高圧高温アルゴンアークの放射輝度の解析

正員 池田 弘一 (電力中央研究所)

正員 天川 正士 (電力中央研究所)

正員 渋谷 正豊 (超電導発電関連機器・材料技術研究組合)

Analysis of Argon Arc Radiance under High Pressure and High Temperature
Kouichi Ikeda, Member, Tadashi Amakawa, Member(CRIEPI), Masatoyo Shibuya, Member(Super-GM)

As density and temperature of an arc rise, the radiance increases and self-absorption becomes significant. So we have made a radiance simulation program and estimated spectral radiance as a function of an arc radius, radial temperature profile and pressure for high intensity discharge applications.

The cylindrical argon arc is assumed to be at constant pressure and in a local thermodynamic equilibrium. The equilibrium composition at certain pressure is determined by the Saha equations. The corresponding partition functions are calculated based on the known energy levels. The local emission at wavelengths from 200 to 2,000nm includes both the line emission and the continuum emission. The net radiance is calculated over the temperature range 10,000 to 30,000K and the pressure range 0.1 to 10 MPa.

The net radiance from the argon arc is evaluated as the difference between the local volumetric emission and the self-absorption within the elemental control volume. The radiance rises suddenly up to the temperature, at which argon atoms almost fully ionized, then changes little by little to the temperature investigated. Consequently, in isothermal and optically thick plasma, the maximal radiance exists at the temperature when the gas fully single-ionizes, and the maximum value shifts toward higher temperature when pressure increases.

キーワード：放射輝度，吸収，アーク，シミュレーション

1. はじめに

アークランプは高輝度であるため、大規模照明はもとより、急速な加熱源として半導体分野や、光化学反応に応用した繊維の合成などに幅広く利用されている⁽¹⁾⁽²⁾。今後は、コスト低減を目指したランプの高効率化および強力な紫外線を必要とする分野での需要などもあり、アークランプはより高輝度化が志向されると予想される。さらにランプ出力を大きくできれば、レーザーで達成困難であった大面積一括表面処理加工に威力を発揮するものと期待され、高輝度ランプの開発、実用化が望まれている。

大気圧以上の圧力で数千度以上の温度のアークは、その温度や圧力が高くなるほど、輝度が高くなる。この場合、アークの内部において放射光が吸収されるという現象が顕著になる。このようなアークの分光分布は、吸収が無視できる場合とは大きく異なってくる。したがって、高輝度ランプの設計・性能の最適化を図るには、ランプの分光放射

輝度シミュレーションの高度化が必要である。

アークの成分、圧力、および温度の空間分布を与えたときの放射輝度の計算結果はいくつか報告されている。吸収が無視できないときのシミュレーションは計算量が膨大となるため、これまで実験結果をもとにした基礎方程式や放射機構の簡略化を行い、実施されている⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾。この場合、計算条件の波長、圧力、温度等も限定される。高圧高温になるほど実験も困難となり、精度のよいシミュレーションは限定された範囲に限られる。また、計算を簡易にするために一次元でのシミュレーションが行われている⁽⁶⁾。本来はアーク内部のすべての放射ベクトルを考慮する必要がある、高圧ナトリウムランプを対象とした計算では⁽⁷⁾、すべての放射ベクトルを考慮しているものの、ナトリウムランプに固有の放射機構しか配慮されていない。

そこで本論文は、軸方向に均一な円柱状アークの放射ベクトルを考慮し、熱平衡とみなせる圧力・温度領域において可能な限り広範囲の放射機構を加味した分光放射輝度計算

プログラムを作成し、高圧高温アルゴンアークに関してその放射輝度に及ぼす径方向温度分布や圧力の影響を報告する。

2. 分光放射輝度の計算方法

〈2.1〉放射の伝達式 アーク表面から出る分光放射輝度を計算する際、アークの状態は次の条件を満たすものとする。

- ・局所熱平衡が成立する
- ・表面は完全拡散面である。
- ・十分に長い円柱体で、端の影響が表れない
- ・軸方向の温度分布は一様である
- ・正味の放射発生量は、単位時間あたりの放射の発生量からアーク内部での吸収量を差し引いた値に等しい

