

## 垂直相交高功率微波大气击穿的理论研究\*

周前红<sup>†</sup> 董志伟

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2013年1月28日收到; 2013年6月26日收到修改稿)

将描述电磁波的 Maxwell 方程组和简化的等离子体流体方程组耦合数值求解, 对垂直相交高功率微波电离大气产生等离子体的过程进行了模拟研究. 对于相干 (同频) 垂直相交高功率微波束, 只有当初始自由电子出现在 (或到达) 强场 (干涉加强) 处, 自由电子才会被加速并与本底气体发生碰撞电离, 在放电的开始阶段, 等离子体区域主要沿着强场区运动, 并逐渐形成一个由分立的丝状等离子体组成的带状区域. 这个带状等离子体区域足够长以后, 由于其对电磁波的吸收和反射, 其将等离子体两侧的两束微波分割开. 随着时间的推移, 在等离子体附近的强场区, 不断出现新的等离子体带. 比较发现, 当其他条件相同时, 相干微波束产生的等离子体区域比非相干微波束大.

**关键词:** 相交高功率微波束, 大气击穿

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

**DOI:** 10.7498/aps.62.205202

## 1 引言

随着脉冲功率技术水平和高功率微波 (HPM) 源器件输出功率的不断提高, HPM 的产生和应用不可避免地遇到大气击穿<sup>[1,2]</sup>. 近些年, HPM 大气击穿问题不断受到人们的关注. HPM 源窗口附近大气击穿会造成 HPM 产生但不能有效输出; 传输过程中的大气击穿会造成 HPM 脉冲的尾蚀, 使能量不能有效到达预定目标. 另一方面, 大气击穿所形成的等离子体也为 HPM 提供了更广阔的应用前景. 例如, 人们利用高增益天线辐射强大的 HPM 交变电场, 将大气中本底自由电子加速, 使其获得足够的动能与中性氮、氧等分子发生碰撞实现碰撞电离, 达到电子的雪崩式增长, 从而形成较高电子数密度的等离子体, 在焦斑处形成高电子数密度的人造电离层 (artificial ionized layer, AIL)<sup>[3,4]</sup>. 这种人造电离层可以用作外来电磁波 (雷达波, 无线电波) 的吸收器或无线电波的反射、折射器<sup>[5]</sup>. 对不同波长的外来电磁波的吸收、反射或折射, 要求人造电离层有相应大小的电子数密度和厚度. 这种人造电

离层在重点目标“隐身”保护、阻断或干扰侦察、成像、通讯卫星链路等方面具有重要的军事应用潜力<sup>[6]</sup>. 另外, 对于地球上空的臭氧层空洞, 已有的研究表明, 可以使用类似产生人造电离层的方法在平流层中产生人造臭氧层<sup>[3]</sup>, 俄罗斯的研究小组已经开展了这方面的实验研究<sup>[3,7]</sup>. 由于单台 HPM 功率极限的限制, 要在一定高度的大气中形成人造电离层、臭氧层等大面积等离子体区域, 需要使用多束重复频率 HPM 脉冲在大气的预定区域会聚相交、功率叠加 (相干或非相干功率合成), 才能使 HPM 的场强超过大气击穿阈值, 实现大气电离.

虽然从 20 世纪 40 年代开始, 人们不断开展微波气体电离的研究. 但早期研究主要集中在测量和计算不同气压、微波频率、脉宽下的气体击穿阈值<sup>[1,8]</sup>. 近几年, 在实验和理论上研究了单束微波电离大气形成等离子体的区域结构和运动过程<sup>[9-17]</sup>. 2011 年, 我们也对不同气压下的等离子体区域形状及运动过程进行了理论分析<sup>[18]</sup>, 并详细研究了参数对等离子体放电区域形状结构的影响<sup>[19]</sup>. 虽然单束 HPM 放电形成的等离子体区域形状结构及运动规律在近几年被广泛地研究, 但目前还没有发现

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11105018)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328904) 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.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zqh2002@gmail.com

相交 HPM 束电离大气形成等离子体过程的理论研究.

