

高功率微波作用下等离子体中的雪崩效应研究

李志刚 程立 袁忠才 汪家春 时家明

Avalanche effect in plasma under high-power microwave irradiation

Li Zhi-Gang Cheng Li Yuan Zhong-Cai Wang Jia-Chun Shi Jia-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 195202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.195202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.195202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究

Characteristics of radio-frequency emission from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air

物理学报.2017, 66(18): 185201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.185201>

电磁波在时变磁化等离子体信道中通信性能的实验研究

Experimental study of the communication performance of electromagnetic wave in time-varying and magnetized plasma channel

物理学报.2016, 65(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055201>

五边形截面的 Ag 纳米线局域表面等离子体共振模式

Localized surface plasmon resonance modes in Ag nanowires with pentagonal cross sections

物理学报.2015, 64(24): 245201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.245201>

金纳米颗粒光散射提高 InAs 单量子点荧光提取效率

Extraction efficiency enhancement of single InAs quantum dot emission through light scattering on the Au nanoparticles

物理学报.2015, 64(23): 235201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235201>

高功率微波与等离子体相互作用理论和数值研究

Theoretical and numerical studies on interactions between high-power microwave and plasma

物理学报.2014, 63(9): 095202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.095202>

## 高功率微波作用下等离子体中的雪崩效应研究\*

李志刚† 程立 袁忠才 汪家春 时家明

(国防科技大学, 脉冲功率激光技术国家重点实验室, 合肥 230037)

(2017年4月7日收到; 2017年7月15日收到修改稿)

研究高功率微波作用下等离子体中的雪崩效应, 对于研究等离子体防护技术具有重要意义. 通过采用等离子体流体近似方法, 建立等离子体中的波动方程、电子漂移-扩散方程和重物质传递方程, 表征电磁波在等离子体中的传播以及等离子体内部带电粒子的变化情况, 分析研究了高功率微波作用下雪崩效应的产生过程 and 变化规律. 研究表明, 入射电磁波功率决定了雪崩效应的产生; 初始电子密度能够影响雪崩效应产生的时间; 入射电磁波的激励作用初始表现为集聚效应, 当激励能量积累到一定阈值时, 雪崩效应才会产生; 在雪崩效应产生过程中, 等离子体内部电子密度的变化非常迅速并且比较复杂. 雪崩效应产生后, 等离子体内截止频率会远超过入射波频率, 电磁波不能在等离子体中传播, 从而起到防护高功率微波的效果.

**关键词:** 电子雪崩效应, 等离子体, 高功率微波, 等离子体防护

**PACS:** 52.25.Os, 52.40.Db

**DOI:** 10.7498/aps.66.195202

## 1 引言

高功率微波武器的快速发展给现代战场中的信息化装备带来了极大威胁, 寻求有效的防护途径是亟需研究的课题. 当高功率微波入射到等离子体中时, 等离子体内部带电粒子会产生加速运动, 吸收电磁波能量, 同时, 等离子体内部碰撞反应加剧, 电子数密度急剧增加, 产生雪崩效应, 从而屏蔽电磁波的传输. 利用等离子体的这一特性, 通过一定方式在天线或其他电子设备上产生等离子体, 用以进行高功率微波的防护. 为此, 等离子体高功率微波防护技术得到了广泛研究<sup>[1-3]</sup>.

Krlin等<sup>[4]</sup>研究了高幅值杂波与等离子体相互作用产生的非线性效应; Kikel等<sup>[5]</sup>提出了等离子体限幅器的概念, 并认为可用于电磁脉冲武器的防护; 何友文<sup>[6]</sup>分析研究了高功率微波激励下的等离子体效应, 研究表明高功率微波会被快速激发的等离子体强烈地吸收; 杨耿等<sup>[7-9]</sup>计算分析了在密封腔体中填充Xe气体的等离子体限幅器的防护性能;

舒楠等<sup>[10]</sup>提出在屏蔽腔中引入等离子体形成双层屏蔽结构, 用以提高屏蔽腔对高功率微波的防护性能; 袁忠才和时家明<sup>[11]</sup>以及刘洋等<sup>[12]</sup>首先理论分析了高功率微波与等离子体之间的相互作用, 然后提出将等离子体阵列结构用于高功率微波防护, 并实验研究了双层柱状等离子体对6 GHz高功率微波的防护性能.

高功率微波作用下等离子体内部产生的电子雪崩效应是等离子体产生电磁屏蔽效能的先决条件, 研究其产生过程和变化规律对于研究等离子体的防护性能具有重要意义. 目前, 相关研究还未见全面报道. 本文采用等离子体流体近似方法, 研究文献<sup>[12]</sup>设计的等离子体管防护阵列在高功率微波作用下内部电子密度的变化过程, 分别建立了波动方程、电子漂移-扩散方程和重物质传递方程来研究高功率微波在等离子体中的传输以及等离子体内电子和其他带电粒子的数密度变化, 利用COMSOL软件的等离子体模块分析研究了高功率微波作用下雪崩效应的产生过程和变化规律.

\* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2015AA8016029A)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: class1\_48@163.com

## 2 基本原理

等离子体内部存在着大量的带电粒子, 当电磁波入射到等离子体中时, 等离子体中的带电粒子就会在电磁波的作用下加速运动, 电磁波部分能量转移为带电粒子内能, 电磁波传输能量受到衰减; 与此同时, 带电粒子的加速运动会导致等离子体内碰撞反应增加, 电子数密度增大. 当入射电磁波功率足够大时, 等离子体内部就会产生雪崩效应, 电子数密度急剧增加, 等离子体会对入射电磁波产生屏蔽效应, 电磁波无法通过等离子体传输.

等离子体流体近似方法是研究和分析等离子体特性时常用的一种方法, 即把等离子体做连续的流体束处理, 通过求解麦克斯韦方程和流体方程, 研究它与电磁场之间的相互作用, 以及它在电磁场作用下的变化规律. 本文的研究正是基于这一近似方法. 首先, 建立了等离子体中的波动方程, 分析高功率微波在等离子体中的传播过程; 然后, 建立了电子漂移-扩散方程, 研究高功率微波作用下等离子体内部电子密度的变化情况; 最后, 建立了重物质传递方程, 研究等离子体内部其他带电粒子受入射电磁波的影响.

### 2.1 波动方程

当电磁波入射到等离子体上时, 入射波在等离子体中的麦克斯韦方程<sup>[11]</sup>为:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}_r \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}. \quad (2)$$

由以上两式可求得波动方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2\tilde{\varepsilon}_r \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

其中,  $\omega$  为入射电磁波的角频率,  $\varepsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空中的介电常数和磁导率,  $k_0$  为真空中的波数,  $\mathbf{E}$  为入射场强,  $\tilde{\varepsilon}_r$  为等离子体的相对介电常数, 可通过下式求解:

$$\tilde{\varepsilon}_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - iv)}, \quad (4)$$

式中,  $\omega_p$  为等离子体频率,  $v$  为电子碰撞频率. 另外, 当  $\omega^2 > \omega_p^2 > v^2$ , 等离子体可近似处理为一种损耗很低的电介质, 可采用电介质模型进行分析; 当  $\omega < v < \omega_p$ , 等离子体可做导电媒质处理, 用导电模型分析较合适.

### 2.2 电子漂移-扩散方程

在外加电磁场的作用下, 等离子体内部带电粒子碰撞频率增加, 电子密度增大. 电子密度的变化可通过电子漂移-扩散方程<sup>[13]</sup>来进行分析, 方程可表示为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e, \quad (5)$$

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot \mathbf{E})n_e - D_e \cdot \nabla n_e, \quad (6)$$

其中,  $n_e$  为电子密度,  $\mu_e$  为电子迁移率,  $\mathbf{E}$  为入射电场强度,  $D_e$  为电子扩散率; (6) 式右侧第一项表征的是电子漂移引起的电子密度的变化, 第二项表征的是电子密度梯度扩散带来的电子密度变化; (5) 式中  $R_e$  为电子源项, 表征等离子体内部碰撞反应导致的电子的产生与消失, 可通过下式求得,

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_n n_e, \quad (7)$$

式中,  $x_j$  为  $j$  反应中碰撞粒子的摩尔质量分数,  $k_j$  为  $j$  反应的反应速率,  $N_n$  为等离子体中总的粒子数密度.

### 2.3 重物质传递方程

外加电磁场不仅会引发等离子体内部电子密度的改变, 也会对其他带电粒子(包含质子、中子和其他带电激发离子等)的分布和数密度变化产生影响. 这些变化通常可通过求解 Maxwell-Stefan 方程求得, 为计算方便本文通过利用混合物平均模型将 Maxwell-Stefan 方程进行简化为重物质传递方程<sup>[14]</sup>:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}(\omega_k) + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\omega_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k, \quad (8)$$

其中,  $\omega_k$  为第  $k$  种粒子的摩尔分数,  $\rho$  为气体密度,  $\mu$  为平均流体速度,  $\mathbf{j}_k$  为第  $k$  种粒子的扩散通量, 可通过下式表示:

$$\mathbf{j}_k = \rho\omega_k\mathbf{V}_k, \quad (9)$$

$$\mathbf{V}_k = D_{k,m} \frac{\nabla\omega_k}{\omega_k} + D_{k,m} \frac{\nabla M_n}{M_n} + \frac{D_k^T}{\rho\omega_k} \frac{\nabla T}{T} - z_k \mu_{k,m} \mathbf{E}, \quad (10)$$

式中,  $D_{k,m}$  为重物质平均扩散系数,  $M_n$  为重物质平均摩尔质量,  $T$  为气体温度,  $D_k^T$  为  $k$  种粒子的热扩散系数,  $z_k$  为  $k$  种粒子的电荷数,  $\mu_{k,m}$  为  $k$  种粒子平均迁移率,  $\mathbf{E}$  为入射场强.

