平板状ノズル空間軸上における 残留 SF₆ アーク仮想接点の開極過程

学生員 田中康規 (名古屋大) 正員 松村年郎 (名古屋大)
正員 横水康伸 (名古屋大) 正員 鬼頭幸生 (豊田高専)
学生員 石川基博 (名古屋大)

Opening Process of Fictitious Contacts Made of Thermal Plasma after Current Zero in Flat-Type SF₆ Gas-Blast Quenching Chamber

Yasunori Tanaka, Student Member, Yasunobu Yokomizu, Member, Motohiro Ishikawa, Student Member,
Toshiro Matsumura, Member (Nagoya University), Yukio Kito, Member (Toyota National College of Technology)

Transient axial distributions of post-arc temperature and its electrical resistivity were measured in a flat-type SF₆ gas-blast quenching chamber. Iron was intentionally used as an electrode material, since Fe spectral lines at wavelengths of 426 and 443 nm have very much higher radiation intensities than lines of S⁺, F or Cu at temperatures below 5000 K. The two-line method using these Fe spectral lines permitted to determine post-arc temperature T up to 100 μ s after current zero. From the temperature thus obtained, the electrical resistivity ρ_{res} of post-arc were determined. The results revealed that the ρ_{res} at the nozzle throat rose drastically with a lapse of time after current zero. Furthermore, the low- ρ_{res} region diminished from the nozzle throat to the electrodes in arc extinction process. This process of ρ_{res} was interpreted as the opening process of fictitious contacts made of thermal plasma. The opening velocity of the fictitious contacts was estimated to be more than 100 m/s. The behaviours of the fictitious contacts in cases that transient recovery voltage was applied to the electrodes were obtained by solving the energy conservation equation. The results may give one of the essential facts in the arc interruption phenomena.

キーワード：大電流遮断現象，残留 SF₆ アーク，抵抗率，ノズルスロート，熱プラズマによる仮想接点，高速開極

1. まえがき

電力用ガス遮断器は、ノズルを通じて SF₆ ガスをアークに吹き付けて、遮断すべき電流の零点でアークを消弧している。大電流を遮断した直後、電極間空間には、温度数千ケルビンの残留アークが存在している。この残留アークの温度および導電性などの過渡変化を明らかにすることは、大電流アーク遮断メカニズムの解明にとって極めて重要であると考えられる。しかし、これまでに電流零点後における残留アークの温度および導電性などの実測例は極めて少ない。

アーク温度の測定方法の一つとして、放射スペクトル光を観測する方法がある[1-9]。筆者らはこれまでに各種スペクトル線の放射係数を理論計算し、Fe スペクトル線の中には、温度 5000 K 以下の領域において、S⁺, F および Cu スペクトル線よりも放射係数が高いものがあることを見いだした[10]。実際に、鉄電極を備えた SF₆ ガス吹付け平板状アーク装置において、電流零点後、過渡回復電圧を印加せずにアークを消滅させた場合、ノズル空間の軸上 5 点において電流

零点後 100 μ s まで 2 本の Fe スペクトル線の放射強度を測光できた[10]。それらの放射強度から、3400 K 程度に至るまでの温度の減衰状況を明らかにした。この温度は、他のスペクトル線観測から算定できる下限温度[2-9]に比較して極めて低い。

本論文では、温度の実測値に基づいて、ノズル軸上における残留アークの抵抗率分布を電流零点後 100 μ s まで明らかにする。この結果から、抵抗率が特にノズルスロート部において激増することを見いだしている。この現象は、絶縁回復域がノズルスロート付近から生じ、両電極方向へと伸長していくことを示唆している。逆に言えば、低抵抗領域が、時間の経過とともに両電極先端のみに存在するようになることを示している。本論文では、この低抵抗領域に着目し、その挙動を検討した。その結果、電流零点後のノズル空間においては残留アークプラズマによる仮想接点、すなわち「熱プラズマ接点」と想定することができ、これが等価的に開極作用することを指摘している。次に、過渡回復電圧が印加された

図1 平板状アーク装置およびスペクトル観測位置
Fig.1. Flat-type SF₆ gas-blast quenching chamber and spectroscopic observation positions.

