

基于场致二次谐波的大气压脉冲流注放电时变 非均匀电场测量研究

赵政, 郑昕雷, 黄宗泽, 郭雨林, 孙安邦, 李江涛

(西安交通大学电气工程学院, 陕西省 西安市 710049)

Time-varying Non-uniform Electric Field Measurement of Atmospheric-pressure Pulsed Streamer Discharge Based on Electric Field Induced Secondary Harmonic

ZHAO Zheng, ZHENG Xinlei, HUANG Zongze, GUO Yulin, SUN Anbang, LI Jiangtao

(School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, Shaanxi Province, China)

ABSTRACT: Spatial electric field diagnostics of atmospheric-pressure pulsed streamer discharges are crucial for accurately modulating streamer discharge characteristics and unveiling plasma instability mechanisms. The electric field induced secondary harmonic method has advantages of non-intrusiveness and high spatial-temporal resolution. However, effects of time-varying non-uniform electric field on the secondary harmonic generation are unclear. Meanwhile, the actual electric field calibration factor may be dependent on the streamer discharge stages. Secondary harmonic signal generation and effects of the external electric field profile are analyzed. Sensitivities of the secondary harmonic signal on the time-varying non-uniform electric fields of different streamer discharge stages are analyzed based on the plasma fluid modelling. Furthermore, based on the nanosecond pulsed laser secondary harmonic generation measurement platform, spatial axial electric field evolutions of single repetitively pulsed negative streamer are experimentally obtained in a combined electrode structure. Effects of the pulse repetition frequency on the spatial electric field are unveiled. Several suggestions of improving E-FISH measurement are proposed based on time-varying non-uniform electric fields of streamer discharges.

KEY WORDS: streamer discharge; spatial electric field; electric field measurement; electric field induced secondary harmonic (E-FISH); pulsed discharge

基金项目: 国家自然科学基金项目(52107164, 52077168); 中央高校基本科研业务费项目(xzy012021015); 中国博士后科学基金项目(2021M702568)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (52107164, 52077168); Fundamental Research Funds for the Central Universities(xzy012021015); China Postdoctoral Science Foundation (2021M702568).

摘要: 诊断大气压脉冲流注放电空间电场是实现流注放电精准调控和揭示等离子体不稳定性机制的重要基础。基于场致二次谐波的空间电场测量方法具有非侵入式、时空分辨率高等优点。然而, 流注放电时变非均匀电场对二次谐波信号产生过程的影响规律尚不完善, 真实电场标定系数随流注放电不同阶段的变化规律尚不清晰。该文首先计算二次谐波信号产生规律和电场空间分布的影响; 然后, 基于等离子体流体模拟, 分析二次谐波信号对流注放电不同阶段时变非均匀电场的敏感程度; 最后, 基于纳秒脉冲激光场致二次谐波电场测量平台, 实验获得了重频脉冲作用下组合电极结构产生的单根负流注轴向电场演变规律, 分析脉冲重复频率对空间电场的影响机制, 并针对流注放电时变非均匀电场特点提出电场致二次谐波测量优化若干建议。

关键词: 流注放电; 空间电场; 电场测量; 场致二次谐波; 脉冲放电

0 引言

大气压脉冲流注放电是典型的非平衡等离子体, 电子温度远高于重粒子温度, 富含大量活性粒子^[1], 其应用领域已从传统工业废气废水净化处理, 拓展到流动控制^[2]、辅助燃烧^[3]、CH₄转化^[4]、诱导肿瘤细胞凋亡^[5]等前沿科学研究。实现放电特性和活性粒子的精细化调控是低温等离子体应用的重要基础^[6], 电场强度是决定大气压脉冲流注放电发展和演变趋势的重要微观参量^[7-8], 一方面, 脉冲流注放电起始于强电场作用下的电荷倍增过程, 电子能量与电场强度密切相关^[9-10]; 另一方面, 约化场强(电场强度/气体分子数密度)是表征放电稳定性的重要指标^[8], 特别是对于重频脉冲流注放电, 电离-热不稳定性等可能引起约化场强增大, 导致放

电增强甚至放电模式转换^[11],电子密度、宏观温度、通道形态等出现显著变化^[12-13]。因此,掌握大气压脉冲流注放电空间电场的时空演变规律和机制是调控放电特性及优化等离子体应用的重要基础。

大气压脉冲流注放电空间电场具有空间梯度大和随时间演变快等特点。典型针-板结构中脉冲流注放电从针尖起始后以约 0.1~1 mm/ns 速度向板电极传播,典型通道直径为数百微米,根据传播和光辐射特征可以将脉冲流注放电划分为一次流注和二次流注两个阶段^[14-15]。一次流注阶段放电发展速度快,强电场主要集中于流注头部,纳秒脉冲流注最高约化场强可达 1 000 Td,流注通道内存在电荷重新分布,电场在数纳秒时间内迅速降低(约化场强 <100 Td)^[15]。当一次流注传播接近板电极时,对于正流注,二次流注从针尖再次起始并向板电极传播,二次流注发展长度与脉冲电压幅值正相关^[16];对于负流注,存在放电通道从板电极反向朝针电极发展的过程^[17]。因此,大气压脉冲流注放电空间电场测量难度较高,需要采用非介入式、高时空分辨率的电场测量方法。

电场致二次谐波产生(electric field induced secondary harmonic generation, E-FISH)方法于 20 世纪七八十年代被美国密歇根大学 Bigio 等应用于激光聚焦参数测量、气体非线性极化系数测量等^[18-19],近 5 年来应用于脉冲放电和雷电起始场强测量、太赫兹波检测等领域^[7,20]。国内外从事 E-FISH 电场测量的研究机构主要有美国俄亥俄州立大学^[7]、美国普林斯顿大学^[8]、法国巴黎综合理工学院^[21-23]、荷兰埃因霍温理工大学^[24]、日本东京大学^[25-26]以及国内中科院电工所^[27-28]、清华大学^[29-31]、华中科技大学^[32]等。基于 E-FISH 原理的激光探针具有非侵入式、适用气体种类广、灵敏度高、信号直接检测、光路简洁等优点^[27]。二次谐波信号强度与电场强度的平方呈线性关系,时空分辨率高(时间分辨率与激光脉宽相关,垂直于激光传播方向的空间分辨率可达百微米量级),使用皮秒脉冲激光时测量下限约为 0.4 kV/cm^[29],量程可达几十 kV/cm^[27]。国内外研究者已基于 E-FISH 原理的激光探针获得介质阻挡放电^[7]、射流^[32]等的电场时空演变规律。然而,基于 E-FISH 原理的激光探针测量大气压脉冲流注放电空间电场仍存在以下问题亟待解决:

1) 流注放电时变非均匀电场对二次谐波信号产生过程的影响复杂^[22]。为提高电场测量空间分辨

率,采用凸透镜将基频高斯激光束聚焦,焦点处的光电场和光极化强度最高,大部分二次谐波信号在激光束焦点附近产生。现有研究中表面介质阻挡放电和射流放电沿激光传播方向的尺寸(数厘米)通常接近或大于聚焦激光束共焦参数($2z_R$, z_R 为瑞利长度)。然而,典型流注放电通道直径仅为数百微米,远小于聚焦激光束共焦参数,且一次流注通道内部电场远小于两侧位置,二次谐波信号对激光束焦点附近小尺度空间内电场突变的敏感性尚不清晰。

2) 真实电场标定系数随流注放电不同阶段可能发生变化。为定量获得电场强度,已有研究通常采用均匀电场(平行平板电极)或待测放电结构静电场进行标定。然而,研究表明,二次谐波信号与电场空间分布形状密切相关^[23],流注放电不同阶段电场空间分布形状存在显著差异,需要进一步评估大气压脉冲流注放电时变非均匀电场测量的标定方法及其适用性。

因此,有必要深入研究基于 E-FISH 的大气压脉冲流注放电时变非均匀电场测量方法,为推动非介入式电场测量方法在高电压与放电研究领域应用提供支撑。本文计算分析空间电场分布对二次谐波信号的影响规律,基于放电仿真获得二次谐波信号对流注放电不同阶段时变非均匀电场的敏感程度,测量重频脉冲单根负流注轴向电场,针对流注放电时变非均匀电场特殊性提出 E-FISH 测量优化若干建议。