ここで広いパラメータ領域の計算に対応できるようにするには、最後の吸収を加味する条件が必須となる。

今、任意の点Pで発生した周波数 ν の放射エネルギーが ω 方向の微小厚さ ds の媒質層を通過するとき、放射輝度 L (点Pにおける放射の射出方向に垂直な単位断面積、単位立体角、単位時間あたりの放射エネルギー)は次式で与えられる⁽⁸⁾。

$$\frac{d}{ds} L(P, \omega) = \epsilon_\nu(P) - K_\nu(P) \cdot L(P, \omega) \quad (1)$$

$$\epsilon_\nu(P) = K_\nu(P) B_\nu(T) \quad (2)$$

$$K_\nu(P) = K_\nu^0(P) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (3)$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4)$$

ここで ϵ_ν は放射係数(単位体積からの単位立体角、単位時間あたりの放射エネルギー発生量)を、 K_ν は真の吸収係数 K_ν^0 から誘導放射の効果を差し引いた実質吸収係数(単位長あたりの減衰係数)を、 B_ν はプランクの熱放射理論による黒体の放射輝度をそれぞれ表す。また、 c は光速を、 h はプランク定数を、 k はボルツマン定数を、 T は温度をそれぞれ表す。

次にPとQはアーク内部の任意の点で、 ω は $Q \rightarrow P$ の向きと再設定する。 $S' = 0$ は点Pを、 PQ は点Pから点Qまでの光路長とすると、(1)を積分した式が得られる。

$$L_\nu(P, \omega) = \int_0^{\tau_\nu} K_\nu(S') B_\nu(S') e^{-\int_0^{S'} K_\nu(S'') dS''} dS' \quad (5)$$

これを図1の円柱状アークに拡張すると、P点の径方向の放射輝度は以下ようになる。

$$L_\nu(P, \vec{r}) = -4 \int_{\nu=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} K_\nu(S') B_\nu(S') e^{-\int_0^{S'} K_\nu(S'') dS''} \sin^2 \theta \cos \phi d\theta d\phi d\nu \quad (6)$$

図1のベクトル k はアークの軸方向、 i, j は軸方向に直角な面を形成するベクトルを表す。ここでPとQはアーク表面上の点とする。また、積分は ν は $0 \sim \infty$ 、 ϕ は $0 \sim \pi$ 、 θ は $0 \sim \pi/2$ 、 S' は点Pから点Qまでである。 θ の積分を簡単にするために関数 $Gn(X)$ を導入すると次式になる⁽⁹⁾。

図1 放射輝度計算モデル

Fig.1. The model for radiance calculation.

$$Gn(X) = \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \cdot e^{-\frac{X}{\sin \theta}} d\theta \quad (7)$$

$$\begin{aligned} L_\nu(P, \vec{r}) &= -4 \int_{\nu=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} K_\nu(S) B_\nu(S) \times G_1 \left(\int_0^{S'} K_\nu(S'') dS'' \right) \cos \phi d\theta d\phi d\nu \\ &= -4 \int_{\nu=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} K_\nu(S) B_\nu(S) \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \times e^{-\int_0^{S'} K_\nu(S'') dS''} d\theta \cos \phi d\phi d\nu \end{aligned} \quad (8)$$

S は S' の $i-j$ 面への投影長である。これにより、3次元空間の積分は、ランプ軸に垂直な $i-j$ 面だけを考慮する2次元の積分に置き換えられる。したがって、各周波数の吸収係数がわかると、放射輝度が求められる。

