液滴の表面張力対流に及ぼす支持棒の影響*

工 藤 一 彦^{*1}, 黒 田 明 慈^{*1}
田 中 建^{*2}, Wen-Jei YANG^{*3}Effect of Support Rod on Surface-Tension Driven Convection
within a DropletKazuhiko KUDO, Akiyoshi KURODA,
Tatsuru TANAKA and Wen-Jei YANG

The Marangoni convection in a supported liquid droplet suddenly subjected to radiative heating by a hot environment is analyzed by two-dimensional numerical analysis. The effects of the thermal conductivity and the heat capacity of the support rod on the flow and temperature rise within the droplet were studied. The following results are obtained. (1) The surface tension-driven convection occurs because of the difference between the temperature rise of the surfaces of the support rod and the liquid droplet. (2) The Marangoni convection within the liquid droplet decreases when the heat capacity or the thermal conductivity of the support rod becomes small. (3) The mean temperature change within the droplet is scarcely affected by the existence of the support rod, but when the heat capacity or the thermal conductivity of the support rod is large, the mean temperature becomes somewhat smaller than that in the case with out the support rod. (4) The maximum temperature of the droplet becomes small when the heat capacity or the thermal conductivity of the support rod is large.

Key Words: Numerical Analysis, Heat Transfer, Surface Tension, Marangoni Convection, Droplet

1. 緒 言

液滴が外部から加熱・冷却されることを利用する機器は、重力下あるいは無重力下を問わず数多く存在している。これらにおいて共通する液滴内での熱輸送機構や、これに及ぼす液滴の流動の効果に関しては、実験的に調べようとすると浮遊液滴の状態で測定するのが理想的であるが、これは困難である。たとえ無重力下においても液滴を一定位置に固定することは難しく、何かで懸架あるいは支持する必要がある。しかし、液滴を懸架あるいは支持すると、支持棒と液滴との昇温特性の違いによる液滴表面の温度差に起因する表面張力対流の発生により、上記の液滴内熱輸送機構が変化する可能性がある。

液滴の表面張力対流に関し従来より多くの研究⁽¹⁾⁽²⁾がなされているが、浮遊液滴のような球状の液滴に対する研究⁽³⁾⁽⁴⁾は少ない。また、液滴を支持棒によって懸架した系は、燃焼による実験⁽⁵⁾⁽⁶⁾に数多く見られるが、液滴内の熱輸送特性などを観察しているものはあ

まり見られない。さらに、支持棒の影響について述べられている研究も見られない。

そこで本研究においては、液滴を支持棒で懸架した系を対象とし、これが高温雰囲気中に瞬時に挿入されてふく射加熱される場合について、液滴内の熱輸送機構と流動に及ぼす支持棒の影響を二次元の過渡数値解析により求め、これに対する種々のパラメータの影響を調べた。ここで、本研究では微小重力下での現象を対象としているので、浮力の影響は無視する。また、使用液体としては、揮発の少ないシリコンオイル等を念頭においているので表面からの蒸発も考えないこととする。

2. 記 号

A : 支持棒と液滴の接触面積 m^2

a : 温度伝導率 m^2/s

C_p : 比熱 $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$

Ma : マランゴニ数 [式(1)]

N_r : 伝導・放射パラメータ [式(2)]

Pr : プラントル数

r : r^* を無次元化した距離

r^* : 液滴中心からの距離 m

r' : 支持棒中心からの無次元距離

* 原稿受付 1995年6月27日。

^{*1} 正員、北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

^{*2} 正員、北海道大学大学院。

^{*3} ミシガン大学工学部 (Ann Arbor, MI, USA)。

R : 液滴半径 m

t : 無次元時間

T^* : 温度 K

T_h^* : 加熱面温度 K

T_E^* : 初期液滴温度 K

T : 無次元温度

T_h : T_h^* を無次元化した温度

u_r : r 方向無次元速度

u_θ : θ 方向無次元速度

z^* : 支持棒下端からの距離 m

z : z^* を無次元化した距離

θ : 液滴内の周方向角度(図1) rad

λ : 熱伝導率 W/(m·K)

