

高功率微波窗内外表面闪络击穿流体模拟研究*

董焯† 周前红 杨温渊 董志伟 周海京

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2014年4月12日收到; 2014年5月22日收到修改稿)

建立理论模型, 将电磁场时域有限差分方法与等离子体流体模型结合, 编制一维电磁场与等离子体耦合程序, 数值研究了 3 GHz 高功率微波窗内外表面闪络击穿的不同物理过程. 研究表明: 外表面闪络击穿中, 输出微波脉宽缩短 (未完全截止), 窗体前均方根场强呈驻波分布, 波节与波腹位置不变, 窗体外表面形成有一层高密 (约 $10^{21} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级) 极薄 (约 mm 量级) 等离子体 (扩散缓慢), 入射波可部分透过该薄层等离子体, 脉宽缩短主要源于等离子体吸收效应; 降低初始等离子体密度、厚度、入射波场强及缩短入射波脉宽等方式, 可不同程度地改善输出脉宽缩短效应. 内表面闪络击穿中, 窗体前均方根场强亦出现驻波分布 (但波节与波腹位置随时间变化), 等离子体向波源方向运动; 强释气下, 输出脉宽缩短 (未完全截止), 形成多丝状高密 (约 $10^{21} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级) 极薄 (约 mm 量级) 等离子体区域 (扩散缓慢), 间距 $1/4$ 微波波长, 脉宽缩短主要源于等离子体吸收效应; 弱释气、低场强下, 脉宽缩短有所改善 (但最终截止), 形成多带状致密 (约 $10^{18} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级) 略厚 (mm—cm 量级) 等离子体区域 (扩散较快), 间距 $1/4$ 波长, 脉宽缩短主要源于等离子体吸收效应; 弱释气、高场强下, 脉宽缩短严重 (很快截止), 形成块状高密 (约 $10^{21} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级) 较厚 (约 cm 量级) 等离子体区域 (扩散迅速), 脉宽缩短主要源于等离子体反射效应.

关键词: 高功率微波输出窗, 沿面闪络击穿, 电磁场时域有限差分, 等离子体流体模型

PACS: 52.80.Pi, 52.40.Db, 51.50.+v, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.185206

1 引言

微波输出窗沿面闪络击穿现象严重制约了高功率微波的进一步发展和实用化进程, 该过程涉及多个物理过程的强相关耦合, 其作用机理目前还没有得到很好的认识^[1], 这引起了国内外学者的广泛关注, 相关研究工作也陆续开展起来. 实验方面, 美国德州理工大学 Neuber 小组^[2-4]进行了多次 2.85 GHz 高功率微波窗口击穿实验, 通过光学诊断和信号检测给出了沿面闪络击穿的物理图像和脉冲缩短波形. 数值模拟方面, 加州大学 Verboncoeur 小组主要利用一维粒子模拟-蒙特卡罗碰撞 (PIC-MCC) 程序研究低气压下沿面闪络的次级电子倍增和碰撞电离物理过程^[5,6]. 国内清

华大学、西安交通大学、西北核技术研究所、国防科学技术大学、西南交通大学以及北京应用物理与计算数学研究所等单位在该方面也取得了较大进展^[7-12].

全电磁粒子模拟受制于目前并行计算资源和技术层面的困难, 很难得到有效开展. 将闪络击穿等离子体作为流体与电磁场耦合起来进行模拟, 一定程度上揭示微波窗表面的闪络击穿现象. 国外加州大学 Nam 等^[13,14]发展了流体整体模拟技术 (GM), 该方法不关心电磁波时空分布状态, 仅能得出电离参数 (电离频率、电子能量分布等); 德州理工大学 Ford 等^[4]编制一维电磁流体程序, 对微波窗外表面闪络击穿进行了模拟, 并与实验检测波形进行了对比验证, 尚未开展微波窗内表面闪络击穿研究; 我们研究小组前期也编制过一维及二维电

* 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: 11305015, 11105018, 61201113, 11371067) 和中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2012B0402064) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: dongye0682@sina.com

磁流体模拟程序, 并对麻省理工学院 110 GHz 微波大气电离实验结果进行了比对验证和物理解释, 验证了相关击穿经验公式, 为微波窗表面击穿闪络流体模拟打下了坚实基础^[15,16]. 本文介绍了电磁场时域有限差分方法 (EM-FDTD) 与等离子体流体模型 (plasma fluid model) 耦合的理论模型、数值方法, 并将其应用于研究高功率微波窗内外表面闪络击穿的不同物理过程.

2 理论模型

高功率微波窗沿面闪络击穿模型如图 1 所示. 模型中, 假定高功率微波沿 z 方向以平面波形式传输, 电场 (E_x) 沿 x 方向, 磁场 (H_y) 沿 y 方向, 到达微波窗时将会在窗体内/外表面发生击穿闪络物理过程. 我们采用一维电磁场流体耦合方法, 数值研究输出窗内外表面闪络击穿过程中的不同物理机制.

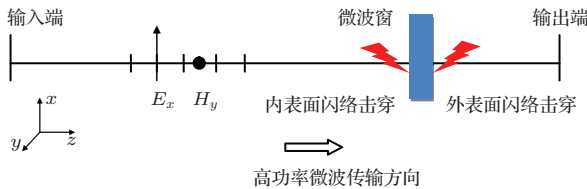


图 1 高功率微波窗沿面闪络击穿一维流体模拟示意图

微波窗本身就是一个真空隔离装置, 外侧连通大气, 内侧连接真空器件; 外侧区域 (大气压, 760 Torr (1 Torr = 133.322 Pa)) 流体适用性毋庸置疑. 而微波窗内侧区域闪络击穿的作用机理非常复杂, 包括场致电子发射、次级电子倍增、电子碰撞介质表面退吸附气体分子、电子与气体分子碰撞电离、等离子体与微波相互作用等多物理耦合; 若要实现全物理过程自治求解, 只有基于第一原理的粒子模拟方法, 而该方法极大程度地受限于目前的计算资源和相关计算技术瓶颈 (网格规模及粒子规模巨大).

流体方法对计算资源要求显然远远小于粒子模拟方法, 因此, 我们试图通过流体模拟, 定性和半定量地对微波窗内表面闪络击穿机制进行初步研究. 流体模拟中, 仅考虑电子与气体分子碰撞电离 (电离经验公式非 PIC-MCC 方法)、等离子体与微波相互作用 (等离子体流体与电磁场耦合) 等; 场致电子发射和次级电子倍增过程 (该过程只为闪络击穿提供初始种子电子, 其本身不足以形成闪络击穿), 我们使用设置初始电子数密度的方法对该过程进

行近似与等效; 而电子碰撞退吸附气体分子本是个动态问题, 流体模拟中通过设置表面固定气体压强的方法对该过程进行近似.

2.1 含源项的 Maxwell 方程组

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{J}_p \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \end{cases}, \quad (1)$$

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \end{cases}, \quad (2)$$

(1) 式为电磁场满足的含源 Maxwell 方程组, (2) 式为本构关系式; \mathbf{H} 为磁场强度 (单位 $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$), \mathbf{D} 为电通量密度 (单位 $\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$), \mathbf{J}_p 为闪络击穿形成等离子体电流密度 (单位 $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$), \mathbf{E} 为电场强度 (单位 $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$), \mathbf{B} 为磁通量密度 (单位 $\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$), μ_0 为真空磁导系数, ε_0 为真空介电系数, ε_r 为材料相对介电常数, t 表示时间.

将 (2) 式代入 (1) 式, 直角系下使用一维 FDTD 方法对 (1) 式离散^[17], 可得

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(k) &= E_x^n(k) - (\Delta t / \varepsilon_0 \varepsilon_r \Delta z) (H_y^{n+1/2}(k) \\ &\quad - H_y^{n+1/2}(k-1)) - J_{px}^{n+1/2}(k) (\Delta t / \varepsilon_0 \varepsilon_r), \quad (3) \\ H_y^{n+1/2}(k+1/2) &= H_y^{n-1/2}(k+1/2) - (\Delta t / \mu_0 \Delta z) \\ &\quad \times (E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)), \quad (4) \end{aligned}$$

其中, k 代表空间网格整数结点, $k+1/2$ 代表空间网格半整数结点, n 代表整数时间步, $n+1/2$ 代表半整数时间步, Δt 与 Δz 分别表示时间步长与空间步长.

