



Title	マイクロ波放電ランプにおけるプラズマ温度解析
Author(s)	鈴木, 量; 齋藤, 正人; 渡部, 勁二
Citation	電気材料技術雑誌. 1998, 7, p. 21-27
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/81569
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

マイクロ波放電ランプにおけるプラズマ温度解析

鈴木 量、齋藤 正人、渡部 勁二

三菱電機株式会社先端技術総合研究所

〒229-1195 相模原市宮下 1-1-57

Plasma Temperature Profile in Microwave Discharge Lamps

Ryo Suzuki, Masato Saito, Keiji Watanabe

Advanced Technology R & D Center

Mitsubishi Electric Corporation

1-1-57, Miyashimo, Sagamihara 229-1195

A temperature profile in a spherical microwave discharge lamp which was filled with mercury and iodine was measured, assuming local thermal equilibrium. The results indicate as follows: (1) The plasma temperature is almost constant from the center of the lamp near to its wall, and sharply decreases just near the wall. (2) When mercury content increases, temperature near the wall decreases, and the distance between the plasma and the wall increases.

A simple numerical arc model for the lamp with the assumption of spherical symmetry is proposed. In the model, we consider HgI molecular radiation and simplified self-absorption of Hg resonance lines, in addition to radiation of some Hg non-resonance lines, as the radiation loss. The calculated results are similar to measured results.

キーワード：マイクロ波放電ランプ、プラズマ、温度分布、水銀共鳴線

1. はじめに

マイクロ波でエネルギーを供給し、球形の石英管に閉じこめられた高圧の金属あるいは金属ハロゲン化物の放電による発光を利用したランプが実用化されている¹⁾²⁾。このランプは点灯中の発光管内の圧力、管壁温度、注入される電力密度などの点で HID ランプに類似しているが、次のような違いがある。まず、電極がないことにより、封入物と電極の反応がなく、長寿命の可能性があること、発光金属の選択の幅が広いことなどの特徴がある。また、エネルギーのランプへの入り方が異なるため、このプラズマおよび発光特性についても若干異なっている。

HID ランプについては、そのプラズマの解析が進んでいるのみならず、設計パラメータから温度分布や発光を推定する手法も、ほぼ確立されているといえる^{3)~9)}。一方、マイクロ波放電ランプにつ

いては、我々の研究の他^{7)~9)}、円筒状の発光管に対して、温度分布などを推定する研究^{10)~12)}が若干見られるのみである。ここでは、水銀と沃素を封入した球形のマイクロ波放電ランプについて、水銀線の絶対強度分布の測定から局所熱平衡を仮定してプラズマの温度分布を求めた結果、また、そのプラズマの温度分布に対する簡単な計算モデルにつ

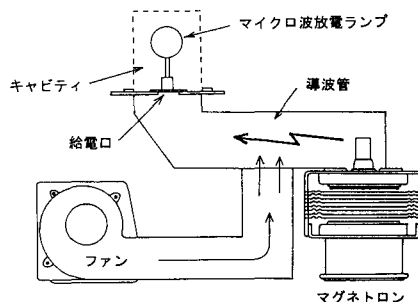


図1 マイクロ波放電ランプ点灯システム

Fig.1. Microwave discharge light source system.

いて報告する。

2. プラズマの温度測定方法

図1に、測定に用いたマイクロ波放電ランプの点灯システムを示す。マグネトロンで発生したマイクロ波は導波管を通り、給電口からキャビティに導入される。キャビティ内にはランプが固定されており、マイクロ波の電力が供給されて発光される。キャビティは図の上下方向に対称軸を持つ円筒形で、電界方向は紙面の左右方向である。この電界によって軸対称からのずれを生じている。また、下方から空冷を行っている。

ランプは内径3cmの球形の石英製発光管内に水銀100mg、沃素を0.6mg封入しており、若干仕様の変えたものも試作した。ランプ電力は750W、マイクロ波の周波数は2.45GHzである。

