UDC 621.3.014.31

621.315.618.9: 546.226.166-1

論 文

47-A 56

大電流安定化 SF₆ ガスアークの電流密度と温度分布

名古屋大学 稲 葉 次 紀

名古屋大学 鬼 頭 幸 生

名古屋大学 宮 地 巖

1. ま え が き

六フッ化イオウ (SF₆) は物理的および化学的特性が安定しており、その電氣的絶縁耐力は空気に比べて 2 ないし 3 倍高く、冷却媒体あるいは絶縁媒体としてすぐれており、さらに開閉機器に用いられては消弧能力もすぐれているところから、現在コンパクト変電所、管路気中送電線路、超高圧大容量しゃ断器、中容量しゃ断器などに広く採用される機運にある。このように SF₆ ガスを使用した電気機器が実用化の途上にあるにもかかわらず、SF₆ ガス中に点弧する大電流アークのコラム内における電位の傾き、温度分布ならびに電流密度分布などの基本的性質がじゅうぶん明らかにされておらず、消弧機構の解明をはばんでいる。このうち電位の傾きに関しては、Swarbrick,⁽¹⁾ Richards 氏ら⁽²⁾ および Motschmann 氏⁽³⁾ が最高 170 A までの実測値ないし計算値をそれぞれ安定化アークについて発表しており、さらに、筆者らがアークコラムの激しいルーピングに伴う短絡現象を利用し、自由空間内で測定した 300 A までの実測値⁽⁴⁾⁽¹³⁾ と、数百アンペアまでの大電流安定化アークに関する計算値⁽⁵⁾ を報告済みであり、この点についてはある程度の解明がなされてきた。

それに対し SF₆ アークのコラム内温度分布に関しては、100 A までの値が若干見うけられるにとどまっている。^{(1)(6)~(8)} たとえば、Swarbrick 氏⁽¹⁾ は 70 A 以下

の小電流アークの温度分布算定を試み、Motschmann 氏の実測値⁽³⁾ とかなり良い一致をみた。しかし、計算過程において導電率-熱伝導関数曲線を直線で近似したため、電流が増すほど算定誤差が増加し、この方法をそのまま大電流アークに適用させるには難点がある。また、伊藤氏ら⁽⁸⁾ も 50 A アークの温度分布を算定しているが、実測値との間にかなりの相違が生じている。また、コラム内半径方向の電流密度分布に関しても 3 A アークの分布が発表されている程度で、⁽⁹⁾ これも今後の課題となっている。このような現状において、筆者らは大電流アークにおけるコラムの物理的特性を温度分布まで考慮して体系的に解明するため、1 気圧の SF₆ ガス中に点弧した数百アンペアまでの安定化アークを対象とし、ガス固有の輸送特性からアークコラム断面における温度、導電率ならびに電流密度の普遍的分布形を導出した。これより種々のアーク電流に対応した実際の分布形を確定させ、実測値と解析結果との間に良い一致をみた。

2. 導電率および熱伝導率の分布特性

〈2・1〉 基本式 円筒対称な直流安定化アークコラムの単位体積あたりのエネルギー平衡式は

$$\sigma E^2 - p_{\text{rad}}(T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0 \dots (1)$$

で表わすことができる。ここで、 σ は導電率 (v/cm)、 $p_{\text{rad}}(T)$ は単位体積あたりの放射電力 (W/cm³)、 κ は熱伝導率 (W/cm²・°K) で、いずれも温度 T (°K) の関数として表わされる。また E は電位の傾き (V/cm)、 r はコラム中心からの距離すなわち半径 (cm) を示す。安定化アークでは対流を無視できるので、ここで対流による影響は考慮していない。SF₆ アークの放射電力

Radial Distribution of Current Density and Temperature within a Heavy-Current Stabilized Arc Column in SF₆ Gas. By T. INABA, Associate, Y. KITO, Member & I. MIYACHI, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

稲葉次紀：准員，名古屋大学大学院電気工学専攻博士課程（現在，電力中央研究所）

鬼頭幸生：正員，名古屋大学助教授，工学部電気工学教室

宮地 巖：正員，名古屋大学教授，工学部電気工学教室

は, Motschmann 氏の測定から単位長さにつき 100 A で約 57 W/cm,⁽⁶⁾ その他そうから 500 A で約 650 W/cm の値が得られており, 注入電力に比べて数パーセント以下と推定されるため

$$p_{\text{rad}}(T) \approx 0 \quad (2)$$

として解析を進める。また E は r の変化に対して一定とする。したがって, アークコラムのエネルギー平衡式として次式をうる。

$$\sigma + \frac{1}{\lambda} \frac{d}{d\lambda} \left(\lambda \kappa \frac{dT}{d\lambda} \right) = 0 \quad (3)$$