〈2.2〉真の吸収係数 熱平衡状態では、アークを構成する粒子の速度はMaxwell-Boltzmannの速度分布則に従い、各種の粒子のエネルギー状態はBoltzmann分布則で表せる⁽⁸⁾。

$$\frac{N_i^i}{N_i} = \frac{g_i^i}{Z_i} e^{-\frac{E_i^i}{kT}} \quad (9)$$

$$Z_i = \sum_{i=1} g_i^i e^{-\frac{E_i^i}{kT}} \quad (10)$$

N_k^i, E_k^i および g_k^i はそれぞれ i 価の準位 k の原子やイオンの粒子密度エネルギーおよび統計重率で N_i および Z_i は i 価の原子やイオンの粒子密度および分配関数を表す。

計算対象のスペクトルはこれまでも様々な解釈がとられているが、ここでは線スペクトルとして原子およびイオンを、連続スペクトルとしてイオンと電子の再結合に起因する再結合放射および電子の加速度運動に起因する制動放射を検討した。さらに、これらの中でも式の記述に諸説あるため、粒子一つ一つのエネルギーに着目して、実験から得られた経験値への依存性を極力排除する方針で計算した。採用した各スペクトル毎の真の吸収係数を以下に示す。

①線スペクトル

今回計算するアルゴンアークの温度や圧力の範囲では、各種の線幅のうち、自然幅やドップラー幅は圧力幅よりずっと小さいとみなせる。また、シュタルク幅を求めるために必要なデータが十分なかったため、ここでは圧力幅だけを考慮した。ただし、後述するように大部分の温度範囲が再結合放射が線スペクトル放射に比べて1桁以上大きいため、シュタルク幅を計算に含めなかったことが、全放射輝

度の計算結果に及ぼす影響は小さい。また、全放射輝度に寄与する線スペクトル放射の影響が無視できない10,000 K以下の温度域では、電離度が1%未満とイオンがほとんどないことから、シュタルク幅の寄与は小さい。

$$K_{\nu b}^i = \frac{h\nu}{c} B_{mk}^i N_i^i \Phi(\nu) \quad (11)$$

$$B_{mk}^i = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \frac{g_m^i}{g_k^i} A_{km}^i \quad (12)$$

$$\Phi(\nu) = \frac{2}{\pi \Delta \nu} \frac{1}{1 + \left[\frac{2(\nu - \nu_0)^2}{\Delta \nu} \right]^2} \quad (13)$$

$$\Delta \nu = \frac{3c^3}{16\pi^3 \nu^3} \sqrt{\frac{g_m^i}{g_k^i} A_{km}^i N_i} \quad (14)$$

ここで、 $K_{\nu b}^i$ は*i*価の原子やイオンにおける周波数 ν の線スペクトルの真の吸収係数で、 B_{mk}^i および A_{km}^i はそれぞれ*i*価の原子やイオンにおける吸収の遷移確率($k \rightarrow m$)および遷移確率($m \rightarrow k$)である(ただし、上準位*m*、下準位*k*)(⁸)。Φはスペクトル線の形で、同種の粒子との衝突による圧力幅である(¹⁰)。ν₀は線スペクトルの共鳴周波数を、Δνは線スペクトルの半値全幅を表す。

②連続スペクトル

制動放射の成分は下記の式を採用した(⁸)。

$$K_{\nu}^i = \frac{32\pi^2 e^6}{3\sqrt{3} c^3 (2\pi m_e)^{3/2}} \frac{Q^2}{(4\pi \epsilon_0)^3} \frac{N_e N_{i+1} e^2 g_{\nu}^i}{2h\nu^3 \sqrt{kT}} \quad (15)$$

ここで、 K_{ν}^i は*i*価の原子やイオンにおける周波数 ν の制動放射の真の吸収係数、*e*は素電荷、*Q*は補正を施したイオン荷電数、 N_e は電子密度、 g_{ν}^i は*i*価の原子やイオンにおける周波数 ν の制動放射のガウント因子、 m_e は電子の質量、 ϵ_0 は真空の誘電率をそれぞれ表す。