場合について、残留アークの抵抗率の過渡推移を数値計算によって求め、「熱プラズマ接点」の開閉過程を検討している。

2. 電流零点前後における Fe スペクトル観測

<2・1> SF₆ ガス吹付け平板状アーク装置

図1は、実験に用いた SF₆ ガス吹付け平板状アーク装置を示している。本装置において、電極材料として意図的に鉄を用いている[10]。電極間隔は 50 mm である。ノズルは PTFE 製であり、その形状は、ノズルスロット部に対してほぼ左右対称である。ノズルスロット部は幅 10 mm、長さ 10 mm、厚さ 10 mm である。電極およびノズルを両側から素焼き陶板によって挟み、厚さ 10 mm の平板空間を形成している。

SF₆ ガスを図1の左側からアークの軸方向に吹き付けている。その流量を、アーク点弧前の状態で $8.33 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (=50ℓ/min) に調整している。4.2kV に充電した 3,580μF のコンデンサから 1.9mH のリアクトルを通じてアーク電流を発生させている。その電流は、第1波高値 5,000 A、周波数 60 Hz の正弦波であり、直流成分を含んでいない。本実験では、この電流を第1半波の零点において、補助遮断器(VCB)によって強制的に遮断し、正弦波の半周期分のみを流している。この場合、電流通電中においては下流側の電極が陽極となる。平板状アーク装置の電極間には、過渡回復電圧(TRV)を印加しておらず、電流零点以後においては、残留アークへの電氣的エネルギー入力はない。

<2・2> ノズル空間におけるスペクトル観測

スペクトル観測位置は、ノズルスロット部およびその上下流側2点ずつ、計5点である。各観測位置の間隔は 7 mm である。図1においては、スペクトル観測位置を上流側から記号 L, M, N, P および Q で示してある。

石英光ファイバ (開口数 0.2, コア径 0.8 mmφ) を4本束

図2 電流零点前後におけるアーク温度のノズル軸方向分布 (電流波高値 : 5kA, SF₆ 流量: 50ℓ/min)
Fig.2. Transient axial distribution of arc temperature around current zero (Peak value of current : 5kA, SF₆ gas flow rate : 50ℓ/min).

ね、その一端を5か所の観測位置のうちの1か所に取り付けてある。光ファイバ束の受光範囲は $4.3 \times 1.8 \text{ mm}^2$ である。この光ファイバ束により、アークからの放射光をモノクロメータ (逆線分散 0.8 nm/mm) の入射口に導いている。モノクロメータの出力側には、3個の光電子増倍管を設置しており、相異なる三つの波長の放射強度を同時に測定できる。本観測装置における1波長あたりの観測波長幅は 0.6 nm である。

筆者らは理論計算から、波長 426 および 443 nm における Fe スペクトル線の放射係数が、可視光領域内における他の波長の Fe スペクトル線に比べて極めて強いことを確認している[10]。しかも、波長 426 および 443 nm における Fe スペクトル線においては、上準位のエネルギーレベル差が 2.46 eV である。このエネルギーレベル差があれば、相対強度法によって温度を精度よく算定できる[11]。そこで、本実験では、Fe スペクトル線 426 および 443 nm として、波長範囲 426.0 ± 0.3 および $442.7 \pm 0.3 \text{ nm}$ における放射強度 I'_{426} および I'_{443} を同時測定した。さらに、Fe 原子が発光していない波長領域のベース放射強度として、波長範囲 $455.0 \pm 0.3 \text{ nm}$ における放射強度 I_{455} を測定している。測定した放射強度 I'_{426} および I'_{443} のそれぞれから I_{455} を差し引くことにより、正味の Fe スペクトル線の放射強度 I_{Fe426} および I_{Fe443} を求めている。これら放射強度 I_{Fe426} 、 I_{Fe443} および I_{455} の測定値から次の(1)~(4)の過程を通じて、残留アークの抵抗率を求めている。(1) I_{Fe426} と I_{Fe443} との比から残留アークの

温度 T を相対強度法によって算定する[10]; (2) I_{Fe426} と I_{455} との比および温度 T から残留アーク中の鉄蒸気混入率 X_{Fe} を算出する[12]; (3) 別途、鉄蒸気が混入した高温 SF_6 ガスにおける抵抗率の温度依存性の理論曲線を導出しておく; (4) 同理論曲線を利用して、 T および X_{Fe} の実測値から残留アークの抵抗率 ρ_{res} を求める。次節以降では、以上の過程を順に述べていく。