### 3 计算模型

本文采用COMSOL软件的等离子体模块进行分析求解. 首先, 建立了电磁波激励模型, 如图1所示, 高功率微波垂直入射, 对文献[12]中设计的等离子体管防护阵列(图2所示)进行激励. 电磁波由上边界入射, 传播方向为 $-y$ 方向, 经空气层和等离子体层, 传输至完美匹配层(PML)后被完全吸收. 采用电场分量来定义电磁波的强弱, 假设入射电磁波场强幅值为 $E_0$ , 频率为 $f$ ; 然后, 选择氩气作为等离子体区域反应气体, 所涉及的粒子种类和碰撞反应在表1给出, 气体温度设为 $T$ , 气体压强为 $P$ . 最后, 在等离子体区域的外面添加一层玻璃管, 对Ar气体进行封装, 玻璃管的外径为 $r_1$ , 内径为 $r_2$ . 左右延伸的等离子体阵列结构是防止电磁波发生绕射, 同时, 在出射端口设置厚度为 $d$ 的PML层来保证透射波被完全吸收, 下边界不发生反射.

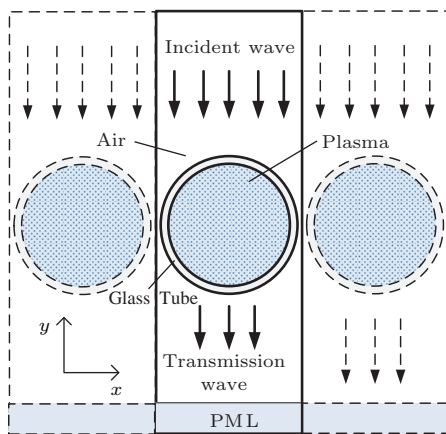


图1 电磁波激励示意图

Fig. 1. Schematic diagram of electromagnetic excitation.

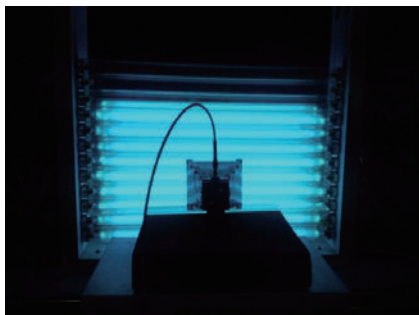


图2 等离子体管防护阵列实物图

Fig. 2. Photo of the plasma protection array.

在计算过程中, 本文设置了不同参数的初始电子密度和入射场强值, 研究分析不同条件下电子雪崩效应的产生过程. 入射电场波频率设置为6 GHz, 垂直入射, 电场强度设为0,  $0.7 \times 10^4$ ,  $1.4 \times 10^4$  和  $2.1 \times 10^4$  V/m. 气体温度设为293 K, 压强设为3 Torr (1 Torr = 333 Pa), 内部电子分布采用均匀分布(研究发现, 初始分布对雪崩效应没有影响, 这与文献[11]中的结果相一致), 初始电子密度分别设置为 $1.0 \times 10^6$ ,  $1.0 \times 10^9$  和  $1.0 \times 10^{12}$   $m^{-3}$ . 玻璃管内外径分别设为2.5和2.6 cm, 计算时间设置为0—1 s.

表1 氩等离子体内部碰撞反应方程及类型

Table 1. Formula and type of collision reactions inside argon plasma.

反应过程	反应方程	反应类型
1	$e+Ar \Rightarrow e+Ar$	弹性碰撞
2	$e+Ar \Rightarrow e+Ar_s$	碰撞激发
3	$e+Ar_s \Rightarrow 2 e+Ar^+$	碰撞电离
4	$e+Ar \Rightarrow 2 e+Ar^+$	碰撞电离
5	$Ar_s+Ar_s \Rightarrow e+Ar+ Ar^+$	潘宁电离
6	$e+Ar^+ \Rightarrow Ar$	碰撞复合
7	$Ar_s \Rightarrow Ar$	界面碰撞
8	$Ar^+ \Rightarrow Ar$	界面碰撞

### 4 结果分析

图3和图4分别给出了初始电子密度为 $1.0 \times 10^6$  和  $1.0 \times 10^{12}$   $m^{-3}$  时等离子体内部平均电子密度在不同入射场强下随时间的变化情况. 从图中可以看出, 当 $E_0$  为 $1.4 \times 10^4$  和  $2.1 \times 10^4$  V/m的电磁波的照射一定时间后, 等离子体内部平均电子密度短时间内急剧增长, 电子雪崩效应产生. 当 $E_0$  为0 和  $0.7 \times 10^4$  V/m时, 在所考虑的时间范围内, 雪崩效应没有发生. 这说明等离子体内部电子雪崩效应的产生具有一定的激励阈值.