2.2 考虑碰撞的电子 Newton-Lorentz 运动方程

等离子体内由于电子质量远小于离子质量, 所以关心的物理时间尺度内只考虑电子运动方程, 加入碰撞项的电子 Newton-Lorentz 运动方程如下:

$$\begin{aligned} \partial(m_e \mathbf{v}_e) / \partial t + \nu_c m_e \mathbf{v}_e \\ = q \mathbf{E} + q(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}), \end{aligned} \quad (5)$$

其中, m_e 为电子静止质量 (单位 kg), q 为电子电量 (单位 C), \mathbf{E} 为电场强度 (单位 $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$), \mathbf{B} 为磁通量密度 (单位 $\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$), \mathbf{v}_e 为电子运动速度 (单位 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), ν_c 为等离子体碰撞频率 (单位 Hz).

高功率微波场中磁场导致带电粒子旋转效应明显弱于电场直线加速效应, 因此忽略磁场影响, 并令 $\mathbf{J}_p = qn_e\mathbf{v}_e$, \mathbf{J}_p 为等离子体电流密度(单位 $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$); $\omega_p = \sqrt{q^2n_e/m_e\epsilon_0}$, ω_p 为等离子体频率(单位 $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$), (5) 式可以表示为

$$\partial\mathbf{J}_p/\partial t + \nu_c\mathbf{J}_p = \omega_p^2\epsilon_0\epsilon_r\mathbf{E}. \quad (6)$$

对(6)式进行离散, 可得

$$J_{px}^{n+1/2}(k) = \frac{2 - \nu_c\Delta t}{2 + \nu_c\Delta t}J_{px}^{n-1/2}(k) + \frac{2\Delta t\epsilon_0\epsilon_r\omega_p^2}{2 + \nu_c\Delta t}E_x^n(k). \quad (7)$$

空气中的等离子体碰撞频率 ν_c 可以用以下经验表示 [15]:

$$\nu_c = 5.9 \times 10^9 P, \quad (8)$$

其中, P 表示气压(单位 Torr).

2.3 等离子体密度控制方程

$$\partial n_e/\partial t = D_{\text{eff}}\Delta n_e + (\nu_i - \nu_a)n_e, \quad (9)$$

上式为连续性定理下推导的微波电离下等离子体密度控制方程; n_e 为等离子体密度(单位 m^{-3}); $\nu_a = 6 \times 10^4 P$, ν_a 为复合频率(单位 Hz), P 表示气压; $\nu_i = \nu_a(E_{\text{rms}}/E_{\text{cr}})^{5.33}$ ($E_{\text{rms}}/E_{\text{cr}} \leq 3$ 时适用), ν_i 为电离频率(单位 Hz), E_{rms} 为半个微波场周期内的电场强度均方根值(单位 $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$); $E_{\text{cr}} = 4200P\sqrt{1 + (\omega/\nu_c)^2}$, E_{cr} 为击穿场强阈值(单位 $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$); $D_{\text{eff}} = (\alpha D_e + D_a)/(1 + \alpha)$, D_{eff} 为扩散系数(单位 $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$); $D_e = 30/P$, $D_a = 0.15/P$, D_e 为自由扩散系数(单位 $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$), D_a 为双极性扩散系数(单位 $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$); $\alpha = \lambda_D^2/L^2$, $L = \sqrt{D_{\text{eff}}/\nu_i}$, L 为电子密度梯度标长(单位 m); $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e/qn_e}$, λ_D 为德拜长度(单位 m), q 为电子电量(单位 C), T_e 为电子平均温度(单位 eV) [15].

对(9)式进行离散, 可得:

$$n_e^{n+1}(k) = D_{\text{eff}}[n_e^n(k+1) - 2n_e^n(k) + n_e^n(k-1)](\Delta t/\Delta z^2) + (\nu_i - \nu_a)n_e^n(k)\Delta t + n_e^n(k). \quad (10)$$

2.4 模型参数设置与计算流程

数值模拟中设置微波频率 3 GHz, 模拟空间长度 1 m; 为区分与识别细致的等离子体区域, 外侧

及内侧强释气情况下取空间步长 $\Delta z = 0.01 \text{ mm}$, 内侧弱释气情况下取空间步长 $\Delta z = 0.1 \text{ mm}$, 时间步长需满足 Courant-Friedrich-Levy 限制条件以及等离子体电离与碰撞过程时间分辨需求, 这里取 $\Delta t = 30 \text{ fs}$; 微波窗采用陶瓷材料 ($\epsilon_r = 9$), 为达到降低微波场反射的目的, 窗体厚度采用为半波长设计 (16.7 mm), 微波窗放置位置 800.1—816.8 mm; 输入端 (0 m) 以平面波形式引入微波场, 输入端 (0 m) 与输出端 (1 m) 采用行波边界封闭计算区域, 采用基于总场—散射场理论体系的一维 FDTD 方法耦合等离子体流体模型, 编制相关程序进行数值求解整个高功率微波窗内外表面的闪络击穿物理过程, 计算流程如图 2 所示. 等离子体有效吸收功率采用公式

$$\int_0^{L_0} (J_{px}(t, z))_{\text{rms}}(E_x(t, z))_{\text{rms}} dz$$

计算, 其中 $(J_{px}(t, z))_{\text{rms}}$ 为 t 时刻 z 位置的电流密度均方根值, $(E_x(t, z))_{\text{rms}}$ 为 t 时刻 z 位置场强均方根值, L_0 为模拟空间长度. 入射场、反射场有效功率波形监测点均在 0 m 处, 透射场有效功率波形监测点位于 99 cm 处.

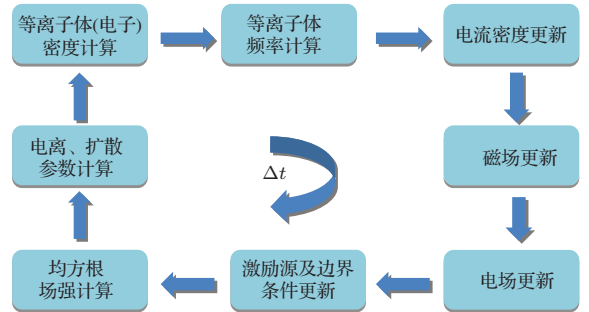


图 2 高功率微波窗沿面闪络击穿一维电磁流体耦合程序计算流程图

3 高功率微波窗外表面闪络击穿流体模拟结果

利用自编的高功率微波窗沿面闪络击穿一维电磁流体耦合程序, 首先研究窗体外表面(即与大气相通的一侧, 气压 760 Torr)的沿面闪络击穿物理过程. 设置初始等离子体密度为 10^{10} m^{-3} , 厚度为 0.1 mm, 起点位于窗体外表面 (816.8 mm 处); 等离子体密度在窗体外表面边界处连续, 即 $n_e(t, z = 816.8 \text{ mm}) = n_e(t, z = 816.9 \text{ mm})$.

3.1 连续波运行下的微波窗外表面闪络击穿过程

参数设置: 连续波运行, 入射波上升前沿时间 15 ns, 此时大气击穿场强阈值 $E_{cr} = 3.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$, 取微波场强幅值 $E_{rf0} = 9.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ (对应 $E_{rms}/E_{cr} = 2$).