本文将二维 Maxwell 方程组和简化的等离子体流体方程耦合数值求解, 对两束垂直相交 HPM 电离大气形成等离子体的过程进行详细的研究, 计算所使用的物理模拟和数值程序已经通过和实验比较得到了验证<sup>[18,19]</sup>.

## 2 理论模型

微波电离大气过程中, 总电场应为外部高频微波场和电离过程中空间电荷分离产生的直流或低频场的叠加. 高频微波场对电子的加热及碰撞电离起决定作用, 但带电粒子的迁移过程主要受直流或低频场的影响. 当等离子体的空间尺度远大于德拜长度  $\lambda_D = (\epsilon_0 k T_e / e^2 n)^{1/2}$  时, 电荷的空间分离效应可以用双极扩散系数  $D_a$  来考虑. 由于重离子(中性粒子及离子)的质量远大于电子质量, 在电离的过程中只需要考虑电子的输运. 电子数密度  $n_e$  的连续性方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_e) + v_i n_e. \quad (1)$$

如果扩散系数  $D$ , 电离频率  $v_i$  为常数, 方程(1)有二维解析解:

$$n_e = A t^{-1} \exp\left(v_i t - \frac{r^2}{4Dt}\right), \quad (2)$$

对任一给定时刻, (2) 式给出的空间分布为高斯分布. 等离子体区前沿速度为  $v = 2\sqrt{Dv_i}$ , 等离子体区域的特征密度梯度标长为  $L = \sqrt{D/v_i}$ <sup>[11]</sup>.

若  $L \gg \lambda_D$ , 则(1)式中  $D = D_a$ . 而对于等离子体区域边缘附近, 由于电子数密度很低, 电荷分离产生的空间电场对电子运动的影响远小于电子的热运动, 因此密度梯度标长  $L \ll \lambda_D$ , 电子扩散系数应为自由扩散系数, 即  $D = D_e$ . 考虑到电子在等离子体区边缘附近的自由扩散和等离子体区域内部的双极扩散, 可以使用如下的公式<sup>[11-13]</sup>

$$D = \frac{\alpha D_e + D_a}{1 + \alpha} \quad (3)$$

计算扩散系数, 其中  $\alpha = \lambda_D^2 / L^2$ . 显然(3)式对于  $\alpha \gg 1$  为自由扩散,  $\alpha \ll 1$  则为双极扩散.

微波在大气等离子体中的传播可用 Maxwell 方程组描述

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (5)$$

其中  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  分别为电场和磁场强度,  $\mathbf{J}$  为等离子体中的电流密度, 可由电子运动方程

$$m_e \frac{\partial (n_e \mathbf{v})}{\partial t} = -n_e e \mathbf{E} - v_c m_e n_e \mathbf{v}$$

得到  $\mathbf{J}$  的控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + v_c \mathbf{J} = \epsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}, \quad (6)$$

其中  $v_c$  为电子与中性粒子的碰撞频率,  $\omega_p = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$  为等离子体频率. 考虑黏附的电子数密度方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla n_e) + (v_i - v_a) n_e. \quad (7)$$

在计算中使用的各参数选取如下<sup>[20]</sup>:  $v_c = 5.9 \times 10^9 p$  [Torr] ( $1 \text{ Torr} = 133.322 \text{ Pa}$ ),  $v_a = 6 \times 10^4 p$  [Torr],  $v_i = 6 \times 10^4 p$  [Torr]  $\times (E_{\text{rms}} / E_{\text{cr}})^{5.33}$ ,  $p$  为压强,  $E_{\text{rms}}$  为电场的均方根值,  $E_{\text{cr}}$  为微波击穿 ( $v_i = v_a$ ) 的场强阈值.  $D_e = 30/p$  [Torr],  $D_a = 0.15/p$  [Torr]. 为了分析微波频率和压强的影响, 将时空坐标分别使用频率和波长无量纲化:  $\bar{\nabla} = \lambda \nabla$ ,  $\bar{\Delta} = \lambda^2 \Delta$ ,  $\bar{t} = ft$ , 其中  $\lambda$  和  $f$  分别为微波波长和频率; 求解变量无量纲化为  $\bar{\mathbf{E}} = \mathbf{E} / E_{\text{cr}}$ ,  $\bar{n}_e = n_e / n_c$ ,  $\bar{\mathbf{B}} = c \mathbf{B} / E_{\text{cr}}$ ,  $\bar{\mathbf{J}} = \mathbf{J} / \epsilon_0 f E_{\text{cr}}$ , 其中  $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ . 于是可将(4)–(7)式无量纲化为