当入射场强为0时, 等离子体内部平均电子密度的变化可分为两个阶段. 第一个阶段: 在0—0.01 s内, 平均电子密度由初始值变化到 $7.78 \times 10^8$   $m^{-3}$ (模型中内部粒子平衡时的平均电子密度约为 $7.78 \times 10^8$   $m^{-3}$ ). 这一变化是由于初始电子密度设置偏离等离子体内部粒子平衡产生的. 等离子体具有强烈的趋于平衡态的倾向, 这一趋向

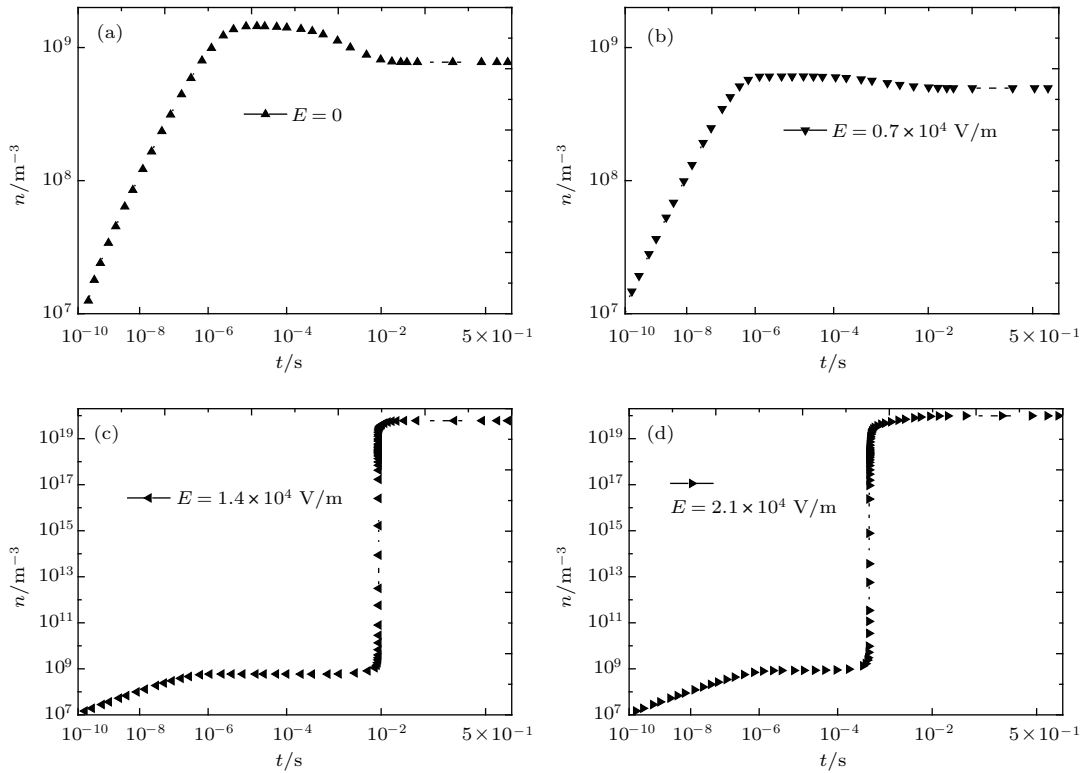


图3 初始电子密度为  $1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$  时, 在不同场强作用下等离子体内部平均电子密度随时间的演变 (a)  $E_0 = 0$ ; (b)  $E_0 = 0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (c)  $E_0 = 1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (d)  $E_0 = 2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$

Fig. 3. Changes of the mean electron density under various stresses while the initial electron density is set as  $1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ : (a)  $E_0 = 0$ ; (b)  $E_0 = 0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (c)  $E_0 = 1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (d)  $E_0 = 2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$ .

