



## 超短パルスレーザー生成フィラメントプラズマによる電場センシング

藤井 隆<sup>1,2)</sup>, 杉山精博<sup>2)</sup>, 三木 恵<sup>1)</sup>, ジドコフアレクセイ<sup>1)</sup>, 堀田栄喜<sup>2)</sup>, 根本孝七<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>電力中央研究所, <sup>2)</sup>東京工業大学

(原稿受付: 2010年10月19日)

超短パルスレーザー光を大気中において集光, 伝播させると, フィラメントプラズマと呼ばれる細いプラズマチャンネルが生成する. このフィラメントプラズマを外部電場中に照射すると, プラズマ中の窒素分子の発光強度が外部電場に対して指数関数的に増加する. 本解説では, フィラメントプラズマの外部電場中における挙動を実験結果と理論から概説し, 本現象を利用した電場の遠隔計測技術の展望について述べる.

### Keywords:

ultrashort pulse laser, filament plasma, electric field, corona discharges, spectroscopy

### 1. 超短パルスレーザー生成フィラメントプラズマ

超短パルスレーザー生成フィラメントプラズマ[1-19]の外部電場中における現象解明は, 放電物理[20, 21]のみならず, 放電誘導[22-26], テラヘルツ発生[27, 28], 電場計測[29, 30]等, 様々な大気中における応用において重要である. 大気中における電場分布を, 遠隔において非破壊で時間分解計測することができれば, 雷現象等地球物理の研究や, 電気設備の設計, 診断, 保護技術は一層発展すると考えられる. これまで, 大気中における電場の構造や変化を解明するために多くの手法が提案されてきた[31]. しかしながら従来の手法は, それ自身が電場分布に影響を与えてしまい, また, 局所的な計測に限られていた. 近年, 筆者らにより, レーザープラズマを用いた大気中電場の遠隔計測技術が提案された[29, 30]. 外部電場中において大気プラズマは紫外領域で発光し, 電場が強くなれば発光も強くなる. 電場中にプラズマが存在すると, 電離, 励起, 再結合, 付着等, 大気中において様々な物理過程が生じるが, 電離と励起は促進されるが, 再結合は減少する. このため, プラズマの紫外発光はプラズマが存在する空間における電場計測に有用である. 重要なのは, 電場強度に対して発光感度の良いプラズマ源を遠隔において生成し, その発光と外部電場との関係を解明することである.

フィラメントプラズマは, フェムト秒レーザーパルスにより大気中において生成する[12, 13, 18, 19]. 高出力のフェムト秒レーザー光はピークパワーが大きいため, 大気中を伝播させると空気の屈折率  $n$  がカー効果 ( $n = n_0 + n_2 I$ :  $I$  は入射レーザー強度) により変化する. レーザービーム断面における光強度は通常, ビーム中心部の方が端よりも大きい. 空気中において  $n^2$  は正であるため, この現象はビームの径方向における空気の屈折率に変化を生じさせ,

大気中において凸レンズ (カーレンズ) の効果を与える. レーザー強度が閾値  $P_{cr}$  (大気中においては数 GW) を超えた場合, カー効果はレーザービームの発散の効果を上回り, レーザー光は収束する. これによりレーザー光の強度は増加し, レーザー光強度が  $10^{13} \sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> に達した時多光子電離が生じる[18, 32]. レーザーパルスの電場が非常に大きいため, 電離過程においてはトンネル電離も含まれるが, Keldysh の理論より,  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 以下の強度においては多光子電離が支配的である[33]. 発生したプラズマの電子密度  $\rho$  は屈折率の負の変化を生じさせ ( $n = n_0 - \rho/2\rho_c$ : 波長 800 nm では  $\rho_c \sim 1.7 \times 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>), 凹レンズとして作用してレーザー光を発散させる. このためレーザー強度は減少し, プラズマの発生は止まり, 再びカー効果による収束が生じる. このように, カー効果による自己収束とプラズマ発生による発散の二つの効果が平衡することにより, フィラメントと呼ばれる安定した構造が形成される. しかし近年, プラズマが生成しないフィラメント状の光も観測され[34], これらの現象を説明するために, 自己収束後の発散は高次のカー効果によるとするモデルも提案されている[35]. 閾値  $P_{cr}$  を大きく超えたレーザー強度では, レーザービーム中に多くのフィラメント (マルチフィラメント) が局所的に発生する. それぞれのフィラメントの強度は  $10^{13} \sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> であり[36, 37], レーザー強度が増大するとフィラメントの数が増加する. 最近の計測では, 一本のフィラメントは閾値  $P_{cr}$  の 5 倍のレーザー強度で生じると報告されている[38, 39]. 図 1 に, マルチフィラメントの一例を示す.

フィラメントの直径は 80  $\mu$ m ~ 数 mm, 光強度は  $10^{12} \sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, フィラメント内に生成されるプラズマの電子密度は  $10^{16} \sim 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> と報告されている[1-3, 11-13, 18,

*Remote Sensing of Electric Field Using Filament Plasma Induced by Ultrashort Laser Pulses*

FUJII Takashi, SUGIYAMA Kiyohiro, MIKI Megumu, ZHIDKOV Alexei, HOTTA Eiki and NEMOTO Koshichi

corresponding author's e-mail: fujii@criepi.denken.or.jp

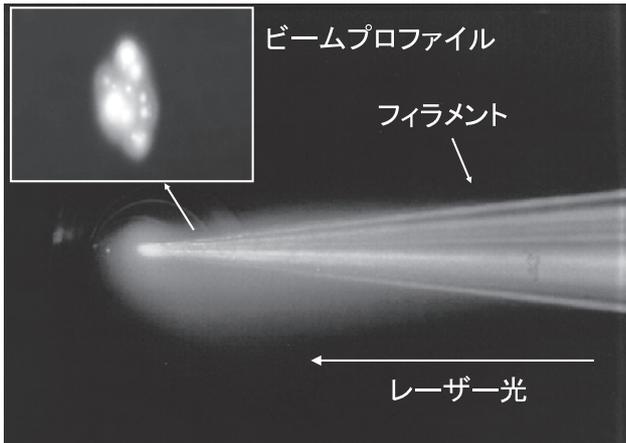


図1 超短パルスレーザーにより生成したマルチフィラメント。

19]. この電子密度はレーザー強度や集光特性に大きく依存する[11]. また、電子温度は低く、0.5 eVと報告されている[40]. フィラメントはプラズマを生成する過程においてエネルギーを消失するが、レーザービーム中のフィラメント以外の部分がフィラメントにエネルギーを供給することにより、長距離に渡りフィラメントが生成すると考えられている[41-43]. これまで、200 mに渡るフィラメントの観測[2], 数km上空におけるフィラメントからと考えられる白色光の発生[44], 400 m伝播後のプラズマの存在の確認[45]が報告されている. これらの結果は、フィラメントプラズマを用いた電場の遠隔計測が可能であることを示している.