连续波运行下的微波窗外表面闪络击穿数值模拟结果如图 3 所示. 从图 3(a) 可以看出: 外表面上的电子数密度随着微波均方根场强的增强(微波传输上升前沿的到来)呈现快速的指数形式增长, 当高密度(约 10^{21} m^{-3}) 等离子体区域形成后, 等离子体对入射微波产生了明显的吸收和反射作用, 透射微波均方根场强迅速降低后(输出微波脉宽缩短现象), 维持在击穿场强阈值附近(即 $E_{rms}/E_{cr} = 1$), 此时气体分子电离和复合频率相等, 不再产生新的电离电子; 透射微波均方根场强迅速降低过程中 (E_{rms}/E_{cr} 由 2 到 1), 气体电离频率快速降低, 电子数密度增长速度趋缓, 达到饱和值后开始缓慢降低(由扩散效应引起). 从图 3(b) 可以看出: 在窗体外表面击穿闪络过程达到稳定后, 微波窗前部区域 ($z < 800.1 \text{ mm}$) 均方根场强呈现驻波分布, 波长为微波波长的 1/2, 波节和波腹位置固定不变, 微波窗后部区域 ($z > 816.8 \text{ mm}$) 均方根场强维持在击穿场强阈值

附近(即 $E_{rms}/E_{cr} = 1$). 图 3(c) 给出了微波窗外表面不同时刻电子数密度和吸收微波功率密度 ($(J_{px}(t, z))_{rms}(E_x(t, z))_{rms}$) 的空间分布, 可以看出: 微波窗外表面形成的等离子体, 虽然最高密度可达约 10^{21} m^{-3} 量级, 但厚度极薄(约 mm 量级以内), 且扩散速度缓慢 ($1.5 \mu\text{s}$ 扩散 2.5 mm 左右水平), 因此微波场(波长 10 cm) 可以部分穿透该高密极薄等离子体, 具体表现为吸收微波功率密度分布基本覆盖整个等离子体区域. 图 3(d) 给出了入射、反射、透射及吸收功率波形, 可以看出: 微波窗外表面发生闪络击穿后, 输出微波(透射波)产生了明显的输出脉冲缩短现象, 输出平顶脉宽约 15 ns, 闪络击穿稳定后, 输出微波功率仅占入射微波功率的 25%, 反射微波功率占入射微波功率的 25% 左右, 其余 50% 左右的功率被等离子体吸收(入射微波功率 = 透射微波功率 + 反射微波功率 + 吸收微波功率).

3.2 脉冲波运行下的微波窗外表面闪络击穿过程

参数设置: 脉冲波运行, 入射波上升前沿时间 15 ns, 平顶宽度 50 ns, 下降后沿时间 50 ns, 其他参数与 3.1 节连续波运行参数相同.

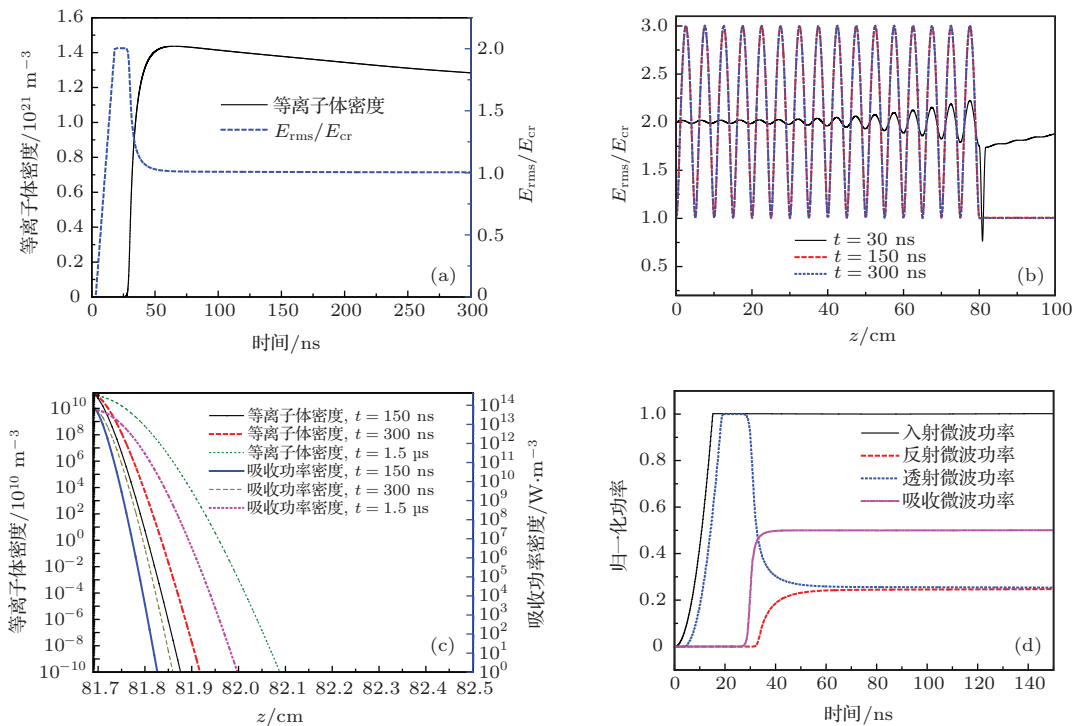


图 3 (网刊彩色) 连续波运行下的微波窗外表面闪络击穿物理图像 (a) 外表面电子数密度及均方根场强; (b) 不同时刻的均方根场强空间分布; (c) 电子数密度及吸收功率密度空间分布; (d) 入射、反射、透射及吸收功率波形

脉冲波运行下的微波窗外表面闪络击穿数值模拟结果如图4所示. 从图4(a)可以看出: 因为约65 ns以前入射波状态与连续波运行参数相同, 所以该段时间外表面电子数密度及均方根场强随时间演化关系与图3(a)相同. 击穿闪络达到稳定后, 65 ns后, 入射波开始进入下降沿(输入微波场强幅值线性递减), 外表面处均方根场强也随即降低(受等离子体密度及厚度实时变化, 其值呈现非线性递减), 约115 ns 均方根场强降低为零; 65 ns后, 随着入射波开始进入下降沿, 电离频率开始降低, 以及扩散效应和复合过程开始占据主导的影响, 外表面等离子体密度迅速降低, 110 ns 密度由约 10^{21} m^{-3} 降至约 10^{19} m^{-3} , 入射微波脉冲停止后, 外表面电子密度并不为零. 图4(b)给出了微波窗外表面不同时刻电子数密度和吸收微波功率密度 $((J_{px}(t, z))_{\text{rms}}(E_x(t, z))_{\text{rms}})$ 的空间分布. 可以看出, 微波场存在时, 外表面存在高密极薄等离子体以及吸收微波功率密度区域; 微波场不存在时, 外表面依然存在高密极薄等离子体, 但吸收微波功率密度区域明显消失. 图4(c)给出了不同时刻均方根场强的空间分布, 可以明显看出驻波场的形成到消失过程的物理图像. 图4(d)给出了入射、反射、透射及吸收功率波形. 可以看出, 微波窗外表面发生闪络击穿后, 输出微波(透射波)产生了

明显的输出脉冲缩短现象, 相对入射微波脉冲平顶宽度约50 ns, 输出平顶脉宽只有约15 ns; 反射微波功率和吸收微波峰值功率均出现在透射微波峰值功率时间之后, 即有效形成高密等离子体区域之后. 图5讨论了不同初始等离子体厚度和密度条件下的透射波时域波形, 可以看出: 微波场外表面击穿闪络过程中, 初始等离子体厚度对输出微波脉冲缩短宽度影响不大, 厚度增加导致输出脉冲宽度略微缩短; 初始等离子体密度对输出微波脉冲缩短宽度影响较大, 初始等离子体密度下降对输出微波脉冲宽度的增加有明显提升效果. 图6给出了通过降低入射微波场强($E_{\text{rms}}/E_{\text{cr}} = 1.5$)避免输出微波脉冲缩短现象的物理图像. 图6(a)给出了透射微波脉冲时域波形. 可以看出, 透射脉冲只是相对入射脉冲的时域延时, 稍早时的反射是由于微波窗入射和反射波相位未完全相消引起的, 进入稳定后反射微波场强很低, 说明微波窗表面未出现高密等离子体区域. 图6(b)给出的外表面电子数密度随时间演化关系证明了上述结论, 可以看出, 随着入射微波场强的降低, 电离频率得以降低, 可以达到微波窗外表面等离子体密度的增长速度放缓, 密度峰值下降的目的; 只要入射微波脉冲结束时, 等离子体区域尚未达到高密值($\omega_p \sim \omega$), 输出微波脉宽就不会被缩短. 图7给出了避免输出微波脉冲缩短的另一种