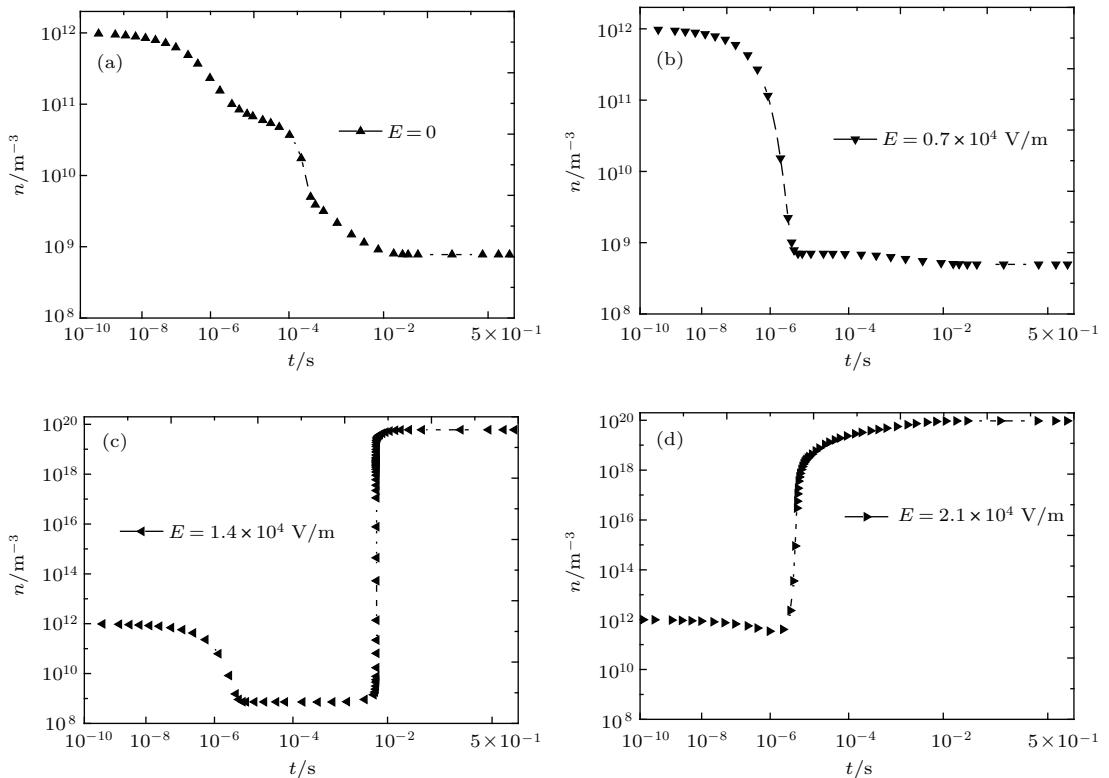


图4 初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  时, 在不同场强作用下等离子体内部平均电子密度随时间的演变 (a)  $E_0 = 0$ ; (b)  $E_0 = 0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (c)  $E_0 = 1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (d)  $E_0 = 2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$

Fig. 4. Changes of the mean electron density under various stresses while the initial electron density is set as  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ : (a)  $E_0 = 0$ ; (b)  $E_0 = 0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (c)  $E_0 = 1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ ; (d)  $E_0 = 2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$ .



主要是通过内部等离子体振荡和粒子之间的碰撞反应来实现. 因此, 当初始电子密度为  $1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$  时小于平衡态, 在很短的时间内, 等离子体内电子密度会在内部场作用下不断增加, 当初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  时大于平衡态, 内部电子密度在内部场的作用下逐渐减小, 直至达到稳定状态. 第二个阶段: 在  $0.01\text{--}1 \text{ s}$  内, 平均电子密度在平衡位置小范围振荡, 比较稳定. 当平均电子密度达到平衡值附近时, 等离子体内部的碰撞反应激烈程度衰退, 电子产生与消失逐渐达到平衡.

当入射场强为  $0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 平均电子密度的变化也可以分为两个阶段: 第一个阶段与  $E_0$  为 0 时相一致, 由于初始值偏离平衡态, 在内部场的作用下, 电子密度逐渐发生改变; 第二个阶段平均电子密度基本保持稳定, 对比图 4(a) 可以看出, 平均电子密度的振荡范围要小很多, 这是由于外加电磁场的加入降低了等离子体内部电子碰撞反应的激烈程度.

当入射场强为  $1.4 \times 10^4$  和  $2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 平均电子密度的变化可分为三个阶段: 前两个阶段和  $E_0$  为  $0.7 \times 10^4 \text{ V/m}$  时完全一致, 平均电子密度先向平衡态改变, 而后保持稳定; 第三个阶段产生电子雪崩效应, 在极短的时间内, 平均电子密度急剧增大, 之后建立新的稳态平衡. 这一现象说明了外加电磁场的作用表现为集聚效应, 在短时间内, 它并不改变等离子体内部粒子平衡, 而是产生能量

积累, 当积累到一定程度时, 等离子体内部平衡被破坏, 等离子体区域产生电子雪崩效应. 这一现象也从另一个方面说明, 等离子体内部会产生一定的平衡势垒, 具有较大的破坏容限, 可阻碍或修复外界因素对内部平衡的干扰. 在新的平衡下, 等离子体平均电子密度约为  $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 远大于  $6 \text{ GHz}$  电磁波的截止电子密度 ( $4.464 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ), 入射微波无法在等离子体中传输, 等离子体产生屏蔽作用. 这一现象可从电子效应产生前后激励模型内的电场分布图中得到, 如图 5 所示.

另外, 从电子雪崩效应的产生过程中, 还可以看出初始电子密度的大小对雪崩效应的产生与否影响不大, 但增大初始电子密度可以减小雪崩效应的产生时间. 外加电磁场功率的大小决定了雪崩效应的产生与否, 并且入射场强越大, 等离子体就越容易产生电子雪崩效应.

图 6 给出了当初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , 入射场强为  $1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 等离子体区域电子密度的空间分布及其随时间的演变情况, 其中, 图 6(a) 和图 6(b) 为效应产生前的电子分布, 图 6(c)—(f) 为效应产生后的电子分布. 图 7 给出了等离子体区域中轴线 ( $x = 0, y = -0.015\text{--}0.015 \text{ m}$ ) 上的电子密度分布情况. 从图中可以看出, 电子雪崩效应的产生极为迅速, 并且极值分布变化较为复杂.

