

# 有源等离子体在开放大气环境下的反应扩散过程研究\*

尹增谦<sup>1)†</sup> 赵盼盼<sup>2)</sup> 董丽芳<sup>2)</sup> 房同珍<sup>3)</sup>

1) (华北电力大学数理系, 保定 071003)

2) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

3) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

(2010年1月29日收到; 2010年4月26日收到修改稿)

利用一维模型用数值模拟的方法, 研究了低气压开放环境下大气等离子体在存在等离子体源的情况下的反应扩散过程. 得到了考虑化学反应、扩散以及漂移共同作用下的大气等离子体的主要成分随等离子体注入流量的变化规律及一定流量情况下主要带电成分随时空的演化规律. 将数值模拟结果与一个近似解析公式相衔接, 估计达到稳态时维持一定电子密度所需要的等离子体流量, 可据此进一步估计所需功率.

**关键词:** 大气等离子体, 等离子体源, 数值模拟, 反应扩散过程

**PACS:** 52.50.Dg, 92.60.H-, 52.65.-y, 92.70.Cp

## 1. 引言

由于大气等离子体的产生不需要真空设备, 成本低廉, 而且具有极其广泛的应用前景, 例如广泛应用于化工、材料、环境保护、医疗和等离子体隐身等领域<sup>[1-4]</sup>, 近年来, 大气等离子体演化过程成为研究热点. 其中, 在空间飞行器表面产生一层等离子体以改变其电磁或动力性质, 是一项正在发展的新技术. 在开放空间中, 能否在所需要的时间段内保持一定空间分布的等离子体, 使其达到所需要的显著效应, 是此项新技术成败的关键. 考虑到快的扩散、流动和复合过程, 须有强的等离子体源补充这些损失, 因此载体必须提供充分的功率. 产生和维持一定浓度和厚度的等离子体所需要的等离子体流量和所需源的功率是必须研究的课题.

在大气等离子体过程的早期研究中, Vidmar<sup>[5]</sup>编制了大气化学程序用于计算大气中等离子体的产生和维持过程, 着重研究了等离子体寿命与高度及等离子体密度的关系, 只考虑三体复合, 在存在种子气体的条件下, 如果电子寿命为  $10^{-6}$  s, 为维持  $10^{12}$  cm<sup>-3</sup> 的电子密度, 需要的功率为 1 W/cm<sup>3</sup>. 这一

结果显然偏小, 因为他只考虑了反应过程而未考虑扩散. Ouyang 等<sup>[6]</sup>也研究了只考虑化学反应的零维大气等离子体的演化规律. Fang 等<sup>[7]</sup>研究了零维情况下重复脉冲放电产生等离子体的演化规律, 并进一步编制了一维程序, 考虑到扩散过程以研究这种放电模式的等离子体衰减规律<sup>[8]</sup>. 后一工作发展了偏微分方程的 QSSA (quasi-steady-state approximation) 技术, 所得主要结论是基于地面大气环境, 电子损失的主要途径是原地复合; 而在高空, 扩散是主要的. 这说明, 零维计算是远远不够的.

从实际应用出发, 最重要的是回答维持一定密度和厚度的等离子体需要提供多大的等离子体流. 知道了这个答案, 才能解决在飞行器表面产生等离子体层的可能性问题. 从物理上说, 须在一定等离子体流量下, 在一个半无限空间解一维扩散及不同组分间的反应速率方程. 此处我们暂且不计相对于空间的流动, 这样得到的结果可给出需要等离子体流量的下限.

由于这一方程组是高度非线性的(一般考虑两体及三体反应过程), 只能用数值解. 然而, 数值解难于在半无限空间进行, 往往选择在一定厚度内计算. 这时, 在选择边界处使用人为的边界条件使

\* 国家自然科学基金(批准号:10705049, 10975043)资助的课题.

†E-mail: yinzq-1964@sina.com

计算能进行下去. 如果研究暂态过程<sup>[8]</sup>, 这样的边界条件对结果影响不大. 但是这样的边界处理会产生不稳定性, 可能影响稳态的结果.