このランプの温度分布を局所熱平衡を仮定し、Hg690.7nm線の絶対強度分布から求めた。プラズマが軸対称からずれているため、Abel変換が使えず、以下のように計算した²⁾。まず、ランプの中心を含む水平面上について、マイクロ波の電場方向とその直角の方向の2方向から分子発光の輝度分布を測定する。次に、極座標表示での位置 (r, ϕ) の強度分布 $I(r, \phi)$ を次式の関数形と仮定して、測定データと合うようにその任意係数 A_k, B_k を最小自乗法で決める。

$$I(r, \phi) = \frac{1 - \cos 2\phi}{2} \sum_{k=2}^n r^{2k-2} (B_k - A_k) + \sum_{k=2}^n r^{2k-2} A_k \quad \cdots (1)$$

この関数形は2方向の強度分布を独立にべき級数で近似し、それを三角関数でつないだものである。この絶対強度分布からHg690.7nm線の上の準位である 8^3P_2 状態の励起密度分布が得られ、この分布と基底状態の水銀密度との比から温度分布が得られる。

3. 計算モデル

〈3.1〉全体構成 基本的には、エネルギーバランス方程式を、緩和法³⁾を用いて解くことにより、温度分布を計算する。多くの簡略化を行っているが、主要な近似は以下の通りである。

- (1) 局所熱平衡。
- (2) 対流、管壁の温度の分布、マイクロ波の電磁界の非対称性を無視して、球対称を仮定。
- (3) 発光として、Hg 185.0、253.7、365.0、404.7、435.8、546.1、577.0、579.0nm線とHgIの

$B(^3\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Sigma^+)$ 分子発光を考慮し、Hg 185.0nm と 253.7nm の共鳴線については吸収も考慮。

球対称のエネルギーバランス式は、極座標を使って、次のようになる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \left(\sigma E^2 - 4\pi\epsilon_0 + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa_h \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right) \quad \cdots (2)$$

ただし、 t は時間、 r はランプ中心からの距離、 T は温度であり、さらに、 ρ は密度、 C_p は定圧比熱、 E は電界強度の実効値、 σ は電気伝導率、 ϵ_0 は単位体積、単位立体角当たりの有効放射、 κ_h は熱伝導率である。右辺第1項はマイクロ波による入力項で、マイクロ波の周波数よりも電子のHg原子に対する衝突周波数が2桁以上大きいいため電界だけで決まるものになっている¹⁰⁾。また、局所熱平衡が成り立つ場合、マイクロ波の周期が温度変化の時定数よりずっと短いので、電界強度は実効値で考えてよい。

緩和法の計算手順は概略、以下の通りである。

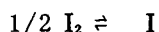
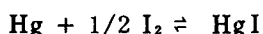
- (1) 任意の初期温度分布を与える。
- (2) この温度分布に対して、(2)式を用いて、微小時間 Δt 後の温度分布を求める。
- (3) 得られた温度分布に対して、さらに微小時間 Δt 後の温度分布を求め、これを繰り返すと温度分布がほとんど変化しなくなり、定常状態の温度分布が得られる。

電気伝導率 σ は、Sahaの式から得られる電子密度と電子移動度から計算される。電子移動度と水銀の熱伝導率 κ_h は、それぞれ文献12、13の値を用いた。定圧比熱 C_p は1原子分子の理想気体と仮定して得られる $5/2 nk$ とした。なお、 k はBoltzmann定数、 n は密度である。有効放射 ϵ_0 は、前述したように共鳴線でない6本のHg線の発光と、2本のHg共鳴線の発光と吸収、および、HgIの分子発光からなると仮定している。このうち共鳴線でないHg線については、吸収がないと仮定したので、Hgの密度、その線の上の準位のエネルギー、温度、遷移確率がわかれば計算できる。遷移確率は、文献14の値を用いた。