ただし

$$\lambda = r E \quad (3')$$

〈2・2〉 分布特性式 SF_6 ガス 1 気圧における導電率 σ と温度 T との関係については, Frie,⁽¹⁰⁾ Swarbrick⁽¹¹⁾ 氏らならびに伊藤氏ら⁽⁸⁾ の理論計算値が示されているが, 高温まで計算されていること, 考慮した分解粒子の種類が多いことなどの理由により, ここでは Frie 氏の値を使用し, 筆者らは大電流領域においてこれを直線で近似可能なことを指摘した。⁽⁵⁾ すなわち

$$\sigma = \begin{cases} m_{\sigma}(T - T_{\sigma}) & (T \geq 5,500^{\circ}\text{K}) \\ 0 & (T < 5,500^{\circ}\text{K}) \end{cases} \quad (4)$$

ただし,

$$\left. \begin{array}{l} \text{導電開始温度 } T_{\sigma} = 5,500^{\circ}\text{K} \\ \text{導電率こう配 } m_{\sigma} = 0.00716 \text{ v/cm} \cdot ^{\circ}\text{K} \end{array} \right\} \dots (5)$$

また, SF_6 ガス 1 気圧における熱伝導率 κ と温度との関係についても二, 三の発表があるが,^{(6) (7) (10) (11)} 電流の流れているコラム中心付近の特性を論ずる場合には, 熱伝導率として導電性が顕著に現われる 5,500 °K 以上の特性のみを対象とすればよいことに着目し, 筆者らはこれを次式で表示した。⁽⁵⁾

$$\kappa = A T^B \quad (T \geq 5,500^{\circ}\text{K}) \quad (6)$$

ただし,

$$A = 5.64 \times 10^{-16}, \quad B = 3.36 \quad (7)$$

この場合, (4)~(7) 式の有効範囲は 20,000 °K までであり, それ以上の温度に対しては特性が上式から逸脱する恐れのあることに留意する必要がある。

(4), (6) 式から次の関係が導かれる。

$$dT/d\lambda = (1/m_{\sigma}) \quad d\sigma/d\lambda \quad (8)$$

$$\kappa = (A/m_{\sigma}^B)(\sigma + \sigma_p)^B \quad (9)$$

ただし, $\sigma_p = m_{\sigma} T_{\sigma}$

これらの関係を (3) 式に代入すれば

$$\sigma + \frac{1}{\lambda} \frac{d}{d\lambda} \left\{ \lambda \frac{(\sigma + \sigma_p)^B d\sigma}{m_{\sigma}^{B+1}/A d\lambda} \right\} = 0 \quad (10)$$

を得, これを整理して

$$\frac{d^2\sigma}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{B}{\sigma + \sigma_p} \left(\frac{d\sigma}{dx} \right)^2 + \frac{\sigma}{(\sigma + \sigma_p)^B} = 0 \quad (11)$$

ただし, $x = (m_{\sigma}^{B+1}/A)^{1/2} \lambda$

この式に含まれる 4 個の特性値 $A, B, m_{\sigma}, T_{\sigma}$ はいずれも周囲気体の σ および κ の温度特性から定まる定数である。これらの特性値に (5), (7) 式の値を代入すれば, SF_6 アークのコラム内導電率 σ に関する半径方向分布特性式として次式をうる。

$$\frac{d^2\sigma}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{3.36}{\sigma + 39.4} \left(\frac{d\sigma}{dx} \right)^2 + \frac{\sigma}{(\sigma + 39.4)^{3.36}} = 0 \quad (12)$$

ただし, $x = 892 \lambda$

〈2・3〉 極限分布 導電率の半径方向分布を算定するに先だち, 電流をきわめて大きく増した場合に導電率分布がいかなる形に収束するかを求めておこう。その場合, 大電流アークにおいて電流を限りなく増せば, 導電率および熱伝導率の温度依存性が (4)~(7) 式の関係を多少逸脱する恐れもあるが, ここでは電流を増大させた場合の分布形の推移を見きわめる一手段として, その極限分布形を算定する。

大電流安定化アークにおいては, アーク断面の大部分がきわめて高温状態にあることから $\sigma \gg \sigma_p$ の条件が成立し, (11) 式は次式で表わされる。

$$\frac{d^2\sigma}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{B}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{dx} \right)^2 + \frac{1}{\sigma^{B-1}} = 0 \quad (13)$$