1 二次谐波信号产生规律和电场空间分布的影响

基于 E-FISH 原理的二次谐波产生与气体三阶非线性光学效应有关。光极化强度 $P_i^{2\omega}$ ^[19,29]可表示为

$$P_i^{2\omega} = \frac{3}{2} N \chi_{i,j,k,l}^{(3)}(-2\omega, 0, \omega, \omega) E_j^F E_k^{\omega} E_l^{\omega} \quad (1)$$

式中: N 为气体分子数密度; $\chi_{i,j,k,l}^{(3)}$ 为三阶非线性张量; i, j, k, l 分别表示二次谐波信号、外施电场、激光场、激光场的偏振方向; ω 为基频激光频率; E_j^F 为外施电场强度(频率相对光场频率可以忽略); E_k^{ω} 和 E_l^{ω} 为基频激光的光场强度。二次谐波产生规律可根据考虑非线性效应的麦克斯韦波动方程进行求解^[19],国内外相关文献分析二次谐波产生过程和影响因素^[22,27,29]。通过求解含非线性极化项的光场方程,并将光场强度转变为输出功率,可得到在外施电压 $E_{\text{ext}}(z)$ 作用下二次谐波光功率为 P_{SHG} ^[29] 为

$$P_{\text{SHG}} = A \cdot [N \cdot \chi_{i,j,k,l}^{(3)} \cdot P_{\omega}]^2 \left\{ \frac{1}{z_R} \cdot \left[\int_{z_0}^{z_1} E_{\text{ext}}(z) \cdot \frac{e^{i \cdot \Delta k \cdot z}}{1 + i \cdot z / z_R} dz \right]^2 \right\} \quad (2)$$

式中： A 为转换系数，与光电器件灵敏度等有关； P_{ω} 为基频光功率； z_R 为瑞利长度； Δk 为相位失配系数(对于 15℃ 空气， Δk 约为 -0.5149 cm^{-1})。

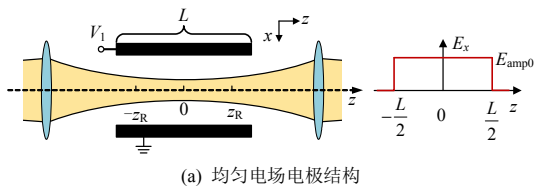
分离积分项中模与辐角后， P_{SHG} 表示为

$$P_{\text{SHG}} = A \cdot [N \cdot \chi_{i,j,k,l}^{(3)} \cdot P_{\omega}]^2 \cdot \left\{ \frac{1}{z_R} \left[\int_{z_0}^{z_1} E_{\text{ext}}(z) \cdot \frac{e^{i \{ \Delta k \cdot z - \arctan(z/z_R) \}}}{\sqrt{1 + (z/z_R)^2}} dz \right]^2 \right\} \quad (3)$$

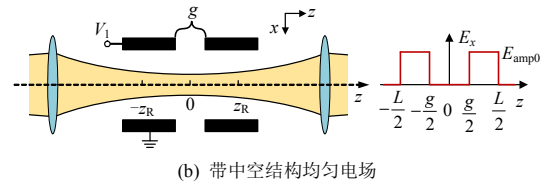
若入射激光满足平面波假设， z_R 趋近于 ∞ ，式(3)中积分项分母为 1。式(3)表明二次谐波相移是影响 P_{SHG} 幅值的重要因素。二次谐波信号相移包括两部分：第一部分 $\Delta k \cdot z$ 与基频激光和二次谐波相对折射率不同有关；第二部分 $-\arctan(z/z_R)$ 产生于基频高斯激光束聚焦(Gouy 相移^[33])，随着 z 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ ，相移量为 π 。光功率 P_{SHG} 是光强与面积的乘积，由式(3)可知，在波长和入射激光半径固定的情况下， P_{SHG} 受电极长度 L (外电场对入射激光束的作用长度)、透镜焦距 f (决定瑞利长度)、电场空间分布影响。因此，掌握二次谐波信号产生规律对于优化基于 E-FISH 的电场测量非常关键。

通道轴向电场是流注传播的重要参数，然而，流注放电不同阶段电场空间分布具有显著差异。例如，一次流注通道传播经过测量点前，轴向电场空间分布变窄；当一次流注头部经过测量点后，由于通道电导率增大和空间电荷屏蔽效应等因素导致一次流注通道内部场强低于流注头部场强，聚焦点沿激光传播方向的电场空间分布呈现两边高中间低的“M”形状；在二次正流注阶段，聚焦点沿激光传播方向的电场空间分布呈现“中间凸起”形状^[23]。本文采用图 1 所示的均匀电场和带中空结构均匀电场两种典型情况，研究电场空间分布对 P_{SHG} 的影响规律， $E_{\text{amp}0}$ 为背景电场值。

对于图 1 所示两种电极结构，积分原点设置在焦点位置， $E_{\text{ext}}(z)=E_{\text{amp}0}$ 为常数，图 1(b)中空结构范



(a) 均匀电场电极结构



(b) 带中空结构均匀电场

图 1 两种典型电场结构

Fig. 1 Two typical electric field configurations

围内 $E_{\text{ext}}(z)=0$ 。因此， P_{SHG} 正比于式(2)中的积分部分 A/z_R ^[22]，表达式为

$$P_{\text{SHG}} \propto \frac{A}{z_R} = \frac{1}{z_R} \cdot \left(\int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{i \cdot \Delta k \cdot z}}{1 + i \cdot z / z_R} dz \right)^2 \quad (4)$$

若光电器件转换系数、气体数密度、三阶非线性系数、入射基频激光功率等保持不变，可采用 A/z_R 表示 P_{SHG} 随各参数变化趋势。计算条件为：入射基频激光束半径 2.5 mm，波长 1 064 nm，背景气体为 15℃ 空气。受 $\text{sinc}^2(\Delta k/L/2)$ 项影响， P_{SHG} 会随电极长度增大呈振荡衰减趋势^[29]，表明仅能在一定范围内通过增大电极长度提高 P_{SHG} 。此外，计算结果表明， P_{SHG} 随激光聚焦参数在一定范围内呈先增大后减小趋势^[29]。分析式(3)可知，上述变化原因可能与两种效应有关。增大焦距 f 会增大 z_R ，式(3)中积分项的分母减小，有利于提高 P_{SHG} ；继续增大焦距，式(3)中 z_R^{-1} 项导致 P_{SHG} 降低，两种效应共同作用导致 P_{SHG} 随 f 呈先增大后降低趋势。

二次谐波信号是沿激光传播路径的积分，图 2 对比了不同 L/z_R 时二次谐波信号产生过程。 $L=z_R$ 时， P_{SHG} 沿传播路径单调增大。然而， $L=5z_R$ 和 $L=10z_R$ 时呈现非单调变化， $L=5z_R$ 时， P_{SHG} 沿传播路径先增大后减小，最大值出现在 $z=0$ 附近。上述变化趋势与二次谐波相移有关，式(3)中 Gouy 相移 $\arctan(z/z_R)$ 在 $z=0$ 左右出现符号反转，导致总相移增大。因此， P_{SHG} 并非简单地沿传播路径单调增大， $\pm z_R$ 范围以外

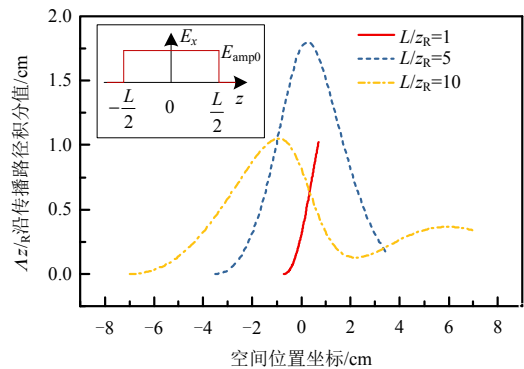
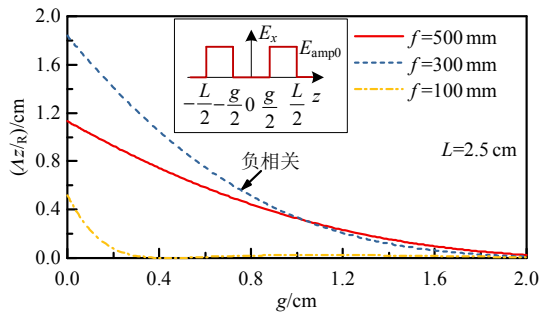


