タングステン蒸気混入高温空気の吸収を考慮した放射パワー密度

正員 岩尾 徹* 学生員 井上 順恵**
 正員 山口 慶高*** 学生員 水野 仁一**
 正員 稲葉 次紀****

Radiant Power Density under consideration of Absorption emitted from High Temperature Air mixed with Tungsten Vapor

Toru Iwao*, Member, Yukie Inoue**, Student Member, Yoshitaka Yamaguchi***, Member, Jinichi Mizuno**, Student Member, Tsuginori Inaba****, Member

When a reduction of the waste and dissolution of the iron are carried out by using a high temperature medium, the radiant power emitted from it should be suppressed. On the contrary, it is useful for lighting and treatment of hazardous waste because it has a highly intense radiant energy. In this paper, we tried to calculate the number density and radiant power density under consideration of absorptive length emitted from atmospheric high temperature air mixed with tungsten vapor to know the basic theory about the effect of absorptive length for the development of the plasma treatment by using radiant power. The mixture ratio of $W:N_2:O_2$ is considered as 0, 2.5, 5%:80, 78, 76%:20, 19.5, 19%. The W is dominant in the radiant power density from 6,000 K to 10,000 K, which is calculated under consideration of absorptive length, $L=0\sim 1m$. There is little absorption in this temperature range at the radiant power from W. The W is still dominant in the radiant power density even if under consideration with absorption.

キーワード：高温空気，放射パワー密度，吸収，タングステン，線スペクトル

Keywords: High temperature air, radiant power density, absorption, tungsten, line spectrum

1. はじめに

焼却飛灰の減容や熔融鉄の精密保温を行う時には，超高温性を持つアーク放電が用いられているが，アーク放電が発生した場合，超高温のために必ず放射パワーが発生する⁽¹⁾⁽²⁾。この放射パワーは，超高温加熱の特徴を利用する場合は，大

量の放射損失によって加熱効率の低下を招き⁽³⁾⁻⁽⁵⁾，また，炉壁を損傷するため，有害な利用価値が無い損失として扱っているのが現状である。しかし，この放射パワーは，その高輝度性を利用した大規模照明への応用や，燃焼を伴わないクリーンな加熱源として有害廃棄物処理や表面処理・改質などに利用することも可能である。このように放射パワーを活用することは，アーク放電を工業的に利用する上で，大変に重要なことである⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾。具体的には，新金属高融点材料の生成，紫外線を利用した有害廃棄物の処理⁽⁹⁾，超高温性と高輝度性を融合した高効率の熔融及び廃棄物処理装置⁽⁷⁾の開発，災害現場，海中農園，景観照明などで活躍する大規模照明などが考えられる。しかし，このようなアーク放電は，高温気体の一つであり，例えば 10,000 K 以上のアルゴンでは，吸収による放射パワーの低下が無視できなくなる⁽¹⁰⁾。したがって，吸収を考慮した放射パワー密度を算出することは，アーク放電からの放射パワーを用いたアプリケーションの開発に不可欠である。また，本論文で対象とするタングステンは，高融点電極材料として利用されてきたが，タングステンガスの放射パワー密度に関する研究は少なく，電極材料であるタングステンガスの放射パ

* 日本学術振興会 特別研究員 (所属 中央大学)

〒 112-8551 東京都文京区春日 1-13-27

JSPS Research Fellow, Chuo University

1-13-27, Kasuga, Bunkyo, Tokyo 112-8551

** 中央大学 理工学研究科

〒 112-8551 東京都文京区春日 1-13-27

Graduate School of S&E, Chuo University

1-13-27, Kasuga, Bunkyo, Tokyo 112-8551

*** 富士電機 (株) 機器・制御カンパニー

〒 369-0192 埼玉県北足立郡吹上町南 1-5-45

Fuji Electric Co., Ltd., ED&C・Drive Systems Company

1-5-45, Fukiage-machi-minami, Kitaadachi, Saitama 369-

0192

**** 中央大学 理工学部

〒 112-8551 東京都文京区春日 1-13-27

Faculty of S&E, Chuo University

1-13-27, Kasuga, Bunkyo, Tokyo 112-8551

表 1 解離・電離電圧 (エネルギー)

Table 1. Dissociated and ionized voltages(energy).