μ : 粘性係数 Pa·s

ξ : 渦度

ρ : 密度 kg/m³

σ_s : 表面張力 N/m

ϕ : 流れ関数

添字

r : 支持棒

l : 液滴

3. 解析手法

3.1 支配方程式 解析対象としては、系の軸対称性が推測されるため、図1に示すような二次元系で解析を行った。また、支持棒の半径および長さは、液滴半径のそれぞれ1/4、4倍とした。支配方程式は、以下に示すように二次元・非定常・非圧縮性ニュートン流体の渦度輸送方程式、渦度-流れ関数方程式およびエネルギー方程式を球座標にて整理したものを液滴に用い、二次元・非定常の熱伝導方程式を円筒座標にて整理したものを支持棒に用いた。なお、以下の各式で用いている無次元パラメータは、無次元化を行うに当た

Fig. 1 Analytical system

り、代表長さ、代表時間、代表温度、代表速度として、それぞれ R , $R^2/(a \cdot Ma)$, T_E^* , $(T_E^*/\mu)(\partial\sigma_s/\partial T^*)$ を用いた。また、これらの代表量は液滴の物性値を基準として考えたため、式(8), (10)中に a_r/a_l , λ_l/λ_r が現れる。また、一般に自然対流の代表時間には、 R^2/a がよく用いられるが、本解析の θ 方向速度境界条件にマランゴニパラメータが現れると、高マランゴニ数で、不安定・発散の原因となる。しかしながら、 $R^2/(a \cdot Ma)$ とすることで、 θ 方向速度境界条件にマランゴニパラメータが現れなくなるため、より安定に数値計算することができる。ここでマランゴニ数は、

$$Ma = \left(\frac{\partial\sigma_s}{\partial T^*} \right) \frac{T_E^* R}{\mu a} \quad (1)$$

で定義される。また、温度境界条件の式(11), (22)に表れる無次元パラメータとして、次式で表される放射・伝導パラメータがある。

$$N_R = (\lambda_r/R)/(\sigma T_E^{*3}) \quad (2)$$

液滴側

(渦度輸送方程式)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r u_r \xi)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(u_\theta \xi)}{\partial \theta} \\ = \frac{Pr}{Ma} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \sin \theta \frac{\partial \xi}{\partial r} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right] \quad (3) \end{aligned}$$

(渦度 流れ関数方程式)

$$\xi = -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \right] \quad (4)$$

(速度成分)

$$u_r = -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \quad (5)$$

$$u_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (6)$$

(エネルギー方程式)

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_l}{\partial t} + u_r \frac{\partial T_l}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial T_l}{\partial \theta} \\ = \frac{1}{Ma} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \sin \theta \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T_l}{\partial \theta} \right) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

支持棒側

(熱伝導方程式)

$$\frac{\partial T_r}{\partial t} = \frac{a_r}{a_l} \frac{1}{Ma} \left[\frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial T_r}{\partial r'} \right) + \frac{\partial^2 T_r}{\partial z'^2} \right] \quad (8)$$

また、以下に境界条件を示す。なお、式(11), (22)の温度境界条件は、支持された液滴を高温雰囲気中に挿入することにより、その周囲からふく射加熱されている

ことを示している。ここで、液滴に入射するふく射エネルギーは、液滴がふく射に対して不透明でないかぎり、その内部へも侵入することが考えられ、入射ふく射エネルギーのスペクトル分布と、液滴の複素屈折率の波長分布によって定まる分布により吸収される。さらに液滴を支持する支持棒も、その表面は一般的には波長依存性を有する非灰色体である。つまり、ふく射エネルギーの吸収・放射は、個々の具体的なケースによって異なることとなるが、本解析では、支持棒と液滴内の過渡熱伝導特性の違いの効果を見るため、液滴に対するふく射の吸収・放射を液滴表面のみに限定して取扱った。また、液滴表面および支持棒表面は黒体として取扱った。

液滴側の境界条件

(温度境界条件)

$$\frac{\partial T_l}{\partial \theta} = 0 \quad (\theta = 0, \pi) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial T_l}{\partial r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_l} \frac{A_r}{A_l} \frac{\partial T_l}{\partial z} \quad (\text{contact surface}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$-\frac{\partial T_l}{\partial r} = \frac{1}{N_R} (T_h^4 - T_l^4) \quad (r=1) \quad \dots\dots\dots (11)$$

(渦度境界条件)

$$\xi = 0 \quad (\theta = 0, \pi) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\xi = \frac{\partial(r u_\theta)}{\partial r} \quad (r=1) \quad \dots\dots\dots (13)$$

(流れ関数境界条件)

$$\phi = 0 \quad (\theta = 0, \pi) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\phi = 0 \quad (r=1) \quad \dots\dots\dots (15)$$

(r 方向速度境界条件)

$$u_r = 0 \quad (r=1) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial \theta} = 0 \quad (\theta = 0, \pi) \quad \dots\dots\dots (17)$$

