

微波大气击穿阈值的理论研究

周前红 孙会芳 董志伟 周海京

Theoretical study on the microwave air breakdown threshold

Zhou Qian-Hong Sun Hui-Fang Dong Zhi-Wei Zhou Hai-Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 175202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.175202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.175202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

介质表面附近微波大气击穿的理论研究

Theoretical study of the microwave air breakdown at dielectric surface

物理学报.2015, 64(8): 085201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.085201>

含螺旋单元频率选择表面的宽频带强吸收复合吸波体

Composite absorber of broadband and high attenuation with spiral frequency selective surfaces

物理学报.2014, 63(20): 205202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.205202>

垂直相交高功率微波大气击穿的理论研究

Theoretical study on the air breakdown by perpendicularly intersecting high-power microwave

物理学报.2013, 62(20): 205202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.205202>

过模波导器件的迭代设计方法

Iterative method for multimode waveguide design

物理学报.2013, 62(11): 115204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.115204>

托卡马克中 ECW 对 LHW 耦合特性的影响研究

Research on coupling characteristics of low hybrid wave in the presence of electron cyclotron wave in Tokamak

物理学报.2013, 62(2): 025202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025202>

微波大气击穿阈值的理论研究*

周前红† 孙会芳 董志伟 周海京

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2015年2月11日收到; 2015年4月17日收到修改稿)

本文通过对使用有效场强(或均方根场强)得到的微波大气击穿阈值表达式进行讨论, 指出其推导中所做的假设及这些假设应用到微波大气击穿过程中存在的问题. 然后分别使用解析理论和数值模拟对微波大气击穿过程中的有效电子温度变化过程和击穿阈值进行研究, 并将其与直流电场进行比较. 分析发现在高气压下, 电子能量转移频率高, 有效电子温度随电场大幅振荡, 由于电离频率随有效电子温度的增长率大于电子能量损失随有效电子温度的增长率, 因此在高气压时, 微波大气击穿阈值低于使用有效场强的击穿阈值. 通过大量分析, 给出了理论推导和数值模拟得到的微波大气击穿阈值拟合表达式.

关键词: 微波大气击穿, 击穿阈值, 有效电子温度**PACS:** 52.35.Hr, 51.50.+v, 52.40.Db**DOI:** 10.7498/aps.64.175202

1 引言

随着脉冲功率技术水平和高功率微波 (HPM) 器件输出功率及输出脉冲宽度的不断提高, HPM 的相关应用不断受到人们的关注, 如人造电离层、微波太阳能电站、微波等离子体推进等^[1,2]. 在 HPM 的产生和应用过程中, 经常会遇到气体击穿特别是大气击穿的问题. 例如, HPM 的产生和传输过程中尽力避免大气击穿, 故将微波场强控制在击穿阈值以下; 而 HPM 的一些应用 (如人造电离层) 需要利用气体击穿产生的等离子体, 此时达到击穿阈值是对微波场强的最低要求^[3,4]. 在微波大气电离的许多理论计算中, 击穿阈值也是不可或缺的参数. 可见击穿阈值在工程预估和理论计算中占有非常重要的位置. 由于直流放电已经经过上百年的研究, 各种气体击穿阈值数据比较丰富, 因此经常使用微波有效场强将微波击穿阈值等效为直流击穿阈值^[5-7].

这里简单介绍微波有效场强的计算方法. 直流

场中电场对电子做功的平均功率为^[8]

$$P_{dc} = en_e \mathbf{E} \cdot \frac{e\mathbf{E}}{m_e v_c} = \frac{\omega_p^2}{v_c} \varepsilon_0 E^2, \quad (1)$$

其中 E 为直流场强, n_e 和 m_e 分别为电子数密度和电子质量, ω_p 与 v_c 分别为等离子体圆频率和电子动量碰撞频率, ε_0 为真空介电常数. 在 v_c 变化不大的情况下, 微波场中电场对电子做功平均功率为^[8]

$$P_{abs} = \int_0^\infty \frac{\omega_p^2 v_c}{2(\omega^2 + v_c^2)} \varepsilon_0 E_0^2 f(\varepsilon) d\varepsilon \\ \approx \frac{\omega_p^2 v_c}{2(\omega^2 + v_c^2)} \varepsilon_0 E_0^2. \quad (2)$$