Status	Voltage(energy)
WI $\rightleftharpoons$ WII (W^+)	7.98 eV (1.28×10^{-18} J)
WII $\rightleftharpoons$ WIII (W^{2+})	17.7 eV (2.84×10^{-18} J)
N ₂ $\rightleftharpoons$ NI (N)	9.8 eV (1.57×10^{-18} J)
NI $\rightleftharpoons$ NII (N^+)	14.54 eV (2.33×10^{-18} J)
O ₂ $\rightleftharpoons$ OI (O)	8.00 eV (1.28×10^{-18} J)
OI $\rightleftharpoons$ OII (O^+)	13.614 eV (2.18×10^{-18} J)

ワー密度を算出することもアプリケーションの開発に不可欠である。本論文では、放射パワーによる廃棄物処理を効率良く行う上で実用化に不可欠な吸収特性を把握するために、高融点電極としてよく用いられるタングステンが大気圧空气中に蒸気として混入⁽¹¹⁾した場合、または、発光効率を向上させるためタングステン微粒子を人為的に注入した場合を想定した線スペクトル放射パワー密度を、粒子組成計算結果を基に、吸収距離を変化させ算出した。

2. タングステン蒸気混入高温空気の粒子組成

放射パワー密度を求めるには粒子組成を計算する必要があるため、タングステン蒸気混入空気の粒子組成計算を行った。なお、本論文で考慮した粒子は、WI, WII, WIII, N₂, NI, NII, O₂, OI, OII, e の 10 種類とした。対象温度領域は、50 A 級のフリーアークを想定し、6,000~10,000 K とした⁽¹¹⁾。フリーアークは、作動ガスを必要としないため、排ガスの少ない廃棄物処理を行うことが可能と考えられることから、本論文ではフリーアークを想定している。また、タングステン蒸気混入空気における粒子数混入率は、6,000 K の時で $X_W: 0, 2.5, 5\%$, $X_{N_2}: 80, 78, 76\%$, $X_{O_2}: 20, 19.5, 19\%$ と仮定した。

各粒子の解離・電離電圧 (エネルギー) を表 1 に示す。なお、添字 Z は電離状態 ($Z=I$:基底) を示す。

2・1 連立方程式 今回計算に用いた式を下記に記す。計算方法は、デバイ遮蔽を考慮⁽¹²⁾した解離平衡式及び Saha の電離式、気体の状態方程式、電荷中性保存式、窒素、酸素のタングステンへの粒子数混入率の式を連立させ、Newton-Raphson 法を用いて計算した。なお、計算に用いたプログラム言語は、C 言語を使用し、コンパイラは Microsoft C/C++、実行は Windows XP 上で行った。

・解離平衡式⁽¹³⁾

$$\frac{n_i n_j}{n_{ij}} = \frac{Q_{\text{int},i} Q_{\text{int},j}}{Q_{\text{int},ij}} \left(\frac{2\pi m_i m_j kT}{m_{ij} h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{Dij}}{kT} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、元素の種類: i, j, ij , 内部分配関数: $Q_{\text{int},i}$, $Q_{\text{int},ij}$, $Q_{\text{int},ij}$, 元素の重さ: m_i, m_j, m_{ij} (kg), 温度: T (K), 解離エネルギー: E_{Dij} (J), 粒子密度: n_i, n_j, n_{ij} ($1/\text{m}^3$), ボルツマン定数: $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$,

プランク定数: $h = 6.67 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ である。

・Saha の電離式

$$\frac{n_{i(Z+1)} n_e}{n_{iZ}} = \frac{Q_{\text{int},e} Q_{\text{int},i(Z+1)}}{Q_{\text{int},iZ}} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} E &= E_{i(Z+1)} - \Delta E_{i(Z+1)} \\ \Delta E_{i(Z+1)} &= \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\epsilon_0\rho_D} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、元素の種類: i , 粒子密度: n_{iZ} ($1/\text{m}^3$), 電子密度: n_e ($1/\text{m}^3$), 電子の質量: $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$, 電離エネルギー: $E_{i(Z+1)}$ (J), デバイ遮蔽による電離エネルギーの縮小分⁽¹²⁾: $\Delta E_{i(Z+1)}$ (J), 真空の誘電率: $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, デバイ半径: ρ_D (m) である。

・デバイ半径

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 \left(n_e + \sum_Z (Z-1)^2 n_{i(Z+1)} \right)}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、素電荷: $e = 1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$ である。

・内部分配関数

$$\left. \begin{aligned} Q_{\text{int},e} &= 2 \\ Q_{\text{int},iZ} &= \sum g_{siZ} \exp \left(-\frac{E_{siZ}}{kT} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、統計的重みを g_{siZ} , E_{siZ} はエネルギー準位を示す。本論文では、内部分配関数: $Q_{\text{int},iZ}$ は、振動: $Q_{\text{vib},iZ}$, 回転: $Q_{\text{rot},iZ}$, 電子: Q_{ele} の各分配関数^{(14) (15)}を考慮している。

・気体の状態方程式

$$\begin{aligned} P &= \left(\sum n_{iZ} + n_e \right) kT \\ &= (n_{WI} + n_{WII} + n_{WIII} + n_{O_2} + n_{OI} + n_{OII} + n_{N_2} \\ &\quad + n_{NI} + n_{NII} + n_e) kT \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ただし、圧力: $P = 101,325 \text{ Pa}$ である。