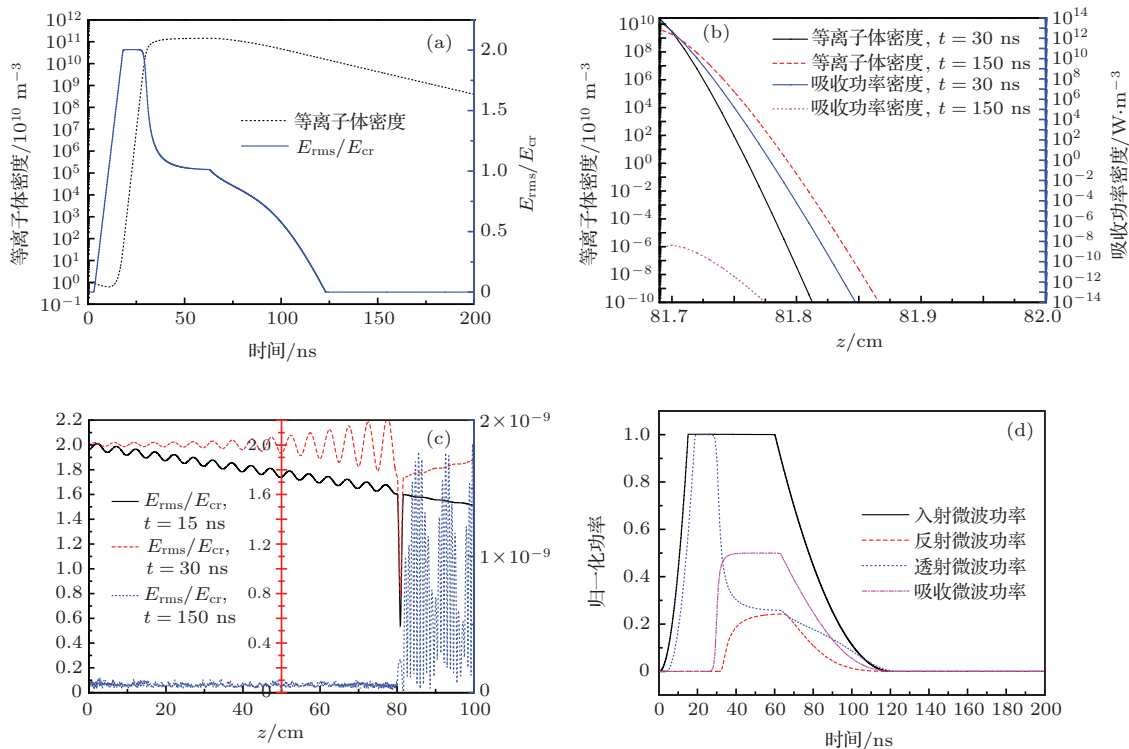


图4 (网刊彩色) 脉冲波运行下的微波窗外表面闪络击穿物理图像 (a) 外表面电子数密度及均方根场强; (b) 电子数密度及吸收功率密度空间分布; (c) 不同时刻的均方根场强空间分布; (d) 入射、反射、透射及吸收功率波形

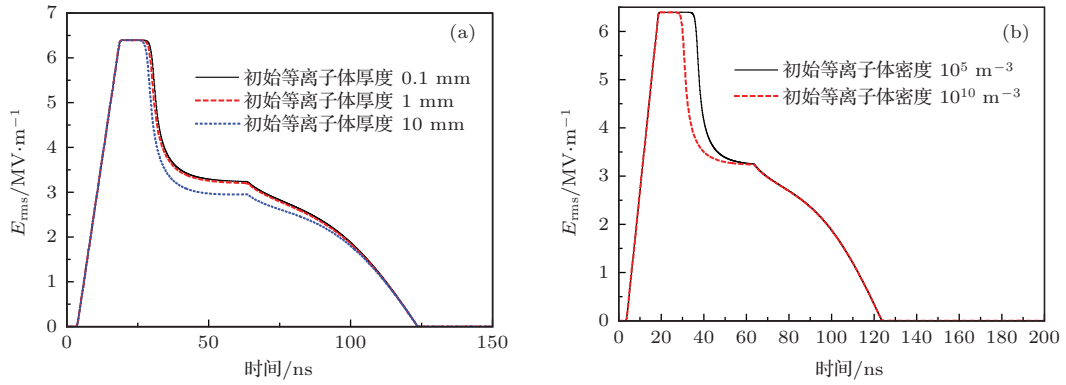


图5 初始等离子体厚度及密度对透射场强波形的影响 (a) 不同初始等离子体厚度; (b) 不同初始等离子体密度

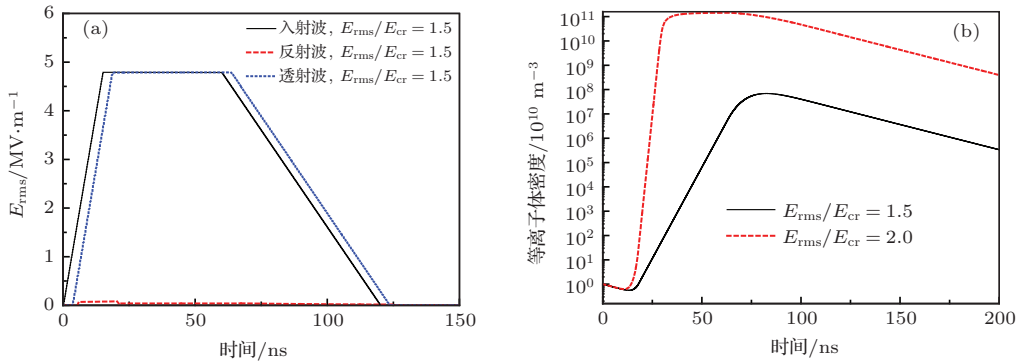


图6 未出现输出微波脉冲缩短现象 (降低微波场强) (a) 透射场强波形; (b) 外表面电子数密度随时间演化关系

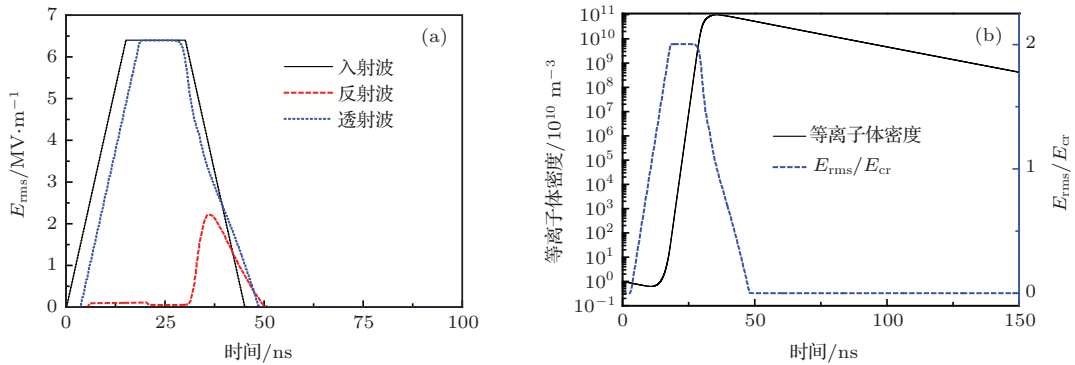


图7 未出现明显输出微波脉冲缩短现象 (缩短微波脉冲) (a) 透射场强波形; (b) 外表面电子数密度随时间演化关系

方案——通过缩短入射微波脉冲宽度的相关物理图像. 图7(a)给出了透射微波脉冲时域波形. 可以看出: 通过缩短入射微波脉冲, 透射微波脉冲未形成明显脉冲缩短现象, 但是脉冲后沿还是发生了缩短现象, 通过反射微波脉冲可以看出入射微波下降沿, 反射明显增强. 此现象表明: 高密等离子体区域已经出现. 图7(b)给出的外表面电子数密度随时间演化关系证明了上述结论, 可以看出, 微波窗外表面等离子体密度峰值达到了高密值(约 10^{21} m^{-3}), 但由于高密等离子体区域形成需要时间, 只要入射微波脉冲时间足够短, 输出微波脉冲

就可以在高密等离子区域形成前透过微波窗, 从而避免输出微波脉冲缩短.

