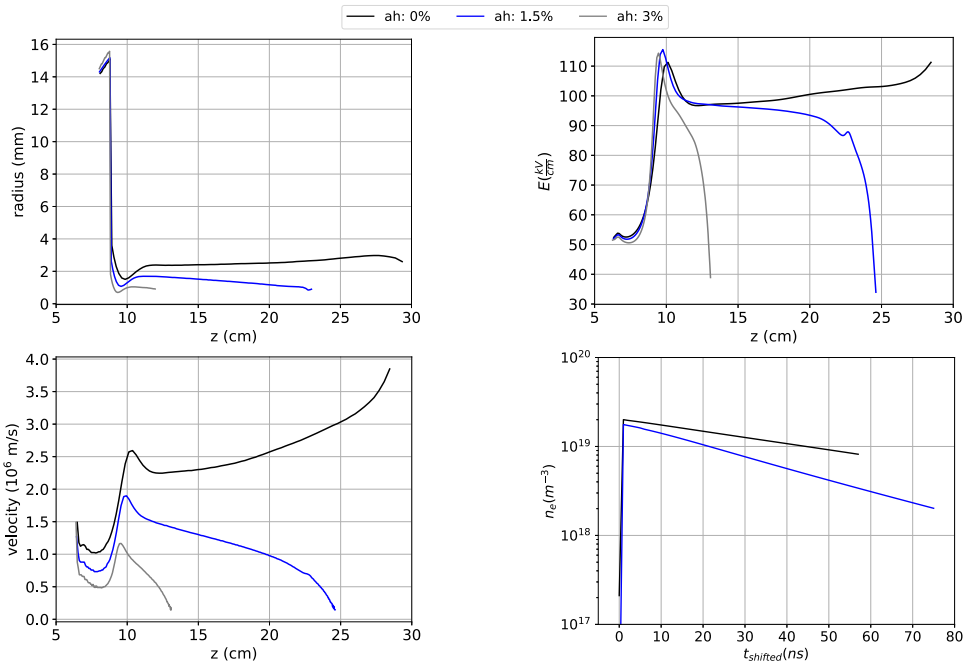

图 11。 这里绘出了在不同绝对湿度条件（ah） {0%、1.5%、3%}下传播的负流注头部半径、尖端处的约化电场、速度，以及通道中某一点（$r = 0, z = 15\,\text{cm}$）处电子密度的演变；电子背景密度为 10^{15}m^{-3}。请注意，当绝对湿度为3%时，流注未能到达点（$r = 0, z = 15\,\text{cm}$），因此右下图中未绘出相应的电子密度演变。

(ii) 正水簇的形成会提高复合率，见图 13。(iii) 负水簇的形成可防止电子脱附 [22]。

图13证实了我们观察到的动力学过程，即流注通道中电子密度的衰减。可以看出，主导机制是三体附着，其次是电子与水团簇的复合。请注意，电子从O^-_2脱离并非最相关的反应之一，因为负水簇的形成会强烈抑制这一过程。

在图12中，我们绘制了干燥空气和饱和空气的净电离率随电场变化的关系。可以看到，在所绘制的数值范围内，除小电场区域的一小部分外，饱和空气中的净电离率低于干燥空气。对于约1 eV及以下的能量，水分子低转动能级和振动能级的激发会消耗电子能量 [51, 52]，并导致许多过程在低电场下的速率降为零。因此，在湿空气中，击穿电场更高，流注起始也会延迟。在我们的模拟中，流注通道内的电场范围为5 kV/cm至10 kV/cm。因此，电导率的演化大致局限于图12中净电离率为负且包含显著三体附着贡献的区域。

