

基于混合大气传输模型的单脉冲高功率微波大气击穿理论与实验研究*

周东方 余道杰[†] 杨建宏 侯德亭 夏蔚 胡涛 林竞羽 饶育萍
魏进进 张德伟 王利萍

(解放军信息工程大学, 郑州 450001)

(2011年11月2日收到; 2012年6月25日收到修改稿)

综合考虑高功率微波强电场作用下的热致快速电子效应、碰撞频率、电离频率等充分体现高功率微波特性的参量模型, 基于高功率微波混合大气传输模型, 提出了单脉冲高功率微波混合大气统一非线性击穿模型, 定义了单脉冲高功率微波击穿阈值. 理论研究结果表明: 考虑中性气体分子极化作用以及电子的碰撞热效应后, 大气击穿时对应的等离子体频率明显变大; 大气击穿阈值随高度的增加先逐渐减小然后增大, 在 30—60 km 区域存在一个极小值. 开展了 X 波段窄带高功率微波单脉冲大气击穿实验研究, 得到了典型条件下的高功率微波击穿现象、波形和阈值, 且与理论结果一致性较好.

关键词: 高功率微波, 混合大气, 大气击穿, 阈值

PACS: 42.25.Bs, 51.50.+v, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.62.014207

1 引言

高功率微波 (HPM) 的大气电离、大气击穿等相关问题是 HPM 大气传输研究的首要内容, 其目的是研究 HPM 与空间环境大气的作用机理, 分析总结 HPM 大气电离和大气击穿的特性与基本规律, 以及对 HPM 大气传输的影响, 以避免或有效利用高功率微波大气电离和大气击穿效应^[1].

气体击穿研究最早是在 20 世纪 50 年代中期由美国麻省理工学院的 Brown 教授在研究微波气体放电现象时发现的. 随后, 许多科学家对此做了较为详细的实验和理论研究, 这些研究成果为以后的微波气体击穿研究奠定了良好的基础. 近年来, HPM 大气击穿的理论与实验研究引起了广泛关注. 早在 1966 年, 美国 Lockheed Palo Alto Research Laboratory 的 A.D. Macdonald 就已经开展了微波电离、碰撞以及不同气体环境下的击穿理论和实验准则研究; Harvard 大学的 John M. Myers 和 Tai T.

Wu 基于常规微波大气传输理论, 提出了 HPM 定向能武器在应用中面临的大气击穿的问题, 研究了 L 波段 HPM 波束在传输中不发生大气击穿时高斯波束天线阵列的设计, 但其实验条件不能满足高功率条件. 国外 HPM 大气传输的研究主要是以 HPM 武器的应用和微波等离子体武器的研究为牵引而开展的. 从 20 世纪 80 年代中期, 美国开始 HPM 大气传输研究. Jick H. Yee 等通过运用电子流体力学和 Maxwell 方程, 对一维、二维平面电磁波在大气中的传输进行了数值模拟, 得到了大气击穿阈值随压强变化的关系, 且给出了 HPM 脉冲在大气传输过程中的波形变化图; Polytechnic 大学的 S. P. Kuo 和 Air Force Ceophysics 实验室的 Paul Kossey 等从电磁能量方程、电子密度方程和大气电离频率经验公式出发, 对 HPM 大气传输进行了数值模拟, 并进行了相关实验, 他们还运用频率自转换的方法对 HPM 在大气中传输进行了优化设计. 但以上相关研究均基于有限空间等离子体模型开展的, 没有基

* 国家自然科学基金 (批准号: 61201056, 61271104) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ydj2008@126.com

于实际的大气环境特性数据 [2-5].

国内研究方面, 文献 [6] 从理论和实验两方面开展了长脉冲高功率微波驱动源放电过程研究; 文献 [7] 采用粒子模拟 - 蒙特卡罗碰撞 PIC-MCC 方法对介质表面高功率微波击穿中的释气现象进行了数值模拟研究; 文献 [8] 模拟仿真了高功率微波电离大气产生等离子体的过程, 但其条件为存在“种子电子”的诱导放电方式; 文献 [9, 10] 最早开展了一定气压条件下的 HPM 大气击穿的实验研究, 主要集中在波导内气体击穿研究.