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial \bar{t}} = -\bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{E}}, \quad (8)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{J}} + \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial \bar{t}}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{J}}}{\partial \bar{t}} + \bar{v}_c \bar{\mathbf{J}} = \bar{n}_e \bar{\mathbf{E}}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{n}_e}{\partial \bar{t}} = \bar{D} \bar{\Delta} \bar{n}_e + (\bar{v}_i - \bar{v}_a) \bar{n}_e, \quad (11)$$

其中各无量纲化的参数为:  $\bar{v}_i = v_i / f$ ,  $\bar{v}_a = v_a / f$ ,  $\bar{v}_c = v_c / f$ ,  $\bar{D} = D_{\text{eff}} f / c^2$ , 可以发现, 方程中的参数只取决于  $p/f$  (正比于  $v_c/f$ ) 及  $E/E_{\text{cr}}$ . 这在物理上是容易理解的, 因为电子每次碰撞之间从电场中获得的平均能量取决于有效场强  $E/E_{\text{cr}}$  及  $v_c/f$ .

本文使用直接积分有限时域差分 (DI-FDTD) 法<sup>[21]</sup> 对 Maxwell 方程组(8)和(9)式及电流密度控制方程(10)式进行求解, 电磁波使用单轴各向异性完全匹配层 (UPML) 吸收边界. 使用总场 - 散射场方法加入平面波<sup>[22]</sup>. 对于所研究的问题, 在时间尺度上等离子体高于电磁波约一到两个量级; 而在空间尺度上, 电磁波高于等离子体一到两个量级. 因此, 为了节约计算资源, 为电磁波空间步

长取为电子数密度的 7 倍. 首先根据电子数密度分布, 对方程 (8)—(10) 迭代一定微波周期 (如果是同频微波相交, 则为半个周期), 再根据方程 (11) 求解出电子数密度 (即对于同频微波相交, 等离子体的时间步长为半个微波周期), 如此反复. 由于氧气的电负性, 空气中的种子电子数很少, 因此假设初始计算区域初始时刻只有一个种子电子 (密度分布为  $\delta$  函数). 等离子体的相对介电常数为  $\epsilon = 1 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\nu_c)]$ , 当  $\omega_p^2 \ll \min(\omega^2 + \nu_c^2, \omega\nu_c)$  时, 等离子体对电磁波的散射可以忽略. 因此, 为了节约计算资源, 此时可以使用 (2) 式解析求解电子数密度.

设两束 HPM 电场方向都沿  $x$  方向, 计算平面取为  $yz$  面, 两束 HPM 波矢方向分别沿着  $y$  轴和  $z$  轴正方向, 两束电场随时空变化关系为  $E_{x1} = A_1 \cos[\omega_1(z/c - t)]$  和  $E_{x2} = A_2 \cos[\omega_2(y/c - t)]$ , 则叠加后的电场分布为

$$E_x = (A_1 - A_2) \cos[\omega_1(z/c - t)] + 2A_2 \times \cos\left[\frac{\omega_1 z - \omega_2 y - (\omega_1 - \omega_2)ct}{2c}\right] \times \cos\left[\frac{\omega_1 z + \omega_2 y - (\omega_1 + \omega_2)ct}{2c}\right]. \quad (12)$$

下面分别研究同频 (相干) 和不同频 (非相干) 相交情况下 HPM 电离大气形成等离子体的过程. 在此主要研究电子碰撞频率与微波频率的比值为  $\nu_c/f = 44.84$  的情况 (如果压强为一个标准大气压, 则对应的微波频率  $f = 100$  GHz). 对于其他  $\nu_c/f$  的情况只做简要的分析, 有关压强等参数对等离子体区域形状的影响可见文献 [19].