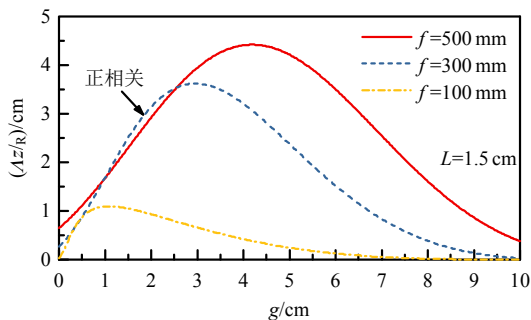
图 2 P_{SHG} 积分部分沿激光传播路径的产生过程
Fig. 2 Generation process of integration part of P_{SHG} along the laser propagation trajectory

电场对 P_{SHG} 的积分值也存在一定影响。

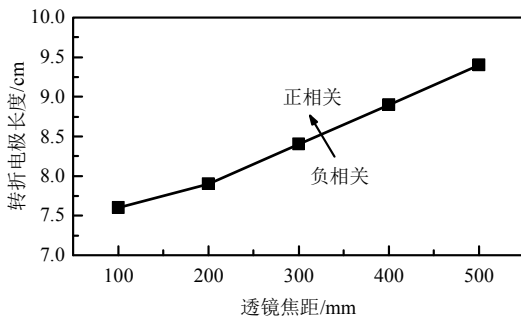
由于大部分二次谐波信号在基频激光束焦点附近产生,若采用图 1(b)所示带中空结构的平行平板电极所得的 P_{SHG} 理应大幅降低,即与中空长度 g 负相关。然而,如图 3(a)和(b)所示,在电极长度 L 较短时($L=2.5\text{ cm}$), P_{SHG} 随中空长度 g 增大而降低;在电极长度较长时($L=15\text{ cm}$), P_{SHG} 随中空长度 g 增大首先增大(正相关),本文定义 P_{SHG} 与中空长度的关系由负相关转变为正相关的电极长度为转折电极长度,如图 3(c)所示,转折电极长度随透镜焦距增大而增大。从图 3 可知, Gouy 相移在电极长度较小时影响不明显,而在电极长度较大时对 P_{SHG} 存在显著影响。因此,中空结构的存在减小了外施电场对入射基频激光束的作用长度,削弱了 Gouy 相移对 P_{SHG} 的影响,在电极长度较长情况时更为显著,导致 P_{SHG} 与中空长度 g 呈正相关关系。由于一



(a) 二次谐波信号随中空长度的变化($L=2.5\text{ cm}$)



(b) 二次谐波信号随中空长度的变化($L=1.5\text{ cm}$)



(c) 转折电极长度随透镜焦距的变化

图 3 P_{SHG} 积分部分与中空长度的关系

Fig. 3 Dependence of integration part of P_{SHG} on the length of the central void

般单根流注电场沿通道径向的衰减较快,作用范围约 $\pm 2\text{ cm}$, 根据图 3(c)所示结果可推断, P_{SHG} 随流注通道内部电场降低也呈降低趋势。流注电场分布具有通道内部电场低、流注通道头部电场高、流注通道头部前方电场随距离迅速衰减等特征,因此中空电极结构空间电场分布与流注已经过测量点情况类似。

上述计算获得了已知电场空间分布 $E_{\text{ext}}(z)$ 情况下二次谐波信号在均匀电场和阶梯状电场下的产生规律。基于 E-FISH 的电场测量前需建立二次谐波信号幅值与电场强度的标定曲线,然而,流注放电不同阶段 $E_{\text{ext}}(z)$ 变化显著,有放电时真实标定曲线可能与无放电情况存在较大差异。因此,需评估电场空间分布变化的影响程度。

若外施电场沿 z 方向空间分布归一化函数 $E'_{\text{ext}}(z')$ 以 $z=0$ 呈中心对称分布,可将式(2)进行归一化处理^[22], 可得:

$$P_{\text{SHG}} \propto E_{\text{amp}0}^2 \cdot 4 \cdot z_{\text{R}} \cdot \left[\int_0^{L/(2z_{\text{R}})} E'_{\text{ext}}(z') \cdot \frac{\cos(u \cdot z') + \sin(u \cdot z') \cdot z'}{1 + (z')^2} dz' \right]^2 \quad (5)$$

式中: $z'=z/z_{\text{R}}$; $u=\Delta k \cdot z_{\text{R}}$; $E_{\text{amp}0}$ 为 $z=0$ 处电场强度。因此, P_{SHG} 正比于 $E_{\text{amp}0}^2$ 与系数 Γ 的乘积, 即

$$P_{\text{SHG}} \propto E_{\text{amp}0}^2 \cdot \Gamma^2 \quad (6)$$

$$\Gamma = \sqrt{4 \cdot z_{\text{R}} \cdot \left[\int_0^{L/(2z_{\text{R}})} E'_{\text{ext}}(z') \cdot \frac{\cos(u \cdot z') + \sin(u \cdot z') \cdot z'}{1 + (z')^2} dz' \right]^2} \quad (7)$$

系数 Γ 是标定系数的一部分(其余为式(2)中的常数项), 与瑞利长度 z_{R} 和外施电场沿 z 方向空间分布归一化函数 $E'_{\text{ext}}(z')$ 有关, 包含了电场空间分布、基频激光和二次谐波波矢差异引入的相位失配、高斯光束聚焦引入的 Gouy 相移3个因素的影响。因此,在流注放电不同阶段,系数 Γ 会发生变化,即预先标定的系数 Γ_{cal} 与实际流注放电的系数 Γ_{real} 存在差别,引入测量误差。实际测量中通常采用无放电情况静电场有限元计算电场值获得系数 Γ_{cal} ^[22,32]。本文定义相对校正系数 Γ_{relative} 为 Γ_{cal} 和 Γ_{real} 比值的绝对值, 即

$$\Gamma_{\text{relative}} = \left| \Gamma_{\text{cal}} / \Gamma_{\text{real}} \right| \quad (8)$$

$$E_{\text{amp}0\text{-real}} = E_{\text{amp}0\text{-meas}} \cdot \Gamma_{\text{cal}} / \Gamma_{\text{real}} \quad (9)$$

式中: $E_{\text{amp}0\text{-meas}}$ 为根据系数 Γ_{cal} 获得到的测量值, 如果对于不同阶段 $E'_{\text{ext}}(z')$ 的变化, Γ_{real} 均较为接近

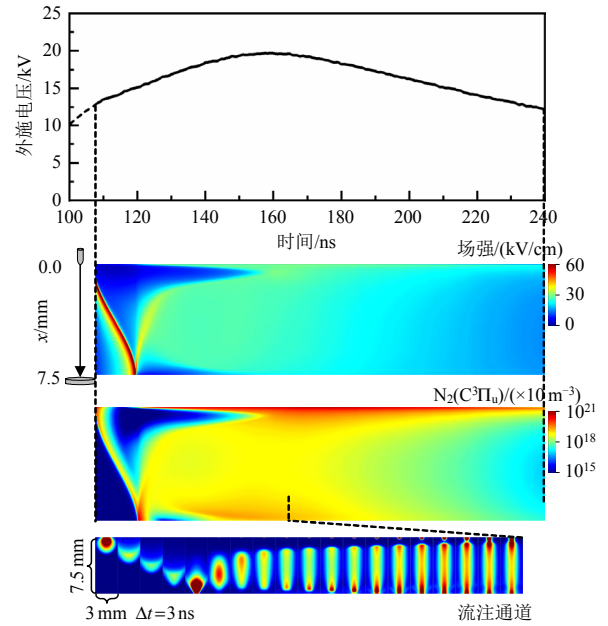
Γ_{cal} (如 $\Gamma_{relative} \leq 1.25$)，则基于 E-FISH 的电场测量对电场空间分布变化的敏感度较低^[23]。