・電荷中性保存式

$$\begin{aligned} n_e &= \sum (Z-1) n_Z \\ &= n_{WII} + 2 \cdot n_{WIII} + n_{NII} + n_{OII} \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

・タングステン、窒素、酸素の粒子数混入率

$$X_W = \frac{N_W}{N_W + N_{N_2} + N_{O_2}} \times 100 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$X_{N_2} = \frac{N_{N_2}}{N_W + N_{N_2} + N_{O_2}} \times 100 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$X_{O_2} = \frac{N_{O_2}}{N_W + N_{N_2} + N_{O_2}} \times 100 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$N_W = (n_{WI} + n_{WII} + n_{WIII})$$

$$N_{N_2} = (2 \cdot n_{N_2} + n_{NI} + n_{NII})$$

$$N_{O_2} = (2 \cdot n_{O_2} + n_{OI} + n_{OII})$$

ただし，粒子数混入率： X_i (%)，粒子数密度： N_i ($1/m^3$)である。

2.2 粒子組成計算結果 図 1 に，タングステン蒸気混入空気の粒子組成を示す。WI の粒子数密度は， $X_W=2.5\%$ 以上の場合，6,000 K において約 $5 \times 10^{22} m^{-3}$ 以上あるが，温度の増加とともに電離が進むために減少し，7,750 K ($X_W=2.5\%$)，8,100 K ($X_W=5\%$) 付近で WII と交わり，その後は WII が WI よりも多くなる。 N_2 ， O_2 は 6,000 K において，すでに約 99% が解離して NI，OI となる。6,000 K において，NI は約 $9 \times 10^{23} m^{-3}$ ，OI は約 $2 \times 10^{23} m^{-3}$ と，タングステンの割合によらずほぼ一定比にあるが，温度が増加するに伴い，主として圧力一定のため絶対温度に反比例し，さらに，僅かながら NII，OII への電離が増加するため，NI，OI は徐々に減少する。10,000 K において， $X_W=2.5\%$ の場合，NII，OII は，それぞれ約 $7 \times 10^{21} m^{-3}$ ，約 $1 \times 10^{21} m^{-3}$ となり， $X_W=5\%$ の場合は，それぞれ約 $3 \times 10^{21} m^{-3}$ ，約 $6 \times 10^{20} m^{-3}$ となる。WII の粒子数密度は，それぞれ約 $3 \times 10^{22} m^{-3}$ ($X_W=2.5\%$)， $6 \times 10^{22} m^{-3}$ ($X_W=5\%$) となることから，NII，OII による電子数は，かろうじて総電子数に影響を及ぼすが，9,000 K 以下ではほとんど電離は行わない。したがって，電子の粒子数密度はほぼ WII に等しく，WI からの電離が支配的であることがわかり，このことは図 1 から確認できる。この現象は，電離電圧 (エネルギー) が表 1 に示すように，WI < OI < NI の順に大きくなるために生じる。また，10,000 K における $X_W=0\%$ の場合の NII，OII の粒子数密度は，約 $2 \times 10^{22} m^{-3}$ ，約 $2 \times 10^{21} m^{-3}$ となり， X_W を 2.5% に増加させるだけで，WII の粒子数密度は， $X_W=0\%$ の場合の NII の約 2 倍，OII の約 14 倍大きい値となる。

3. 吸収を考慮した線スペクトル放射パワー密度

3.1 計算方法 実際の高温空気は，光学的に厚い気体であることが予想されるため吸収を考慮する必要^{(16) - (18)}がある。具体的には，タングステン蒸気混入空気の粒子組成計算結果を用いて，吸収を考慮したタングステン蒸気混入高温空気の線スペクトル放射パワー密度を算出した。高温気体は温度分布が一定な薄い板状均質気体であるとし，吸収距離 L を 0～1 m，波長領域を 200 nm～5.03 mm^{(19) (20)}とした。なお，本論文対象温度領域では，タングステン，窒素，酸素とも，全放射パワー密度は連続スペクトルより線

図 1 タングステン蒸気混入空気の粒子組成

Fig. 1. Number density of tungsten gas in air.

スペクトルがよく放射されるとの計算結果⁽²¹⁾より，線スペクトルのみに着目⁽²²⁾し計算を行った。

$$\sum_{\lambda=200}^{5030000} u_{line(o)(\lambda)} = \sum_{\lambda=200}^{5030000} u_{line(x)(\lambda)} (1 - \kappa_{(o)}(\lambda) L) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$u_{line(x)} = \frac{n_i Z}{4\pi Q_{iZ}} \frac{hc}{\lambda_{miZ}} g_{miZ} A_{mniZ} \exp\left(-\frac{E_{miZ}}{kT}\right) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\kappa_{(o)}(\lambda) = \kappa'_{(o)}\left(\frac{c}{\lambda}\right) (1 - e^{-\frac{hc}{kT\lambda}}) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$= \kappa'_{(o)}(\nu) (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})$$