フィラメントプラズマは、通常の放電プラズマやナノ秒レーザーを用いたレーザープラズマとは異なる. 外部電場中においてもフィラメントプラズマの温度は低く、解離性再結合によりフィラメントプラズマ中の電子密度は  $N_e = N_{e0}/[1 + \beta N_{e0}t]$  ( $\beta \sim 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ [21, 46],  $N_{e0}$  はフィラメント中の初期電子密度) に従い急激に減少する.  $t \leq (\beta N_{e0})^{-1} \sim (5 \sim 500 \text{ ps})$  の時、フィラメントプラズマの電子密度は高く、電子は酸素分子に付着しない.  $t > (\beta N_{e0})^{-1}$  の時、数10 nsにかけて電子密度は  $\sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  以上である[25]. この時、分子への電子付着が支配的になり、負イオンの密度が急激に増加する. この領域においては、電極とフィラメントプラズマ間の放電、電子なだれ、ストリーマがプラズマを加熱し、これによりフィラメントプラズマの特性を変化させる. 電子の衝突時間  $\tau_c$  およびドリフト速度  $v_D$  はそれぞれ  $\sim 1 \text{ ps}$  および  $\sim 10^7 \text{ cm/s}$  であるため、プラズマ中の電子は、 $\epsilon \sim mv_D^2 t / \tau_c$  [21] により数電子ボルト以上のエネルギーを得ることができる. そのエネルギーにより分子を励起し、強い紫外発光を引き起こす. 分子の電子-電子遷移を励起できる電子の数は外部電場強度と共に指数関数的に増加する. このように、外部電場中にフィラメントプラズマが存在すると、分子のイオン化や励起が促進される一方、プラズマの再結合は緩和される. 電子衝突によりプラズマは加熱され、プラズマからの紫外発光の強度と寿命は増加すると考えられる.

上記のように、フィラメントプラズマからの紫外発光の

外部電場依存性は、電場の遠隔計測への応用における基礎となる. しかしながら、外部電場中におけるフィラメントプラズマの発光には、二次電子生成、コロナ生成、逃走電子等、多くの物理現象が関わっており、これらにより発光の外部電場依存性が変化すると考えられる. また、フィラメントプラズマそのものも計測地点近傍の電界分布に影響を与える可能性がある. 外部電場中におけるフィラメントプラズマの特性に関しては近年多くの報告があるが、そのほとんどが放電誘導に関するものであり、絶縁破壊前のフィラメントプラズマの特性に関して包括的に報告した例はない. 一方、フィラメントプラズマからのテラヘルツ発生に関する研究においては、テラヘルツの発生強度が外部電場強度に対して指数関数的に増加することが報告されている[28]. このような応用においては、様々な条件において、外部電場中におけるフィラメントプラズマの物理や特性を包括的に研究することが必要である. 本解説において我々は、外部電場中に生成したフィラメントプラズマの特性に関し、高い時間的、空間的分解能で測定を行った結果に関してまとめ、フィラメントプラズマを用いた外部電場の遠隔計測の可能性を議論する.

## 2. 外部電場中におけるフィラメントプラズマの挙動に関する理論計算

外部電場中におけるフィラメントプラズマからの紫外発光の特性を見積もるため、電子-電子および電子-分子弾性衝突を考慮した1D3V(一次元表示、三次元速度計算)-PIC(Particle In Cell)シミュレーション[47]による数値計算を行った. 電子-電子弾性衝突は、少なくとも電子密度が  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  程度まで減少する最初の1 nsにおいて支配的である. 計算においては、電子、酸素の正負イオン、窒素イオン、準安定状態窒素分子の5つの粒子のみを考慮した. フィラメントプラズマが瞬時に生成されると仮定して、イオンとしては  $O_2^+$ ,  $O_2^*$ , および  $N_2^*$  を考えた. 運動セル中における粒子質量をバランス方程式により計算した. 電子に関する方程式は、

$$\frac{dN_e}{dt} = [\alpha_{\text{ion}}^X(E/N)N_X + \alpha_{\text{ion}}^Y(E/N)N_Y]N_e + \pi_p N_Y^2 - [\beta_{\text{DR}}^X N_{X^+} + \beta_{\text{DR}}^Y N_{Y^+}]N_e - \nu_{\text{Attach}} N_X N_e \quad (1)$$

となる. ここで、 $N$  は大気密度、 $N_M$  は  $M$  分子の密度、 $\alpha_{\text{ion}}^M$  は  $M$  分子の電離率、 $\pi_p$  はペニング反応率、 $\beta_{\text{DR}}^M$  は  $M$  イオンの解離性再結合率、 $\nu_{\text{Attach}}$  は電子付着率を表す. また、 $X$  および  $Y$  はそれぞれ  $O_2$  および  $N_2$  を表し、添え字の+はその1個の正イオンを、\*は準安定状態を示す. このシミュレーションにおいて、ペニングイオン化の効果は小さい. また、イオンに関するバランス方程式では、正負イオン間の再結合[21]についても考慮した.

窒素分子のエネルギーレベルを二段階に近似し[21], 上記のバランス方程式を用いて紫外発光である波長337.1 nmの遷移を計算した. 電場は、ポアソン方程式より以下のように計算した.

$$d^2\phi/dx^2 = 4\pi e(N_e - N_{X^+} - N_{Y^+} + N_{X^-}) \quad (2)$$

ここで、境界条件は、

$$-\frac{d\phi}{dx}(x \rightarrow \pm\infty) = E_0 \quad (3)$$

とした。初期電子密度を  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  とし、外部電場強度に対するプラズマ中の 337.1 nm における窒素分子発光強度の変化を計算した結果を図 2 に示す。計算は、典型的なフィラメントプラズマのガス温度  $T_{\text{air}} = 0.02 \text{ eV}$  と、負イオンが少ない状態でのガス温度 0.1 eV に関して行い、発光強度は初期電子密度で規格化した。それぞれのガス温度  $T_{\text{air}} = 0.02 \text{ eV}$  および 0.1 eV において  $E_{\text{eff}} \sim 8 \text{ kV/cm}$  および  $14 \text{ kV/cm}$  とし、発光強度の外部電場依存性は  $Q/N_e \sim \exp(E/E_{\text{eff}})$  と指数関数で表すことができる。以上のように、PIC シミュレーションにより、フィラメントからの紫外発光強度が外部電場強度に対して指数関数的に増加することが示された。