本工作首先仍在一维有限空间数值模拟有等离子体源的反应扩散方程, 使用人为的边界条件. 计算进行到充分长的时间后, 利用计算结果取得的数据代入一个近似解析解以求得达到稳态时的等离子体密度和厚度, 以此反推达到一定密度和厚度所需的等离子体流. 采用这一方案还可节省计算时间.

## 2. 反应扩散模型和数值计算方法

### 2.1. 反应扩散模型

对于发生器发出的实际等离子体, 粒子的空间演化过程除了纯扩散以外, 还有迁移和反应过程的影响. 为研究纯扩散、迁移、反应共同作用下的粒子数密度的时空演化规律, 首先分析纯扩散和迁移的影响. 在一维情况下, 粒子的通量(定义为单位时间内通过单位面积的粒子数)为

$$\Gamma_k = \pm \mu_k n_k E - D_k \frac{\partial n_k}{\partial x}, \quad (1)$$

式中  $\Gamma_k$  为第  $k$  种粒子的通量,  $\mu_k, D_k$  分别为第  $k$  种粒子的迁移率和扩散系数,  $n_k$  为第  $k$  种粒子的粒子数密度,  $E$  为电场强度. 对于右边第一项前面的  $\pm$  号, 正离子取“+”, 负离子取“-”, 对于中性粒子, 由于没有电场作用下的迁移,  $\mu_k = 0$ .

为了便于数值计算, 把(1)式改写为等效的扩散形式. 对大气等离子体做简化: 1) 电中性假设, 即  $n_+ = n_- + n_e$ , 其中  $n_e$  为电子密度; 2) 通量相等假设, 即  $\Gamma_+ = \Gamma_- + \Gamma_e$ ; 3) 正离子、负离子、中性粒子的扩散系数相等, 正离子、负离子的迁移率相等, 即  $\mu_i = \mu_- = \mu_+, D_i = D_- = D_+$ . 上述各式中的  $n_+, \Gamma_+$  分别为总的正离子密度和通量,  $n_-, \Gamma_-$  分别为总的负离子密度和通量,  $\mu_+, D_+$  分别为正离子的迁移率和扩散系数,  $\mu_-, D_-$  分别为负离子的迁移率和扩散系数,  $D_i$  为中性粒子的扩散系数.

根据以上三个假设, 得到电场强度分布以及电子、负离子、各种正离子、中性粒子的通量分别为

$$E = \frac{D_i - D_e}{2\mu_i n_- + (\mu_i + \mu_e) n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\Gamma_e = - \frac{(\mu_e D_i + \mu_i D_e) n_e + 2\mu_i n_- D_e}{2\mu_i n_- + (\mu_i + \mu_e) n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial x},$$

$$\Gamma_{-m} = -\mu_i n_{-m} \frac{D_i - D_e}{2\mu_i n_- + (\mu_i + \mu_e) n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial x} - D_i \frac{\partial n_{-m}}{\partial x},$$

$$\Gamma_{+m} = \mu_i n_{+m} \frac{D_i - D_e}{2\mu_i n_- + (\mu_i + \mu_e) n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial x} - D_i \frac{\partial n_{+m}}{\partial x},$$

$$\Gamma_m = -D_i \frac{\partial n_m}{\partial x}, \quad (3)$$

式中  $\Gamma_e, \Gamma_{-m}, \Gamma_{+m}, \Gamma_m$  分别为电子、负离子、正离子和中性粒子的通量. 再考虑到反应项的贡献, 得到普遍的一维大气等离子体反应扩散模型的基本公式

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \Gamma_k + P_k - L_k n_k, \quad (4)$$

其中,  $P_k$  为单位时间、单位体积内第  $k$  种成分的反应生成量,  $L_k n_k$  为单位时间、单位体积内第  $k$  种成分的反应消耗量. 显然, 反应项  $P_k - L_k n_k$  由与该成分有反应关系的其他成分的浓度和相应的反应速率系数决定, 使得等离子体中各种成分时空演化的计算变得复杂, 必须利用数值模拟的方法来计算. 另一方面, 如(3)式所示, 利用爱因斯坦关系

$$\mu = \frac{|q| D}{k_B T}, \quad (5)$$

其中  $k_B$  为波尔兹曼常数, 得

$$\frac{\mu_i}{\mu_e} = \frac{D_i T_e}{D_e T_i}, \quad (6)$$

这样只需要温度和扩散系数就可以了.