ここで, コラム中心の導電率を σ_0 として次の置換

$$\xi = (\sigma/\sigma_0)^{1/n} \quad (14)$$

$$\zeta = x/(\sigma_0^B n)^{1/2} \quad (15)$$

ただし, $n = 1/(B+1)$

を施せば, 大電流アークに対する導電率の極限分布特性式として次式をうる。

$$\frac{d^2\xi}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{d\xi}{d\zeta} + \xi^n = 0 \quad (16)$$

この特性式は, SF_6 ガスに限らず σ および κ の温度特性を (4), (6) 式で表示できるすべての気体に適用可能である。指数 n は気体によりそれぞれ異なった値を示すことから, その気体のアーク特性を示す一種の示性値と見なすことができよう。一般の気体では熱解離現象に起因した部分を除けば $B \geq 0$ であるから, 指数 n は $0 < n \leq 1$ の範囲にある。特殊な場合として $n=1$ と $n=0$ の両極端の場合を考察してみよう。

(1) $n=1$ の場合 この条件は $B=0$ に相当し, (6) 式によれば熱伝導率 κ が温度に依存せず一定な場合に該当する。境界条件をコラム中心 $r=0$ すなわ

ち $\zeta=0$ において

$$\left. \begin{aligned} \xi &= 1 \quad (\sigma/\sigma_0 = 1) \\ d\xi/d\zeta &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

と置けば、(16)式の解は

$$\xi = \sigma/\sigma_0 = J_0(\zeta) \dots\dots\dots (18)$$

すなわち、導電率比のコラム内分布は零次のベッセル関数 $J_0(\zeta)$ で表わされ、 $\zeta=2.40$ で $\sigma=0$ となる。この形は Mayr のアークモデルの基礎をなすものであり、Maecker 氏もこの形を用いている。⁽¹²⁾

(2) $n=0$ の場合 この条件は B が非常に大きく、熱伝導率の温度依存性がきわめて顕著な場合に相当する。 n がきわめて零に近づいた場合の (16) 式の解は、 $\xi \neq 0$ より $\xi^* = 1$ とおき、(1) 項と同じ境界条件 (17) 式を用いて次式をうる。

$$\xi = 1 - (\zeta/2)^2 \dots\dots\dots (19)$$

この式によれば $\zeta=2$ において $\xi=0$ となる。したがって、 $\xi>0$ の範囲では常に $\zeta/2 < 1$ が成立し、導電率比は (14) 式より次式をうる。

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \xi^n = \left\{ 1 - \left(\frac{\zeta}{2} \right)^2 \right\}^n \approx 1 \dots\dots\dots (20)$$

したがって、 $n=0$ の場合は導電率がどの半径においても中心値と同じ値を示し、均一導電率コラムを形成する。この形は Cassie のアークモデルに使用されるなど、基礎的解析に広く用いられている。

(3) $0 < n < 1$ の場合 この範囲内にある n に対しては、(16)式の解を解析的に与えることは困難であり、解析には電子計算機を必要とする。 $n=0.229$ である SF₆ ガスに関しては後述する。

3. アークコラムの電流密度分布

アークコラムに関する重要な電気的特性として、電位の傾き-電流特性 ($E-I_a$ 曲線)、導電率ならびに電流密度の半径方向分布などがあげられる。このうち電位の傾きに関して、1気圧の SF₆ ガス中における $E-I_a$ 曲線を第1図に引用した。⁽⁵⁾ パラメータはアークの熱的半径 r_s (コラム内分布温度が常温に到達する半径) と中心温度 T_0 または中心導電率 σ_0 の2種である。 $E-I_a$ 曲線は極小点を有する V 形を示し、熱的半径が増せば特性曲線全体が同一の形で右下方に平行移動する。この特性曲線と導電率分布とを組み合わせれば、コラム内の電流密度分布が得られる。

〈3・1〉 導電率の半径方向分布 (12) 式を解くにあたり、境界条件としてコラム中心における導電率 σ を与え、かつそこでの導電率変化を零とし

$$x=0 \text{ にて } \sigma=\sigma_0, \quad d\sigma/dx=0 \dots\dots\dots (21)$$

第1図 SF₆ アークの電位の傾き⁽⁵⁾

Fig. 1. Voltage gradients in SF₆ arc columns at 1 ata.

第2図 導電率の径方向分布

Fig. 2. Radial distribution of electrical conductivity within the arc column.