Hg共鳴線の発光と吸収、および、HgIの分子発光と、電界強度 E 、すなわち、マイクロ波の強度のそれぞれの計算方法について以下の節で説明する。

〈3.2〉 HgI 分子発光 HgI の $B(^3\Sigma^-) \rightarrow X(^3\Sigma^-)$ の放射を考慮する理由は、ここで用いたマイクロ波放電ランプにおいては、放射の 20%以上がこの HgI 分子発光によるもので、無視できないためである。Zollweg ら¹⁵⁾の方法にほぼ従って、以下のように計算した¹⁶⁻¹⁷⁾。

- (1) 与えられた温度分布に対して、HgI の密度分布を化学平衡の条件などから求める。この系の独立な分子は Hg、I、I₂、HgI、HgI₂ で、これらの間の独立な化学反応式は、以下の通りである。



これらの各反応に対応する平衡条件が、例えば、第 1 の化学反応式に対して以下のように得られる¹⁸⁾

$$K_1 = \frac{p(\text{HgI}_2)}{p(\text{Hg}) p(\text{I}_2)} \dots\dots\dots (3)$$

$$K_1 = \exp \{ - \Delta G_1^0(T) / kT \}$$

ただし、 K_1 は平衡定数、 $p(\text{HgI}_2)$ 、 $p(\text{Hg})$ 、 $p(\text{I}_2)$ は、それぞれ、HgI₂、Hg、I₂ の分圧、 $\Delta G_1^0(T)$ は反応の標準ギブズエネルギー変化である。

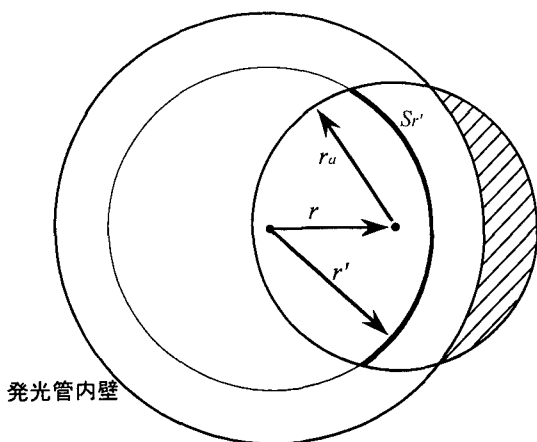


図2 共鳴線を放射する位置とランプの中心を含む平面での断面図

Fig.2. The cross section contained the center of the bulb and an arbitrary position r , where the resonance line is radiated.

これらの 3 個の平衡条件と、水銀原子密度と沃素原子密度の比が一定であるという条件と、全圧が一定であるという条件に相当する計 5 個の方程式から、5 種の分子の分圧、すなわち密度が得られる。標準ギブズエネルギーは、JANAF Table¹⁹⁾の 298.15 K 基準のギブズエネルギー関数 $(G^0(T) - H^0(T_0))/T$ と標準生成エンタルピー $-\Delta H_f^0(T_0)$ から、下記の式で計算した¹⁸⁾。

$$\frac{\Delta G_j^0(T)}{T} = \sum_{j=1}^{\nu_j} \nu_j \left(\frac{G^0(T) - H^0(T_0)}{T} + \frac{\Delta H_f^0(T_0)}{T} \right) \dots (4)$$

ただし、添字 j は、その反応に関わる j 番目の化学種を示し、 ν_j は、その反応の化学量論係数、 T_0 は、基準の 298.15 K である。

- (2) 分子発光の上の準位である $B(^3\Sigma^-)$ の密度を求める。この密度と HgI の基底準位の密度の比は、それぞれの分配関数の比から計算され、回転、振動、電子状態の分配関数の計算に必要な係数は文献 20 の値を用いた。

- (3) $B(^3\Sigma^-)$ の密度に放射係数をかけて放射強度を得る。

放射係数は、測定した HgI 分子発光の強度分布と、測定温度分布を使って計算した $B(^3\Sigma^-)$ の密度分布の比から求めた。使用したランプは、水銀をいずれも 100mg、沃素をそれぞれ 0.6mg と 2.8mg 封入した 2 種類である。分子発光の強度の測定方法は、前述した水銀 690.7nm 線の絶対強度の測定方法と同様である。得られた放射係数は $3.04 \times 10^{-11} \text{ W}$ であった。