次に、上記のバランス方程式を用い、コロナ発生閾値近

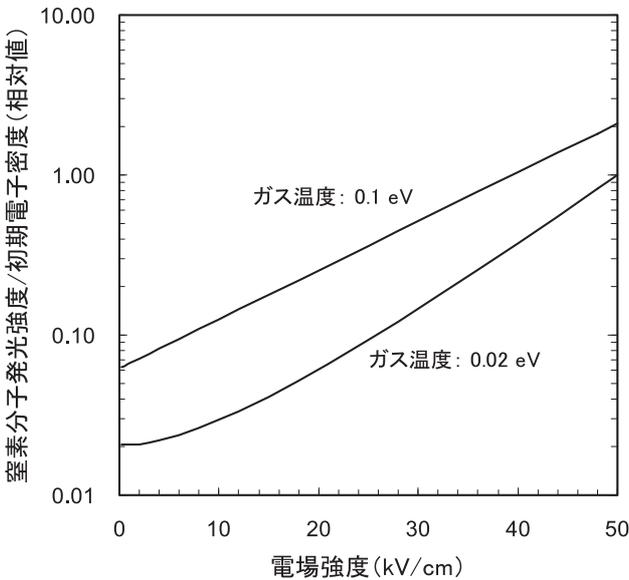


図 2 337.1 nm における窒素分子発光強度の外部電場依存性の理論計算結果。

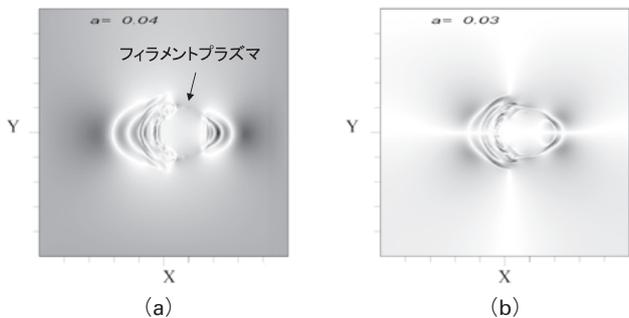


図 3 PIC シミュレーションにより計算した外部電場 (x 方向) 中に生成した円柱状フィラメントプラズマ近傍の電場分布。(a) x 方向成分、(b) y 方向成分。レーザー光は紙面に垂直に伝播、フィラメントの直径は 0.5 mm、 $a = eE/mc\omega_{pl}(0)$  ( $\omega_{pl}(0)$ : 初期のプラズマ周波数) は標準化された電場強度の最大値;  $E_x(t=0) = 29 \text{ kV/cm}$ ,  $a(t=0) = 0.02$ 。

傍電界におけるフィラメントプラズマの挙動を、2D3V (二次元表示, 三次元速度計算) - PIC シミュレーションにより計算した。Buneman スキームを用い、以下の二つのマクスウェル方程式を用いて電場を計算した。

$$\partial \vec{E} / \partial (ct) = \nabla \times \vec{B} - 4\pi \vec{j} \quad (4)$$

$$\partial \vec{B} / \partial (ct) = -\nabla \times \vec{E} \quad (5)$$

ここで、初期状態は以下のポアソン方程式の解より求めた。

$$\Delta \phi = 0; \vec{E} = -\nabla \phi \quad (6)$$

$$\phi|_{\text{boundary}} = \phi_0 \quad (7)$$

計算結果の一例を図 3 に示す。フィラメントプラズマから高压電極方向およびその逆方向に強い電場が形成されている様子がわかる。

### 3. 実験系

実験配置を図 4 に示す。高压電極には直径 250 mm 又は 60 mm の球を用い、その下方 1 m の位置に 2.0 m × 1.25 m の銅平板を接地電極として設置した。パルス幅 50 ~ 60 fs, エネルギー ~ 80 mJ, 繰り返し 10 Hz の Ti : Sapphire レーザーパルス (ビーム直径: ~50 mm) を、高压電極から 10.4 m の位置に設置した焦点距離 10 m の凹面鏡を用いて集光し、フィラメントプラズマを生成した。レーザー光は床と平行に照射し、レーザー光軸と高压電極との間隔は 5 ~ 28 mm とした。高压電極には正極性又は負極性直流電圧を最大 ±400 kV まで印加した。

フィラメントプラズマからの発光は、球電極から 20 m 離れた位置にレーザー光軸と非同軸に設置した口径 152 mm の望遠鏡により集光した。望遠鏡の測定視野は、高压電極最下点におけるフィラメント位置を中心として、フィラメント伝播方向に対して約 0.7 m, 鉛直方向に対して約 ±2 cm である。望遠鏡により集光された光は、焦点距離 300 mm の分光器 (Roper Scientific; SP-2358-P) により分光し、インテンシファイヤ付 CCD (ICCD) カメラ (Roper Scientific; PI-MAX: 1K-UV-MgF2) により受光した。ICCD カメラのゲート幅とゲート遅延時間は実験ごとに設定したが、ゲート遅延時間依存性を測定する場合のゲート幅は 50 ns とした。

また、高压電極直下に生成したフィラメントプラズマ近傍の紫外発光画像 (以下、紫外発光画像と呼ぶ) を、もう

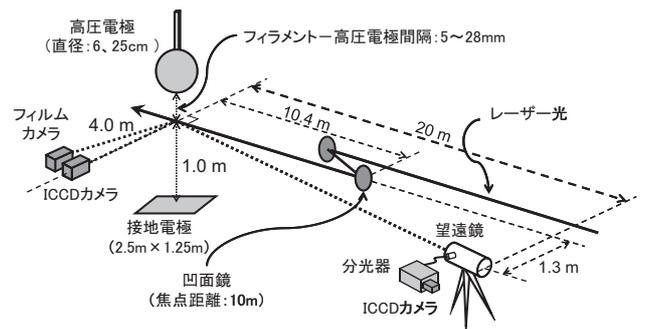


図 4 実験配置。

一つのICCDカメラ (Roper Scientific;PI-MAX:1K-UniGen) と UV レンズ (UV-Nikkor 105 mm F4.5), UV フィルタ (カット波長: 400 nm~800 nm) を用いて取得した. ICCD カメラは高圧電極から水平方向に 4 m 離れた位置に設置し, カメラの中心視線はレーザー光軸と垂直とした. ICCD カメラの横に, 同様の紫外レンズと紫外フィルターを取り付けたフィルムカメラも設置し, ICCD カメラと同様の紫外発光画像の撮影を行った.

上記の遠隔分光計測および紫外発光画像計測に用いた ICCD カメラに関しては, 1 データに対し100ショットのレーザーパルスについて積算を行った. フィルムカメラによる紫外発光画像計測に関しては, シャッター開放時間を ICCD カメラでの計測と同等の積算時間である10秒間とした. ICCD カメラはレーザー光と同期した信号によりゲート遅延時間を設定した. 分光計測および紫外発光画像計測それぞれにおいてゲート幅を 20 ns に設定した時, 337.1 nm における発光強度またはフィラメントプラズマからの紫外発光強度が最大になる時を遅延時間ゼロとした.

#### 4. 外部電場中におけるフィラメントプラズマからの紫外光放射

##### 4.1 低コロナ条件における特性

高圧電極に直径 250 mm の球電極を用い, コロナ発生閾値近傍の電界 ( $\sim 30$  kV/cm) においてフィラメントプラズマを生成した時の結果に関して述べる.

高圧電極に負極性電圧を印加した場合の, 異なる印加電圧における負極性コロナの紫外発光画像を図 5 に示す. 印加電圧  $U_0$  が  $-200$  kV になると, 高圧電極とフィラメントプラズマの間で紫外発光が観察された. 電圧の上昇とともに発光は強くなり,  $U_0 = -400$  kV では紫外発光は高圧電極の下方 25 cm にまで達している. フィラメントプラズマを生成しない場合, 図 5 に示されるようなコロナ状の紫外発光はまったく観測されなかった.