### 3 同频 HPM 电离大气形成等离子体的过程

若  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ,  $A_1 = A_2 = A$ , 则两束波相干叠加, 叠加电场分布为

$$E_x = 2A \cos[0.5k(z - y)] \cos[0.5k(z + y) - \omega t], \quad (13)$$

由 (13) 式可以发现, 等相位面平行于  $y = -z$ ; 等振幅面平行于  $y = z$ ; 最大振幅所在位置为  $y = z \pm n\lambda$ . 设两束入射波的无量纲场强均方根值为  $\bar{E}_{\text{rms}} = 1.4$  (对应叠加场  $\bar{E}_{\text{rms,max}} = 2.8$ ,  $\bar{E}_{\text{rms,min}} = 0$ , 如图 1 所示).

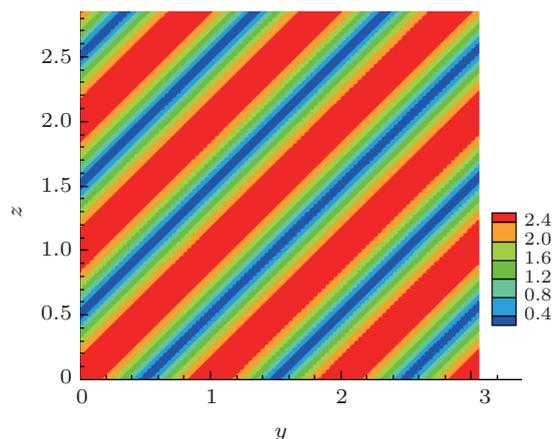


图 1 同频率、同电场方向、同振幅 (振幅都为 1.4) 微波垂直相交的场强振幅分布, 图中坐标已使用波长无量纲化

#### 3.1 初始电子位于场强最大值处的情形

由于大气本底自由电子数很少 [2], 考虑到初始电子的出现具有随机性, 我们首先研究初始电子位于场强最大值 (即  $\bar{E}_{\text{rms}} = 2.8$ ) 处的情况. 当初始电子数密度  $\bar{n}_e \ll 1$  时, 等离子体对电磁波的散射可以忽略, 此时可以解析求解 (11) 式. 因此为了节约计算时间, 取初始  $\bar{n}_e$  分布为最大值 0.01 的高斯分布, 高斯分布的半径 ( $\bar{n}_e$  降到  $1/e$ ) 为  $0.027\lambda$ . 图 2 为初始电子位于场强最大值处, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{\text{rms}}$  在不同时刻的分布. 可以发现, 由于电子所处场强较大, 电子很快被加速与本底气体发生碰撞, 在  $\bar{t} = 200$  (200 个微波周期) 时, 等离子体密度  $\bar{n}_e$  就达到 100 量级. 此时, 等离子体对电磁波的散射和吸收影响了微波场的均方根 (振幅) 分布, 并出现了许多  $E_{\text{rms}} > 3$  的小区域, 这些强场区域分布于  $y = z \pm n\lambda$  线簇上. 由于  $y = z \pm n\lambda$  ( $n \neq 0$ ) 线簇距离初始种子电子源距离较远, 种子电子需要较长时间才能通过扩散到达. 因此, 在  $\bar{t} < 5500$  时间内, 等离子体区域主要沿着  $y = z$  运动, 并逐渐形成一个由分立的丝状结构组成的带状等离子体区域, 如图 2(a)—(c) 所示, 在此称之为“等离子体丝带”. 从图 2(a)—(c) 还可以看出, 等离子体丝沿着直线  $y = z$  排列, 等离子体丝间距约为  $\lambda/4$ , 成丝的具体原因可见文献 [12, 14, 15] 或我们以前的工作 [18, 19]. “等离子体丝带”足够长以后, 由于其对电磁波的反射和吸收, 微波能透过其的能量很小, 即“等离子体丝带”将  $y$  方向和  $z$  方向传播的两束微波在其附近分割开, 如图 2(d) 所示. 故在等离子体丝带的右下与左上的小区域内, 场强