(θ 方向速度境界条件)

$$u_\theta = 0 \quad (\theta = 0, \pi) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$u_\theta = 0 \quad (\text{contact surface}) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) \right] + \frac{\partial T_l}{\partial \theta} = 0 \quad (r=1) \quad \dots\dots\dots (20)$$

支持棒の境界条件

(温度境界条件)

$$\frac{\partial T_r}{\partial r'} = 0 \quad (\text{center: } r'=0) \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$-\frac{\partial T_r}{\partial r'} = \frac{1}{N_R} \frac{\lambda_l}{\lambda_r} (T_h^4 - T_r^4) \quad (\text{surface: } r'=0.25) \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial T_r}{\partial z} = 0 \quad (z=5) \quad \dots\dots\dots (23)$$

数値解法はADI法を用い、各導関数を中心差分したもので解いた。また計算格子は、半径方向および θ

Fig. 2 Mesh division

Fig. 3 Effects of grid size

方向に 65×175 とし、図2に示すように半径方向および θ 方向ともそれぞれ不等間隔メッシュを用い、液滴表面および液滴と支持棒との境界に向かい密になるような格子間隔で行った。計算結果に与える格子間隔の影響を図3に示す。横軸は半径方向の無次元最小格子間隔 Δr であり、縦軸は支持棒に銅を用いた場合の無次元時間 $t=1.1$ における液滴内無次元最高温度を取ったものである。 θ 方向最小格子間隔は、 $\Delta\theta/\Delta r \approx 1$ とした。この結果より、以下本解析では、半径方向の無次元最小格子間隔が $\Delta r = 7 \times 10^{-3}$ となるように不等間隔格子を取ったもので計算を行った。

4. 解析結果

4.1 解析条件 本研究では、液滴の表面張力対流に及ぼす支持棒の影響として、液滴表面と支持棒の昇温特性の違いによる影響について調べた。また、この際の解析パラメータとして支持棒の熱伝導率と熱容量を用いた。これは、以下のようにして定められる。すなわち、基礎方程式および境界条件中に出てくる無次元パラメータは、 $Ma, Pr, N_R, a_r/a_l, \lambda_l/\lambda_r$ の五つであるが、これらのうち支持棒が関係する物性値としては a_r, λ_r がある。ここで支持棒の温度拡散係数は、 $a_r = \lambda_r / (\rho_r C_{pr})$ で定義されているため、結局、系全体の特性に及ぼす支持棒の影響は、支持棒の熱伝導率 λ_r と熱容量 $\rho_r C_{pr}$ による影響について調べればよいことになる。以下の解析においては、支持棒の熱容量を

$\rho_r C_{pr} = 3400 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 一定とし、熱伝導率 λ_r を0.4, 4, 400 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ と変化させたもの、および熱伝導率として $\lambda_r = 50 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 一定で $\rho_r C_{pr}$ を1000, 1500, 3000, 4500 $\text{kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ と変化させた場合について、その影響を調べた。さらに実際の支持棒材料について解析をいくつか行い、その特性を調べた。また初期条件としては、液滴内部と支持棒内部の温度は T_i^* とし、液滴は始め静止しているものとし、高温雰囲気中に挿入された時点以降の解析を行った。また、液滴の温度上昇により物性値が大きく変化することを避けるため、解析は無次元時間 $t = 7000$ で打ち切った。また、基準となる解析条件を表1~3にまとめた。液滴の物性値としては、シリコンオイル(5 cst)に対する表1の値を用い、他の設定条件は、表2のとおりとし、実在の支持棒材料の物性値は、表3の値を用いた。今回の解析では、表面張力対流の影響を見るため、粘性の低いシリコンオイルを対象としたが、これより粘性の高い場合は、表面張力対流が小さくなるため、以下の解析結果に比べ、対流の影響が小さくなるはずである。

4.2 支持棒の熱容量 $\rho_r C_{pr}$ の影響 支持棒と液滴の昇温速度の違いを調べるために、支持棒表面の上部、下部および液滴の表面最高温度の過渡変化を図4に示す。これを見てわかるように、 $\rho_r C_{pr} = 1000, 1500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ においては、支持棒上部の表面温度が、ある無次元時刻以降で液滴の表面最高温度より高くなっているのがわかる。一方、 $\rho_r C_{pr} = 3000, 4500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ では、ともに支持棒表面温度が液滴表面最高温度