と設定する。(12), (21)式から σ_0 をパラメータとして Runge-Kutta 法により電子計算機を使用して導電率の半径方向分布を求め、得られた結果を第2図に示す。横軸は $\lambda = rE$ で表わした。導電率分布曲線は、中心値 σ_0 から徐々に減少して $\sigma=0$ に至る。コラム周辺で導電率が零 (温度が 5,500°K) となる半径をコラムの導電半径 r_c (cm) とし、 λ 軸上の座標を $\lambda_c = r_c E$ とする。相互の比較を試みるため導電率を中心値に対する比で表わし、 λ を λ_c に対する比で示せば導電率の相対分布として第3図をうる。横軸の λ/λ_c は、(3') 式よりコラム中心からの距離 r と導電半径 r_c との比 r/r_c でもある。鎖線は (16) 式に (17) 式の境界条件を適用し、 $n=0.229$ で算定した大電流 SF₆ アークに対する導電率の極限分布形である。同図によれば、中心導電率 σ_0 が小さい領域 ($\sigma_0 < 10$ U/cm) では、中心から離れるにつれて導電率はほぼ直線的に減少している。 σ_0 が増すにつれてコラム中心付近における導電率の減少割合が低下し、 $\sigma_0=47$ U/cm におい

第3図 導電率の相対分布

Fig. 3. Relative distribution of electrical conductivity in SF₆ arc columns.

て最も円形に近い分布となる。さらに電流がふえ σ_0 が増すと、かなり外周まで中心付近の導電率が維持され、分布形は $\sigma_0=100$ V/cm に示すようなプラトー状を経て徐々に極限分布形に収束する。この場合、 $\sigma_0 > 2.5 \sigma_p$ (≈ 100 V/cm) の範囲では、導電率の相対分布は極限分布で近似可能である。 $(r < 0.8 r_c)$ において誤差は 10% 以下)

〈3・2〉 アークコラムの導電半径 導電半径 r_c は導電開始温度 $T_c=5,500^\circ\text{K}$ に対応する半径でもある。第2図より、中心導電率 σ_0 を与えれば対応する $\lambda_c=r_c E$ は一義的に定まるので、当該電位の傾き E が判明しておれば、その場合の導電半径 r_c は

$$r_c = \lambda_c / E \dots\dots\dots (22)$$

で求められる。具体的に器壁安定化アークを対象とすれば、熱的半径 r_s は器壁穴半径 R_w に等しく、第1図の電位の傾き特性において矢印で示したように、 σ_0 一定曲線と r_s 一定曲線との交点から、その条件に対応したアーク電流 I_a と電位の傾き E を知ることができる。この電位の傾きの値を (22) 式に代入して実際の導電半径 r_c が得られる。ここで $r_c E$ 、 $r_s E$ ともに σ_0 のみの関数であるから、⁽⁵⁾ 半径比 r_c/r_s も σ_0 のみの関数となる。したがって、 σ_0-r_c/r_s 特性は r_s の変化に影響されないガス固有の曲線となる。

第4図に1気圧のSF₆アークにおける前述の特性を実線で示した。 σ_0 が小さい領域 ($\sigma_0 < 10$ V/cm) では r_c は r_s の 10% 以下にしかすぎない。 σ_0 が増すにつれて r_c は r_s に近づき、半径比 r_c/r_s は第1図の電位の傾きが極小となる中心導電率 $\sigma_{0m}=34$ V/cm において、0.78、 $\sigma_0=60$ V/cm において 0.94 となり、 $\sigma_0 > 100$ V/cm においては r_c と r_s との差は 1% 以下となる。

具体例として、熱的直径 $2r_s=5$ mm に対して算

*印—熱的直径 $2r_s=5$ mm に対する値

第4図 SF₆ ガスアークの導電半径

Fig. 4. Conduction radius of SF₆ arc columns.

定した導電半径 r_c^* とアーク電流 I_a^* の目盛を第4図に併記した。また実測値との比較のため、穴径 5 mm の器壁安定化アークにおいて SI 5,700 Å のスペクトル測定から得られた発光半径 r_L^* ⁽³⁾ を破線で示した。 r_c^* はアークコラム内 5,500°K の半径を示すのに対し、 r_L^* は実測およそ 8,000°K の温度に相当し、⁽³⁾ 発光半径のほうが導電半径より高温部の半径を示す。アーク電流 I_a^* で考察すれば、10 A で $r_c=0.55 r_s$ 、20 A で $r_c=0.70 r_s$ と導電コラムは急激に膨張し、60 A 強で熱的半径の 90% を占有する。数十アンペア以下では r_c^* と r_L^* との差が明りょうに認められるが、100 A 以上になると両者はほとんど一致し、数千度以上の高温部が熱的半径いっぱいプラトー状に分布する。

