

基于场致二次谐波的脉冲沿面流注电场矢量同步测量方法

郑昕雷, 郑皓天, 黄宗泽, 孙子涵, 赵 政, 李江涛
(西安交通大学电气工程学院, 西安 710049)

摘 要: 电场矢量诊断是研究沿面流注传播与演变机制的重要基础。基于场致二次谐波的电场测量方法具有高时空分辨率、非侵入式和适用范围广等优点。为满足沿面流注放电电场矢量测量需求, 提出了基于场致二次谐波的电场矢量同步测量方法。首先, 推导了考虑外施电场矢量和激光偏振方向的二次谐波光极化强度矢量表达式, 分析了二次谐波信号 2 个分量的功率与外施电场矢量的理论关系, 实验验证了理论的正确性; 然后, 基于该理论讨论了二次谐波信号的偏振特性, 提出了电场矢量同步测量的优化方法; 最后, 基于场致二次谐波的电场矢量同步测量方法获得了脉冲沿面流注放电电场的时空演变规律, 比较同步测量和单分量测量结果, 验证了同步测量方法的准确性与适用性。该方法有望应用于沿面不稳定性放电中的电场矢量测量。

关键词: 沿面流注放电; 电场矢量测量; 场致二次谐波; 脉冲放电; 电场演变

Simultaneous Measurement Method of Electric Field Vectors of Pulsed Surface Streamer Discharge Based on Electric Field Induced Secondary Harmonic

ZHENG Xinlei, ZHENG Haotian, HUANG Zongze, SUN Zihan, ZHAO Zheng, LI Jiangtao
(School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Diagnostics of the electric field vector is crucial for the investigation of surface streamer discharges and their transition mechanisms. The electric-field-induced secondary harmonic method has the advantages of high spatial and temporal resolution, non-intrusiveness and a wide range of applications. In this paper, the method of simultaneous measurement of electric field vectors is proposed to satisfy the strong demand for the electric field diagnostics of surface streamer discharge. Firstly, the general expressions for the polarization and power of E-FISH signals are derived, assuming arbitrary probe beam polarization and external electric field direction. The theoretical relationships between the power of both components of E-FISH signals and the external electric field vector are analyzed. This theoretical prediction is validated by experimental results. Furthermore, the polarization properties of E-FISH signals are analyzed based on the expressions and the method of simultaneous measurement is proposed. Finally, based on the measurement method and platform, the spatial and temporal evolutions of surface streamer discharge are obtained. Comparison with the results measured separately shows the accuracy and applicability of this method. The method has the potential to be applied in implementation of the measuring electric field vectors in unstable streamer discharges along surfaces.

Key words: surface streamer discharge; electric field vector measurement; electric field induced second harmonic; pulsed discharge; electric field evolution

0 引言

脉冲沿面流注放电作为重要的非平衡等离子体源之一^[1], 已广泛应用在流动控制^[2]、辅助燃烧^[3]和表面处理^[4-5]等领域; 此外, 沿面流注也是发生气-固沿面闪络前的重要阶段, 对高压输电线路绝缘

子^[6-7]以及高压脉冲发生装置的绝缘性能有着重要影响^[8-9]。电场强度是决定沿面流注起始和发展的重要微观参量, 在绝缘子表面, 沿面流注通常起始于电场畸变的三结合点处, 其传播速度受背景电场影响显著^[10]; 另一方面, 电场强度也是等离子体活性的重要表征参数, 决定着电子能量分布, 是电能到化学能转化的重要因素^[11]。因此, 掌握沿面流注电场的时空演变规律有助于提高等离子体应用效

率^[12-14]以及理解沿面闪络的过程。

脉冲沿面流注放电空间电场具有随时间演变快、空间梯度大和多分量(平行沿面分量和垂直沿面分量)等特点,其电场测量需要非侵入式和高时空分辨率等要求^[15-16]。即使数值模拟作为理论研究的经典手段,有助于深入理解沿面流注电场演变行为^[17-19],但其结果仍须实验测量验证。近年来,场致二次谐波(electric field induced secondary harmonic generation, E-FISH)电场测量方法凭借其非接触、非侵入、高时空分辨率、适用气体种类广以及光路简洁等突出优势,受到国内外学者广泛关注,二次谐波信号的产生过程及测量系统的特性已经被大量研究^[20-23]。信号强度与待测电场的幅值和空间分布、瑞利长度、相位失配系数以及电极长度等因素有关^[24-26]。二次谐波信号强度与电场强度的标定系数及电场空间分布有关,确保用于标定的已知静电场空间分布和待测电场一致是准确测量的关键^[27]。测量系统垂直激光传播方向的分辨率取决于激光束腰半径(通常为百微米量级),而沿激光传播方向的分辨率由瑞利长度(通常为 1 mm 到几厘米)和相干长度决定,其中束腰半径和瑞利长度均随透镜焦距的减小而减小,时间分辨率仅取决于脉冲激光的脉宽^[28]。通过优化测量系统,该技术可测量电场下限为 0.4 kV/cm,量程达每厘米几十千伏^[29]。目前,该技术已广泛应用于包括介质阻挡放电^[30]、直流电晕放电^[31-32]和等离子体射流^[33-34]等各种形式的放电电场测量中。此外,多种基于场致二次谐波原理的电场测量技术被开发出来,例如一维电场测量^[35-36]、二维电场成像^[37]、电场空间分布测量^[38]和二次谐波信号放大技术^[39]等。

沿面流注放电存在测量电场矢量的强烈需求,即平行沿面分量电场和垂直沿面分量电场。相较于气体间隙流注,固体介质的存在破坏了电场的轴向对称性,导致流注传播过程中电场矢量呈现复杂的演变趋势^[16]。介质表面累积的电荷是决定沿面电场矢量的主导因素之一,一方面,在重频沿面放电中表面电荷的聚集会在脉冲施加前产生显著的电场,从而影响后续脉冲流注的起始和发展^[40];另一方面,聚集的表面电荷可能会在脉冲下降沿改变电场方向,导致反向放电^[41]。二次谐波信号强度和偏振方向包含电场矢量幅值和方向信息,如果将二次谐波信号 2 个分量通过偏振元件分离并同时测量其强度,就有可能同时测量电场的 2 个分量大小^[42]。在

大部分 E-FISH 测量中,基频激光偏振方向通常设置为水平或垂直方向,此时二次谐波信号 2 个分量的强度由对应的电场分量决定^[16]。然而,由于激光偏振方向分别与电场方向平行和垂直时,三阶非线性极化系数之比为 3:1,导致垂直于激光偏振方向的信号强度相比于平行于激光偏振方向的信号强度衰减 1/9^[43]。即使基于 E-FISH 的电场矢量测量方法已经被提出^[42],但是较弱的信号分量仍是其应用的主要限制,因为脉冲放电时的电磁噪声有可能超过信号强度,所以大多数研究中沿面流注电场 2 个分量通常被分开测量。这种方法仅适用于时空重复性较强的放电形式,难以捕捉放电转变过程中电场矢量的演变。限制电场矢量同步测量的另一个因素是二次谐波信号的偏振方向,其被认为与待测电场方向一致。然而,有实验发现当激光偏振方向为 45° 时,可以测量到垂直于外施电场方向的二次谐波信号,该现象表明二次谐波信号的偏振方向并不与待测电场方向严格一致^[44],需要进一步研究。

为实现基于场致二次谐波的电场矢量同步测量,本文首先推导了二次谐波信号各分量功率的一般表达式,完善了二次谐波信号偏振相关的理论;然后,基于提出的理论,分析了实验中获得的二次谐波信号的偏振特性,并提出了电场矢量同步测量方法;最后,实验验证了该理论的正确性,同时基于矢量同步测量方法研究了沿面流注电场矢量的时空演变规律,并与单分量测量结果进行对比。