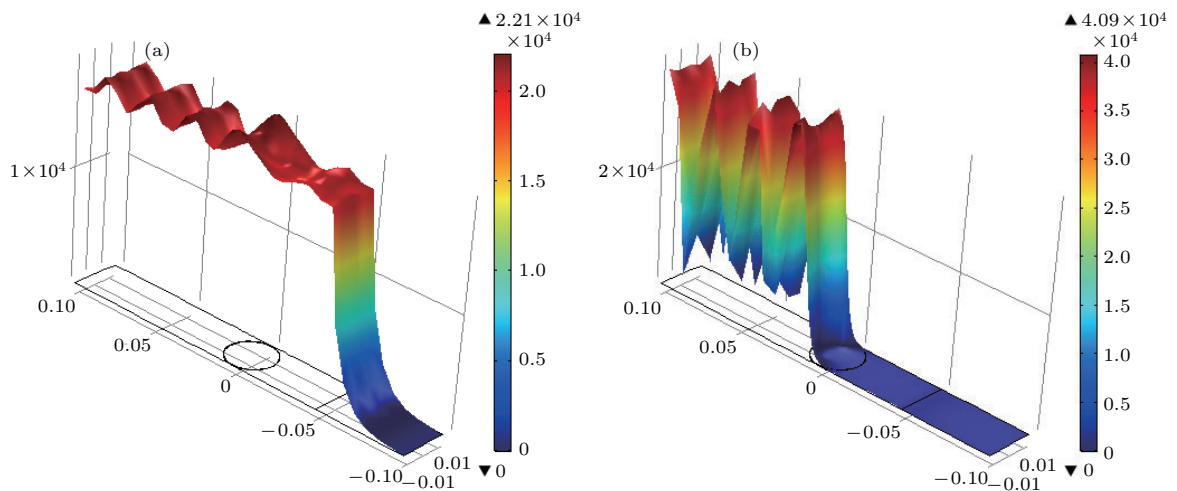


图 5 (网刊彩色) 初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , 入射场强为  $2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 不同时刻的激励模型内电场分布图 (a)  $t = 1.0 \times 10^{-10} \text{ s}$ ; (b)  $t = 0.01 \text{ s}$

Fig. 5. (color online) Distribution of electric field intensity on the physical model at different moments while the initial electron density is set as  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  and the incident strength  $2.1 \times 10^4 \text{ V/m}$ : (a)  $t = 1.0 \times 10^{-10} \text{ s}$ ; (b)  $t = 0.01 \text{ s}$ .

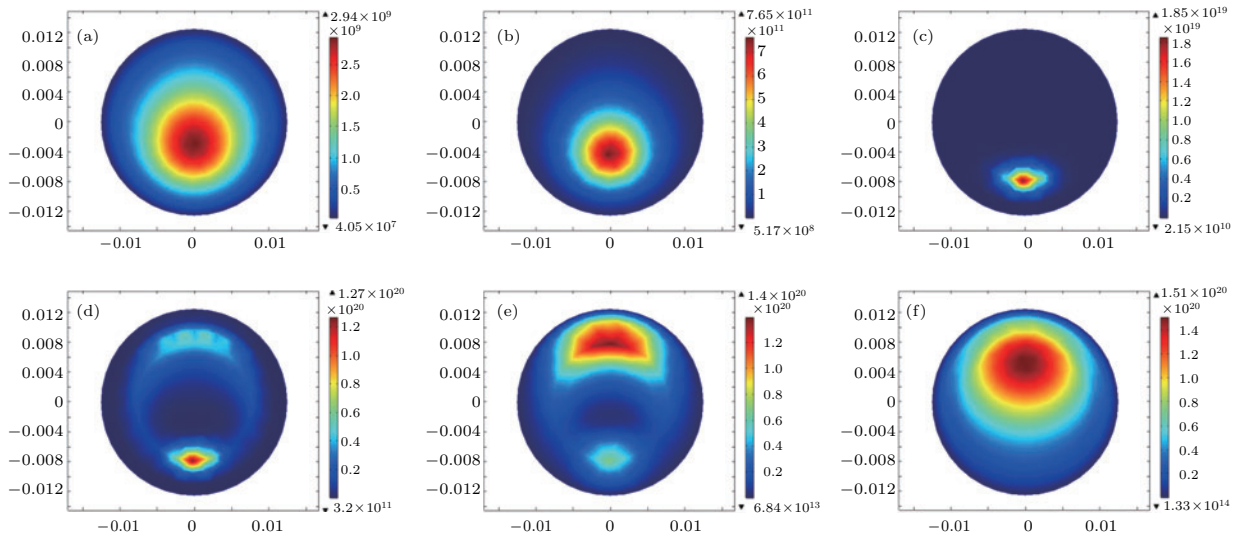


图6 (网刊彩色) 初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , 入射场强为  $1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 等离子体区域电子密度的空间分布随时间的演变 (a)  $t = 0.004 \text{ s}$ ; (b)  $t = 0.00617 \text{ s}$ ; (c)  $t = 0.00618 \text{ s}$ ; (d)  $t = 0.00621 \text{ s}$ ; (e)  $t = 0.00624 \text{ s}$ ; (f)  $t = 0.01 \text{ s}$   
 Fig. 6. (color online) Distribution of electron density inside the plasma while the initial electron density is set as  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  and the incident strength  $1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ : (a)  $t = 0.004\text{s}$ ; (b)  $t = 0.00617 \text{ s}$ ; (c)  $t = 0.00618 \text{ s}$ ; (d)  $t = 0.00621 \text{ s}$ ; (e)  $t = 0.00624 \text{ s}$ ; (f)  $t = 0.01 \text{ s}$ .