2 二次谐波信号对流注放电时变非均匀电场的敏感度

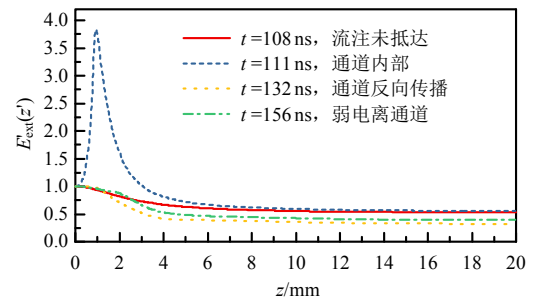
基于 E-FISH 的电场测量需要根据待测量电场空间分布及其变化规律，选取合适的标定电场和合理的光学元件参数。本节采用基于局部场近似的漂移-扩散-反应二维轴对称流体模型仿真获取单针-板结合板-板的组合电极脉冲流注不同阶段电场空间分布，分析二次谐波信号对流注放电时空非均匀电场变化的敏感程度。

流注放电仿真基于开源流体仿真代码 Afivo-streamer^[34-35]。Afivo-streamer 是由荷兰数学与计算科学研究中心 U. Ebert 团队开发的开源流注放电仿真代码^[34]，目前已成功应用于脉冲流注放电模拟，计算结果与实验观测结果吻合较好^[35-36]。Afivo-streamer 具有自适应网格细化、几何多重网格求解器、并行求解等特性。等离子体反应体系、电子输运系数以及反应系数参考相关文献^[36]，所有离子迁移率设置为 $2.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ，光电离基于布登(Bourdon)3 项近似亥姆霍兹方程计算。为了与实验观测图像对比，仿真计算了氮第二正系光发射过程，主要反应为 $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g)$ 。流注放电光发射强度与 $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u)$ 密度成正比。计算区域为 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ，上下极板间距为 20 mm ，针尖与下极板间距为 7.5 mm ，为模拟实验观察到与多针电极相似的流注传播速度和通道半径，仿真将针电极头部曲率半径设置为 $100 \mu\text{m}$ ，此时流注通道直径和传播规律等与后续实验观测结果吻合度较高，用于评估测量准确性具备一定可信度^[37]。仿真中背景气体为 300 K ， 0.1 MPa 的空气($\text{N}_2 + 20\% \text{ O}_2$)，背景电离密度为 10^{11} m^{-3} ，为了减小仿真时间，仿真起始时刻设置为后续实验观察到流注起始时刻，初始电压为 13 kV 。

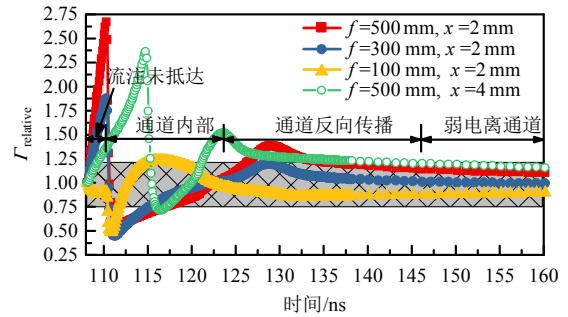
根据理论分析和图 4(a)、(b)所示仿真结果可知，脉冲负流注放电包含 3 个阶段，分别为：一次流注传播、通道反向传播、弱电离通道形成和衰减阶段^[17]。图 4(a)、(b)对比了 $x=2 \text{ mm}$ 位置轴向电场分量的空间分布函数 $E_{ext}(z)$ 。根据放电演变过程， $t=108 \text{ ns}$ 时流注放电尚未起始； $t=111 \text{ ns}$ 时一次流注已经发展经过 $x=2 \text{ mm}$ 位置； $t=132 \text{ ns}$ 和 $t=156 \text{ ns}$ 分别对应流注通道反向传播和弱电离通道形成两



(a) 负流注放电仿真轴向电场、 $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u)$ 演变条纹和流注通道



(b) 外施电场沿z方向空间分布归一化函数随放电阶段变化



(c) $\Gamma_{relative}$ 在不同放电阶段的变化

图 4 负性流注放电仿真条纹图、电场分布归一化函数及 $\Gamma_{relative}$ 随放电阶段变化

Fig. 4 Streak images of negative streamer discharge and dependences of electric field normalized function and $\Gamma_{relative}$ on discharge stages

个阶段。流注发展不同阶段的空间电场分布存在显著差异：在一次流注传播阶段，流注放电尚未抵达测量点时， $E_{ext}(z)$ 空间分布与无放电情况接近，流注放电经过测量点之后，空间场强与静电场存在显著差异，主要体现在流注通道内部场强远低于通道两侧场强，电场空间分布呈现“M”形，与流注通道内部电荷的屏蔽效应有关；在通道反向传播阶

段, $E_{\text{ext}}(z)$ 逐渐恢复至流注未抵达情况; 弱电离通道形成后, 流注通道内部场整体分布呈现中间高两边低分布。流注通道直径是影响空间电场分布的重要因素, 数值模拟中流注通道直径约 1.5 mm, 与后续实验结果 1.3 mm 较为接近。根据仿真结果可知, 流注通道半径在脉冲流注放电 3 个阶段不断变化, 即计算 Γ_{relative} 时已考虑流注通道直径变化的影响。

图 4(c) 计算了 Γ_{relative} 与透镜焦距和流注放电阶段的关系。以焦距 500 mm 为例, 流注尚未抵达前 Γ_{relative} 显著增大, 若此时仍然以 Γ_{pre} 为标定依据, 电场测量偏差可能达到 2~3 倍; 一次流注通过后, 由于电场空间分布存在显著差异, Γ_{relative} 迅速降低甚至低于 1, 表明此时测量值高于真实电场值; 在通道反向传播和弱电离通道贯穿两电极后, Γ_{relative} 逐渐恢复至接近 1, 如果电场可接受测量误差不高于 $\pm 25\%$, 则在弱电离通道贯穿阶段测量具备较好的准确度(图 4(c)所示阴影区域)。图 4(c)对比了不同空间位置处 Γ_{relative} 变化, $x=4$ mm 位置整体变化趋势与 $x=2$ mm 相同, 受流注传播过程影响 Γ_{relative} 变化存在一定时延。不同位置校正系数变化趋势相同。凸透镜焦距选择是 E-FISH 测量的重要步骤, 需综合考虑以下几方面因素:

1) 透镜焦距越小, 焦点直径越小, 垂直于激光传播方面的空间分辨率高, 但对于纳秒脉冲激光引起空气击穿的概率增大, 若降低激光能量则引起二次谐波信号呈平方倍率降低, 电磁干扰较强情况下可能测量结果误差较大;

2) 图 4(c)对比了 3 种常用透镜焦距, 在流注未抵达阶段 $f=100$ mm 情况下 Γ_{relative} 较低, 在通道内部阶段相差较小, 在流注反向传播阶段 $f=100$ mm 情况下 Γ_{relative} 较优, 在弱电离阶段 3 种透镜焦距差别不明显;