4 高功率微波窗内表面闪络击穿流体模拟结果

利用自编的高功率微波窗沿面闪络击穿一维电磁流体耦合程序, 研究窗体内表面(即与大气隔离一侧, 初始时为真空, 随着次级电子倍增效应导致微波窗内表面释放气体分子, 由于释气是个复杂的动态过程, 所以气压难以确定)的沿面闪络击穿

物理过程. 设置初始等离子体密度为 10^{10} m^{-3} , 厚度为 0.1 mm , 位于窗体内表面 (800.1 mm 处); 等离子体密度在窗体内表面边界处连续, 即 $n_e(t, z = 800.1 \text{ mm}) = n_e(t, z = 800.0 \text{ mm})$.

4.1 强释气下的微波窗内表面闪络击穿过程

参数设置: 连续波运行, 入射波上升前沿时间 15 ns , 假定此时微波窗内表面释气压强为 760 Torr (强释气情况), 其对应大气击穿场强阈值 $E_{cr} = 3.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$, 取微波场强幅值 $E_{rf0} = 9.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ (对应 $E_{rms}/E_{cr} = 2$), 对比研究其不同于 1 个大气压下的微波窗外表面击穿物理过程.

强释气下的微波窗内表面闪络击穿数值模拟结果如图 8 所示. 从图 8(a) 可以看出, 140 ns 以前的微波窗内表面电子数密度和均方根场强随时间演化关系与图 3(a) 的微波窗外表面闪络击穿情况相同; 140 ns 以后, 微波窗内表面等离子体密度迅速降低, 内表面处的均方根场强随后开始出现振荡关系. 内表面等离子体密度迅速降低的原因在于: 不同于外表面闪络击穿, 内表面附近电离产生了多根高密等离子体丝, 其迅速降低了内表面场强, 导致电离频率迅速降低, 使得内表面等离子体的复合过程占据主导 (内表面电子被复合), 而高气压下

的扩散效应较弱也使得远离窗体内表面的电子短时间无法到达内表面, 因此内表面等离子体密度在输出微波脉冲缩短到截断过程中是迅速降低的. 图 8(b) 给出了不同时刻均方根场强与电子数密度空间分布情况, 可以看出, 在窗体内表面击穿闪络过程达到稳定后, 微波窗前部区域 ($z < 800.1 \text{ mm}$) 均方根场强呈现驻波分布, 波长为微波波长的 $1/2$; 与外表面击穿闪络情况不同, 驻波的波节和波腹位置并非固定不变, 而是交替变化的, 且最后波节位置随时间演化向波源位置前进; 窗体内表面附近形成的等离子体呈现“丝化”分布, 随时间沿着波源方向前进, 且靠近波源近的区域等离子体密度高, 相邻等离子体丝的间距大约 $1/4$ 微波波长. 从图 8(c) 可以看出: 虽然等离子体密度高 (约 10^{21} m^{-3}), 但厚度极薄 (单个丝约 mm 量级), 且扩散速度缓慢, 因此微波场 (波长 10 cm) 可以穿透该若干个高密极薄等离子体, 具体表现为吸收微波功率密度分布覆盖距离波源位置近的等离子体区域. 图 8(d) 给出了入射、反射、透射及吸收功率波形, 可以看出, 与外表面相似的是微波窗内表面发生闪络击穿后, 输出微波 (透射波) 产生了明显的输出脉冲缩短现象, 输出平顶脉宽仅约 15 ns ; 不同的是内表面闪络击穿稳定后, 输出微波功率、反射功率、吸收功率波形随时间呈现振荡关系, 原因是由于内表面附近形成

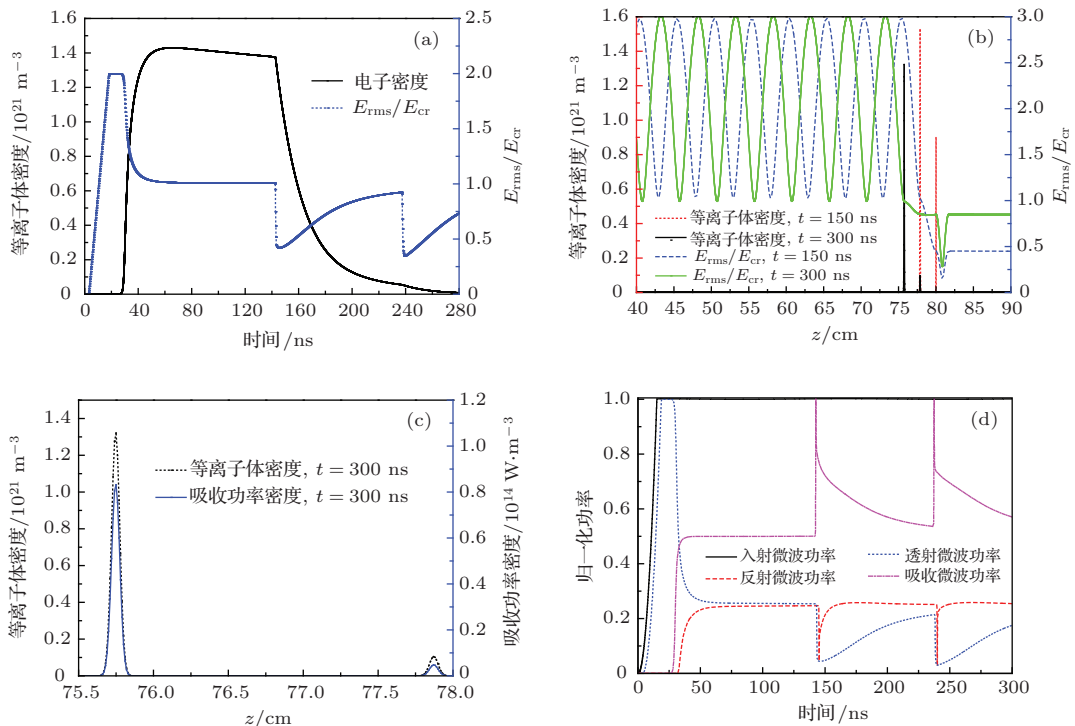


图 8 (网刊彩色) 强释气下的微波窗内表面闪络击穿物理图像 (a) 内表面电子数密度及均方根场强; (b) 均方根场强与电子数密度的空间分布; (c) 电子数密度与吸收功率密度的空间分布; (d) 入射、反射、透射及吸收功率波形

的等离子体区域沿波源方向前进导致其密度和位置变化,对微波产生相互作用造成的结果;相对外表面闪络击穿,内表面闪络击穿稳定后,输出微波功率占入射微波功率的25%以下,反射微波功率占入射微波功率的25%以下,50%以上的功率被等离子体吸收。

4.2 弱释气、低场强下的微波窗内表面闪络击穿过程

参数设置:连续波运行,入射波上升前沿时间15 ns,假定此时微波窗内表面释气压强为7.6 Torr(弱释气情况),其对应该气压下的击穿场强阈值 $E_{cr} = 34.626 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$,取微波场强幅值 $E_{rf0} = 0.1469 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ (对应 $E_{rms}/E_{cr} = 3$),对比研究其不同于1个大气压下的微波窗内表面击穿物理过程。

弱释气、低场强下的微波窗内表面闪络击穿数值模拟结果如图9所示。从图9(a)可以看出,相对大气压下的微波窗内表面击穿物理过程,弱释气、低场强下的微波窗内表面闪络击穿过程,透射波平顶时间有所延长(脉冲缩短效应减弱),但最终出现输出微波脉冲全部截断的现象;微波窗内表面等离子体密度增长速度较为缓慢,280 ns左右(对应 $E_{rms}/E_{cr} = 1$)达到峰值后开始缓慢降低。缓慢