本文综合考虑 HPM 强电场作用下的热致快速电子效应、电子的碰撞频率、电离频率等因素的影响, 建立 HPM 单脉冲大气击穿统一模型, 有效反映 HPM 低层大气、电离层传输的全链路特性, 并针对大气环境下的 HPM 大气击穿实验进行了设计和研究.

2 单脉冲大气击穿理论分析

常规微波大气传输经典模型在不同空间层面

$$n^2 = 1 + \chi - \left[\left(1 - j \frac{v_i}{\omega}\right)^2 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right] \times \left[1 - j \frac{v_m}{\omega} - \frac{\left(1 - j \frac{v_i}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2 \sin^2 \theta}{2 \left(1 - j \frac{v_m}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} \right] \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2 \cos^2 \theta + \frac{\left(1 - j \frac{v_i}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^4 \sin^4 \theta}{4 \left(1 - j \frac{v_m}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2}}^{-1}, \quad (1)$$

其中, χ 为空气的极化率, ω 为入射波频率, θ 为外加磁场与入射波传播方向的夹角, v_i 为电子电离频率, v_m 为电子与中性粒子的碰撞频率, ω_H 为地球的磁旋角频率, $\omega_p = (N_e e^2 / m \epsilon_0)^{0.5}$ 为等离子体角频率.

由于外加磁场的存在, HPM 作用下的混合大气呈现各向异性媒质特性, 电波在其中的传播将分裂为不同极化形式的波, 以不同的折射率和衰减率沿着不同轨迹传播, 并且电波传输方向和外加磁场 B 的夹角 θ 取向不同, 分裂产生的波形亦不同.

高功率微波混合大气中的传输波数是一个复函数, 根据传播波数 k 与介电常数 ϵ_r 的关系 $jk = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r}$, 可以得到衰减系数

$$\alpha = \left\{ \frac{\omega^2}{2c^2} \left[\left(1 + \chi - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_m^2} \left(1 + \frac{2v_i v_m}{\omega^2} - \frac{v_i^2}{\omega^2}\right)\right)^2 \right. \right.$$

对应不同的传输模型. 不同层面大气空间过渡区的复杂性, 以及 HPM 强电场对各层面和过渡区的扰乱, 使得 HPM 大气传输通道处于典型的混合大气状态, 这样中低功率微波大气传输模型在混合大气中就不再适用, 更不可能对低层大气、电离层、外层空间和过渡区混合大气空间的 HPM 线性、非线性、电离、击穿等诸多传输问题进行统一的理论分析和计算 [11-13].

2.1 混合大气传输模型

混合大气是指 HPM 强电场在与大气相互作用过程中, 形成的由非电离的中性气体与具有一定电离度的电离气体所共同组成的处于混合状态的大气. 混合大气中, 无论是中性气体分子的极化, 还是电离气体中自由电子的电偶极矩都将对 HPM 传输特性产生一定的影响. 并且, 由于电子浓度随 HPM 作用时间而迅速增加, 因此混合大气是一种快速时变的色散有耗介质. 其色散方程为 [11]

$$\left. \left. + \left(\frac{v_m \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + v_m^2)} \left(1 - \frac{2v_i}{v_m} - \frac{v_i^2}{\omega^2}\right)\right)^2 \right]^{1/2} - \left(1 + \chi - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_m^2} \left(1 + \frac{2v_i v_m}{\omega^2} - \frac{v_i^2}{\omega^2}\right)\right) \right\}^{0.5}. \quad (2)$$

2.2 高功率微波热致快速电子效应

强电波电离层中传播时, 由于电子的平均自由程很大, 电子能够通过电场的加速从电波获得可观的能量. 同时, 因其与重粒子的质量比很小, 在碰撞过程中向重粒子传送的能量较小, 因而可形成电子的非线性加速加热. 当受电场扰动区域的特征尺度远大于电子的平均自由程, 热非线性效应显著 [13].

