

ハロゲン電球におけるタングステン輸送現象の解析のための 熱流体—化学平衡複合モデル

正会員 別所 誠 (東芝ライテック株) 非会員 大河 正志 (新潟大学)

Modeling of Fluid Dynamics and Thermo-Chemical System in Halogen Lamp Operation

Member **Makoto Bessho** (Toshiba lighting & Technology Corp.) and Non-member **Masashi Ohkawa** (Niigata University)

ABSTRACT

One of the key elements in improving lamp efficiency is understanding and controlling the halogen transport process. Therefore, it is worthwhile to build a model that depicts this process and can be applied to the study of various types of lamps. We examined the halogen transport process in a lamp by using a hybrid simulation model based on fluid dynamics and chemical equilibrium.

KEYWORDS : halogen lamp, equilibrium, halogen cycle, CFD, free energy, tungsten

1. はじめに

ハロゲン電球は1959年、GEのDr. Zublerにより実用化されて以来、省電力光源として発展してきた。発光の原理は白熱電球と同じ白熱発光であるが、いわゆるハロゲンサイクル反応を応用することにより、バルブへ付着したタングステンをハロゲンと化合して気化し、寿命に至るまで90-100%という優れた光束維持率を得ることができる。蛍光灯やHIDなどの高効率光源が普及してきた今日においても、ハロゲン電球は、光源が小さいことによる光利用効率の高さ、演色評価数がほぼ100であるという光の質の優位性、調光の容易性などの面で高く評価されている。

ハロゲン電球のバルブ内部で生ずる熱輸送、物質輸送、化学反応などに関する報告を調べてみると、1980年代半ばまではハロゲンを含む反応系の化学平衡計算により、温度に対する生成物質の分圧変化が調べられた¹⁾⁻⁹⁾。平衡計算は平衡定数を用いた方法によっていたため、扱える物質は気相に限られていた。固相も扱えるようになったのは1980年代半ば以降で、Gibbsの自由エネルギーを最小化する計算方法が実用化されてからである⁹⁾⁻¹⁰⁾。この時期の報告では、計算する空間全体を熱力学的に均一な系と仮定し、平衡状態においてどのような組成が得られるのかをフィラメント温度を変数として計算していた。結果は実験結果と比較され、様々な有益な知見が得られた¹⁷⁾⁻¹⁹⁾。ただ、実際の現象と大きく違う点は、平衡状態を計算する領域全体を均一な系と想定した仮定が、実際のバルブ内部の実態とは異なっている点である。実際のバルブ内部では、組成は場所により異なり均一でなく、点灯後、時間とともに組成が変化する。つまり、化学変化が実際に起こっている現象を直接モデルとして再現することができなかった。

1990年代に入ると、計算機と解析コードの進展により、熱流体場のシミュレーションが報告されるようになった²⁰⁾⁻²¹⁾。バルブ内部の熱輸送現象を数値的にとらえることが可能となり、Langmuirの提唱したLangmuirシース²²⁾の意味や実態がシミュレーションにより検証できるようになった。すなわち、Langmuirシースの内側では輸送現象の主体は拡散であり、その外側では対流の影響が大きくなり、その状況は温度分布や圧力にも依存する。また、1990年代には低封入圧化されながらも特性があまり低下しないハロゲン電球が開発されており、管内現象の考察が開発に非常に有益な知見を与えることを示す事例となった。

しかし、これらの報告においても、化学反応の解析は熱流体場の解析と同時にされていない。現在、熱流体場を解析するコードがいくつか実用化されているが、これらのコードには汎用性のある熱力学データベースが付属していないため、熱流体場の解析と化学反応解析とを組み合わせる方法は未だ一般的でなく、解析方法の詳細を報告した例は見あたらない。

本研究では、(1)熱流体場の解析、(2)化学平衡解析、および(3)それらのインターフェイスの3つの解析ソフトウェアを組み合わせることにより、実際の管内現象を熱流体と化学平衡とを関連させながら同時にシミュレーションする方法を検討し、得られた結果について考察した。

2. 理論

2.1 熱流体解析

反応性のない熱流体場の支配方程式は、以下に示す式(1)~(3)の独立方程式である²³⁾²⁴⁾。反応性のある熱流体場の場合には、これに式(4)が追加される²³⁾²⁴⁾。

(a) 質量保存式

系全体の質量保存則は連続の式として表され、

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{v} は流速、 ρ は密度である。また、 D/Dt は実質微分演算子で、

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$$

である。

(b) 運動方程式

運動方程式は、微小体積要素に出入りする運動量と、外力による力との和が、この体積要素内における単位時間あたりの運動量変化に等しいという式から導くことができる。Newton 流体の場合

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

と書ける。ここで、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソル、 \mathbf{f} は外力(体積力)、 p は圧力である。また、 $\rho \mathbf{v} \mathbf{v}$ は運動量流速テンソルで、 \mathbf{v} の各方向成分を v_x, v_y, v_z とすると、次のように書き表せる。

$$\rho \mathbf{v} \mathbf{v} = \rho \begin{pmatrix} v_x v_x & v_x v_y & v_x v_z \\ v_y v_x & v_y v_y & v_y v_z \\ v_z v_x & v_z v_y & v_z v_z \end{pmatrix}$$

式(2)は Navier-Stokes 方程式と呼ばれ、右辺第1項は微小体積要素に流入する運動量、第2項および第3項はそれぞれ、微小体積要素に働く力を面に垂直な方向に働く静圧成分と面に平行に働く成分を表している。静圧成分は圧力として、平行成分は粘性応力テンソルとしてそれぞれ表される。右辺第4項は、外力による仕事量である。

ところで、粘性応力テンソル $\boldsymbol{\tau}$ は次式で与えられる。

$$\boldsymbol{\tau} = \left\{ \left(\mu' - \frac{2}{3} \mu \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right\} + \mu \left\{ (\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T \right\}$$

ここで、 μ は粘性係数、 μ' は体積粘性係数、 \mathbf{I} は単位テンソル、添字 \mathbf{T} は転置行列を表す。また、 $\nabla \mathbf{v}$ は速度勾配テンソルで、次式のように定義される。

$$\nabla \mathbf{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial y} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} & \frac{\partial v_y}{\partial z} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix}$$

(c) エネルギー方程式

系内のある体積に流入するエネルギーが、この体積に含まれる全エネルギーの時間変化に等しいことを表した式がエネルギー方程式である。熱流体を考える場合、全エネルギーとしては通常、熱エネルギー(エンタルピー)と運動エネルギーを想定する。単成分系の場合、エネルギー方程式は、

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \frac{\partial p}{\partial t} + \Phi$$

ここで、 h はエンタルピー、 \mathbf{q} は熱流束、 Φ は粘性による散逸エネルギーである。

多成分系の場合には、さらに個々の化学種の移動に伴うエンタルピー変化を追加する必要が生ずる。異なった化学種では、同じ温度であっても比熱が異なるため、異なったエンタルピーをもつことになるためである。従って、エネルギー方程式は、

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\mathbf{q} + \sum_i \rho_i \mathbf{v}_i h_i \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + \Phi \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 \mathbf{v}_i : 平均流速からの相対速度、 h_i : 比エンタルピーである。また、 ρ_i は化学種 i の質量分率で、 $\sum_i \rho_i = \rho$ が成り立つ。式(3)の

右辺第1項の中の $\sum_i \rho_i \mathbf{v}_i h_i$ は、化学種 i が輸送するエンタルピーの総和を表す。

(d) 化学種保存式と物質移動

多成分系流体では、化学種の構成が時間的、空間的に変化するため、個々の化学種に対する支配方程式が必要となる。系内のある体積に流入する化学種の質量が反応前後で変わらないということを表現した式が化学種の保存式である。モル数は反応前後で変化するため、モル数ではなく質量をもとに考える。多成分系の場合の化学種保存式(輸送方程式)は、

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_i - D_{im} \nabla \rho_i) = w_i \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、 D_{im} は化学種 i の混合物 m に対する分子拡散係数、 w_i は単位時間・単位質量当りの化学種 i の生成量、 \mathbf{v}_i は化学種 i の流速を表す。

(a)~(d)で述べた方程式群は各保存数が系の変化を通して保存されることを記述するバランスの式で、これらを解くことにより、各時刻の系の状況を知ることができる。ここで、各時刻における組成は化学平衡計算により求め、得られた結果を方程式(a)~(d)に与え、熱流体解析計算を行う。

2.2 化学平衡計算

本研究で使用した化学平衡計算ソフトは FactSage™ で、Gibbs 自由エネルギーの最小化法を用いることにより、凝縮相を含めた化学平衡計算が可能となっている。ハロゲン電球の場合、凝縮相のうち液相は生成しないが、固相についてはタングステン、タングステン酸化物、タングステンのハロゲン化合物などがバルブ内面やフィラメント周辺の低温部に生成するので、凝縮相を計算に含める必要がある。計算方法は文献^{9)~13)}に紹介されているので、ここでは概要について説明する。

系の Gibbs 自由エネルギー G は、化合物のモル数を x_i 、ケミカルポテンシャルを g_i とすると、

$$G = \sum_i x_i g_i \quad \dots\dots\dots(5)$$

と書き表せる。ここで、

$$g_i = g_i^0 + RT \ln a_i \quad \dots\dots\dots(6)$$

である。気相成分の活量 a_i は分圧 p_i に一致するので、

$$a_i = p_i = \frac{x_i}{X} P$$

となる。ここで、 X および P はそれぞれ気相の総モル数および全圧である。

ところで、式(5)は気相と凝縮相とに分けて総和を取ると、凝集化合物の場合は $a_i = 1$ なので(6)式右辺の第2項は0となり、

$$\frac{G}{RT} = \sum_{i=1}^m x_i^g \left\{ \left(\frac{g_i^0}{RT} \right)^g + \ln P + \ln \left(\frac{x_i^g}{X} \right) \right\} + \sum_{i=1}^s x_i^c \left(\frac{g_i^0}{RT} \right)^c \quad \dots\dots(7)$$