由于更强的三体附着而衰减的电导率减少了.....的量

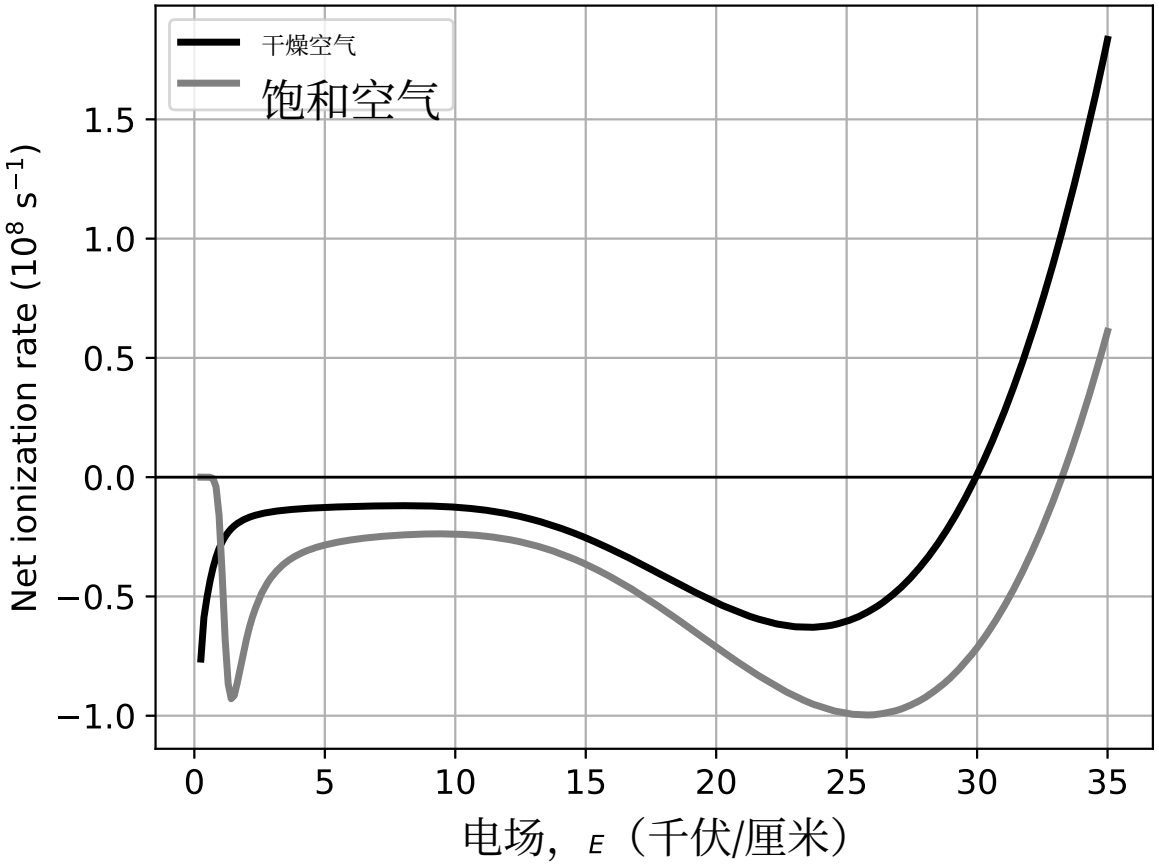

图12. 大气压下干燥空气和湿空气中净电离率的比较。湿空气中的净电离率始终较低。因此，湿空气中的击穿电场更高，电子耗尽发生得更快，进而导致电导率大幅下降，影响流注头部的传播。这又使流注传播所需的电场阈值更高。三体附着是流注通道所处电场范围内电子损失的主要原因。此图对应的温度为 300 K，压力为 1 atm。

输送至流注头部的电荷。在极端情况下，这些电荷不足以维持流注传播。在其他情况下，仍然存在一种传播解，其中较低的电荷由更小的半径和更低的速度所补偿。

4. 结论

我们研究了不同背景密度和电场条件下，空气中的水蒸气含量对正、负流注的影响。即使空气混合物中水蒸气的比例很小（例如 1.5 %，相当于 50 % 的相对湿度），这些影响仍然显著。水对流注化学最重要的影响是提高三体附着速率。这会产生两个主要后果：一方面，击穿电场升高；另一方面，通道中的电子密度消耗得更快，从而进一步限制了