本文的模型中考虑了 34 种反应物(见表 1)和 145 个反应式, 其反应速率系数由文献[9]中查得.

表 1 主要反应物列表

中性粒子	带正电粒子	带负电粒子
O, O <sub>2</sub> , O <sub>3</sub> , N, N <sub>2</sub> , NO, NO <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, H, H <sub>2</sub> , OH, He	O <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>4</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>4</sub> <sup>+</sup> , NO <sup>+</sup> , H <sub>2</sub> O <sup>+</sup> , H <sub>3</sub> O <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup> · H <sub>2</sub> O, H <sub>3</sub> O <sup>+</sup> · OH, H <sub>3</sub> O <sup>+</sup> · H <sub>2</sub> O	e, O <sup>-</sup> , O <sub>2</sub> <sup>-</sup> , O <sub>3</sub> <sup>-</sup> , O <sub>4</sub> <sup>-</sup> , CO <sub>3</sub> <sup>-</sup> , CO <sub>4</sub> <sup>-</sup> , O <sub>2</sub> <sup>-</sup> · H <sub>2</sub> O, CO <sub>3</sub> <sup>-</sup> · H <sub>2</sub> O, CO <sub>4</sub> <sup>-</sup> · H <sub>2</sub> O

### 2.2. 泛定方程的离散化方法

普遍的一维大气等离子体反应扩散模型的基本公式(4)可以化简为如下的标准泛定方程:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f, \quad (7)$$

其中  $u$  为粒子数密度,  $D$  为等效的扩散系数,  $f$  相应于反应项  $P_k - L_k n_k$ . 采用时间、空间的中心差分格式<sup>[10]</sup>, 并做代换  $u_j^{n+1} = \frac{1}{2}(u_j^{n+2} + u_j^n)$ , 得到恒稳的实用差分格式

$$\frac{1}{2\Delta t}(u_j^{n+2} - u_j^n) - \frac{D}{(\Delta x)^2}(u_{j-1}^{n+1} - u_j^{n+2} - u_j^n + u_{j+1}^{n+1}) = f_j^{n+1}, \quad (8)$$

采用这种三层的菱形格式,在数值计算时必须处理好初始条件和边界条件.

### 2.3. 初始条件和边界条件的处理

由于菱形的差分格式不是自启动的,所以在数值计算时,假设初始时刻与前一时间步长的时刻各种成分的密度空间分布对应相等.而对于边界条件,假设左边界点上的各成分密度与左边空间格点上的密度相同.注入项的处理是必须要注意的一个问题,在本工作中,在每一个时间步长中使电子,  $O_2^+$ ,  $N_2^+$  在最左边的第一个格点增加一个定值  $Q$ , 电子,  $O_2^+$ ,  $N_2^+$  的相对比例为 100%, 21%, 79%, 以保证电中性,即  $O_2^+$ ,  $N_2^+$  的比例按照  $O_2$ ,  $N_2$  在大气当中的比例产生. 当时间步长  $t_0$  改变时,最左边的第一个格点增加的定值  $Q$  也随之改变,以保证乘积  $Qt_0$  ( $t_0$  为时间步长) 为定值. 尽管右边界为无限空间边界,但是在数值模拟时只能计算有限的空间范围,所以对于右边界上的格点采用插值外推的方法得到各成分密度,即  $x_{N+1} = x_N^2/x_{N-1}$ .

### 2.4. QSSA 方法的应用

鉴于不同化学反应速率系数有数量级的差异,造成方程组的刚性,为节省计算时间,在本工作的数值计算中,仍然采用 QSSA 方法<sup>[6]</sup>,即根据时间步长  $\Delta t$  与成分  $\tau_k$  的寿命之比,采用不同的计算方法,以提高计算效率.