次に, 観測された紫外発光のメカニズムについて考察する. 通常の負極性コロナは Townsend メカニズムによることが知られており, 以下の Paschen の式により説明される.

$$\int_{R_0}^{R_{cor}} (\alpha(E/p) - a(E/p)) dl = \ln(1 + \gamma^{-1}) \quad (8)$$

ここで,  $\alpha$  と  $a$  はそれぞれ, 電離係数と付着係数を表し,  $\gamma$  は電極表面からの二次電子放出係数を表す. 電極中心から電極表面までの距離を  $x = R_0$  とした時,  $R_{cor} - R_0$  はコロナの長さを示す. もしフィラメントプラズマが  $R_{cor}$  よりも遠い位置で生じた場合コロナの影響はない. このため, フィラメント内の電子はフィラメントの外に放出され, フィラメントプラズマは正の仮想電極とみなされる. フィラメントプラズマの再結合の速度は非常に速いため, フィラメント内で生成したイオンは電極表面に達することができず, 二次電子を放出することができない. これは, イオンの移動度は  $\mu = 2.1$  cm<sup>2</sup>/V/s であり, 電場強度が  $E \sim 50$  kV/cm である時のイオンの速度が約  $10^5$  cm/s であること,

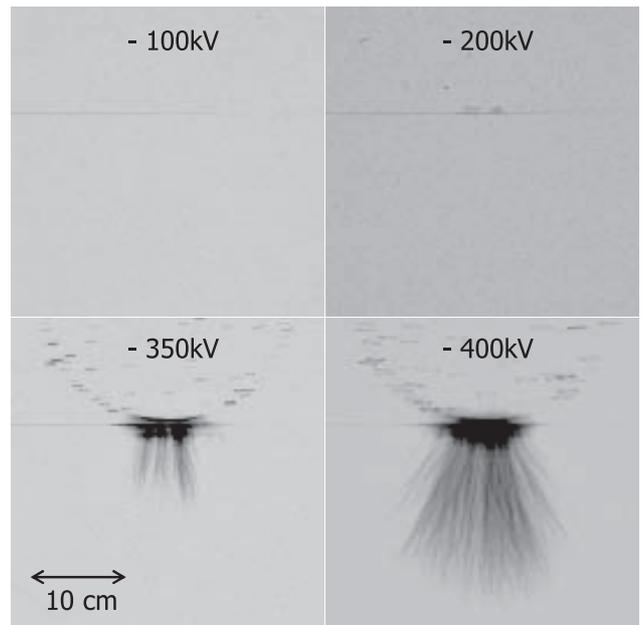


図5 フィラメントプラズマにより誘起された負極性コロナの印加電圧依存性.

さらに後述するとおり, 観測された発光は  $1 \mu\text{s}$  以内に終わってしまうことからわかる.

フィラメントプラズマ生成直後は, 電極が作る電場がフィラメントプラズマに沿って大きく変化しないと仮定すると, フィラメントにおける電場は次の式で示すことができる.

$$E_f = -\Lambda U_0 \cdot R_0 / R_f^2 \quad (9)$$

本実験においては最大  $E_f \sim 60$  kV/cm となる. ここで,  $U_0$  は電極に印加した電圧,  $R_f$  は電極中心からフィラメントまでの距離,  $\Lambda$  は幾何学的な場の利得であり, 円柱形の場合,  $\Lambda = 2$  となる. 非弾性衝突を無視すると, フィラメントプラズマ中の電子は平均エネルギー:  $\bar{\epsilon} \sim \sqrt{M/3m} (eEl)$  を持つ. ここで,  $l$  は電子の自由行程,  $M$  はイオン質量を表す. 実験条件から計算すると, フィラメントプラズマ中の電子の平均エネルギーは約 1 keV となる. 本実験条件においてフィラメントプラズマ中の電子は加速され, 酸素分子との衝突電離反応 ( $\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O}^- + \text{O}$ : 酸素分子の励起エネルギーは  $\sim 8$  eV) によりエネルギーを失い, その後強い紫外発光が止まる. フィラメントプラズマからの紫外発光は電場強度に依存し, 電場中におけるフィラメントプラズマの特性において重要な役割を担っている.

このフィラメントプラズマからの紫外放射により, 電極から電子が放出されると考えられる. これにより, 仮想陽極としてのフィラメントプラズマと, 陰極である高電圧電極との間で放電が瞬時に起こる. この時, フィラメントプラズマ中の電子密度は高く, フィラメントプラズマ自体の電気容量が陰極である高電圧電極よりも小さいため, フィラメントプラズマと電極間との放電により, フィラメントプラズマが陰極の電位  $U_0$  を得る. その結果, フィラメントプラズマ表面の電場は,  $E_f = -U_0/D$  の関係式に従い大き

く変化する。D ~ 0.2 mm の場合、電場は 10 MV/cm 程度と非常に高くなるのが予想されるが、実際にはフィラメントプラズマの電子密度が急速に減少するため、フィラメントプラズマは電極の電位すべてを維持することはできない。そのため、実際の電場強度は上記の見積りよりも弱いと考えられるが、フィラメントプラズマからストリーマ、さらには逃走電子を引き起こすに十分なほど強いと考えられる。

-400 kV の電圧を印加した時の紫外発光の時間進展の様子を図 6 に示す。二つの顕著な領域が観測される。この場合、電極表面から 25 cm 付近の位置における電場は 4 kV/cm であり、これは、実効電離係数が正の値をとる電場強度の閾値の 1/10 程度である。空間電荷を考慮しない場合、高压電極近傍以外における実効電離係数は負 ( $\alpha(E/p) - a(E/p) \leq 0$ ) となり、このような領域において 25 cm の長さを持つプラズマが存在することは、これまでの空気中における負性ストリーマ放電の理論では説明することができない。電子数に関するバランス方程式を用いて、初期電子密度が  $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  の場合に見積もられる電子の到達距離は数 cm 程度である。一方、観測された電離領域は電極表面から 25 cm の領域に到達している。このような現象が生じた原因として、硬 X 線や高エネルギー電子による電離作用を考える必要がある。図 6 の遅延時間 0 ~ 150 ns における、電極最下点を通る垂直方向の UV 発光強度分布を図 7 に示す。図 7 より、フィラメントプラズマ生成後 100 ns において、電極から 200 mm 以上離れた領域まで電離領域が広がっていることがわかる。一方、フィラメントプラズマ位置における紫外発光はフィラメント生成後 100 ns まで増加している。電極から 150 mm 程度離れた距離におけるストリーマ状の紫外発光は、フィラメントプラズマ生成後 150 ns ほど続き、また、フィラメントプラズマ位置における紫外発光は ~ 0.5  $\mu\text{s}$  ほど続いた。この発光はプラズマの再結合による発光と考えられる。このような長い発光が生じるためには、電子温度の高いプラズマが必要である。文献[21]より、本実験条件をパラメータとして見積もると、 $T_e \sim 10 \text{ eV}$ ,  $N_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  になる。紫外発光の

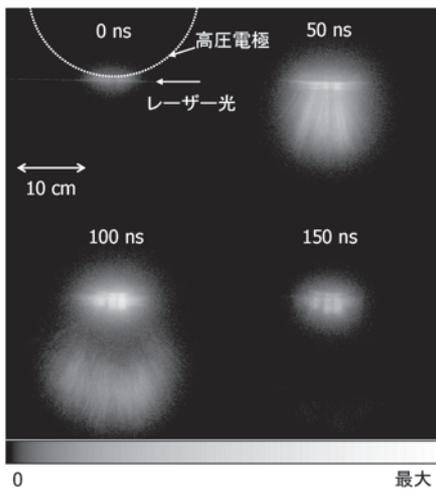


図 6 フィラメントプラズマにより誘起された負極性コロナの時間進展。

進展速度を算出すると、 $1.8 \times 10^6 \text{ m/s}$  となり、光速の約 0.6% であった。この速度はストリーマの速度と同程度である。