よりも低いことがわかる。これは、支持棒の熱容量が大きいほど、その温度上昇に必要な熱量を多く必要とするためである。また、液滴表面の最高温度についても、支持棒の熱容量が大きくなるにつれ、低くなっていることがわかる。これは、支持棒の温度が上がらないと支持棒と液滴の境界での温度差が大となり、より強い表面張力対流が起こり、液滴表面の高温部と内部の低温部の混合が促進されることの影響によるものである。

このように液滴と支持棒の表面間での温度差による表面張力対流に関し、液滴表面の最高速度の過渡変化を図5に示す。 $\rho_r C_{pr} = 3000, 4500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ について比較すると、定性的な変化は同様であるが、 $\rho_r C_{pr} = 3000 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ では最高速度のピーク値は $\rho_r C_{pr} = 4500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ よりも小さく、ピーク後の減少割合

Fig. 4 Temperature histories
[effects of $\rho_r C_{pr}$, $\lambda_r = 50 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$]

Fig. 5 Transient change of max. surface velocity
[effects of $\rho_r C_{pr}$, $\lambda_r = 50 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$]

Table 1 Thermal properties of silicone oil

ρ	$[\text{kg}/\text{m}^3]$	915
C_p	$[\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$	1.84
λ	$[\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})]$	0.11
ν	$[\text{m}^2/\text{s}]$	5×10^{-6}
Pr		76.5

Table 2 Analytical conditions

Ma		9.79×10^4
N_b		0.2×10^{-1}
T_{i0}^*	$[\text{K}]$	800
T_{e0}^*	$[\text{K}]$	298
R	$[\text{m}]$	1.5×10^{-3}

Table 3 Thermal properties of support rods

	SUS303	Glass
ρ [kg/m ³]	7920	2190
C_p [kJ/(kg · K)]	0.499	0.74
λ [W/(m · K)]	16	1.38

合も大きい。つまり、支持棒全体としての昇温が $\rho_r C_{pr} = 3000 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ のほうが速いために、これらより温度上昇の速い液滴表面との温度差が小さくなり、表面張力対流の駆動力が小さくなる。一方、 $\rho_r C_{pr} = 1000, 1500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ の場合、さらに支持棒の昇温速度が速いために、最高速度のピーク値は他に比べ小さく、かつ速度の減少割合も大きい。また、ある無次元時刻以降で最高速度が負になっているのは、支持棒の温度が液滴の温度に比べて高くなるために、支持棒と液滴の境界端の温度こう配の正負が反転し、流動の逆転が起こったことを示すものである。これにより、今まで液滴内部の熱輸送方向が支持棒境界近傍から内部に向かう方向であったものが、逆に内部から液滴表面へと変化する。

そこで、このような流動が液滴全体の温度場に与える影響を見るため、図6に液滴全体の平均温度変化を示す。図6の中で、実線は支持棒のない単一液滴を高温雰囲気中に挿入した場合である。これを見てわかるように、支持棒の有無による液滴全体の平均温度変化にはそれほど差が見られない。しかし、支持棒の $\rho_r C_{pr}$ が $1000, 1500 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ の場合、はじめ平均温度上昇は支持棒なしの場合に比べて低いが、時間がたつにつれ、支持棒なしの場合よりも高くなっていくことがわかる。また、支持棒の熱容量が大きい場合には、すべての時刻で支持棒なしの場合より低い。これは支持棒と液滴との昇温速度の違いによるものであり、初期の段階、あるいは支持棒の熱容量の大きい場合には、支持棒のほうが液滴に比べ温度上昇が小さいために、支持棒と液滴の接触界面で熱が支持棒側に奪われているが、支持棒の熱容量の小さいものでは、図4に示されるように途中から支持棒の温度が液滴側の

温度よりも高くなるため、支持棒から液滴に対して熱を供給することになるためである。

4・3 支持棒の熱伝導率 λ_r の影響 4・2節で支持棒の熱容量の影響について考察をしたが、本節では、もう一つの可変パラメータである支持棒の熱伝導率の影響を調べる。異なる熱伝導率の支持棒を用いたときの支持棒表面の上部・下部の温度および液滴の表面最高温度の変化を図7に示す。支持棒の $\rho_r C_{pr}$ は $3400 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 一定としたので、支持棒上下の表面温度はほぼ等しく図上では区別できない。この場合、支持棒および液滴表面の温度上昇は支持棒の熱伝導率の小さいもののほうが高くなっている。これは、熱伝導率の大きいものは支持棒の表面から内部に多くの熱が伝えられるため、支持棒表面と内部の温度差がほとんどなくなり、これによって支持棒表面の温度上昇も小さくなったためである。また、液滴の表面最高温度が支持棒の熱伝導率が小さいほうが高いのは、支持棒の熱伝