また、再結合放射の成分は光電離断面積の概念を導入した以下の式を採用した(¹¹)。

$$K_{\nu}^i = \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} \frac{Q^4}{(4\pi \epsilon_0)^4} \frac{N_e N_{i+1}}{Z_{i+1}} \sum_{m=1}^{\infty} (2J_m^i + 1) \sigma_{\nu}^i(m) e^{\frac{E_{\infty}^i - \Delta E - E_k^i}{kT}} \quad (16)$$

K_{ν}^i は*i*価の原子やイオンにおける周波数 ν の再結合放射の真の吸収係数、 J_k^i は*i*価の原子やイオンにおける準位*k*の角運動量量子数、 E_{∞}^i は*i*価の原子やイオンにおける電離エネルギー(但し $E_{\infty}^i - \Delta E - E_k^i > h\nu$)である。イオン化ポテンシャルの実効的な低下Δ*E*は、次式を採用した(¹²)。

$$\Delta E = \frac{qe^2}{4\pi \epsilon_0 \chi} \quad (17)$$

$$\chi = \max(\lambda_D, r_s) \quad (18)$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{\sum_i N_i e^2 (q + q^2)}} \quad (19)$$

$$r_s = \sqrt{\frac{3}{4\pi \sum_i N_i}} \quad (20)$$

*q*はイオン荷電数、λ_Dはデバイ長、*r_s*は平均イオン間距離を表す。また、光電離断面積は水素様原子近似で表せるとして、*i*価の主量子数*n*、準位*k*の水素1個に対する光子の光電離断面積σ_{*n**k*}^{*i*}を以下のように表した(¹³)。

$$\sigma_{nk}^i(\nu) = \frac{64\pi^4 q^4 m_e^{10} g_{\nu}^i}{3\sqrt{3} c h^6 n_k^5 \nu^3} \quad (21)$$

ここで、 g_{ν}^i は*i*価の周波数 ν の再結合放射のガウント因子、 n_k^i は*i*価の準位*k*の主量子数を表す。

<2.3> 計算条件と計算手順 大気圧以上のアルゴンアークを対象とし、その構成粒子をアルゴン(原子、1価イオン、2価イオン)および電子とした。圧力、温度、および波長の範囲はそれぞれ0.1~10 MPa、10,000~30,000 K、200~2,000 nmとした。計算手順を計算条件の設定理由とともに以下に、図2に計算フローを示す。

①プラズマの構成粒子の物性値を準備する

エネルギー準位(¹⁴)とそれに対応する量子数(¹⁴)および遷移確率(¹⁵)は文献から引用した。

②アークの特性を仮定する

今回はアーク径、圧力、および径方向の温度分布を以下の条件に設定した。

・アーク半径 *R* [cm]: 0.5~1.0

・圧力 *P* [MPa]: 0.1~10

・径方向温度分布 *T*(*r*):

1) 温度分布一定: *T*(*r*) = *T*_{max}

2) 放物線温度分布: $T(r) = T_{\max} \left\{ 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\} + T_1$ (0 ≤ *r* ≤ *R*)

但し *T*_{max}は中心軸の温度、*T*₁はアーク外周の温度である。

1)は光学的に厚い場合、2)は光学的に薄い場合(中心軸近傍で高く周辺部で急激に低下する)でのそれぞれの代表的な温度分布とした(⁸)。なお、実際のアークは、上述の2つのケースの間に存在するものと考えられる。

③粒子組成を計算する

5,000~30,000 Kでの構成粒子の数密度と分配関数を各圧力毎に計算した(¹⁶)。

④アークの任意位置の微小体積からの放射輝度を計算する

波長範囲は200~2,000 nmとした。これは、200 nm未満の紫外光は真空雰囲気以外の環境では極端に減衰するので、特殊な用途にしか利用されないためである。また、2,000 nmを超える遠赤外線のエネルギーは小さく、黒体の放射輝度に占める遠赤外線の割合も、今回の計算温度域では1割にも満たないからである。連続スペクトルの波長刻み幅は25 nmとして計算した。対象温度範囲から有効イオン荷電数は1とし、ガウント因子は水素のそれに等しいとした。なお、このパラメータは制動放射に影響を与えるが、制動

放射は再結合放射に比べて1桁ほど小さいことが今回の計算から得られている。

⑤微小体積からの放射光が途中で吸収されて、表面に到達したときの分光放射輝度を求める。

点Pと点Qを通る直線（アーク内部の光路長）は、20に等分割した。

⑥アーク柱全体にわたって分光放射輝度を求める

点Qの位置を円周方向および軸方向に $\pi/18$ ずつ変えた。計算結果は各圧力毎の垂直分光放射輝度として求める。

図2 放射輝度計算フロー

Fig.2. Flow chart of the radiance calculation.