1 场致二次谐波信号矢量分析

1.1 场致二次谐波光极化强度

场致二次谐波的产生与气体的 3 阶非线性光学效应有关,其光极化强度^[45]可以表示为:

$$P_i^{(2\omega)} = \frac{3}{2} N \chi_{ijkl}^{(3)}(-2\omega; 0, \omega, \omega) E_j^{(\text{ext})} E_k^{(\omega)} E_l^{(\omega)} \quad (1)$$

式中: $P_i^{(2\omega)}$ 为二次谐波信号的极化强度; ω 为基频激光频率; N 为气体分子数密度; $\chi_{ijkl}^{(3)}$ 为三阶非线性极化率张量(为四阶张量,包含 81 个元素), 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; $E_j^{(\text{ext})}$ 为外施电场强度,相对于激光场可视为直流电场; $E_k^{(\omega)}$ 和 $E_l^{(\omega)}$ 为基频激光的光场强度。在各向同性的气体介质中,由于空间对称性,三阶非线性极化率张量仅存在 21 个非零元素^[46]。在与实验设置相对应的固定坐标系中,假设基频激光沿 z 方向传播,则 $E_j^{(\text{ext})}$ 、 $E_k^{(\omega)}$ 和 $E_l^{(\omega)}$ 处于

x - y 平面内。对于任意的基频激光偏振方向和外施电场方向, 二次谐波信号极化强度的 2 个分量根据式(1)可以展开为^[47]:

$$\begin{cases} P_x^{(2\omega)} = \frac{3}{2} N (\chi_{xxxx}^{(3)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} + \chi_{xyyx}^{(3)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} E_x^{(\omega)} + \\ \chi_{xyxy}^{(3)} E_y^{(\omega)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)} + \chi_{xyyx}^{(3)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)}) \\ P_y^{(2\omega)} = \frac{3}{2} N (\chi_{yyyy}^{(3)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} + \chi_{yxyx}^{(3)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)} + \\ \chi_{yxxy}^{(3)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)} E_x^{(\omega)} + \chi_{yxyx}^{(3)} E_y^{(\omega)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)}) \end{cases} \quad (2)$$

在各向同性介质中, 每个方向都具有相同的物理意义, 因此交换极化率元素坐标, 其值不变, 即: $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)}$, $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)}$, $\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)}$, $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)}$ 。这 4 类极化率元素仅有 3 个互相独立, 其关系可表示为: $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xyyx}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{yxxy}^{(3)}$ 。除气体介质本身的对称性之外, 二次谐波信号的产生过程也可进一步简化极化率元素。本文讨论的二次谐波信号由 1 束基频激光和外施直流电场产生, 极化率元素的频率依赖性为 $\chi_{ijkl}^{(3)} (2\omega=0+\omega+\omega)$, 其中 2 个基频分量均由 1 束相同的基频激光产生, 两者并无顺序区别, 即非线性极化率的内在排列对称性, 因此 $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)}$ 。最终, 式(2)中的 8 个极化率元素仅存在 2 个独立非零元素。对于大多数气体介质, 实验测得的 2 个独立非零的极化率元素之比 $\chi_{xxxx}^{(3)} / \chi_{xyyx}^{(3)}$ 约为 3^[43]。为了简化后续分析, 本文将上述极化率元素用 $\chi^{(3)}$ 表示, 其依赖关系为: $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)} = \chi^{(3)}$, $\chi_{xxxx}^{(3)} = 3\chi^{(3)}$ 。

基频激光通常假设为 TEM₀₀ 模式的高斯分布, 其光电场的复幅值 $E_x^{(\omega)}(x, y, z)$ 和 $E_y^{(\omega)}(x, y, z)$ 可表示为:

$$\begin{cases} E_x^{(\omega)}(x, y, z) = \frac{A_x^{(\omega)}}{1 + i(z/z_R)} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{w_0^2(1 + i(z/z_R))}\right) \\ E_y^{(\omega)}(x, y, z) = \frac{A_y^{(\omega)}}{1 + i(z/z_R)} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{w_0^2(1 + i(z/z_R))}\right) \end{cases} \quad (3)$$

式中: $A_x^{(\omega)}$ 和 $A_y^{(\omega)}$ 分别为光电场 x 和 y 分量的幅值; z_R 为瑞利长度; w_0 为束腰半径。基频激光通常为线性偏振光, 本文定义 $A^{(\omega)}$ 为光电场矢量的幅值, θ 为偏振方向与 x 轴夹角。 $A_x^{(\omega)}$ 和 $A_y^{(\omega)}$ 可以表示为: $A_x^{(\omega)} = A^{(\omega)} \cos\theta$, $A_y^{(\omega)} = A^{(\omega)} \sin\theta$, 代入式(2)可得:

$$\begin{cases} P_x^{(2\omega)} = \frac{3}{2} N \chi^{(3)} \kappa_x \frac{(A^{(\omega)})^2}{(1 + i(z/z_R))^2} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{(w_0/\sqrt{2})^2 \cdot (1 + i(z/z_R))}\right) \\ P_y^{(2\omega)} = \frac{3}{2} N \chi^{(3)} \kappa_y \frac{(A^{(\omega)})^2}{(1 + i(z/z_R))^2} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{(w_0/\sqrt{2})^2 \cdot (1 + i(z/z_R))}\right) \end{cases} \quad (4)$$

式中: κ_x 和 κ_y 被定义为与待测电场矢量和基频激光偏振方向有关的“等效电场”, 表示为:

$$\begin{cases} \kappa_x = E_x^{(\text{ext})}(2 + \cos(2\theta)) + E_y^{(\text{ext})} \sin(2\theta) \\ \kappa_y = E_x^{(\text{ext})} \sin(2\theta) + E_y^{(\text{ext})}(2 - \cos(2\theta)) \end{cases} \quad (5)$$

或者

$$\begin{cases} \kappa_x = E^{(\text{ext})}((2 + \cos(2\theta)) \cos(\alpha) + \sin(2\theta) \sin(\alpha)) \\ \kappa_y = E^{(\text{ext})}(\sin(2\theta) \cos(\alpha) + (2 - \cos(2\theta)) \sin(\alpha)) \end{cases} \quad (6)$$

式中: $E^{(\text{ext})}$ 为外施场强幅值; α 为外施电场与 x 轴夹角; $E_x^{(\text{ext})} = E^{(\text{ext})} \cos\alpha$; $E_y^{(\text{ext})} = E^{(\text{ext})} \sin\alpha$ 。式(4)—式(6)给出了二次谐波信号极化强度的一般性表达式, 现有文献中给出的表达式均为其特殊情况。例如, 外施电场方向与 y 轴平行, 即 $E_x^{(\text{ext})} = 0$, 推导出 $P_y^{(2\omega)}$ 和文献[37-38]中一致。式(5)和式(6)表明, 二次谐波信号每个分量的极化强度由外施电场矢量和基频激光的偏振方向共同决定。

通过求解含式(4)的近轴波动方程, 并假设二次谐波信号也为高斯分布, 可以求解出二次谐波光电场幅值为:

$$\begin{cases} E_x^{(2\omega)}(x, y, z) = \frac{A_x^{(2\omega)}(z)}{1 + i(z/z_R)} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{(w_0/\sqrt{2})^2 \cdot (1 + i(z/z_R))}\right) \\ E_y^{(2\omega)}(x, y, z) = \frac{A_y^{(2\omega)}(z)}{1 + i(z/z_R)} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{(w_0/\sqrt{2})^2 \cdot (1 + i(z/z_R))}\right) \end{cases} \quad (7)$$

式中: $A_x^{(2\omega)}(z)$ 和 $A_y^{(2\omega)}(z)$ 为与激光传播方向 z 有关的函数, 可用等效电场沿 z 方向的分布函数 $\kappa_x(z')$ 和