## 3. 计算结果分析

### 3.1. 模拟条件

模型中假设等离子体由气体放电产生,带电粒子主要是电子(e)和两种正离子( $O_2^+$ ,  $N_2^+$ ),在放电过程中电子以一定的速率产生.为保持电中性条件,正负电荷相同,两种正离子按照大气中的比例产生.

选取 60 km 高空作为模拟环境,其压强为 20 Pa,大气温度为 253 K;电子温度为 2 eV,约合 23200 K,离子温度为 500 K,电子扩散系数为  $1.76 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,等离子体中各种离子扩散系数相差不大,为

$300 \text{ cm}^2/\text{s}$ <sup>[11]</sup>. 假设初始时刻模拟空间中不存在等离子体,各粒子的初始粒子数密度与本底大气相同<sup>[11]</sup>.空间步长选为 0.1 cm,时间步长为  $10^{-12} \text{ s}$ ,选取 51 个格点进行模拟.所以模拟区域的边界为  $x = l = 5 \text{ cm}$ .

### 3.2. 模拟结果与分析

图 1 为源点处电子数密度在不同流量(实线为流量  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,短划线为流量  $10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,虚线为流量  $10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )下随时间的演化,为了便于观察,图中采用双对数坐标.如图 1 所示,模拟初期,电子数密度都迅速增长.随着时间的推移,电子数密度先后出现了增长减缓的趋势,流量越高减缓趋势出现得越早.尤其是流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时,电子数密度在  $10^{-5} \text{ s}$  左右达到一个极大值  $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,随后衰减,在模拟时间内已经趋于稳定.这种现象是反应过程与空间过程共同作用的结果.流量越大,趋于稳定的时间越短,是由于在 60 km 高空,粒子数密度越大,电子的寿命越低<sup>[5]</sup>,其衰减就越快与注入量达到平衡.在等离子体低目标技术中,为了满足低目标技术要求,等离子体的临界密度至少要在很短的时间内达到  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  以上.下面着重对等离子体流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  的情况进行研究.

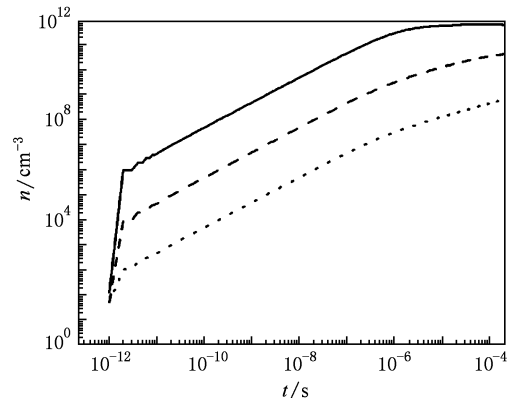


图 1 不同流量下源点处电子数密度随时间的演化 实线、短划线和虚线分别代表流量为  $10^{18}, 10^{16}$  和  $10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  的情况

图 2 为零维和一维等离子体源点处电子数密度随时间的演化图.一维等离子体过程中电子在源点的流量设为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,为了便于比较,我们将零维过程中电子的注入量设为  $10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ,即两个过程在单位时间、单位体积内总的注入量相同.如图 2 所示,零维过程中电子数密度随着等离子体

注入量的增加迅速升高,在  $10 \mu\text{s}$  左右达到峰值,随后开始迅速下降,到  $150 \mu\text{s}$  左右趋于稳定. 而一维等离子体过程中并没有出现零维过程中那样明显的电子数密度的峰值,而是在  $10 \mu\text{s}$  左右增长趋势减缓,到  $50 \mu\text{s}$  左右开始出现衰减,并趋于稳定. 零维等离子体过程随着注入量的增加电子数密度所达到的峰值明显比一维等离子体过程的最大值要高,且零维过程也比一维过程衰减得要快. 这种现象说明,空间过程对低气压大气等离子体的演化起着很重要的作用.