遠隔分光計測により得られた、波長 310 ~ 342 nm における発光スペクトルの印加電圧に対する変化を図 8 (a) に示す。この時、ICCD カメラのゲート幅は 500 ns、遅延時間はゼロとした。印加電圧の絶対値が 300 kV 以上において、窒素分子の第 2 正帯 ( $\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$ : 313.6 nm, 315.9 nm, 337.1 nm) の発光強度の増加が観測された。各発光線の発光強度の印加電圧依存性を図 8 (b) に示す。図中の電界強度  $E$  は、高压電極に最も近いフィラメント位置における値 (以下、フィラメント位置での電界強度と呼ぶ) であり、

$$E = -U_0 D / (2R^2) \tag{10}$$

により求めた。ここで、 $U_0$  は印加電圧、 $D$  は球電極の直径、 $R$  は球電極中心からの距離である。図より、窒素分子の発光強度は、印加電圧 -200 kV (フィラメント位置での電界強度 14.8 kV/cm) まではほとんど変化が観測されなかったが、印加電圧 -300 kV (フィラメント位置での電界強度 22.2 kV/cm) では顕著な増加が観測され、-400 kV まで指数関数的に増加した。窒素分子の各発光線強度の時間変化を図 8 (c) に示す。発光強度はフィラメント生成直後から 50 ~ 100 ns まで急激に増加し、その後減少するが 300 ns 程度まで発光が継続した。紫外発光画像計測におけるジッターを考慮すれば、両者の結果は良く一致していると言える。

4.2 高コロナ条件における特性

強いコロナ放電が生じている状態におけるフィラメントプラズマの特性を明らかにするために、直径 60 mm の球電極を高压電極に用いて実験を行った。高压電極より 5 mm 下方にフィラメントプラズマを生成し、高压電極直下のフィラメント近傍における発光画像計測および遠隔分光計測を行った。

正極性電圧を印加した際の紫外発光画像を図 9 に示す。フィラメントプラズマを生成しない場合、ICCD カメラを用いた計測では 400 kV を印加した場合でも紫外発光は観測されなかったが、フィルムカメラを用いた計測では、印加電圧 200 kV 以上において高压電極より強いコロナ放電

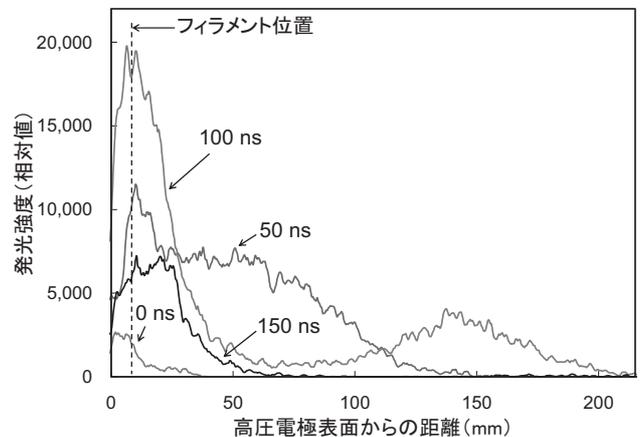


図 7 フィラメント近傍における紫外発光分布の時間変化。

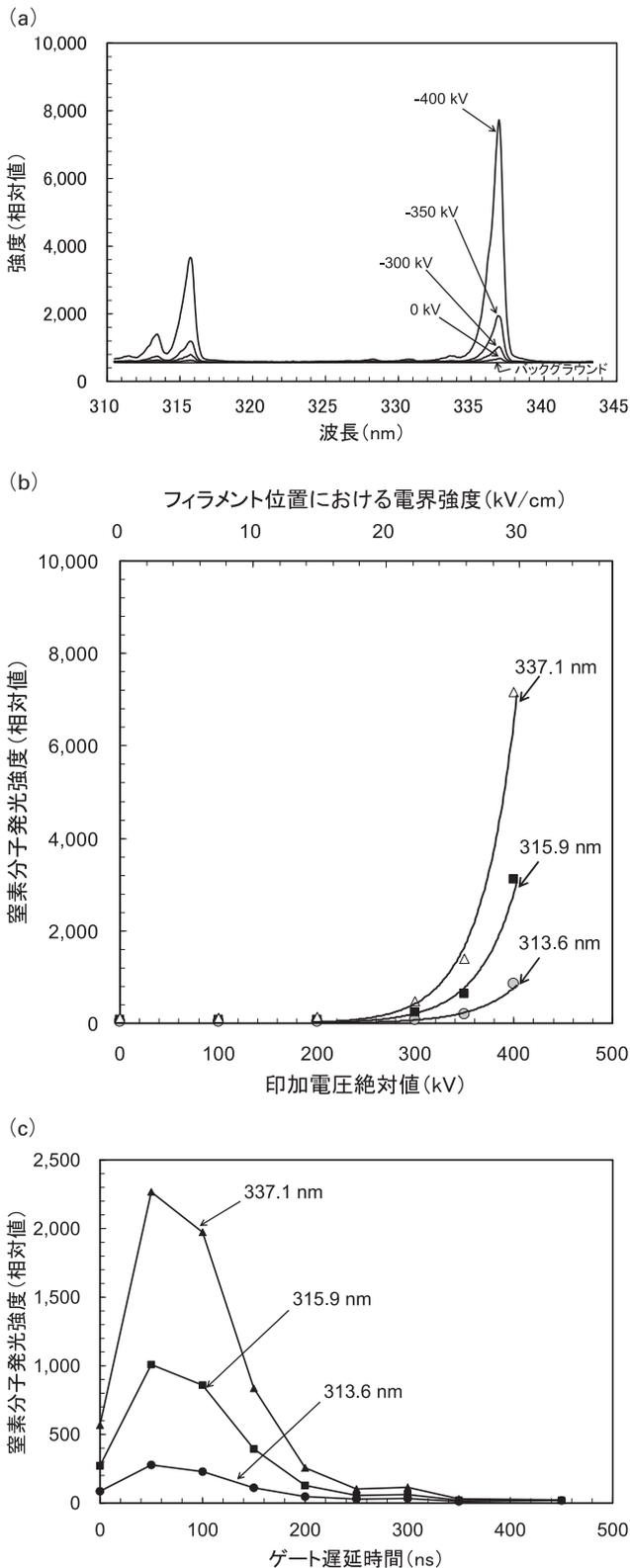


図8 遠隔分光計測により得られたフィラメント近傍における窒素分子の(a)発光スペクトル, (b)発光強度の印加電圧依存性, (c)発光強度の時間変化。

が観測された。図9(a)に示すように、フィラメントプラズマを生成した場合、印加電圧 50 kV においてすでに高压電極とフィラメントプラズマの間に発光が観測され、電圧の増加と共に発光強度は大きくなり、印加電圧 200 kV においてはフィラメントプラズマから下方向へ伸びる強い発光も