3) 需考虑一定绝缘距离。因此, 对于不同放电结构, 需根据放电模拟结果、 Γ_{relative} 计算结果及实测结果合理选择透镜焦距。

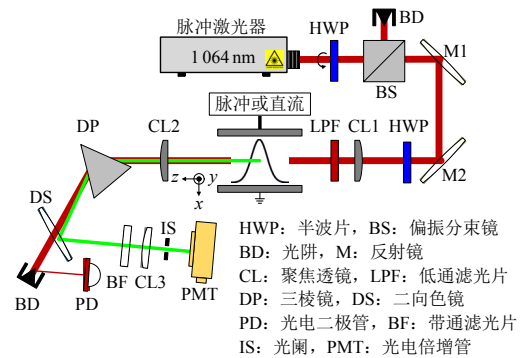
图 4(c)所示 Γ_{relative} 计算结果表明, 选择焦距 $f=300$ mm 比 $f=500$ mm 理论上可减小测量误差, 特别是在二次流注阶段。然而, 实验观察发现相同激光能量下选择焦距 $f=300$ mm 时空气击穿概率增大, 影响测量可行性和放电稳定性, 若降低激光能量, 则在重频脉冲放电电磁干扰严重情况时造成测量结果信噪比降低。最优焦距应在保证无空气击穿的前提下使得 Γ_{relative} 最低, 并尽可能提高空间分辨率。

本文综合考虑测量准确性、测量灵敏度、信号强度等因素, 选定 $f=500$ mm 为较优的透镜焦距, 后续研究需进一步结合仿真和实验结果优化测量布置。

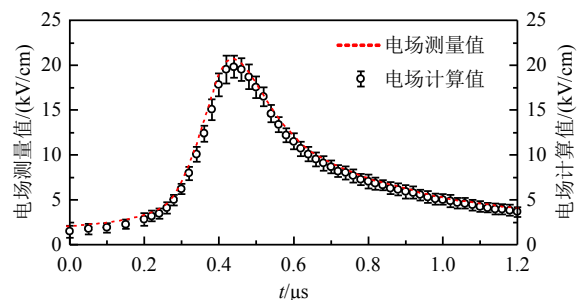
3 纳秒脉冲流注放电空间电场实验测量

依据流注放电空间电场演变规律, 流注电场测量流程为: 首先通过有限元仿真获得待测位置空间电场值, 然后建立二次谐波信号幅值和电场幅值的标定曲线, 进而根据标定曲线获取实际重频脉冲流注放电空间电场值, 最后依据 Γ_{relative} 评估测量准确性。

本文基于脉冲激光器(Litron NanoSG150, 脉冲宽度 6 ns, 重频 10 Hz, 能量稳定度 $\pm 2\%$) 搭建了空间电场测量系统, 如图 5(a)所示。利用激光器出口处的半波片和偏振分束镜调节输出激光能量, 激光偏振方向为垂直偏振。聚焦透镜 CL1 和 CL2 焦距均为 500 mm。谐波信号和基频激光通过三棱镜和二向色镜实现分离, 并分别通过光电倍增管(Hamamatsu, R928, 上升时间 2.2 ns)和光电二极管(Thorlabs, DET10A2, 上升时间 1 ns)进行测量。高斯激光束聚焦后的焦点直径($1/e^2$)基于移动刀片法测量约为 140 μm , 瑞利长度经过平移同轴棒电极法(棒电极半径 2 mm, 中心间距 15.6 mm)测量约为 15.6 mm。根据高斯激光束聚焦公式焦点直径和瑞



(a) E-FISH 测量系统示意图



(b) 平行平板电极无放电脉冲电场测量结果

图 5 E-FISH 测量系统及平行平板电极标定结果
Fig. 5 E-FISH measurement system and calibration results in the paralleled plate electrode

利长度计算值分别为 $135\ \mu\text{m}$ 和 $13.6\ \text{mm}$, 与实验测量数值较为吻合。对于脉冲流注放电, 需对各信号进行时基校正, 实验中已考虑光电二极管响应时间、光电倍增管(photomultiplier, PMT)延时、信号电缆延时、光程差等因素。由于流注放电自身辐射在 $532\ \text{nm}$ 谱线强度低, 且测量系统对非二次谐波信号具有强衰减作用, 因此流注放电自身辐射对二次谐波信号影响可忽略。

测量中采用平行平板电极(积分长度 $60\ \text{mm}$, 间隙距离 $5\ \text{mm}$)验证了无放电情况下脉冲电场测量动态响应性能。实验中首先施加不同幅值直流电压获得了空间电场标定曲线, 然后施加脉冲电压, 获得二次谐波信号随时间变化, 依据标定曲线得到电场测量值(参见图 5(b)中散点), 并与电场计算值(电压除以距离, 参见图 5(b)中虚线)进行对比。由图 5 可见, 基于 E-FISH 的电场测量可以较为准确跟随亚微秒脉冲电场变化, 电场峰值处测量偏差约 4.5% 。

由于激光器重复频率仅为 $10\ \text{Hz}$, 单次测量无法获得脉冲流注放电空间电场变化, 需要构建时间和空间可复现性较强的流注放电, 通过重复测量获取空间电场演变规律。本文采用一种结合多针电极和平行平板电极的组合结构^[37-38]。如图 6 所示, 5 根针呈中心对称分布, 中心针曲率半径 $20\ \mu\text{m}$, 距离地电极 $7.5\ \text{mm}$, 周围 4 根针曲率半径 $200\ \mu\text{m}$, 间距 $6\ \text{mm}$, 距离地电极 $8\ \text{mm}$, 平行平板电极(间隙距离 $20\ \text{mm}$)增加沿垂直方向电场分量以抑制流注通道分叉。脉冲电压作用时 5 根针均能产生流注放电, 通过周围流注通道对中心流注通道的排斥作用, 促进中心流注通道沿轴向发展。放电腔体体积为 $(10 \times 10 \times 12.5)\ \text{cm}^3$, 通过质量流量计通入 $1\ \text{L}/\text{min}$ 干燥空气。通过三维电动位移平台移动放电腔体位置, 寻找静电场最大点位置, 以此确定激光路径和对准流注通道。图 6 中展示了施加幅值 $20\ \text{kV}$ 、重频 $100\ \text{Hz}$ 负极性脉冲流注放电通道的长曝光时间图像(曝光时间为 $3\ \mu\text{s}$, 累积次数为 10 次), 中心流注通道直径约 $500\ \mu\text{m}$ 。连续拍摄结果表明, 流注通道发展到相同位置的时间误差在 $\pm 5\ \text{ns}$ 量级; 基于电流波形计算获得 $200\ \text{Hz}$ 时流注放电起始时刻标准差约 $1\ \text{ns}$, $10\ \text{Hz}$ 时标准差约 $2.6\ \text{ns}$, 上述结果表明所产生的负流注具有良好的时间和空间可复现性。图 7 为 E-FISH 测量基频激光和二次谐波典型波形, PMT 测量得到的二次谐波信号宽度较大, 可能与实验所用 PMT 动态响应性能低于 PD 有关。

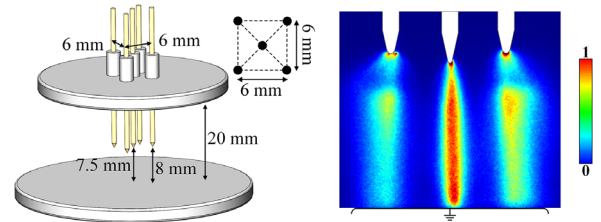


图 6 放电电极和长曝光负流注通道图像

Fig. 6 Discharge electrode and long-exposure negative streamer channel image

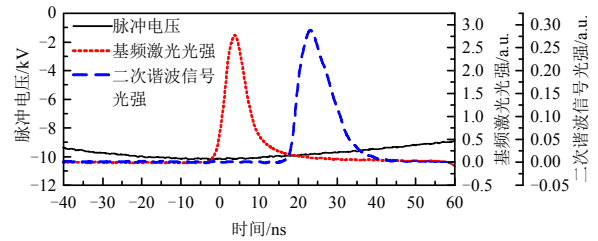


图 7 E-FISH 测量基频激光和二次谐波典型波形

Fig. 7 Typical waveforms of fundamental frequency laser and secondary harmonic signal in E-FISH