$\kappa_y(z')$ 表示为:

$$\begin{cases} A_x^{(2\omega)}(z) = \frac{i3N\omega}{2\varepsilon_0 n^{(2\omega)} c} \chi^{(3)} \left(A^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \int_{z_0}^z \kappa_x(z') \frac{e^{i\Delta k z'}}{1+i(z'/z_R)} dz' \\ A_y^{(2\omega)}(z) = \frac{i3N\omega}{2\varepsilon_0 n^{(2\omega)} c} \chi^{(3)} \left(A^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \int_{z_0}^z \kappa_y(z') \frac{e^{i\Delta k z'}}{1+i(z'/z_R)} dz' \end{cases} \quad (8)$$

式中: Z_0 为激光与电场相互作用的起始位置; ε_0 和 c 分别为真空中介电常数和光速; $n^{(2\omega)}$ 为二次谐波光在气体介质中的相对折射率; Δk 为二次谐波光和基频激光之间的相位失配系数(15 °空气中, Δk 约为 -51.49 m^{-1})。二次谐波信号的偏振方向由复电场振幅 $A_x^{(2\omega)}(z)$ 和 $A_y^{(2\omega)}(z)$ 决定, 由式(8)可知, 其与沿激光传播路径的积分项有关。在外施电场的作用区域内, 二次谐波信号的偏振方向沿其传播路径动态变化。在最一般情况下, $A_x^{(2\omega)}(z)$ 和 $A_y^{(2\omega)}(z)$ 的幅值和相位均不相等, 最终的二次谐波光为椭圆偏振。而当外施电场方向不变或其在空间上关于激光焦点对称时, 二次谐波光为线性偏振; 此外, 如果外施电场方向和基频激光偏振均与坐标轴平行(即 $\theta=\alpha=0^\circ$ 或者 $\theta=\alpha=90^\circ$), 二次谐波光也为线性偏振, 因为其只有 1 个平行于 x 轴或 y 轴的分量。

1.2 场致二次谐波光功率

由上文可知, 当基频激光为线性偏振时, 二次谐波信号为偏振光, 其 2 个分量可以通过偏振元件分离并使用 2 个 PMT 同时测量。基频激光和二次谐波光功率可以在 x - y 平面内积分各自光场强度式((3)和(7))得到, 二次谐波光功率 P_x^{SHG} 和 P_y^{SHG} 计算为:

$$\begin{cases} P_x^{\text{SHG}} = \frac{9\omega^2}{8\pi\varepsilon_0^3 \left(n^{(\omega)} \right)^2 n^{(2\omega)} c^3 w_0^2} \left(N \cdot \chi^{(3)} \cdot P^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \left| \int_{z_0}^{z_1} \kappa_x(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1+i(z/z_R)} dz \right|^2 \\ P_y^{\text{SHG}} = \frac{9\omega^2}{8\pi\varepsilon_0^3 \left(n^{(\omega)} \right)^2 n^{(2\omega)} c^3 w_0^2} \left(N \cdot \chi^{(3)} \cdot P^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \left| \int_{z_0}^{z_1} \kappa_y(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1+i(z/z_R)} dz \right|^2 \end{cases} \quad (9)$$

式中: $n^{(\omega)}$ 为基频激光的相对折射率; $P^{(\omega)}$ 为基频激光功率, 表示为:

$$P^{(\omega)} = \pi n^{(\omega)} \varepsilon_0 c w_0^2 \left(\left| A_x^{(\omega)} \right|^2 + \left| A_y^{(\omega)} \right|^2 \right) = \pi n^{(\omega)} \varepsilon_0 c w_0^2 \left| A^{(\omega)} \right|^2 \quad (10)$$

瑞利长度 z_R 与束腰半径 w_0 之间的关系 $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$, 式(9)可以被简化为(忽略所有常数):

$$\begin{cases} P_x^{\text{SHG}} \propto \frac{1}{z_R} \cdot \left(N \cdot \chi^{(3)} \cdot P^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \left| \int_{z_0}^{z_1} \kappa_x(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1+i(z/z_R)} dz \right|^2 \\ P_y^{\text{SHG}} \propto \frac{1}{z_R} \cdot \left(N \cdot \chi^{(3)} \cdot P^{(\omega)} \right)^2 \cdot \\ \left| \int_{z_0}^{z_1} \kappa_y(z) \frac{e^{i\Delta k z}}{1+i(z/z_R)} dz \right|^2 \end{cases} \quad (11)$$

式(11)给出了二次谐波光功率和外施电场矢量之间的关系, 其形式与大多数 E-FISH 测量中所用的公式一致。然而, 当考虑外施电场的 2 个分量时, 积分项中的外施电场 $E^{(\text{ext})}(z)$ 被替换为“等效场强” $\kappa_{x,y}(z)$ 。

由式(11)可知, 二次谐波信号每个分量的功率均包含外施电场矢量信息, 理论上同时测量 P_x^{SHG} 和 P_y^{SHG} 可同时获得外施电场矢量 2 个分量的大小。首先, 通过标定曲线和测量的二次谐波信号强度, 可获得 κ_x 和 κ_y 的绝对值; 进一步地, 基于式(5)可计算得到外施电场 2 个分量的大小。需要注意的是, 由于在测量信号强度的过程中丢失了电场方向的信息, 因此计算得到的 $(E_x^{(\text{ext})}, E_y^{(\text{ext})})$ 共有 4 个不同的解集。实际的电场方向需要根据其他信息确定, 例如外施电压和电场的演变等。

2 二次谐波信号的偏振特性与电场矢量同步测量方法优化

2.1 二次谐波信号的偏振特性

现有文献表明二次谐波偏振方向与外施电场方向一致。这其中需要回答 2 个问题。首先, 实验中获得二次谐波光是否为线偏振光; 其次, 对于线偏振的二次谐波光, 其方向是否与外施电场方向一致。对于第 1 个问题, 由式(7)和式(8)可知, 对于在空间上任意分布的外施电场, 二次谐波光为椭圆偏振光。然而, 为了提高电场测量的准确性, 大多数 E-FISH 测量中的外施电场均被特殊构造。在单丝状流注放电^[26]和弥散放电^[48-49]中, 待测电场沿轴线对称分布, 式(8)中的积分项可以简化为:

$$\begin{cases} A_x^{(2\omega)} \propto \int_{-L}^L \frac{\kappa_x(z) \cos(\varphi)}{\sqrt{1+(z/z_R)^2}} dz \\ A_y^{(2\omega)} \propto \int_{-L}^L \frac{\kappa_y(z) \cos(\varphi)}{\sqrt{1+(z/z_R)^2}} dz \end{cases} \quad (12)$$

式中: $\varphi = \Delta kz - \arctan(z/z_R)$; L 为外施电场作用区域长度的一半; φ 为关于 z 的奇函数, 当外施电场关于焦点对称分布时, κ_x 和 κ_y 为偶函数, 因此 $A_x^{(2\omega)}$ 和 $A_y^{(2\omega)}$ 的相角均为 0, 二次谐波光为线偏振光。在 SDBD^[9] 或刀片电极放电^[50-51] 中, 外施电场在其作用区域内近似均匀分布, 式(12)可进一步简化为:

$$\begin{cases} A_x^{(2\omega)} \propto \kappa_x(z) \\ A_y^{(2\omega)} \propto \kappa_y(z) \end{cases} \quad (13)$$

$A_x^{(2\omega)}$ 和 $A_y^{(2\omega)}$ 的相角沿激光传播路径保持一致, 此时二次谐波光也为线偏振光。

对于上述 2 种情况, 二次谐波信号的偏振方向 β 主要与 $\kappa_x(z)$ 和 $\kappa_y(z)$ 的大小有关, 表示为:

$$\beta = \arctan\left(\left|A_y^{(2\omega)}\right|/\left|A_x^{(2\omega)}\right|\right) = \arctan\left(\frac{\sin(2\theta)\cos(\alpha) + (2 - \cos(2\theta))\sin(\alpha)}{(2 + \cos(2\theta))\cos(\alpha) + \sin(2\theta)\sin(\alpha)}\right) \quad (14)$$