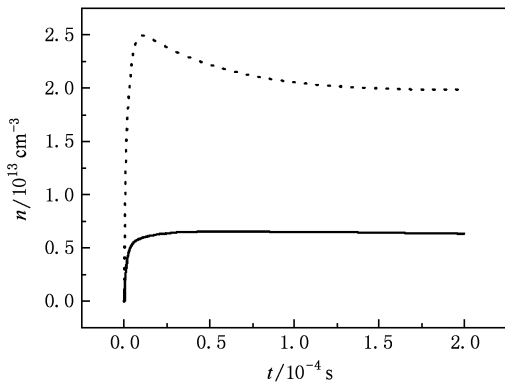


图2 零维和一维等离子体源点处电子数密度随时间的演化  
虚线为零维过程,实线为一维过程

图3 为流量  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  的情况下电子数密度在不同时刻的空间分布. 如图所示,电子在空间过程的作用下随着时间的推移不断由等离子体产生源处向外扩散. 在  $60 \text{ km}$  高空由于空气含量稀薄和气压较小的影响,电子向外扩散得很快,  $200 \mu\text{s}$  时在模拟的边界 ( $5 \text{ cm}$ ) 处电子数密度已经达到了  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . 并且在等离子体源附近,等离子体分布随着时间的推移逐渐趋于稳定,越靠近源点趋于稳定的时间越短.

图4 为流量  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  的情况下  $\text{O}_2^+$  和  $\text{N}_2^+$  数密度随时间的演化图,图中虚线为  $\text{N}_2^+$  数密度,实线为  $\text{O}_2^+$  数密度. 如图所示,这两种正离子数密度的时间演化过程与电子数密度具有相似的趋势,都在  $10 \mu\text{s}$  增长趋势减缓,在  $50 \mu\text{s}$  左右达到极大值.  $\text{O}_2^+$  和  $\text{N}_2^+$  数密度最大值的比值约为  $28:37$ ,这与注入的比例  $21:79$  产生了很大的差别.

图5 和6 分别给出了  $\text{O}_2^+$  和  $\text{N}_2^+$  数密度不同时刻的空间分布图. 如图所示,随着时间的推移,  $\text{N}_2^+$  数密度的空间分布出现了一种波峰现象,波峰随着时间的推移由源点向外推移,且幅度也随之不断降

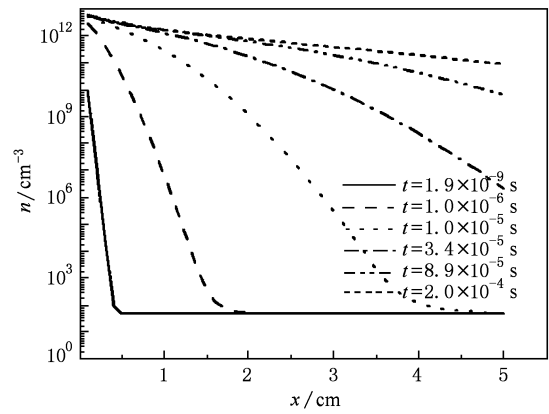


图3 流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时电子数密度的空间分布

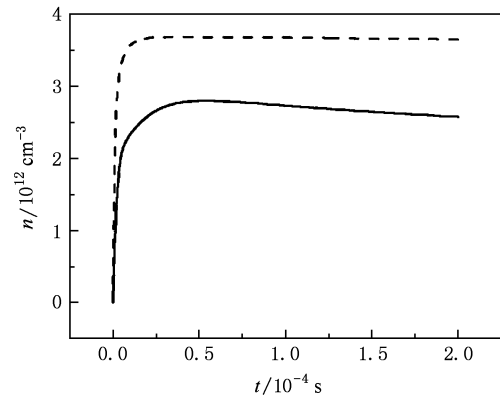


图4 流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时  $\text{N}_2^+$  和  $\text{O}_2^+$  数密度随时间的演化  
实线为  $\text{O}_2^+$  数密度,虚线为  $\text{N}_2^+$  数密度