图 8 为负极性脉冲标定结果和负流注空间电场演变规律。依据式(2)可知, 通过增大激光能量的方法, 在不发生空气击穿的前提下获得更强的二次谐波信号, 从而覆盖流注电场测量中可能出现的强电场情况。由图 8(a)可以看出, 采用 $5\ \text{kV}$ 脉冲电压进行标定时, 激光能量从 $10\ \text{mJ}$ 增大至 $30\ \text{mJ}$, P_{SHG} 曲线重合度较好, 且通过增强电荷耦合器件(intensified charge-coupled device, ICCD)相机最大增益时观察无明显发光现象, 表明电晕放电可忽略。受重频脉冲放电对 PMT 电磁干扰、现有数据采集设备信噪比等影响, 目前本实验平台所实现最小测量电场强度为 $1.4\ \text{kV}/\text{cm}$ (对应于 $10\ \text{mJ}$ 情况最低值), 为表明最低测量电场强度, 图 8(a)中光强并未从零起始。图 8(a)中进一步对比了不同频率脉冲和针尖下方不同位置外施电场和根据标定曲线获得的空间电场值。外施电场是根据实测电压和静电场有限元计算所获得的拉普拉斯电场。由图 8 可以看出, 针尖下方 $2\ \text{mm}$ 位置空间电场在 $110\ \text{ns}$ 前基本接近外施电场, 而在 $110\ \text{ns}$ 以后, 空间电场呈先增大后降低再增大的“驼峰”状变化, 在外施电场下降沿阶段, 空间电场仍高于外施电场约 $10\ \text{kV}/\text{cm}$ 。空间电场降低阶段对应于流注通道内部, 受纳秒脉冲激光时间分辨率和 Γ_{relative} 影响, “驼峰”状凹点处真实电场值可能更低, 对于加速传播、稳定传播和衰减传播模式空气负流注, 通道内部场强约 $10\sim 15\ \text{kV}/\text{cm}$ ^[39]。受重频脉冲电源内磁开关有限阻抗的影响, 脉冲上升沿之前存在持续时间较长的

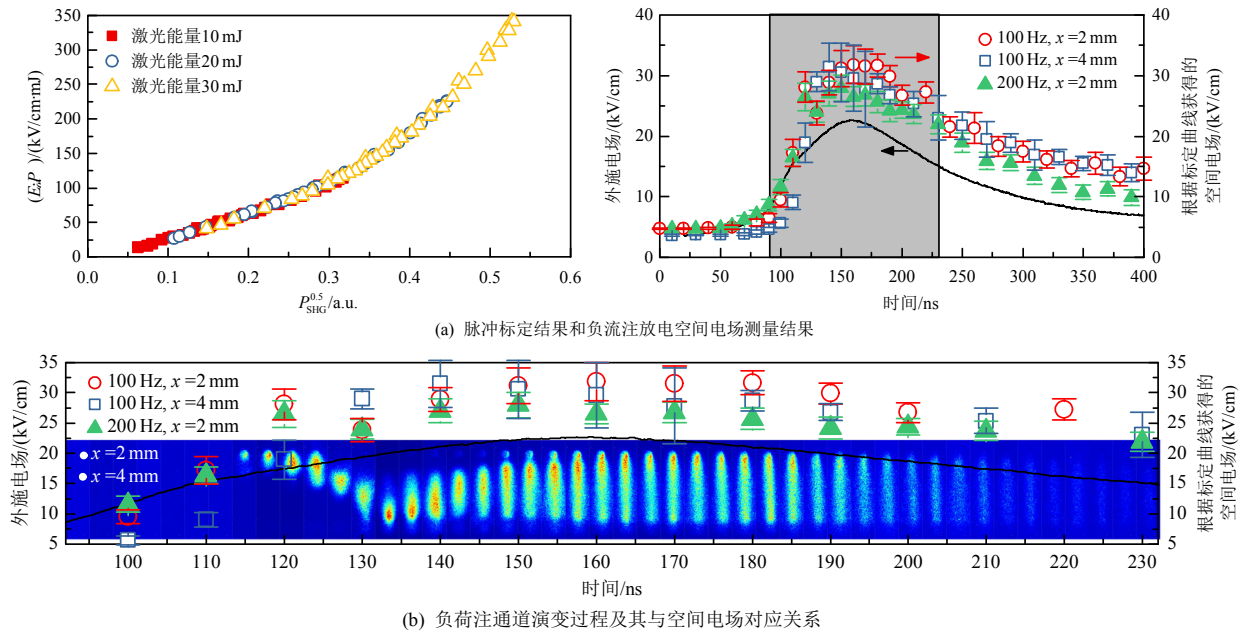


图8 大气压脉冲负流注放电空间电场测量结果

Fig. 8 Measurement results of spatial electric field of atmospheric-pressure pulsed negative streamer discharge

低幅值预脉冲阶段，预脉冲阶段没有明显放电现象，因此图8中外施电场未展示预脉冲阶段。

图8(b)建立了时间分辨负流注通道发展形态和空间电场的对应关系，基本规律如下：

1) 重频脉冲负流注放电发展包括3个阶段：

第一阶段(对应于约0~135 ns)，负流注通道从针电极处起始并以约0.4 mm/ns速度朝板电极发展，此发展速度显著低于正流注，与负流注头部直径较大、电场集中程度低等有关，在接近板电极时会出现头部凸出现象，与局部电场增强有关；第二阶段(对应于约135~155 ns)，在负流注头部与板电极接触之后，明亮放电通道从板电极反方向朝针电极发展；第三阶段(对应于约155 ns至脉冲结束)，电离通道贯穿两个电极，随脉冲电压幅值降低，通道发光强度降低直至消失，上述3个阶段发展过程与Teramoto等观测结果^[17]及本文仿真结果一致。

2) E-FISH测量电场“驼峰”状变化与负流注发展阶段有关：在流注放电产生前，空间电场与外施电场保持一致；在负流注起始后且通道头部尚未抵达测量点时，空间电场显著超过外施电场，表明此时流注头部存在电场集中；在流注通道穿过测量点后，此时测量的空间电场应为流注通道内部场强，由于空间电荷屏蔽效应，流注内部场强降低^[28]，根据图4中 Γ_{relative} 的计算结果，此时电场测量值可能偏高；在通道反向发展以及弱电离通道贯穿间隙期间，空间电场再次增强且高于外施电场。

对于脉冲重复频率为100 Hz时，4 mm空间位置处测量未呈现相似的“驼峰”状变化趋势，可能与纳秒脉冲激光时间分辨率不足、流注通道靠近板电极发展速度加快等因素有关。

3) 流注空间电场强度与脉冲重复频率有关。

脉冲重复频率为100 Hz时，流注空间电场最高值约为 31.8 ± 3.1 kV/cm，维持时间约50 ns，且空间电场下降起始时刻落后外施电场下降沿约30 ns。通过仿真结果发现，通道反向发展阶段，放电通道头部场强接近空气击穿场强。当重复频率增大到200 Hz，流注空间电场最高值降低至约28 kV，放电记忆效应与空间预电离密度增大、负离子形成等有关^[13]。Tholin等研究发现流注放电头部场强随空间预电离密度增大而降低^[40]。Pancheshnyi等发现预电离密度越高，流注头部直径越大，可能会削弱头部电场集中现象^[41]。

空间电场是诊断流注放电发展和传播机制的重要微观参量。空间电场时空演变规律与流注传播过程紧密相关，由于重频脉冲激励下间隙内会存在残余电荷，负离子会在后续脉冲作用下释放自由电子，同时残余空间电荷可能影响空间电场分布^[13,41]，重频脉冲放电记忆效应是影响活性粒子产生、热量累积的重要机制，空间电场时空演变规律可以为后续分析放电记忆效应机制和流注放电不稳定性产生机制提供关键诊断参数。

实验中所获得的空间电场为根据标定曲线得

到的计算值，与真实流注放电快速演变电场可能具有一定差距，可能原因包括：

1) 纳秒脉冲激光时间分辨率不足以复现一次流注传播过程中二次谐波信号快速变化过程(如图 4、8 所示一次流注的间隙传播时间在 10 ns 量级)，而弱电离通道阶段电场变化相对较慢；