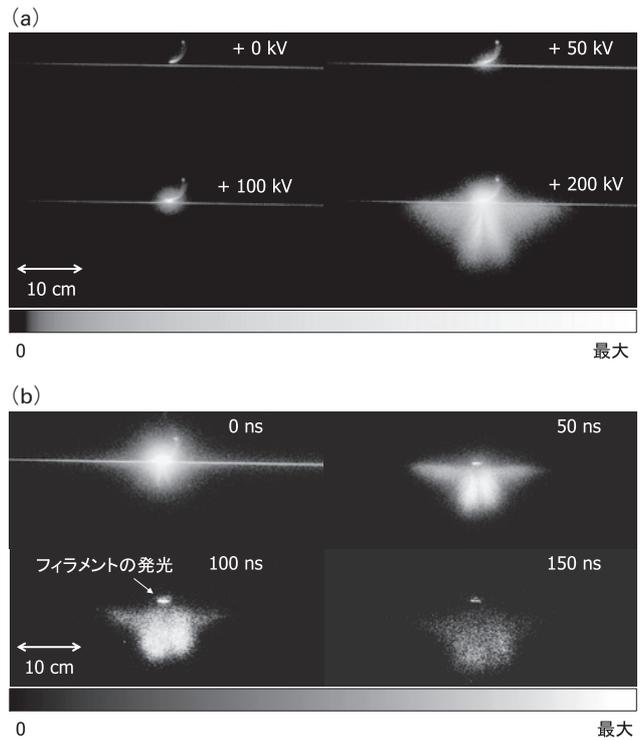


図9 正極性電圧印加時におけるフィラメント近傍の紫外発光の(a)印加電圧依存性と(b)時間変化。

観測される。印加電圧 400 kV における紫外発光の時間変化を図9(b)に示す。レーザーパルス照射直後において、強い紫外発光が高压電極とフィラメント近傍に現れ、その後 50 ns の間に電極から約 100 mm 下方に発光が進展していることがわかる。この発光は減衰しながら下方に進展し、遅延時間 300 ns では観測されなくなった。また、フィラメントからの発光も遅延時間の増加とともに弱くなるが、遅延時間 150 ns まで観測された。上記のように、プラズマ発光に対する外部電場の影響は、電極への印加電圧が 50 kV (この時、式(9)から見積もった電極表面における電界は  $E \sim 16.7$  kV/cm) の時すでに観測される。本実験で用いた電極配置では、印加電圧 100 kV 以上において高压電極表面に強いコロナ放電が発生し、電極表面近傍に負極性イオンの層が形成されている可能性がある。イオン層の厚さは印加電圧に依存する。200 kV 以下においては、イオン層の厚さは 5 mm 以上と考えられるため、フィラメントプラズマは電界緩和の弱い領域を通過すると考えられる。

負極性電圧を印加した時の紫外発光画像を図10に示す。図10(a)に示すように、フィラメントプラズマを生成した時、印加電圧 -100 kV 以下において正極性電圧印加時と同様高压電極とフィラメントの間に明るい発光が観測された。印加電圧の増加と共に紫外発光は強くなったが、正極性電圧印加時と異なり、-400 kV まで印加しても発光は常に電極とフィラメントの間のみで観測された。また、-400 kV を印加した時の紫外発光の時間変化に関しては、図10(b)に示すように、遅延時間がゼロの時のみ紫外発光が観測され、50 ns 以上の遅延時間において紫外発光は全く観測されなかった。印加電圧が -400 kV においては、イオン層厚さは印加電圧に対して正極性電圧印加時と

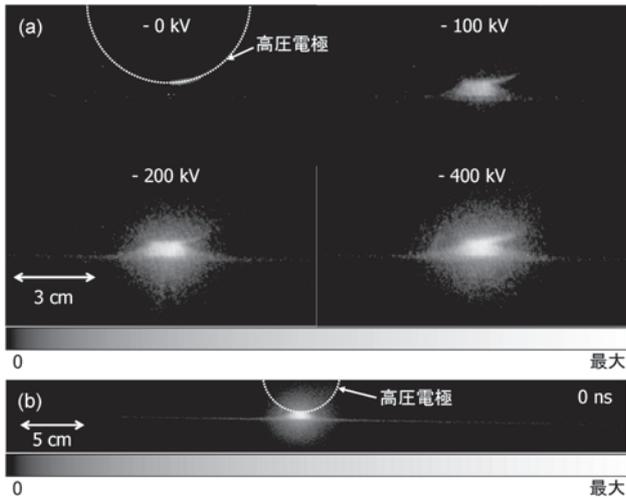


図10 負極性電圧印加時におけるフィラメント近傍の紫外発光の (a)印加電圧依存性と (b)時間変化。

同様の依存性を有し、電極近傍において正極性イオンの層が電界を緩和したと考えられる。正極性および負極性電圧印加時においては、高圧電極近傍に生成するイオン層の構造が異なるため、フィラメントプラズマの特性にも違いが生じると考えられる。

印加電圧 ±400 kV における窒素分子発光強度 (313.6 nm, 315.9 nm, 337.1 nm) の遅延時間依存性を図11(a)に示す。正極性、負極性電圧共に、遅延時間ゼロにおける発光強度が最も高い。正極性電圧においては、遅延時間 50 ns において発光強度は約 1/5 になり、遅延時間 300 ns において発光はほとんど観測されなくなった。フィラメント生成直後の強い発光は、外部電場中におけるプラズマの再結合によるものと考えられる。図9(b)に見られるように、ゲート遅延時間が 50 ns 以降に観測される発光はフィラメントから発生していることがわかる。一方、負極性電圧印加時における窒素分子発光は、正極性電圧印加時と異なり、二つの領域が観測される。まず、フィラメント生成直後に正極性電圧印加時と同程度の強い発光が観測され、その後発光強度は正極性電圧印加時よりも速い速度で減少し、遅延時間 50 ns における発光強度は正極性電圧印加時と比べて一桁小さい。さらに、遅延時間 100 ns においてはバックグラウンドレベルにまで低下している。この初期の強い発光は、正極性電圧印加時と同様フィラメントプラズマの再結合によるものと考えられる。その後、遅延時間100~500 ns において窒素分子の発光の増加が観測され、遅延時間 200 ns においては遅延時間 100 ns に比べて約一桁、発光強度が増加している。この遅延時間 100 ns 以降における発光強度の再増加は、フィラメントプラズマの再加熱によるものと考えられる。まず、フィラメントからの最初の強い紫外発光により電子が電極から誘起され、その後、外部電場により電子を放出して正極性に帯電したフィラメントプラズマと高圧電極の間で放電が起こり、それによりフィラメントプラズマが加熱され、紫外発光の再増加を生じたと考えられる。