比较 (1), (2) 式可以发现, 电子在振幅为 E_0 的微波场中吸收的能量与其在场强为 $E_{eff} = \sqrt{v_c^2/2(\omega^2 + v_c^2)} E_0$ 的直流场中吸收的能量相同 (即场做功功率相同), 故 E_{eff} 被称为有效场强^[9] 或均方根场强. 有效场强被广泛的用于求解微波场的击穿阈值和参数. 即很多文献认为微波场中的场强击穿阈值与直流场中的击穿阈值关系为^[5,10]

$$E_{MW,cr} = \sqrt{2(1 + \omega^2/v_c^2)} E_{DC,cr}. \quad (3)$$

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328904)、国家自然科学基金 (批准号: 11105018, 11305015, 61201113) 和国防基础科研计划 (批准号: B1520132018) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn

可见, (3) 式并不是根据电子产生率与损失率相等得到的击穿阈值. 在场强振幅为 $E_{MW,cr}$ 的微波场中和场强为 $E_{DC,cr}$ 的直流场中, 电子吸收的平均能量近似相等并不意味着二者的有效电子温度平均值相同, 更无法得到两种情况下的等效电离频率相等. 即使两者的平均有效电子温度相等, 在微波场中有效电子温度本身也随时间变化, 电离频率可近似写为 $\nu_i = \nu_0 T_e^n$ (在不同的温度范围内, n 不同), 一般 $n > 1$, 因此在一个微波周期内, 高的有效电子温度对电离频率贡献大.

已有文献主要使用 (3) 式进行微波大气击穿阈值的计算 (对于其他气体, 也常使用 (3) 式), 除文献 [11] 外, 未见有文献指出 (3) 式适用条件及可能存在的问题. 本文针对 (3) 式可能存在的问题, 对微波大气击穿的阈值进行更为严格仔细的推导. (3) 式可能存在的问题在文献 [11] 中已经有过讨论, 但其中对一些物理的解释较少. 本文将推导结果结合数值模拟进行物理分析, 以期深化对微波大气击穿的认识并提高大气击穿阈值的置信度.

2 理论分析

高频场中的动量方程为

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nu_c m_e \mathbf{v} = -e \mathbf{E}. \quad (4)$$

如果碰撞频率不变, 则可以积分得到电子速度的变化为

$$\mathbf{v} = \frac{e \mathbf{E} v_c \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t)}{m_e (\omega^2 + \nu_c^2)}. \quad (5)$$

可以发现, 电子速度最大值为

$$\mathbf{v} = e \mathbf{E} / (m_e \sqrt{\omega^2 + \nu_c^2}),$$

进一步可以得到电子吸收功率随时间的变化为

$$P = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = \frac{e^2 E^2 v_c \cos^2(\omega t) + \omega \cos(\omega t) \sin(\omega t)}{m_e (\omega^2 + \nu_c^2)}. \quad (6)$$

仿照电子速度方程, 可以得到有效电子温度随时间变化的方程为

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \nu_{rel} T_e = \frac{e^2 E^2 v_c \cos^2(\omega t) + \omega \cos(\omega t) \sin(\omega t)}{m_e (\omega^2 + \nu_c^2)}, \quad (7)$$

ν_{rel} 为电子能量转移频率, 上式的物理意义为单位时间内电子能量的增加与碰撞过程中电子能量

转移之和等于单位时间内电子从微波场中吸收的能量. 假设 ν_{rel} 随时间变化很小, 则 (7) 式积分可以得到

$$T_e = \frac{e^2 E^2}{2m_e (\omega^2 + \nu_c^2) \delta} \times \{1 + [(1 - 2\eta^2 \delta) \cos(2\omega t) + (2 + \delta)\eta \sin(2\omega t)] / (1 + 4\eta^2)\} + c \exp(-\nu_{rel} t), \quad (8)$$