图 1 给出了不同外施电场方向 α 下, 二次谐波信号与外施电场之间的夹角。可以看出, 二次谐波信号的偏振方向随着激光偏振方向的改变而变化。二次谐波信号与外施电场方向最大夹角为 30° , 仅在 2 个特定的激光偏振方向, 二次谐波信号与外施电场方向一致, 此时对应垂直于外施电场方向的二次谐波分量为 0。式(2)一式(8)的推导过程可以看出, 二次谐波信号的偏振方向与基频激光偏振方向的依赖关系主要取决于 $\chi_{xxx}^{(3)}$ 与 $\chi_{xyy}^{(3)}$ 的系数比 3。

由式(11)可以推导出, 当基频激光偏振方向平行于坐标轴时($\theta=0^\circ, 90^\circ$ 或 180°), 二次谐波 2 个分量的功率由各自对应的电场分量决定。然而, 当基频激光偏振方向不平行于坐标轴时, P_x^{SHG} 和 P_y^{SHG} 同时由 $E_x^{(\text{ext})}$ 和 $E_y^{(\text{ext})}$ 决定, 此时若假设二次谐波偏振方向与外施电场方向一致将导致错误的标定曲线和测量结果。

2.2 电场矢量同步测量方法优化

只要基频激光为线偏振光, 二次谐波信号就为偏振光, 电场矢量同步测量就可能实现。如前文所述, 当基频激光偏振方向与坐标轴平行时, 较弱的信号分量可能难以被探测。选择合适的基频激光偏

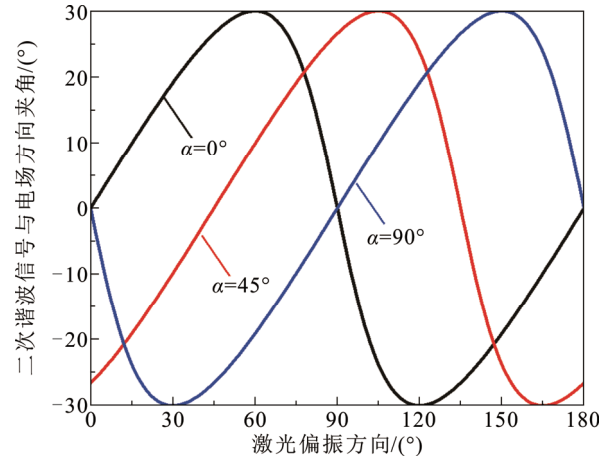


图 1 信号偏振方向与电场方向夹角 $\beta-\alpha$ 随激光偏振方向 θ 的演变规律

Fig.1 Dependence of the angle between signal direction and electric field direction $\beta-\alpha$ on laser polarization θ

振方向, 可以平衡 2 个信号分量的强度。由式(11)可知, 对于幅值固定的外施电场, 2 个信号分量的强度与 α 和 θ 有关。此时外施电场方向未知, 最佳的激光偏振方向 θ 应满足: 对于任意的外施电场方向 α , 2 个信号分量强度的乘积 P_x^{SHG} 和 P_y^{SHG} 均具有较大值, 可通过两者的乘积判断。如图 2 所示, 当 $\theta=45^\circ$ 或 135° 时(参见图 2 中虚线), 对任意的电场方向 α , $P_x^{\text{SHG}} \cdot P_y^{\text{SHG}}$ 均处于极大值附近, 表明该角度为基频激光最佳偏振方向。实验中, 最佳的基频激光偏振方向应根据实际的电场方向进行调准, 45° 或 135° 可作为初步选择。

本文提出的电场矢量同步测量和单分量测量存在的一些不同之处总结如下所述。

1) 标定曲线建立的是二次谐波信号强度和等效场强 κ_x 、 κ_y 之间的关系, 而不是真实场强 $E_x^{(\text{ext})}$ 、 $E_y^{(\text{ext})}$ 。进行标定时, 为了扩大电场强度标定范围, α 和 θ 可以任意选择。由于 α 和 θ 是 κ_x 和 κ_y 表达式的一部分, 标定和测量所用的 θ 可以不同。

2) 外施电场矢量的 2 个分量需要联合求解 κ_x 和 κ_y 的表达式。然而, 电场矢量的方向需要根据其他信息确定, 当某一电场分量达到局部极小值时, 其方向可能需要改变。

3 理论验证与脉冲沿面流注电场矢量测量

3.1 理论验证

为了验证上文理论分析的正确性, 本文搭建了

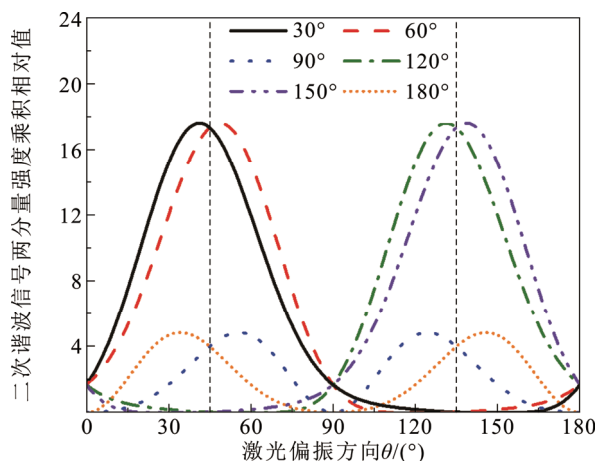


图2 不同电场方向 α 下 2 个信号分量的功率乘积随激光偏振方向 θ 的演变规律

Fig.2 Dependence of the power product of both signal components on and laser polarization θ for different electric field direction α

电场矢量测量平台, 见图 3。系统结构与团队前期工作类似^[21], 在此仅进行简要叙述。验证实验所用电极平行平板电极, 其半径为 30 mm, 电极间距为 5 mm, 上极板固定施加 8 kV 直流电压。1 064 nm 的基频激光(脉宽 6 ns, 重复频率 10 Hz)经过焦距 $f=500$ mm 的透镜(FL1)聚焦于电极中心。激光能量通过半波片(HWP1)和 1 064 nm 的偏振立方体(PBS1)调节为 10 mJ。第 2 个半波片(HWP2)放置于主透镜前, 改变基频激光的偏振方向。二次谐波信号与基频激光通过三棱镜和二向色镜分离, 分别用光电倍增管(PMT)和光电二极管(PD)测量。二次谐波信号的水平分量(x 方向)和垂直分量(y 方向)通过 532 nm 的偏振立方体分离, 并使用 2 个 PMT 同时测量以实现电场矢量的同步测量。基频激光的焦点 $1/e^2$ 半径通过移动刀片法测量为 70 μm , 瑞利长度经过平行同轴棒电极法测量为 15.6 mm。

验证实验中, 平行平板电极电场沿激光传播路径近似均匀分布, 为 16 kV/cm。在进行电场标定时, 外施电场方向 α 和基频激光偏振方向 θ 均设置为 45°, 2 条光路的标定曲线可通过一次标定同时获得, 如图 4 所示。当二次谐波信号强度较高时, PMT 响应进入非线性区导致标定曲线呈现非线性, 此时须确保标定电场范围超过测量电场范围。