3. 電流零点後における残留アーク温度および鉄蒸気混入率

<3・1> 温度の軸方向分布とその時間的変化

本実験においては、いずれの観測位置においても I_{Fe426} および I_{Fe443} を電流零点後 $100\mu s$ まで観測することができている[10]。各観測位置において、放射強度比 I_{Fe443}/I_{Fe426} の値から、相対強度法によって温度を求めている。ここで求めた温度は、光ファイバーの受光範囲 $4.3 \times 1.8 \text{ mm}^2$ の空間における最高温度にほぼ等しい[10]。図2は、電流零点前後における残留アーク温度のノズル軸方向分布とその時間的推移を示している[10]。パラメータとして、電流零点からの時間 t をとっている。横軸の 0 mm がノズルスロット部 N 点に対応する。同図において、電流零点以降、ノズルスロット部における温度が、他の位置におけるものより急激に低下している。電流零点後 $40\mu s$ 以降は、温度はノズルスロット部で最も低くなっている。電流零点後 $100\mu s$ においては、ノズルスロットでの温度は、 $3,400 \text{ K}$ 程度にまで低下している。本スペクトル観測の特徴は $3,400 \text{ K}$ に至るまでの温度の低下過程を実測できることであり、本平板状アーク装置では、電流零点後 $100\mu s$ までの温度低下過程が測定できている。これにより、同時間までの抵抗率変化を算定できることになる。この

図3 鉄蒸気が混入した高温 SF_6 ガスの抵抗率の温度依存性

Fig.3. Electrical resistivity of high-temperature SF_6 contaminated with iron vapour at 101325 Pa as a function of temperature.

ような低い温度は、 S^+ , F あるいは Cu スペクトル線を観測した場合には測定困難であった[2-9]。

<3・2> 鉄蒸気混入率

第2節で述べたように、残留アークの温度測定においては、 I_{Fe426} , I_{Fe443} および I_{455} を観測している。そこで、これらの放射強度を利用するだけで鉄蒸気混入率 X_{Fe} を求める方法を考案した[12]。ここでは、鉄蒸気混入率 X_{Fe} を、粒子の総重量に対する Fe 原子および Fe 系イオンの質量の和の比として定義している。まず、 X_{Fe} を $0 \sim 100\%$ の範囲で変化させ、各 X_{Fe} において Fe スペクトル線 426 nm の放射係数 ϵ_{Fe426} と波長 455 nm における放射係数 ϵ_{455} との比 $\epsilon_{Fe426}/\epsilon_{455}$ の温度依存性を理論的に導出しておく。この $\epsilon_{Fe426}/\epsilon_{455}$ の理論曲線を用いて、実測値 I_{Fe426} と I_{455} との相対比および T から、残留アーク中の鉄蒸気混入率を算出することができる。この算定法の特徴は、次の通りである。(1)他のガス系粒子のスペクトル線を観測し直す必要がない。(2)放射強度比のみを利用するので、放射強度の絶対値を必要としない。(3) Fe スペクトル線が測定できるかぎり、 X_{Fe} も算定できる。本算定法により X_{Fe} を求めた結果、いずれの観測位置においても約 0.01% であり、時間的にもほぼ一定であった[12]。

4. ノズル空間に残留するアークの抵抗率

<4.1> 鉄蒸気が混入した高温 SF_6 ガスにおける抵抗率の理論計算

鉄蒸気が混入した高温 SF_6 ガスにおける抵抗率の温度依存性を、簡略 first Chapman-Enskog 近似[13]により理論的に計算した。本計算においては、電子 e - S および e - F の衝突断面積のデータとして、Robinson らが得た値[14]を用いた。図3に、抵抗率の計算結果を示す。鉄蒸気混入率 X_{Fe} をパラメータにしている。同図から、いずれの X_{Fe} においても、温度が低下するにつれて、抵抗率 ρ_{res} は大きく増加することがわかる。例えば、 $X_{Fe} = 0.1\%$ の場合、 ρ_{res} は温度 $6,000 \text{ K}$ において $0.0020 \Omega m$ であるが、温度 $4,000 \text{ K}$ においては $0.164 \Omega m$ にまで増加する。一方、 $3,500 \text{ K}$ 以上の同一の温度においては、 X_{Fe} が 0.01% まで大きくなくても ρ_{res} は純粋 SF_6 ガスの場合にほぼ等しい。 X_{Fe} が 0.01% を越えた場合、 ρ_{res} は X_{Fe} の増加に伴って次第に低下する。

前節で述べたように、電流零点前後において、ノズル空間における X_{Fe} の測定値は 0.01% であった。この場合の抵抗率は、温度 $3,500 \text{ K}$ 以上の範囲において、純粋 SF_6 ガスの場合と同程度である。したがって、抵抗率の面からみれば、本実験は鉄電極を用いてもほぼ純粋 SF_6 ガス中のアーク遮断とみなすことができる。