となる。ここで、 R は気体定数、 T は絶対温度、 m は気相を構成する化学種の数、 s は凝縮相を構成する化学種の数である。また、上付き添字 g および c はそれぞれ気相成分、凝縮相成分を表す。なお、 $g^0/(RT)$ の値は化合物ごとに次式により計算される。

$$\frac{g^0}{RT} = \frac{1}{R} \frac{G^0 - H_{298}^0}{T} + \frac{\Delta_f H_{298}^0}{RT}$$

ここで、 $(G^0 - H_{298}^0)/T$ は自由エネルギー関数、 $\Delta_f H_{298}^0$ は標準温度における生成エンタルピーである。また、上付き添字 0 および下付き添字 298 はそれぞれ熱力学的標準状態、標準温度 ($25^\circ\text{C} = 298.15\text{K}$) を表す。

一方、質量収支は

$$\sum_{i=1}^m a_{ij}^g x_i^g + \sum_{i=1}^s a_{ij}^c x_i^c = b_j \quad j = 1, 2, \dots, l \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで、 a_{ij} は i 化合物 1 モルを構成する元素のうちの j 成分 (j 番目の元素) の原子数、 b_j は j 成分の総モル数、 l は構成元素の総数である。

式(7)で表される Gibbs 自由エネルギーを、従属条件の式(8)を満たすような条件のもとに最小化する x_i^g および x_i^c の組合せが平衡組成である。最小化の方法としては Lagrange の未定係数法が利用される。

3. 解析モデル

3.1 解析モデルの構成

3.1.1 解析手順の全般

まず、バルブ内部の温度場および対流による速度場を、Kr-N₂系を $3.04 \times 10^5 \text{ Pa}$ (3 atm) 封入した系により計算する。ここで、Kr の分率は 0.9 で残りが N₂ である。各セルの温度および圧力が定まったところで化学平衡計算を行い、各セルにおける組成を求める。この組成と、隣接するセルの組成との間には差異が生ずるので、化学種ごとに濃度拡散を考慮して隣接するセルへ移動させる。この一連の計算を繰り返し行い、モニターしていた特定の化合物の分圧変化が連続する時間の間隔と比較した時に 10^{-8} Pa 未満となり、かつ、全ての化学種の分圧変化の推移のグラフが目視で安定したことを

もって定常状態に達したとみなし、計算を終える。

なお、今回のモデルでは反応率という量を定義した。化学反応速度が十分早ければ反応率は 100% となり、各時刻各セルにおいて化学平衡が完全に成り立つ。しかし、実測による検証は未だされていないため、化学反応は完全には成り立たないものと仮定して、各セルにおいて化学反応の結果平衡状態に至る化学種の量を反応率として定義した。そして、平衡に至った化学種と、そのまま残留した各化学種の両方を対流と拡散とにより移動させることにより、今後の研究成果に柔軟に対応できるようにした。後述するように点灯後系内の分圧分布が安定するまでに要する時間がランプ寿命の 3000hr に比べて 4 オーダー以上短いため、仮に反応率が変動しても、安定時の分圧分布に影響はないと考えられる。また、寿命に至るまでの化学的な変化の進行が穏やかであることが目視などにより確かめられており、寿命中のほとんどの期間が安定時とみなせると考える。

3.1.2 熱流体-化学平衡複合計算

まず、実際のハロゲン電球の温度分布 (バルブ表面温度およびフィラメント温度) を正しく再現できるような境界条件を求め、得られた境界条件をもとに、バルブ内部に分割した各微小セルに割り付けた速度および温度を計算する。この計算は 3 次元モデルで行う。しかし、各セル中に含まれる化学種の分圧を求めるために化学平衡計算を行うと計算機の負荷が極端に大きくなり、全ての計算プロセスを 3 次元で行うことは未だ現実的ではない。

そこで、化学平衡計算は 2 次元モデルで行う。ここで言う 2 次元モデルとは、厚さ 1 要素の 3 次元モデルであり、先のステップで求めた 3 次元の流れ場と温度場の $y = 0$ 断面の解析結果をこの新しい 2 次元モデルのデータに変換する。ただし、このように $y = 0$ 断面を切り取って変換した 2 次元モデルのままでは、その流れ場は連続の方程式を満たさない。そこで、2 次元モデルで連続の方程式を満たすように後述する外力を用いて流れ場を修正し、新たに作成された熱流体場をもとに化学平衡計算を実施する。

つぎに、再計算された熱流体場を用いて各化学種の分圧の時間変化を計算する。各セルに対して 0.5sec 毎に平衡計算を行い、結果を拡散と対流により隣接するセルへ受け渡す。特定のセルの特定の化学種をモニターし、計算した結果の時間的変化が閾値として定めた 10^{-8} Pa 未満となり、かつ、全ての化学種の分圧変化の推移のグラフが目視で安定したことをもって定常状態に達したとみなし、計算を終了する。ここで、 10^{-8} Pa には一般的な意義はないが、平衡計算での SPW の最小値未満となる様に設定とした。

3.2 熱流体場のモデル化

3.2.1 ランプおよびフィラメントの形状

考察の対象としたハロゲン電球の外観図を図 1 に示す。店舗照明などに広く普及している商用電圧ミラー一体型ハロゲン電球である。外径 51mm の小形ミラーにより配光を制御するため、光利用効率を高める目的でコイル全長がミラーなしハロゲン電球のコイル全長よりも短く設計されている。そのため、バルブの温度分布は同じ消費電力のミラーなしハロゲン電球に比べて $10 \sim 50 \text{ K}$ 高くなっている。なお、座標系は図 2 のように設定した。原点はバルブトップ側の発光部端部である。口金上向きで点灯することを想定し、 z 軸は封止部側を正方向とした。

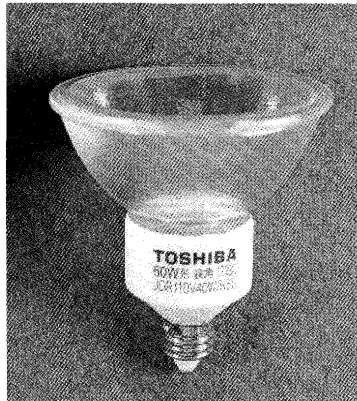


図1 ランプ外観
Fig. 1 Appearance of the lamp.

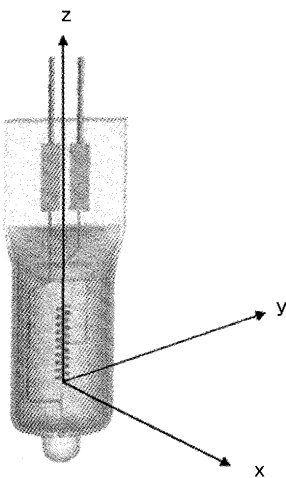
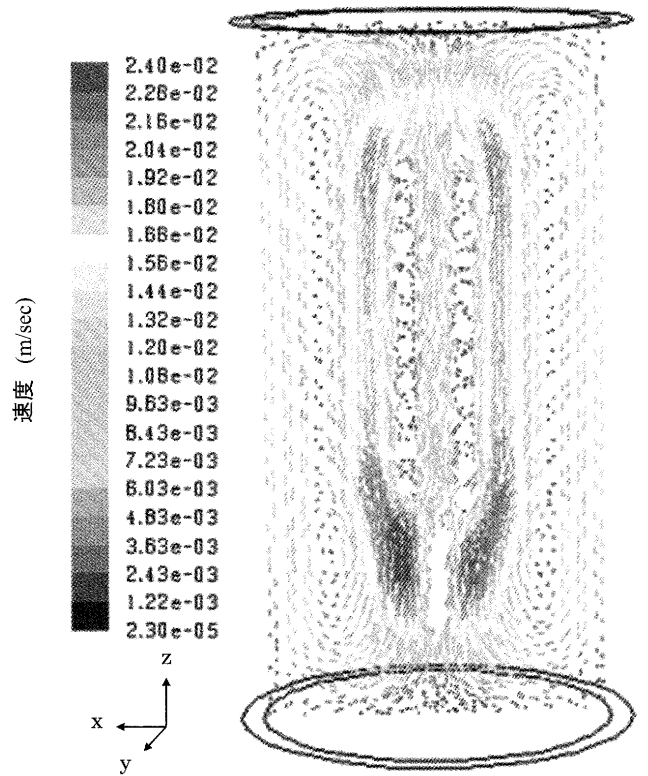


図2 座標軸
Fig. 2 Definition of coordinate axis.