为了验证 2.2 节提出的电场矢量同步测量方法的正确性, 实验设置不同的外施电场方向 α , 同时将激光偏振方向 θ 从 0° 旋转至 180°, 获得二次谐波

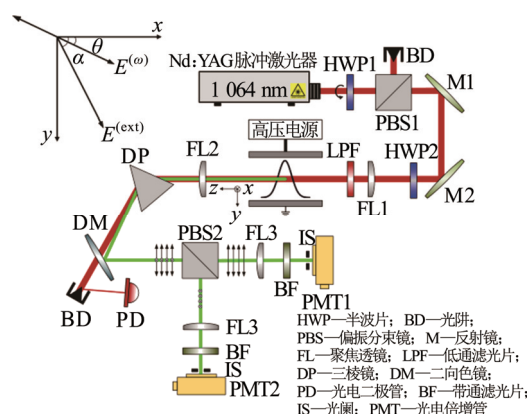


图3 电场矢量测量系统

Fig.3 Measurement system of electric field vector

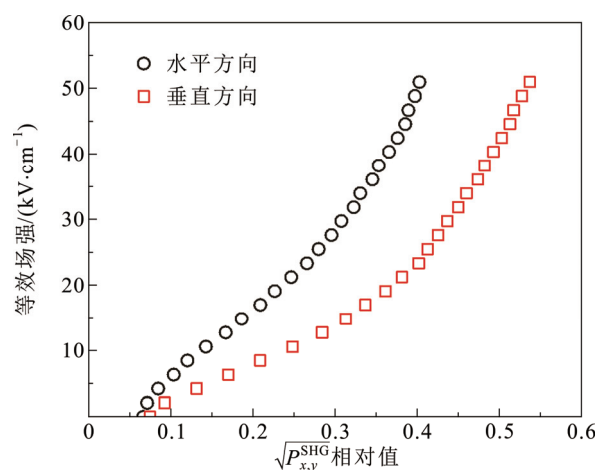
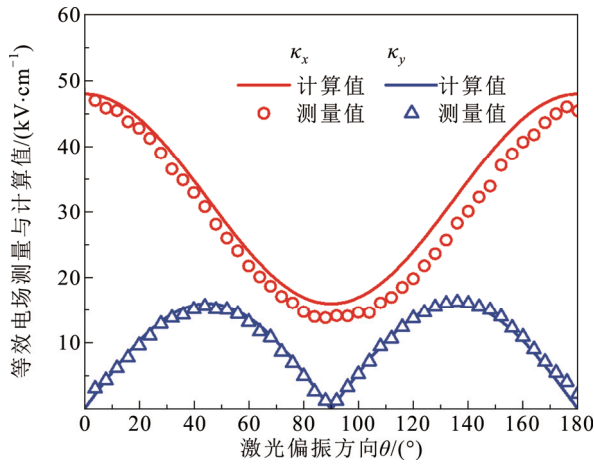


图4 电场标定曲线

Fig.4 Calibration curves of electric field

信号 2 个分量的强度, 依据标定曲线获得等效电场, 最后求解式(5)或式(6)求解出电场测量值, 并与电场计算值进行对比。当外施电场方向为 0°或 90°时, 其 2 个分量分别为 0 和 16 kV/cm; 当外施电场方向为 45°时, 其 2 个分量均为 11.3 kV/cm(参见图 6 中虚线)。图 5 给出了外施电场方向为 0°时等效电场的测量值和计算值, 两者呈现较好的一致性, 同时可以看出二次谐波信号偏振方向与外施电场方向并不严格一致, 因为垂直方向信号强度不为 0, 而是随着激光偏振方向的变化而改变。图 6 给出了外施电场方向为 0°、45°和 90°时电场矢量的测量值和计算值, 两者之间比较一致, 其中的偏差可能来源于旋转半波片和电极结构时光路的微小改变。当固定激光偏振方向为 $\theta=45^\circ$ 而改变电场方向时, 电场 2 个分量的大小随电场方向呈现正弦变化, 其测量与计算值如图 7 所示, 两者呈现出较好的一致性。因此, 本文提出的电场矢量同步测量方法可以较为准确地同时

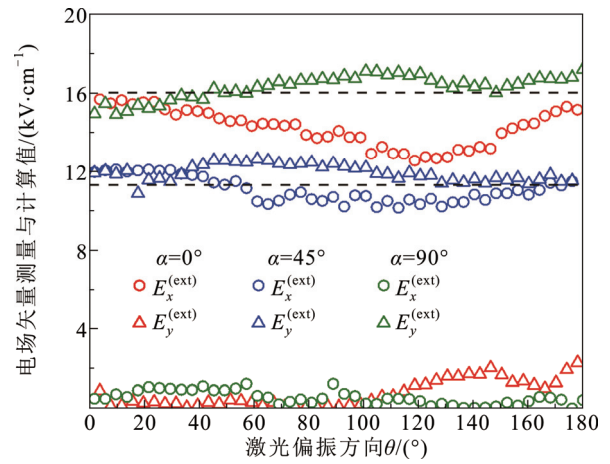
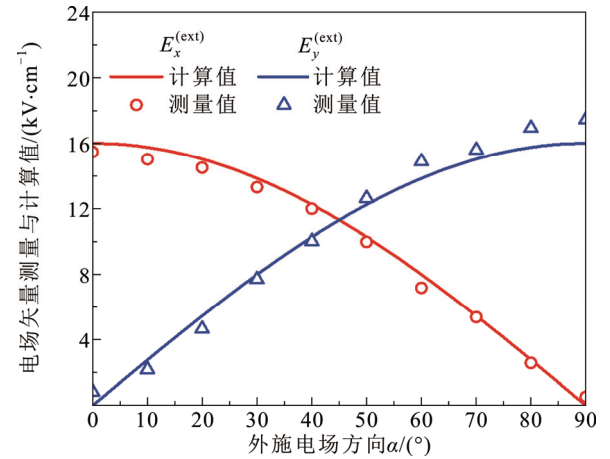
图5 电场方向 $\alpha=0^\circ$ 时等效电场测量与计算值Fig.5 Measured and calculated values of equivalent electric field vector for electric field direction $\alpha=0^\circ$

测量电场矢量的 2 个分量。

3.2 脉冲沿面流注电场矢量同步测量

本文采用的沿面放电电极结构与团队前期工作一致^[40], 如图 8(a)所示。圆柱形绝缘介质(环氧树脂直径为 20 mm、高为 40 mm、相对介电常数为 4.1), 放置于两平行的罗戈夫斯基电极(不锈钢, 直径为 100 mm)之间, 其中上极板接正极性脉冲电压(幅值为 23 kV, 重复频率为 500 Hz, 脉宽为 150 ns), 下极板接地。罗戈夫斯基电极中部设计了凸起的屏蔽部分(直径为 4 mm, 深度为 3 mm), 用于减小三结合点处电场。为了产生较为稳定的沿面流注放电, 1 根不锈钢针电极(长为 25 mm, 针尖曲率半径为 40 μm)紧贴于介质表面放置, 采用小段轧带固定, 并且与上极板产生良好的电接触。电极系统放置在三维电动位移平台上, 并代替图 3 中的平板电极。移动电极位置直到激光击中介质表面产生微弱荧光, 此时认为激光焦点与介质表面完全接触, 然后将介质表面与焦点位置设置为约 100 μm 。放电在开放空气中进行, 放电电压和电流分别采用高压探头(泰克 P6015A, 75 MHz)和罗氏线圈(皮尔森 6585, 250 MHz)测量, 流注发展过程采用增强电荷耦合器件(intensified charge-coupled device, ICCD)相机(安道尔 iStar334, 曝光时间: 10 ns)进行侧面拍摄。脉冲发生器和激光器的输出以及 ICCD 的拍摄时延均采用 DG645 控制。

放电电压和电流波形如图 8(b)所示, 测量的总电流存在 2 个峰值, 其中第 1 个峰值主要为脉冲上升沿产生的容性电流, 第 2 个峰值主要为放电产生

图6 不同电场方向 α 下电场矢量测量与计算值Fig.6 Measured and calculated values of electric field vector for different electric field direction α 图7 激光偏振方向 $\theta=45^\circ$ 时电场矢量测量与计算值Fig.7 Measured and calculated values of electric field vector for laser polarization direction $\theta=45^\circ$