〈3.3〉 Hg 共鳴線 共鳴線の吸収を含めた放射の計算はかなり複雑であり、すでに影響の大きい球対称の近似をしているため、ここでは近似計算とした。しかしながら、HID ランプで提案されている近似方法⁵⁻⁶⁾は、ほとんど、温度分布に依存した実験式や係数を含み、温度分布の性質が大きく異なるマイクロ波放電ランプに適用するのは難しい。このため、温度分布に依存しない次のような新近似法を用いた。

- (1) 図 2 に示すように、位置 r からの放射は、 r を中心とした半径 r_u の球内で均一に吸収される。 r_u は r の位置での吸収係数の逆数とする。
- (2) 図 2 にハッチングで示す、吸収する領域が発光管の領域からはずれている部分は外部に放射する。

波長 λ について、 r の位置の小さな領域 dv から

の放射 $I(r, \lambda) dv$ を考える。仮定から、半径 r_0 内の単位体積当たりの吸収 $I_a(\lambda)$ は、

$$I_a(\lambda) = \frac{I(r, \lambda) dv}{4/3 \pi r_0^3} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である。

この式から、 r' と $r'+dr'$ の間の球殻での吸収 $S_r I_a dr'$ は、

$$S_r I_a dr' = \frac{I(r, \lambda) dv}{4/3 \pi r_0^3} S_r dr' \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ただし、 S_r は、図2に示すようにランプの中心から半径 r の球の表面のうち、位置 r を中心とした半径 r_0 以内に含まれる表面積で以下のようになる。

$$S_r = \frac{\pi r'}{r} [r_0^2 - (r' - r)^2]$$

(6) 式から r と $r+dr$ の間の球殻からの放射に対する r' と $r'+dr'$ の間の球殻での吸収は、

$$4\pi r'^2 I_a dr' = \frac{3r^2 dr I(r, \lambda)}{r_0^3} S_r dr' \quad \dots\dots\dots (7)$$

となり、結局、半径 r で、厚さ dr の球殻からの放射に対して、 r' の位置での吸収密度は、以下のようになる。

$$I_a = \frac{3r^2 dr I(r, \lambda)}{r_0^3} \frac{S_r}{4\pi r'^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

r' での全吸収量は r と波長 λ について (8) 式を積分すれば得られる。 r_0 すなわち吸収係数の逆数を決定する 185.0nm あるいは 253.7nm 線のプロファイルは H.P. Stormberg ら²⁰⁾ の計算方法を基に、文献2と同様にして求めた。

<3.4> マイクロ波の吸収 有限の電気伝導率 σ を持つ場合、Maxwell の式から得られる波動方程式は、

$$\Delta \bar{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = -K^2 \bar{E} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$K \equiv k \sqrt{1 + \frac{i\sigma}{\epsilon\omega}}$$

である。ただし、 $\bar{E}$ は電場、 k は伝播定数、 ϵ は誘電率、 ω は角振動数である。電場と磁場はベクトルで、しかも直交しているので、ここで仮定している球対称にはなり得ない。このため、電場を仮想的にスカラーの電界強度 E として扱う。(9) 式の $\bar{E}$ をスカラーの E に置き換えると解は以下のようになる。

$$E(r) = \sum_{l,m} A_{lm} z_l(kr) P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} e^{-i\omega t} \quad \dots\dots (10)$$

ただし、 z_l は球 Bessel 関数、 P_l^m は Legendre の陪関数であり、 A_{lm} は任意の係数である。球対称の仮定より、

$m = l = 0$ であり、ランプの中心で有限でなければならないという条件から、球 Bessel 関数は第1種でなければならない。従って、(10) 式は、

$$E(r) = A_0 j_0(Kr) \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。

ランプ内のマイクロ波の吸収エネルギーは次のように計算する。

- (1) 管壁でのマイクロ波の強度を仮に与える。
- (2) (11) 式を用いて、管壁から中心に向かって、与えられた温度分布から計算した電気伝導率分布に対して、減衰と吸収エネルギーを計算してゆく。
- (3) 吸収エネルギーの合計と与えられた電力と比較し、一致するまで管壁でのマイクロ波の強度を変えて (2) の計算を繰り返す。