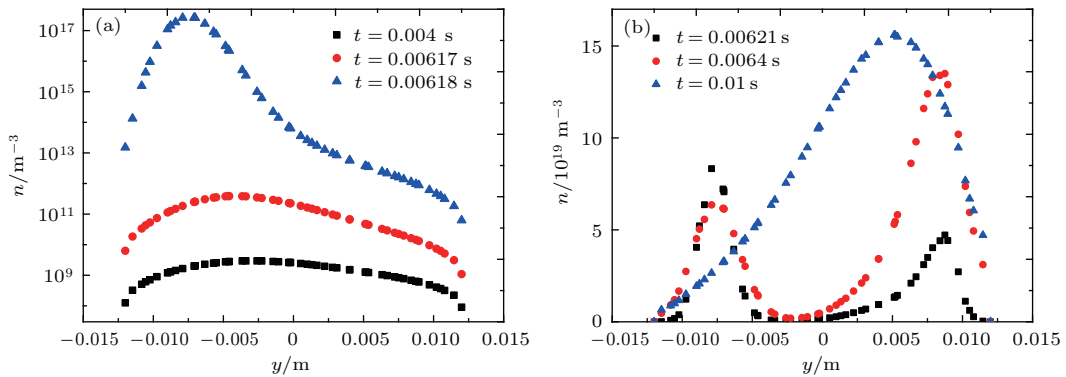


图7 (网刊彩色) 初始电子密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , 入射场强为  $1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$  时, 等离子体区域中轴线上电子密度的空间分布随时间的演变 (a)  $t = 0.004 \text{ s}$ ,  $0.00617 \text{ s}$ ,  $0.00618 \text{ s}$ ; (b)  $t = 0.00621 \text{ s}$ ,  $0.0064 \text{ s}$ ,  $0.01 \text{ s}$   
 Fig. 7. (color online) Distribution of electron density along the axis inside the plasma while the initial electron density is set as  $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  and the incident strength  $1.4 \times 10^4 \text{ V/m}$ : (a)  $t = 0.004 \text{ s}$ ,  $0.00617 \text{ s}$ ,  $0.00618 \text{ s}$ ; (b)  $t = 0.00621 \text{ s}$ ,  $0.0064 \text{ s}$ ,  $0.01 \text{ s}$ .

在雪崩效应产生之前, 等离子体区域的电子密度形成以极大值为中心、四周依次递减的类高斯分布, 中心的位置在等离子体中心点偏下的位置(从图7(a)可以看出极值点在  $y = -0.004 \text{—} -0.003 \text{ m}$  的位置). 随着外加电磁波的持续激励, 等离子体内的碰撞反应加剧, 内部粒子达到的平衡开始被破坏, 电子密度增加很快, 电子分布也发生了改变, 极大值位置沿中轴线远离中心位置, 峰值更为尖锐, 从图7(a)中可以看出  $t = 0.00618 \text{ s}$  时刻极值点移动到  $y = -0.0075 \text{ m}$  的位置, 极值点更为突出. 电子雪崩效应的产生是在峰值处瞬间产生的. 雪崩

效应产生后, 等离子体电子分布发生比较复杂的变化. 原峰值处没有继续增加和拓展, 而在原极值关于等离子体中心对称处 ( $y = 0.008 \text{ m}$  处) 电子密度开始增加, 并且, 随着照射时间的增加, 原极值位置电子密度逐渐降低, 新极值位置电子逐渐增大到最大值, 并且周围区域电子密度也随之增加, 这反映在图7(b)中  $t = 0.00621 \text{ s}$  和  $0.0064 \text{ s}$  时的变化曲线. 总体而言, 等离子体区域的电子密度是不断增加的. 最后, 原电子密度极值消失, 新极值位置向中心偏移(移至  $y = 0.0055 \text{ m}$  处), 等离子区域形成了以新极值为中心、四周电子密度依次降低的类高

斯分布.

产生这些变化的原因, 我们认为在于等离子体对入射波的吸收和反射作用. 初始时刻, 由于内部电子密度较低, 等离子体对电磁波的衰减主要以吸收为主, 吸收的电磁能量用于提高内部粒子尤其是带电粒子的内能. 相对而言, 等离子体上游区域带电粒子的能量增加也快一些, 等离子体区域形成能量梯度, 在这一梯度的影响下, 内部带电粒子就会向下游迁移, 传递能量. 在迁移过程中, 伴随着激烈的碰撞反应产生, 会有大量新的带电粒子产生, 从而引发连锁反应. 相应区域的电子密度增大, 对入射波的能量吸收增大, 产生新的能量梯度, 带电粒子继续迁移, 循环往复, 直至某一区域 ( $y = -0.0075$  m) 电子密度开始大于临界电子密度, 等离子体对入射波的反射作用开始显现. 随着这一区域电子密度急剧增加, 入射波大部分能量被反射, 并且入射波在模型中形成驻波, 在  $y = 0.008$  m 即距离原中心  $\lambda/4$  处为驻波波峰, 该区域吸收大量的电磁能量, 大量新生电子在碰撞中产生, 电子密度会急剧增大, 形成新的极值中心, 而原中心会由于入射波被新中心截断而无法获得足够多的维持能量而逐渐衰弱.