的电导电流。容性电流基于 CdV/dt 计算, 其中 V 为电压, C 为电极系统的总电容, 约为 1.56 pF。图 8(c)给出了流注通道传播过程, 图 8(a)的拍摄时刻对应于图 8(b), 均为单次拍摄图像。可以看出, 绝缘介质表面流注存在“沿面”分量和“空气”分量, “沿面”分量先于“空气”分量发展至地电极^[52-53]。2 个流注分量发展接近地电极时, 二次流注从针尖处起始, 沿着一次流注通道传播。在二次流注阶段, 电导电流增加并达到最大值。“沿面”和“空气”二次流注最大长度分别约 5 mm 和 6 mm, “沿面”二次流注通道发光强度大于“空气”分量。“空气”二次流注发展长度主要取决于所施加脉冲电压的幅值^[54], 而“沿面”二次流注的传播规律和机制尚缺少研究。

进行电场矢量同步测量时, 激光偏振方向设置为与绝缘介质表面呈 45° , 而进行单分量测量时, 激光偏振方向分别设置为 0° 和 90° , 每个时刻的电场均为 100 次重复测量的平均值。由于激光器输出频率仅为 10 Hz, 单个数据点测量时实际施加了 5 000 个脉冲。此时放电维持在较为稳定的流注放电阶段, 未出现流注放电向丝状放电的不稳定性转变, 满足单分量重复测量的要求。每次测量的信号强度

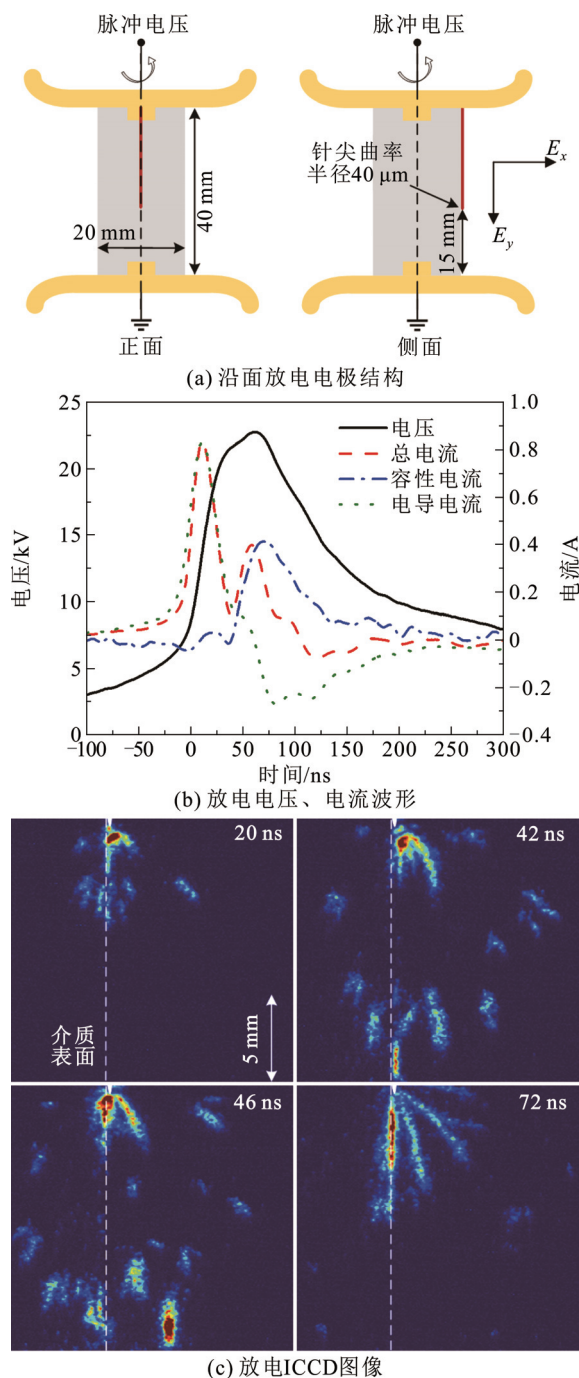


图8 电极结构、放电电压电流波形和沿面流注传播过程

Fig.8 Electrode configuration, voltage and current waveforms and propagation of the surface streamer

均首先根据图4所示的标定曲线获得等效电场 κ_x 和 κ_y , 然后根据式(5)计算出待测电场的2个分量 $E_x^{(ext)}$ 和 $E_y^{(ext)}$ 。由于本文主要探讨电场矢量同步测量方法的可行性, 因此测量结果仅给出电场强度, 而忽略其方向的变化。需要注意的是, 在重频脉冲沿面流注放电中, 空间和介质表面累积的电荷会显著影响后续脉冲流注电场的演变。E-FISH测量的电场为残余电荷产生的电场和外施电场的矢量和, 在脉冲上升沿或下降沿, 残余电荷电场可能占主导。对于不同极性的残余电荷和不同极性的外施电压, 测量的电场矢量的方向需要根据其演变过程进行判断, 在电场强度经过零点时, 须着重判断电场方向是否发生变化。此外, 沿激光传播路径电场的空间分布对测量结果的影响已经被充分研究, 本文不再讨论。

图9给出了针尖附近、针尖下方5 mm和10 mm处电场矢量同步测量结果, 其随时间演变对应于沿面流注的不同发展阶段。在脉冲上升沿, 针尖处电场存在先升高再下降以及再次上升的演变趋势, 分别对应于流注未起始时外施电压升高、一次流注传播产生的电场屏蔽以及二次流注的起始。针尖下方

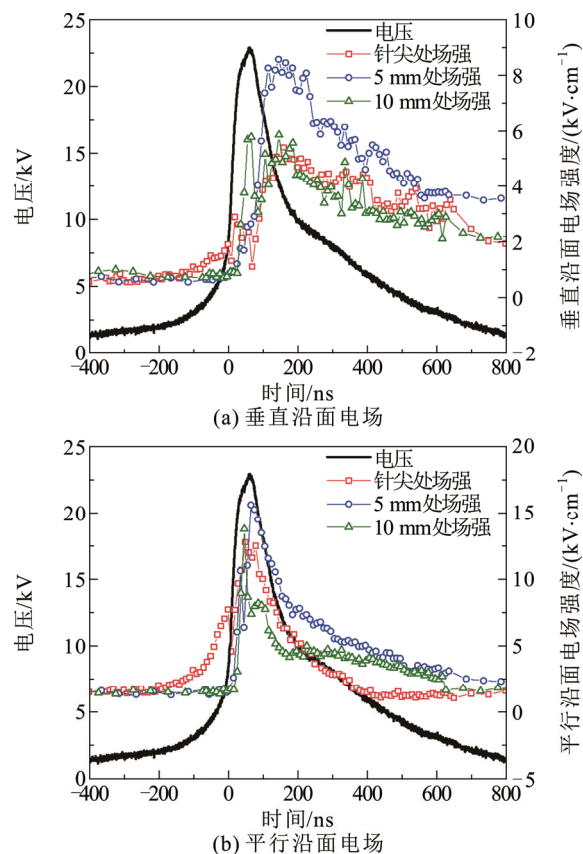


图9 电场测量结果

Fig.9 Measured results of electric field

10 mm 处电场受背景电场影响较小, 当沿面流注抵达时迅速升高, 由于二次流注最大长度仅为 5 mm, 所以该处电场未出现二次升高的趋势。针尖下方 5 mm 处电场受“空气”流注影响最大, 在二次流注阶段其场强显著增加。在脉冲下降沿, 平行沿面电场随外施电压的下降而减小, 垂直沿面电场主要由沿面电荷决定, 其电场下降速度相对平行分量变缓慢。

进行电场单分量测量时, 激光偏振方向与待测电场分量平行, 信号强度相对于同步测量有所提升, 进而影响测量结果的准确性。图 10 对比了针尖下方 10 mm 处同步测量和单分量测量结果。可以看出, 2 种测量结果比较相符, 均能体现流注传播的不同阶段, 证明同步测量方法的可行性。同步测量的电场值相较于单分量测量偏低, 这可能由于同步测量信号强度偏低, 信噪比相应降低导致。