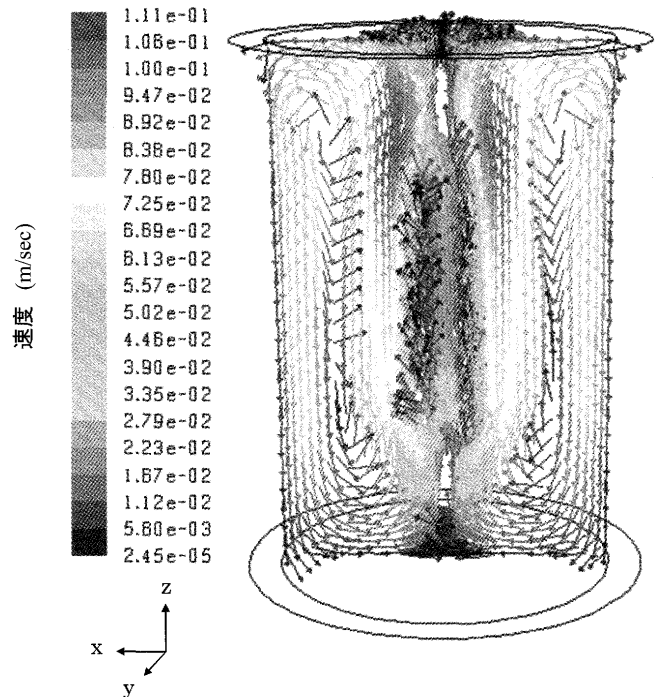
コイルのモデル化に際しては、どこまで正確にモデル化するのかを検討しなければならない。そこで、フィラメント発光部の両端に続くコイルリードの要否を検討するため、コイルリードを含めた場合と含めない場合とで、周囲の熱流体場の比較を行った。フィラメント両端にコイルリードを付けた場合と付けない場合とで、対流の状況を比較した結果を図3に示す。フィラメントの片側にコイルリードを付けない場合の図3(a)では、コイルリードの有無によりコイル両端部の流速ベクトルの様子が大きく異なる。さらに、両側に付けた場合と比較すると、分布のみでなく流速自体にも大きな差が現れている。これらの結果はモデルにはコイルリードを含めて検討する必要があることを示している。特に、コイルリードを付けないモデルでは、コイルリードの端部に流れのよどみが生じない点に注意を払う必要がある。また、実際に H₂O などの不純物が混入した場合に生ずるケミカルアタックは、低温部に顕著に影響が現れる。これらの理由から、コイルリードもモデルに含めて検討を進めることとした。なお、図3(a)および(b)では発熱部のフィラメント及びコイルリードは白く抜かれている。図3(b)ではフィラメントコイル内側の矢印が重なっており見にくくなっているが、水色の矢印(1.67×10⁻²~3.35×10⁻³m/sec)の方向は上方である。また、青色の矢印(2.45×10⁻⁵~5.60×10⁻³m/sec)の方向はコイルの断面に沿っているため、方向が乱れて表示されている。フィラメント中心部を抜

粋し、矢印の密度を変えて図3(c)に示す。



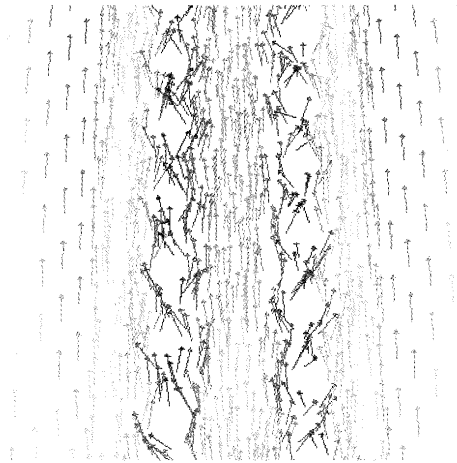
(a) フィラメント片側コイルリードなし
図3 流速ベクトルの比較

Fig. 3 Comparison of the vector contour_3D.



(b) フィラメント両側コイルリード付き
図3 流速ベクトルの比較_3D

Fig. 3 Comparison of the vector contour_3D.



(c) (b)のフィラメント中心部拡大図

図3 流速ベクトルの比較_3D

Fig. 3 Comparison of the vector contour_3D.

解析に用いたコイル形状を図4に示す。実際のフィラメントはダブルコイルであるが、ダブルコイルをCADでモデル化することは難しく、仮に作成したとしても周囲のメッシュを極めて小さく作成する必要が出てくるため、化学平衡の反復計算に要する時間が膨大となって現実性がない。そこで、この解析では、フィラメントをシングルコイルとみなして計算を進めることとした。コイルのピッチは0.8 mmで、フィラメントのシングルコイル部を円筒形とみなすと、コイルの表面積は $6.00 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ (60 mm²)となる。

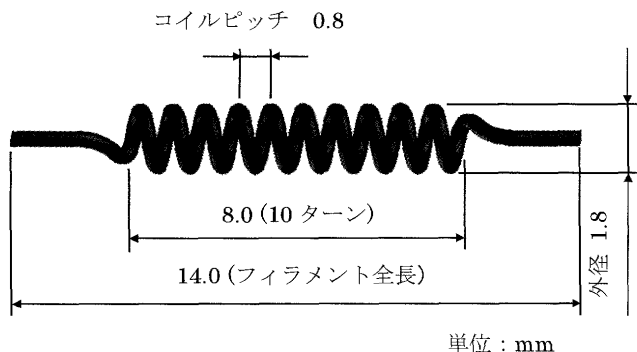


図4 フィラメント形状

Fig. 4 Filament dimension.

3.2.2 3次元解析格子

発光管に対しては、次のような3次元解析格子を設定した。

・バルブ形状

内径 $5.00 \times 10^{-3} \text{ m}$ (5 mm)、外径 $6.00 \times 10^{-3} \text{ m}$ (6 mm)の半径をもつ石英のケーシングをバルブの領域として設定した。また、バルブ形状は $1.60 \times 10^{-3} \text{ m}$ (16 mm)の円筒形状で近似した。

・解析格子

節点数 168145、要素数 283140の四面体および六面体1次要素をバルブ内部に設定した。計算精度を高くするためには六面体

要素の方が好ましいが、フィラメントは形状が細かく複雑なので、フィラメント周辺のみ四面体で分割した。

・物性

ケーシング内部はKr/N₂混合気体、ケーシングには石英の物性値を設定した。

3.2.3 熱流体境界条件の設定

計算に際しては以下のように境界条件を設定した。

・熱源

熱源はフィラメント表面からの放射で、発熱量は85 Wとする。可視光への変換効率を約10%とすると、この発熱量は100 Wクラスのハロゲン電球に相当する。この発熱量を、単位面積当たりの発熱量すなわち熱流速に換算すると、 $1.42 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ となる。

・ケーシング(石英バルブ)内外表面の特性

ケーシング内面には熱透過および反射境界を設定し、境界面における熱放射の透過および反射両方を考慮できるようにした。また、散乱係数を0.05に設定し、ガラスケーシング内面の粗さや汚れなどの影響を解析に反映させた。

・石英ガラスの熱伝導率

石英ガラスの熱伝導率を1.6 W/m·Kに設定した。

・熱流体場解析のための平均分子量

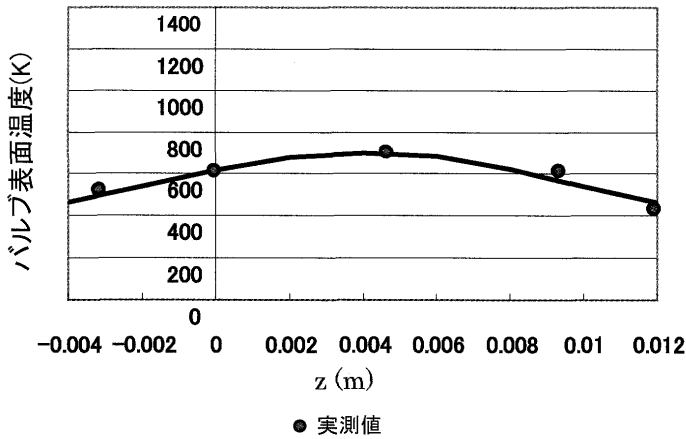
対流による速度場の計算では、Kr:90%・N₂:10%の混合気体を仮定し、平均分子量78.2 g/molを気体の分子量として使用した。

・石英ガラスの熱伝達率

この解析では計算負荷を低減するために電球外側の計算領域を設定せず、ガラス表面の熱伝達率を調整することによって、ハロゲン電球のバルブ外表面温度が実際の温度に近くなる条件を探索した。解析の目的は管内現象の考察なので、フィラメントおよびバルブ各部の温度が適正に再現されていれば、特に支障なく境界条件として用いることができる。

・バルブ外表面の境界条件

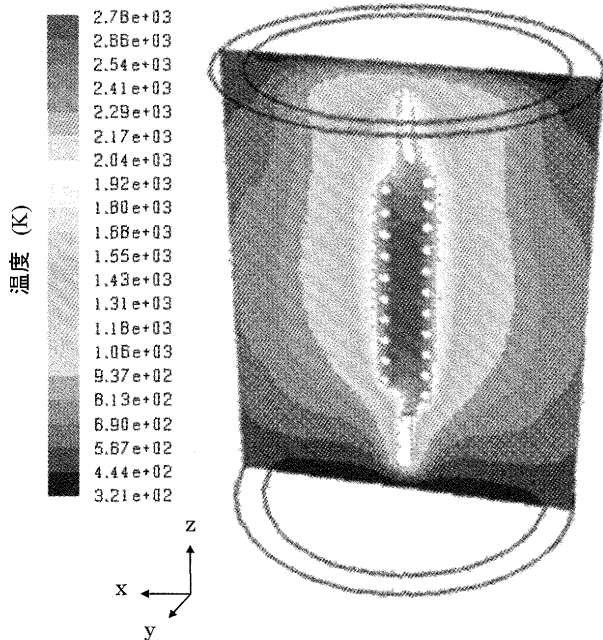
近年、ガラスの外表面には赤外反射膜がコーティングされることが多い。赤外反射膜がコーティングされた場合、石英ガラスの物性値をそのまま使用すると表面温度が実際測定値どおりに再現されないことがある。そこで今回の解析では、モデルの汎用性を確保するため、バルブ外面の熱伝達率を調整して電球より生ずる自然熱伝達・放射を再現し、バルブ外面の温度分布等をうまく再現できる条件を採用することとした。熱透過・反射境界で熱伝達率は $200 \text{ W/m}^2\text{K}$ 、散乱係数は内面と同様0.05と設定することにより、図5に示すように、実際のバルブ表面の温度分布が良好に再現されることを確認した。ここで設定した熱伝達率と散乱係数の値は仮定であるが、熱流体計算の結果としてのバルブ表面温度が実際の温度分布を再現できれば、境界条件の設定は正しいとみなした。