$$\kappa'_{(o)}(\nu) = \frac{h\nu}{c} B_{nmiZ}(\nu) \frac{n_i Z g_{miZ}}{Q_{iZ}} \exp\left(-\frac{E_{niZ}}{kT}\right) \Phi(\nu) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$B_{nmiZ}(\nu) = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \frac{g_{miZ}}{g_{niZ}} A_{mniZ} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\Phi(\nu) = \frac{2}{\pi \Delta\nu} \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu}\right)^2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\Delta\nu = \frac{3c^3}{16\pi^3 \nu^3} \sqrt{\frac{g_{miZ}}{g_{niZ}}} A_{mniZ} n_i Z \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし， $u_{line(o)}$ ⁽¹⁶⁾：吸収を考慮した各波長における線スペクトルの放射パワー密度， $u_{line(x)}$ ^{(16) (23)}：吸収を無視した各波長における線スペクトルの放射パワー密度， $\kappa_{(o)}$ ^{(10) (18)}：誘導放射を考慮した各波長における線スペクトルの吸収係数， $\kappa'_{(o)}$ ^{(10) (18)}：誘導放射を無視した各波長における線スペクトルの吸収係数，光速： $c=2.998 \times 10^8$ m/s，上準位エネルギー： m ，下準位エネルギー： n ，波長： λ_{miZ} (m)，上準位 m

から下準位 n への遷移に対する自然放出係数: A_{mniZ} (s^{-1}),
 下準位 n から上準位 m への遷移に対する自然吸収係数:
 $B_{nmiz}^{(10)}$, $\Phi(\nu)$ (s): スペクトル線の形で, 同種の粒子との
 衝突による圧力幅⁽¹⁸⁾, ν (1/s): 振動数, ν_0 (1/s): 線スペ
 クトルの共鳴周波数, $\Delta\nu$ (1/s)⁽²³⁾: 線スペクトルの半値全
 幅, Q_{iZ} : 分配関数 ($=Q_{tr,iZ}$ (並進分配関数) $\cdot Q_{int,iZ}$ (内部分
 配関数))である。なお, 上準位エネルギー: E_{miZ} 及び下
 準位エネルギー: E_{niZ} は, 200 nm ~ 5.03 mm における各粒
 子 (WI, WII, WIII, NI, NII, OI, OII) の各値⁽¹⁹⁾ ⁽²⁰⁾
 を代入した。ただし, いくつかの波長において, A_{mniZ} ,
 g_{siZ} の各値は知られていないものがあるため, それらの波
 長は計算に含めていない。

**3.2 吸収距離変化時における線スペクトル放射パワー
 密度の計算結果** 式 (11) より, 吸収を考慮した線スペ
 クトル放射パワー密度は, 吸収距離 L により減少するため,
 吸収距離変化時における線スペクトル放射パワー密度の計
 算を行った。計算過程において, 吸収が起こりやすい波長の
 場合, 放射パワー密度が負になる場合があるため, この場合
 は零とした。したがって, 単純に吸収距離 L に比例するこ
 とはない。以下に示す図中の線スペクトル放射パワー密度
 の値は, 各元素における中性原子, 一価イオンとの合計値を
 示す。また, 吸収距離 $L=0$ m の時は, 吸収が無い時のこと
 を示す。図 2 にその拡大図を示す。タングステン蒸気の吸
 収距離変化時における放射パワー密度 ($W=WI+WII$) は, 約
 4×10^8 W/($m^3 \cdot sr$) 以上の値をとり, X_W が大きいほど放射
 パワーは大きい値をとる。また, 吸収距離が増加するほど,
 吸収により線スペクトル放射パワー密度は減少する。ただし,
 6,000 K では, 減少率が $L=1$ m で, $X_W=2.5\%$ で約 43%,
 $X_W=5\%$ で約 23%と顕著であるが, 温度上昇と共に減少
 率が減少し, $X_W=2.5\%$ では, 8,000 K 以上, $X_W=5\%$ で

は, 9,000 K 以上で減少率はほとんど無くなる。タングステ
 ン蒸気の 10,000 K の $X_W=2.5\%$ と 5%, 及び, 9,000 K の
 $X_W=2.5\%$ の場合の線スペクトル放射パワーは, 吸収が起
 こりやすい波長の放射パワー密度が, この温度で零になっ
 てしまいうため, 吸収の影響が少なくなっている。なお, タ
 ングステンの吸収による放射パワー密度の減少率は, 最大
 でも 1/100 未満であり無視できるほど小さく, このオーダ
 は全体の放射パワー密度の割合に比べて小さい。図 3, 図
 4 に, 窒素, 酸素の吸収距離変化時における NI+NII 及び
 OI+OII の線スペクトル放射パワー密度 ($N=NI+NII$) ($O=OI+OII$)
 を示す。両図とも 10,000 K の時に, 吸収距離の増加に伴

図 3 吸収距離変化時における NI+NII の
 線スペクトル放射パワー密度

Fig.3. Radiant power density of line spectrum
 (NI+NII) in air as function of absorptive length.