<4・2> 残留アーク抵抗率の軸方向分布

図3に示した $X_{Fe} = 0.01\%$ における抵抗率の理論曲線を用いて、温度 T の実測値から、残留アークの抵抗率分布を電流零点後 $100\mu s$ まで求めた。図4は、残留アーク内における抵抗率 ρ_{res} の軸方向分布を示している。パラメータは、電流零点からの時間 t である。電流零点前の場合、 ρ_{res} は、

図4 ノズル軸上における電流零点前後のアークの抵抗率分布 (電流波高値: 5kA, SF₆ 流量: 50 l/min)
Fig.4. Time variation in electrical resistivity of arc around current zero (Peak value of current: 5kA, SF₆ gas flow rate: 50 l/min).

いずれの位置においても $0.01 \Omega\text{m}$ オーダである。電流零点後、 ρ_{res} は時間の経過とともにいずれの位置においても上昇していく。特にノズルスロート部において、 ρ_{res} は著しい増大を示している。 $t=40 \sim 100 \mu\text{s}$ の期間では、ノズルスロート部の ρ_{res} は他の位置における値よりも極めて高くなっており、 $t=100 \mu\text{s}$ では $4.3 \Omega\text{m}$ に達している。この値は、スロート部における電流零点での値の 340 倍にあたる。

<4・3> 「熱プラズマ接点」の開極過程

図4において、ここでは抵抗率 $\rho_{\text{res}}=0.05 \Omega\text{m}$ の場合を例にとってみる。電流零点後 $t=40 \mu\text{s}$ では、ノズルスロートからの距離 z が -2.9 mm および $+7.3 \text{ mm}$ の位置において、 ρ_{res} は $0.05 \Omega\text{m}$ になっている。その間の距離 D は 10.2 mm である。 $z < -2.9 \text{ mm}$ および $z > +7.3 \text{ mm}$ においては、 ρ_{res} は $0.05 \Omega\text{m}$ 以下である。 $t=60 \mu\text{s}$ では、 $z < -8.3 \text{ mm}$ および $z > +10.4 \text{ mm}$ において、 $\rho_{\text{res}} < 0.05 \Omega\text{m}$ であり、その間の距離 D は 18.7 mm である。このように D は時間の経過につれて、次第に増加していく。この現象は、 $\rho_{\text{res}} < 0.05 \Omega\text{m}$ の領域があたかも接点の開極動作をしているようにみえる。

図5は、このような現象をわかりやすく示すために、電流零点後 $20, 40, \dots, 100 \mu\text{s}$ における電極間空間をそれぞれ描いたものである。両金属電極の先端から太い矢印が描いてある。これは、電極先端から矢印の矢先までの二つの軸上空間が $\rho_{\text{res}} \leq 0.05 \Omega\text{m}$ であることを示している。図中の破線は、 $t=40, 60, 80$ および $100 \mu\text{s}$ の場合における抵抗率 $\rho_{\text{res}}=0.05 \Omega\text{m}$ の位置を結んだものである。図5に示した抵抗率の進展過程は、次のように解釈できる。電流零点でアークが消滅した後、電極先端には破線領域で描いたような熱プラズマの仮想接点すなわち「熱プラズマ接点」があり、それが等価的に開極していく。同図の場合、抵抗率 $\rho_{\text{res}} \leq 0.05 \Omega\text{m}$ の領域を「熱プラズマ接点」とみなせば、 $t=40 \mu\text{s}$ における「熱

図5 $0.05 \Omega\text{m}$ の「熱プラズマ接点」
Fig.5. Expanding process of thermal plasma contacts with electrical resistivities below $0.05 \Omega\text{m}$.

プラズマ接点」の間の距離は 10.2 mm であるが、わずか $40 \mu\text{s}$ 後の $t=80 \mu\text{s}$ においては、接点間隔は 24.5 mm にまで広がっていくとみなすことができる。ここでは、1 例として $\rho_{\text{res}} \leq 0.05 \Omega\text{m}$ の領域を「熱プラズマ接点」と定義し、その「接点」が開極することを示した。他の抵抗率で「接点」を定義した場合についても、開極動作が現れる。したがって、「接点」の「開極動作」を論じるには、いずれの抵抗率で「接点」を定義しても良い。