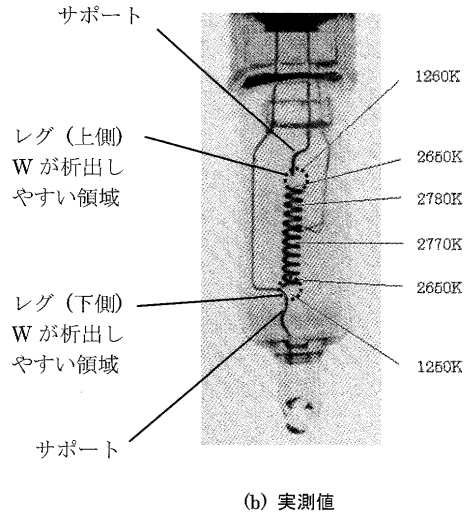
● 実測値
 図5 バルブ表面温度計算値
 Fig. 5 Temperature distribution of the bulb surface.

y = 0 平面上での温度分布を図 6 (a) に示す. 図 3 に示す速度分布と同様, ほぼ軸対象である. 化学平衡解析との複合計算を行うに際して, 2次元モデルを採用することとした.

ここで, 実際のフィラメントの温度分布を図 6 (b) に示すが, シミュレーションの結果と良好に一致している. 図 6 (a) 中のコイルリード先端部が図 6 (b) に示した実際のハロゲン電球のコイルリード先端部に対応する. 実際のハロゲン電球ではコイルリードはコイルではなく素線なので熱伝導が悪く, その結果として温度勾配が大きくなり, サポート接続部付近において温度は 1250~1260 K にまで低下する. シミュレーションでは図 6 (b) に示すハロゲン電球のコイルリード(上側)からコイルリード(下側)までをモデル化した.



(a) 温度分布_3D シミュレーション
 図6 温度分布
 Fig. 6 Temperature distribution.

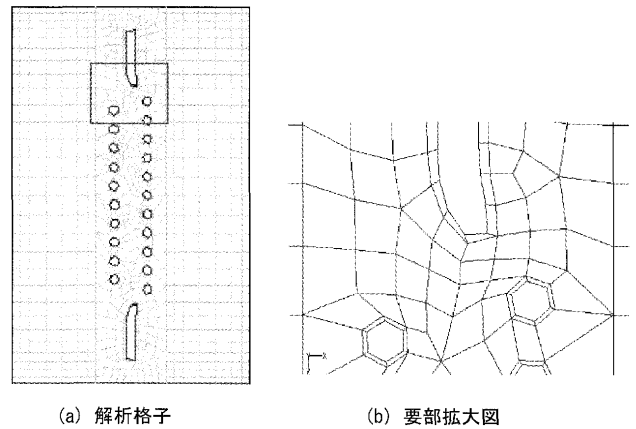


(b) 実測値
 図6 温度分布
 Fig. 6 Temperature distribution.

3.3 熱流体-化学平衡複合モデルでの条件設定

3.3.1 速度場および温度場の低次元化

計算に用いた解析格子を図 7 (a) に示す. 3次元ではあるが, 厚さは 1 μm で, 厚さ方向は 1 要素としているので, 実質的に 2次元モデルである. 図中の赤枠内の拡大図を図 7 (b) に示す. フィラメントの断面に接する箇所のセルは特に細かく設定した.



(a) 解析格子
 (b) 要部拡大図
 図7 解析格子
 Fig. 7 Mesh of the model.

3次元モデルの解析で得られた y = 0 断面の速度場を単に 2次元モデルに適用しただけでは, 流れは連続方程式を満たさなくなる. そこで, 流れ場が連続方程式を満たし, かつ, 温度分布が実測値 ± 10 度以内に収まるように, 流れ場の再計算を行った. 通常の流体計算を行うのであるが, 流れ場が目標値 (3D モデルで得られた計算値) に近づくようにするため, ペナルティ項 f_p と呼ぶ外力を与える. ペナルティ項 f_p は非定常計算流れ場を目標値に近づける体積力であり, 次式で与えられる.

$$f_p = \alpha(v_c - v_o)$$

ここで、 v_c は2Dモデルで得られた計算値で、 v_0 は目標値である。 α は3Dモデルに近い速度場が得られる値を選定する。許容される誤差については一般的な指標はなく、速度ベクトルを比較しながらの視感評価になるが、流速のプロファイルは α により大きく変化するため、選択の自由度は小さいと考えている。再計算された流れ場は流れの連続方程式を満たしているため、この流速場を使い、物質の濃度変化を2次元の非定常で計算する。再計算した結果を図8に示す。流速の最大値は 1.10×10^{-1} m/secで、最小値は 4.65×10^{-5} m/secである。元の3次元モデルでは、流速の最大値は 1.29×10^{-1} m/sec、最小値は 1.77×10^{-4} m/secであり、かなり近い値が再現されている。フィラメントに衝突する領域で速度場が若干乱れているが、これは、2次元的に流れが制限されており、流れの逃げ場がないためである。しかし、フィラメントのごく近傍以外の速度場では3次元の解析結果とほぼ同等のプロファイルが得られている。なお、温度場についてもほぼ同等の結果が得られている。

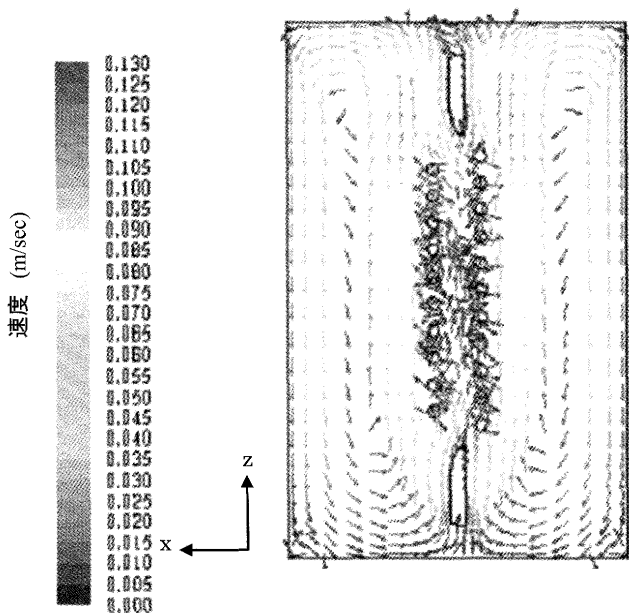


図8 2次元モデルにおける速度場
Fig. 8 Vector contour in 2D model.

3.3.2 化学平衡計算

化学平衡計算はFactSage™を利用し、平衡計算ライブラリであるChemAppを用いて、FLUENT®とリンクさせて実行した。平衡計算で使用する熱力学データベースはSGTEを用いた。平衡計算に必要な入力値は化学組成、温度、圧力である。化学平衡計算は全てのセルで、0.5secの時間ステップで実施した。次に、化学種 i が各セルで実際に反応する反応量 R_i を計算する。反応量 R_i は反応率 r_i を用いて定義し、反応する量を制御した。反応量の単位はkgで、温度およびセル中の化学種の質量の関数として次式で与えられる。

$$R_i = r_i \times m_i(x)$$

ここで、 m_i はセル中の化学種 i の質量(kg)、 A_R は反応速度をコントロールする係数で、単位は温度Kである。また、反応率 r_i は

$$r_i = \exp\left(-\frac{A_R}{T}\right)$$

で与えられる。反応速度の概念は平衡論にはないため、反応量はArrheniusの式に基づいて、上式のように定義した。

また、反応速度のコントロール方法については文献等が見あたらないため、高温部での反応率が約30%となるように定数 A_R を選んだ。30%の反応率は仮定であるが、後述するように、分圧分布が安定するまでの時間がハロゲン電球の寿命に比べて十分短いので、安定時の分圧分布の考察には影響は出ないと考えられる。図9は $A_R = 3000$ Kとして反応率を計算した結果で、高温部で反応率は33.5%となっている。ただし、初期状態を計算する際のみ $r_i = 1$ としている。条件 $r_i = 1$ は平衡を意味しており、初期状態($t = 1$ sec)でのみ各セルで化学平衡が成り立っていると仮定した。

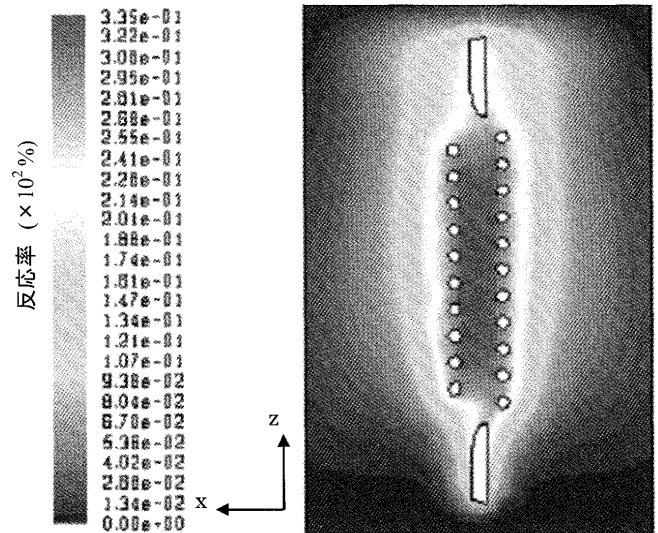


図9 反応率の空間分布
Fig. 9 Distribution of reaction ratio.