其中 $\delta = \nu_{rel} / \nu_c$, $\eta = \omega / \nu_{rel}$. 当 $t = 0$ 时, $T_e = T_{init}$, 于是可得积分常数

$$c = T_{init} - \frac{e^2 E^2}{2m_e (\omega^2 + \nu_c^2) \delta} \times \left[1 + \frac{(1 - 2\eta^2 \delta)}{1 + 4\eta^2}\right]. \quad (9)$$

当时间足够长 ($\nu_{rel} t \gg 1$), 电子有效温度的变化为

$$T_e = \frac{e^2 E^2}{2m_e (\omega^2 + \nu_c^2) \delta} \times [1 + (1 + \eta^2 (4 + \delta^2 + \delta^2 \eta^2))^{0.5} \times \cos(2\omega t + \phi)] / (1 + 4\eta^2). \quad (10)$$

从 (8) 式可以发现, ν_{rel} 越大, T_e 达到稳态 (满足 (10) 式) 所需的时间越短. 因此, 高气压时 (10) 式更快的被满足. 令

$$\varepsilon = \frac{(1 + \eta^2 (4 + \delta^2 + \delta^2 \eta^2))^{0.5}}{(1 + 4\eta^2)}, \quad (11)$$

及

$$T_0 = \bar{T}_e = \frac{e^2 E^2}{2m_e (\omega^2 + \nu_c^2) \delta}. \quad (12)$$

则 (10) 式可化为

$$T_e = T_0 [1 + \varepsilon \cos(2\omega t + \phi)]. \quad (13)$$

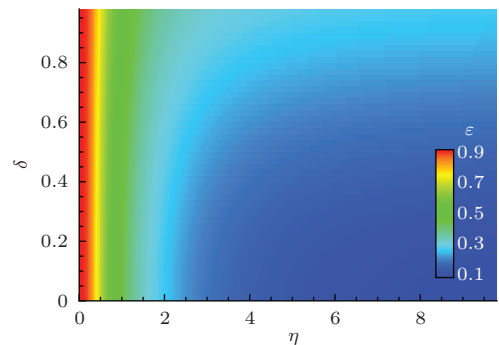


图1 (网刊彩色) ε 随 δ 和 η 的变化

Fig. 1. (color online) ε variation with δ and η .

图 1 给出了 ε 随 δ 和 η 的变化, 从图 1 中可以看出, ε 随 δ 单调增加, 而随 η 单调减小. 由于 $\delta < 1$ (能

量转移频率低于动量转移频率), 且当 $T_e < 10$ eV 时, $\delta \ll 1$, 因此当 $\eta \gg 1$ 时 ($\omega^2 \gg \nu_c^2$, 对应于低气压情况), $\varepsilon \ll 1$. 即在低气压下, 有效电子温度 T_e 波动较小, 因此积分中假设 ν_{rel} , ν_c 为常数更容易满足.

在直流场中 (不考虑空间电荷场的影响), 同样可得到有效电子温度的变化方程

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \nu_{rel} T_e = \frac{e^2 E^2}{m_e \nu_c}.$$

当 $\nu_{rel} t \gg 1$ 时, 电子温度将会达到稳定温度值:

$$T_{DC} = \frac{e^2 E_{DC}^2}{m_e \nu_c^2 \delta}. \quad (14)$$

可见, 当 ν_{rel} , ν_c 为常数时, 场强为 $E_m = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)} E_d$ 的微波场中平均有效电子温度与场强为 E_d 直流场中的有效电子温度相同.