以上のような残留アークの減衰過程において、電極間に電圧を印加した場合を想定し、その電圧がノズル軸上において残留アークの抵抗率で分圧されると仮定する。ノズル軸上で電流密度が一樣ならば、ある時間において、ノズル軸上の各位置における電界強度は抵抗率に比例する。すなわち、図4に示した抵抗率分布において、電流零点後 $40 \mu\text{s}$ 以降の場合、電界強度はノズルスロート部において最大となり、ノズルスロートから離れるにしたがって激減する。したがって、図5に示した電極間空間で言えば、破線領域内の電界強度は、スロート部の電界強度に比べて極めて小さい。このことは、電圧が、斜線部分にはほとんど印加されず、二つの斜線領域の先端部に印加されることを示している。この意味でも、図5の破線領域を一種の接点とみなすことができ、「熱プラズマ接点」と名付けたわけである。

<4・4> 「熱プラズマ接点」の開極速度

単位時間あたりにおける熱プラズマ接点間の距離の増加分を「開極速度 v 」として評価した。図6は、抵抗率 $0.05 \Omega\text{m}$ 以下の領域を熱プラズマ接点とみなした場合の開極速度 v を示している。同図から、本実験条件において、 $0.05 \Omega\text{m}$ の熱プラズマ接点の開極速度は、 100 m/s 以上に達していることがわかる。他の抵抗率によって、熱プラズマ接点を想定

図6 0.05Ωmの「熱プラズマ接点」の開極速度
Fig.6. Opening velocity of thermal plasma contacts with electrical resistivities below 0.05Ωm.

した場合についても、 v は同程度であった。したがって、「熱プラズマ接点」をいかなる ρ_{res} により定義しても、それらの挙動は互いに類似することがわかる。この熱プラズマ接点の開極速度 v は、通常の金属製電極の機械的な開極速度に比較して非常に高速である。このことから、遮断器は熱プラズマ接点の高速開極を利用して、アーク遮断を実現しているのではないかと推測している。

5. 過渡回復電圧が印加した残留アークの抵抗率

SF₆ガス吹付け平板状アーク装置において、電流零点後に過渡回復電圧(TRV)を電極間に印加した場合、その上昇率(RRRV)が遮断限界を越えていなければ、アーク遮断が成功する。しかし、同一のアーク電流および同一の吹付け条件において、RRRVがさらに上昇し遮断限界を超えると、抵抗率の上昇の継続が停滞し、ついには遮断が失敗する。本節では、TRV印加時における残留アークの抵抗率を数値計算によって求めている。この結果から、遮断成功時および遮断失敗時における熱プラズマ接点の開閉過程を明らかにしている。

<5・1> 残留アークの抵抗率の解析法

計算は、残留アークの軸方向の挙動に着目して、SF₆ガス吹付け平板状アーク装置におけるノズル軸上の1次元モデルで行っている。ここでは簡単のため、アーク径は軸方向に関して同一とする。TRVが電極間に印加された場合、TRVはノズル軸上における各位置の抵抗率 ρ_{res} によって分圧されると仮定する。この場合、各位置における電界強度 E は次式で表される。

$$E = \frac{\rho_{res}}{\int \rho_{res} dz} V \quad (1)$$

ただし、 V : 過渡回復電圧 TRV(V), z : ノズル軸を表す座標(m)である。

さらに、ノズル軸上の1次元空間において、抵抗率および温度の過渡推移は残留アーク内のエネルギーバランスのみに従うと仮定した。

図7. 残留電流密度の時間的変化
Fig.7. Time variation in post-arc current density.

$$mC_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{E^2}{\rho_{res}} - P_{loss} \quad (2)$$

ここで、 T : 温度(K), m : 質量密度(kg/m³), C_p : 定圧比熱(J/(kg·K))である。

P_{loss} は残留アークのエネルギー損失(W/m³)であり、対流損、熱伝導損および放射損などの総和である。 P_{loss} の値は、温度測定的位置 $L \sim Q$ のそれぞれについて、図2に示したRRRV=0V/μsにおける温度の時間的低下過程の実測値から推定している[15]。 P_{loss} は、いずれの位置においても時間の経過とともに増加する。例えば、ノズルスロット部の場合、 P_{loss} は電流零点 $t=0$ においては0.8 GW/m³であり、 $t=100\mu s$ においては2.8 GW/m³である。 P_{loss} はノズルスロット部で最も大きく、スロットから遠ざかるにしたがって次第に低下する。例えば、 $t=100\mu s$ において、スロットからの距離 $z=+14$ mmにおける P_{loss} は、0.35 GW/m³で、これはスロット部の1/8倍である。一方、 ρ_{res} の温度依存性として、図3における $X_{Fe}=0.01\%$ の場合の値を用いている。 m および C_p の値として、 $X_{Fe}=0.01\%$ の場合の値[16]を採用している。