降低的原因在于不同于内表面强释气闪络击穿过程中,迅速降低的内表面场强虽然导致电离频率迅速降低,使得内表面等离子体的复合过程占据主导(内表面电子被复合),但在低气压下的扩散效应较强,使得远离窗体内表面的电子快速到达内表面,因此内表面等离子体密度在输出微波脉冲缩短到截断过程中是缓慢降低的。图9(b)给出了不同时刻均方根场强与电子数密度空间分布情况,可以看出,与大气压下的微波窗内表面击穿物理过程相同的是,在窗体内表面击穿闪络过程达到稳定后,微波窗前部区域($z < 80.1 \text{ mm}$)均方根场强呈现驻波分布,波长为微波波长的1/2,驻波的波节和波腹位置是交替变化的,且最后波节位置随时间演化向波源位置前进;等离子区域随时间沿着波源方向前进,且靠近波源近的区域等离子体密度高(约 10^{18} m^{-3}),相邻等离子体带的间距大约1/4微波波长;与大气压下的微波窗内表面击穿物理过程不同的是,窗体内表面附近形成的等离子体呈现的是带状分布(mm—cm)(比丝宽),这是由于低气压下的等离子体扩散效应强于高压情况导致的,由此引发的低气压下等离子体厚度大于高压情况,其与微波场相互作用后(吸收/反射)使得输出微波脉冲最终完全被截止。从图9(c)可以看出:由于等离子体较厚,且扩散速度较快,因此微波场(波长10 cm)只

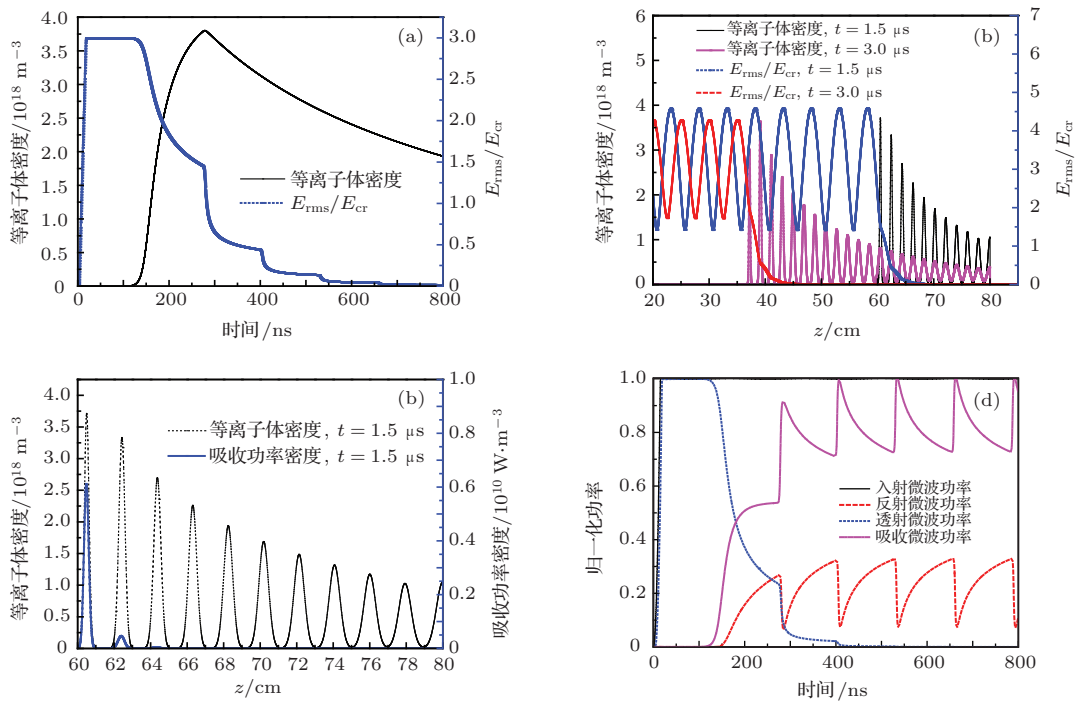


图9 (网刊彩色)弱释气、低场强下的微波窗内表面闪络击穿物理图像 (a)内表面电子数密度及均方根场强;(b)均方根场强与电子数密度空间分布;(c)电子数密度与吸收功率密度空间分布;(d)入射、反射、透射及吸收功率波形

能穿透离波源位置较近的少数等离子体带,主要的吸收功率区域就集中在这些区域.图9(d)给出了入射、反射、透射及吸收功率波形,可以看出,与高压内表面击穿相似的地方是微波窗内表面发生闪络击穿后,输出微波(透射波)产生了明显的输出脉冲缩短现象,且闪络击穿稳定后,输出微波功率、反射功率、吸收功率波形随时间均呈现振荡关系;不同的是输出平顶脉宽达到约150 ns左右,脉冲缩短效应得到了改善,内表面闪络击穿稳定后,输出微波脉冲最终截止,反射微波功率占入射微波功率的20%以下,80%以上的功率被等离子体吸收.

4.3 弱释气、高场强下的微波窗内表面闪络击穿过程

输出窗内表面沿面闪络击穿过程中,往往发生在弱释气(0.1—10 Torr)但高场强(约MV·m⁻¹)的

环境下,因此需要研究该情况下的物理过程.

参数设置:连续波运行,入射波上升前沿时间1.5 ns,假定此时微波窗内表面释气压强为7.6 Torr(弱释气情况),其对应该气压下的击穿场强阈值

$$E_{cr} = 34.626 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1},$$

取微波场强幅值

$$E_{rf0} = 2.82 \text{ MV} \cdot \text{m}^{-1}$$

(对应 $E_{rms}/E_{cr} = 57.6$),对比研究其不同于弱释气、低场强下的微波窗内表面击穿物理过程.

由于 $E_{rms}/E_{cr} = 57.6$,远大于2.3节电离频率 ν_1 计算时的场强上限 ($E_{rms}/E_{cr} \leq 3$) 使用范围,因此对于低气压、高场强下的电离频率计算,需要引入新的经验拟合公式,这里我们使用的是美国海军实验室Ali研究小组^[18]相关成果,如下所示:

$$\nu_1/P = \begin{cases} [1.45 + 0.01(E_{eff}/P)^{3/2}] \times 2.5 \times 10^7 \cdot \exp(-208P/E_{eff}) & 1 \leq E_{eff}/P < 30 \\ [1.32 + 0.054(E_{eff}/P)] \times 10^7 \cdot \exp(-208P/E_{eff}) & 30 \leq E_{eff}/P \leq 54 \\ [5.0 + 0.19(E_{eff}/P)] \times 10^7 \cdot \exp(-273.8P/E_{eff}) & 54 \leq E_{eff}/P \leq 120 \\ 54.08 \times 10^6 \cdot (E_{eff}/P)^{1/2} \cdot \exp(-359P/E_{eff}) & 120 < E_{eff}/P \leq 3000 \end{cases}, \quad (11)$$

$$E_{eff} = \frac{E_{rms}}{100} \sqrt{\frac{\nu_c^2}{\omega^2 + \nu_c^2}}, \quad (12)$$

其中, E_{eff} 为有效场强,单位为V·cm⁻¹;其他物理量定义及单位如前文所述.

