

微波气体击穿过程的模拟计算¹

祝大军 刘盛纲

(电子科技大学高能电子所 成都 610054)

摘要 本文利用流体模型, 将无外加恒定磁场的等离子体当作各项同性的有耗媒质, 求得圆柱腔结构中的微波场分布。耦合电子、离子运动的流体方程, 对微波等离子体的初始形成过程进行了数值模拟计算。结果表明, 在电离的初始阶段, 电子、离子密度分布与场分布同步。同时, 存在一关键电子密度。超过此密度后, 微波场在表面快速衰减, 气体电离主要在表面进行。

关键词 微波, 等离子体, 流体方程, 圆柱波导

中图分类号 TN015, O461

1 引言

同其它气体放电方式相比, 利用微波易实现大体积、均匀的气体放电。且形成的低温等离子体中的电子能量高。因此, 微波等离子体作为一种新的低温等离子体, 由于其具有的上述特点和潜在的巨大工业应用价值, 正受到广泛的研究和应用^[1,2]。如微波等离子体激光, 微波等离子体化学等。在微波驱动的脉冲气体激光器等器件中, 微波等离子体的初始产生过程直接决定了器件的工作特性^[3]。有必要对其初始物理过程进行深入研究。

微波气体放电初始阶段的物理过程如下: 微波馈入反应腔中建立起电磁场, 反应气体中的本底电子在微波场作用下获得能量, 与气体分子碰撞使其电离, 从而得到更多的自由电子和离子; 在电子、离子密度增加的同时, 等离子体介质参数发生变化, 引起电磁场的变化, 结果导致电离参数的变化; 另外, 电子、离子还存在扩散和复合运动; 这些作用使等离子体最终达到一平衡状态。因此, 这是一微波与等离子体互相作用、互相耦合的非线性过程。为了方便建立微波场, 在无外加恒定磁场的情况下, 按流体理论, 可将等离子体看做各向同性的有耗介质。而等离子体中电子、离子的电离、迁移、扩散和复合运动按流体模型进行处理。利用这些方程我们对这一过程进行了数值计算, 给出了其初始阶段的物理图象。

2 基本物理方程

按照流体理论, 无外加恒定磁场的等离子体是各向同性的有耗介质。其中, 相对介电常数 ϵ 和电导率 σ 为

$$\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / (\omega^2 - j\omega\gamma_c), \quad \sigma = \epsilon_0 \omega_{pe}^2 / (\gamma_c + j\omega) \quad (1)$$

其中 γ_c 为电子碰撞频率, n_e 为电子密度, ω 为微波频率, ϵ_0 为真空中的介电常数, $\omega_{pe}^2 = n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)$ 为等离子体频率。

反应腔采用圆柱波导结构。如图 1 所示。圆柱波导半径为 R , 右端短路。微波从左边馈入。在 $z = 0$ 处由介质将右边的反应腔真空密封。在后面的分析中忽略了真空密封介质层的影响。反应腔长度为 D , 腔中充有一定气压的反应气体。假定波导壁为理想导电壁。

¹ 1995-05-12 收到, 1995-12-11 定稿
国家自然科学基金资助项目

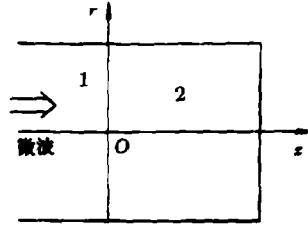


图 1 圆柱反应腔结构示意图

由于等离子体非均匀色散媒质中的电磁场求解较为困难，为了方便的给出微波场，在确定电磁场时仍将等离子体看作均匀媒质，引入平均电子密度

$$\bar{n}_e = \iiint_V n_e dV/V, \quad (2)$$

V 为腔体积。由平均电子密度来确定介电常数和电导率。这样，由 Maxwell 方程易解得腔中可存在二种模式的电磁场，即 TE 模和 TM 模。假定由激励源和腔尺寸确定腔工作在 TE 模式。可得在等离子体区 (2 区) 的合成驻波场为：