平衡計算、濃度の時間変化を考慮する物質のリストを表1に、初期封入組成を表2にそれぞれ示す。初期状態においてWはフィラメントに隣接するセル内のみ存在し、常に同じ量存在するものとして扱う。FLUENT®では扱うことのできる物質は計50種という制約があるため、化学平衡計算で生成が予想された物質のうち、生成量が大きい方から次の44種と初期封入物質である CH_2Br_2 の計45種を想定して計算を行った。初期状態において、系内には若干量の O_2 と H_2O を含めた。これらは実際のランプ製造工程において残留し得るレベルの量であり、短寿命や黒化などの不具合を生ずるレベルではない。また、故意にこれらの量の O_2 と H_2O を含有したハロゲン混合ガスを封入した実験により、ランプは正常な寿命となることを確認している。

バルブ内部では種々の化学種が生成するが、式(4)に含まれる化学種 i の混合物 m に対する分子拡散係数 D_{im} の値を決める普遍的な関係式は存在しない。そこで、今回の計算には以下の参考文献(25)にある一般的な推算式を用いた。

$$D_{im} = \frac{\exp(\ln A + s \ln T)}{p}$$

ここで、 p は圧力、 A および s は定数で、 $A = 0.653 \times 10^{-5}$ 、 $s = 1.766$ と設定した。ここで、ハロゲンサイクルに関連した系における A および s に関するデータは見あたらないため、これらも文献(25)に示された数値を用いた。 T は各セルでの温度である。 D_{im} は化学種 i には依存せず、全ての化学種について同じ値をとると仮定した。

表1 化学種一覧

Table 1 List of species.

気相	分子量	固相	分子量
Kr	83.8	W	183.85
W	183.85	WO ₂ Br ₂	375.6568
WO	199.8494	C	12.011
WO ₂	215.8488	CW	195.861
WO ₃	231.208224	CW ₂	379.711
W ₂ O ₆	463.6934	WO ₂	215.8488
W ₃ O ₈	679.5452	W ₇ O ₁₉	159.578576
W ₃ O ₉	695.5446	BrH ₄ N	97.9425
W ₄ O ₁₂	927.3928	WBr ₄	503.466
WBr	236.754	WBr ₅	583.37
WBr ₂	343.658	WBr ₆	663.275
WBr ₃	423.562	H ₂ WO ₄	249.86348
WBr ₄	503.466		
WBr ₅	583.37		
WO ₂ Br ₂	375.6568		
H ₂ WO ₄	249.86348		
HBr	80.91194		
H ₂ O	18.01528		
HO	17.00734		
C	12.011		
CO	28.0104		
CO ₂	44.0098		
Br	79.904		
Br ₂	159.808		
BrN	93.91074		
N ₂	28.01348		
NO	30.00614		
NO ₂	46.00554		
O	15.9994		
O ₂	31.9988		
H	1.00794		
H ₂	2.01588		

表2 初期封入物の組成

Table 2 Filling amount of the initial state.

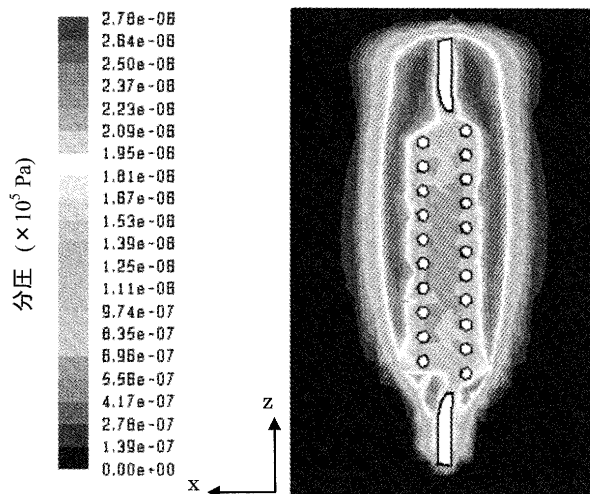
物質	分率
Kr	9.00×10^{-1} (9.00 × 10 ⁵ ppm)
N ₂	9.93×10^{-2} (9.93 × 10 ⁴ ppm)
CH ₂ Br ₂	6.00×10^{-4} (0.60 × 10 ³ ppm)
O ₂	5.00×10^{-5} (0.50 × 10 ² ppm)
H ₂ O	2.00×10^{-5} (0.20 × 10 ² ppm)

4. 結果

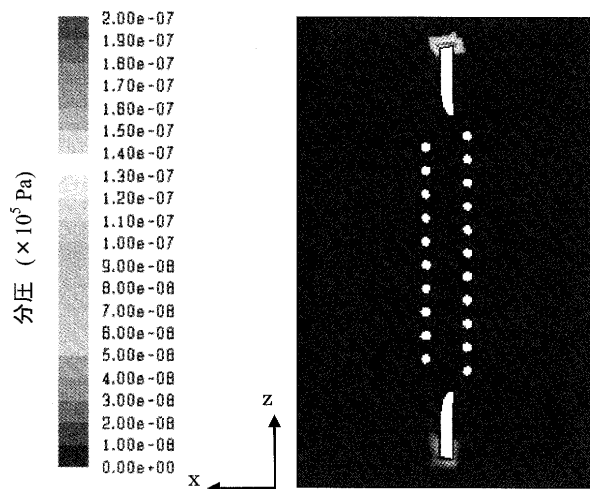
以上の検討結果をもとに計算した分圧分布の一例を以下に示す。時間は $t = 1 \text{ sec}$ (点灯直後) および $t = 300 \text{ sec}$ (安定化後) として、タングステンの析出メカニズムに影響を及ぼす可能性のある化合物の中から Br₂, W および SPW を選んだ。ここで、SPW は単位体積中に含まれるタングステンの総量を分圧で表した数字で、Summed pressure of W compounds の略である。すべての化合物に対して、点灯後 $t = 300 \text{ sec}$ おいて分圧の変化は閾値内(10⁻⁸Pa)に収まり、ほぼ定常状態に達したことを確認している。

4.1 Br₂ 分圧分布の推移

Br₂ は初期封入物である CH₂Br₂ の分解により生成する。図 10 は点灯直後および各化学種の分圧が安定した後における Br₂ 分圧分布である。点灯直後の $t = 1 \text{ sec}$ における分圧分布にはまだ対流と拡散の影響が出る前の分布の様子が残っている。従来の報告では、約 1600 K 以上では W と Br₂ とは化合物をあまり生成せず、相互に分離した形で存在するとされていた。この解釈が、W が高温部のフィラメントに帰還するという説明になっている²⁾。今回シミュレーションした結果の図 10 では、 $t = 1 \text{ sec}$ においては、約 1600 K で Br₂ の分圧が最も高く 10⁻¹ Pa オーダーとなり、より高温部のフィラメント近傍にかけては 10⁻² Pa オーダーの分圧で、やや低目のレベルである。ところが、分圧分布の安定する $t = 300 \text{ sec}$ では、Br₂ 分圧の最も高くなる場所は上側レグで 10⁻² Pa オーダーである。対流と熱拡散の影響によると考えられるが、分圧分布はもはや温度に対して一義的に定まらず、同じ温度の場所であっても分圧は異なる。フィラメント近傍における Br₂ 分圧は 2 桁以上低くなり、実質的にハロゲンサイクルに機能する Br₂ が存在する場所はコイルリード周辺部に集中する。



(a) $t = 1 \text{ sec}$ での分圧分布



(b) $t = 300 \text{ sec}$ での分圧分布

図 10 Br₂ 分圧分布の推移

Fig. 10 Transition of Br₂ partial pressure.