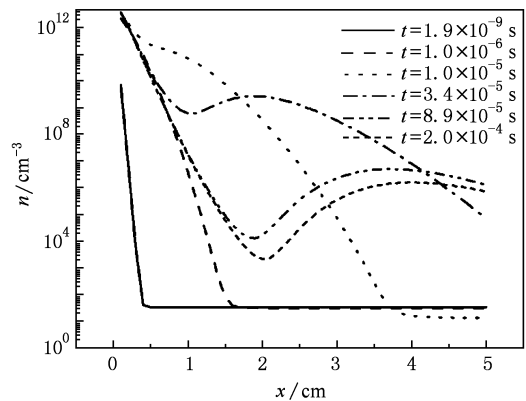


图5 流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时  $\text{N}_2^+$  数密度的空间分布

低,宽度随之增大. 出现这种现象是由于: 在  $60 \text{ km}$  高空,  $\text{N}_2^+$  产生之后会通过两体碰撞与一些中性粒子发生电荷交换,生成其他正离子或与电子发生复合反应,而电子与  $\text{N}_2$  的碰撞电离是  $\text{N}_2^+$  的惟一来源

源,因此单就反应而言,  $N_2^+$  产生之后的消耗要远大于产生. 在一维过程中,虽然  $N_2^+$  产生之后很快由于反应消耗掉了一大部分,但由于空间过程仍有一部分扩散到了远处,随着等离子体的不断产生,离源越近的地方越快达到平衡. 而  $O_2^+$  并没有出现这种现象,是由于空气中氧气的含量是相对较高的,正电荷会转移形成  $O_2^+$ .

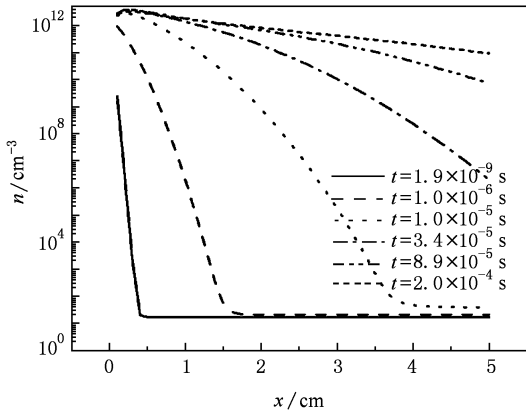


图6 流量为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时  $O_2^+$  数密度的空间分布

鉴于边界条件选取的任意性和无法判断是否达到稳态,用以上数值结果判断达到稳态所需等离子体流的强度是不充分的,需要做进一步讨论. 由于边界处等离子体已很稀薄,可以采用近似的模型.

#### 4. 半无限空间的反应扩散过程解析分析

我们所做的主要近似就是将复杂的化学反应简单化,而且只考虑最具实用价值的电子组分. 我们先考虑纯扩散,再加入由于化学反应(主要是复合)引起的密度减少.

##### 4.1. 半无限空间的纯扩散过程

对于等离子体发生器,若只考虑所产生粒子的纯扩散过程而忽略化学反应和漂移过程,当有持续的粒子流注入时,其密度分布的时空演化可由如下的模型来描述:在一维半无限空间  $x \in (0, \infty)$  中,在左边界  $x=0$  上有持续的粒子流注入,单位时间内单位面积上注入的粒子数为  $DQ$  ( $D$  为扩散系数). 若初始的粒子数密度为均匀分布  $n_0$ ,则粒子数密度  $n(x, t)$  的定解问题为

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \quad (x > 0),$$

$$\begin{aligned} n(x, t) \Big|_{t=0} &= n_0 \quad (x > 0), \\ \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= -Q. \end{aligned} \quad (9)$$

可以证明此定解问题的解为<sup>[12]</sup>

$$n(x, t) = -Qx + n_0 + Q \left[ 2 \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} + \text{erf} \left( \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \right) \right], \quad (10)$$

其中,  $\text{erf} \left( \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \right)$  为误差函数.