HPM 作用下的电离频率 v_i 可由经验公式求出 [9]

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{v_i}{p} = \left[1.45 + 0.01 \left(\frac{E_c}{p} \right)^{1.5} \right] \times 2.5 \times 10^7 \exp \left(-\frac{208p}{E_c} \right) & 1 \leq \frac{E_c}{p} < 30 \\ \frac{v_i}{p} = \left[1.32 + 0.054 \left(\frac{E_c}{p} \right) \right] \times 10^7 \exp \left(-\frac{208p}{E_c} \right) & 30 \leq \frac{E_c}{p} \leq 54 \\ \frac{v_i}{p} = \left[5.0 + 0.19 \left(\frac{E_c}{p} \right) \right] \times 10^7 \exp \left(-\frac{273.8p}{E_c} \right) & 54 < \frac{E_c}{p} \leq 120 \\ \frac{v_i}{p} = 54.08 \times 10^6 \left(\frac{E_c}{p} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{359p}{E_c} \right) & 120 < \frac{E_c}{p} \leq 3000 \end{array} \right. , \quad (3)$$

式中, E_c 为 HPM 等效电场, p 为大气压强, 单位为 Torr. 无论直流电场还是交流电场, 如果在单位时间内对自由电子做功是相等的, 则此交流电场可等效为该直流电场. 因此, 如果 HPM 在单位时间内对电子所做的功与某一直流电场对电子所做的功相等, 则定义此直流电场为 HPM 的等效电场

$$E_c = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{v_m^2}{\omega^2 + v_m^2}}, \quad (4)$$

式中, E_m 为电场最大振幅值.

由于 HPM 强电场的大气电离作用, 在脉冲作用时间内, 自由电子的产生速度远大于其由于复合效应、附着效应和扩散效应等导致的消失速度, 故电子密度方程为

$$N_e = n_{e0} e^{v_i t}, \quad (5)$$

式中, n_{e0} 表示电子的初始密度, 即低层大气中自然存在的种子电子数. 由 (5) 式可知, 高功率微波单脉冲作用下且发生大气电离时, 自由电子密度随时间呈指数规律增加, 因此, 混合大气是一种快速时变介质.

HPM 作用下, 电子与中性粒子的有效碰撞频率 v_m 主要由其电场强度和背景大气压强决定, 可由下面的经验公式得到^[9]:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{v_m}{p} = \frac{2.35 \times 10^9 (E_c/p)}{1 + 0.58(E_c/p)} & 1 \leq \frac{E_c}{p} < 30, \\ \frac{v_m}{p} = \frac{3.24 \times 10^8 (E_c/p)}{1 + 0.04(E_c/p)} & 30 \leq \frac{E_c}{p} \leq 54, \\ \frac{v_m}{p} = \frac{2.93 \times 10^8 (E_c/p)}{1 + 0.041(E_c/p)} & 54 < \frac{E_c}{p} \leq 120, \\ \frac{v_m}{p} = 5.2 \times 10^8 (E_c/p)^{\frac{1}{2}} & 120 < \frac{E_c}{p} \leq 3000. \end{array} \right. \quad (6)$$

在 HPM 外加强电场的作用下, 电子温度 T_e 和其他参数将被显著改变, 因此, 碰撞频率 $v_m(T_e)$ 将

以一定的关系依赖于电子温度, 如下式所示:

$$\frac{v_m(T_e)}{v_{m0}} = \sqrt{\frac{T_e}{T_{e0}}}, \quad (7)$$

式中, v_{m0} 为初始碰撞频率. 根据能量守恒定律和 HPM 作用下电子温度平衡方程, 考虑交变场中的混合大气情形, 稳定状态时, 电场加速和碰撞减速两种过程达到动态平衡, 电子 (离子) 速度具有某种稳定的非平衡分布. 当混合大气中各类粒子的分布偏离平衡态不大时, 粒子间相互作用仍将由成对的碰撞所支配, 因而这类问题可采用近似的初等理论来处理. 其稳态解, 即达到稳定状态时的电子温度为