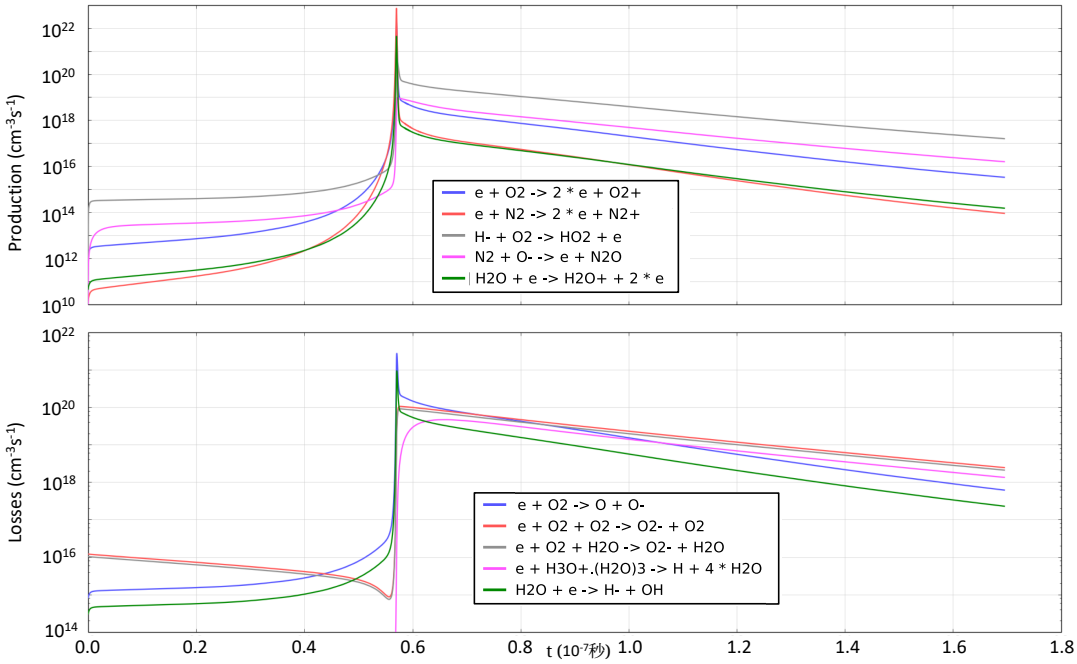

图13。 在（r=0cm,z=15cm）处，最相关的电子产生和损失机制。该点位于在背景电场为10 kV/cm、背景密度为 10^{15} m^{-3} 且绝对湿度为1.5%的条件下传播的负流注的通道中（见图10中间的图）。流注通道电导率由电子主导，因此其衰减主要归因于三体附着，其次是电子与水团簇的复合。

流注传播所需的条件（即提高流注传播的阈值电场，正如文献 [47] 所述，并由实验针对正流注进行了分析 [49, 50]）。在允许流注传播的条件下，湿度越高，流注越细，传播速度也越慢。这些结果与其他关于亚击穿电场区域内附着率升高所产生影响的数值研究一致 [53]。

流注头部和主体的动力学彼此关联；加入水会使流注传播更加困难，因为湿空气中的净电离率较低。为对此进行补偿，流注往往会减小流注头部半径，以增强电场的聚焦作用，随后提高前端的电离率。然而，在湿空气中，流注尾迹处的电导率会迅速降低，流注通道无法有效地将电极电势“传输”至流注尖端。流注头部进一步收缩。当电导率低到一定程度，流注无法在牺牲半径的情况下聚焦电场时，流注便会停滞，这正如我们在模拟中所观察到的那样。

在自然界中，流注传播经常发生在湿空气中。许多流注实验也在环境空气中进行，而环境空气具有不可忽略的湿度。因此，在旨在与实验进行比较的流注模拟中，必须考虑湿度。我们提到的这些对流注传播的影响，也会在大尺度放电中留下印记。由于水的存在可能导致流注停滞，流注电晕的尺寸也可能受到影响。此外，在湿空气中，