在击穿阈值附近, 电离频率随 T_e 变化很快, 当 $T_e < 3.50192$ eV 时, 可近似用拟合公式

$$\begin{aligned} v_i [\text{GHz/torr}] \\ = 1.8607 \times 10^{-6} T_e \exp(1.76 T_e) \end{aligned} \quad (15)$$

表示 ($1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$). 当 $0.625 \text{ eV} < T_e < 5.4 \text{ eV}$ 时, 两体黏附频率为

$$\begin{aligned} v_{a2} [\text{GHz/torr}] \\ = 2.42 \times 10^{-3} - 6.5 \times 10^{-4} T_e + 6.45 \times 10^{-3} T_e^{0.5} \\ - 8.19 \times 10^{-3} T_e^{0.3}. \end{aligned} \quad (16)$$

对于直流, 击穿阈值可由 $v_i = v_{a2}$ 得到对应的有效电子温度为 $T_e = 2.15$ eV, 于是可得 $\delta = 0.064$, 可得

$$E_{DC,cr} = 8.85 \times 10^{-7} \nu_c.$$

对于微波放电, 击穿阈值要求一个周期内碰撞电离增加的电子数等于黏附减少的电子数. 即

$$\int_0^{2\pi} (v_i - v_{a2}) dt = 0. \quad (17)$$

利用 (15), (16) 式并使用 (13) 式数值求解 (17) 式可得微波场的击穿阈值 $E_{MW,cr}$. 图 2 给出微波场中的击穿阈值与直流场的击穿阈值之比. 从图 2 中可以发现, 当 $\eta \ll 1$ 时, $E_{MW,cr} \approx 1.06 E_{D,cr}$, 此时微波场的击穿阈值和直流场基本相同. 这主要是因为能量弛豫时间远小于微波周期, 在一个微波周期内, T_e 随微波场能量同步变化, 而电离频率随温度指数增加, 故一个微波周期内, 平均电离频率主要取决于高 T_e 的贡献. 从图 2 还可以发现, 当 $\eta \gg 1$

时, $E_{MW,cr} \approx \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)} E_{DC,cr}$. 此时, 因为能量弛豫时间很长, 在一个微波周期内, T_e 来不及变化, 故其仅在平均温度 T_0 附近做小幅度振荡, 当 $E_{MW} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)} E_{DC}$ 时, T_0 与直流场中的温度 (14) 式相同. 为了方便, 参照文献 [11], 我们使用拟合公式

$$E_{MW,cr} = \sqrt{\frac{1.12 + 2\eta^2}{1 + \eta^2}} (1 + \omega^2/\nu_c^2) E_{DC,cr} \quad (18)$$

描述微波大气击穿阈值与直流大气击穿阈值的关系, 并在图 2 中给出其曲线. 可以看出, 拟合 (18) 式与数值计算 (17) 式得到的结果符合很好.

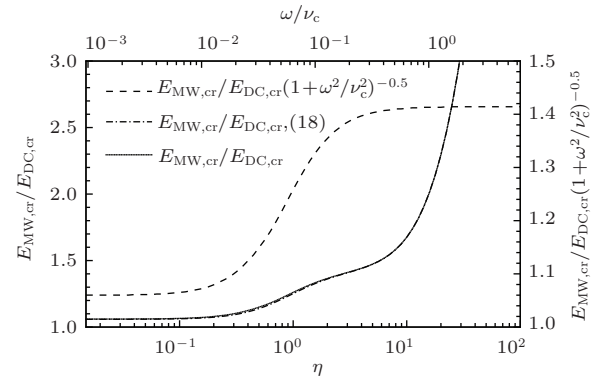


图 2 (网刊彩色) $E_{MW,cr}/E_{DC,cr}$ 和 $E_{MW,cr}/E_{DC,cr}(1 + \omega^2/\nu_c^2)^{-0.5}$ 随 η 的变化 (图中 (18) 表示使用 (18) 式得到的拟合曲线)

Fig. 2. (color online) $E_{MW,cr}/E_{DC,cr}$ and $E_{MW,cr}/E_{DC,cr}(1 + \omega^2/\nu_c^2)^{-0.5}$ variation with η , line (18) obtained from Eq. (18).