分布与单束微波斜入射到等离子体区域的情况基本相同. 此时在等离子体的右下和左上的小区域内, 由于等离子体与电磁波的相互作用, 强场位于  $y = z \pm 0.5\lambda$  (而不是开始的  $y = z \pm \lambda$ ) 线上, 如图 2(d) 所示. 当  $\bar{t} = 5600$  时, 等离子体经过长时间的扩散, 到达附近的强场区 ( $y = z \pm 0.5\lambda$ ), 并在强场的作用下形成新的等离子体区域, 如图 2(d) 所示. 新的等离子体区域沿着  $y = z \pm 0.5\lambda$  线不断发展, 形

成两条新的平行于  $y = z$  的“等离子体丝带”, 如图 2(e) 和 (f) 所示. 如果计算区域足够大, 随着时间的推移, 将有无数条间距为  $0.5\lambda/\sqrt{2}$  (在坐标轴上截距间隔  $0.5\lambda$ ) 的“等离子体丝带”出现. 若  $v_c/f$  数值不断减小, 等离子体丝带将不断过渡到等离子体带, 然后过渡到连续的等离子体区域, 具体原因可见文献 [19].

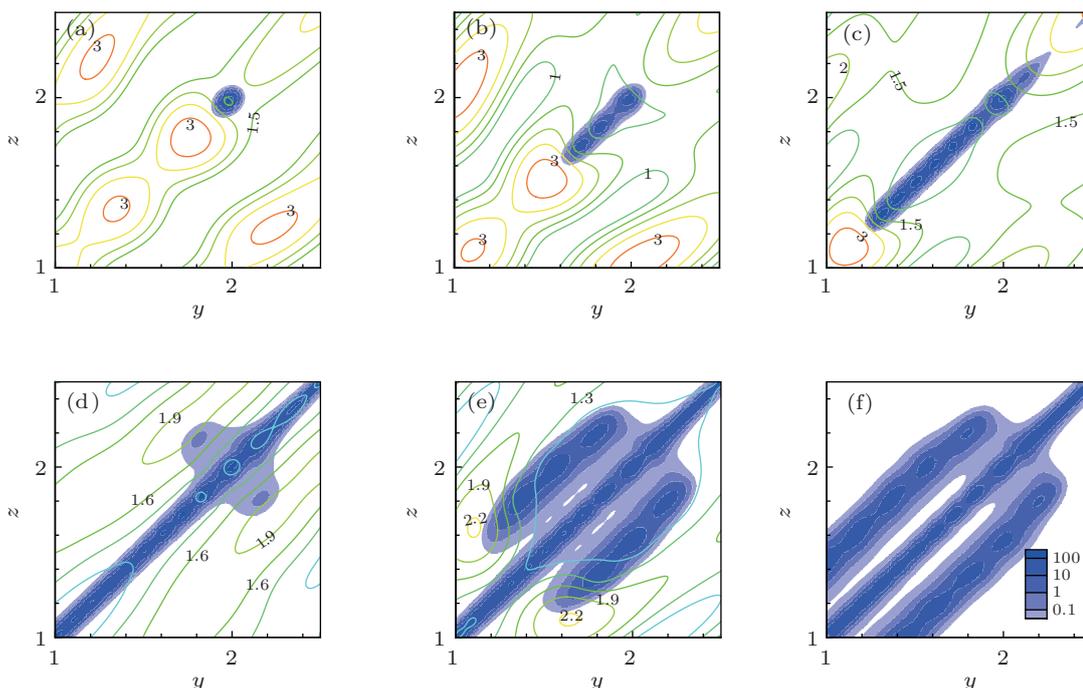


图 2 初始电子位于场强最大值处, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{rms}$  在不同时刻的分布. 图中的云图为  $\bar{n}_e$ , 等值线为  $\bar{E}_{rms}$ ; 各图对应的无量纲时间  $\bar{t}$  为: (a) 200; (b) 1200; (c) 3000; (d) 5600; (e) 8000; (f) 10000; 图中坐标已使用波长无量纲化