弱释气、高场强下的微波窗内表面闪络击穿数值模拟结果如图10所示.图10(a)给出了2.3节电离频率与(11)式电离频率的计算差别.可以看出, $E_{rms}/E_{cr} \leq 3$ 范围内,二者差别不大,计算的电离频率在一个量级以内; $E_{rms}/E_{cr} > 3$ 范围,最大误差达到6个数量级.因此,我们采用(11)式计算低气压、高场强下的电离频率.图10(b)给出了放电击穿稳定后均方根场强与电子数密度的空间分布,可以看出,在窗体内表面击穿闪络过程达到稳定后,微波窗前部区域 ($z < 800.1 \text{ mm}$) 均方根场强呈现驻波分布,波长为微波波长的1/2,驻波的波节和波腹位置是交替变化的,且最后波节位置随时间演化向波源位置前进;等离子区域随时间沿着波源方向前进,等离子体区域为块状分布(约cm量级),低气压、高场强下,等离子体传播速度 $v = 2\sqrt{D_{eff}\nu_1}$ 很大,由此引发的等离子体的快速扩散效应,导致

无法区分等离子体的细致构型,作为块状出现的等离子体其厚度远大于低气压、低场强情况,其与微波相互作用后(吸收/反射)使得输出微波脉冲很快就被完全截止,均方根场强到达距等离子体较近处后衰减为零.图10(c)为击穿前的均方根场强空间分布,可以看出,7.5 ns左右就已经开始出现闪络击穿现象,此时微波窗后方的透射微波均方根场强已降为零.从图10(d)可以看出,5.25 ns(吸收功率最大时刻),吸收微波功率密度区域几乎位于整个等离子体区域,此时等离子体区域较薄(约mm量级),入射微波可以部分穿透.图10(e)给出了稳定击穿时的电子数密度与吸收功率密度的空间分布情况,可以看出,击穿达到稳定时,吸收微波功率密度区域仅仅位于等离子区域前沿位置,因为此时等离子体区域很厚(约cm量级),入射微波无法透过等离子体区域,导致输出微波截止.图10(f)给出了入射、反射、透射及吸收功率波形,可以看出,与弱释气、低场强内表面击穿相比,弱释气、高场强下

微波窗内表面闪络击穿导致的输出微波(透射波)脉冲缩短现象更加严重,输出微波脉宽极短,吸收功率峰值与透射微波功率峰值基本重合;闪络击

穿稳定后,输出微波完全截止,吸收功率随之快速降低,此时,反射微波功率占入射微波功率的90%左右,10%左右的功率被等离子体吸收。

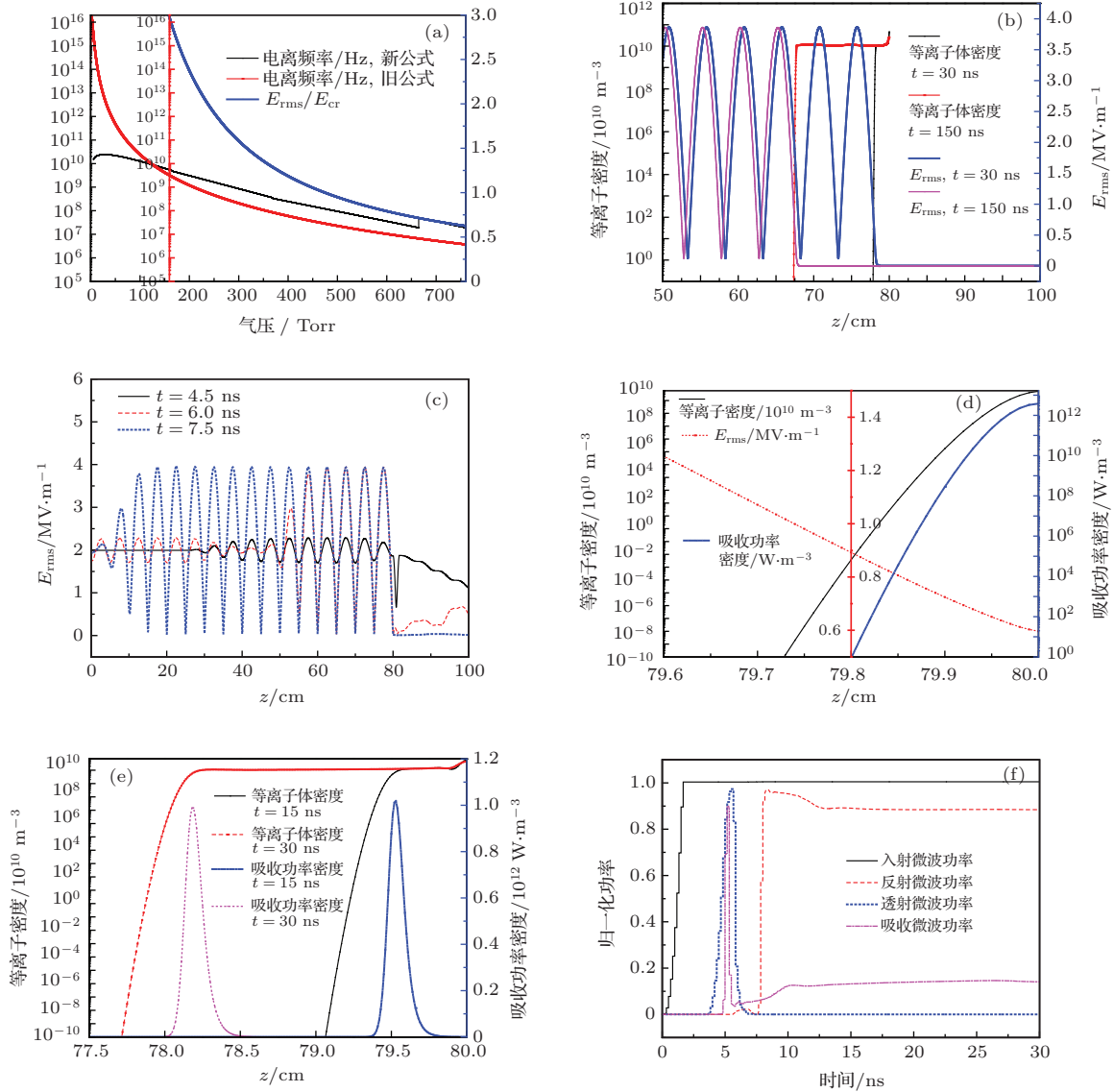


图10 (网刊彩色)弱释气、高场强下的微波窗内表面闪络击穿物理图像 (a) 电离频率随气压变化规律; (b) 均方根场强与电子数密度空间分布; (c) 均方根场强空间分布随时间演化; (d) 5.25 ns 吸收功率密度空间分布; (e) 电子数密度与吸收功率密度空间分布; (f) 入射、反射、透射及吸收功率波形

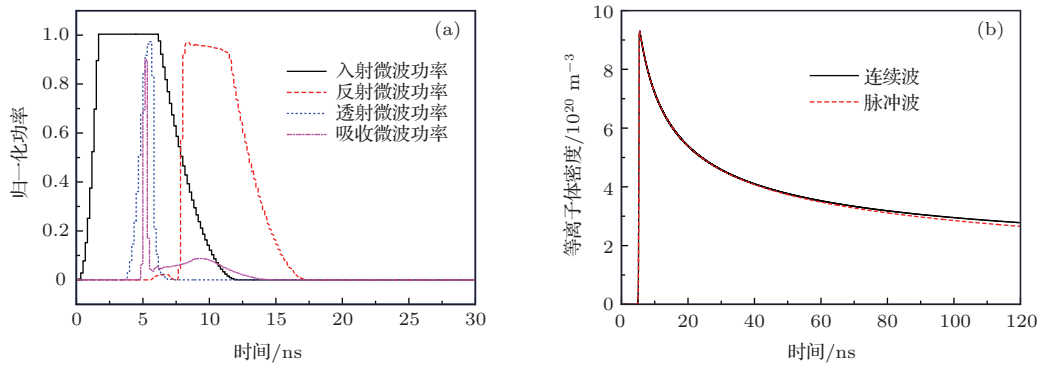


图11 (网刊彩色)脉冲运行下弱释气、高场强下的微波窗内表面闪络击穿物理图像 (a) 入射、反射、透射及吸收功率波形; (b) 内表面电子数密度随时间的演化关系

图 11 给出了脉冲运行下弱释气、高场强下的微波窗内表面闪络击穿物理图像. 从图 11 (a) 可以看出, 输出微波脉冲发生了明显缩短, 反射波形基本为入射波形的延时结果; 图 11 (b) 给出了脉冲波和连续波运行下内表面电子数密度随时间的演化关系, 可以看出, 由于较厚的等离子体对微波的屏蔽作用, 所以无论是连续波还是脉冲波, 窗体内表面处的场强几乎为零, 使得内表面等离子体的复合过程占据主导 (内表面电子被复合), 但是低气压下的扩散效应较强, 使得远离窗体内表面的电子快速补充到内表面, 因此内表面等离子体密度在输出微波脉冲缩短到截断过程中是缓慢降低的.