〈3・3〉 電流密度分布 電流密度 j は電位の傾き E と導電率 σ に対して下記の関係にある。

$$j = \sigma E \dots\dots\dots (23)$$

したがって、導電率の半径方向分布にそれぞれの条件に該当する電位の傾きを第1図より求めて乗ずれば、電流密度の半径方向分布を知ることができる。第5図に熱的直径 $2r_s=5$ mm の各種 SF₆ アークにおける電流密度分布曲線を示す。電流密度が零となる半径が導電半径を示すが、100 A 以上ではほぼ一定に収束する。コラム中心の電流密度は 100 A アークにおいて約 850 A/cm²、300 A アークにおいて 2,170 A/cm² の値を示し、これらの数値はそれぞれの場合における平均電流密度 $\bar{j}=I_a/\pi r_c^2$ の 1.4~1.6 倍である。これに対し、30 A アークにおいては中心電流密度は約 390 A/cm² と低いが、平均値に対する比は約 2.6 倍となり、100 A 以上の場合に比べて相当大きい値を示す。このことより、大電流アークにおいては電流が比較的

第 5 図 5 mmφ アークにおける電流密度分布
Fig. 5. Radial distribution of current density in 5 mm-diameter arcs in SF₆ at 1 atm.

広い範囲にわたってコラム周辺部まで分散して流れているのに対し、小電流アークでは中心部に電流が集中し、コラム周辺部はほとんど電気伝導に寄与していないことがわかる。

〈3・4〉 アーク電力 熱的直径 $2r_s$ のアークに電流 I_a が流れている場合、単位長さのコラムに注入されるアーク電力 P_a (W/cm) は

$$P_a = EI_a \quad \dots\dots\dots (24)$$

で表わされる。ここでアーク電流 I_a (A) は

$$I_a = \int_0^{r_c} j(r) 2\pi r dr \quad \dots\dots\dots (25)$$

であるから、(3'), (23)~(25) 式より

$$P_a = \int_0^{\lambda_c} \sigma(\lambda) 2\pi \lambda d\lambda \quad \dots\dots\dots (26)$$

とも表わすことができる。また、発生した熱量は導電半径 r_c の円周上における毎秒あたりの通過放熱量に等しく、次の関係が成立する。

$$P_a = -2\pi r_c (\kappa dT/dr)_{r=r_c} \quad \dots\dots\dots (27)$$

したがって、アーク電力は第 5 図の電流密度分布または第 2 図の導電率分布を断面積について積分することにより算定できる。第 6 図にアーク電流に対する電力特性を、コラムの熱的直径 $2r_s$ をパラメータとして示した。熱的直径が一定の場合、電流の増加につれてアーク電力も増加し、3 kW/cm に達するまで増加割合は徐々に大きくなる。 $P_a \geq 3 \text{ kW/cm}$ の範囲においては特性曲線のこう配はほぼ一定となる。これは第 1 図において中心導電率 $\sigma_0 > 80 \text{ U/cm}$ の $E-I_a$ 曲線部分に対応しており、近似的に $P_a \propto I_a^{1.46}$ の関係にある。

次に、熱的半径がアーク電力に及ぼす影響を考察すれば、第 1 図から明らかなように半径を増せば電位の

第 6 図 アークコラム電力

Fig. 6. Dissipated arc power vs. arc current.

傾きが減少するため、電流一定ならばアーク電力が減少する。たとえば、アーク電流を 100 A に保ち器壁直径を 3 mm から 9 mm へと 3 倍に増加すれば、アーク電力は約 2,800 W/cm から 690 W/cm へとほぼ 1/4 に低下し、その変化割合は r_s の 1.28 乗に反比例している。アーク電流が 200 A 以上では、その変化割合はほぼ一定となり $P_a \propto r_s^{-1.46}$ で表わされる。このことは、電位の傾き E が r_s のほぼ 1.5 乗に反比例することに関連している。(第 1 図参照) 上述の関係に $2r_s = 5 \text{ mm}$, $I_a = 300 \text{ A}$ における計算値 $P_a = 6,500 \text{ W/cm}$ を代入すれば、 $P_a \geq 3 \text{ kW/cm}$ ($I_a/r_s \geq 700 \text{ A/cm}$) の範囲に対する近似式として

$$P_a = 0.208 (I_a/r_s)^{1.46} \quad \dots\dots\dots (28)$$

をうる。この式は熱的直径 5 mm の場合 170 A 以上のアークに適用できるが、10% の誤差まで許すならば 75 A 以上の範囲に適用可能である。

実測値としては Motschmann 氏により孔径 5 mm の器壁安定化アークに対して第 6 図の丸印が与えられている。⁽⁶⁾ 150 A アークについての計算値 2,440 W/cm に対し実測値は 2,580 W/cm で、差は 5% である。全体として計算値と実測値とは数パーセントの差で一致した。計算では熱伝導成分のみが対象とされているが、これに放射成分(注入電力の 4~5%)を考慮すれば、実測値との差はさらに減少する。