### 3.2 初始电子位于场强最小值处的情形

为了研究初始电子位于场强最小值处的情况, 仍然取初始种子电子位于  $y = z$  线上, 但取两束入射波在  $y = z$  线上相位差为  $\pi$ . 由于初始种子电子所在处场强很小 ( $\bar{E}_{rms} = 0$  附近), 种子电子无法通过电场加速实现碰撞电离, 而且还会由于黏附、扩散等作用不断减小, 在模拟时, 如果初始种子电子较小, 种子电子需要长时间的扩散才能达到强场区, 种子电子也会由于黏附等作用大量减少. 在此仍取  $\bar{n}_e$  分布为最大值 0.01 的高斯分布. 图 3 给出了初始电子位于场强最小值处, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{rms}$  在不同时刻的分布. 从图 3(a) 可以发现, 经过  $\bar{t} = 800$  时, 种子电子仍

然没有扩散到强场区 (即线  $y = z \pm 0.5\lambda$  附近的区域). 大约在  $\bar{t} = 1000$  时, 种子电子才能扩散到强场区域. 一旦种子电子达到强场区域, 由于电离倍增, 电子数密度会迅速增加, 并与电磁波发生相互作用, 此时等离子体的运动情况与种子电子位于场强区的情形基本相同, 等离子体区域同样先沿着强场区 ( $y = z \pm 0.5\lambda$ ) 运动, 如图 3(b) 所示. 从图 3(b) 和 (c) 可以看出, 与图 2 不同, 放电开始同时出现两条“等离子体丝带”, 且这两条“等离子体丝带”的间距为  $\lambda/\sqrt{2}$  (图 2“等离子体丝带”相距为  $0.5\lambda/\sqrt{2}$ ). 如果计算区域足够大, 在这两条“等离子体丝带”的右下和左上区域, 不断有新的“等离子体丝带”出现, 新出现的“等离子体丝带”间距为  $0.5\lambda/\sqrt{2}$ , 与 3.1 节中的相同.

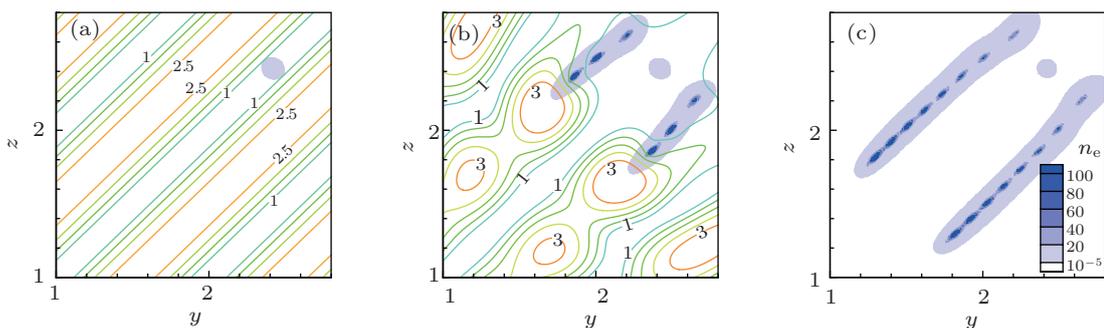


图3 初始电子位于场强最小值处, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{rms}$  在不同时刻的分布 图中的云图为  $\bar{n}_e$ , 等值线为  $\bar{E}_{rms}$ ; 各图对应的无量纲时间  $\bar{t}$  为: (a) 800; (b) 2000; (c) 4000; 图中坐标已使用波长无量纲化

需要指出的是, 在实际大气中, 本底电子非常稀少, 种子电子的出现具有很大的随机性, 不会在某个区域出现一个大量的种子电子. 因此, 严格来说, 图3的结果只有理论分析的意义. 实际大气中, 若在干涉相消的地方出现自由电子, 在该区域并不会导致电子倍增, 自由电子极可能会通过黏附等作用很快消失, 还有非常小的概率随机游走到强场区. 对于随机游走到强场区的种子电子情况, 其产生等离子体的过程应该符合3.1节描述的情况. 因此, 实验上出现图3的概率应趋近于零. 如果有大量的实验结果, 本段的推测应该会得到进一步的验证.