3 数值模拟

由于在推导 (10) 式的过程中假设 ν_{rel} , ν_c 为常数, 为了研究 ν_{rel} , ν_c 变化对结果的可能影响, 我们使用数值模拟进一步研究有效电子温度的变化及其对大气击穿阈值的影响. 数值求解描述电磁波的 Maxwell 方程组

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (20)$$

和描述等离子体的简化流体方程组

$$m_e \frac{\partial n_e \mathbf{v}}{\partial t} = -n_e e \mathbf{E} - \nu_c m_e n_e \mathbf{v}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= (\nu_i - \nu_a) n_e \\ &- \gamma n_e^2 + \nabla \cdot (D \nabla n_e), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right)$$

$$= P_{\text{abs}} - \frac{2m_e}{M_g} k_c n_e n_{\text{gas}} (\varepsilon_{\text{tot}} - \varepsilon_g) - \sum k_i \varepsilon_i n_e n_{\text{gas}}. \quad (23)$$

(21)–(23) 式中的碰撞反应参数和能量损失使用 Bolsig+ 计算得到, 具体可参见文献 [12–14].

为了进一步说明解析结果, 首先取 v_c 及 v_{rel} 为常数研究微波、直流场中有效电子温度和电离频率的变化规律. 图 3 给出了 $v_c = 3040$ GHz, $v_{\text{rel}} = 304$ GHz, 微波频率为 $\omega = 15.38$ GHz ($f = 2.45$ GHz) 时, 有效电子温度和电子数密度的变化关系. 此时, $\eta \approx 0.05$, $\delta = 0.1$, 由 (11) 式可得 $\varepsilon = 0.995$. 从图 3 中可以发现以下几点: 一是当 $E_{\text{MW}} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)} E_{\text{DC}}$ 时, 微波场与直流场的平均电子温度一致, 这也可以通过比较解析表达式 (12), (14) 得出; 二是微波场中平均电离频率主要来自于高电子温度的贡献, 因此虽然平均温度相同, 但微波场的等效电离频率明显高于直流 (图 3 中直流场中电子数密度下降, 微波场中上升); 三是由于电子能量转移频率远大于微波频率 ($\eta \approx 0.05$), 故有效电子温度随微波场能量同步振荡. 对于 $\eta > 1$ 时 v_c 及 v_{rel} 为常数的情况, 数值模拟结果也与解析结果一致, 在此不再作图说明.

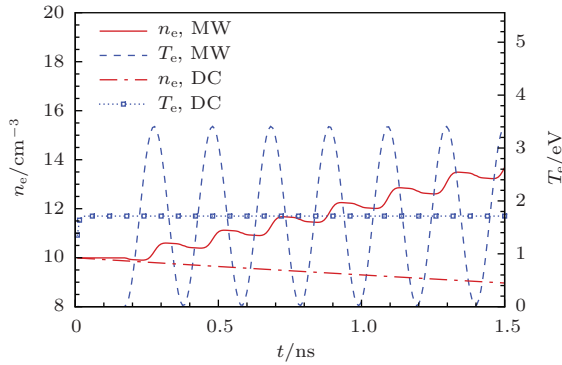


图 3 (网刊彩色) $v_c = 3040$ GHz 和 $v_{\text{rel}} = 304$ GHz 时, 场强为 3 MV/m 直流场 (DC) 中和场强为 $3\sqrt{2}$ MV/m 微波场 (MW) 中的电子数密度和有效电子温度随时间变化

Fig. 3. (color online) The electron number density and effective electron temperature in the 3 MV/m DC and $3\sqrt{2}$ MV/m microwave field versus time for $v_c = 3040$ GHz, $v_{\text{rel}} = 304$ GHz.