4. アークコラムの温度分布

〈4・1〉 コラム中心温度 導電率と温度との間には (4) 式の関係がなりたつので、中心温度 T_0 は

$$T = T_0 + \sigma/m_0 \quad \dots\dots\dots (29)$$

の右辺に σ_0 値を代入して、またそれに対応したアーク電流の値は第 1 図から求めることができる。これらを組合せ、コラム中心温度のアーク電流に対する変化

第 7 図 コラム中心温度

Fig. 7. Axial temperature of arc columns.

を熱的直径をパラメータとして第 7 図に示した。中心温度は電流が増すにつれて漸増し、熱的直径 7 mm の場合、100 A において 12,600°K、500 A において 20,700°K となる。100 A 以上のアークにおいては、中心温度 T_0 はアーク電流 I_a のおよそ 1/3 乗に比例して増加し、たとえば熱的直径 $2r_s = 5$ mm のアークに対する中心温度は次式で表わされる。

$$T_0 \approx 2.92 \times 10^3 I_a^{1/3} \quad (30)$$

次に熱的半径 r_s による中心温度への影響を考察すれば、 r_s が増すと逆に T_0 は減少し、その変化割合は 100 A 以上の範囲で r_s のほぼ 1/3 乗に反比例し、径が 2 倍になれば中心温度は 2 割近く減少する。

以上より、大電流領域での中心温度が近似的に I_a/r_s の 1/3 乗に比例するため、(28) 式より

$$T_0 \propto P_a^{0.22} \quad (31)$$

をうる。したがって、コラム中心温度は個々のアーク電流、熱的半径のいかんによらず、その場合のアーク電力のみで一義的に定まり、大電流アークでは P_a の 1/4~1/5 乗に比例して変化する。

SF₆ アークの中心温度に関する具体的な実測例は少ないが、直径 5 mm の 1 気圧安定化アークを対象として、Motschmann 氏は 100 A で 13,860°K の中心温度を測定している。(第 7 図の ○ 印)⁽⁶⁾ これに対し、筆者らの詳細な計算によれば、 $2r_s = 5$ mm の 100 A アークにおいて中心温度 13,850°K を得、実測値ときわめて良い一致をみた。また、50 および 70 A の実測値⁽³⁾⁽⁶⁾ に対しても計算値は 2~4% の差で一致し、Richards 氏による 20 および 30 A アークの実測値⁽⁷⁾ とも数パーセント以内の差におさまった。(第 7 図の □ 印)

〈4・2〉 コラム内温度の半径方向分布 コラム内における温度の半径方向分布は、導電半径 r_c より内

側のコラムに対しては、第 2 図から求めた導電率分布に (29) 式を適用して得られる。また、 $r > r_c$ であるコラム周辺の非導電領域に対しては、次のようにして温度分布を算定できる。

(1) 式で $\sigma = 0$ とおき、コラムの導電半径 r_c と熱的半径 r_s の設定条件を入れて解を求めれば

$$\frac{S(T)}{S(T_s)} = \frac{\log(r/r_s)}{\log(r_c/r_s)} \quad (32)$$

をうる。⁽⁵⁾ ただし、 $S(T) = \int_0^T \kappa dT$ は熱伝導関数を、

$S(T_s)$ は導電開始温度 T_s における $S(T)$ 値を示す。(32)式左辺は温度のみの関数であり、右辺は半径のみの関数である。半径比 r/r_s は、第 4 図に示したように中心導電率 σ_0 またはアーク電流で表わすことができるから、(32)式より第 8 図の周辺部温度算定ダイアグラムが得られる。半径 r の点における温度 T は矢印の経路をたどって求められる。第 8 図左側の曲線は Frie 氏の熱伝導率-温度特性理論値⁽¹⁰⁾ から作成したものであり、また右側にある直線のこう配は第 4 図の導電半径特性から導出した。直線のパラメータには熱的直径 $2r_s = 5$ mm のアーク電流値 I_a^* を用い、中心導電率を括弧内に併記した。

5,500°K 以上の高温部には第 2 図を、それ以下の低温部には第 8 図を用いて算出した各種アーク電流に対するコラム内温度分布を第 9 図に示した。横軸は半径比 r/r_s と $r_s = 2.5$ mm における具体的な半径 r^* の両方で表わした。図中の点 Q は導電開始温度 $T_s = 5,500$ °K の点を示し、各温度分布曲線の点 Q と中心軸とを結ぶ線分は導電半径 r_c を示す。3 A 程度の小電流アークにおいては、中心部に高温・高電流密度の弧心部が $0.4r_s$ 程度まで明らかに認められ、その周辺部にゆるやかな温度こう配を有する裾野が温度 2,000°K 前後で $0.9r_s$ まで広がった特徴のある温度分布を示す。この裾野は熱伝導率特性における 2,000

第 8 図 周辺部温度算定ダイアグラム

Fig. 8. Graphical estimation of peripheral temperature.