#### 4 非同频 HPM 电离大气形成等离子体的过程

下面讨论两束频率不同的微波相交的情况. 由(12)式, 如果两垂直相交微波束振幅相等, 而频率不等(非相干叠加), 则叠加场的时空变化为

$$E_x = 2A \cos \left[ \frac{\omega_1 z - \omega_2 y - (\omega_1 - \omega_2) ct}{2c} \right] \times \cos \left[ \frac{\omega_1 z + \omega_2 y - (\omega_1 + \omega_2) ct}{2c} \right],$$

可见, 空间任意一点的电场随时间变化类似一个

拍频的振动. 此时, 求场强均方根值的积分时间为  $2\pi/|\omega_1 - \omega_2|$ . 若两波频率相差较小, 则积分时间过长, 则电离频率等参数在整个积分区间可能发生变化. 为了减少场强均方根的积分时间, 这里取  $v_c/f_1 = 44.84$ ,  $v_c/f_2 = 89.68$ , 即  $f_1 = 2f_2$  (对应于一个大气压下,  $f_1 = 100 \text{ GHz}$ ,  $f_2 = 50 \text{ GHz}$ ). 此时, 计算场强均方根值的积分时间为  $2\pi/\omega_2$ . 两入射波无量纲化场强均方根值仍取为 1.4. 初始电子数密度和3.1节选取的相同.

对于非同频(非相干)的情况, 当等离子体对电磁波散射可忽略时(此时对应的等离子体频率满足  $\omega_p^2 \ll \min(\omega_2^2 + v_c^2, \omega_2 v_c)$ ), 整个计算区域无量纲化场强均方根值为恒定值  $1.4\sqrt{2}$ , 小于同频(相干)叠加时的最大值  $\bar{E}_{rms,max} = 2.8$ . 图4为非同频 HPM 相交情况下, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{rms}$  在不同时刻的分布. 考虑到电离频率与场强的5.33次方成正比, 可以发现图4中非相干叠加时的等离子体密度增长速度小于非相干情况. 通过比较图3(c)和4(c)可以发现, 在同样的时间内, 形成等离子体的区域也小于相干情况. 因此, 要利用 HPM 放电产生等离子体区域, 使用相干 HPM 束明显优于非相干 HPM 束.

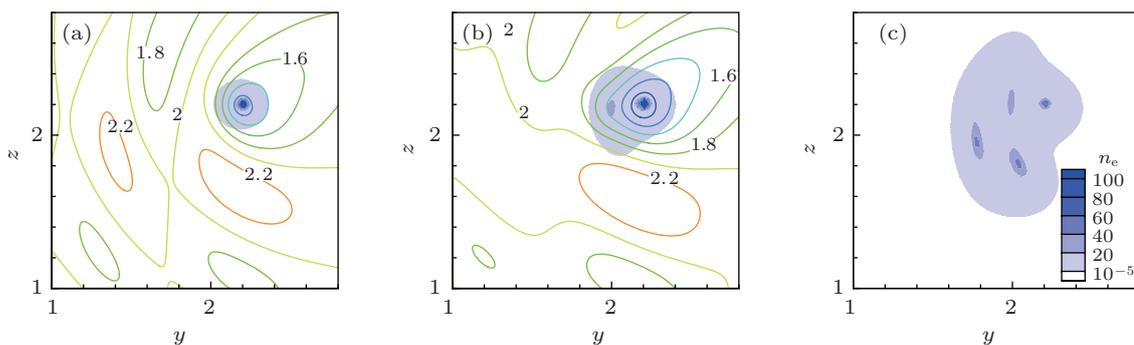


图4 非同频 HPM 相交情况下, 无量纲化电子数密度  $\bar{n}_e$  及无量纲场强均方根值  $\bar{E}_{rms}$  在不同时刻的分布 图中的云图为  $\bar{n}_e$ , 等值线为  $\bar{E}_{rms}$ ; 各图对应的无量纲时间  $\bar{t} = f_1 t$  为: (a) 1400; (b) 3000; (c) 6000