$$\begin{aligned} T_e = T + \frac{q_c^2 E_0^2}{3m\delta k(\omega^2 + v_m^2)} + \frac{q_c^2 E_0^2}{3mk(\omega^2 + v_m^2)} \\ \times \left[\frac{\delta v_m^2 - 2\omega^2}{4\omega^2 + \delta^2 v_m^2} \cos(2\omega t) \right. \\ \left. + \frac{2\omega v_m}{4\omega^2 + \delta^2 v_m^2} \sin(2\omega t) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

2.3 单脉冲大气击穿理论

由电波传播理论可知, 当电波在某一媒质中的折射指数为 0 时, 电波将不能穿透该媒质传播, 并将在其分界面上发生全反射. 因此, 如果 HPM 在其电离大气形成的混合大气中的折射指数为 0 时, 那么其后续脉冲将不能在混合大气中传输, 并将被其自生等离子体全部反射. 所以, 这里定义 HPM 电离大气形成的混合大气折射指数为 0 时大气被完全击穿, 并定义此时 HPM 电场强度为击穿阈值 E_{break} .

地球的磁感应强度一般为 $B_0 = 3.16 \times 10^{-5} - 6.28 \times 10^{-5}$ T, 因此电子的磁旋频率对应为 $\omega_H = 0.56 \times 10^7 - 1.11 \times 10^7$ Hz. 目前 HPM 源频率一般在 L, S 和 X 波段, 因此基本可认为电子的磁旋频率远小于电磁波频率 $\omega_H \ll \omega$. 根据混合大气折射指

数为 0 时发生大气击穿的定义, 则可求出基于混合大气统一模型的大气击穿发生时对应的自生等离子体频率为

$$\omega_p = \omega \sqrt{\frac{(1 + \chi)(\omega^2 + \nu_m^2)}{\omega^2 + \nu_m \nu_i}}. \quad (9)$$

根据 (9) 式可求出 HPM 大气击穿时对应的混合大气中的自由电子密度, 从而联立 (2)—(8) 式可求出不同参数条件下的 HPM 大气击穿阈值.

如果忽略混合大气内中性气体分子的极化率 χ 以及碰撞频率和电离频率 (或者碰撞频率和电离频率满足 $\nu_i \ll \nu_m \ll \omega$ 时), 则 (9) 式可化简为

$$\omega_p = \omega, \quad (10)$$

(10) 式即为传统 HPM 大气击穿研究中所定义的发生大气击穿时对应的等离子体频率, 此时等离子体折射指数也为 0.

比较 (9) 和 (10) 式可以发现, 考虑中性气体分子极化作用以及电子的碰撞作用后, 大气击穿时对应的等离子体频率明显变大. 因此, 根据气体的极化强度叠加模型, 综合考虑电离大气的电偶极矩和中性气体分子极化作用后, 相同条件下所求得 HPM 的大气击穿阈值大于以往文献所得到的结果.

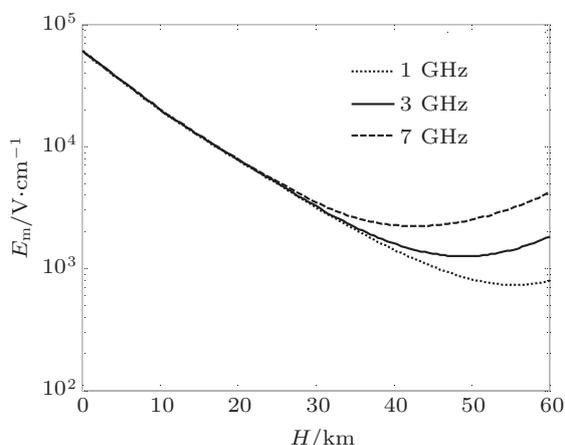


图 1 50 ns 时大气击穿阈值随高度变化曲线

图 1 给出了 50 ns 脉宽条件下 HPM 单脉冲大气击穿阈值与高度的关系曲线. 从图中可以看出, HPM 大气击穿阈值随高度的增加先逐渐减小然后逐渐增大, 在 30—60 km 处存在一个最小值. 从图中可以看出, 在海平面附近高度 HPM 大气击穿阈值较高, 这是因为一方面低空中自由电子很难独立存在, 电子浓度很小; 另一方面低空中空气稠密, 大气压强很大, 不易发生电离, 因此低空中 HPM 大气