第 9 図 コラム内温度の半径方向分布

Fig. 9. Temperature distribution in SF₆ arc columns at 1 atm.

°K 付近の熱解離ピーク部分に対応している。しかし、アーク電流 100 A 以上のコラムにおいては、高温の弧心部分が外周すなわち器壁付近にまで広がり、コラム断面の大部分が 2,000°K 以上となるため、温度分布形の裾野部分はほとんど消滅する。この傾向を明確にはあくするため、コラム内温度の相対分布を第 10 図に示した。高温弧心部の広がり方を考察する目安として、温度が中心部の 90% に降下する半径に着目し、これを $r_{0.9T_0}$ と表わし第 4 図に併記した。小電流領域においてはアーク電流の増加による $r_{0.9T_0}$ の増加も大きい、大電流アークにおいては、 $I_a^* = 100 \rightarrow 500$ A の変化に対し $r_{0.9T_0} = 0.55 r_s \rightarrow 0.58 r_s$ で、弧心部の相対的膨張はほとんどなくなり、コラム内の相対的な温度分布はプラトー状の極限分布形 ($r_{0.9T_0} = 0.59 r_s$) に収束する。また (29) 式より温度比を求め、条件 $\sigma \gg \sigma_p (=m_\sigma T_\sigma)$ を適用すれば次式をうる。

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\sigma + \sigma_p}{\sigma_0 + \sigma_p} \approx \frac{\sigma}{\sigma_0} \quad (33)$$

第 10 図 コラム内温度の相対分布

Fig. 10. Relative distribution of temperature with respect to its axial value.

第 11 図 100 A アークの計算値と実測温度分布との比較

Fig. 11. Comparison of calculated and measured temperature distribution for 100 A arc.

したがって、大電流に対する極限分布形は温度比と導電率比とで同一となる。図によれば、 $\sigma_0 > 80$ U/cm ($\approx 2\sigma_p$) の範囲におけるコラム内温度の相対分布は、極限分布とほとんど違わず (16) 式で近似することが可能である。

次に、温度分布の計算値と実測値との比較を試みよう。一例として、第 11 図に直径 $2r_s = 5$ mm の 100 A アークにおける温度分布計算値を実線で示した。この場合のコラム中心温度は約 13,850°K であり、中心から 1 mm の所で約 700°K 降下する。2 mm の所ではさらに 3,000°K 降下し、分布温度はおおよそ 10,100°K となる。これに対し、Motschmann 氏が直径 5 mm の器壁安定化 100 A アークにおいてスペクトル線 F I, S I および S II の測定より実測温度分布を得ている。⁽⁶⁾ それらの値は最大 3% 以内の差で一致しているので、そのうち F I 6,240 Å による値を引用すれば第 11 図の破線となる。この実測値と筆者らの計算値との差は、ほとんどの点において 2~3% 以内に収まっており、両者の間に良い一致が確認された。

〈4.3〉 アーク半径と温度分布 以上の結果を使用して、コラム内温度分布に及ぼす熱的半径の影響を考察する。一般的に言えば、コラム中心温度 T_0 も、コラム内相対温度分布 ($T/T_0 - r/r_s$ 曲線) も、ともに中心導電率 σ_0 の一価関数である。しかるに、 σ_0 は電流/半径比 I_a/r_s と一意の関係にあるため、比 I_a/r_s の値が変わらない限り、すなわち r_s の変化に I_a を比例させて変える限り、半径比 r/r_s に対する温度分布 $T(r/r_s)$ は不変である。第 9 図では熱的半径が一定でアーク電流を変化させたが、ここではアーク電流

第 12 図 100 A アーク温度分布の半径による影響
Fig. 12. Dependence of temperature distribution on different arc radius for 100 A arcs.