式(1)および(2)を解くにあたり、(i)局所熱平衡が成立、(ii)圧力は0.1MPa、(iii)過渡回復電圧は時間に対して線形的に上昇すると仮定した。アーク電流の波高値として5kA、吹付け流量として 8.33×10^{-4} m³/sec (=50ℓ/min)を想定し、図2における電流零点の温度実測値を初期温度として、温度の軸方向分布の時間推移を計算している。計算された温度の軸方向分布から、図3に示した $X_{Fe}=0.01\%$ におけるSF₆ガスの抵抗率の理論曲線を用いて、抵抗率の軸方向分布に換算している。抵抗率の軸方向分布の計算結果から、式(1)により電界強度 E の軸方向分布を求めている。この結果から、さらにノズル軸上の残留電流密度 $j=E/\rho_{res}$ を計算している。本計算においては、一次元モデルで計算しているため、軸上のあらゆる位置において j は同じ値になる。図7は、 j の時間変化を示している。RRRVが2.0 V/μs以下の場合、 j は一旦増加するが、 $t=40\mu s$ 以後は単調に減少している。本論文では、このような場合を遮断成功と判断した。一方、RRRVが2.5V/μsより

(a)アーク温度の軸方向分布

(a) Axial Temperature

(b)抵抗率の軸方向分布

(b) Electrical resistivity

(c)熱プラズマ接点

(c) Thermal plasma contacts

図8 RRRV=2.0V/μs の場合の計算結果
Fig.8. Calculation result for RRRV=2.0V/μs

(a)アーク温度の軸方向分布

(a) Axial Temperature

(b)抵抗率の軸方向分布

(b) Electrical resistivity

(c)熱プラズマ接点

(c) Thermal plasma contacts

図9 RRRV=3.0V/μs の場合の計算結果
Fig.9. Calculation result for RRRV=3.0V/μs

大きい場合、電流零点後、ある時間から j は急激に上昇している。この場合、遮断失敗とみなした。

本計算においては、遮断成功の場合でも、 j は $t=100\mu\text{s}$ の期間まで流れている。この期間は、実遮断器における残留電流が流れる期間[17,18]に比較して1~2桁程度長い。このように、本アーク装置においては、いわゆる熱的再発弧領域がかなり長くなっている。この理由は、本アーク装置の損失エネルギーが実規模遮断器のもの[19]に比較して非常に小さく、温度および抵抗率の変化状況が遅くなっているためであると考えられる。

以下においては、遮断成功の1例として $\text{RRRV}=2.0\text{ V}/\mu\text{s}$ の場合と、遮断失敗の1例として $\text{RRRV}=3.0\text{ V}/\mu\text{s}$ の場合とについて残留アークの挙動を検討している。

<5・2> 温度および抵抗率の推移

<5・2・1> 遮断成功時

図8(a)は、 $\text{RRRV}=2.0\text{ V}/\mu\text{s}$ の場合における温度 T のアーク軸方向分布を示している。いずれの位置においても、温度 T は時間の経過とともに低下している。この図の T から、図3における $X_{\text{Fe}}=0.01\%$ の場合の曲線を介して、抵抗率 ρ_{res} に換算したものが図8(b)である。いずれの位置においても、抵抗率は時間の経過とともに増大している。

4.3節と同様に、抵抗率 $0.05\Omega\text{m}$ 以下の領域を熱プラズマ接点とみなして、その開極状況を模式的に図示したのが図8(c)である。抵抗率 $0.05\Omega\text{m}$ で熱プラズマ接点を定義した場合、例えば電流零点後 $100\mu\text{s}$ において、熱プラズマ接点間には TRV の93%が印加されていることになる。この意味からも $\rho_{\text{res}} < 0.05\Omega\text{m}$ で熱プラズマ接点を定義することが妥当であると判断した。図8(c)において、熱プラズマ接点は $t=20\sim 40\mu\text{s}$ に開極し始めている。その後、熱プラズマ接点の間の距離は、 $t=40\mu\text{s}$ においては 11.0mm で、 $t=100\mu\text{s}$ においては 25.7mm に広がっている。このように、 $t=20\mu\text{s}$ 以降において、熱プラズマ接点が形成しており、しかも熱プラズマ接点は $t=100\mu\text{s}$ まで開極状態にある。すなわち、遮断が成功する過程においては、熱プラズマ接点の開極状態が継続している。