窒素分子の発光強度の印加電圧依存性を図11(b)に示

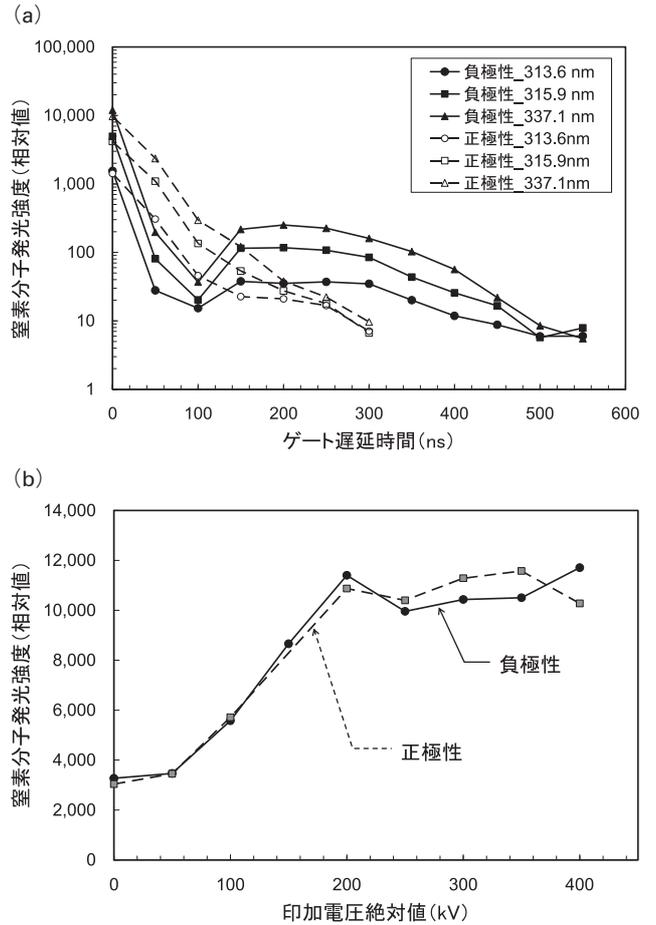


図11 窒素分子発光強度の (a)時間変化と (b)印加電圧依存性。

す。印加電圧 50 kV 以上において発光強度の増加が観測され、200 kV まで非線形的に発光強度が増加している。この時、電極表面における電界強度は、式(9)より 66 kV/cm と計算される。前述したように、正極性、負極性電圧共に、印加電圧 200 kV 以上において高圧電極からの強いコロナ放電が観測された。図11(b)に示されるように、印加電圧 200 kV 以上において窒素分子の発光強度が変化しなかったのは、電極からのコロナ放電により生成した正極性および負極性イオンが高圧電極近傍において高密度になり、強い電界緩和によってフィラメント位置における電界が印加電圧 200 kV 以上において増加しなかったためと考えられる。

5. まとめと今後の課題

以上、超短パルス高強度レーザーにより誘起されるフィラメントプラズマとその外部電場中における発光特性、およびその現象の大気中における電場の遠隔計測への適用に関して概説した。高圧直流電圧を印加した電極直下にフィラメントプラズマを生成すると、フィラメントプラズマ近傍に強い紫外発光が生じた。この発光強度は印加電圧の増加と共に増加し、極性や電極形状によって異なる特性を示した。さらに、窒素分子の発光スペクトルを測定し、発光強度が外部電場に対して指数関数的に増加することを示した。この現象を利用した、大気中における電場の遠隔計測

手法を提案した。

超短パルスレーザー誘起フィラメントプラズマは、発見されてからまだ15年程度しか経っておらず、その物理に関しては多くの研究が行われているものの、まだ未解明な部分が多い。しかしながら近年、フィラメントに関しては、その物理に関する基礎研究のみならず、応用に関する研究も活発に行われている。ドイツ、フランス、スイスの5大学の共同プロジェクトである、テラモバイル (Teramobile) プロジェクトでは、フィラメントプラズマを用いて自然界の雷を誘導しようとする研究 (レーザー誘雷) が行われている。実際に彼らは、最大出力4 TWの可搬型レーザー装置を開発し、標高3200 mの山の上からレーザー光を上空に出射し、雷雲内の放電の誘導に成功している[26]。また、フィラメントプラズマからはテラヘルツ光が発生するため、テラヘルツ光の遠隔発生源としても注目されている。フィラメントプラズマに外部電場を加えることにより、テラヘルツの強度が指数関数的に増加することが報告されており[28]、このことから、フィラメントプラズマと外部電場との相互作用の解明が重要であると言える。さらに近年、テラヘルツ自身の電場によりフィラメントプラズマ中の窒素分子の発光強度が変化するという報告がなされ、この現象を利用することにより、テラヘルツを用いた遠隔計測手法が提案されている[48]。

以上のように、フィラメントプラズマと電場との相互作用の解明は、フィラメントプラズマの物理現象を理解するだけでなく、様々な応用において重要である。しかしながら、電場の遠隔計測への応用のためには、測定感度の向上や、窒素分子発光強度の電場の絶対値への校正等、解決すべき課題が多くある。さらに、雷雲中や雷雲下における電場計測を実現するためには、レーザー光長距離伝播後におけるフィラメントプラズマの生成やその特性を明らかにする必要がある。第1章に述べたように、数百メートル以上のレーザー光伝播後におけるフィラメントの観測は行われているものの、実際に電場計測に必用なプラズマ密度を有するかは明らかではない。今後、一層フィラメントプラズマと外部電場との相互作用の解明を進めていくとともに、レーザー光を大気中において長距離伝播させた時のフィラメントプラズマの生成特性を明らかにし、その制御方法等を開発する必要がある。

雷放電は、理論から予測される値よりもかなり低い電場で絶縁破壊が生じることが知られており[49]、そのメカニズムは未だ明らかではない。近年、その現象を説明するために、大気中において生成する逃走電子が絶縁破壊に寄与しているとする、逃走電子なだれモデルが提案されている[50, 51]。第4章で述べたように、高電界下において生成したフィラメントプラズマから逃走電子が生成している可能性が示唆された。フィラメントプラズマを用いれば、放電を時間的、空間的に制御することが可能であるため、逃走電子の特性を明らかにすることが期待される。これにより、雷の逃走電子なだれモデルの解明に寄与できると考える。

以上のように、外部電場中におけるフィラメントプラズ

マの特性を明らかにすることにより、大気中の電場を遠隔において、非破壊・リアルタイムに計測することが可能になると共に、放電時に発生する逃走電子の特性を明らかにすることができる。それにより、雷・放電メカニズムの解明に繋がり、革新的な雷保護技術の開発や、革新的な高電圧機器の設計・診断技術が開発されると期待される。

## 参考文献

- [1] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier and G. Mourou, *Opt. Lett.* **20**, 73 (1995).
- [2] B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C.Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T.W. Johnston, J.-C. Kieffer and H. Pépin, *Phys. Plasmas* **6**, 1615 (1999).
- [3] H. Yang, J. Zhang, Y. Li, J. Zhang, Y. Li, Z. Chen, H. Teng, Z. Wei and Z. Sheng, *Phys. Rev. E* **66**, 016406 (2002).
- [4] J. Yu, D. Mondelain, J. Kasparian, E. Salmon, S. Geffroy, C. Favre, V. Boutou and J.-P. Wolf, *Appl. Optics* **42**, 7117 (2003).
- [5] G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035003 (2004).
- [6] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A.P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste and J.-P. Wolf, *Phys. Rev. E* **69**, 036607 (2004).
- [7] S. Skupin, L. Bergé, U. Peschel, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J.P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou and R. Sauerbrey, *Phys. Rev. E* **70**, 046602 (2004); J.R. Penãno, P. Sprangle, B. Hafizi, A. Ting, D.F. Gordon and C.A. Kapetanacos, *Phys. Plasmas* **11**, 2865 (2004); S. Champeaux and L. Bergé, *Phys. Rev. E* **71**, 046604 (2005).
- [8] S.L. Chin, S.A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbeke, A. Becker, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva and H. Schroeder, *Can. J. Phys.* **83**, 863 (2005).
- [9] A. Ting, D.F. Gordon, E. Briscoe, J.R. Peñano and P. Sprangle, *Appl. Optics* **44**, 1474 (2005); A. Ting, I. Alexeev, D. Gordon, R. Fischer, D. Kaganovich, T. Jones, E. Briscoe, J. Peñano, R. Hubbard and P. Sprangle, *Phys. Plasmas* **12**, 056705 (2005).
- [10] R. Ackermann, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon and J.-P. Wolf, *Opt. Lett.* **31**, 86 (2006).
- [11] F. Théberge, W. Liu, P. Tr. Simard, A. Becker and S.L. Chin, *Phys. Rev. E* **74**, 036406 (2006).
- [12] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian and J.-P. Wolf, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1633 (2007).
- [13] A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
- [14] Y. Chen, F. Théberge, O. Kosareva, N. Panov, V.P. Kandidov and S.L. Chin, *Opt. Lett.* **32**, 3477 (2007).
- [15] S. Champeaux and L. Bergé, *Phys. Rev. E* **77**, 036406 (2008).
- [16] Y. Ma, X. Lu, T.-t. Xi, Qi-h. Gong and J. Zhang, *Opt. Express* **16**, 8332 (2008).
- [17] J. Bernhardt, W. Liu, F. Théberge, H.L. Xu, J.F. Daigle, M. Châteauneuf, J. Dubois and S.L. Chin, *Opt. Comm.* **281**, 1268 (2008).
- [18] J. Kasparian and J.-P. Wolf, *Opt. Express* **16**, 466 (2008).
- [19] S.L. Chin, S.A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Theberge, N. Akozbek, A. Becker, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva and H. Schroeder, *Can. J. Phys.* **83**, 863 (2005).