3. 計算の結果と考察

<3.1> 放射係数 まず、前述の方法で求めた計算値を公表されている計算値および実験値と比較した。図3の縦軸は、大気圧下のアルゴンの放射係数を立体角について積分した放射エネルギー密度である⁽¹⁷⁾。放射エネルギー密度はアルゴンの物性値の一つなので、異なる条件で行った実験結果等でも比較できる。

本計算プログラムの計算結果は、図3に示した結果とよく一致しており、計算結果は妥当性があるものと判断した。

Krey & Morris: 器壁安定化アーク(50A), ディスク内径 2mm
 Evans & Tankin: フリーバーニングアーク(400A), 長さ 6mm
 Emmons: 器壁安定化アーク(20~450A), ディスク内径 8~40mm

図3 放射エネルギー密度の比較(大気圧)

Fig.3. Comparison of radiant energy density at 0.1MPa.

<3.2> 光の吸収の影響 図4に径方向に温度が一定のアークの放射輝度の温度依存性を、圧力をパラメータとして示す。

圧力と温度が同じ条件では、光学的に薄いときみなして吸収を無視した場合（破線）がそれを考慮した場合（実線）に比べて放射輝度を過大に評価していることがわかる。これは吸収を無視した場合の放射輝度がアーク各部から放出された光の積分値となるのに対して、光学的に厚いとみなせる高压高温プラズマの放射輝度が大部分をアーク表面から出る光で占められる値となったためである。10,000 K程度では吸収を無視して差し支えないが、それより高温になると吸収を考慮する必要がある。特に30,000 K前後の放射輝度を比べると、アークの光の吸収を考慮しない場合は、考慮する場合の約10倍も過大評価することがわかる。

図4 アルゴンアークの放射輝度

Fig.4. Radiance of the argon arc.

<3.3> 放射輝度の温度依存性 図5は図4での圧力1MPaの放射輝度の各成分を示したものである。図6はこのときの粒子組成である。

10,000 K前後の温度では放射輝度が小さい。これは電離度が低く、励起原子も少ないためで、主な放射は原子の線スペクトルといえる。

1価のイオンが最大となる20,000 K前後の温度では、放射輝度が極大を迎える。これは、再結合の頻度が最も高くなるためと考えられる。しかも、イオンと電子が再結合すると大量のエネルギーを放出するので、非常に強い再結合放射成分が放射輝度に反映されているといえる。原子の線スペクトルは、中性原子の数の減少とともに減少していく。

1価のイオンが2価に電離する30,000 K前後の温度では放射輝度がやや減少に転じる。このとき、再結合放射も制動放射も同様の傾向を示している。これは、圧力一定としたことで高温ほど全粒子数密度が減少する影響が出たためと考えられる。その他に、電離による1価のイオンの減少

も反映されていると思われる。しかし、1価のイオンが励起され2価のイオンが生じてくるため、イオンの線スペクトル放射が次第に大きくなってきている。

以上より図4にも現れているが、図5から放射輝度は温度に対して極大をもち、その成分として再結合放射が支配的であることがわかる。

図5 アルゴンアークの放射成分
Fig.5. Radiance component of the argon arc.

図6 アルゴンの粒子組成⁽¹⁸⁾
Fig.6. Temperature dependence of the composition of an argon plasma.

