论文

等效电离参数对 110 GHz 高功率微波放电等离子体的影响

石宝凤, 林文斌*, 赵朋程, 廖成

西南交通大学电磁场与微波技术研究所, 成都 610031

*联系人, E-mail: wl@home.swjtu.edu.cn

收稿日期: 2013-12-31; 接受日期: 2014-04-30; 网络出版日期: 2014-09-28

高等学校博士学科点专项科研基金(编号: 20110184110016)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2013CB328904)和教育部新世纪优秀人才支持计划(编号: NCET-10-0702)资助项目

摘要 用流体模型研究 110 GHz 高功率微波气体击穿时, 电离参数对放电等离子体结构具有重要的影响. 将若干等效电离参数表达式引入流体模型, 对 110 GHz 高功率微波诱使的空气击穿进行了数值模拟, 发现由 Morrow 等人提出的表达式更加合理. 基于 Morrow 等人报道的参数, 发现在一个大气压下, 放电等离子体在空间呈现离散分布, 相邻等离子体细丝的间距约等于四分之一波长, 等离子体前沿朝向微波源移动, 其速度与实验符合得很好.

关键词 流体模型, 等效电离参数, 高功率微波, 空气击穿, 等离子体结构

PACS: 52.80.Pi, 52.35.Mw

doi: 10.1360/SSPMA2013-00117

高功率微波(High-Power Microwave, HPM)在军事和民用领域具有重要的用途^[1]. 近年来, 随着 HPM 功率的提高, 气体击穿问题成为限制 HPM 辐射和传播的主要因素. 长期以来, 许多学者在 HPM 气体击穿阈值, 逃逸时间和电离参数等方面已开展了大量的工作^[1-5]. 结果表明气体击穿与压强、微波的场强和频率密切相关, 并且放电等离子体会导致 HPM 发生衰减、反射和折射等非线性物理现象. 但是, 关于 HPM 放电等离子体结构的研究十分缺乏. 直到最近, 随着快速成像技术的发展, 人们才开始研究 HPM 诱使的气体放电等离子体结构和动力特性: Hidaka 等人^[6]通过实验手段发现在一个大气压下, 110 GHz

HPM 诱使的等离子体呈现离散的周期性柱状结构, 其前沿朝向微波源运动, 且相邻柱状结构的间距约为四分之一波长; 在理论上, Boeuf 等人^[7]通过流体模型给出了合理的解释, 认为电离和扩散是形成离散等离子体结构的主要原因. 在流体模型中, 电离参数是描述气体放电的关键, 其等效表达式得到了大量报道^[8-10]. 但是, 这些表达式的有效性尚待研究.

本文将若干等效的电离参数表达式引入二维流体模型, 对 110 GHz HPM 诱使的空气击穿及所产生的等离子体结构进行了数值模拟, 以探索更为合理的等效电离参数. 在此基础上, 给出了不同时刻的电场和等离子体的空间分布, 并揭示了离散放电等离

引用格式: 石宝凤, 林文斌, 赵朋程, 等. 等效电离参数对 110 GHz 高功率微波放电等离子体的影响. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 025201
Shi B F, Lin W B, Zhao P C, et al. Effect of effective ionization parameters on the 110 GHz high-power microwave discharge plasma in air (in Chinese).
Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 025201, doi: 10.1360/SSPMA2013-00117

子体的形成和运动规律.

1 流体模型与等效电离参数

HPM 气体击穿可用流体模型来描述, 这个模型的基本方程如下:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial_t \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \partial_t \mathbf{E} + \mathbf{J}, \quad (2)$$

$$\partial_t N_e - \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla N_e) = N_e (\nu_i - \nu_a), \quad (3)$$

$$\partial_t \mathbf{v}_e = -e\mathbf{E} / m_e - \nu_m \mathbf{v}_e, \quad (4)$$

其中, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 是 HPM 的电场和磁场分量, ε_0 和 μ_0 是自由空间中的介电常数和磁导率, 电流密度 $\mathbf{J} = eN_e \mathbf{v}_e$, N_e 和 $\mathbf{v}_e$ 是电子的密度和速度, m_e 和 q_e 是电子的质量和电量, 电离参数 ν_i , ν_a 和 ν_m 是电离率、黏附率和碰撞率, D_{eff} 是等效扩散系数.