## 5 结论

本文研究了两束波矢方向分别沿着  $y$  轴和  $z$  轴正方向的 HPM 大气击穿产生等离子体的过程. 对于同频 (相干) 垂直相交 HPM 的大气击穿, 若初始电子位于强场处, 电子很快被加速并与本底气体发生碰撞电离, 在放电的开始阶段, 等离子体区域主要沿  $y = z$  的强场区运动, 并逐渐形成一个由分立的丝状等离子体 (等离子体丝沿着  $y = z$  排列) 组成的带状区域. 这个带状等离子体区域足够长以后, 将等离子体两侧的两束微波分割开, 使得在  $y = z$  的等离子体附近的强场位于  $y = z \pm 0.5\lambda$  线上. 随

着时间的推移, 在线簇  $y = z \pm 0.5n\lambda$  上, 按照距离线  $y = z$  的远近, 先后出现新的等离子体带. 若初始电子位于干涉相消 (零电场) 区域附近, 如果初始电子数密度足够高, 也会出现一些与  $y = z$  平行的等离子体丝带. 但通过分析发现, 在实际大气中自由电子很少, 电子会由于黏附等作用快速消失, 不可能在该区域形成初始的种子电子区域. 通过比较相干 (同频) HPM 束和非相干 (非同频) HPM 束大气击穿的过程可以发现, 在相同的入射场强和大气参数下, 相干 HPM 束在相同的放电时间内产生的等离子体区域比非相干 HPM 束大, 同时, 前者产生的最大等离子体密度也大.

- 
- [1] Gurevich A, Borisov N, Milikh G 1997 *Physics of Microwave Discharges* (New York: Gordon and Breach)
- [2] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer)
- [3] Gurevich A V, Litvak A G, Vikharev A L, Ivanov O A, Borisov N D, Sergechev K F 2000 *Phys. Usp.* **43** 1103
- [4] Gurevich A V 1980 *Sov. Phys. Usp.* **23** 862
- [5] Vidmar R J 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **8** 733
- [6] Eastland B J 2007 *US Patent* 0215946 A1
- [7] Vikharev A L, Ivanov O A, Litvak A G 2004 *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **24** 460
- [8] MacDonald A D 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley & Son. )
- [9] Popovic S, Vuskovic L, Esakov I I, Grachev L P, Khodataev K V 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1964
- [10] Esakov I I, Grachev L P, Khodataev K V, Bychkov V L, van Wie D M 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 1658
- [11] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 035003
- [12] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J, Edmiston G F, Neuber A A, Oda Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 055702
- [13] Cook A, Shapiro M, Temkin R 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 011504
- [14] Nam S K, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 055004
- [15] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G Q 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 015002
- [16] Chaudhury B, Boeuf J P, Zhu G Q 2012 *Phys. Plasmas* **17** 123505
- [17] Chaudhury B, Boeuf J P 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 2281
- [18] Zhou Q H, Dong Z W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161504
- [19] Zhou Q H, Dong Z W, Chen J Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 0125202 (in Chinese) [周前红, 董志伟, 陈京元 2011 物理学报 **60** 125202]
- [20] Kuo S P, Zhang Y S 1991 *Phys. Fluids B* **3** 2906
- [21] Cummer S A 1997 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **45** 392
- [22] Taflov A 2005 *Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method* (3rd Ed.) (MA: Artech House)

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

Zhou Qian-Hong<sup>†</sup> Dong Zhi-Wei

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

(Received 28 January 2013; revised manuscript received 26 June 2013)

## Abstract

Air breakdown by perpendicularly intersecting high-power microwave (HPM) is investigated by numerical solution of fluid-based plasma equations coupled with the Maxwell equations. For two coherently intersecting HPM beams, collisional cascade breakdown takes place only when the initial free electrons appear in or arrive at a region of strong electric field, where the electron can be accelerated. At the initial stage of discharge, the filamentary plasma moves along the strong field and forms plasma-filament band. When the plasma-filament band grows long enough, in the vicinity of which the two HPM beams are separated due to its scattering and absorption by plasma. The new plasma-filament bands continue to appear as time increases. It is also found that under the same condition, the plasma region produced by incoherent beams is smaller than by coherent beams.

**Keywords:** intersecting high-power microwave, air breakdown

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

**DOI:** 10.7498/aps.62.205202

---

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

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zqh2002@gmail.com