$$E_{r2} = \frac{\omega\mu_0 m}{rk_c^2} T_{12} H_0^+ J_m(k_{c2}r) [e^{-\gamma_2 z} + (R_{21}e^{-\gamma_2 z} + e^{\gamma_2 z}) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-2nD\gamma_2} R_{21}^{n-1}] e^{jm\theta}, \quad (3)$$

$$E_{\theta 2} = j \frac{\omega\mu_0}{k_c^2} T_{12} H_0^+ J'_m(k_{c2}r) [e^{-\gamma_2 z} + (R_{21}e^{-\gamma_2 z} + e^{\gamma_2 z}) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-2nD\gamma_2} R_{21}^{n-1}] e^{jm\theta}, \quad (4)$$

其中

$$H_0^+ = j \frac{2K_{c1}^2 P_0}{\omega\mu_0 \gamma_1 \int_0^{2\pi} \int_0^R [\frac{m^2}{r^2 k_{c1}^2} J_m^2(k_{c1}r) + J'_m{}^2(k_{c1}r)] r dr d\theta}, \quad (5)$$

P_0 为微波的入射功率， $k_{c1}^2 = \gamma_1^2 + k^2$ ， $k_{c2}^2 = \gamma_2^2 + k^2 \epsilon$ ， $k^2 = \omega \epsilon_0 \mu_0$ 。波在 $z=0$ 分界面处产生反射和透射。从真空区 (1 区) 向等离子体区 (2 区) 入射时的反射系数为 R_{12} ，透射系数为 T_{12} 。而从 2 区向 1 区入射时的反射系数为 R_{21} ，透射系数为 T_{21} 。

根据边界条件可解得：

$$k_{c1} = k_{c2} = k_c, \quad (6)$$

$$T_{12} = 2\gamma_1 / (\gamma_1 + \gamma_2), \quad (7)$$

$$R_{21} = (\gamma_2 - \gamma_1) / (\gamma_1 + \gamma_2). \quad (8)$$

等离子体中任一点处电子弹性碰撞与非弹性碰撞损耗的功率 P 为

$$P = \frac{\omega^2 \mu_0^2}{2k_c^2} |T_{12}|^2 H_0^{+2} \left[\frac{m^2 J_m^2(k_c r)}{r^2 k_c^2} + J'_m{}^2(k_{c2}r) \right] \times \left| e^{-\gamma_2 z} + (R_{21}e^{-\gamma_2 z} + e^{\gamma_2 z}) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-2nD\gamma_2} R_{21}^{n-1} \right|^2. \quad (9)$$

由于微波频率很高，且在低气压情况下， $\omega \gg \gamma_c$ ，消耗的焦耳功率均被电子获得，则平均每个电子两次碰撞间获得的能量为 $P/(n_e \gamma_c)$ 。又有电子能量与电子碰撞频率 γ_c 满足文献 [4]

中关系曲线, 从而可确定电子碰撞频率 γ_c 和电子能量。根据电子能量与电子电离系数 γ_i 的关系曲线可得到 $\gamma_i^{[4]}$, 则电子碰撞产生的电离率 Q_i 为

$$Q_i = n_e \gamma_i. \quad (10)$$

同时, 在等离子体中, 电子和离子的运动满足流体方程。在微波场作用下, 在忽略空间电荷效应的前提下, 电子在场中高频振荡, 电子和离子的扩散和迁移两种运动中扩散是主要的, 迁移运动可以忽略, 则有下列扩散方程:

$$\partial n_{e(p)} / \partial t - \nabla^2 (n_{e(p)} D_{e(p)}) = Q_i \quad (11)$$

$n_{e(p)}$ 分别为电子和离子密度。 $D_{e(p)}$ 分别为电子和离子扩散系数。

3 数值计算和结果

对 (10), (11) 式进行数值计算, 具体参数和条件如下: 在图 1 右边的反应腔中充有 1mmHg 的氩气。波导半径 R 为 12cm。长度 D 为 20cm。微波功率 P_0 为 1MW, 频率为 2.8GHz。电子的扩散系数采用文献 [4] 中数据。腔壁上电子和离子密度为零。假定气体中电子和离子的本底密度为 100 个 / cm^3 。