击穿阈值很高. 随着高度的上升, 空气逐渐稀薄, 压强迅速减小, 空气电离相对容易发生, 并且空气中的自由电子浓度也相对增加, 因此 HPM 大气击穿阈值逐渐减小. 当上升到一定高度时, 虽然大气中自由电子数逐渐增大, 但由于空气越来越稀薄, 电子的自由程变大, 从而与中性粒子的碰撞电离概率减小, 因此 HPM 的大气击穿阈值反而逐渐增大.

3 单脉冲大气击穿实验研究

利用真空腔体模拟不同高度处的大气环境, 采用窄带 X 频段高功率微波源进行辐照, 诊断单脉冲 HPM 大气击穿现象, 观测实验相关现象与数据, 计算分析不同大气环境下的参数、HPM 源参数等条件下的 HPM 传输特性, 获取单脉冲 HPM 大气击穿的阈值与规律.

3.1 实验原理

高功率微波大气击穿是大气传输研究最主要的内容. 发生大气击穿的根源是空气中存在“种子”自由电子, 当注入到大气中的 HPM 波束在空间某一点遇到“种子”自由电子时, 与空间中的自由电子发生作用, 微波电场使自由电子加速, 如果 HPM 电场足够强, 能使电子获得较大能量, 从而使空气发生电离, 产生新的电子, 与中性分子产生碰撞, 使等离子体数目增加. 此过程重复发生, 随着自由电子的不断增多, 造成大气产生雪崩击穿. 此时, 脉冲后续部分能量将被吸收和反射, 出现“尾蚀效应”^[9,10]. 在混合大气产生和衰减时都伴随有电离、吸附、复合和扩散作用, 在击穿发展时电离作用占主要优势, 等离子体衰减时复合和吸附作用明显. 当电离作用发生时, 自由电子把能量传递给中性分子的外层电子, 使电子由基态跃迁到高态或由高态逃逸为自由电子. 在复合作用发生时, 自由电子与离子发生复合, 电子回到高态或由高态回到基态而释放能量产生光子. 所以在 HPM 大气击穿发生时伴随发光现象. 我们利用 GW 级单脉冲微波源对真空腔体内大气击穿产生的等离子体发光现象进行了实验研究, 通过光电信号测量系统来诊断 HPM 击穿的形成与混合大气击穿效应数据. 另外, 对自由空间击穿实验进行了光学照相, 为不同大气环境参数、HPM 源参数等条件下的击穿情形提供较为直观的检测方法. 根据网络分析仪等实测记录数据和 HPM 大气击穿理论, 计算 HPM 大气击穿阈值, 分

析 HPM 大气击穿机理, 总结 HPM 大气击穿规律, 给出空间环境对 HPM 系统发射参数、使用空间环境、范围的限制条件.

大气击穿实验系统由一个气压连续可调的真空环境设备和微波测量系统组成, 实验系统原理框图和实验装置如图 2 所示. 实验腔体直径为 0.6 m, 长度 0.5 m 的圆柱形介质腔体, 该尺寸远远大于自由电子的自由程, 使得腔体前壁激发的电子不能产生次级电子发射以及介质表面吸附的气体放气效应; 实验中 3 m, 4 m 处场强测量值为 6538.9 V/cm, 4704.7 V/cm, 均小于介质腔体材料的击穿阈值, 而达到腔体内气体的击穿阈值. 在高功率微波暗室中将真空腔体放置在与 HPM 源相距一定的位置, 控制腔体内的大气压强, 模拟不同海拔高度的大气环

境, 在馈源、测试腔体后侧放置接收喇叭及波导测量系统, 标定测试用电缆及检波器、测试区域功率密度 (或场强) 等参量. 调节腔体内的气压至设定值, 高功率微波源对腔体进行辐射, 记录 HPM 馈源的辐射波形、真空腔体后的透射波形和实验数据, 同时监测腔体内大气击穿时的发光现象.