流注通道会在更短的时间尺度内衰减。这可能会影响长火花放电中后续流注电晕从先导尖端发出的速率。最后，在流注传播过程中，流注头部与流注尾迹之间的相互作用会导致流注头部半径动态变化。半径的变化与流注分支有关[54]，因此，在估算流注电晕中单位长度内流注分支的数量时，湿度是一个需要考虑的因素。

5. 数据可用性声明

支持本研究结论的数据可通过以下网址/数字对象标识符公开获取：https://doi.org/10.5281/zenodo.6699969。

6. 致谢

本研究得到安达卢西亚自治区政府通过项目 PY20-00831 的资助。A. Malag´on-Romero 感谢项目 PY20-00831 提供的博士后合同。A. Malag´on Romero 和 A. Luque 感谢西班牙科学、创新与大学部国家研究署通过授予安达卢西亚天体物理研究所的“塞韦罗·奥乔亚卓越中心”奖项（SEV-2017-0709）给予支持。本研究所用的模拟代码可在 https://gitlab.com/MD-CWI-NL/afivo-streamer 获取。用于模拟的版本对应于提交 1ff2676ba48a5eb568f06c7b11a548629a5ff20c。所有模拟均在 MareNostrum超级计算机上完成，所用项目编号为 FI-2021-2-0025，由巴塞罗那超级计算中心授予。

参考文献

[1] Les Renardi`ères 小组 1978*Elektra* **53** 31–153[2] Les Renardi`ères 小组 1978*Elektra* **74** 67–216[3] Rakov V A和 Uman MA2003闪电 （剑桥大学出版社）[4] Rison W、Krehbiel P R、Stock MG、Edens H E、Shao X M、Thomas R J、Stanley M A 和Zhang Y 2016 《自然·通讯》**7**10721[5] Li D、LuqueA、Gordillo-V´ázquez F J、SilvaC d、KrehbielP R、Rachidi F 和Rubinstein M 2022《地球物理研究快报》 **49** e97452[6] SolerS、P´érez-Invern´ón F J、Gordillo-V´ázquez F J、Luque A、Li D、Malag´ón-Romero A、Neubert T、Chanrion O、Reglero V、Navarro-Gonzalez J、Lu G、Zhang H、Huang A 和 Østgaard N2020 《地球物理研究杂志》（大气）**125** e32708[7] Li D、Luque A、Gordillo-V´ázquez F J、Liu F、Lu G、Neubert T、Chanrion O、Zhu B、Østgaard N 和Reglero V2021 《地球物理研究杂志》（大气）**126** e35013[8] Wescott E M、Sentman D、Osborne D、Hampton D 和HeavnerM 1995 《地球物理研究快报》 **22**1209[9] Gordillo-V´ázquez F J 和 Donk´o Z2009 《等离子体源科学与技术》**18** 034021