図 2 吸収距離変化時における WI+WII の線
 スペクトル放射パワー密度 (拡大図)

Fig.2. Radiant power density of line spectrum
 (WI+WII) in air as function of absorptive length.

図 4 吸収距離変化時における OI+OII の
 線スペクトル放射パワー密度

Fig.4. Radiant power density of line spectrum
 (OI+OII) in air as function of absorptive length.

図5 温度変化時の線スペクトル放射パワー密度

Fig. 5. Radiant power density of line spectrum as function of temperature.

い、吸収により線スペクトル放射パワー密度が若干減少するが、その減少はわずかであり、9,000 K 以下では吸収は無視できるほど小さい。窒素、酸素の 10,000 K の場合の線スペクトル放射パワー密度は、吸収が起こりやすい波長の放射パワー密度が、この温度より吸収を始めるため、吸収の影響が生じる。図3、図4を比較すると、タングステン蒸気の線スペクトル放射パワー密度は、窒素、酸素のそれより 10^2 倍以上大きく、タングステン蒸気でみられた吸収は全体の放射パワー密度の割合に影響を及ぼすほどではない。したがって、本論文における温度領域、混入率、吸収距離であれば、タングステン蒸気、窒素、酸素は、共に吸収の影響はほとんど無視できるほど小さい。仮に、50 A 級のフリーアークを考えた場合、その直径は、1 m を超えることはありえず、吸収の影響は無視できるほど小さい。これは、本論文で対象とした温度は 6,000 ~ 10,000 K と低いいため 10,000 K 以上のアルゴンに見られるような吸収⁽¹⁰⁾は起こらないことや、吸収が生じることの多い 200 nm 未満の紫外線を対象としていないことから、吸収の影響が小さくなる。

3・3 温度変化時の線スペクトル放射パワー密度 電流 150 A と条件は異なるがトーチプラズマの発光直径は 0.01 m⁽⁵⁾ 程度であると報告しており、本論文で想定しているフリーアークも同様な直径をもつと仮定し、吸収距離 $L=0$ 及び 0.01 m の時の線スペクトル放射パワー密度を算出した。図5に吸収距離 $L=0$ 及び 0.01 m におけるタングステン蒸気混入高温空気の線スペクトルの放射パワー密度を示す。吸収距離の変化にもかかわらず、温度変化時のタングステン蒸気、窒素、酸素の各線スペクトル放射パワー密度は、6,000 K 付近においてタングステン蒸気では若干のずれがみられるもののほぼ同一曲線上にある。したがって、本論文における温度領域、混入率、吸収距離では吸収の影響は小さい。窒素、酸

素は、タングステン蒸気の混入率の変化にもよらず、一定の値をとったが、タングステン蒸気は、タングステン蒸気の混入率が大きいほど、線スペクトル放射パワー密度が高い。窒素と酸素はタングステン蒸気に対し、約 $1/10^2 \sim 1/10^3$ 倍以下と放射パワー密度は格段に小さい。温度の増加に伴い、窒素、酸素の線スペクトル放射パワー密度は増加するが、タングステン蒸気の線スペクトル放射パワー密度はほぼ一定であった。10,000 K において、当該放射パワー密度は、タングステン蒸気では、約 2×10^9 W/(m³·sr) ($X_W=2.5\%$)、約 6×10^9 W/(m³·sr) ($X_W=5\%$)、窒素では約 5×10^6 W/(m³·sr)、酸素では約 1×10^6 W/(m³·sr) となった。また、6,000 K と比較的低温でも効率良く線スペクトルの放射パワー密度を得ることができる。さらに、タングステン蒸気は、 $X_W=2.5\%$ であっても、窒素や酸素より $10^2 \sim 10^6$ 倍以上の線スペクトルの放射パワー密度を発生させることができる。

4. まとめ

放射パワーによる廃棄物処理を目指す上で、実用化に不可欠な吸収特性を把握するために、高融点電極として多用されるタングステンが大気圧空气中に蒸気として混入した場合の、吸収を考慮した紫外線～赤外線 (200 nm ~ 5.03 μ m) 領域における線スペクトル放射パワー密度を、温度領域 6,000 ~ 10,000 K、粒子数混入率 $X_W: 0, 2.5, 5\%$, $X_{N_2}: 80, 78, 76\%$, $X_{O_2}: 20, 19.5, 19\%$ の条件で粒子組成計算結果を基に算出した。なお、対象温度領域では線スペクトル成分が連続スペクトル成分を大幅に上回るため、線スペクトルのみ検討した。