为实现 HPM 大气击穿的地面模拟, 应确保的主要条件有: 1) 为避免表面滑闪效应, 大气环境模拟装置采用圆柱形结构的耐击穿有机玻璃设计; 2) 大气环境模拟装置放置在天线辐射的远场区; 3) 实验过程中, HPM 源内部、辐射场不同方位均设有波形监测装置, 实时监测源内部及天线辐射各区域的击穿情况.

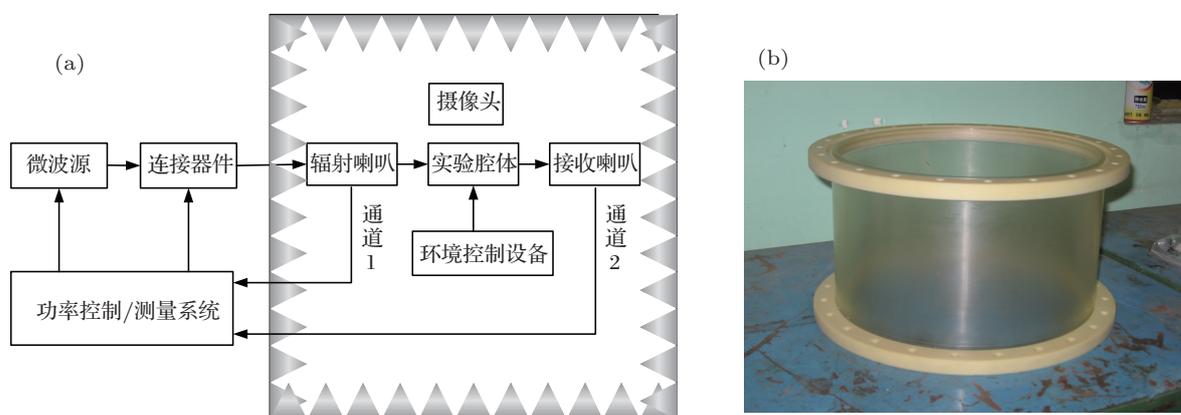


图 2 HPM 大气击穿实验系统原理框图 (a) 原理框图; (b) 实验装置

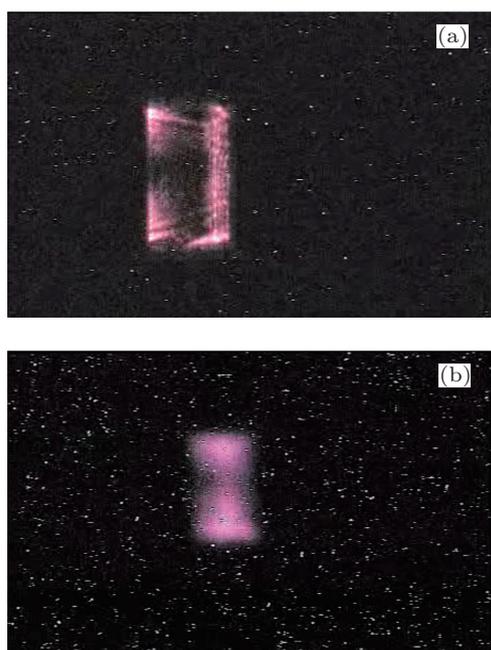


图 3 HPM 大气击穿时的发光现象

3.2 实验现象与数据

实验时, 利用示波器和监控设备, 从不同方位观测实验装置内大气击穿时发光现象和分布形态, 同时记录两个监测通道的脉冲波形. 图 3 为大气击穿时的发光现象, 图 4 为发生大气击穿时的典型波形图.