4. 測定結果および計算結果

図3は、マイクロ波放電ランプの温度分布の測定結果と計算結果を示す。横軸は、ランプの中心を通る水平線上の位置を示すが、原点より右側はマイクロ波の電界方向と平行な方向、左側はそれと垂直な方向の位置を示している。温度の低い管壁近傍は測定できないためその部分の測定結果は

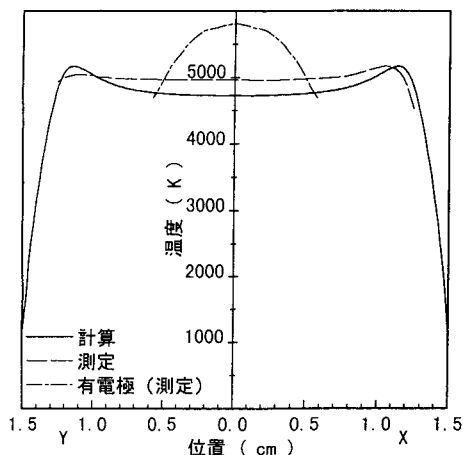


図3 温度分布の測定結果と計算結果の比較
(Hg 100 mg)

Fig.3. Comparison of temperature profiles between calculated and measured results. (Hg 100 mg)

示していない。いずれも水銀量は 100mg、よう素量は 0.6mg である。比較のため、通常の有電極の高圧水銀ランプの測定温度分布も重ねて示している²⁾。この高圧水銀ランプは、内径 18.5mm、電極間距離 66mm で単位長当たり水銀 770mg/m を封入している。

この図から、マイクロ波放電ランプの測定温度分布は、有電極の高圧水銀ランプの温度分布とは大きく異なり、中心部からやや上昇しながら管壁近くまでほとんど一定で、管壁近くで急激に低下する。最大温度も高圧放電ランプに比較して低い。

また、この図において、マイクロ波放電ランプの温度分布の計算結果を測定結果と比較すると、その特徴をよく再現しているといえ、最高温度もほぼ一致している。一方、計算結果の方が最高温度の位置がやや外側にあること、中心温度が 250K 程度低いことなど詳細にみると違いがある。

図 4 と図 5 は、水銀封入量を 20mg、100mg、150mg と変えた場合のマイクロ波放電ランプの温度分布を示し、前者が測定結果、後者が計算結果である。なお、測定はランプ外から測定した水銀線の絶対強度を変換して求めているので、ランプの管壁に近い部分の最高温度と、その内側の温度との差が大きくなると内側の温度の誤差が大きくなる。このため、水銀 20mg の場合の中心側付近の測定温度の誤差は大きく、500K 程度低い可能性が

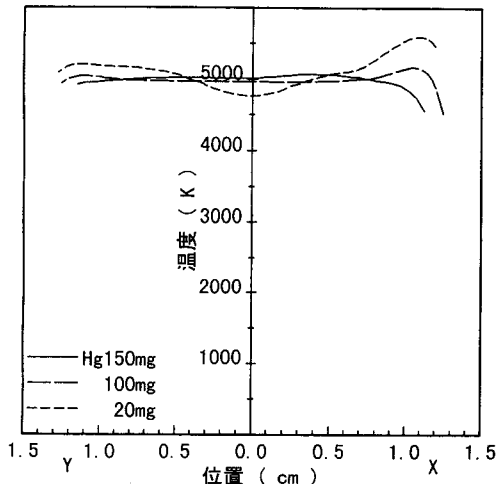


図 4 水銀封入量を変えた場合の温度分布測定結果

Fig.4. Measured temperature profiles of lamps with different amount of mercury.