5 结 论

本文首先建立了描述电磁场与等离子体相互作用的理论模型, 包括含源项的 Maxwell 方程、考虑等离子体内碰撞过程的电子 Newton-Lorentz 方程以及等离子体密度控制方程. 其次, 根据理论模型, 利用电磁场 FDTD 方法与等离子体流体模型相结合, 编制了一维电磁场与等离子体流体耦合程序, 对 3 GHz 微波窗内外表面闪络击穿物理过程进行了数值模拟研究. 外表面闪络击穿研究表明: 输出微波脉宽缩短 (未完全截止), 窗体前均方根场强呈驻波分布, 波节与波腹位置不变, 窗体外表面形成一层高密 (约 10^{21} m^{-3}) 极薄 (约 mm) 等离子体 (扩散缓慢), 入射波可部分透过该薄层等离子体, 该过程中等离子体的吸收效应大于反射效应; 降低初始等离子体密度、厚度、入射波场强及缩短入射波脉宽等方式, 可不同程度地改善输出脉宽缩短效应. 最后, 数值研究了微波窗内表面闪络击穿的物理过程. 内表面闪络击穿研究表明: 窗体前均方根场强亦出现驻波分布 (但波节与波腹位置随时间变化), 等离子体向波源方向运动; 强释气下, 输出脉宽缩短 (未完全截止), 形成多丝状高密 (约 10^{21} m^{-3}) 极薄 (约 mm) 等离子体区域 (扩散缓慢), 间距 $1/4$ 微波波长, 该过程中等离子体的吸收效应大于反射效应; 弱释气、低场强下, 脉宽缩短有所改善 (但最终截止), 形成多带状致密 (约 10^{18} m^{-3}) 略厚 (mm—cm) 等离子体区域 (扩散较快), 间距 $1/4$ 波长, 该过程中等离子体的吸收效应大于反射效应; 弱释气、高场强下, 脉宽缩短严重 (很快截止), 形成块状高密 (约 10^{21} m^{-3}) 较厚 (约 cm) 等离子体区域 (扩散迅速), 该过程等离子体的反射效应大于吸收效应.

综上, 微波窗外表面闪络击穿形成的等离子体高密较薄 (向外扩散缓慢, 可部分透射微波), 脉冲缩短主要源于等离子体的吸收效应. 而对于微波窗内表面闪络击穿 (我们主要关心的弱释气、高场强情况下) 形成的等离子体高密且较厚 (向内扩散迅速), 该过程相对微波窗外表面闪络击穿, 脉冲缩短更加严重, 其主要源于快速形成的较厚等离子体区域产生的反射效应. 下一步我们将利用粒子模拟技术^[19], 对空气、表面释气分子电离参数进一步标定, 验证、修正与完善相关经验公式, 进一步深化机理认识.

参考文献

- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High-Power Microwaves Sources and Technologies* (New Jersey: IEEE Press) p-p325-375
- [2] Neuber A A, Edmiston G F, Krile J T, Krompholz H, Dickens J C, Kristiansen M 2007 *IEEE Trans. Magn.* **43** 496
- [3] Stephens J, Beeson S, Dickens A, Neuber A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 112111
- [4] Ford P J, Beeson S R, Krompholz H G, Neuber A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073503
- [5] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [6] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
- [7] Chang C, Liu G, Tang C, Chen C, Fang J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055702
- [8] Cai L B, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3268 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2009 物理学报 **58** 3268]
- [9] Hao X W, Song B P, Zhang G J, Qiu S, Huang W H, Qin F, Jin X 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 16 (in Chinese) [郝西伟, 宋佰鹏, 张冠军, 秋实, 黄文华, 秦风, 金晓 2012 强激光与粒子束 **24** 16]
- [10] Zhang H B, Yang J H, Cheng G X, Li G L, Shu T 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 1189 (in Chinese) [张慧博, 杨建华, 程国新, 李国林, 舒挺 2013 强激光与粒子束 **25** 1189]
- [11] Zhao P C, Liao C, Yang D, Zhong X M, Lin W B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 055101 (in Chinese) [赵朋程, 廖成, 杨丹, 钟选明, 林文斌 2013 物理学报 **62** 055101]
- [12] Dong Y, Dong Z W, Zhou Q H, Yang W Y, Zhou H J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 027901 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 周前红, 杨温渊, 周海京 2014 物理学报 **63** 027901]
- [13] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 231502
- [14] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 151504
- [15] Zhou Q H, Dong Z W, Chen J Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 125202 (in Chinese) [周前红, 董志伟, 陈京元 2011 物理学报 **60** 125202]

- [16] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M, Sirigiri J, Temkin R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 035003
- [17] Taflove A, Hagness S 2005 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (3rd Ed.) (Norwood: Artech House) pp51–105
- [18] Ali A W 1988 *Laser and Particle Beams.* **6** 105
- [19] Dong Y, Dong Z W, Zhou Q H, Yang W Y, Zhou H J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 067901 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 周前红, 杨温渊, 周海京 2014 物理学报 **63** 067901]

Numerical investigation on high power microwave flashover and breakdown on inner and outer surface of output-window by EM-fluid simulation*

Dong Ye[†] Zhou Qian-Hong Yang Wen-Yuan Dong Zhi-Wei Zhou Hai-Jing

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

(Received 12 April 2014; revised manuscript received 22 May 2014)

Abstract

In this paper, an electromagnetic-field FDTD method coupled with plasma fluid model is put forward to investigate the different physical phenomena of high power microwave (HPM) flashover and breakdown on inner and outer surface of output-window. Based on the above theoretical models, a one-dimensional (1D) electromagnetic field and plasma interaction code is programmed by authors. By using the code, the HPM flashover and breakdown on inner and outer surface of output-window are simulated. The numerical results could be concluded as follows. For flashover and breakdown on outer surface, output microwave pulse is shortened without cut-off; there is a standing-wave distribution of electric field RMS (Root-Mean-Square) value before the window with fixed-positions of wave nodes and antinodes; there is a ultra-high-density ($\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$) and ultra-thin ($\sim \text{mm}$) plasma shell with slow diffusion, microwave could penetrate the plasma-shell partly; the shortening of output microwave is caused by plasma absorption mostly. The output pulse of microwave could be lengthened by reducing the initial density or depth of plasmas; the other way is to shorten incident microwave pulse or reduce the value of incident microwave power. For flashover and breakdown on inner surface, there is also a standing-wave distribution of electric field RMS value before the window but the positions of wave nodes and antinodes vary with time; the plasma region moves toward the microwave source; with strong-outgassing, output microwave pulse is shortened without cut-off, there are “thread-like” ultra-high-density ($\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$) and ultra-thin ($\sim \text{mm}$) plasma regions with slow diffusion, the distance between two “thread-like” regions is about a quarter of microwave wavelength, the shortening of output microwave is caused by plasma absorption mostly; with weak-outgassing and low electric field value, the output pulse of microwave is lengthened but cut-off finally, there are “belt-like” high-density ($\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$) and thin (mm–cm) plasma regions with fast diffusion, the distance between two “belt-like” region is about a quarter of microwave wavelength, the shortening of output microwave is caused by plasma absorption mostly; with weak-outgassing and high electric field value, output pulse of microwave is cut-off quickly, “block-like” diffuse ultra-high-density ($\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$) and deep ($\sim \text{cm}$) plasma regions are formed with very fast diffusion, and the shortening of output microwave is caused by plasma reflection mostly.

Keywords: high power microwave output-window, flashover and breakdown, electromagnetic-field finite difference in time domain method, plasma fluid model

PACS: 52.80.Pi, 52.40.Db, 51.50.+v, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.185206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305015, 11105018, 61201113, 11371067), and the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012B0402064).

[†] Corresponding author. E-mail: dongye0682@sina.com