4.2 W分圧分布の推移

Wはフィラメントからの蒸発により気相中に放出される。図11は点灯直後および各化学種の分圧が安定した後ににおけるW分圧分布である。点灯直後の $t = 1\text{sec}$ においてフィラメント近傍のW蒸気圧が高いのは、蒸発したWの多くが対流と拡散によりまだ運ばれずに残っているためである。しかし、時間の経過とともに上側コイルリード周辺へ集まり、分圧分布が安定するとこの部分で最もW分圧は高くなる。フィラメント中央部にも分圧が上側コイルリード周辺と同程度の部分が残っているが、 $t = 1\text{sec}$ の場合と比べると分圧は1桁低くなっている。このようにW分圧が時間とともに変化する理由は、蒸発したWが対流と拡散により移動したことによる。コイルリード周辺部の温度は約1200Kと低温で、対流を考慮に入れない化学平衡モデルではこのような移動現象を再現することはできず、 $t = 1\text{sec}$ の場合とほぼ同等のW分圧が得られる。しかし複合モデルによればフィラメント近傍のW分圧は低く、蒸発したWはBrやOなどとの化合物をほとんど生成することなく、コイルリード周辺部へ運ばれるものと予想される。

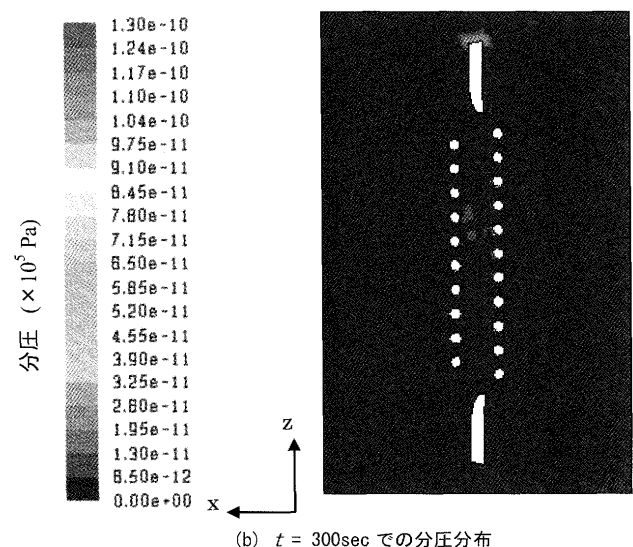
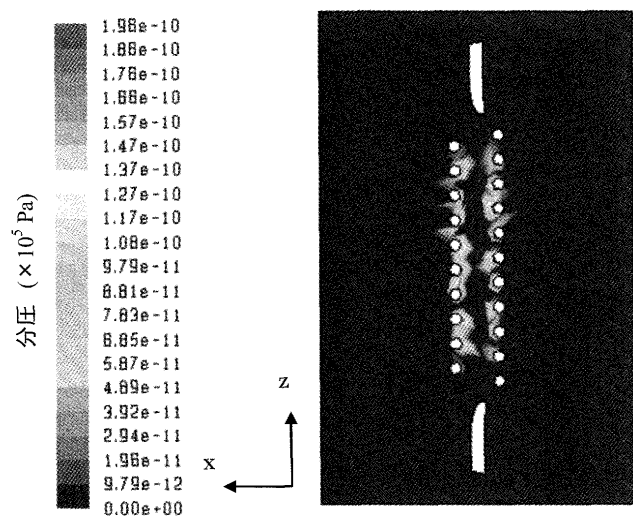


図11 W分圧の推移
Fig. 11 Transition of W partial pressure.

4.3 SPW分圧分布の推移

SPWは単位体積中に含まれるタングステンの総量を分圧で表した数字なので、SPW分圧の高い場所はWの存在密度が高い場所である。図12は点灯直後および各化学種の分圧が安定した後ににおけるSPW分圧分布である。Wは様々な化合物の形態を取りながら、バルブ内部を移動するが、フィラメント両端のコイルリードおよびバルブ内壁の低温部にタングステン量が多く存在することが分かる。バルブ内壁でSPWが高くなるのは、 $\text{WO}_2(\text{s})$ が生成するためである。

化学平衡論をもとに考察された従来の研究では、SPW値が小さくなるのはタングステンフィラメントの白熱領域とバルブ内壁のような低温部との中間部で、その部分にWが析出する。ところが、今回の複合モデルではバルブ内部のほとんどの領域においてSPW値は低く、両コイルリードの端部においてSPW値が大きくなっており、従来のモデルとは異なる状況が現れている。また、SPW値の低いバルブ内壁などでは黒化やタングステンの析出は観察されなかった。

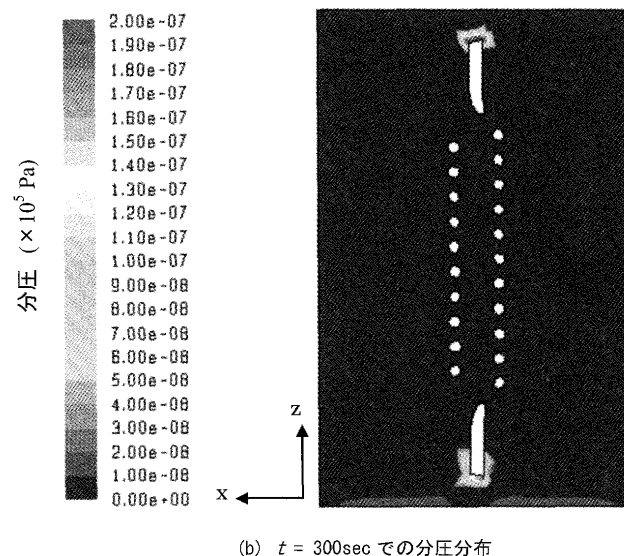
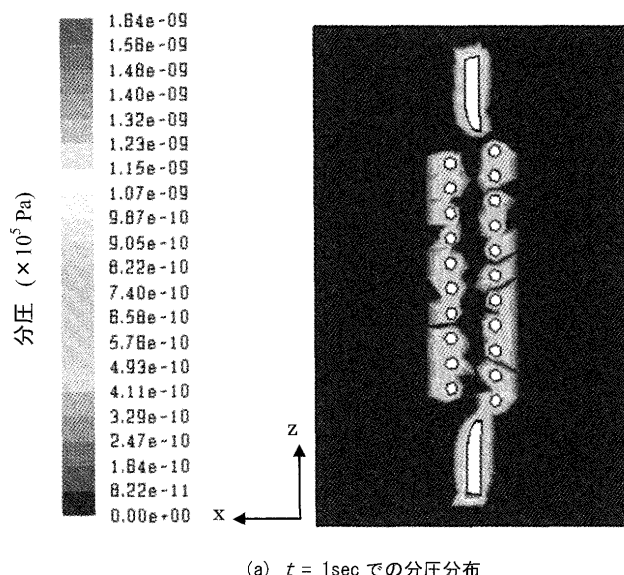


図12 SPW分圧分布の推移
Fig. 12 Transition of SPW partial pressure.

5. 考察

5.1 従来のモデル

Dr. Neumann は化学平衡計算をもとに、図 13 のようにハロゲンサイクルの過程を模式図としてまとめている²⁰⁾。

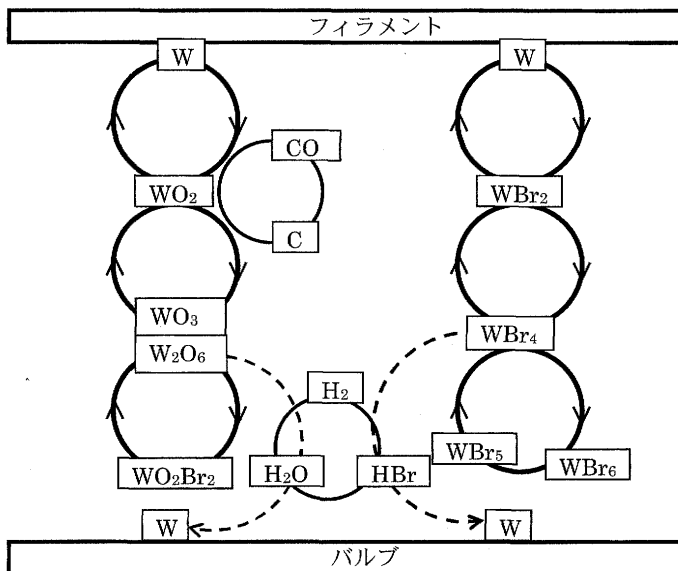
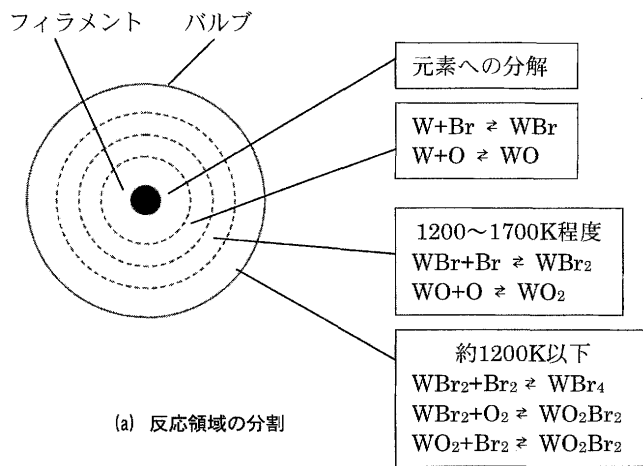


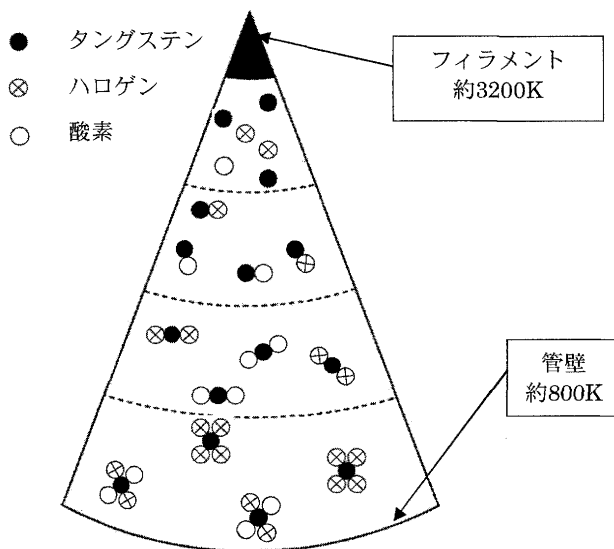
図 13 タングステン-ハロゲンサイクルの模式図
Fig. 13 Tungsten-halogen cycle in the equilibrium model.