- [20] L.B. Loeb and J.M. Meek, *The Mechanism of the Electric Spark* (Oxford University Press, Oxford, 1941).
- [21] Y.P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer-Verlag, 1991).
- [22] B.L. Fontaine, D. Comtois, C.-Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T. Johnston, J.-C. Kieffer, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F.A.M. Rizk, F. Vidal, C. Potvin, P. Couture and H.P. Mercure, *J. Appl. Phys.* **88**, 610 (2000).
- [23] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu and J.-P. Wolf, *Opt. Lett.* **27**, 772 (2002).
- [24] D.F. Gordon, A. Ting, R.F. Hubbard, E. Briscoe, C. Manka, S.P. Slinker, A.P. Baronavski, H.D. Ladouceur, P.W. Grounds and P.G. Girardi, *Phys. Plasmas* **10**, 4530 (2003).
- [25] T. Fujii, M. Miki, N. Goto, A. Zhidkov, T. Fukuchi, Y. Oishi and K. Nemoto, *Phys. Plasmas* **15**, 013107 (2008).
- [26] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmasyzyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste and J.-P. Wolf, *Opt. Express* **16**, 5757 (2008).
- [27] S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco and A. Mysyrowicz, *Opt. Lett.* **27**, 1944 (2002).
- [28] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 255006 (2008).
- [29] K. Sugiyama, T. Fujii, M. Miki, M. Yamaguchi, A. Zhidkov, E. Hotta and K. Nemoto, *Opt. Lett.* **34**, 2964 (2009).
- [30] K. Sugiyama, T. Fujii, M. Miki, A. Zhidkov, M. Yamaguchi, E. Hotta and K. Nemoto, *Phys. Plasmas* **17**, 043108 (2010).
- [31] D.R. MacGorman, W.D. Rust, *The Electrical Nature of Storms* (Oxford Univ. Press, London, 2006), chap. 6.
- [32] S.L. Chin, in *Advances in Multi-Photon Processes and Spectroscopy*, S.H. Lin, A.A. Villaeys, Y. Fujimura, eds. (World Scientific, 2004), 249-272.
- [33] L.V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965).
- [34] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C.D' Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz and R. Sauerbrey, *Appl. Phys. B* **79**, 379 (2004).
- [35] P. Bédot, J. Kasparian, S. Henin, V. Loriot, T. Vieillard, E. Hertz, O. Faucher, B. Lavorel and J.-P. Wolf, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 103903 (2010).
- [36] A. Becker, N. Aközbeke, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C.M. Bowden and S.L. Chin, *Appl. Phys. B* **73**, 287 (2001).
- [37] J. Kasparian, R. Sauerbrey and S.L. Chin, *Appl. Phys. B* **71**, 877 (2000).
- [38] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vincotte, R. Nuter, S. Champeaux and L. Bergé, *Phys. Rev. E* **72**, 026611 (2005).
- [39] P. Bédot, L. Bonacina, J. Extermann, M. Moret, J.-P. Wolf, R. Ackermann, N. Lascoux, R. Salamé, E. Salmon, J. Kasparian, L. Bergé, S. Champeaux, C. Guet, N. Blanchot, O. Bonville, A. Boscheron, P. Canal, M. Castaldi, O. Hartmann, C. Lepage, L. Marmande, E. Mazataud, G. Menerat, L. Patissou, V. Prevot, D. Raffestin and J. Ribolzi, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 151106 (2007).
- [40] J. Bernhardt, W. Liu, F. Théberge, H.L. Xu, J.F. Daigle, M. Châteauneuf, J. Dubois and S.L. Chin, *Opt. Commun.* **281**, 1268 (2008).
- [41] M. Mlejnek, E.M. Wright and J.V. Moloney, *Opt. Lett.* **23**, 382 (1998).
- [42] W. Liu, F. Théberge, E. Arévalo, J.-F. Gravel, A. Becker and S.L. Chin, *Opt. Lett.* **30**, 2602 (2005).
- [43] S. Eisenmann, J. Penano, P. Sprangle and A. Zigler, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 155003 (2008).
- [44] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A.P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste and J.P. Wolf, *Phys. Rev. E* **69**, 036607 (2004).
- [45] G. Méchain, C.D' Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon and R. Sauerbrey, *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005).
- [46] F.J. Mehr and M.A. Biondi, *Phys. Rev.* **181**, 264 (1969).
- [47] A. Zhidkov and A. Sasaki, *Phys. Rev. E* **59**, 7085 (1999).
- [48] J. Liu, J. Dai, S.L. Chin and X.-C. Zhang, *Nature Photonics* DOI: 10.1038 (2010).
- [49] D.R. MacGorman and D. Rust, *The Electrical Nature of Storms* (Oxford U. Press, New York, 1998).
- [50] A.V. Gurevich and K.P. Zybin, *Phys. Today*, 37, May (2005).
- [51] D.M. Smith, L.I. Lopez, R.P. Lin and C.P. Barrington-Leigh, *Science* **307**, 1085 (2005).

執筆者紹介



ふじい たかし  
藤井 隆

（財）電力中央研究所，上席研究員，東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー学専攻連携教授を兼務。博士（工学）。大分県大分市出身。主な研究分野はレーザー分光，ライダー，レーザー誘起ブレイクダウン分光など。特に最近は，超短パルス高強度レーザー生成フィラメントプラズマの大気応用研究を主に行っている。趣味はスポーツ観賞，週末の食材の買出しとワインなど。



ねもと こうしち  
根本 孝七

（財）電力中央研究所 電力技術研究所 電力応用領域リーダー。安積高校91期卒，東大電気工学修士，レーザー濃縮技術研究組合副主任研究員，ミシガン大学 CUOS 客員研究員，東工大創造エネルギー専攻連携教授を歴任。現在，東大先端エネルギー工学専攻客員教授兼務。博士（工学）。専門はレーザー光応用，最近はエネルギー工学（電力流通技術）も。趣味：論文査読，ヒルクライム等々。



ほった えいき  
堀田 栄喜

東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻教授。工学博士。1978年東京工業大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程満期退学，同大学工学部電気・電子工学科助手，助教授を経て，1995年より現職。パルスパワー技術およびプラズマ応用の研究（放電型軟X線レーザー，EUV光源，二次電子銃，ガス分解，滅菌，慣性・静電閉じ込め核融合中性子源）に従事。家族は妻，息子に犬の母娘。趣味は昨今機会がほとんどないスキーだが，昨年中国で久しぶりに滑る機会に恵まれた。