を一定に保ち、熱的半径を変化させた場合を論じる。いま 100 A アークを例にとり、熱的直径 $2r_s$ を 5 mm から 9 mm に上げた場合を検討すれば、中心温度 T_0 は第 7 図に従い 13,850°K から 11,870°K に、また中心導電率は 60 V/cm から 45.6 V/cm に減少し、対応する温度分布形は第 10 図の D から C と D のほぼ中間に移行する。得られた結果を第 12 図に示した。この場合、コラム断面積が 3.2 倍に増加するにもかかわらず、中心温度は 14% ほど降下するにすぎず、その変化は比較的少ない。この傾向は小電流アークほど顕著である。また、電位の傾きが熱的半径の 3/2 乗に反比例して減少するため、アーク電力は大幅に低下する。熱的半径が増す場合、SF₆ アークの温度分布形には 2,000°K 付近の裾野部分が小電流アークほど、より明りょうに現われてくる。

5. むすび

1 気圧の SF₆ ガス中に点弧する安定化アークに関して、最高温度 20,000°K、最大電流 1,000 A の範囲内で、アークコラム断面における導電率、電流密度および温度の半径方向分布ならびにアーク電力特性などを、エネルギー平衡式から数値計算により算出した。エネルギー損失としては熱伝導のみを考慮したが、計算値は器壁安定化アークにおける実測値と良い一致を示した。主な結果を下記に示す。

(1) コラム内温度および導電率分布に関して、一般の気体アークに適用可能な極限分布特性式を導出し、SF₆ ガスの場合、200~300 A 以上のアークにおいてじゅうぶん近似使用できることを確認した。

(2) 導電率の半径方向分布は、電流が増すにつれて直線的減少からプラトー状に移行し、最終的には極限分布形に収束する。

(3) コラムの導電半径は電流の増加とともに急激

に広がり、器壁穴径が 5 mm の場合、60 A 強で穴径の 90% が導電性を持つに至る。

(4) 中心電流密度は熱的直径 5 mm の場合、100 A アークにおいて約 850 A/cm² で平均電流密度の 1.6 倍を示す。小電流アークになるほどその倍率は高まり、電流は中心部に集中して流れる。

(5) 大電流アークにおけるコラム電力は、近似的にアーク電流の 1.46 乗に正比例し、熱的半径の 1.46 乗に反比例して変化する。

(6) 中心温度はアーク電力または電流/熱的半径比の関数であり、100 A 以上のアークにおいては前者の 1/4~1/5 乗または後者の約 1/3 乗に比例し、半径が 2 倍になると中心温度は 2 割近く減少する。

(7) コラム内温度分布に関しては、数アンペア以下のアークにおいては高温弧心部の周辺に熱解離現象に対応したこう配のゆるやかな裾野部分が現われるが、大電流領域では弧心部が器壁付近までも占めるに至り、裾野部分はほとんど消滅する。

SF₆ アークの熱的および電気的特性に関する以上の結果は、電位の傾き特性とともに、さらに高気圧および超大電流領域におけるアーク特性解明の基礎となるものであり、周囲気体の高温度における輸送特性を表現する 4 個の特性値を選定することにより、広く一般の気体アークにも拡張可能である。

最後に、本研究に関して常に有意義かつ建設的な意見と検討を寄せられた名古屋大学工学部電気工学教室大沼静三、水野 保の両氏ならびに大学院学生 K. Jayaram、榊原建樹の両君に深く感謝する。

(昭和 45 年 11 月 25 日受付、同 47 年 2 月 1 日再受付)

文 献

- (1) P. Swarbrick: Proc. Instn. Elect. Engrs **114**, 657 (1967)
- (2) P. H. Richards, C. F. Gozsa & J. G. Steel: 8th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases p. 235 (1967) Vienna
- (3) H. Motschmann: Z. Physik. **191**, 10 (1966)
- (4) Y. Kito, T. Inaba & I. Miyachi: Int. Conf. on Gas Discharges p. 324 (1970) London
- (5) 稲葉・鬼頭・宮地: 電気学会論文誌 **92-A**, 179 (昭 47-4)
- (6) H. Motschmann: Z. Physik. **214**, 42 (1968)
- (7) P. H. Richards: 9th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases p. 299 (1969) Bucharest
- (8) 伊藤・宮本・鎌谷: 三菱電機技報 **39**, 947 (昭 40)
- (9) H. Motschmann: Z. Physik **205**, 235 (1967)
- (10) W. Frie: Z. Physik **201**, 269 (1967)
- (11) P. Swarbrick: Brit. J. Appl. Phys. **18**, 419 (1967)
- (12) H. Maecker: Z. Physik **157**, 1 (1959)
- (13) 稲葉・鬼頭・宮地: 電気学会論文誌 **B** 掲載決定