我们来分析空间中某一个定点的粒子数密度随时间的变化情况.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} &= Q \frac{\partial \left( 2 \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} + \text{erf} \left( \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \right) \right)}{\partial t} \\ &= Q \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}, \end{aligned}$$

说明随着时间的推移,半无限空间上任意一点的密度都在单调无限增大,即当  $t \rightarrow \infty$  时,  $n(x, t) \rightarrow \infty$ . 而对有限的时间  $t$ ,当  $x \rightarrow \infty$  时,  $n(x, t) \rightarrow n_0$ ,即粒子注入的影响需要一定的时间才能到达确定的地点.

##### 4.2. 半无限空间的反应扩散过程

当等离子体中接近稳态分布时,特别在计算边界处,反应消减项将占主体地位,可以由如下的定性模型刻画反应扩散过程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= -kn \quad (k > 0) \quad (x > 0), \\ n(x, t) \Big|_{t=0} &= n_0 \quad (x > 0), \\ \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= -Q, \end{aligned} \quad (11)$$

和较完备方程组比较,在方程中用一简单的衰减项代替反应项.  $k=1/\tau$ ,  $\tau$  是一等效寿命.

此定解问题的解为<sup>[12]</sup>

$$\begin{aligned} n(x, t) &= n_0 e^{-kt} + \frac{1}{2} Q \sqrt{\frac{D}{k}} \left[ \left( e^{-\frac{k}{D}x} - e^{-\frac{k}{D}x} \right) \right. \\ &\quad \left. + e^{-\frac{k}{D}x} \text{erf} \left( \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} + \sqrt{kt} \right) \right. \\ &\quad \left. - e^{-\frac{k}{D}x} \text{erf} \left( \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} - \sqrt{kt} \right) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

同样,我们来分析空间中某一个定点的粒子数密度随时间的变化情况. 当  $t \rightarrow \infty$  时,  $n(x, t) \rightarrow Q$

$\sqrt{\frac{D}{k}} e^{-\frac{k}{D}x} = \frac{\Gamma}{\sqrt{Dk}} e^{-\frac{k}{D}x}$ ,即随着时间  $t$  的增大,空间某一点的粒子密度趋向于一个稳定的空间分布. 其

峰值为  $\frac{\Gamma}{Dk}, \frac{1}{e}$  的宽度为  $\sqrt{\frac{D}{k}} = \sqrt{D\tau}$ . 而产生的等离子体总量可表示为二者乘积  $\Gamma\tau$ , 与扩散系数无关. 所以, 如果只考虑产生的等离子体总量, 零维计算就可满足需要, 而为研究空间分布和密度, 则需一维计算. 这在具体应用中还是很重要的.

从这一模型我们可以做一些简化的估计. 首先是半宽度, 它不受人为控制, 完全决定于寿命和等效扩散系数. 从 Vidmar<sup>[5]</sup> 的数据看, 在很宽的空间范围, 如果达到  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  的电子密度, 电子寿命是  $10^{-5} \text{ s}$ . 而等效的扩散系数我们却不知道. 如果按电子分量为  $1.76 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$  算, 这一半宽度为 13 cm, 如果按离子分量为  $300 \text{ cm}^2/\text{s}$  计算, 为 0.5 mm. 实际情况处于二者之间. 为达到一定的电子密度  $n$ , 所需电子流量为  $\Gamma = \sqrt{Dkn} = \sqrt{D/\tau n}$ .

### 4.3. 从数值模拟结果和近似解析表达式估计稳态解

在(12)式中, 我们知道电子寿命  $\tau = 1/k$  可以设为  $10^{-5} \text{ s}$ . 所以可以从计算所得到的边界处的电子密度值  $n(l, t)$  求有效扩散系数  $D$ .

在  $t = 2 \times 10^{-4} \text{ s}, x = 5 \text{ cm}$  处,  $n(l, t) = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , 计算得到  $D = 4.8 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ , 计算得到稳态时的峰值为  $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 分布的半宽度为 0.7 cm.

这一结果和图 3 显示的数值模拟结果接近, 说明我们的模拟已经接近稳态分布. 峰值数值较模拟结果略高, 可能因为近似解析式在此处不甚适用.