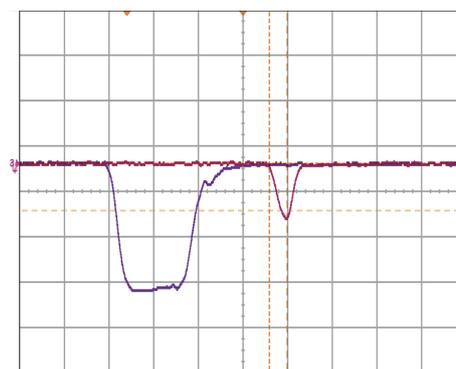


图 4 发生大气击穿时发射和接收波形

3.3 理论与实验对比分析

根据实验实测数据,得到场强与大气压强的比值 E_e/P 随压强和脉宽乘积 $P\tau$ 的变化曲线,图 5 和图 6 分别是腔体与辐射源天线口面相距 3 m, 4 m 处的击穿曲线.从图 5 和图 6 中可以看出,单脉冲 HPM 大气击穿有以下结论:

1) 从大气击穿现象诊断图片可以看出,不同气压条件下的大气击穿程度不同,有的击穿只发生在一些局部点上,此时只有在种子电子附近才形成等离子体,HPM 大气击穿呈明显的丝状(局部)放电特征,这是 HPM 击穿的特点之一;

2) HPM 大气击穿阈值随压强的增大先减小后增加,存在一个极小值,从不同压强下击穿典型波形图可以清楚地看到透射脉宽变化(大气电离或击穿程度)随气压的变化规律,气压较高时,透射脉宽较宽,随着气压的降低,透射脉宽逐渐变窄,气压降至 1000 Pa (海拔 50 km) 左右时脉宽变至最窄,但气压再下降,透射脉宽反而增加;

3) HPM 大气击穿实验结果与混合大气理论分析结果基本一致,存在最易击穿的区域(即易感层区域),验证了理论模型的正确性.

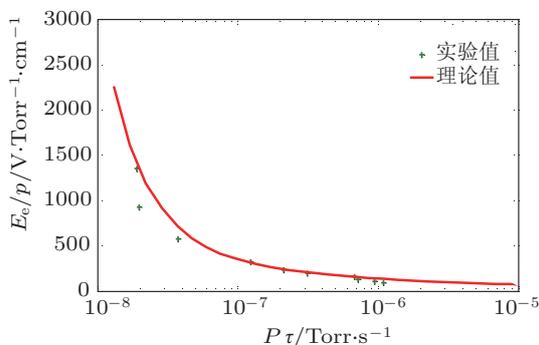


图 5 3 m 处场强和压强比值与压强和脉宽乘积的实验结果与理论对比曲线

当 $P\tau$ 值较小,即 E_e/P 较大时,理论分析结

果与实验数据的误差较大,属于超强场的研究内容 [10].