根据文献[7], D_{eff} 可表达为

$$D_{\text{eff}} = (\xi D_e + D_a) / (\xi + 1). \quad (5)$$

方程(5)中, D_e 和 D_a 分别为单极和双极扩散系数, 参数 ξ 随着电子密度的增加而逐渐减小. 由方程(5)可知, 当电子密度较低时, $D_{\text{eff}} \approx D_e$; 当电子密度较高时, $D_{\text{eff}} \approx D_a$.

观察方程(3)和(4)可发现, 电子密度和速度强烈依赖于电离参数 ν_i , ν_a 和 ν_m . 当背景气体为空气时, ν_m 通常可表达为^[7]

$$\nu_m = 5.3 \times 10^9 p. \quad (6)$$

其中, 压强 p 的单位为 Torr (1 Torr $\approx$ 133.322 Pa). ν_i 和 ν_a 可表达为

$$\nu_i = \alpha |W_e|, \quad (7)$$

$$\nu_a = \beta |W_e|. \quad (8)$$

方程(7)和(8)中, W_e 为电子漂移速度. 关于 W_e , α 和 β 已有大量报道, 这里仅给出三种常见的表达式. 依据 Nikonov 等人^[8]报道的电离参数, W_e , α 和 β 可表示为

$$|W_e| = \left| -0.0382E - 2.9 \times 10^5 \frac{E_{\text{eff}}}{p} \right|, \quad (9)$$

$$\alpha = \begin{cases} 3.9P \exp\left(-213 \frac{p}{E_{\text{eff}}}\right), & \frac{E_{\text{eff}}}{p} < 108, \\ 14.5P \exp\left(-356 \frac{p}{E_{\text{eff}}}\right), & \frac{E_{\text{eff}}}{p} \geq 108, \end{cases} \quad (10)$$

$$\beta = \begin{cases} \text{Max}\left(4.47\left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right)^{-1}, 4.47 \times 10^{-3} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right)^2, \frac{E_{\text{eff}}}{p} < 10, \right. \\ 4.47 \times 10^{-3} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right)^2, 10 < \left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right) \leq 50, \\ 1.58 \sqrt{\frac{E_{\text{eff}}}{p}}, 50 < \frac{E_{\text{eff}}}{p} \leq 90, \\ \left. 142\left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right)^{-0.5}, \left(\frac{E_{\text{eff}}}{p}\right) > 90. \right. \end{cases} \quad (11)$$

依据 Morrow 等人^[9]报道的电离参数, $|W_e|$, α 和 β 表示为

$$|W_e| = \begin{cases} \left(7.4 \times 10^{21} E_{\text{eff}} / N_g + 7.1 \times 10^6\right), \\ E_{\text{eff}} / N_g > 2 \times 10^{-15}, \\ \left(1.03 \times 10^{22} E_{\text{eff}} / N_g + 1.3 \times 10^6\right), \\ 1 \times 10^{-16} < E_{\text{eff}} / N_g \leq 2 \times 10^{-15}, \\ \left(7.2973 \times 10^{21} E_{\text{eff}} / N_g + 1.63 \times 10^6\right), \\ 2.6 \times 10^{-17} < E_{\text{eff}} / N_g \leq 1 \times 10^{-16}, \\ \left(6.87 \times 10^{22} E_{\text{eff}} / N_g + 3.38 \times 10^4\right), \\ E_{\text{eff}} / N_g \leq 2.6 \times 10^{-17}, \end{cases} \quad (12)$$