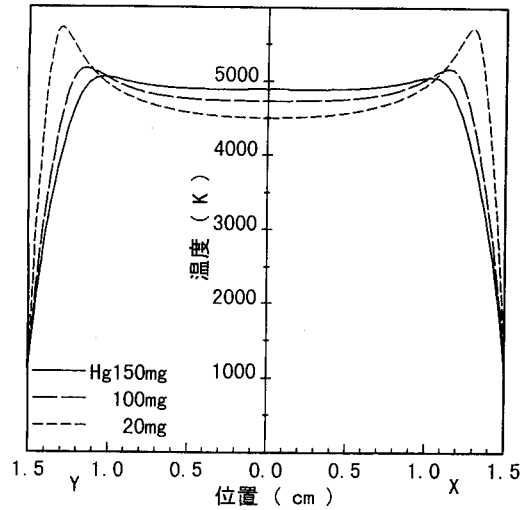


図 5 水銀封入量を変えた場合の温度分布計算結果

Fig.5. Calculated temperature profiles of lamps with different amount of mercury.

あり、注意が必要である。

図 4 の測定結果から、水銀量を増加させると、最高温度が低下するとともに最高温度の位置が発光管中心側に移動し、また、中心温度は上昇する。すなわち、水銀密度の増加により、プラズマ管壁から離れ、かつ、均一になる傾向がある。

計算結果と測定結果でこの傾向は一致している。一方、計算結果の方が、水銀量を減少させた場合、最高温度の位置の移動が大きく、中心温度の低下が大きめになるという違いがある。

計算結果と測定結果の違いをまとめると、全体的に計算結果の方が、中心温度が低めになる点、最高温度の位置が管壁に近づいている点で違いがある。これらの誤差の原因は、対流を無視していることが大きいと思われる。測定ランプでみられる対流は、熱伝達を増加させるため、最高温度と中心部分の温度差を小さくする方向に作用し、また、それにより中心側での入力が大きくなり、最高温度の位置も中心方向にずれると考えられる。

しかしながら、この簡単な計算モデルは、そのプラズマの温度分布の性質をよく再現しているといえる。

5. 結論

水銀とよう素を封入した球形のマイクロ波放電ランプについて、まずプラズマの温度分布を測定

した。その結果、次のことが判明した。

- (1) 有電極の高圧水銀ランプにおいては中心の温度が最も高く、管壁に近づくにつれて温度が放物線的に低下するのに対して、マイクロ波放電ランプでは、管壁近傍まで温度はほぼ一定であり、管壁近傍で急激に低下してゆく。また、最高温度は高圧水銀ランプに比較して低い。
- (2) 水銀の封入量が増加するとプラズマは管壁から離れ、かつ、均一になる。

次に、球対称を仮定し、放射の吸収を近似した簡単な計算モデルを構築した。このモデルは、測定温度分布の性質を再現し、そのプラズマのようすを推定するのに有効であることが確認された。