4 结论

1) 对于任意的激光偏振方向与外施电场方向, 推导了二次谐波光极化强度和光功率 2 个分量的表达式, 为分析二次谐波光极化强度和电场矢量同步测量提供理论基础。

2) 二次谐波光在以下情况下为线偏振: (1)沿激光传播路径外施电场不变; (2)外施电场关于激光焦点对称; (3)外施电场方向和激光偏振方向均与坐标轴平行。此外的一般情况下, 二次谐波光为椭圆偏振。对于线性偏振的二次谐波光, 其偏振方向不一定与外施电场方向一致, 而是由激光偏振方向和外施电场方向共同决定。

3) 当基频激光偏振方向平行于坐标轴时, 二次谐波 2 个分量的功率由各自对应的电场分量决定; 而当基频激光偏振方向不平行于坐标轴时, 二次谐波每个分量的功率均由电场矢量 2 个分量共同决定, 此时若假设二次谐波偏振方向与外施电场方向一致将导致错误的标定曲线和测量结果。

4) 电场矢量同步测量方法需要调整激光偏振方向以平衡 2 个信号分量的功率, 45° 或 135° 为最佳的初步选择。该方法实现了脉冲沿面流注放电垂直沿面分量和平行沿面分量电场的同步测量, 测量结果可以反映沿面流注放电空间电场随时间的变化趋势, 并且与单分量测量结果较相符。

电场矢量同步测量方法有望实现流注向丝状等沿面放电不稳定性转变过程中的电场矢量测量,

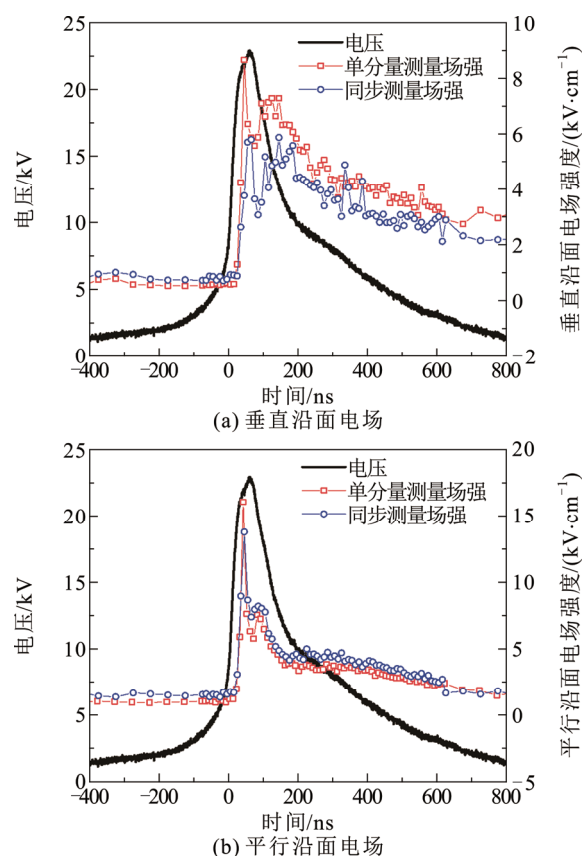


图 10 电场矢量同步测量与单分量测量结果之间的对比

Fig.10 Comparison between simultaneous and separate measurement results of electric field vectors

为研究转变机制提供电场诊断手段。

参考文献 References

- [1] 梅丹华, 方志, 邵涛. 大气压低温等离子体特性与应用研究现状[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(4): 1339-1358.
MEI Danhua, FANG Zhi, SHAO Tao. Recent progress on characteristics and applications of atmospheric pressure low temperature plasmas[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(4): 1339-1358.
- [2] ZHU Y F, SHCHERBANEV S, BARON B, et al. Nanosecond surface dielectric barrier discharge in atmospheric pressure air: I. measurements and 2D modeling of morphology, propagation and hydrodynamic perturbations[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2017, 26(12): 125004.
- [3] 唐勇, SIMENI SIMENI 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 SIMENI 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.
- [4] 章程, 周中升, 王瑞雪, 等. 大气压下纳秒脉冲弥散放电对铜的表面处理[J]. 高电压技术, 2015, 41(5): 1458-1465.
ZHANG Cheng, ZHOU Zhongsheng, WANG Ruixue, et al. Modification of copper surface by nanosecond-pulse diffuse discharges at atmospheric pressure[J]. High Voltage Engineering, 2015, 41(5): 1458-1465.
- [5] 杨国清, 戚相成, 高青青, 等. 等离子体氟化协同偶联剂改性纳米