$$\alpha = \begin{cases} 2 \times 10^{-16} N \exp\left(-7.248 \times 10^{-15} (E_{\text{eff}} / N_g)^{-1}\right), \\ E_{\text{eff}} / N_g > 1.5 \times 10^{-15}, \\ 6.619 \times 10^{-17} N \exp\left(-5.593 \times 10^{-15} (E_{\text{eff}} / N_g)^{-1}\right), \\ E_{\text{eff}} / N_g \leq 1.5 \times 10^{-15}, \end{cases} \quad (13)$$

$$\beta = \begin{cases} \left(4.7778 \times 10^{-59} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{N_g}\right)^{-1.2749} N_g + 8.889 \times 10^{-5} \frac{E_{\text{eff}}}{N_g}, \right. \\ -2.567 \times 10^{-19} \left. \right) N, \frac{E_{\text{eff}}}{N_g} > 1.05 \times 10^{-15}, \\ \left(4.7778 \times 10^{-59} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{N_g}\right)^{-1.2749} N + 6.089 \times 10^{-4} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{N_g}\right), \right. \\ -2.893 \times 10^{-19} \left. \right) N, 1.2 \times 10^{-17} \leq \frac{E_{\text{eff}}}{N_g} \leq 1.05 \times 10^{-15}, \\ 106.81, \frac{E_{\text{eff}}}{N_g} < 1.2 \times 10^{-17}, \end{cases} \quad (14)$$

依据 Kang 等人^[10]报道的电离参数, $|W_e|$, α 和 β 可表示为

$$|W_e| = -6.06 \times 10^3 E_{\text{eff}}^{0.75}, \quad (15)$$

$$\alpha = 3.5 \times 10^3 \exp(-1.65 \times 10^5 E_{\text{eff}}^{-1}), \quad (16)$$

$$\beta = 1.5 \times 10 \exp(-2.5 \times 10^4 E_{\text{eff}}^{-1}), \quad (17)$$

方程(9)–(17)中, N_g 为空气分子密度, 其单位为 cm^{-3} , 等效电场可表示为

$$E_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{rms}}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{v_m^2}{(2\pi f)^2 + v_m^2}} \quad (18)$$

其中, f 为微波的频率, E_{rms} 代表电场的均方根值(Root Mean Square).

根据方程(7)–(19), 计算了压强为 760 Torr 下的电离率和黏附率随 E_{eff}/N_g 的变化, 如图 1 所示. 此图表明, 三种电离参数的差别很大.

图 1 (网络版彩图)(a)电离率随 E_{eff}/N_g 的变化; (b) 黏附率随 E_{eff}/N_g 的变化

Figure 1 (Color online) (a) Ionization coefficient; (b) attachment coefficient.

2 结果与讨论

利用时域有限差分法求解流体模型的二维形式(如 TM 模式), 具体的数值算法参见文献[7]. 模拟条件设置如下: 模拟区域的大小为 $3\lambda \times 3\lambda$ (λ 为波长)且位于 x - y 平面上, 110 GHz, 6 MV m^{-1} 的 z -极化平面 HPM 从左侧入射, 空气压强为 760 Torr, 初始电子位于模拟区域的右侧, 其密度具有 Gaussian 密度分布, 最大值为 10^{13} m^{-3} , 标准差为 $50 \mu\text{m}$.

在比较上述三种电离参数的有效性之前, 我们首先给出 HPM 放电等离子体的时域演化过程, 如图 2–4 所示. 在这个模拟中, 采用了 Morrow 等人报道的电离参数(见方程(12)–(14)), 由于 $E_{\text{eff}}/N_g \approx 1.86 \times 10^{-15}$

图 2 (网络版彩图) $t=25 \text{ ns}$ 时, HPM 空气击穿的空间分布

(a) 电子密度 $N_e (\text{m}^{-3})$; (b) 电场 $E_{\text{rms}} (\text{V m}^{-1})$

Figure 2 (Color online) (a) Electronic density at 25 ns; (b) the root mean square for the electric field at 25 ns.