<3.4> 径方向の温度分布があるときの放射輝度 図7は3種類の圧力(0.1, 1, 10MPa)について、アーク径方向の温度が一定の場合(実線)と径方向の温度分布が放物線分布の場合(破線)の垂直放射輝度をそれぞれ示したものである。破線はアーク表面が5,000Kで、アーク中心軸温度が10,000~30,000Kの放物線分布をとるものとした。図の横軸の温度はアーク中心軸の温度で示した。

図から、径方向温度が放物線分布の放射輝度は、温度に対して単調に増加していき、温度に対する極大値が見られないこと、また、径方向温度が一定の場合に比べて放射輝

度が低いことがわかる。後者の理由は、高温がアーク中心軸近傍に限定されて、アーク内部に占める輝度の高い部分が小さいためと考えられる。但し、0.1MPaのときの放物線分布の放射輝度が28,000K以上で大きくなったのは、輝度の高い温度域がアーク内部に存在するためといえる。

図7 放射輝度と中心軸温度の関係(アーク直径:2cm φ)
Fig.7. Relation between radiance and temperature.
(the arc diameter:2cm φ)

<3.5> 放射輝度の圧力依存性 アークの径方向に温度が一定の場合、図5に示したように放射輝度は温度に対して極大を持つ。圧力を上昇させた場合、この極大が現れる温度は高温側に移動する。これは、1価のアルゴンイオンが極大となる温度に対応しており、圧力が増すと電離平衡が原子を生成する(圧力を減少させる)方向へ移動するためである。

次に、図8は4種類のアーク(中心)温度(10,000, 15,000, 20,000, 30,000K)での垂直放射輝度の圧力依存性をみたものである。アーク径は1cmで、実線は径方向の温度が一定の場合、破線は径方向の温度が放物線分布でアーク表面が5,000Kの場合をそれぞれ表しており、アーク中心軸温度が10,000~30,000Kでの放射輝度を検討した。

10,000 Kの放射輝度は圧力の1.0~1.1乗に比例して増加し

図8 放射輝度と圧力(アーク直径:1cm φ)
Fig.8. Relation between radiance and pressure.
(the arc diameter: 1cm φ)

ている。このときは原子線スペクトル放射が支配的であり、それに寄与する粒子数が圧力にほぼ比例することから妥当といえる。また、30,000 Kの放射輝度は圧力の約1.8乗に比例している。このときは連続スペクトルが支配的であり、イオンおよび電子のそれぞれの粒子数が圧力にほぼ比例することから圧力の2乗に近い値が得られたと思われる。図8の各線の傾きは、高温になるほど、また同じ温度では圧力が低いほど大きくなっている。これは放射輝度の極大が高圧ほど高温側に移動する様子が現れたためであり、傾きが小さいときは原子の線スペクトルが支配的であり、傾きが大きいたまは連続スペクトルが支配的であることに対応していると考えられる。

4. あとがき

熱平衡状態が成立するアークにおいて、幅広い温度域や圧力域で計算できる分光放射輝度計算プログラムを作成し、高圧高温アルゴンアークを対象としたときのアーク径、圧力、および温度の空間分布の依存性を考察した。今回の計算条件では、アークの光の吸収を考慮しない場合の放射輝度は、考慮する場合と比べて最大で約10倍も過大評価することが示された。また、放射輝度は再結合放射が支配的で、温度に対して極大が現れることが示された。

今回開発したシミュレーションを利用することで、アークランプの設計運用以外にも、高圧高温の大電流アークの診断に有効と考えられる。今後はエネルギー保存則等を組み込んだ温度分布の計算を追加することで、計算の精度向上が見込まれる。

最後に、本研究を行うにあたり、中央大学 稲葉次紀教授、名古屋大学 松村年郎教授並びに横水康伸博士に貴重なご意見を頂いた。ここに記し謝意を表します。

(平成11年05月18日受付、平成11年10月18日再受付)