2) 测量系统误差，如标定过程中有限元软件所计算的静电场与真实值存在一定偏差；

3) 电场测量结果需要采用 $\Gamma_{relative}$ 进行逐点定量校正，以修正空间电场分布函数变化带来的影响，然而上述逐点定量校正对仿真和实验结果的时间对应性要求较高，特别是对于图 4 所示的流注未抵达和通道内部两个阶段。本文主要采用 $\Gamma_{relative}$ 对测量结果进行定性评估。此外，本文仿真中采用单针-板结构计算 $\Gamma_{relative}$ ，实验中采用多针组合电极结构，然而厘米级别空间尺度和数百纳秒级别时间尺度三维流体放电模拟存在计算难度大、运行时间过长、模型简化等问题(空间毫米级和时间十纳秒级流注放电三维流体仿真详见文献[42])，难以获得多根流注情况下空间电场分布情况，若简单假设周围流

注与中心流注完全一致，本文通过初步计算多针电极 $\Gamma_{relative}$ 变化趋势和数值与单针情况接近(在弱电离通道形成阶段偏差约 13%)，由此计算得出的 $\Gamma_{relative}$ 能较好评估实验测量流注不同阶段电场，后续应完善三维流注仿真算法，利用与实验更为接近的数据评估电场测量结果；

4) 激光路径与流注通道偏差也可能对测量结果造成影响，本文实验中采用精密电动位移平台水平移动放电装置，无放电情况下二次谐波信号最大值点确定为针尖垂直正下方，通过增强电荷耦合器件相机(intensified charge coupled device, ICCD)图像等手段确定单根流注通道时间和空间重复性较好，确保激光路径穿过流注通道，并通过重复测量 100 次求平均值等方法提升测量准确性。此外，后续研究应进一步结合仿真和实验结果选定准确性、测量灵敏度、信号强度等综合性能最优的透镜焦距。

E-FISH 方法作为一种非接触电场测量系统，需从多个维度进行评价和优化，并明确优缺点和提升方法。表 1 总结了基于 E-FISH 的大气压脉冲流注放电空间电场测量特性和提升方法。

表 1 基于 E-FISH 的大气压脉冲流注放电空间电场测量特性和提升方法

Table 1 Measurement characteristics and improvements of atmospheric-pressure pulsed streamer discharge based on the E-FISH method

测量系统参数指标	E-FISH 方法特性和影响因素	提升方法
零点	与实验环境的背景光强、PMT 暗电流、示波器底噪等有关	减小进入 PMT 的背景光，选取暗电流较小 PMT，使用底噪较低的示波器
灵敏度	PMT 的电磁干扰屏蔽性能和灵敏度等有关	合理设计 PMT 电磁屏蔽，选取量子效率和增益较高的 PMT，选用 ps 或 fs 激光器
分辨力	场强分辨力与 PMT 电磁干扰屏蔽性能、示波器模数转换位数、激光光强等因素有关；空间分辨力与聚焦凸透镜焦距、激光束腰直径有关	合理设计 PMT 电磁屏蔽，使用模数转换位数较高的示波器，选用 ps 或 fs 激光器，采用激光扩束、选择短焦距透镜等降低聚焦激光束焦点直径
静态特性	测量范围	最小测量场强约为 0.4 kV/cm，最大测量场强可达几十到数百 kV/cm，与 PMT 饱和和阈值等有关
重复性	与 PMT 电磁干扰屏蔽性能及增益稳定性等有关	合理设计 PMT 电磁屏蔽，使用测量精度较高的示波器，选用稳定性好的供电电源
线性度	与 PMT 电磁干扰屏蔽性能、响应线性度等有关	选择暗电流较小 PMT，合理设计 PMT 电磁屏蔽
精度	与 PMT 电磁干扰屏蔽性能、PMT 增益稳定性/线性度、示波器测量精度等有关	合理设计 PMT 电磁屏蔽，选用稳定性好的供电电源，尽量避免 PMT 输出进入非线性区
稳定性	与 PMT 增益稳定性、激光能量稳定性等有关	选用稳定性好的供电电源和激光器
幅频响应	纳秒脉冲激光较适合演变速度在数十纳秒量级放电，对更快脉冲放电，会造成所测电场偏低	根据应用场景选用合适的激光器，对于更快的纳秒脉冲放电优选 ps 或 fs 激光器
动态特性	对时变非均匀电场的敏感性	与放电真实待测电场与预先标定所使用电场的差异程度、相对校正系数等有关
气体属性变化	与放电时气体密度变化程度、不同气体三阶非线性系数差异程度有关	采用激光扩束、选择短焦距透镜等方法，降低相对校正系数对电场空间分布变化的敏感性，采用空间增强 E-FISH 方法评估真实气体密度、种类变化的影响程度

重频脉冲放电不稳定性是决定热敏材料处理、肿瘤消融、点火助燃等应用安全性或有效性的基础性问题,然而,上述放电不稳定性通常时空可复现性较差,低重复率激光难以获取不稳定性完整发展过程。因此,可采用柱透镜整形激光片方法实现空间电场一维分布诊断^[43]。此外,本文通过结合平行平板电极和多针电极的放电结构构建单根流注放电,周围放电通道对空间电场分布存在影响,因此图8所示空间电场演变仅表示流注放电一般性规律。实验观测重频负极性流注放电的可复现性明显优于正极性流注放电,因此本文主要关注负极性流注放电。对于正极性流注放电,除了流注通道尺寸显著缩短,流注头部电场集中更明显,后续研究需提高测量时空分辨率、探索将 I_{relative} 应用于改进测量结果的可行性。

4 结论

本文研究了基于场致二次谐波的大气压脉冲流注放电时变非均匀电场测量,得到以下结论:

1) 二次谐波信号是沿激光传播路径的积分结果,二次谐波信号的产生显著受到基频激光/二次谐波相对折射率不同和高斯激光聚焦引起的Gouy相移的影响。

2) 大气压脉冲流注放电存在亚毫米至毫米级别小尺度电场瞬态变化,受电场沿激光传播方向空间分布归一化函数变化影响,相对校正系数与激光聚焦参数、流注放电阶段、空间位置等有关。对于组合电极获得的单根负流注,流注未抵达测量点和测量通道内部两种情况相对校正系数明显变化,一次流注通道内部电场相对校正系数小于1,导致测量值偏高,弱电离通道形成阶段电场测量结果准确度较高。实际单针-板流注放电具有明显分叉特性和较强随机性,流注电场测量需进一步研究。

3) 基于E-FISH的电场测量方法可以反映大气压脉冲流注放电空间电场随时间变化趋势,空间电场呈“驼峰”状变化。负流注通道内部场强显著低于流注头部场强,弱电离通道贯穿两电极后,通道内部场强高于外施电场,且随脉冲重复频率增大而降低,可能与预电离密度增大等因素有关。提升流注通道电场测量准确度需采用更窄脉冲激光(如皮秒脉冲激光)以减小平均效应,并在仿真和实验放电过程吻合度较优时利用相对校正系数对测量值进行逐点校正。

参考文献

- [1] SHAO Tao, WANG Ruixue, ZHANG Cheng, et al. Atmospheric-pressure pulsed discharges and plasmas: mechanism, characteristics and applications[J]. High Voltage, 2018, 3(1): 14-20.
- [2] ZHANG Cheng, HUANG Bangdou, LUO Zhenbing, et al. Atmospheric-pressure pulsed plasma actuators for flow control: shock wave and vortex characteristics[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(6): 064001.
- [3] JU Yiguang, SUN Wenting. Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2015, 48: 21-83.
- [4] WANG Xiaoling, GAO Yuan, ZHANG Shuai, et al. Nanosecond pulsed plasma assisted dry reforming of CH₄: The effect of plasma operating parameters [J]. Applied Energy, 2019, 243: 132-144.
- [5] JINNO R, KOMURO A, YANAI H, et al. Antitumor abscopal effects in mice induced by normal tissue irradiation using pulsed streamer discharge plasma [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55(17): 17LT01.
- [6] 李和平, 于达仁, 孙文廷, 等. 大气压放电等离子体研究进展综述[J]. 高电压技术, 2016, 42(12): 3697-3727. LI Heping, YU Daren, SUN Wenting, et al. State-of-the-art of atmospheric discharge plasmas [J]. High Voltage Engineering, 2016, 42(12): 3697-3727(in Chinese).
- [7] SIMENI M S, TANG Y, FREDERICKSON K, et al. Electric field distribution in a surface plasma flow actuator powered by ns discharge pulse trains[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2018, 27(10): 104001.
- [8] ROUSSO A C, GOLDBERG B M, CHEN T Y, et al. Time and space resolved diagnostics for plasma thermal-chemical instability of fuel oxidation in nanosecond plasma discharges[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(10): 105012.
- [9] LU X, NAIDIS G V, LAROSSI M, et al. Guided ionization waves: theory and experiments[J]. Physics Reports, 2014, 540(3): 123-166.
- [10] IZA F, WALSH J L, KONG M G. From submicrosecond-to nanosecond-pulsed atmospheric-pressure plasmas [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2009, 37(7): 1289-1296.
- [11] STEPANYAN S A, STARIKOVSKIY A Y, POPOV N A, et al. A nanosecond surface dielectric barrier discharge in air at high pressures and different polarities of applied pulses: transition to filamentary mode[J]. Plasma Sources