V cm^{-2} , 可以应用位于 $E_{\text{eff}}/N_g > 1.5 \times 10^{-15} \text{ V cm}^{-2}$ 区间的公式来计算电离参数. 由图 2(a)可见, $t=25 \text{ ns}$ 时, 在初始电子附近, 空气击穿已经发生, 且等离子体的空间分布明显增大. 由于等离子体对 HPM 的影响, 在等离子体左侧, 电场在空间形成驻波; 在等离子体右侧, 电场变得很小, 以致在该区域将不会发生击穿, 如图 2(b)所示. 随着时间的推移, 电子由高密度区域向低密度区域扩散, 为其它区域提供了种子电子. 在距离等离子体四分之一波长附近的电场强度最高, 相应的电离率也最高, 因而在该区域产生了较高的等离子体, 如图 3(a)所示. 由图 3(b)可见, 等离子体对波的影响变得更大, 但空间电场仍然呈现驻波现象. 这也表明随着时间的进一步推移, 在距离微波源

更近的高电场区域会形成新的等离子体, 如图 4 所示. 由此图可见, 等离子体在空间呈现离散分布, 且相邻间距约为四分之一波长. 这些模拟结果与实验现象[6]吻合得很好.

将三种电离参数表达式(见方程(7)–(17))分别引入流体模型, 模拟了 HPM 放电等离子体结构, 如图 5 所示. 此图表明采用 Morrow 等人报道的电离参数所得到的等离子体结构, 在空间呈现明显的离散分布, 而其它两种电离参数下的结果较差. 我们也确认了采用 Morrow 等人报道的电离参数所得到的电场空间分布与文献[7]的模拟结果基本一致. 另外, 近似求解方程(3)可得

图 3 (网络版彩图) $t=50 \text{ ns}$ 时, HPM 空气击穿的空间分布 (a) 电子密度 $N_e (\text{m}^{-3})$; (b) 电场 $E_{\text{rms}} (\text{V m}^{-1})$

Figure 3 (Color online) (a) Electronic density at 50 ns; (b) the root mean square for the electric field at 50 ns.

图 4 (网络版彩图) $t=75 \text{ ns}$ 时, HPM 空气击穿的空间分布 (a) 电子密度 $N_e (\text{m}^{-3})$; (b) 电场 $E_{\text{rms}} (\text{V m}^{-1})$

Figure 4 (Color online) (a) Electronic density at 75 ns; (b) the root mean square for the electric field at 75 ns.

图 5 (网络版彩图) $t=150$ ns 时, 三种不同电离参数下等离子体的空间分布

(a) Nikonov; (b) Morrow; (c) Kang

Figure 5 (Color online) Electronic density at 150 ns. (a) Results with Nikonov's formula; (b) results with Morrow's formula; (c) results with Kang's formula.

$$N_e(\mathbf{r}, t) \sim t^{-3/2} \exp(v_i t - r^2 / 4Dt). \quad (19)$$

由方程(20)可得, 等离子体前沿的传播速度

$$v = 2\sqrt{v_i D}. \quad (20)$$

根据方程(21), 计算了 Morrow 等人报道的电离参数下的传播速度 $v=18 \text{ km m}^{-1}$, 这与实验结果^[6]吻合. 综上所述, Morrow 等人^[9]报道的电离参数相对合理. 值得注意的是, 基于不同电离参数形式得到的等离子体密度的最大值相差很小, 其约为若干 10^{21} m^{-3} , 这与文献^[7]的模拟结果符合得很好.

分别利用上述三种电离参数计算了频率为 110 GHz, 脉宽为 2500 ns 的高功率微波脉冲的击穿阈值, 并将这些结果与实验数据^[11]进行了对比, 如图 6 所示. 由图 6 可见, 与另外两种电离参数比较, 基于 Morrow 等人报道的电离参数所得到的击穿阈值更加接近实验数据.