文 献

- (1) Jeffrey C. Gelpey, Paul O. Stump : Advantages of rapid optical annealing, Can. J. Phys., Vol.63, P881-885 (1985)
- (2) 荒木, 佐々木, 米沢 : 大電力高圧ナトリウムランプの開発, 照明学会誌, Vol.77, No.2, P76-81 (1993)
- (3) U.H. Bauder : Properties of High Pressure Arc Plasmas, J. Appl. Phys., Vol.9, No.2, P107 (1976)
- (4) J.J. Lowke : Radiative Energy Transfer in Circuit Breaker Arcs, Brown Boveri Symp Curr Interruption High Voltage Networks, P299-327 (1978)
- (5) A. Gleizes, J.J. Gonzales, B. Liani, B. Rahmani : Calculation of Net Emission Coefficient in Ar-Cu and SF₆-Cu Thermal Plasmas, Journal de Physique, Vol.51, No.C5 Suppl 18, P213-220 (1990)
- (6) 奥田, 植田, 村井 : 分光測定によるしゃ断現象解析技術, 三菱電機技報 Vol.53, No.11, P777-780 (1979)
- (7) 石神 : エネルギーバランス式に基づいた高圧ナトリウムアークの特性モデルの研究, 照明学会誌, 79-11, P628-638 (1995)
- (8) 山根 : 放射損失が支配的なアークの特性, 電気学会雑誌, Vol.4, No.8, P705-712 (1974)
- (9) Charles H. Church, Richard G. Schlecht, Irving Liberman, Bruce W. Swanson : Studies of Highly Radiative Plasma Using the Wall-Stabilized Pulsed Arc Discharge, AIAA Journal Vol.4, No.11, P1950 (1966)
- (10) 山下 : スペクトル線反転法によるMHD衝撃波プラズマの温度測定, P20, 機械試験所報 Vol.23, No.1 (1969)
- (11) A. Essoltani, P. Proulx, M. I. Boulos, A. Gleizes : Effect of the Presence of Iron Vapors on the Volumetric Emission of Ar/Fe and Ar/Fe/H₂ Plasmas, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol.14, No.3, P305 (1994)
- (12) 横山 : プラズマ理工学—大電流プラズマ現象とその応用—, P78, 日刊工業新聞社 (1988)
- (13) 小沼, 坂手, 高田 : プラズマの連続スペクトル放射の理論, P122, 分光研究 Vol.19, No.3 (1970)
- (14) C.E. Moore : Atomic Energy Levels I (1949), II (1952), NBS
- (15) W.L. Wiese, et al. : Atomic Transition Probabilities Vol.2, NSRDS-NBS22, U.S. (1969)
- (16) 天川, 足立, 渋谷, 稲葉 : 鉄蒸気の混入したアルゴンの輸送特性, 電気学会論文誌A, Vol.113-A, No.4 (1993)
- (17) M. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender : Thermal Plasmas Fundamentals and Applications Vol.1, P367-369, PLENUM, USA (1994)

池田 弘一 (正員) 1966年10月26日生まれ。91年3月東京工業大学総合理工学研究科エネルギー科学専攻修士課程修了。同年4月(財)電力中央研究所入所。以来、大電流アーク放電およびアーク光の応用技術に関する研究に従事。プラズマ・核融合学会会員。

天川 正士 (正員) 1960年1月9日生まれ。84年3月早稲田大学理工学部電気工学科修士課程修了。99年3月同後期博士課程修了。84年4月(財)電力中央研究所入所。以来、廃棄物の溶融処理等のアークプラズマの応用技術に関する研究に従事。95年電気学会論文賞受賞。原子力学会、廃棄物学会会員。

渋谷 正豊 (正員) 1945年6月26日生まれ。68年関東学院大学工学部二部電気工学科卒業。64年4月(財)超高压電力研究所入所。77年(財)電力中央研究所入所。83～84年名古屋大学工学部受託研究員。97年～超電導発電関連機器・材料技術研究組合。主として、電力機器における大電流アーク現象、アークプラズマ応用技術、有害物処理および超電導機器・材料に関する研究に従事。95年電気学会論文賞受賞。廃棄物学会会員。