- Science and Technology, 2014, 23(4): 045003.
- [12] ZHAO Zheng, LI Jiangtao. Repetitively pulsed gas discharges: memory effect and discharge mode transition [J]. High Voltage, 2020, 5(5): 569-582.
- [13] ZHAO Zheng, HUANG Zongze, ZHENG Xinlei, et al. Evolutions of repetitively pulsed positive streamer discharge in electronegative gas mixtures at high pressure[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(7): 075006.
- [14] INADA Y, KOMURO A, ONO R, et al. Two-dimensional electron density measurement of pulsed positive secondary streamer discharge in atmospheric-pressure air[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2019, 52(18): 185204.
- [15] KOMURO A, ONO R, ODA T. Numerical simulation for production of O and N radicals in an atmospheric-pressure streamer discharge[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2012, 45(26): 265201.
- [16] ONO R, ODA T. Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge-effect of oxygen concentration and applied voltage [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2003, 36(16): 1952-1958.
- [17] TERAMOTO Y, FUKUMOTO Y, ONO R, et al. Streamer propagation of positive and negative pulsed corona discharges in air[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2011, 39(11): 2218-2219.
- [18] BIGIO I J, WARD J F. Measurement of the hyperpolarizability ratio for the inert gases[J]. Physical Review A, 1974, 9(1): 35-39.
- [19] BIGIO I J, FINN R S, WARD J F. Electric-field induced harmonic generation as a probe of the focal region of a laser beam[J]. Applied Optics, 1975, 14(2): 336-342.
- [20] BOUTOU V, FAVRE C, WOESTE L, et al. Measuring the electric charge in cloud droplets by use of second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 2005, 30(7): 759-761.
- [21] CHNG T L, NAPHADE M, GOLDBERG B M, et al. Electric field vector measurements via nanosecond electric-field-induced second-harmonic generation [J]. Optics Letters, 2020, 45(7): 1942-1945.
- [22] CHNG T L, STARIKOVSKAIA S M, SCHANNE-KLEIN M C. Electric field measurements in plasmas: how focusing strongly distorts the E-FISH signal[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(12): 125002.
- [23] CHNG T L, PAI D Z, GUAITELLA O, et al. Effect of the electric field profile on the accuracy of E-FISH measurements in ionization waves[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(1): 015010.
- [24] BROEKMAN B E T. Electric field measurements on streamers using electric field induced second-harmonic generation[D]. Eindhoven: Eindhoven University of Technology, 2021.
- [25] INADA Y, SHIODA T, NAKAMURA R, et al. Systematic 1D electric field induced second harmonic measurement on primary-to-secondary transition phase of positive streamer discharge in atmospheric-pressure air[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55(38): 385201.
- [26] NAKAMURA S, SATO M, FUJII T, et al. Electric-field-profile measurement along a probing laser path based on electric-field-induced second-harmonic generation[J]. Physical Review A, 2021, 104(5): 053511.
- [27] 白晗, 黄邦斗, 邱锦涛, 等. 基于场致激光二次谐波产生原理的纳秒脉冲电场非介入测量方法研究[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(17): 5700-5706.
- BAI Han, HUANG Bangdou, QIU Jintao, et al. Investigation on non-intrusive measurement of nanosecond-pulsed electric field based on electric field induced second harmonic generation[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(17): 5700-5706(in Chinese).
- [28] HUANG Bangdou, ZHANG Cheng, REN Chenhua, et al. Guiding effect of runaway electrons in atmospheric pressure nanosecond pulsed discharge: mode transition from diffuse discharge to streamer[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(11): 114002.
- [29] 崔英哲, 庄池杰, 曾嵘. 基于电场诱导二次谐波效应的非侵入式电场测量方法及系统[J]. 高电压技术, 2021, 47(12): 4177-4190.
- CUI Yingzhe, ZHUANG Chijie, ZENG Rong. Non-intrusive electric-field measurement based on electric-field induced second harmonic generation: principle and system[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(12): 4177-4190(in Chinese).
- [30] 唐勇, SIMENI S M, ADAMOVICH I, 等. 电场诱导二次谐波(E-FISH)在等离子体助燃中的应用研究[J]. 工程热物理学报, 2020, 41(7): 1820-1827.
- TANG Yong, SIMENI S M, ADAMOVICH I, et al. Application of electric field induced second harmonic technique to the study of plasma assisted combustion [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41(7): 1820-1827(in Chinese).
- [31] CUI Yingzhe, ZHUANG Chijie, ZENG Rong. Electric field measurements under DC corona discharges in ambient air by electric field induced second harmonic

- generation[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(24): 244101.
- [32] LI Xu, JIN Shaohui, SONG Ke, et al. Temporal electric field of a helium plasma jet by electric field induced second harmonic(E-FISH) method[J]. Plasma Science and Technology, 2023, 25(1): 015402.
- [33] FENG Simin, WINFUL H G. Physical origin of the Gouy phase shift[J]. Optics Letters, 2001, 26(8): 485-487.
- [34] BAGHERI B, TEUNISSEN J, EBERT U, et al. Comparison of six simulation codes for positive streamers in air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2018, 27(9): 095002.
- [35] WANG Zhen, SUN Anbang, TEUNISSEN J. A comparison of particle and fluid models for positive streamer discharges in air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(1): 015012.
- [36] LI Xiaoran, DIJCKS S, NIJDAM S, et al. Comparing simulations and experiments of positive streamers in air: steps toward model validation[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2021, 30(9): 095002.
- [37] ONO R, KOMURO A. Generation of the single-filament pulsed positive streamer discharge in atmospheric-pressure air and its comparison with two-dimensional simulation[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(3): 035202.
- [38] CHENG Chen, LIU Lipeng, HE Hengxin, et al. Experimental study of the dynamics of leader initiation with a long dark period[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(20): 205203.
- [39] GUO Baohong, LI Xiaoran, EBERT U, et al. A computational study of accelerating, steady and fading negative streamers in ambient air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(9): 095011.
- [40] THOLIN F, BOURDON A. Simulation of the stable 'quasi-periodic' glow regime of a nanosecond repetitively pulsed discharge in air at atmospheric pressure [J]. Plasma Sources Science and Technology, 2013, 22(4): 045014.
- [41] PANCHESHNYI S. Role of electronegative gas admixtures in streamer start, propagation and branching phenomena[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2005, 14(4): 645-653.
- [42] ZHAO Zheng, LI Chenjie, GUO Yulin, et al. Streamer dynamics and periodical discharge regime transitions under repetitive nanosecond pulses with airflow [J]. Plasma Sources Science and Technology, 2023, 32(1): 015002.
- [43] ORR K, TANG Yong, SIMENI S M, et al. Measurements of electric field in an atmospheric pressure helium plasma jet by the E-FISH method[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(3): 035019.



赵政

在线出版日期: 2023-08-15。

收稿日期: 2022-11-09。

作者简介:

赵政(1992), 男, 博士, 助理教授, 研究方向为等离子体生物电磁诊疗技术, zhaozhengz@xjtu.edu.cn。

(编辑 李新洁)