大気中放電計測用レーザ波面測定装置の開発

正員 福地 哲生* 非会員 山口 幸宏**
 非会員 名雪 琢弥* 正員 根本 孝七*
 正員 内野 喜一郎***

Development of a laser wavefront sensor for measurement of discharges in air

Tetsuo Fukuchi*, Member, Yukihiro Yamaguchi**, Non-member, Takuya Nayuki*, Non-member,
 Koshichi Nemoto*, Member, Kiichiro Uchino***, Member

A laser wavefront sensor of the Shack-Hartmann type capable of simultaneous measurement at two wavelengths was constructed. The sensor uses a single optical path, and is suited for applications such as high voltage discharges in air, in which large insulation distances are necessary. The sensor was used to detect optical path differences due to an impulse discharge in air across a needle-plane electrode gap of gap length 17 mm. Optical path differences were measured at laser wavelengths 532 nm and 1064 nm at 1.6 μ s after insulation breakdown across the gap. From the difference in optical path differences at the two wavelengths, a line-integrated electron density distribution in the direction perpendicular to the gap was obtained near the high voltage electrode. The distribution had a peak value of $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ and a full width at half maximum of 4.4 mm. Because of the coverage of a large observation area including the entire gap, the spatial resolution was 1.4 mm, which was inadequate to obtain the precise form of the electron density distribution. However, the results show the possibility of applying laser wavefront sensing to electron density measurement.

キーワード：レーザ、波面測定、シャックハルトマン法、光路差、インパルス放電

Keywords: laser, wavefront sensing, Shack-Hartmann method, optical path difference, impulse discharge

1. 序 論

雷放電の研究および耐雷技術の開発、ガス絶縁機器の開発などに過渡的放電の機構解明が求められており、放電に関する基礎物理量の一つである電子密度の計測は特に重要である。高電圧放電では放電空間における電界分布に擾乱を来す導電性プローブの使用は適切でないため光などの電

磁波を用いた計測法が適用されるが、その中でも空間分解能と時間分解能に優れたレーザ計測手法が特に有効である。電子密度のレーザ計測法としてはトムソン散乱法とレーザ干渉法が用いられているが⁽¹⁾⁽²⁾、前者はレーザビーム焦点における計測に限定されるため電子密度の空間分布を得るには後者が適している。

従来の電子密度のレーザ干渉計として、主にマッハ・ツェンダー型やマイケルソン型が用いられている⁽¹⁾。これらは、レーザ光をビームスプリッタによって参照光とプローブ光に分割し、プローブ光を放電領域を透過させた後、参照光と重ね合わせた際に生じる干渉縞を光検出器によって測定するものである。これらの二光路型の干渉計では機械的な振動への対策として光源、光学系、検出器を防振台などの同一基盤上に置くことが原則であるが、大気中の高電圧放電など測定領域から絶縁距離を大きく取る必要がある場合は設置が困難となる。よって、参照光路を必要としない単一光路型の測定法が望まれる。

2. レーザ波面測定法

単一光路型の電子密度計測手法として、放電による光路

* (財)電力中央研究所 狛江研究所
 〒201-8511 東京都狛江市岩戸北 2-11-1
 Komae Research Laboratory,
 Central Research Institute of Electric Power Industry
 2-11-1 Iwado-kita, Komae-shi, Tokyo 201-8511

** 神奈川大学 工学部電気電子情報工学科
 〒221-8686 神奈川県横浜市神奈川区六角橋 3-27-1
 Faculty of Engineering, Kanagawa University
 3-27-1 Rokkakubashi, Kanagawa-ku, Yokohama-shi,
 Kanagawa 221-8686

*** 九州大学大学院 総合理工学府
 〒816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1
 Interdisciplinary Graduate School of Engineering
 Sciences, Kyushu University
 6-1 Kasuga-Koen, Kasuga-shi, Fukuoka 816-8580

図1 シャックハルトマン型波面測定器の基本構成

Fig.1. Basic structure of a Shack-Hartmann wavefront sensor.

長変化をレーザ光波面の位相分布の変化として捉える方法が考えられる。この計測法ではレーザ光を拡大光学系によって測定範囲に対応する大きさのビームに拡大した後、放電領域を透過させ、透過光の断面における二次元的な位相分布を波面測定器によって測定し、透過方向に線積分された電子密度の分布に変換する。参照波面は放電なしの状態で同じ光路を用いて測定される。

装置構成と測定原理が比較的簡単な波面測定器としてピンホールアレイを用いるハルトマン型、マイクロレンズアレイを用いるシャックハルトマン型、平行平板を用いるシアリング型がある⁽³⁾。シャックハルトマン型はハルトマン型を改良したもので、図1に示すように入射光の伝播方向に垂直な平面に並べられたマイクロレンズアレイと CCD カメラによって構成される。レンズ径およびアレイ数は用途によって異なるが、通常は径約 $200\mu\text{m}$ 、アレイ数 30×30 前後のものが用いられる。マイクロレンズアレイの配置は図1に示す四角型配置のほかに六角型、円型配置等があり、個々のマイクロレンズによって集光された光はレンズの焦点位置に設置された CCD カメラの感光面にレンズ配置形状に対応する輝点のアレイを形成する。個々の輝点の重心位置は対応するレンズ位置における参照波面に対する測定波面の傾きに依存するため、個々の輝点の位置変動を測定することにより参照波面に対する測定波面の相対的な位相分布を求めることができる。測定原理の詳細は次節にて述べる。一方、シアリング型は入射光を干渉用平板によって分割し、これらを重複させて発生させた干渉パターンより位相分布を求めるものである。入射光の断面における二次元的位相分布を求めるには2枚の平板とこれらに起因する干渉パターンを検出する CCD カメラが2台必要となり、装置構成はシャックハルトマン型に比べ複雑となる。本論文では装置構成がより簡易なシャックハルトマン型を選定し、大気中アーク放電など、比較的電子密度が高い放電を対象とした計測への応用について述べる。

3. 測定原理

本節では2波長を用いたシャックハルトマン型波面測定器による電子密度測定の原理について述べる。

〈3・1〉 電子密度測定原理 放電領域の屈折率は電子密度 N_e 、イオン密度 N_i 、および中性粒子密度 N_n に依存し、電子温度などの速度やエネルギーの関数にはならない。この点において、屈折率を測定する手法は、得られるスペクトルが電子密度、電子温度、およびイオン温度の関数となるトムソン散乱法⁽⁴⁾と異なる。波長 λ の電磁波に対する屈折率 $n(\lambda)$ は電磁波の周波数 $\nu_0 = c/\lambda$ がプラズマ周波数 $\nu_p = (1/2\pi)(N_e e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$ (e =電荷単位、 m =電子の質量、 ϵ_0 =真空の誘電率) に対して極めて高い場合、

$$n(\lambda) = 1 + K_n N_n + K_i N_i + K_e(\lambda) N_e \dots\dots (1)$$

となる。ここで $K_n \simeq 1.3 \times 10^{-29} \text{m}^3$ 、 $K_i \simeq 6.3 \times 10^{-30} \text{m}^3$ 、 $K_e = -\lambda^2 / (8\pi^2 c^2 m \epsilon_0)$ である⁽²⁾。大気中放電の場合、 N_e は数%の電離度を仮定しても 10^{23}m^{-3} のオーダーであり、プラズマ周波数に相当する波長は $100\mu\text{m}$ 以上である。この場合、可視域の波長 $0.5\mu\text{m}$ においては $\nu_0 / \nu_p \simeq 200$ であるため $\nu_0 \gg \nu_p$ の条件は成り立つ。式(1)から分かるように、 $n(\lambda)$ の波長依存性は N_e を含む項のみから生じるため、2波長において屈折率変化を求めることにより N_e による寄与を N_n と N_i による寄与から分離し、 N_e を求めることができる。イオンを全て1価と仮定し ($N_i = N_e$)、放電のない場合 ($N_n = N_0$ 、 $N_e = 0$ 、 N_0 は大気密度) の屈折率 $n_0 = 1 + K_n N_0$ との差 $n' = n - n_0$ を求めると式(1)から

$$n'(\lambda) = K_n (N_n - N_0) + (K_i - \beta \lambda^2) N_e \dots\dots (2)$$

が得られる。ここで $\beta = -K_e / \lambda^2 = 4.47 \times 10^{-16} \text{m}$ であり、室温 (298K) を仮定すると $N_0 = 2.46 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$ である。よって、波長 λ_1 、 λ_2 において n' が得られれば

$$N_e = -\frac{n'(\lambda_1) - n'(\lambda_2)}{\beta(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \dots\dots (3)$$

から電子密度を求めることができる。

レーザ光を放電領域を透過させた際に得られる値は式(3)の線積分値である。レーザ光の伝播方向を z 方向とした場合、光路上の屈折率変化 $n'(x, y, z)$ から生じる光路長変化は $\zeta(x, y) = \int_0^L n'(x, y, z) dz$ となる。ここで放電による屈折率変化は $z = 0$ と $z = L$ の間にのみ存在すると仮定した。よって、線積分電子密度は

$$\overline{N_e} L = -\frac{\zeta(\lambda_1) - \zeta(\lambda_2)}{\beta(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \dots\dots (4)$$

となる。ここで $\overline{N_e} = (1/L) \int_0^L N_e dz$ は $z = 0$ と $z = L$ の間の平均電子密度である。

〈3・2〉 シャックハルトマン型波面測定器の測定原理 シャックハルトマン型波面測定器の測定原理を図2に示す。レーザ光の伝播方向を z 方向とすると、入射レーザ光はレーザ光の断面となる $x-y$ 面に設置されたマイクロレンズアレイによりレンズ焦点位置にある CCD カメラの感光面上に個々のレンズに対応する輝点のアレイを形成する。レンズの焦点距離を f 、レーザ波長を λ 、 k 番目のレンズ上におけ

図2 シャックハルトマン型波面測定器の測定原理
Fig. 2. Measurement principle of a Shack-Hartmann wavefront sensor.

るレーザ波面 (参照波面との位相差) を $\phi_k(x, y)$ とすると、測定波面の輝点と参照波面の輝点との x 方向のずれ T_k は

$$T_k = f \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\phi_k}{dx} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である⁽³⁾。参照波面の輝点位置は放電のない状態で得られるため T_k は放電による屈折率変化に因るものと考えることができる。レーザ光源および光学系による収差は参照波面と測定波面において同じであるので、相対的な差である T_k を求める際には相殺される。レーザ波面の位相分布 ϕ を求めるには T_k を x 方向に積分するが、 ϕ が相対的な値となるのはこの際の積分定数が不確定であることに起因する。求まる位相分布が相対的であることは測定結果が機械的振動、温度変化や気圧変化による大気密度変化などに起因する絶対的な位相変化の影響を受けないことを意味するため、波面測定器をレーザ光源と同じ光学台上に設置する必要がなく、大気中の高電圧放電などを対象とした場合など、長光路が必要な場合の測定に適している。

シャックハルトマン法では実際は連続的な分布である $\phi(x, y)$ を輝点位置においてサンプリングを行って求める。個々のレンズ位置における光路長変化を求めるには T_k を x 方向に積分するが、ここではレンズ位置における離散的な分布で近似しているので式 (5) より

$$\phi_k = \sum_{j=1}^k \Delta\phi_j = \frac{2\pi}{f\lambda} \sum_{j=1}^k T_j \Delta x \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。また、 x 方向に並ぶレンズのピッチ (隣接するレンズの中心の間の距離) を P とすると、式 (6) における差分 Δx は P で近似される。光路長変化 ζ と位相 ϕ は $\zeta/\lambda = \phi/2\pi$ の関係にあるので、式 (6) より k 番目のレンズにおける光路長変化は

$$\zeta_k(x, y) \simeq \frac{P}{f} \sum_{j=1}^k T_k(x, y) \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。よって、本手法では光路長変化を輝点移動量として測ることが分かる。

式 (7) を式 (4) を代入すると

図3 電子密度計測用レーザ波面測定装置の構成
Fig. 3. Schematic diagram of the laser wavefront sensor for electron density measurement.

$$\overline{N_e}L = -\frac{P}{f} \sum_{j=1}^k \frac{T_j(x, y, \lambda_1) - T_j(x, y, \lambda_2)}{\beta(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \quad \dots\dots (8)$$

が得られる。ここでは2つの波長 λ_1, λ_2 において同一のピッチ P と焦点距離 f を用いると仮定した。よって、 λ_1 と λ_2 において輝点移動量を測定し、式 (8) から光路方向に線積分された電子密度 ($\overline{N_e}L$) を求めることができる。得られた線積分電子密度分布の幅から L を推測すると平均電子密度 $\overline{N_e}$ が算出できる。

4. 大気中放電計測用レーザ波面測定装置の概要

大気中放電中の電子密度計測を目的とした、2波長において同時測定が可能なシャックハルトマン型レーザ波面測定装置を製作した。図3に装置の構成図を示す。放電領域を透過した2波長のレーザ光は短波長側において全反射になるようにコーティングされたミラーによって波長別に分けられる。ミラーは径50mmであり、ビーム径30mmまでの入射光に対応できる。個々の波長のレーザ光は2枚の平凸レンズからなるビーム縮小系、ビーム強度調整用の中性密度 (ND) フィルタ、背景光除去用の干渉フィルタを介してマイクロレンズアレイ (AOA社製、ピッチ $P=250\mu\text{m}$ 、レンズ焦点距離 $f=15\text{mm}$ 、レンズ数 26×26) と CCD カメラ (NEC社製 TI-150V) からなるシャックハルトマン波面測定器に入射される。

CCD カメラは1/2インチ光学フォーマット、有効画サイズ $6.4 \times 4.8\text{mm}$ (標準画面内の有効画素数水平 $648 \times$ 垂直 485) であり、ユニットセルサイズは正格子状の水平 $9.9\mu\text{m} \times$ 垂直 $9.9\mu\text{m}$ である。波長 532nm のレーザ光を入射した場合の1ピクセルの輝点移動量に対応する位相差は式 (5) において dx を P で近似すると $\Delta\phi=1.95\text{rad}$ 、光路長にして $\Delta\zeta=0.17\mu\text{m}$ であるが、実際は重心位置計算によって1ピクセル以下での輝点位置の特定が可能である。輝点の重心位置は輝点を含む領域内の各ピクセルにおける強度 $I(X_i, Y_j)$ から求められる。

$$\left. \begin{aligned} \overline{X} &= \sum_{i,j} X_i I(X_i, Y_j) / \sum_{i,j} I(X_i, Y_j) \\ \overline{Y} &= \sum_{i,j} Y_j I(X_i, Y_j) / \sum_{i,j} I(X_i, Y_j) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (9)$$

図4に典型的な輝点画像および強度分布を示す。強度分布の半値全幅は3~4ピクセルであり、重心は概ね0.3ピクセル

図4 典型的な輝点の画像と強度分布

Fig. 4. Image and intensity distribution of a typical focal spot.

ル程度の精度で求められる。シャックハルトマン法は天体望遠鏡の鏡面測定にも用いられているが、実際の天体を用いたテストにおいて 1/10 ピクセル程度の重心位置算出精度が得られている⁽⁵⁾。

レーザ波面測定装置の観察領域はビーム縮小系の倍率を変えることによって調整が可能である。マイクロレンズアレイのピッチは $250\mu\text{m}$ であるが、観察領域における輝点間隔はピッチを倍率で割った値に相当する。また、電子密度計測には式 (4) から分かるようになるべく離れた 2 波長を用いる方が有利であるが、この場合ビーム縮小系に用いるレンズの色収差が問題となる。よって、本装置では波長分離用ミラーの下流側に縮小光学系を設置し、焦点位置を個々の波長において独立に調整できるようにした。マイクロレンズアレイも CCD カメラ本体に対し位置の微調整が可能であり、レンズ焦点が CCD 素子にくるように調整される。次節で述べる放電計測実験においては縮小光学系の焦点位置とマイクロレンズアレイ位置を Nd:YAG レーザの基本波 (波長 1064nm) と第二高調波 (532nm) に合わせ、中心波長 532nm 、半値幅 10nm と中心波長 1064nm 、半値幅 10nm の干渉フィルタを用いた。

5. 大気中インパルス放電の計測

前節において述べたレーザ波面測定装置を用いて大気中におけるインパルス放電の計測実験を行った。

〈5・1〉 装置構成 インパルス放電計測実験の配置を図 5 に示す。公称電圧 200kV のインパルス発生器 (パルス電子技術社製 IPG-200) をレーザトリガによって起動し、波頭長 $1.2\mu\text{s}$ 、波尾長 $50\mu\text{s}$ 、波頭値約 120kV (負荷なしの場合) の負極性雷インパルスが発生させ、大気中のギャップ長 17mm の針—平板ギャップに印加して火花放電を発生させた。レーザトリガには Nd:YAG レーザ (スペクトラフィジックス社製 DCR、以下 DCR) の第二高調波を用いて、レーザ光パルス焦点距離 40mm のレンズでインパルス発生器の初段球—球ギャップの接地側の球表面に集光した。球—球ギャップ長は約 10mm とし、トリガ時の印加電圧は自爆電圧の $90\text{--}95\%$ とした。DCR のレーザパルス幅は約 8ns で

図5 インパルス放電計測実験の配置図

Fig. 5. Experimental arrangement for measurement of an impulse discharge.

図6 印加電圧波形 $V(t)$ 、接地側電流波形 $I(t)$ とレーザパルス $P(t)$ のタイミング (T:トリガ用レーザ、M:波面測定用レーザ)

Fig. 6. Timing of laser pulses $P(t)$ (T: trigger laser, M: wavefront measurement laser), applied voltage waveform $V(t)$, and current waveform $I(t)$ monitored on the ground side.

あり、レーザトリガ照射時から絶縁破壊までの時間のジッタは 10ns 以下である。

レーザ波面測定には Nd:YAG レーザ (スペクトラフィジックス社製 GCR190、以下 GCR) から同時に発生するパルス幅約 10ns の基本波と第二高調波の光パルスを用いた。レーザ光の高次モードを除去するため単一モード光ファイバ (コア径 $10\mu\text{m}$ 、クラッド径 $125\mu\text{m}$) を通過させ、ビームエキスパンダによって径 30mm に拡大した後、針—平板ギャップに対し垂直に入射した。DCR、GCR 間の時間遅延は調整可能であり、絶縁破壊から任意の時間遅延で GCR からの光パルスを放電領域を通過させることができる。レーザ波面測定装置に用いられる CCD カメラのシャッタは DCR レーザ射出とほぼ同時にトリガし、露光時間は $1/60$ 秒とした。背景光は干渉フィルタによって除去されるため、露

図7 マイクロレンズアレイの観察領域と針—平板ギャップの位置関係（灰色の円は入射ビームの範囲を示す）

Fig. 7. Location of observation region of microlens array relative to the needle-plane gap (the gray circle indicates the spatial extent of the incident beam).

光時間内に GCR からの光パルスが入射された時のみ露光され、輝点画像が取得される。

針—平板ギャップへの印加電圧波形はインパルス発生器の出力側に設置した分圧比 1830:1 の分圧器で測定し、平板電極に接続した接地線の電流波形はログスキューコイル (Pearson 社製 411、0.1V/A) で測定した。図 6 にインパルス電圧を針—平板ギャップに印加した場合の電圧波形、電流波形および DCR、GCR のパルスを同一のフォトダイオードに入射して得られた信号 (図 6 中の P(t) の T、M に対応) を示す。この場合、レーザ波面測定用の GCR パルスは絶縁破壊後 1.6 μ s において入射されていることが分かる。

本実験におけるレーザ波面測定装置の観察領域と針—平板ギャップの位置関係を図 7 に示す。縮小光学系の倍率を考慮すると 1 つのレンズの観察領域は直径 1.4mm の円に相当する。ギャップ方向 (y 方向) における各レンズの観察領域は針電極先端から上の部分と平板電極から下の部分を遮光したときに輝点アレイに現れる影の位置から定めた。また、ギャップに垂直な方向 (x 方向) における各レンズの観察領域は針—平板ギャップに約幅 4mm のスリットを設置したときに得られる輝点アレイから定めた。本実験において、針電極の先端は x レンズ列番号 7 付近に位置し、針—平板ギャップは y レンズ行番号 2-13 に相当する。

〈5・2〉 計測結果 レーザ波面測定器によって参照波面に対するレーザ断面 (x-y 面) における光路長変化 $\Delta\zeta$ の分布を得た。ここで $\Delta\zeta_k$ は $x = x_k$ を中心とするレンズの両端 ($x = x_k \pm P/2$) における伝播方向の光路長の差である。図 8(a),(b) に放電なしの状態 で取得した 1064nm および 532nm における $\Delta\zeta$ の分布を示す。この場合、参照波面と測定波面はともに放電なしで得られたため、この分布は

図8 個々のレンズ位置における光路長変化 $\Delta\zeta$ の測定結果。(a),(c):波長 1064nm、(b),(d):波長 532nm、(a),(b):放電なし、(c),(d):絶縁破壊後 1.6 μ s

Fig. 8. Measurement results of optical path differences across each lens. (a),(c): wavelength 1064nm, (b),(d): wavelength 532nm, (a),(b): no discharge, (c),(d): 1.6 μ s after insulation breakdown.