下面研究 v_c 及 v_{rel} 随温度变化的情形. 图 4 给出了 $p = 760$ torr, $E_{\text{DC}} = 3$ MV/m 及 $E_{\text{MW}} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)} E_{\text{DC}} = 3\sqrt{2}$ MV/m 时, 有效电子温度及电子数密度随时间的变化. 为了比较, 图中还给出了微波场中取 $v_c = 2903$ GHz 的结果. 在直流场中, 除放电最初阶段外, 有效电子温度为常数 (约

为 2.6 eV), 因此碰撞频率与电子能量转移频率都为常数, 使用拟合参数得到的碰撞频率为 $v_c = 2903$ GHz. 从图 4 可以发现在微波场中, 碰撞频率取为常数 (且与直流场中相同), 其有效电子温度平均值低于直流场. 由 (2) 式可知, 在有效场强等于直流场强下, 电子在微波周期内从微波场中吸收的平均能量与直流场中相同, 为什么微波的平均温度要小于直流呢? 这是因为在一个微波周期内, 电子损失能量也要与直流场中相同. 而在在击穿阈值附近, 电子能量损失可由拟合公式 [12]

$$P_{t_loss} [\text{eV/torr} \cdot \text{ns}^{-1}] = 0.17392T_e - 0.019T_e^2 + 0.0225122T_e^3 \quad (24)$$

近似给出. 可以发现, 能量损失在计算的温度范围内与有效电子温度的三次方成正比, 因此能量损失主要依赖于峰值部分, 因此微波场下的峰值温度与直流场的温度更接近.

从图 4 还可以发现在微波场中, $v_c = 2903$ GHz 计算得到 T_e 的峰值 (图中 1) 大于 v_c 变化 (图中 2) 的情况, 这是因为在 T_e 峰值附近, 情形 2 中 $v_c > 2903$ GHz, 因此由 (10) 式得到的电子温度低于 $v_c = 2903$ GHz 得到的值.

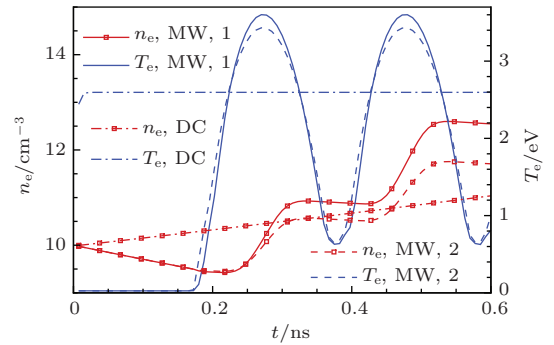


图 4 (网刊彩色) $p = 760$ torr, $E_{\text{DC}} = 3$ MV/m, $E_{\text{MW}} = 3\sqrt{2}$ MV/m 时有效电子温度及电子数密度随时间的变化 (图中 1 选择 $v_c = 2903$ GHz, 2 中 v_c 为温度的拟合函数)

Fig. 4. (color online) The electron number density and effective electron temperature in the 3 MV/m DC and $3\sqrt{2}$ MV/m microwave field versus time for $p = 760$ torr. 1 obtained using $v_c = 2903$ GHz, and 2 obtained using $v_c(T_e)$.

另外, 从图 4 中还可以发现, 虽然微波照射下有效电子温度的平均值小于直流值, 但是其平均电离频率明显大于直流 (从图 4 中电子数密度随时间变化率看出). 这主要是因为当 $T_e < 3.50192$ eV 时, 电离频率随 T_e 的变化可由