<5・2・2> 遮断失敗時

図9(a)は、 $\text{RRRV}=3.0\text{ V}/\mu\text{s}$ の場合における温度 T の軸方向分布を示している。 $t=60\mu\text{s}$ までは、いずれの位置においても時間の経過とともに温度 T は低下している。しかし、 $t=60\mu\text{s}$ 以降、いずれの位置においても T は上昇している。この温度 T を抵抗率に換算したものが図9(b)である。図9(b)において、 $t=60\mu\text{s}$ までの期間では、いずれの位置においても抵抗率は増大している。しかし、 $t=60\mu\text{s}$ 以降、抵抗率はいずれの位置においても時間の経過とともに低下している。

抵抗率 $0.05\Omega\text{m}$ 以下の領域を熱プラズマ接点として、その開極過程を図9(c)に示す。熱プラズマ接点は、 $t=20\sim 40\mu\text{s}$ において開極しはじめ、 $t=60\mu\text{s}$ においては熱プラズマ接点の間の距離 D は 9.3mm に広がっている。しかし、 $t=60\mu\text{s}$ 以降においては、それまでとは逆に D は減少し、 $t=80\mu\text{s}$ において熱プラズマ接点は閉極している。このよう

に、アーク遮断が失敗する過程においては、熱プラズマ接点は開極状態を継続できず、ついには閉極すると解釈できる。

6. 結論

筆者らは、鉄電極を備えた SF_6 ガス吹付け平板状ノズル空間の軸上5点において、Feスペクトル線426および443nmを観測した。その放射強度から、ノズル空間における残留アークの温度、さらには抵抗率を実測した。過渡回復電圧(TRV)を印加しない実験において、抵抗率を電流零点後 $100\mu\text{s}$ まで実測することができた。本実験条件においては、電流零点前の $-60\sim 0\mu\text{s}$ の期間で、抵抗率はいずれの軸上位置においても $0.01\Omega\text{m}$ オーダーであった。電流零点後、ノズルスロート部における抵抗率は他の位置よりも急激に増加し、電流零点後 $100\mu\text{s}$ においては、 $4.3\Omega\text{m}$ に達していた。このような抵抗率増大過程から、残留アークプラズマによる仮想接点、すなわち「熱プラズマ接点」を想定でき、これが等価的に開極作用することを指摘した。この熱プラズマ接点の開極速度は、極めて速く、本実験条件においては 100 m/s 以上に達していることが判明した。

SF_6 ガス吹付け平板状アーク装置の電極間に過渡回復電圧を印加した場合について、ノズル軸上における残留アークの抵抗率分布を数値計算によって電流零点後 $100\mu\text{s}$ まで求めた。過渡回復電圧の上昇率が $2.0\text{ V}/\mu\text{s}$ の場合、ノズル軸上のいずれの位置においても抵抗率が時間の経過とともに増加し、遮断が成功する。抵抗率 $0.05\Omega\text{m}$ 以下の領域を熱プラズマ接点とみた場合、熱プラズマ接点は電流零点後 $100\mu\text{s}$ まで開極状態を継続していた。一方、過渡回復電圧の上昇率を $3.0\text{ V}/\mu\text{s}$ に上げた場合、ノズル軸上のいずれの位置においても、抵抗率は電流零点後 $60\mu\text{s}$ までは上昇するが、それ以降は逆に低下する。この場合、熱プラズマ接点は $60\mu\text{s}$ まで一旦は開極するが、それ以降は閉極すると解釈できた。

(平成8年1月25日受付、同年6月20日再受付)

文献

- [1] G. R. Jones : High Pressure Arcs in Industrial Devices, Diagnostic and Monitoring Techniques, pp.157-161 (1988) (Cambridge : Cambridge University)
- [2] D. R. Airey, P. H. Richards and J. D. Swift : "Time-Resolved Radial Temperature Profiles for 10kA SF_6 Arc", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, pp.1982-1993 (1975)
- [3] D. R. Airey : "A Rapid-Scanning Polychromator for Time-Resolved Temperature and Radius Measurements in 40kA SF_6 Arcs", *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **12**, pp.397-402 (1979)
- [4] D. Leseberg and G. Pietsch : "Optical Investigations on a SF_6 Switching Arc inside a Glass Nozzle", *Proc. of 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications*, pp.9-12 (1982)
- [5] H. Ikeda, G. R. Jones, M. Irie and A. N. Prasad : "Spectroscopy of Very High Current, Convection Arcs", *Proc. of 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications*, pp.5-8 (1982)
- [6] H. Dienemann, K-P Hinz and H-J Freyer : "Electrical Conductivity in Sulphur Hexafluoride", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **18**, pp.2207-2219 (1985)
- [7] S. Vacquie, A. Gleizes and H. Kafrouni : "Measurement of Electron Density in a SF_6 arc plasma", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **18**, pp.2193-2205 (1985)
- [8] E. Lewis, A. N. Prasad and G. R. Jones : "Current Zero Spectroscopy of a