[10] Raizer YP、MilikhG M 和Shneider M N2010 《地球物理研究杂志》（空间物理）115 A00E42[11] Popov NA、ShneiderMN和 MilikhGM2016《大气与太阳-地球物理学杂志》147 121（预印本 1512.09187）[12] Franz RC、NemzekR J和 Winckler J R 1990 《科学》249 48[13] PaskoVP、Inan U S 和Bell T F 1996 《地球物理研究快报》23 649[14] Pasko V P、InanUS、BellT F 和 Reising S C 1998 《地球物理研究快报》25 3493[15] RaizerY P和ShneiderMN 1999 《IEEE等离子体科学汇刊》27701[16] Cummer S A、Jaugey N、Li J、LyonsW A、NelsonT E 和 GerkenE A 2006 《地球物理研究快报》33 L04104[17] Stanley M、Krehbiel P、Brook M、MooreC、Rison W 和 Abrahams B 1999 《地球物理研究快报》26 3201[18] Stenbaek-Nielsen HC 和 McHargM G 2008 《物理学杂志D辑》41 234009[19] Malag´on-Romero A、Teunissen J、Stenbaek-Nielsen H C、McHargM G、Ebert U 和 Luque A 2020 《地球物理研究快报》47 e85776（预印本 2001.06248）[20] Kostinskiy A Y、Syssoev VS、Bogatov N A、Mareev E A、Andreev M G、BulatovM U、Sukharevsky DI 和 RakovV A2018《地球物理研究杂志》（大气）123 5360–5375[21] Malag´on-Romero A和Luque A 2019 《地球物理研究快报》464029[22] Gallimberti I 1979 《物理学杂志》40 193[23] LiuL 和 BecerraM 2017 《物理学杂志D辑：应用物理》50345202,[24] Aleksandrov N L、BazelyanE M和 NovitskiiD A 1998 《技术物理快报》24 367–368[25] Kossyi I A、Kostinsky A Y、MatveyevA A和 Silakov V P 1992 《等离子体源科学与技术》1 207[26] SunA、Teunissen J 和Ebert U2014《物理学杂志D辑》47 445205（预印本 1405.7216 ） [27] DhaliS K 和 Williams P F 1985 《物理评论 A 辑》 311219[28] Kulikovsky A A 1995 《物理学杂志D辑》28 2483[29] Pancheshnyi S、S´egurP、Capeill`ereJ 和Bourdon A 2008 《计算物理学杂志》227 6574[30] Luque A和 Ebert U 2012 《计算物理学杂志》231 904[31] Chanrion O和 Neubert T2010《地球物理研究杂志》（空间物理）115 A00E32[32] K¨ohnC、ChanrionO 和Neubert T 2017 《地球物理研究快报》44 2604[33] IhaddadeneM A 和 Celestin S 2015 《地球物理研究快报》42 5644[34] Lehtinen NG和 ØstgaardN2018《地球物理研究杂志》（大气）123 6935（预印本 1808.00774）[35] LuqueA、Gonz´alez M和 Gordillo-V´azquez F J 2017 《等离子体源科学与技术》26 125006。

[36] Komuro A、Ono R 和 Oda T，2013，《物理学杂志D》46，175206[37] Fehsenfeld F C 和 Ferguson E E，1974，《化学物理学杂志》61，3181–3193[38] McEwan M 和 Phillips L，1975，《大气化学》（Edward Arnold），ISBN 9780713124774，网址：https://books.google.es/books?id=pPvAGpe-ZtkC[39] Zhelezniak M B、Mnatsakanian A K 和 Sizykh S V，1982，《高温科学》20，423[40] Luque A、Ebert U、Montijn C 和 Hundsdorfer W，2007，《应用物理快报》90，081501（预印本 physics/0609247）[41] Bourdon A、Pasko V P、Liu N Y、C´elestin、S´egur 和 Marode E，2007，《等离子体源科学与技术》16，656[42] Hagelaar G J M 和 Pitchford L C，2005，《等离子体源科学与技术》14，722[43] Itikawa Y，2005，《物理化学参考数据杂志》34，1[44] Phelps A V，截面汇编，网址：http://jilawww.colorado.edu/~avp[45] Teunissen J 和 Ebert U，2017，《物理学杂志D》50，474001（预印本 1708.08434）[46] Teunissen J 和 Ebert U，2018，《计算物理通讯》233，156（预印本 1701.04329）[47] Raizer Y P，1991，《气体放电物理学》（德国柏林：Springer-Verlag）[48] Luque A、Ratushnaya V 和 Ebert U，2008，《物理学杂志D》41，234005（预印本 0804.3539）[49] Allen N L 和 Mikropoulos P N，1999，《物理学杂志D》32，913–919[50]Allen N 和 Boutlendj M，1991，《IEE A辑论文集（科学、测量与技术）》138(1)，37–43(6)，网址：https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/ip-a-3.1991.0005[51] Ru´íz-Vargas G、Yousfi M 和 de Urquijo J，2010，《物理学杂志D：应用物理》43，455201[52] Yousfi M 和 Benabdessadok M D，1996，《应用物理学杂志》80，6619–6630[53] Francisco H、Bagheri B 和 Ebert U，2021，《等离子体源科学与技术》30，025006[54] Briels T M P、Kos J、Winands G J J、van Veldhuizen E M 和 Ebert U，2008，《物理学杂志D》41，234004（预印本 0805.1376）