## 5 结 论

采用等离子体流体近似方法, 通过建立等离子体中的波动方程、电子漂移-扩散方程和重粒子传递方程, 研究了高功率微波作用下等离子体管阵列中电子雪崩效应的产生过程及变化规律. 研究发现, 初始电子密度不会影响雪崩效应的产生, 但会影响产生的最小时间, 初始密度越大, 雪崩效应产生的最小时间越短; 入射电磁波功率决定着雪崩效应的产生, 入射场强越大, 等离子体就越容易产生雪崩效应; 高功率微波的照射作用表现为集聚效应, 短时间内不会破坏等离子体平衡, 当积累一定程度后才会产生雪崩效应; 由于内部场的存在, 等

离子体具有一定的平衡势垒, 可有效消除和修复外界因素对等离子体平衡的破坏; 在雪崩效应产生过程中, 等离子体内部电子密度的变化非常迅速, 而且是比较复杂的. 雪崩效应产生后, 入射电磁波不能在等离子体中传播, 等离子体表现出良好的高功率微波防护性能.

## 参考文献

- [1] Yu S L 2014 *J. Microwaves* **S2** 147 (in Chinese) [余世里 2014 微波学报 **S2** 147]
- [2] Lin M, Xu H J, Wei X L, Liang H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 055201 (in Chinese) [林敏, 徐浩军, 魏小龙, 梁华 2015 物理学报 **64** 055201]
- [3] Song W, Shao H, Zhang Z Q, Huang H J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 064101 (in Chinese) [宋玮, 邵浩, 张治强, 黄惠军 2014 物理学报 **63** 064101]
- [4] Krlin P P, Panek R, et al. 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 159
- [5] Kikel A, Altgilbers L, Merritt I, et al. 1998 *AIAA* **98** 2564
- [6] He Y W 2005 *Chin. J. Radio Sci.* **20** 392 (in Chinese) [何友文 2005 电波科学学报 **20** 392]
- [7] Yang G, An B L, Xue J S 2009 *J. Microwaves* **25** 74 (in Chinese) [杨耿, 安宝林, 薛晋生 2009 微波学报 **25** 74]
- [8] Yang G, Tan J C, Sheng D Y, Yang Y C 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 439 (in Chinese) [杨耿, 谭吉春, 盛定仪, 杨雨川 2008 强激光与粒子束 **20** 439]
- [9] Yang G, Tan J C, Sheng D Y, Yang Y C 2008 *Nuclear Fusion Plasma Phys.* **28** 90 (in Chinese) [杨耿, 谭吉春, 盛定仪, 杨雨川 2008 核聚变与等离子体物理 **28** 90]
- [10] Shu N, Zhang H, Li G Y 2010 *Radio Engineer.* **40** 55 (in Chinese) [舒楠, 张厚, 李圭源 2010 无线电工程 **40** 55]
- [11] Yuan Z C, Shi J M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 095202 (in Chinese) [袁忠才, 时家明 2014 物理学报 **63** 095202]
- [12] Liu Y, Cheng L, Wang J C, Wang Q C 2016 *Chin. J. Luminescence* **37** 1293 (in Chinese) [刘洋, 程立, 汪家春, 王启超 2016 发光学报 **37** 1293]
- [13] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [14] He W, Liu X H, Xian R C, Chen S H 2013 *Plasma Sci. Technol.* **15** 336



# Avalanche effect in plasma under high-power microwave irradiation\*

Li Zhi-Gang<sup>†</sup> Cheng Li Yuan Zhong-Cai Wang Jia-Chun Shi Jia-Ming

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei 230037, China)

( Received 7 April 2017; revised manuscript received 15 July 2017 )

## Abstract

High-power microwave (HPM) weapon, which is destructive to electronic systems, has developed rapidly due to the great progress of HPM devices and technologies. Plasma with distinctive electromagnetic characteristics is under advisement as one of potentially effective protection materials. Therefore, research on avalanche ionization effect in plasma caused by the interaction between HPM and plasma is of significance for its HPM protection performance. Based on the method of fluid approximation, the wave equation, the electron drift diffusion equation and the heavy species transport equation, explaining the propagation of microwave and the change of the charged particles inside plasma, are established to study the avalanche ionization effect under the HPM radiation. A two-dimensional physical model is built with the help of software COMSOL according to the plasma protection array designed to disturb the propagation of the HPM pulses. It can be shown that the emergence of avalanche effect is greatly affected by the incident power of microwave, and the generation time would be influenced by the initial electron density. Moreover, it can be observed that the avalanche effect appears only when the plasma array is irradiated for a period of time, which means that the performance of HPM is presented as gathering effect, and a large amount of energy is needed to change the internal particle balance in plasma. In addition, the electron density inside the plasma changes rapidly and complicatedly while the avalanche effect comes into being. Besides, the cutoff frequency of the plasma exceeds the frequency of the incident wave with the increase of electron density, which leads to that the electromagnetic wave cannot propagate in the plasma, so that the plasma can be used to protect the HPM irradiation.

**Keywords:** avalanche ionization effect, plasma, high-power microwave, plasma protection

**PACS:** 52.25.Os, 52.40.Db

**DOI:** [10.7498/aps.66.195202](https://doi.org/10.7498/aps.66.195202)

---

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2015AA8016029A).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [class1\\_48@163.com](mailto:class1_48@163.com)