最後に本研究を遂行するにあたり、ご助言をいただいた京都大学名誉教授・国立新居浜工業高等専門学校校長板谷良平博士に謝意を表します。

文献

- (1) Yoshizawa, K., Kodama, H., Komura, H. and Itoh, H., : "New Light Source Using Microwave Discharge", J. Illum. Engng. Soc. 14, 283 (1984)
- (2) 鈴木 量、斉藤正人、渡部勤二 : 「マイクロ波放電ランプの発光現象」, 照明学会誌 72-2, 74 (1988)
- (3) 鈴木 量、斉藤正人、渡部勤二 : 「マイクロ波放電ランプ中のプラズマ温度解析に用いる簡単な計算モデル」, 電学論 A, 118-1, 28 (1998)
- (4) Lowke, J.J. : "A Relaxation Method of Calculation Arc Temperature Profiles Applied to Discharges in Sodium Vapor", J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer 9, 839 (1969)
- (5) Zollweg, R.J. : "Convection in Vertical High-Pressure Mercury Arcs", J. Appl. Phys. 49-3, 1077 (March 1978)
- (6) Eardly, G., Jones, B.F., Mottram, D.A.J. and Wharmby, D.O. : "A Simple Model of Metal Halide Arcs", J. Phys. D: Appl. Phys. 12, 1011 (1979)
- (7) Jones, B.F. and Mottram, D.A.J. : "Semi-Empirical Formula to Describe the Net Emission Coefficient of Self-Absorbed Spectral Lines for Use in Modelling High-Pressure Discharge Lamps", J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 1183 (1981)
- (8) Lowke, J.J., Zollweg, R.J. and Lieberman, R.W. : "Theoretical Description of AC Arcs in Mercury and Argon", J. of Appl. Phys. 46-2, 650 (February 1975)
- (9) Dakin, J.T., Rautenberg, Jr., T.H. and Goldfield, E.M. : "Anatomy of a Vertical Metal Halide Discharge", J. Appl. Phys. 66-9, 4074 (Nov. 1989)
- (10) Offermanns, S. : "Electrodeless High-Pressure Microwave discharges", J. Appl. Phys. 67-1, 115 (Jan. 1990)
- (11) Waymouth, J.F. : "Applications of Microwave Discharges to High-Power Light Sources, Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", Plenum Press, New York, 1993
- (12) Morris, J.C. and Walker, J.H. : "Electron-Neutral Transport Cross Section of Mercury", J. Appl. Phys. 44-10, 4558 (Oct. 1973)
- (13) Waymouth, J.F. : "An Elementary Arc Model of the High Pressure Sodium Lamp", J. IES 131 (Apr. 1977)
- (14) Mosburg, Jr., E.R. and Wilke, M.D. : "Some New Transition Probabilities for Mercury", J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer 19, 69 (1978)
- (15) Zollweg, R.J., Lowke, J.J. and Liebermann, R.W. : "Arc Constriction in Lamps Containing Mercury and Iodine", J. Appl. Phys. 46-9, 3828 (1975)
- (16) 鈴木 量、斉藤正人、渡部勤二 : 「マイクロ波放電ランプの発光現象 (その2)」, 照学全大 37 (1987)
- (17) 鈴木 量、斉藤正人、渡部勤二 : 「マイクロ波放電ランプのプラズマに及ぼす素の影響」, 照学全大 27 (1988)
- (18) 千原秀明、崎山 稔 : 化学モノグラフシリーズ「化学平衡」、(株)化学同人 (1975) p129-132 など
- (19) Srull, D.R. and Prophet, H. : "JANAF Thermochemical Tables, 2nd ed.", NSRDS-NBS No.37 (U.S. GPO. Washington, 1971)
- (20) Wieland, von K. : "Bandensysteme $B(^2\Sigma^+)$ $\rightarrow$ $X(^2\Sigma^+)$ und dissoziationswerte der Radikale HgI und HgBr", Z. Elektrochem. 64, 761 (1960)
- (21) Stormberg, H.P. and Schafer, R. : "Time Dependent Behavior of High-Pressure Mercury Discharges", J. Appl. Phys. 54-8, 4338 (1983)

(1998年3月12日受理)



鈴木 量

1951年2月25日生まれ。73年3月北海道大学理学部物理学科卒業。同年三菱電機㈱に入社。主として、高圧放電灯、CRT関連の開発に従事。照明学会会員。現在、同社先端技術総合研究所金属・セラミックス技術部光源技術グループマネージャ。



齋 藤 正 人

1949年12月4日生まれ。72年3月横浜国大工学部電気化学学科卒業。同年三菱電機㈱入社。主として、高輝度放電ランプの研究・開発を経て、CRT用カソード、ディスプレイ用材料の研究に従事。現在、同社先端技術総合研究所表示技術部参事。



渡 部 勁 二

1938年10月27日生まれ。63年3月京都大学理学部化学学科卒業。同年三菱電機㈱入社。放電ランプ及び電極材料の研究開発に従事。照明学会、映像情報メディア学会会員。現在同社先端技術総合研究所表示技術部参事。工博。