- SiO₂/环氧树脂电气性能[J]. 高电压技术, 2022, 48(2): 689-697.
- YANG Guoqing, QI Xiangcheng, GAO Qingqing, et al. Electrical properties of nanosilica/epoxy resin modified by cooperation of plasma fluorination and coupling agent[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(2): 689-697.
- [6] 刘开培, 李博强, 秦亮, 等. 深度学习目标检测算法在架空输电线路绝缘子缺陷检测中的应用研究综述[J]. 高电压技术, 2023, 49(9): 3584-3595.
- LIU Kaipei, LI Boqiang, QIN Liang, et al. Review of application research of deep learning object detection algorithms in insulator defect detection of overhead transmission lines[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(9): 3584-3595.
- [7] 邓军波, 董俊豪, 陈俊鸿, 等. SF₆ 替代气体界面绝缘特性的研究进展[J]. 高电压技术, 2022, 48(2): 661-673.
- DENG Junbo, DONG Junhao, CHEN Junhong, et al. Research advances in interface insulation characteristics of SF₆ alternative gases[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(2): 661-673.
- [8] 孟晓波, 梅红伟, 陈昌龙, 等. 绝缘介质表面流注发展特性的机理研究[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(22): 155-165.
- MENG Xiaobo, MEI Hongwei, CHEN Changlong, et al. Research on characteristics of streamer propagation along insulation surfaces[J]. Proceedings of the CSEE, 2013, 33(22): 155-165.
- [9] 孟晓波, 梅红伟, 王黎明, 等. 绝缘介质表面流注传播特性与闪络特性的关系[J]. 中国电机工程学报, 2016, 36(18): 5078-5086.
- MENG Xiaobo, MEI Hongwei, WANG Liming, et al. Relationship between characteristics of streamer and flashover propagation along the insulation surfaces[J]. Proceedings of the CSEE, 2016, 36(18): 5078-5086.
- [10] LI X R, SUN A B, ZHANG G J, et al. A computational study of positive streamers interacting with dielectrics[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(6): 065004.
- [11] 文韬, 向念文, 章程, 等. 高压放电等离子体研究现状及发展趋势[J]. 高电压技术, 2023, 49(8): 3226-3239.
- WEN Tao, XIANG Nianwen, ZHANG Cheng, et al. Research status and development trend of high voltage discharge plasma[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(8): 3226-3239.
- [12] 杜军, 李嘉聪, 高远, 等. 脉冲等离子体驱动 CO₂ 加氢制备 CH₃OH 电学参数调控对转化特性的影响[J]. 高电压技术, 2023, 49(8): 3275-3285.
- DU Jun, LI Jiacong, GAO Yuan, et al. Effect of electrical parameters on conversion characteristics of CO₂ hydrogenation to CH₃OH by pulsed plasma[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(8): 3275-3285.
- [13] SHAO T, WANG R X, ZHANG C, et al. Atmospheric-pressure pulsed discharges and plasmas: mechanism, characteristics and applications[J]. High Voltage, 2018, 3(1): 14-20.
- [14] 周仁武, 屈仲平, 孙静, 等. 大气压低温等离子体固氮技术研究进展[J]. 高电压技术, 2023, 49(9): 3640-3653.
- ZHOU Renwu, QU Zhongping, SUN Jing, et al. Recent progress of atmospheric-pressure low-temperature plasma-enabled nitrogen fixation technology[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(9): 3640-3653.
- [15] HUANG B D, ZHANG C, ADAMOVICH I, et al. Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: the influence of dielectric material and pulse repetition rate[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(4): 044001.
- [16] SIMENI SIMENI M, 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.
- [17] YAN A, KONG X H, XUE S, et al. Atmospheric pressure plasma jet interacting with a droplet on dielectric surface[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2024, 33(10): 105011.
- [18] ZHANG J, WANG Y H, WANG D Z, et al. Numerical simulation of streamer evolution in surface dielectric barrier discharge with electrode-array[J]. Journal of Applied Physics, 2020, 128(9): 093301.
- [19] 李晨颀, 郑昕雷, 赵政, 等. 大气压下连续脉冲流注放电演变过程的二维全局粒子模拟仿真研究[J]. 高电压技术, 2022, 48(2): 789-797.
- LI Chenjie, ZHENG Xinlei, ZHAO Zheng, et al. Two-dimensional global-particle simulation of streamer evolution process under continuous pulses in nitrogen at atmospheric pressure[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(2): 789-797.
- [20] 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.
- [21] 赵政, 郑昕雷, 黄宗泽, 等. 基于场致二次谐波的大气压力脉冲流注放电时变非均匀电场测量研究[J]. 中国电机工程学报, 2024, 44(8): 3347-3358.
- ZHAO Zheng, ZHENG Xinlei, HUANG Zongze, et al. Time-varying non-uniform electric field measurement of atmospheric-pressure pulsed streamer discharge based on electric field induced secondary harmonic[J]. Proceedings of the CSEE, 2024, 44(8): 3347-3358.
- [22] GOLDBERG B M, CHNG T L, DOGARIU A, et al. Electric field measurements in a near atmospheric pressure nanosecond pulse discharge with picosecond electric field induced second harmonic generation[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(6): 064102.
- [23] DOGARIU A, GOLDBERG B M, O'BYRNE S, et al. Species-independent femtosecond localized electric field measurement[J]. Physical Review Applied, 2017, 7(2): 024024.
- [24] ADAMOVICH I V, BUTTERWORTH T, ORRIERE T, et al. Nanosecond second harmonic generation for electric field measurements with temporal resolution shorter than laser pulse duration[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(14): 145201.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] NAKAMURA S, SATO M, FUJII T, et al. Optimization of beam shaping and error quantification of calibration approach using E-FISHG based electric field measurements[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, 31(11): 115020.
- [28] SIMENI SIMENI M, TANG Y, HUNG Y C, et al. Electric field in ns pulse and AC electric discharges in a hydrogen diffusion flame[J]. Combustion and Flame, 2018, 197: 254-264.
- [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.
- [30] CUI Y Z, WANG H, ZHUANG C J, et al. Electric field measurement in dielectric barrier discharges using electric field induced second harmonic generation in ambient air[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2020, 27(6): 2071-2077.
- [31] STROBEL L R, MARTELL B C, MOROZOV A, et al. Electric field measurements of DC-driven positive streamer coronas using the E-FISH method[J]. Applied Physics Letters, 2022, 121(11): 114102.
- [32] CUI Y Z, ZHUANG C J, ZENG R. 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.

- [33] HUANG B D, ZHANG C, ZHU W C, et al. Ionization waves in nanosecond pulsed atmospheric pressure plasma jets in argon[J]. High Voltage, 2021, 6(4): 665-673.
- [34] ORR K, TANG Y, SIMENI SIMENI 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.
- [35] GOLDBERG B M, REUTER S, DOGARIU A, et al. 1D time evolving electric field profile measurements with sub-ns resolution using the E-FISH method[J]. Optics Letters, 2019, 44(15): 3853-3856.
- [36] 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.
- [37] ZHAO Y, FUJI T. Two-dimensional free space electric field imaging using electric field induced second harmonic generation[J]. Optics Letters, 2022, 47(12): 2999-3002.
- [38] 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.
- [39] HOGUE J, CUSSON P, MEUNIER M, et al. Sensitive detection of electric field-induced second harmonic signals[J]. Optics Letters, 2023, 48(17): 4601-4604.
- [40] ZHAO Z, HUANG D D, WANG Y N, et al. Volume and surface memory effects on evolution of streamer dynamics along gas/solid interface in high-pressure nitrogen under long-term repetitive nanosecond pulses[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(1): 015016.
- [41] CHEN J H, LI J S, DONG J H, et al. Surface forward and backward discharges and corresponding residual charge accumulation characteristics under positive impulse[J]. Journal of Applied Physics, 2022, 131(3): 033302.
- [42] 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.
- [43] BIGIO I J, WARD J F. Measurement of the hyperpolarizability ratio for the inert gases[J]. Physical Review A, 1974, 9(1): 35-39.
- [44] MEEHAN K C, STARIKOVSKIY A, MILES R. Two component electric field dynamics of a ns-SDBD plasma with sub-nanosecond resolution by femtosecond EFISH[C]//Proceedings of AIAA Scitech 2020 Forum. Orlando, USA: AIAA, 2020.
- [45] DADAP J I, SHAN J, WELING A S, et al. Measurement of the vector character of electric fields by optical second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 1999, 24(15): 1059-1061.
- [46] BOYD R W. Nonlinear optics[M]. 4th ed. London, UK: Academic Press, 2020: 51-112.
- [47] ZHENG X L, ZHAO Z, ZHENG H T, et al. Polarization properties of E-FISH signals and optimization of simultaneous measurement of electric field vectors[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2024, 33(3): 035002.
- [48] CHNG T L, BRISSET A, JEANNEY P, et al. Electric field evolution in a diffuse ionization wave nanosecond pulse discharge in atmospheric pressure air[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(9): 09LT02.
- [49] ZHU Y F, CHEN X C, WU Y, et al. Simulation of ionization-wave discharges: a direct comparison between the fluid model and E-FISH measurements[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2021, 30(7): 075025.
- [50] LI M B, CHEN S, ZHU Y F, et al. Experimental and numerical investigation of surface streamers in a nanosecond pulsed packed bed reactor[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2023, 32(6): 064002.
- [51] HUANG B D, ZHANG C, REN C H, 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.
- [52] MENG X B, MEI H W, CHEN C L, et al. Characteristics of streamer propagation along the insulation surface: influence of dielectric material[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2015, 22(2): 1193-1203.
- [53] MENG X B, MEI H W, WANG L M, et al. Characteristics of streamer propagation along insulation surface: quantitative influence of permittivity and surface properties[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2016, 23(5): 2867-2874.
- [54] ZHENG X L, SUN Z H, LI C J, et al. Temporal evolution and mechanism of secondary streamers in N_2/O_2 mixtures at atmospheric pressure under DC voltage[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2024, 57(12): 125203.



ZHENG Xinlei
Ph.D. candidate



ZHAO Zheng
Ph.D.
Assistant professor



LI Jiangtao
Ph.D., Professor
Corresponding author

郑昕雷

1998—, 男, 博士生
主要从事放电等离子体模拟和诊断等研究
E-mail: zhengxinlei1601@stu.xjtu.edu.cn

赵 政

1992—, 男, 博士, 助理教授
主要从事放电等离子体基础理论、等离子体空天应用、电力系统新型储能技术等研究
E-mail: zhaozhengz@xjtu.edu.cn

李江涛(通信作者)

1976—, 男, 博士, 教授, 博导
主要从事脉冲功率与放电等离子体、生物电磁及电磁诊疗装备技术、电力设备智能化及数字孪生技术等研究
E-mail: li_jiangtao@xjtu.edu.cn

收稿日期 2024-09-22 修回日期 2025-04-16 编辑 曾文君