所以, 在我们所设的高度, 要得到密度为  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , 厚度 1 cm 左右的等离子体层, 所需等离子体流为  $10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . 至于由这一结果估计所需源的功率, 可以参考文献[13]. 所得数值模拟结果的合理性是因为我们的模拟区域宽度(5 cm)远大于最后得到的等离子体分布的半宽度(0.7 cm).

## 5. 结 论

利用一维模型, 用数值模拟的方法研究了有源大气等离子体在低气压开放环境下的反应扩散过程, 得到了考虑化学反应、扩散以及漂移共同作用下的大气等离子体的主要成分随等离子体注入流量的变化规律. 使用一个近似的解析解与数值模拟结果衔接, 估计达到稳态时的电子分布.

本文提供了一种研究开放环境下有源等离子体的反应扩散问题的方法, 可以用以估计产生一定密度厚度等离子体所需要的流量, 并进一步估计所需要的功率.

作者衷心感谢中国科学院物理研究所王龙先生对本工作的指导.

- [1] Liang Z W, Sun H L, Wang Z J, Xu J, Xu Y M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4292 (in Chinese) [梁志伟、孙海龙、王之江、徐杰、徐跃民 2008 物理学报 **57** 4292]
- [2] Alexeff I, Anderson T 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 166
- [3] Roth J R 2005 *Phys. Plasmas* **12** 057103
- [4] Jiang Z H, Hu X W, Liu M H, Gu C L, Pan Y 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 885
- [5] Vidmar R J 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 733
- [6] Ouyang J M, Guo W, Wang L, Shao F Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 2174
- [7] Fang T Z, Ouyang J M, Wang L 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2888
- [8] Ouyang J M, Shao F Q, Wang L, Fang T Z, Liu J Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4974 (in Chinese) [欧阳建明、邵福球、王龙、房同珍、刘建全 2006 物理学报 **55** 4974]
- [9] Fang T Z 2006 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [房同珍 2006 博士学位论文(北京:中国科学院)]
- [10] Wu J H, Han Q S 1988 *The Theory, Method and Application of Computational Fluid Dynamics* (Beijing: Science Press) p103 (in Chinese) [吴江航、韩庆书 1988 计算流体力学的理论、方法及应用(北京:科学出版社)第103页]
- [11] Heicklen J 1976 *Atmospheric Chemistry* (New York: Academic Press) p3
- [12] Gu C H, Li D Q, Chen S X, Zheng S M, Tan Y J 2007 *Method of Mathematical Physics* (secondary edition) (Beijing: Higher Education Press) p49 (in Chinese) [谷超豪、李大潜、陈恕行、郑宋穆、谭永基 2007 数学物理方法(第二版)(北京:高等教育出版社)第49页]
- [13] Wang L, Zhang H F, Shao F Q 2004 *Wuli(Physics)* **33** 18 (in Chinese) [王龙、张海峰、邵福球 2004 物理 **33** 18]

# Numerical simulation of reaction-diffusion process of air plasma with a plasma source in open atmospheric environment\*

Yin Zeng-Qian<sup>1)†</sup> Zhao Pan-Pan<sup>2)</sup> Dong Li-Fang<sup>2)</sup> Fang Tong-Zhen<sup>3)</sup>

1) (*Department of Mathematics and Physics, North China University of Electric Power, Baoding 071003, China*)

2) (*College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China*)

3) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 29 January 2010; revised manuscript received 26 April 2010)

## Abstract

A one-dimensional model is used to investigate the reaction-diffusion process of air plasma with a plasma source by numerical simulation in low pressure open atmospheric environment. The spatial evolutions of main charged species' densities in the chemical reaction, drift and diffusion processes are obtained for a given plasma flow. The results of numerical simulation are combined with an approximate analytical formula to estimate the necessary plasma flow for electron density when a stable state is formed, with which the necessary power of the plasma source also can be estimated.

**Keywords:** air plasma, plasma source, numerical simulation, reaction-diffusion process

**PACS:** 52. 50. Dg, 92. 60. H - , 52. 65.- y, 92. 70. Cp

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10705049, 10975043).

† E-mail: yinzq\_1964@sina.com