主な結果を以下に示す。

(1) 吸収距離変化時 (吸収距離 $L=0 \sim 1$ m) の線スペクトル放射パワー密度は、タングステン蒸気 ($W=W I+W II$) で吸収と混入率依存性があるものの、高温では減少はほとんど無く、そのオーダは全体の放射パワー密度の割合に比べ小さい。また、窒素 ($N=N I+N II$) や酸素 ($O=O I+O II$) の場合は、10,000 K で若干の吸収があるものの、ほとんど変化がみられない。したがって、本論文における温度領域、混入率、吸収距離での吸収の影響は小さい。

(2) 本論文で対象とした温度は 6,000 ~ 10,000 K と低いいため 10,000 K 以上のアルゴンに見られるような吸収は起こらないことや、吸収が生じることの多い 200 nm 未満の紫外線を対象としていないことから、吸収の影響が小さくなる。

(3) 温度変化時 (6,000 ~ 10,000 K) の線スペクトル放射パワー密度 (吸収距離 $L=0.01$ m) は、タングステン蒸気、窒素、酸素のいずれも吸収はほとんど生じない。温度の増加に伴い、窒素、酸素の線スペクトル放射パワー密度は増加するが、タングステン蒸気の線スペクトル放射パワー密度はほぼ一定である。

(4) タングステン蒸気の線スペクトル放射パワー密度は、10,000 K で約 $2 \sim 6 \times 10^9$ W/(m³·sr) となり、また、

6,000 K と比較的低温でも効率良く線スペクトルの放射パワー密度を得ることができる。さらに、混入率 $X_W=2.5\%$ であっても、窒素や酸素より $10^2 \sim 10^6$ 倍以上の線スペクトルの放射パワー密度を得ることができる。

(5) 50 A 級のフリーアークを想定した場合、本論文における温度領域、混入率、吸収距離では、吸収は無視できるほど小さい。

今後は大電流領域、雰囲気・混入媒体などが放射パワーに及ぼす影響、光エネルギーによる周辺材料の劣化現象、ならびに廃棄物の処理等への応用について具体的に調査を進めたい。

謝 辞

本研究の実施にあたり、愛知工業大学 宮地巖教授、金沢大学 田中康規助教授、電力中央研究所 天川正士博士、岩田幹正博士、池田弘一主任研究員らから有意義なご意見を、本学修論生 宮崎宏和氏、卒論生 上西良延、鈴木洋紀の両氏に解析面でのご協力を頂き深く感謝致します。なお、本研究は、中央大学理工学研究所先端技術研究センター(文部省私立大学ハイテク・リサーチ・センター)における”超高温プラズマ式環境破壊物質無害化・有効活用技術の研究”の一環として行われた。また、日本学術振興会の科学研究費補助金(特別研究員奨励費)および特別研究員研究奨励金の補助を受けた。

(平成 14 年 7 月 2 日受付, 平成 14 年 11 月 29 日再受付)