ハロゲンサイクル反応は、W-Br および W-O-Br の 2 つの系列反応から構成される。これらの反応により形成される W-Br 化合物および W-O-Br 化合物は気相中に W を「溶解」させるが、これが黒化防止機構として働く。しかし、C 化合物が存在すると特に高温域において W-O-Br 系列反応から CO を形成するという形で O を奪うので、気相中への W の「溶解」機能が低下し、輸送量は低下する。逆に、低温域において CO は O 供与体として W-O-Br 化合物の形成を助け、サイクル反応を維持する。このように、C は低温域においては黒化防止の方向に機能する。

一方、H は H₂O と Br-H 化合物を生成することにより系列反応から O と Br とを奪い取り、W の気相中への「溶解」性を低下させ、気相から W を遊離し、低温部のフィラメント端部に針状結晶を成長させる。さらに多量の H が存在する場合には、黒化が発生する。バルブの一面を温度により 4 つの反応領域に分割し、そこで生成する主な化合物を示したものが図 14 である。



(a) 反応領域の分割



(b) 反応領域と主な生成化合物

図 14 ハロゲンサイクルの微視的モデル
Fig. 14 Species distribution in the bulb.

バルブ内を 4 つの反応領域に分割する温度は設計により異なるので一概に示せないが、重要なことは、化学平衡の集合体が形成されることにより、フィラメントから蒸発したタングステンが管壁に到達するのを抑制する機能が生ずることである。この「吸い込み」機能は、蒸発したタングステンが再びフィラメントへ戻るというサイクル反応よりもむしろ効果が大きく、個々の反応ステップの大部分はフィラメントのごく近傍で生じている。

この他にも、ハロゲンサイクルに関する多数の研究がなされている。それらの研究では、タングステンは対流と拡散によりバルブ内を移動するので、タングステンの「溶解」度が低下する領域、すなわち SPW 値が低くなる温度領域にタングステンが析出するという説明がなされている。また、この説明はハロゲン電球だけでなく、プロジェクター用の超高压水銀ランプの黒化防止機構に対しても応用されている²⁶⁾。

5.2 ハロゲンサイクル機構の考察

今回の研究で得られた結果から推測したタングステン-ハロゲンサイクルの模式図を図 15 に示す。ハロゲンサイクル反応が W-Br および W-O-Br の 2 つの系列反応から構成されることは従来の理論と変わらない。しかし、従来の理論ではサイクル反応がバルブ内部の全領域にわたっていたことに対し、今回の研究で得られた結果では、対流が滞留する部分で集中的に行われている点が異なる。また、従来の解釈では、ハロゲン電球の黒化抑止にはバルブ全域にわたり W が「溶解」されることが有効に機能していると考えられていた。しかし、今回の結果は、むしろフィラメント周辺部やバルブ内壁から対流により移動する現象の効果の方が大きく、対流により移動した化学種は対流が滞留する部分に集中する。これは、分圧分布からタングステン-ハロゲンサイクルはこの滞留領域において活発に行われるとともに、この部分に W が「溶解」することを示している。さらに、この領域は熱流体のプロファイルにより定まるので、ランプの幾何学的な形状、温度分布、封入物組成および圧力の設定が重要である。

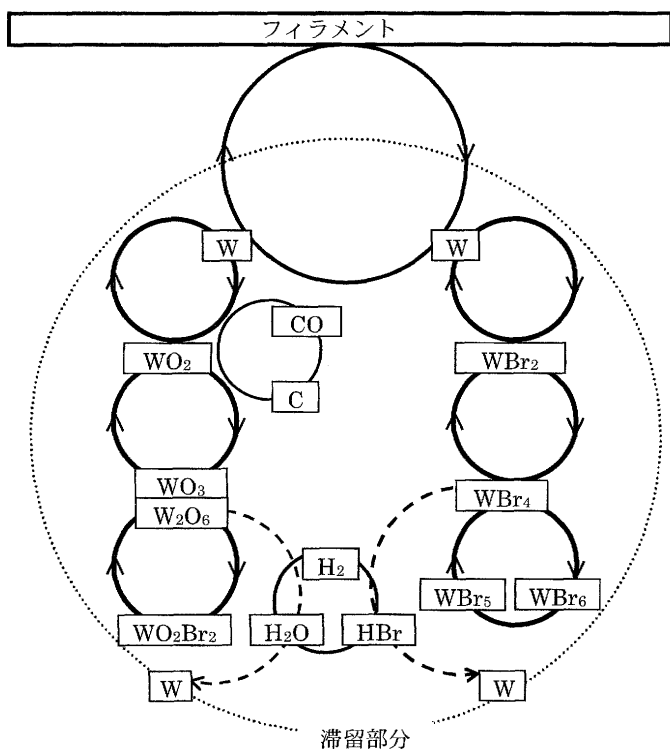


図 15 タングステン-ハロゲンサイクルの模式図
Fig. 15 Tungsten-halogen cycle in the hybrid model.

W-Br および W-O-Br の 2 つの系列反応ともに、サイクルには C および H が介在し、その量は生成する化学種の分圧に影響を及ぼす。従来の平衡モデルには滞留領域という考えは無く、初期組成が確定すると、バルブ内部の分圧分布は一義的に定まる。その結果、封入 H、O および C の量が定まれば、分圧分布が確定するので、タングステン-ハロゲンサイクルが良好に機能するかどうかはこれらの量に依存する。一方、今回の複合モデルでは、滞留領域が現れるため、現れる場所により適正な封入量は変化する。従って、設計においてはまず幾何学的な形状と封入ガスの主成分である不活性ガスの種類と封入圧力等を定めることにより対流の状況を確定し、

その上で封入ハロゲンおよび不純物として許容する H、O および C の量を定めるという手順が必要である。

5.3 不純物のハロゲンサイクルへの影響

タングステン-ハロゲンサイクルがここで提案する図 15 のようなメカニズムであったとすると、バルブ内部に残留する不純物がタングステン-ハロゲンサイクルへ及ぼす影響予測も変化すると考えられる。不純物の影響を予測するために、今回計算したランプ仕様において、図 13 のベースとなった平衡論と図 15 のベースの複合計算とにより、主要化学種の分圧分布の相違を比較し、タングステン-ハロゲンサイクルに及ぼす影響について検討する。ここで、化学平衡モデルではバルブ全体を均一な系とみなしていることに対し、複合モデルでは対流と拡散の影響を考慮したことにより、バルブ内部で化学種の存在密度(分圧)にむらが生ずる。その結果、温度が同一の比較でも場所により分圧分布は異なり、バルブ全体に含まれる各元素のモル数の合計を等しく設定しても、注目した部分の一定体積中に含まれる化学種のモル数の合計は 2 つのモデルの間では異なる。

フィラメント中心近傍の温度は 2750 K である。平衡計算により求めたこの点における W 蒸気圧は約 1.2×10^2 Pa であるが、複合計算により求めたこの点での W 分圧は約 1.3×10^{-6} Pa で、平衡計算による値よりはるかに低い。W 原子は点灯中、平衡蒸気圧に見合う分だけの蒸発を継続する。この蒸発量はフィラメント温度により決まるので 2 つのモデルともに同一であるが、複合モデルの方が分圧の低くなる理由は、蒸発した W が対流と拡散により移動するためである。

つぎに、低温部である上側コイルリード先端部における主な化学種の分圧を、化学平衡のみから導いた結果と、今回のシミュレーションで得られた結果を図 16 に比較する。図 16 には生成する化合物のうちの一部を代表として示す。平衡計算では系全体を熱力学的に均一な系とみなしたことに対して、今回の計算では熱流体場を想定したことによる化学種の動きの効果が現れ、結果として計算した点の分圧に相違が生じた。

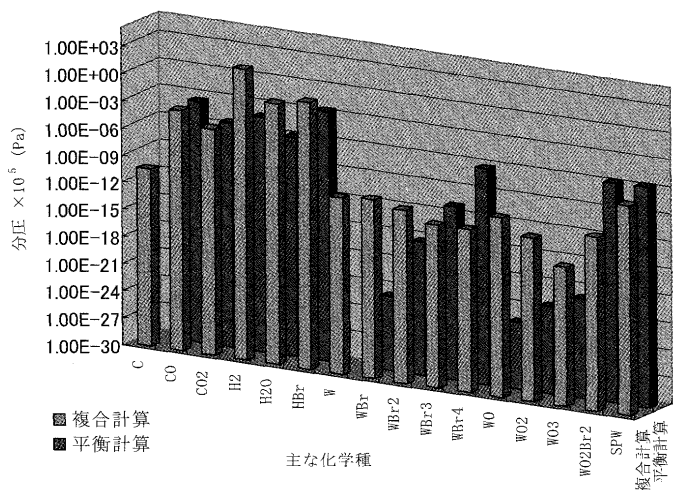


図 16 分圧比較
Fig. 16 Comparisons of partial pressures.