$$\nu_i [\text{GHz/torr}] = 1.8607 \times 10^{-6} T_e \exp(1.76T_e) \quad (25)$$

给出, 即在一个微波周期内, 平均电离频率主要来自于峰值温度的贡献. 文献 [11] 认为当 $\eta \ll 1$ 时, $E_{\text{MW,cr}} < \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)}E_{\text{DC,cr}}$ 的原因是平均电离频率主要来自于峰值温度的贡献. 其实, 实际所需的击穿阈值高于有效场强还是低于有效场强, 应取决于微波场中电子温度振荡范围内能量损失随温度的变化率 ($d \ln P_{\text{loss}}/dT_e$) 与电离频率随温度的变化率 ($d \ln \nu_i/dT_e$) 的大小关系; 如果前者低于后者 ($d \ln P_{\text{loss}}/dT_e < d \ln \nu_i/dT_e$), 则微波场中的击穿阈值低于用有效场强计算的结果; 反之 ($d \ln P_{\text{loss}}/dT_e > d \ln \nu_i/dT_e$), 则微波场中的击穿阈值高于使用有效场强公式的计算结果. 在击穿阈值附近由 (24), (25) 式显然可得 $d \ln P_{\text{loss}}/dT_e < d \ln \nu_i/dT_e$, 即 $E_{\text{MW,cr}} < \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)}E_{\text{DC,cr}}$, 这与理论分析数值模拟结果一致. 且由于 $d \ln P_{\text{loss}}/dT_e \ll d \ln \nu_i/dT_e$, 因此当 $\eta \ll 1$ 时, $E_{\text{MW,cr}} \approx E_{\text{DC,cr}}$.

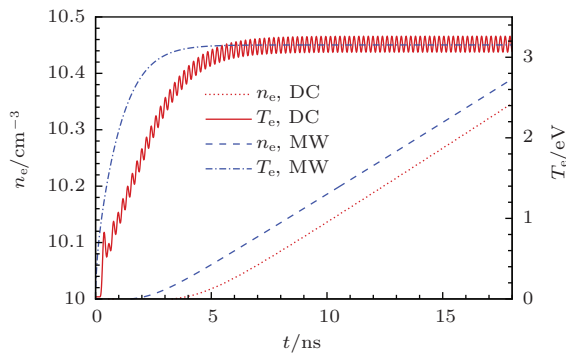


图5 (网刊彩色) $p = 2$ torr, $E_{\text{DC}} = 10000$ V/m, $E_{\text{MW}} = 29911$ V/m 时, 有效电子温度及电子数密度随时间的变化

Fig. 5. (color online) The electron number density and effective electron temperature in the 10000 V/m DC and 29911 V/m microwave field versus time for $p = 2$ torr.

对于 $\eta \gg 1$ 的情况, 图 5 给出了 $p = 2$ torr, 直流场强 $E_{\text{DC}} = 10000$ V/m, 微波场强 $E_{\text{MW}} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)}E_{\text{DC}} = 29911$ V/m 时, 有效电子温度及电子数密度随时间的变化. 可以发现, 相对于 $\eta \ll 1$ (如 $p = 760$ torr), 由于能量转移频率小, 初始时刻 T_e 上升的很慢, 直流场中 T_e 在 $t > 3.5$ ns 才达到稳定, 微波场中 T_e 在 $t > 5$ ns 时稳定. 由于此时 $\eta \gg 1$, $\delta \ll 1$, 由 (11) 式 $\varepsilon \ll 1$, 因此微波场中 T_e 在 $t > 5$ ns 时变化很小. 而且从图 5 中可以发现, 直流场和微波场中的有效电离频率基本相同 (图中电子数密度随时间变化的斜率相同). 因此, 在 $\eta \gg 1$

时, 微波大气击穿阈值与直流大气击穿阈值之间的关系近似为 $E_{\text{MW,cr}} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)}E_{\text{DC,cr}}$.

通过数值模拟, 发现当 $\eta \ll 1$ 时, $E_{\text{MW,cr}} \approx 1.193E_{\text{DC,cr}}$, 因此参照 (18) 式, 可以给出, 微波大气击穿阈值与直流大气击穿阈值之间的拟合关系式为

$$E_{\text{MW,cr}} = \sqrt{\frac{1.42 + 2\eta^2}{1 + \eta^2}}(1 + \omega^2/\nu_c^2)E_{\text{DC,cr}}. \quad (26)$$

比较 (26), (18) 式可以发现, 在考虑了实际大气击穿过程中电子能量损失随温度增加后, 数值模拟得到的微波大气击穿阈值稍大于解析理论值.