文 献

- (1) T. Inaba, S. Kusunoki, T. Iwao, and M. Endo: “Analytical simulation of Current and Power Parameters on Radiation Energy from High Current Wall-Stabilized Arcs”, *T. IEE Japan*, Vol.118-A, No.1, pp.10–15 (1998-1) (in Japanese)
稲葉次紀・楠 茂幸・岩尾 徹・遠藤正雄:「大電流器壁安定化アークの放射パワーに及ぼす電流と電力パラメータの解析的試算」, 電学論 A, **118**, 1, pp.10–15 (1998-1)
- (2) T. Iwao, T. Inaba, and M. Endo: “Radiation Characteristics of Ar Torch Plasma in Middle Current”, *T. IEE Japan*, Vol.118-A, No.9, pp.924–929 (1998-9) (in Japanese)
岩尾 徹・稲葉次紀・遠藤正雄:「中電流域における Ar トーチプラズマの放射特性」, 電学論 A, **118**, 9, pp.924–929 (1998-9)
- (3) T. Iwao, H. Miyazaki, T. Hayashi, T. Hirano, and T. Inaba: “Radiation Efficiency of Argon Torch Plasma as Function of the Plasma Length”, *T. IEE Japan*, Vol.120-A, No.12, pp.1063–1069 (2000-12) (in Japanese)
岩尾 徹・宮崎宏和・林 龍也・平野貴裕・稲葉次紀:「プラズマ長変化時のアルゴントーチプラズマの放射効率」, 電学論 A, **120**, 12, pp.1063–1069 (2000-12)
- (4) T. Iwao, H. Miyazaki, and T. Inaba: “Radiation Characteristics as function of the Gas Flow-rate emitted from Argon Torch Plasma”, *T. IEE Japan*, Vol.121-A, No.6, pp.528–534 (2001-6) (in Japanese)
岩尾 徹・宮崎宏和・稲葉次紀:「アルゴントーチプラズマにおけるガス流量変化時の放射特性」, 電学論 A, **121**, 6, pp.528–534 (2001-6)
- (5) T. Iwao, T. Ishida, T. Hayashi, T. Hirano, M. Endo, and T. Inaba: “Examination for Radiation Power Emitted from Ar Torch Plasma As Function of Length”, *Trans. JIM*, Vol.63, pp.15–20 (1999) (in Japanese)
岩尾 徹・石田貴之・林 龍也・平野貴裕・稲葉次紀・遠藤正雄:「Ar トーチプラズマにおけるプラズマ長変化時の放射パワーの検討」, 金属学誌, **63**, 1, pp.15–20 (1999)
- (6) T. Inaba and T. Iwao: “Treatment of Waste by dc Arc Discharge Plasmas”, *IEEE, Trans. DEI*, Vol.7, pp.687–695 (2000)
- (7) T. Iwao, H. Miyazaki, T. Ishida, Y. Liu, and T. Inaba: “Proposal of Treatment for Hazardous Wastes Using the Highly Concentrated Radiation from Torch Plasma”, *Trans. ISIJ International*, Vol.40, pp.275–279 (2000)
- (8) Y. Liu, Y. Kanazawa, T. Iwao, H. Yoshida, H. Aoki, H. Shindo, and T. Inaba: “Decomposing Biphenyl with a Hollow Cathode Plasma”, *Trans. MRSJ*, Vol.25, pp.381–384 (2000)
- (9) J.S. Chang: “Recent Development of Plasma Pollution Control Technology”, *Proc. PSS-2001*, pp.531–534 (2001)
- (10) K. Ikeda, T. Amakawa, and M. Shibuya: “Analysis of Argon Arc Radiance under High Pressure and High Temperature”, *T. IEE Japan*, Vol.120-A, No.4, pp.414–419 (2000-4) (in Japanese)
池田弘一・天川正士・渋谷正豊:「高圧高温アルゴンアークの放射輝度の解析」, 電学論 A, **120**, 4, pp.414–419 (2000-4)
- (11) T. Iwao, H. Miyazaki, H. Yoshida, and T. Inaba: “Characteristics of Radiant Energy emitted from DC Horizontal Short Free Arcs in Atmospheric Air Contaminated with Tungsten Vapor”, *The Papers of Technical Meeting, IEE Japan*, SP-01-23&FTE-01-28, pp.79–85 (2001) (in Japanese)
岩尾 徹・宮崎宏和・吉田秀幸・稲葉次紀:「タングステン蒸気混入時における大気圧水平短尺直流空気フリーアークの放射エネルギー特性」, 電気学会 開閉保護・新エネルギー・環境合同研資, SP-01-23&FTE-01-28, pp.79–85 (2001)
- (12) H.R. Griem: *Plasma spectroscopy*, Chap.6, McGraw-Hill, New York (1964)
- (13) A.A. Ovsyannikov and M.F. Zhukov: *Plasma Diagnostics*, p.2, Cambridge International Science Publishing (2000)
- (14) 日本機械学会編: 原子・分子の流れ, pp.129–139, 共立出版 (1996)
- (15) 小島和夫: 入門化学統計熱力学, pp.61–96, 講談社 (1990)
- (16) 山本 学・村山精一: プラズマの分光計測, p.116, 学会出版センター (2001)
- (17) J.R. Roth: *Industrial Plasma Engineering*, Vol.1, pp.366–367, Institute of Physics Publishing (1995)
- (18) M. Iwata, S. Tanaka, K. Ikeda, and Y. Goda: “Temperature of Arc Jet of 50kA Class AC Arc in Long Gap -Development of Spectroscopic Determination of Temperature in Consideration of Self-absorption of Spectral Line-”, *CRIEPI Report*, W99027, pp.13–15 (2000) (in Japanese)
岩田幹正・田中慎一・池田弘一・合田 豊:「50 kA 級長ギャップ交流大電流アークにおけるアークジェット部の温度特性」, 電中研研報, W99027, pp.13–15 (2000)
- (19) National Institute of Standards and Technology, U.S.A.: “NIST Atomic Spectra Database”, <http://physics.nist.gov/> (1999)
- (20) Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics: “CfA AMP Atomic and Molecular Databases”, <http://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/ampdb.shtml> (2000)
- (21) T. Iwao, Y. Inoue, Y. Yamaguchi, and T. Inaba: “Radiant Power Density in Wavelength Region emitted from 6,000~10,000 K Atmospheric Air with Tungsten Vapor”, *Proc. of 2001 Annual Conference of Fundamental and Materials Society, IEE Japan*, pp.142–147 (2001) (in Japanese)
岩尾 徹・井上順恵・山口慶高・稲葉次紀:「6,000 ~ 10,000 K におけるタングステン蒸気混入大気圧空気の波長領域別放射パワー密度」, 平成 13 年電気学会 A 部門大会, pp.142–147 (2001)
- (22) T. Iwao, Y. Inoue, Y. Yamaguchi, J. Mizuno, and T. Inaba: “Radiant Power Density of Line Spectrum considering Absorption emitted from 6,000~10,000 K Atmospheric Air contaminated with Tungsten Vapor”, *The papers Technical Meeting, IEE Japan*, ED-02-44&SP-02-10&FTE-02-16, pp.19–24 (2002) (in Japanese)
岩尾 徹・井上順恵・山口慶高・水野仁一・稲葉次紀:「吸収を考慮した 6,000 ~ 10,000 K におけるタングステン蒸気混入大気圧空気の線スペクトル放射パワー特性」, 電気学会放電・開閉保護・新エネルギー・環境合同研資, ED-02-44&SP-02-10&FTE-02-16, pp.19–24 (2002)
- (23) Y. Tanaka, K. Paul, and T. Sakuta: “Thermodynamic and Transport Properties of N_2/O_2 Mixtures at Different Admixture Ratios”, *T. IEE Japan*, Vol.120-B, No.1, pp.24–30 (2000-1)