3 结论

用流体模型研究高功率微波气体击穿时, 电离参数对模拟结果具有重要的影响. 本文将3种不同的等效电离参数表达式分别引入流体模型, 数值模拟了110 GHz高功率微波诱使的气体击穿及等离子体的动力特性. 结果表明, Morrow等人报道的电离参数相对合理, 基于其得到的等离子体前沿移动速度与实验结果基本符合. 在此基础上, 本文分析了放电等

图 6 (网络版彩图) 击穿阈值随压强的变化(实验数据来自文献^[11])

Figure 6 (Color online) Breakdown threshold over air pressure. The experimental data is from ref. [11].

离子体的形成与动力特性. 由于高密度等离子体对微波的强烈反射, 使微波在朝向波源的区域形成驻波, 在电场较高的区域, 电离率很高, 当电子扩散到该区域时将形成较高密度的等离子体, 导致放电等离子体在空间呈现离散分布, 相邻间距约等于四分之一波长, 且等离子体前沿朝向微波源移动. 基于实验数据, 本文验证了由Morrow等人报道的电离参数表达式的有效性.

参考文献

- 1 Lofgren M, Anderson D, Lisak M, et al. Breakdown induced distortion of high power microwave pulses in air. Phys Fluids B, 1991, 3(12):

3528–3531

- 2 Lu X P, Yan P, Ren C S, et al. Review on atmospheric pressure pulsed DC discharge (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 801–815 [卢新培, 严萍, 任春生, 等. 大气压脉冲放电等离子体的研究现状与展望. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2011, 41: 801–815]
- 3 Zhao P, Liao C, Lin W, et al. Numerical studies of the high power microwave breakdown in gas using the fluid model with a modified electron energy distribution function. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 102111
- 4 Zhao P, Liao C, Yang D, et al. High power microwave breakdown in gas using the fluid model with non-equilibrium electron energy distribution function. *Acta Phys Sin*, 2013, 62(5): 055101
- 5 Cai L, Wang J, Zhu X, et al. Effects of an external magnetic field on multipactor on a dielectric surface. *Acta Phys Sin*, 2012, 61(7): 075101
- 6 Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, et al. Observation of large arrays of plasma filaments in air breakdown by 1.5-MW 110-GHz gyrotron pulses. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 035003
- 7 Boeuf J, Chaudhury B, Zhu G. Theory and modeling of self-organization and propagation of filamentary plasma arrays in microwave breakdown at atmospheric pressure. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 015002
- 8 Nikonov V, Bartnikas R, Wertheimer M R. Surface charge and photoionisation effects in short air gaps undergoing discharges at atmospheric pressure. *J Phys D-Appl Phys*, 2001, 34: 2979–2986
- 9 Morrow R, Lowke J J. Streamer propagation in air. *J Phys D-Appl Phys*, 1997, 30: 614–627
- 10 Kang W S, Park J M, Kim Y, et al. Numerical study on influences of barrier arrangements on dielectric barrier discharge characteristics. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2003, 31: 504–510
- 11 Cook A, Shapiro M, Temkin R. Pressure dependence of plasma structure in microwave gas breakdown at 110 GHz. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 011504

Effect of effective ionization parameters on the 110 GHz high-power microwave discharge plasma in air

SHI BaoFeng, LIN WenBin*, ZHAO PengCheng & LIAO Cheng

Institute of Electromagnetics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China

The effective ionization parameters have important influence on the discharge plasma structure in the fluid model, by which the air breakdown in the 110 GHz HPM field is investigated. Several groups of ionization parameters are introduced into fluid model to study the air breakdown, and the results show that the parameters reported by Morrow et al is most reasonable. Numerical simulations also indicate that a sequential discrete filamentary array is generated at one atmospheric pressure, the spacing of adjacent filaments is approximately equal to one-quarter wavelength, and the plasma front moves toward the microwave source. The velocity of the plasma front compares well with the experimental result.

fluid model, effective ionization parameters, high-power microwave, air breakdown, discharge plasma structure

PACS: 52.80.Pi, 52.35.Mw

doi: 10.1360/SSPMA2013-00117