为了观察等离子体负载的功率消耗情况, 定义一功率吸收因子 η

$$\eta = \iiint_V P dV / P_0, \quad (12)$$

即任一时刻消耗的功率与总功率之比。

下面是选用 TE_{01} 模式进行计算的结果。

图 2 给出了电子的平均密度和功率吸收因子 η 随时间的变化过程。从图中可以看出, 在初始阶段, 电子密度指数上升。但在 $t = 0.97 \mu\text{s}$ 左右出现一转折点, 以后密度上升趋势趋缓。此时对应气体的击穿完成。此时电子平均密度为 $8.36 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。因此, 如果使用单脉冲型微波, 通过此计算可确定在一个脉冲内击穿气体所需微波的最小脉宽。同样, 功率吸收因子 η 在 $t \approx 0.97 \mu\text{s}$ 左右有一吸收尖峰。

图 3 给出了在不同时刻电子密度随半径的变化曲线。计算发现, 径向密度分布始终与电场空间分布相似。只是 z 不同时密度大小不同。

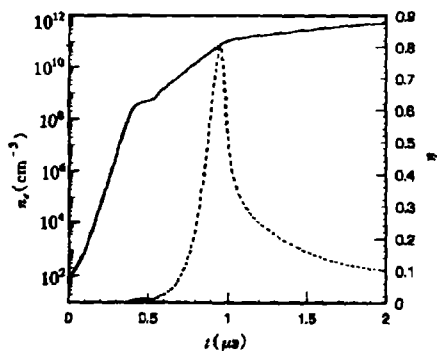


图 2 电子平均密度 (实线) 和功率吸收因子 (虚线) 随时间的变化

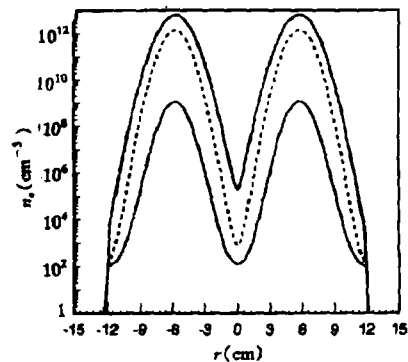


图 3 不同时刻电子密度的径向分布 ($z=2\text{cm}$) (实线: $t = 0.5 \mu\text{s}$, $1.5 \mu\text{s}$, 虚线: $t = 1 \mu\text{s}$)

图 4 是不同时刻电子密度的轴向分布曲线。在初始阶段, 密度分布与电场绝对值的空间分布相似。但当平均电子密度增加到一关键值 n_{crit} 后, 轴向密度分布发生快速变化。在靠近微波入射口处, 电子密度继续快速上升, 形成一高密度层。定义一最大密度的 $1/e$ 处的宽度 λ_e 来代表这一高密度层的厚度。在 $z > \lambda_e$ 的后面部分, 密度增加缓慢。电离主要在高密度层内进行。微波场在此层内快速衰减, 不能传到后面。此时刻对应吸收因子为尖峰时, 即气体击穿完成的时刻。

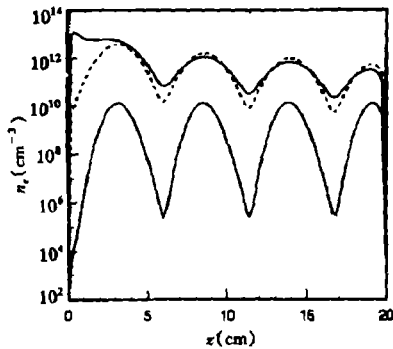


图 4 不同时刻电子密度的轴向分布 ($r=6\text{cm}$)
(实线: $t = 0.5\mu\text{s}$, $1.5\mu\text{s}$, 虚线: $t = 1\mu\text{s}$)