コイルリード近傍において、W-O-Br 系列を構成する化学種の分圧と W-Br 系列を構成する化学種の分圧とを比較してみると、

- 1) W-O 系列と W-Br 系列を構成する化学種の分圧を例えば WBr_2 と WO_2 のように W に対する O または Br が同じ価数どうしの化合物で比較すると、WO 以外は W-Br 系列を構成する化学種の分圧の方が複合計算では高く、W-Br 系列の方が優勢である。
- 2) W-O 系列では W_2O_6 や WO_3 などのように W に対して O の価数が高い化学種の分圧よりも、WO や WO_2 などのように O の価数が低い化学種の分圧の方が複合計算では高い傾向にある。これは化学平衡モデルとは逆の結果になっている。
- 3) W-Br 系列においても、例えば WBr_6 のように W に対する Br の価数が高い化学種よりも WBr_2 や WBr_3 のように Br の価数が低い化学種の分圧の方が複合計算では高い傾向がある。これは化学平衡モデルとは逆の結果になっている。

この理由は、流れの滞留する場所の熱力学的状態が $1100\sim 1700\text{ K}$ 、全圧が $11\times 10^5\sim 16\times 10^5\text{ Pa}$ なので、その状況で安定な化学種の分圧が高くなっていることによると考えられる。ここで、図 13 および図 15 を参照すると、 H_2O サイクルは W-O-Br および W-Br の両系列に対して、主に O および Br の価数が高い化学種に作用する。ところが、O の価数が高い化学種は分圧が低く抑えられるため、 H_2O の封入量が多少増加しても、全体の反応速度は O の価数が高い化学種が律速となり、大きく変わらない可能性がある。また、ハロゲンサイクルの主体が W-Br 系列とすれば、O が増加しても C-O サイクルの影響は少なく、同様の結果になることが予想される。

つぎに、SPW 値であるが、平衡論に基づいた解釈では SPW 値の低い点にタングステンが析出する。そして、その点は封入物質の組成と量により多少変わるものの、適正に封入化学種の量が定められたハロゲン電球では SPW カーブの極小点は白熱領域と 1500 K 以下の低温部との中間温度領域に現れる。ところが、今回検討した複合モデルでは SPW 分圧分布にこのような極小点は見られず、逆にレグ両端部において SPW 値の大きくなる点が現れた。タングステンが析出する条件については別の解釈ができる可能性がある。これについては、次報にてさらに検討を加えたい。

6. おわりに

点灯中のハロゲン電球管内で生じているハロゲンサイクルを再現することを目的として、シミュレーションモデルを作成した。封入物質としては Kr 、 N_2 、 CH_2Br_2 および不純物としてバルブ内に残留する微量の H_2O および O_2 を初期封入物質として想定して計算した結果、フィラメントの点灯により CH_2Br_2 が分解し、各種化合物を生成する様子と、その後対流や拡散によりバルブ内に輸送されながら定常状態に至る過程を再現できた。

生成・分解する量や反応が活発になる領域などは化合物ごとに異なるため、時間の経過に伴う分散の仕方は生成物毎に異なるが、各生成物の分圧分布は、点灯後約 300 sec でほぼ安定した。

全体的な特徴として、フィラメント両端のコイルリード近傍は対流速度が遅く、流れが密集するポイントとなっている。その原因はフィラメント形状を含めた管内封入物の構造と温度分布によるところが大きく、それによってコイルリードにおいて流れが滞留するものと考えられる。これが、各生成物の分圧分布がコイルリード周辺部で高くなる理由であり、ハロゲン電球の寿命末期にタングステンが析出する領域と極めて良く一致している。次報では、実際の寿命試験の結果と複合モデルとの結果を対比しながら、タングステン

-ハロゲンサイクルに及ぼす不純物の影響をより具体的に検討する予定である。

今回作成したモデルは、各時刻、各点において反応率で示された量だけ平衡が成り立つことを仮定している。また、境界条件を固定しているために、対流については安定時の状態を前提として計算を行っている。しかし、実際には点灯後バルブ温度が安定するまでには約 30 sec を要する。この間の推移をシミュレーションするためには非定常の方程式を解く必要があるが、計算機の負荷を考えると現実的ではない。実際の現象との対比は、実測しながら動力学的な検証を行う必要があると考えられるが、これは今後の研究に委ねることとした。

謝辞

オスラムメルコ・東芝ライティング(株)、OSRAM GmbH、GTT-Technologies GmbH、(株)計算力学研究センター各位の支援と助言に感謝致します。

参考文献

- (1) L.N.Yannopoulos and A.Peblar: On the Role of Oxygen, Hydrogen, and Carbon In a Tungsten Bromine Lamp, Journal of IES, pp. 21-24 (1971).
- (2) J.R.Coaton: Modern tungsten-halogen-lamp technology, IEE. Proc., 117, pp. 1953-1959 (1970).
- (3) S.K.Gupta: A Thermodynamic Investigation of the Tungsten-Oxygen-Bromine System, Journal of Physical Chemistry, 75-1, pp. 112-118 (1971).
- (4) S.K.Gupta: Comments on Thermochemical Calculations of Tungsten Halogen Lamps, J. Appl. Phys., 42-13 pp. 5855-5856 (1971).
- (5) E.G.Zubler: Adsorption Effects in the Tungsten-Oxygen-Bromine Reaction, Journal of Physical Chemistry, 76-3, pp. 320-322 (1972).
- (6) G.Dittmer and U.Niemann: HETEROGENEOUS REACTIONS AND CHEMICAL TRANSPORT OF TUNGSTEN WITH HALOGENS AND OXYGEN UNDER STEADY-STATE CONDITIONS OF INCANDESCENT LAMPS, Philips J.Res., 36, pp. 87-111 (1981).
- (7) G.Dittmer and U.Niemann: HETEROGENEOUS REACTIONS AND CHEMICAL TRANSPORT OF MOLYBDENUM WITH HALOGENS AND OXYGEN UNDER STEADY STATE CONDITIONS OF INCANDESCENT LAMPS, Mat.res.Bull., 18, pp. 355-369 (1983).
- (8) G.M.Neumann: Der mechanismus des wolfram - halogenkreisprozesses in halogengluhlampen, LICHTTECHNIK, 24-12, pp. 606-607 (1972).
- (9) G.Eriksson: Thermodynamic Study of High Temperature Equilibria, Acta. Chem. Scand., 25, (1971) No7.
- (10) G.Eriksson and K.Hack: ChemSage-A Computer Program for the Calculation of Complex Chemical Equilibria, Metallurgical transactions, 21B, pp. 1013-1023 (1990).

- (11) G.Eriksson: AN ALGORITHM FOR THE COMPUTATION OF AQUEOUS MULTI-COMPONENT, MULTIPHASE EQUILIBRIA, *Analytical Chimica Acta*, 112, pp. 375-383 (1979).
- (12) G.Eriksson: Thermodynamic Studies of High Temperature Equilibria, *Chemica Scripta*, 8, pp. 100-103 (1975).
- (13) T.M.Besmann: SOLGASMIX-PV, a Computer Program to Calculate Equilibrium Relationships in Complex chemical Systems, Oak Ridge National Laboratory TM-5775 (1997).
- (14) W.B.White, S.M.Johnson and G.B.Dantzic: Chemical Equilibrium in Complex Mixtures, *Journal of Chemical Physics*, 28-5, pp. 751-755 (1958).
- (15) W.R.Smith and R.W.Missen: Chemical Reaction Equilibrium Analysis John Wiley & Sons (1982).
- (16) K.Hack: The SGTE casebook The Institute Materials (1996).
- (17) E.Schnedler: Description of tungsten transport processes in inert gas incandescent lamps, *Philips J.Res.*, 38, p. 224 (1983).
- (18) G.Dittmer and U.Niemann: THE INFLUENCE OF SOLID PHASE ON TRANSPORT CYCLES IN HALOGEN-FILLED INCANDESCENT LAMPS, *Philips J.Res.*, 42, pp. 41-57 (1987).
- (19) G.Dittmer and U.Niemann: THERMODYNAMIC CONSIDERATION ON TRANSPORT PROPERTIES OF HALOGEN-FILLED FLOOD-LIGHT LAMPS, *International Symposium on the Science & Technology of Light Sources (LS5)*, 22P, pp. 103-104 (1989).
- (20) 大山哲, 中川直樹, 齋藤永宏, 不破章雄: 小型白熱電球内部における熱及び物質輸送機構の数値解析, *照学誌*, 81-2, pp.66-77 (1997).
- (21) P.Y.Chang: THREE-DIMENSIONAL NATURAL CONVECTION IN AN A19 100W INCANDESCENT LAMP, *IES Annual Conference Paper* 20, pp. 126-139 (1991).
- (22) I.Langmuir: Description of tungsten transport-processes in incandescent lamps, *Phys. Rev.*, 34, p. 401 (1912).
- (23) 植田利久: 反応系の流体力学 コロナ社 (2002).
- (24) 平野敏右, 石塚悟: 化学流体力学 丸善 (1996).
- (25) 伝熱工学資料 改訂第4版 日本機械学会 p.356 (1986).
- (26) M.Rahmane and P.Meschter: Thermodynamics aspect of tungsten chemical transport in high pressure mercury lamps, *Proceedings of the 9th international symposium on the science & technology of light sources*, pp. 71-72 (2001).

(受付日 2009年2月27日/採録日 2009年7月3日)



大河 正志 (非会員)
新潟大学工学部福祉人間学科
昭和 59 年 3 月大阪大学基礎工学部卒,
平成元年 3 月大阪大学大学院基礎工学研究科博士後期課程修了。同年 4 月新潟大学工学部助手。現在同大学教授。工学博士。電子情報通信学会, 電気学会, 応用物理学会, IEEE, OSA, SPIE 等会員。



別所 誠 (正会員)
東芝ライテック株式会社技術本部
昭和 58 年 3 月早稲田大学理工学部卒, 昭和 60 年 3 月早稲田大学大学院理工学研究科博士前期課程終了。同年 4 月株式会社東芝入社。平成元年, 東芝ライテック株式会社設立にともない出向移籍。平成 12 年 10 月から平成 20 年 3 月, オスラム・メルコ・東芝ライティング株式会社へ出向。