岩 尾 徹 (正員) 1974 年 2 月 15 日生。1997 年中央大学

理工学部卒業。1997, 98 年中大理工学研究所準研究員。1998 年中大博士前期修了。1998 年 CWU 留学。1999 年中大理工研 RA。2000 年中大博士後期修了。2000 年中大理工研ポスドク。2001 ~ 2003 年学振特別研究員 PD(所属 中大), 中大理工研客員研究員, 阪大接合研共同研究員。2001, 2002 年 Texas Tech 大客員研究員。2002, 2003 年 Minnesota 大 PD 特別研究員。現在に至る。2000 年工学博士。2000 年電気学会論文発表賞受賞。主として, 熱プラズマ (アーク放電), 雷放電, パルスパワー, プラズマによる有害物処理等の研究に従事。電気学会, IEEE, 応用物理学会, プラズマ・核融合学会, 日本鉄鋼協会, 廃棄物学会, 放電学会, プラズマ応用科学会, 日本工学教育協会の各会員。E-mail: toru@iwa-net.com。

井 上 順 恵 (学生員) 1978 年 5 月 29 日生。2001 年 3 月中

央大学理工学部電気・電子工学科卒業。同年 4 月同大学大学院理工学研究科電気電子情報通信工学専攻博士課程前期入学。2003 年 3 月同博士課程前期修了。2003 年 4 月 NTT データクオリティ (株) 入社。現在に至る。主として, プラズマアークの放射特性, 高温気体の輸送特性, 熱プラズマのモデリングの研究に従事。

山 口 慶 高 (正員) 1976 年 10 月 23 日生。2000 年 3 月関西

大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月中央大学大学院理工学研究科電気電子情報通信工学専攻博士課程前期入学。2002 年 3 月同博士課程前期修了。2002 年 4 月富士電機 (株) 入社。現在に至る。主として, 回転磁場による逆磁場配位プラズマの生成に関するシュミレーション, 熱プラズマによる有害有機化合物の処理, 高温気体の輸送特性の研究, 及び, 低圧配電用遮断器の開発試験に従事。E-mail: yamaguchi-yoshitaka@fujielectric.co.jp

水 野 仁 一 (学生員) 1978 年 6 月 22 日生。2001 年 3 月中

央大学理工学部電気・電子工学科卒業。同年 4 月同大学大学院理工学研究科電気電子情報通信工学専攻博士課程前期入学。2003 年 3 月同博士課程前期修了。2003 年 4 月帝都高速度交通営団入団。現在に至る。主として, プラズマアークの分光測定, 放射・吸収特性の研究に従事。

稲 葉 次 紀 (正員) 1941 年 2 月 18 日生。1966 年名古屋工

業大学卒業。1968 年同大学大学院修士課程修了。1971 年名古屋大学博士課程満了。1959 年三菱電機, 1965 年アデカ・アーガス化学, 1971 年電力中央研究所を経て, 1994 年中央大学教授。現在に至る。1971 年工学博士。主として, アークプラズマ現象, 大電流・限流技術, 廃棄物処理技術に従事。1978 ~ 1979 年西ドイツ Braunschweig

工科大学客員教授。1988 年電気学会評議員。現在, 同静止器 (技) 委員長, ヒューズ標準化委員会委員長, IEC TC32・SC32A 両国内委員会委員長, 論文委員会幹事, 放電 (技) 委員, 大電流環境応用技術 (専) 委員。放電学会副会長。1976, 88, 95 年電気学会論文賞, 1994 年同著作賞受賞。放電学会, 低温工学会, 日本金属学会, IEEE 会員。E-mail: inaba@elect.chuo-u.ac.jp