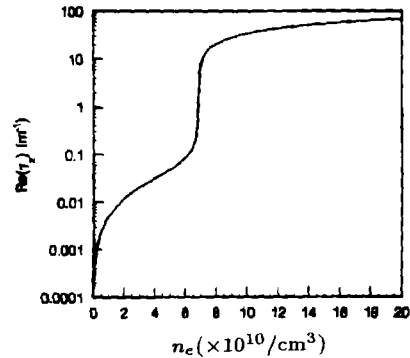


图 5 衰减因子 $\text{Re}(\gamma_2)$ 随电子密度的变化

图 5 示出了 2 区波衰减因子, 即传播常数 γ_2 的实部 $\text{Re}(\gamma_2)$ 随平均密度的变化曲线。图中显示, 波衰减存在一关键密度 n_{crit} 区, 在此区域内 $\text{Re}(\gamma_2)$ 迅速增大。计算得到的关键密度区从 $6 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 。对应的 $\text{Re}(\gamma_2)$ 从 0.09m^{-1} 迅速增大到 20.35m^{-1} 。击穿完成时刻对应的平均电子密度应在此范围。此结果与图 2 基本符合。

为了对上述结果进行验证, 推导出高密度层的厚度 λ_e 和关键密度 n_{crit} 的估算公式:

$$n_{\text{crit}} = (m\varepsilon_0/e^2)(\omega^2 - k_c^2 c^2), \quad (13)$$

$$\lambda_e = \{k_c^2 - \omega^2/c^2 + \omega^2 \omega_{pe}^2 / [c^2(\omega^2 + \gamma_c^2)]\}^{-1/2}. \quad (14)$$

用上述二式计算得到的结果与数值计算得到的结果相符。同样, 利用已有的击穿电场强度数据对应的输入功率 P_0 进行计算, 结果显示, 只有功率大于 P_0 时电子密度才能倍增, 气体才能击穿。这些都验证了数值计算结果的可靠性。

4 结 论

本文对微波等离子体的初始形成过程进行了数值模拟计算。给出了微波气体放电过程的物理图象。结果显示, 在放电的初始阶段, 等离子体密度分布与微波场分布相似。而当密度增加到一关键值后, 在传播方向微波场快速衰减, 无法传入等离子体内部, 只在表面产生一层高密度的等离子体。并给出了在圆柱波导中关键密度和高密度层厚度的估算公式。因此, 在无外加磁场条件下, 要形成大面积均匀的微波等离子体, 只能使波径向放电衰减, 即要求放电面与波的传播方向平行。同时, 还要保证电场空间分布均匀。

参 考 文 献

- [1] Moisan M, Zakrzewski Z. Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface waves. *J Phys. D*, 1991, 24(7): 1025-1048.
- [2] Rakem Z, Leprince P, Marec J. Modelling of a microwave discharge created by a standing surface wave. *J Phys. D*, 1992, 25(6): 953-959.
- [3] Hunermann L, Meyer R, *et al.* Excitation of an excimer laser with microwave resonator. *SPIE*, 1991, 1503: 134-138.
- [4] Hirsch M N, Oskam H J. *Gaseous Electronics*. Vol. 1. New York: Academic Press, Inc. 1978, Chapter 3: 173-217.

THE SIMULATION FOR
MICROWAVE PLASMA BREAKDOWN PROCESS

Zhu Dajun Liu Shenggang

(Inst. of High Energy Electronics, UEST of China, Chengdu 610054)

Abstract Using the fluid model and making the plasma as isotropic medium, the microwave field in a cylindrical cavity is obtained. Coupled with fluid equations for the electron and ion motion, the microwave discharge courses are calculated. The results show that the density distribution of ion and electron is similar to electric field distribution. Also, a critical electron density is exist. Above this density, microwave field will damp rapidly, so the gas ionization is mainly on the surface.

Key words Microwave, Plasma, Fluid equation, Cylindrical waveguide

祝大军：男，1965年生，博士生，专业为物理电子学与光电子学。研究方向为微波等离子体。

刘盛纲：男，1933年生，教授，博士生导师，中科院院士，主要从事微波电子学、高能电子学、等离子体物理和光学等领域的研究工作。