4 结 论

本文首先对文献中常用的有效场强 (或均方根场强) 得到的微波大气击穿阈值表达式 $E_{\text{MW,cr}} = \sqrt{2(1 + \omega^2/\nu_c^2)}E_{\text{DC,cr}}$ 进行讨论, 指出其推导中所做的假设及这些假设应用到微波大气击穿过程中存在的问题. 然后分别使用解析理论和数值模拟对微波大气击穿过程中的有效电子温度变化过程和击穿阈值进行研究, 并将其与直流电场进行比较. 分析发现在高气压下, 由于电子能量转移频率高, 有效电子温度随电场大幅振荡. 发现由于电离频率随着有效电子温度的增长率大于电子能量损失随有效电子温度的增长率, 因此在高气压时, 微波大气击穿阈值低于使用有效场强的击穿阈值. 本文分别给出了理论推导和数值模拟得到的微波大气击穿阈值拟合表达式.

参考文献

- [1] Gurevich A, Borisov N, Milikh G 1997 *Physics of Microwave Discharges* (New York: Gordon and Breach)
- [2] Oda Y, Komurasaki K, Takahashi K 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 113307
- [3] Gurevich A V, Litvak A G, Vikharev A L, Ivanov O A, Borisov N D, Sergechev K F 2000 *Physics Uspekhi* **43** 1103
- [4] Gurevich A V 1980 *Sov. Phys. Usp.* **23** 862
- [5] Kourtzanidis K, Boeuf J P, Rogier F 2014 *Phys. of Plasma.* **21** 123513
- [6] Klein T J, Ploch C J, Recknagel C J, Remillard S K 2011, *Appl. Phys. Lett.* **99** 121503
- [7] Foster J, Krompholz H, Neuber A 2011 *Phys. of Plasma.* **18** 113505
- [8] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer)

- [9] Liang C B, Qin G R, Liang Z J 1980 *Electromagnetism* (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [梁灿彬, 秦光戎, 梁竹健 1980 电磁学 (北京: 高等教育出版社)]
- [10] Zhou Q H, Dong Z W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 205202 (in Chinese) [周前红, 董志伟 2013 物理学报 **62** 205202]
- [11] Khodataev K V 2009 *Microwave breakdown threshold at low and high pressure*, AIAA 2009-1410
- [12] Zhou Q H, Dong Z W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 205201 (in Chinese) [周前红, 董志伟 2013 物理学报 **62** 205201]
- [13] Zhou Q H, Dong Z W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125201 (in Chinese) [周前红, 董志伟 2013 物理学报 **62** 125201]
- [14] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722

Theoretical study on the microwave air breakdown threshold*

Zhou Qian-Hong[†] Sun Hui-Fang Dong Zhi-Wei Zhou Hai-Jing

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 11 February 2015; revised manuscript received 17 April 2015)

Abstract

By analyzing the breakdown threshold obtained from effective magnitude or RMS (root mean square) of microwave field, it is pointed out that the assumption of threshold is not suitable for microwave air breakdown. Variations of effective electron temperature and breakdown threshold in microwave fields, which are studied theoretically and numerically by fluid-based plasma equations coupled with the Maxwell equations, are compared with those in static fields. It is found that the effective electron temperature varies greatly with the microwave field at high pressures (electron energy transfer frequency is much larger than microwave frequency) due to its high energy transfer frequency. This causes the microwave air breakdown threshold to be smaller than that obtained from the RMS of field at high pressures because the ionization frequency varies faster than electron energy loss at an effective electron temperature. On the other hand, the effective electron temperature variation with the microwave field is insignificant at low pressures (electron energy transfer frequency is much smaller than microwave frequency) due to the negligible electron energy loss in a microwave period. In this case, the microwave air breakdown threshold is approximately equal to that obtained from the RMS one of the field. The fit formula of microwave air breakdown threshold is obtained by numerical and theoretical analysis.

Keywords: microwave air breakdown, breakdown threshold, effective electron temperature

PACS: 52.35.Hr, 51.50.+v, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.64.175202

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105018, 11305015, 61201113), and the National Defense Basic Research Program (Grant No. B1520132018).

[†] Corresponding author. E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn