

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 26 年 6 月 9 日現在

機関番号：17102

研究種目：若手研究(B)

研究期間：2011～2013

課題番号：23760262

研究課題名(和文) ガス遮断器への新材料適用におけるアーク特性の研究

研究課題名(英文) Studies of arc discharges for gas circuit breakers

研究代表者

富田 健太郎 (TOMITA, KENTARO)

九州大学・総合理工学研究科(研究院)・助教

研究者番号：70452729

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 3,400,000円、(間接経費) 1,020,000円

研究成果の概要(和文)：電力用ガス遮断器の環境負荷低減と国際競争力強化のために、新しい材料を用いた時、どのように遮断性能向上が図られるかを調べることは重要である。本研究では、遮断性能を決定づける遮断器内アークの基礎特性(電子密度や電子温度)に着目し、新材料による遮断性能向上のための基礎データを得ることを目指した。研究の結果、ガス種や高分子材料有無で、電子密度や電子温度の時間・空間変化に大きな差異が現れることが確認できた。現状、実験で用いたアークと実際の遮断器内アークでは発生条件が大きく異なる。しかし、アークの電子密度・電子温度の差異を実測できたことは、今後の研究のための基礎データとして価値があるものである。

研究成果の概要(英文)：Gas circuit breakers (GCBs) are one of the most important components for high voltage power system. For high voltage circuit breaker rated at more than 72 kV, high-pressure SF6 gas is commonly used as arc quenching medium. However, SF6 has very high global warming potential. It has thus been desired to search for alternative gases for SF6. For effective searching and/or development of such alternative gases, diagnostics of arc discharges generated inside GCBs are essentially crucial. Especially, precise measurements of electron density in a decaying arc discharge in transient state are indispensable. In order to measure electron density in arcs, in this study, laser Thomson scattering has been applied to arcs generated with several types of gases and polymer materials, which are used around electrodes. As a result of the measurement, clear differences of spatiotemporal evolutions were found for arcs generated with different conditions.

研究分野：工学

科研費の分科・細目：電気電子工学・電力工学、電力変換、電気機器

キーワード：アーク放電プラズマ レーザトムソン散乱法 電子密度 電子温度 金属蒸気

1. 研究開始当初の背景

電力系統の変電所に用いられる高電圧電力機器は 1970 年代の高度成長期に現在日本の最高電圧である 500kV が実用化された。また、80 年代には 800kV 機器が輸出されているし、90 年代には 1100kV の現地試験が実施されている。このように、高電圧電力機器の技術は一般には成熟しているという印象が強いが、現実には環境対応やグローバル化した厳しい競争の中で、激しい技術革新が進められている。いわゆる BRIC's の開発途上国では電力の安定供給のために、送電網の整備が急ピッチで進められ、計画されている。これらの市場では欧州と日本が激しい競争を繰り広げている。また、韓国は低コストで参入を図っている。開発途上国での設備投資はこれからも続けられると予想されており、日本のメーカにとっては、技術開発によって競争力を高めることが極めて重要である。さらに、中国との製造分担が進められており、日本はパイロットプラントを開発する開発拠点となっている。国内市場はリプレースが中心であるが、技術開発によって、環境対応を図ることや、コストダウンによって、電力を低価格で供給することが強く求められている。

電力の送配電では系統事故時に事故電流が流れるが、この事故電流を瞬時に遮断して系統に繋がれている機器を保護するために、電力用遮断器が用いられる。70kV を超えるような高い電圧では、SF₆ ガスを用いた SF₆ ガス遮断器が一般に用いられている。SF₆ ガスは温暖化係数が CO₂ の約 24000 倍と高い値を示しているので、環境負荷低減の観点から、SF₆ の代替ガスの模索が急務であり、そのための研究が盛んに行われている。現在はまだ有効な代替ガスが発見されていないことから、SF₆ ガスの使用量を制限するために、機器の縮小化が行われている。機器の縮小化は、使用する材料の削減によって環境負荷低減に貢献すると共に、コストダウンによって設備投資の抑制が図られるという大きな効果をもたらす。また、遮断器内でアークを発生するアーク接点電極は、電極材料の消耗が激しく、これが機器の寿命を短くし、点検の周期を短くすること(コスト増)につながるため、アーク接点の消耗を低減する研究もなされている。SF₆ ガス遮断器のこのような課題を解決することができれば、地球環境維持改善に大きく貢献するとともに、製品競争力の向上に大きく貢献すると考えられ、いろいろな研究が進められている。

SF₆ ガス遮断器のこのような課題を短期間かつ低コストで解決するためには、アークの基礎特性を把握することが極めて重要である。特に、(商用周波数における)電流零点近傍でのアークの電子密度・電子温度は遮断性能を決定づけるものであり、これらを測定することが重要であるが、密度が低い状況での測定はほとんどなされていない。これは、

実験が大きい設備を必要とすることや、高精度の測定技術を必要とすること、そして、アークの特性が不安定で測定対象として取り扱いが困難であることなどが、主な原因である。

一方、環境対応で SF₆ に変わる代替ガスの研究が進められてきているが、SF₆ ガスを用いた遮断器の技術開発同様、電子密度や電子温度の測定を多様なガス中で実施し、その特性を明確にすることは、代替ガス開発に極めて重要である。同様に、長寿命化のために、接点回り材料として新しい材料が開発されてきている。この材料を用いたアークの特性調査が材料開発にとって重要である。最近のナノ技術の進歩は新しい材料の開発を可能にしている。これらの材料の特性を活用することが学術の進歩に大きく貢献すると考えられる。このように、本研究によるアーク特性の解明は、ガス遮断器の開発に極めて重要であることは明らかである。また、遮断器開発に限れば、電子密度や電子温度といったアークの基礎特性まで踏み込んだ研究は過去にほとんど例がない。このことから本研究は、これまで長期間に渡って使用されてきたガス遮断器の研究開発方法を、根本から変える可能性がある。

2. 研究の目的

電力用 SF₆ ガス遮断器の環境負荷低減と国際競争力強化を目的として、遮断ガスおよび消弧室を構成する部材に新しい材料を適用して性能向上を図る場合に、その遮断性能を決定するアークの基礎特性(電子密度・電子温度)を、レーザートムソン散乱法を用いた測定等で明らかにする。

3. 研究の方法

図 1 に示すような実験システムを構築し、電子密度・電子温度の測定を行った。アークは、簡易的な電流発生装置を用いて生成した。密封容器に電流を供給するための試験設備を構築した。遅延パルス、トリガ回路を用いて、任意の放電発生が可能なシステムとした。

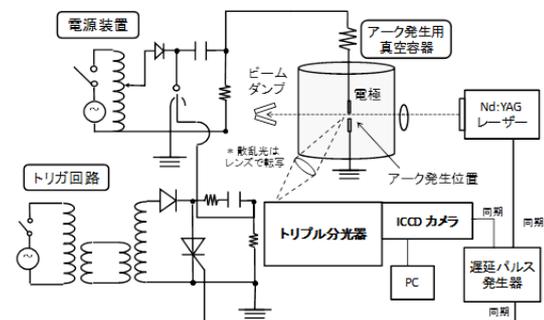


Fig.1. Schematics of arc generating system and Thomson scattering system.

本研究のメインとなるトムソン散乱装置には、光源として Nd:YAG レーザーの第 2 高

調波（波長 532 nm、レーザーパルス幅 10ns、繰り返し周波数 10Hz、最大エネルギー 400mJ）を用いる。放電の再現性が良くない場合を想定し、1 回、もしくは数回の少ない放電発生回数で測定が可能なシステムの構築を行った。すなわち、検出器には ICCD カメラを使用し、波長データと空間データの同時取得を行った。また、ICCD カメラはゲート幅を 10 ns と短い状態で使用し、アーク放電からの強い発光を最低限に抑え、SN 比の向上に努めた。10 ns ゲート幅での実験実現のためには、レーザーと ICCD カメラをナノ秒オーダーで正確に同期させる必要がある。本研究は高電圧測定であり、レーザーや ICCD カメラ本体、およびその同期系統が放電サージの影響を受けることが予想された。そのため、絶縁トランス等を用いて、十分なサージ対策を行った。トムソン散乱測定で必ず問題となる迷光（電極表面など測定点近傍で大量に発生する、レーザーの器壁散乱光のうち、分光器内に侵入してきた光のこと。トムソン散乱光は微弱であるので、迷光を十分に低減しないと、信号観測ができなくなる。）の対策として、3 枚の回折格子を用いたトリプル分光器を作製した。これにより迷光強度は 10^{-8} 程度まで低減できる（単一の回折格子による分光器では、 10^{-3} 程度までしか迷光低減ができない）。

使用した電極の模式図を Fig. 2 に示す。電極は長さ 10 mm、直径 1 mm の棒状で、先端は半球状である。ギャップ間隔は 0.8 mm (± 0.05 mm) であり、電極材料にはタングステン、または銅タングステン（銅含有率 30%）を用いた。電極は xyz 方向にそれぞれ 10 μ m 単位で移動可能な、手動の精密ステージ上に配置した。これにより計測レーザや受光系に対する電極の位置合わせを容易に行えるようにした。

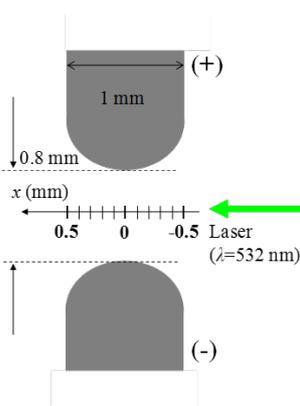


Fig. 2. Electrode configuration of the arc discharge plasmas.

4. 研究成果

アーク放電の電圧波形を Fig.3 に示す。ピーク電圧は約 6 kV で、時定数は約 25 μ s であった。電流は電圧と同等の波形であり、そのピーク値は 600 A であった。この電流・電圧の時定数はコンデンサ(2.5 μ F)と抵抗(10 Ω)で決定され、寄生インダクタンスや放電の抵抗は無視できる。

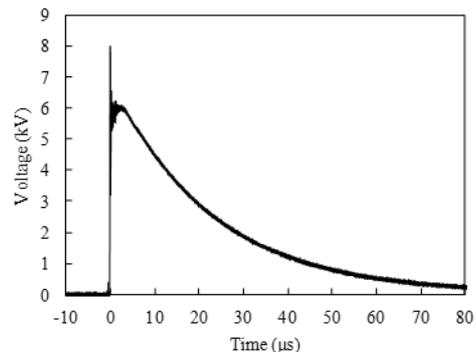


Fig. 3. Voltage waveform of the arc discharge plasma.

Fig. 4 にタングステン電極を用いて生成したアーク放電のトムソン散乱スペクトル例を示す。入射レーザーのエネルギー (E_L) は 90 mJ とした。計測は、放電発生後 $t=10 \mu$ s, 30 μ s, 50 μ s で行った。Fig. 4 に示した結果は、十分な SN 比を確保するため、レーザ 5 ショット分の信号の積算を行っている。同様の測定を 4 回繰り返し、測定結果がよく再現することを確かめた。さらに Fig. 4 はレーザーを入射しないでプラズマ発光だけの計測を行い、プラズマ発光信号の差し引き処理を行っている。Fig. 4 の横軸で示した $\Delta\lambda$ は、計測レーザ波長(532 nm)からのずれをあらわしている。迷光除去のためにトリプル分光器内に設置したレーザー波長遮光板により、 $|\Delta\lambda| < 0.8$ nm のスペクトルが除去されているが、それ以外の波長では、明確なトムソン散乱スペクトルが、レーザー波長を中心に対象に現れている。 $t=10 \mu$ s, 30 μ s, 50 μ s と時間がたつにつれ、x 方向の電極中心より遠い側からトムソン散乱スペクトルの広がりが縮小している。これは、放電半径が時間と共に減少していることを示している。各時刻および各位置での電子密度・電子温度を求めるため、Fig. 4(a)-(c) に画像として示したデータをスペクトル情報にして解析した。Fig. 5 に、 $t=50 \mu$ s での放電中心部 ($x: -0.26$ mm から 0.26 mm) のトムソン散乱スペクトルを示す。

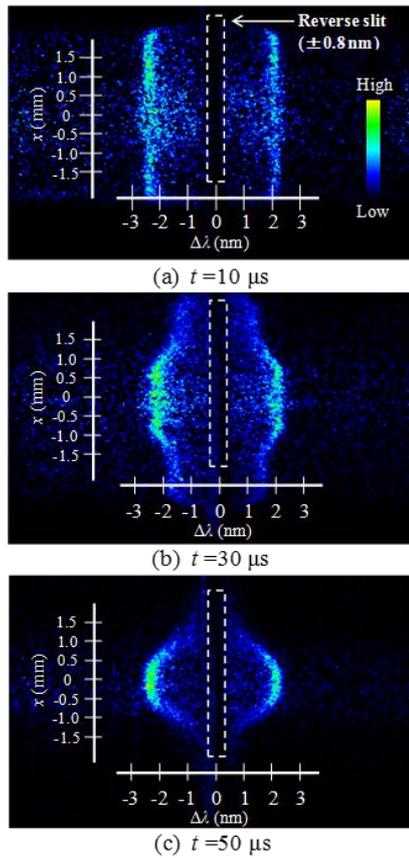


Fig. 4. Two-dimensional images of Thomson scattering obtained from the arc discharges. LTS measurements were performed at $t=10\mu\text{s}$, $30\mu\text{s}$, $50\mu\text{s}$.

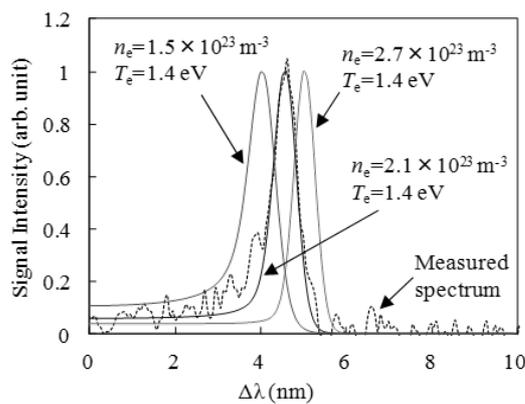


Fig. 5. Thomson scattering spectrum derived from Fig. 4 ($t=50\mu\text{s}$, $x=0\text{ mm}$) and theoretical fitting curves.

本実験条件下において、トムソン散乱は協同的散乱の領域に入り、そのスペクトルは電子項とイオン項から構成される。ここで観測されたのは、プラズマ内の自由電子の集団的振る舞いを反映した電子項スペクトルである。イオン項スペクトルはレーザー波長を中心に 0.1 nm 以下のスペクトル広がり予想されるため、レーザー波長遮光板により除去さ

れている。レーリ散乱光や迷光も同様に、レーザー波長遮光板でほぼ完全に除去されている。電子密度・電子温度の決定には、電子項スペクトルのピーク波長、スペクトル形状、信号強度の3つの情報のうち2つがわかればよい。ここでは、スペクトルのピーク波長とその形状から、電子密度・電子温度を求めた。Fig. 5には計測結果によく合う理論スペクトルと、それから電子密度を $\pm 30\%$ 変化させて計算した理論スペクトルを示す。Fig. 5より、 30% の電子密度差で、スペクトルのピーク波長が大きく変化することがわかる。このような理論スペクトルのフィッティングにより、Fig. 5に示したLTSスペクトルから、電子密度・電子温度はそれぞれ、 $2.1 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$ 、 1.4 eV と求められた。計測ごとのばらつきや、理論スペクトルのフィッティング過程で生じる不確かさの合計は、電子密度・電子温度ともに $\pm 10\%$ 程度と見積もられた。Fig. 6(a)~(f)に、このようにして求めた電子密度・電子温度の空間分布および時間変化を示す。x軸方向への空間分可能はFig. 4の画像の処理方法で決まり、この場合約 0.5 mm である。

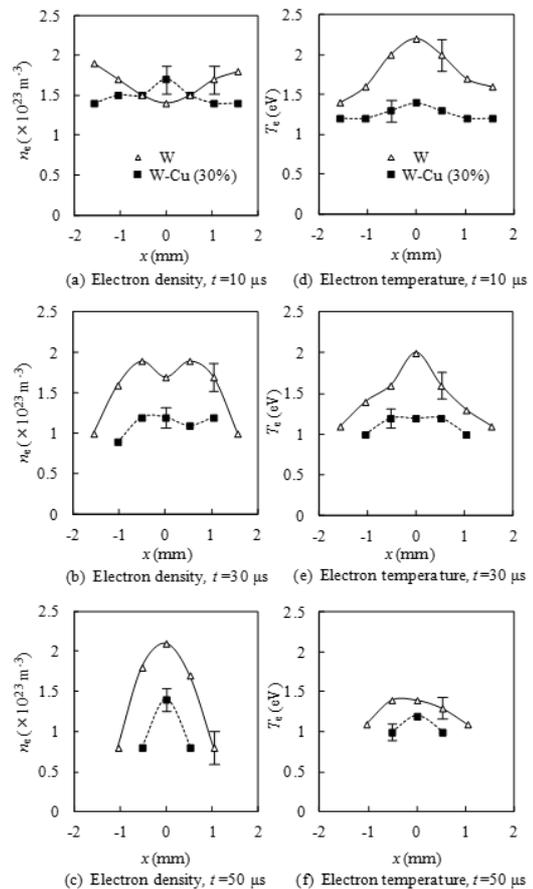


Fig. 6. Spatiotemporal evolution of electron density and electron temperature of arc discharges produced with W electrodes and W-Cu electrodes. LTS measurements were performed at $t=10\mu\text{s}$, $30\mu\text{s}$, $50\mu\text{s}$.

トムソン散乱計測結果を補足する目的で、2種類の発光分光計測を行った。第一に、水素 H_{β} 線 ($\lambda=486.1$ nm) のシュタルク広がり幅を利用した電子密度計測を行った。 H_{β} 線の検出には、LTS 計測で使用した受光系を用いた。この測定では、十分な信号強度を得るために、ICCDカメラのゲート幅を 100 ns に設定した。測定は、タングステン電極による放電に対して行った。測定の結果、放電 1 ショットから十分な強度の H_{β} 線が観測された。 H_{β} 線の一部にブロードなプラズマ発光が重なったため、スペクトル広がりには ± 0.2 nm の読み取り誤差が生じたものの、その誤差範囲内で電子密度が評価可能であった。タングステン電極を使用し、時刻 $t=10$ μ s での、半径方向に線積分された H_{β} 線 (半値全幅 6.2 nm) から得られた電子密度は $1.7 (\pm 0.3) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ であった。第二に、プラズマ内への金属蒸気混入の有無を確認するため、紫外から近赤外の範囲での発光スペクトルを観測した。分光器の感度波長域は 190 ~ 850 nm であり、波長分解能は 0.85 nm であった。時間積分された、放電 1 ショットからの発光スペクトル分布を Fig. 7 に示す。測定は、タングステンおよび銅タングステン電極を用いて行った。Fig. 7 中の Cu I, O I は、それぞれ銅原子、酸素原子からの、O II は、酸素の 1 価イオンからの発光スペクトルを示している。

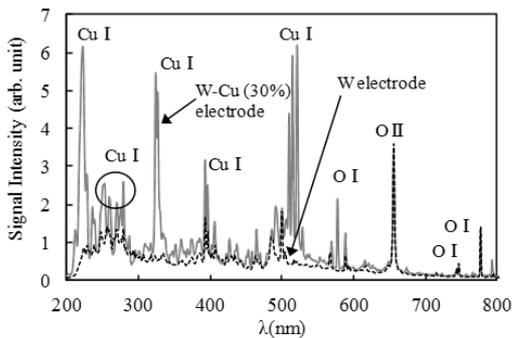


Fig. 7. Emission spectra from the arc discharges produced with W electrode and W-Cu (30%) electrode.

実験結果の考察を行う。はじめに、本研究で得られた電子密度・電子温度の信頼性について検討した。電子密度は LTS 計測とシュタルク広がり計測の、二つの手法で測定した。LTS 計測では Fig. 6 に示すように電子密度の半径方向分布 (x 方向) を得たのに対し、シュタルク広がり計測では、半径方向に線積分された電子密度しか得られなかった。このため両計測結果を細部まで直接比較することはできないものの、 $t=10$ μ s でタングステン電極を使用したとき、シュタルク広がり計測で得られた電子密度 ($1.7 (\pm 0.3) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) は、Fig. 6(a) に示した LTS 計測で得られた電子密度と矛盾しない結果であった。これに加えて、LTS スペクトルの絶対値強度を、同等の受光系で、既知の密度の窒素から得られたレーリー散乱

により較正したところ、得られた電子密度は、スペクトル形状とスペクトルのピーク波長から求めた電子密度と 10% 以内の誤差で一致した(14)(15)。これらの結果から、本研究で得られた電子密度は、十分に信頼できるものといえる。

電子温度の計測は LTS のみであり、計測レーザーによるプラズマ加熱の有無について検討する必要がある。考慮すべきはプラズマの逆制動放射加熱である。他の文献で示された加熱モデルを用いると、本実験条件でのプラズマ加熱は 0.2 eV 以下と見積もられる。実験的にこのことを確かめるために、計測レーザーエネルギー $E_L=90$ mJ の電子温度計測結果と、 E_L を半分の 45 mJ にしたときの結果を比較したが、両者の間に有意な差は見られなかった。これらのことから、計測用レーザーによるプラズマ加熱は測定誤差内である。

次に、LTS 法で得られたアークの電子密度・電子温度の空間分布や時間変化について考察する。ここで、本論文と同程度の電流・電圧波形を有するアークでは、放電発生後 10~50 μ s の時刻においては、プラズマ内は全て 1 気圧で熱平衡状態にあることが、実験および数値解析で確認されている。Fig. 8 に示した曲線は、空気および 10% 銅蒸気混入空気内の電子密度と電子温度の関係を、1 気圧での熱平衡の仮定のもとで示したものである。Fig. 8 より、 n_e は $T_e=1.4$ eV 付近でピーク値をとり、それ以上では温度の増加により、それ以下では電離度の低下により、それぞれ減少していくことがわかる。 $T_e > 2$ eV で n_e の減少が緩やかになるのは、2 価電離のイオンが増加するためである。また、銅蒸気混入の影響が顕著に現れるのは $T_e < 1$ eV の範囲に限られる。理論曲線と同時に Fig. 8 には、アーク中心部 ($x=0$) における $t=10, 30, 50$ μ s の LTS 計測結果を示す。タングステン、銅タングステンどちらの電極の場合も、 n_e と T_e の関係は、理論曲線に沿っていることがわかる。ただし銅蒸気の有無までは、測定誤差のため判別できない。同様の検討を Fig. 6 で示した各位置、各時刻の n_e , T_e に対して行ったところ、全ての条件で n_e , T_e は Fig. 8 の理論曲線に沿うことがわかった。このことから、 $t=10$ μ s 以降、プラズマ内は全て 1 気圧の熱平衡に近い状態であるといえる。Fig. 6 (a) に示すように、 $t=10$ μ s のタングステン電極の場合の n_e は、アーク中心部で低く、周辺部で高くなっている。他方で、Fig. 6 (d) のタングステン電極の場合の T_e は、全体で 1.4 eV 以上あり、アーク中心がピークとなっている。 $T_e > 1.4$ eV ではほぼ完全電離となるので、 n_e が中心部で窪むことにより半径方向に 1 気圧での圧力平衡が保たれている。タングステン電極ではその後、 $t=30, 50$ μ s と進むにつれ、入力電流の低下とともに全体的に電子温度が下がる。それによる電離度の低下に伴い、特にアーク周辺部で電子密度の低下が進行し、徐々に中心部で電子密度がピークとなっていく様子が見られる。一

方、銅タングステン電極では $t=10 \mu\text{s}$ の時点で既に電子温度は 1.4 eV 以下に下がっており、アークは縮小過程にある。両電極で電子温度に大きな差がありながら、電子密度に大差がないのは、Fig. 8 に示すように、電子温度の増加、減少に関わらず、電子密度は $T_e=1.4 \text{ eV}$ の両側で減少するためである。銅タングステン電極では $t=30 \mu\text{s}, 50 \mu\text{s}$ と進むにつれ、アーク半径の縮小が顕著であることがわかる。 $t=50 \mu\text{s}$ では両電極で電子温度差が小さくなる一方、電子密度には依然として大きな差異が見られる。これは、電離度が 1 eV 付近で急激に低下し、わずかな電子温度の違いで、電子密度が大きく異なることから説明できる。銅タングステン電極でタングステン電極よりもアークの減衰が早いのは、Fig. 7 で示した発光測定の結果から、金属蒸気混入による放射損失の増大が関係していると考えられる。ただし現時点では、放射光強度の絶対較正ができていないので、定量的な議論はできない。

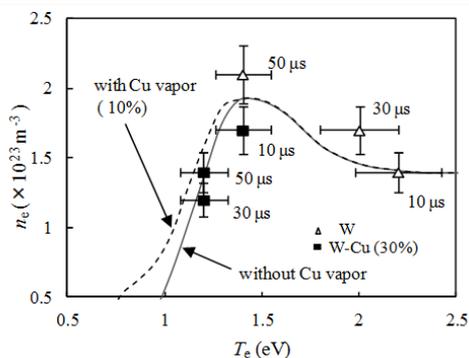


Fig. 8. Comparison of n_e and T_e calculated by Saha's equation and those obtained by LTS measurements.

本研究成果についてまとめる。本研究では遮断器内アーク放電の特性解明に向けて、金属蒸気が含まれるアーク放電に対してトムソン散乱法の適用を行った。その結果、アーク放電内の電子密度・電子温度の詳細な空間分布を得ることに成功した。熱平衡下での粒子組成分布と、LTS 測定結果の比較から、アーク柱内はほぼ 1 気圧の熱平衡に近い状態にあることがわかった。また、銅蒸気の有無により、電子密度・電子温度の空間分布や時間変化に明確な差異が現れることを、実験的に示した。本研究により、ガス遮断器内アークをはじめ、金属蒸気を含むアーク放電の研究を進めるうえで、トムソン散乱法は有力な計測手段となりうることを示すことができた。

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕(計 2 件)

- 査読有, Thomson scattering diagnostics of decay processes of Ar/SF₆ gas-blast arcs confined by a nozzle, J. Phys. D: Appl. Phys. (Fast Track Communications), Vol. 46,

382001 (5 pages) (2013), K. Tomita, D. Gojima, K. Nagai, K. Uchino, R. Kamimae, Y. Tanaka, K. Suzuki, T. Iijima, T. Uchii, T. Shinkai

- 査読有, 「トムソン散乱法による金属蒸気混入アーク放電プラズマの電子密度・電子温度計測」, 電気学会論文誌 A, Vol. 133(9), pp. 458-464 (2013). 富田健太郎, 吉武真称, 内野喜一郎, 竹中大悟, 戸田弘明, 匹田政幸, 鈴木克己

〔学会発表〕(計 3 件)

- 富田健太郎, 合嶋大輔, 永井和彦, 内野喜一郎, 上前涼, 田中康規, 鈴木克己, 飯島崇文, 内井敏之, 新海健: 協同的トムソン散乱法によるノズル空間内 Ar/SF₆ ガス吹付けアーク減衰過程の電子密度・電子温度計測, 放電・静止器・開閉保護合同研究会, 沖縄, 2013.6.24.
- 富田健太郎, 内野喜一郎: 協同的トムソン散乱法による大気圧減衰アークの電子密度・電子温度測定, 電気学会北陸支部シンポジウム, 石川, 2013.3.6.
- 富田健太郎, 合嶋大輔, 内野喜一郎, 匹田政幸, 竹中大悟, 戸田弘明, 鈴木克己, 内井敏之: 協同的トムソン散乱法による遮断器内アーク放電の研究, 放電・静止器・開閉保護合同研究会, 愛知, 2012.6.25.

6. 研究組織

(1)研究代表者

富田 健太郎 (TOMITA, Kentaro)

九州大学・大学院総合理工学研究院・助教

研究者番号: 70452729