High Power SF₆ Circuit Breaker Arc", *Proc. of 8th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications*, pp.31-34(1985)

- [9] K-P Hinz : "Optical Diagnostics of SF₆ High-Current Discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **19**, pp.2381-2391(1986)
- [10] Y. Tanaka, Y. Yokomizu, T. Matsumura and Y. Kito : "Transient Behaviour of Axial Temperature Distribution in Post-Arc Channel after Current Zero around Nozzle Throat in Flat-Type SF₆ Gas-Blast Quenching Chamber", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, pp.2095-2103 (1995)
- [11] F. Cabannes and J. Chapelle : *Reactions under Plasma Conditions*, **1**, ed. Venugopalan, ch.7, pp.395-397 (1971), (New York : Wiley-Interscience)
- [12] Y. Tanaka, Y. Yokomizu, T. Matsumura and Y. Kito : "Transient Distribution of Metallic Vapour Concentration in a Post-Arc Channel after Current Zero along Nozzle Axis in a Flat-Type SF₆ Gas-Blast Quenching Chamber", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29**, pp.1540-1550(1996)
- [13] J. M. Yos : "Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30,000 K", RESEARCH AND ADVANCED DEVELOPMENT DIVISION AVCO CORPORATION, Technical Memorandum, RAD-TM-67-7 (1963)
- [14] E. J. Robinson and S. Geltman : "Single- and Double Quantum Photodetachment of Negative Ions", *Phys. Rev.*, **153**, pp.4-8 (1967)
- [15] 田中・横水・松村・鬼頭 : "SF₆ ガス吹付け平板状ノズルにおける残留アークのエネルギー損失の空間分布", 平成 7 年電気学会全国大会講演論文集, 1512
- [16] 石川・田中・小林・横水・松村・鬼頭 : 「残留 SF₆ ガスアークへの鉄蒸気混入の影響」, 平成 8 年電気学会全国大会講演論文集, 1499
- [17] M. T. C. Fang and Q Zhuang : "Current Zero Behaviour of an SF₆ Gas-Blast Arc. Part I : Laminar Flow", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, pp.1197-1204 (1992)
- [18] M. T. C. Fang, Q Zhuang and X J Guo : "Current-Zero Behaviour of an SF₆ Gas-Blast Arc. Part II : Turbulent Flow", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, pp.74-83 (1994)
- [19] R. E. Kinsinger : "Numerical Model for Current-Zero Arc Interruption Processes", *IEEE Trans. Power Appar. & Syst.*, PAS-93, pp.1143-1157 (1974)

田中 康規 (学生員) 1970 年 11 月 19 日生。95 年 3 月名古屋

大学大学院工学研究科博士課程前期課程修了。同年 4 月同大学院後期課程進学, 現在に至る。大電流アーク遮断メカニズム解明に関する研究に従事。

横水 康伸 (正員) 1962 年 10 月 13 日生。90 年 3 月名古屋大

学大学院工学研究科博士課程満了。同年同大学助手, 現在に至る。工学博士。大電流アークの遮断メカニズム解明および超伝導電力機器のクエンチ保護技術に関する研究に従事。IEEE 会員。

石川 基博 (学生員) 1972 年 9 月 24 日生。95 年 3 月名古屋大

学工学部電気学科卒業。同年 4 月同大学大学院工学研究科博士課程前期課程進学, 現在に至る。大電流アークの遮断メカニズム解明に関する研究に従事。

松村 年郎 (正員) 1951 年 5 月 1 日生。79 年 3 月名古屋大学

大学院工学研究科博士課程満了。同年 4 月同大学助手, 95 年同教授, 現在に至る。工学博士。大電流遮断・電気エネルギーの有効利用に関する研究に従事。IEEE 会員。

鬼頭 幸生 (正員) 1933 年 3 月 12 日生。60 年 3 月名古屋大学

大学院工学研究科博士課程満了。同年 4 月同大学助手, 74 年同教授, 95 年豊田高専校長, 現在に至る。工学博士。主として, 高気圧大電流アークの研究, 超伝導送電システムに関する研究に従事。88~89 年電気学会調査理事。90 年度電気学会電力賞受賞。95 年度電気学会進歩賞受賞。IEEE Fellow。