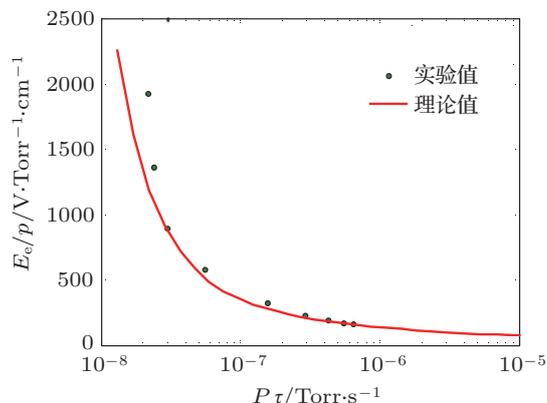


图 6 4 m 处场强和压强比值与压强和脉宽乘积实验结果与理论对比曲线

4 结论

本文定义了 HPM 混合大气概念,为建立 HPM 混合大气传输统一模型提供了基础;建立的 HPM 混合大气传输统一模型及分析方法,综合考虑了 HPM 的高功率特性,解决了高功率微波在低层大气、电离层、外层空间中非线性传输统一分析的难题;基于 HPM 混合大气传输模型的混合大气击穿统一模型,能够计算各层大气空间中不同温、湿、压条件下的高功率微波击穿阈值.考虑中性气体分子极化作用以及电子的碰撞热效应后,相同条件下所求得的大气击穿时对应的等离子体频率明显变大;HPM 的大气击穿阈值大于以往文献所得到的结果.理论和实验结果均表明 HPM 大气击穿阈值随高度的增加先逐渐减小然后逐渐增大,在 30—60 km 处存在一个最小值.此外,大气击穿研究对 HPM 自生等离子体非线性效应、等离子体隐身技术、HPM 天线设计等相关研究也有重要的指导意义.

[1] Barker R J, Edl S (Translated by High-Power Microwave Sources and Technologies group) 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp195–362 (in Chinese) [Barker R J, Edl S 著《高功率微波源与技术》翻译组译 2005 高功率微波源与技术(北京:清华大学出版社)第 195—362 页]

[2] Koretzky E, Kuo S P, Kim J 1998 *Plasma Phys.* **59** 315

[3] Sun A P, Li L Q 2002 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **22** 136

[4] Kelley P L 2000 *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **6** 1259

[5] Jiang S E 1996 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **13** 278

[6] Wang G P, Xiang F, Tan J, Cao S Y, Luo M, Kang Q, Chang A B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 072901 (in Chinese) [王淦平, 向飞, 谭杰, 曹绍云, 罗敏, 康强, 常安碧 2011 物理学报 **60** 072901]

[7] Cai L B, Wang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025217 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2011 物理学报 **60** 025217]

[8] 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]

[9] Shao H, Liu G Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2387 (in Chinese) [邵浩, 刘

- 国治 2001 物理学报 50 2387] (in Chinese) [余道杰, 张长峰, 彭平, 牛忠霞 2008 微波学报 24 74]
- [10] Liu J Y, Fang J Y 2000 *High Power Laser and Particle Beams* 12 497 (in Chinese) [刘静月, 方进勇 2000 强激光与粒子束 12 497]
- [11] Yu D J, Zhang C F, Peng P, Niu Z X 2008 *Journal of Microwave* 24 74
- [12] Rao Y P, Song H, Niu Z X 2008 *Modern Radar* 30 93 (in Chinese) [饶育萍, 宋航, 牛忠霞 2008 现代雷达 30 93]
- [13] International Telecommunication Union. Recommendation ITU-R. 674-4, Attenuation by atmospheric gas[S], 2001

Theoretical and experimental investigation of air breakdown on single high power microwave based on the mixed-atmosphere propagation model*

Zhou Dong-Fang Yu Dao-Jie[†] Yang Jian-Hong Hou De-Ting Xia Wei Hu Tao
Lin Jing-Yu Rao Yu-Ping Wei Jin-Jin Zhang De-Wei Wang Li-Ping

(PLA Information Engineering University, Zhengzhou 450001, China)

(Received 2 November 2011; revised manuscript received 25 June 2012)

Abstract

Considering the series effects of high power microwave such as thermal fast electrons effect, collision frequency effect and ionization frequency effect, a unified high power microwave (HPM) propagation model is presented in this paper. A unified air-breakdown model for single-pulse HPM is discussed in detail and the breakdown threshold is determined. It is found that the frequency of plasma induced by high power microwave is greater than previous value. The threshold of air breakdown increases with altitude increasing under the same condition. When the threshold reaches a minimum, a reverse trend will appear. And the minimum value will be obtained in an area of 30–60 km. The typical phenomenon waveform and threshold are gained in the experiment of air breakdown in microwave darkroom. And a well uniform distribution of the air breakdown threshold is shown theoretically and experimentally.

Keywords: high power microwave, mixed-atmosphere, air-breakdown, threshold

PACS: 42.25.Bs, 51.50.+v, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.62.014207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201056, 61271104).

[†] Corresponding author. E-mail: ydj2008@126.com