異なるレーザショットにおけるばらつきの度合を表す。このばらつきはレーザ光パルスの波面自体のばらつき、および輝点位置を特定する際の誤差に起因すると考えられる。後者については、CCD カメラの画素間隔 (9.9 μ m) に相当する光路長変化は $\Delta\zeta = 0.17\mu$ m であるのに対し、図 8(a),(b) に示す分布のばらつきは概ね 0.05 μ m 以下である。よって、輝点位置は 1 ピクセル以下の精度で特定されており、CCD 素子の分解能による誤差は小さいと考えられる。

インパルスを印加し、GCR レーザの出射時間を針—平板ギャップにおける絶縁破壊時に対し 1.6 μ s 遅らせた場合の 1064nm および 532nm における $\Delta\zeta$ の分布を図 8(c),(d) に示す。2 波長における光路長変化には明らかな差異が認められる。この差異は主として電子密度分布によるものである。放電による中性粒子密度の擾乱の伝播速度を音速と仮定すると、絶縁破壊後 1.6 μ s において擾乱は約 0.3mm しか伝播せず、観察領域においてピッチ 1.4mm に相当するレンズアレイでは捉えられないため、絶縁破壊直後において中性粒子密度は殆ど変化していないと考えられる。

図 8 に示した $\Delta\zeta$ の分布のうち、針電極先端から 0-4.2mm の位置に相当する y レンズ行番号 2-4 に対し平均した x 方向の分布を図 9(a),(b) に示す。図 8(a) は放電なしの状態、(b) は遅延時間 1.6 μ s の場合である。同様に、ギャップ下部にあたる針電極から 8.4-12.6mm の位置 (平板電極から 4.4-8.6mm の位置) に相当する y レンズ行番号 8-10 に対し平均した遅延時間 1.6 μ s の場合の分布を図 9(c) に示す。ここで径方向における針電極位置を $x = 0$ とした。針電極付

図9 ギャップに対して垂直な方向における $\Delta\zeta$ の分布。(a),(b):針電極から $2.1 \pm 2.1\text{mm}$ 、(c):針電極から $10.5 \pm 2.1\text{mm}$ の位置。(a):放電なし、(b),(c):絶縁破壊後 $1.6\mu\text{s}$

Fig. 9. Distribution of optical path differences in the direction perpendicular to the gap at (a),(b): $2.1 \pm 2.1\text{mm}$ from needle electrode, (c): $10.5 \pm 2.1\text{mm}$ from needle electrode. (a): without discharge, (b),(c): $1.6\mu\text{s}$ after insulation breakdown.

近の分布は x 軸に対しほぼ対称であるのに対し、ギャップ下部では対称性がやや崩れている。これは火花放電の経路が針電極付近では x 軸に近いのに対し平板電極に達する時点では径方向にずれたことに起因すると考えられる。図9(b)に示した $\Delta\zeta$ をもとに式(4)を用いて算出した針電極付近の線積分電子密度を図10に示す。放電領域の大きさ L を線積分電子密度分布の半値全幅 4.4mm で見積もるとピーク値 $1.4 \times 10^{20}\text{m}^{-2}$ から平均電子密度 $3.2 \times 10^{22}\text{m}^{-3}$ が得られる。線積分電子密度は $x = -5\text{mm}$ 付近において負の値となったが、これは参照波面取得時とのレーザ波面の差異による

図10 2波長における光路長変化から求めた線積分電子密度の分布

Fig. 10. Line integrated electron density distribution obtained from the optical path differences at 2 wavelengths.

誤差と考えられる。

本実験の計測結果は2波長レーザ干渉法を用いて得られた大気中インパルス放電中の電子密度⁽⁶⁾よりも約1桁低い値となっている。印加電圧、電流波形、ギャップ長などの違いからこれらの計測結果を直接比較することは難しいが、本実験においては針—平板ギャップを含む広い領域で測定を行ったため空間分解能が 1.4mm と粗く、電子密度が径方向に平均化された結果、低めの値となった可能性がある。今後は縮小光学系の調整、より小さいピッチのマイクロレンズアレイの使用などによって空間分解能を向上し、電子密度分布の詳細な測定を行う必要がある。

6. ま と め

2波長において同時測定が可能なシャックハルトマン型レーザ波面測定装置を製作し、大気中インパルス放電計測に応用した。レーザ波長 1064nm および 532nm において光路長変化を測定した結果、針—平板ギャップにおける絶縁破壊後 $1.6\mu\text{s}$ において波長による差異が認められ、針電極付近においてピーク値 $1.4 \times 10^{20}\text{m}^{-2}$ の線積分電子密度分布が得られた。空間分解能が粗いため詳細な電子密度分布を捉えることは出来なかったが、レーザ波面測定法による電子密度計測法の可能性を示した。

本研究に関しご指導、ご助言を頂きました(財)電力中央研究所の秋田調電気物理部長および高電圧研究者各位に謝意を表します。

(平成14年2月18日受付, 平成14年7月8日再受付)

文 献

- (1) T. Sekiguchi : Plasma Engineering, Institute of Electric Engineers of Japan (1997)(in Japanese)
関口 忠 : プラズマ工学, 電気学会 (1997)
- (2) K. Muraoka, and M. Maeda : Laser Diagnostics of Plasmas and Gases, Sangyo Tosho (1995)(in Japanese)
村岡克紀・前田三男 : プラズマと気体のレーザ応用計測, 産業図書 (1995)

- (3) J. M. Geary : Introduction to Wavefront Sensors, Tutorial Texts in Optical Engineering, Vol. TT18, SPIE (1995)
- (4) K. Uchino, K. Muraoka, and M. Akazaki : "Studies of an Atmospheric Impulse Arc by Ruby-Laser Scattering", *T. IEE Japan*, Vol.103-A, No.11, pp.609-616 (1983-11)(in Japanese) 内野喜一郎・村岡克紀・赤崎正則：「ルビーレーザー散乱法による大気中インパルスアークの研究」, 電学論 A, **103**, 11, pp.609-616 (1983-11)
- (5) T. Noguchi, M. Ie, Y. Mikami, Y. Torii, K. Okita, Y. Yamashita, S. Tanaka, M. Tabata, and N. Ito : National Observatory Report 1, pp.151-173 (1991)(in Japanese) 野口・家・三上・鳥居・沖田・山下・田中・田畑・伊藤：国立天文台報 **1**, pp.151-173 (1991)
- (6) M. Akazaki, K. Muraoka, and M. Hamamoto : "Studies of an Atmospheric Impulse Arc Using a Two-Wavelength Laser Interferometry", *T. IEE Japan*, Vol.101-A, No.5, pp.255-262 (1981-51)(in Japanese) 赤崎正則・村岡克紀・浜本 誠：「二波長レーザー干渉法を用いた大気中インパルスアークの研究」, 電学論 A, **101**, 5, pp.255-262 (1981-5)

福地 哲生 (正員) 1962 年生。1995 年 8 月 カリフォルニア大学ロスアンゼルス校大学院物理学部より Ph.D. (物理学)。1996 年 2 月 (財) 電力中央研究所入所、現在に至る。放電現象のレーザー計測技術の開発、レーザーレーダシステムの開発と研究に従事。応用物理学会会員。

山口 幸宏 (非会員) 1979 年生。2002 年 3 月 神奈川大学工学部卒業。同年 4 月 (株) きんでん入社、現在に至る。在学中、放電現象のレーザー計測技術の開発に従事。

名雪 琢弥 (非会員) 1969 年生。1994 年 3 月 電気通信大学大学院修士課程修了。同年 4 月 (財) 電力中央研究所入所、現在に至る。1994 年 10 月より 1999 年 6 月までレーザー濃縮技術研究組合に出向。レーザー装置開発、計測制御システム開発、高強度レーザー研究に従事。応用物理学会会員。

根本 孝七 (正員) 1959 年生。1984 年 3 月 東京大学大学院修士課程修了。同年 4 月 (財) 電力中央研究所入所、現在に至る。1989 年 12 月より 1993 年 7 月までレーザー濃縮技術研究組合に出向。1998 年 4 月東京大学より博士 (工学)。1998 年 10 月より 1999 年 12 月までミシガン大学客員研究員。レーザー装置の開発、レーザー光の強度分布制御技術の開発、高強度レーザー研究に従事。応用物理学会、レーザー学会会員。

内野 喜一郎 (正員) 1955 年生。1983 年 3 月 九州大学大学院総合理工学研究科博士後期課程修了、工学博士。同年 4 月同大学助手、1986 年 4 月助教授、1998 年 4 月教授、現在に至る。主に、放電プラズマのレーザー計測と応用に関する研究に従事。応用物理学会、日本物理学会、プラズマ・核融合学会、レーザー学会会員。