Fig. 7 Temperature histories
[effects of λ_r , $\rho_r C_{pr} = 3400 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$]

Fig. 6 Mean temperature history
[effects of $\rho_r C_{pr}$, $\lambda_r = 50 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$]

Fig. 8 Transient change of max. surface velocity
[effects of λ_r , $\rho_r C_{pr} = 3400 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$]

導率が低いと支持棒の内部に熱が伝わりにくいので、その表面温度が比較的高くなり、支持棒表面と液滴表面との温度差が小さくなり、表面張力対流の駆動力が小さくなるため、比較的低温の液滴内部と表面との対流混合が減ることによるものである。また図8に、液滴表面の最高速度の過渡変化を示すが、これを見ても明らかなように、支持棒の熱伝導率が小さいほうが表面張力対流の流速が小さい。また図9より、支持棒の熱伝導率が小さいほど液滴の平均温度はわずかではあるが大きくなっているが、これは先に説明したように、表面張力対流の駆動力が小さくなることによる流動の

影響と考えられる。

4・4 支持棒物性値の影響のまとめ 支持棒の熱容量と熱伝導率の影響についてまとめると、支持棒の熱容量の影響としては、支持棒の熱容量が小さいほうが表面張力対流の強さが弱く、流動による液滴内部の混合は小さい。これにより、温度場は支持棒のない場合に近いものとなる。しかし、支持棒の熱容量が小さすぎると、支持棒から液滴に熱が供給されることになり、かえって温度上昇を促進してしまう。つまり、液滴に対して最適の支持棒の熱容量が存在することになる。本解析では、 $1\,500\text{ kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K}) < \rho_r C_{p,r} < 3\,000\text{ kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$ の間に支持棒の最適な熱容量の値が存在する。一方、熱容量の大きいものでは、支持棒の昇温が遅いため、表面張力対流が強く、液滴の表面温度を下げてしまう。また、支持棒の熱伝導率についても、その値が大きいものほど支持棒の昇温が遅いため、温度場および流動の影響が支持棒のない場合に比べて大きく現れる。このようなことから、液滴着火実験のような場合には、液滴表面の温度上昇が影響するため、流動による混合作用の小さい支持棒として、熱容量が小さくかつ熱伝導率の小さいもので液滴を支持することが好ましいといえるが、その値には最適値が存在する。

4・5 実在材料による比較 以上の節では、支持棒の物性値の影響について考察をしてきたが、本節では実際の材料を用いた場合について検討を行う。以下、支持棒材料として SUS 303 および石英ガラスを用い

Fig. 9 Mean temperature history
[effects of λ_r , $\rho_r C_{p,r} = 3\,400\text{ kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$]

Fig. 10 Transient change of flow pattern and temp. distribution within a droplet

Fig. 11 Transient change of max. temperature in a droplet (effects of rod's materials)

た場合を考える。SUS 303 および石英ガラスの物性値は、表 3 に示すとおりである。SUS 303 は、熱伝導率および熱容量ともに大きい値の代表として、また石英ガラスは、ともに小さい値の代表として取った。まず、定性的な流動および熱輸送機構を見るために、速度ベクトル、等温線を図 10(a), (b) に示す。図 10(a) に示す SUS 303 について見ると、表面張力対流が反時計回りに起こっており、支持棒近傍から内部方向に強い流動が生じているのがわかる。しかし、速度ベクトル線図より時間経過に伴い流動の強さが弱くなっていくことがわかる。また、等温線より液滴の内部へは流動により熱が運ばれていることがわかるが、液滴表面近傍では、熱伝導により熱が伝わっていることがわかる。しかしながら、図 10(b) の場合と比べると表面からの熱伝導による熱輸送は少なく、対流によって液滴内部の温度がより均一化されていることがわかる。一方図 10(b) に示す石英ガラスでは、初め反時計回りの表面張力対流が起きるが、時間経過に伴って流動が逆転しているため、初め支持棒近傍から液滴内部方向に熱が輸送されていたものが、流動の逆転により液滴の内部方向から液滴表面へ熱を輸送することになり、液滴内部温度分布が、時間経過とともに熱伝導に近い分布を取ることになる。

また、図 11 に液滴の最高温度変化を示す。これを見てわかるように、支持棒に石英ガラスを用いた場合は支持棒がない場合にかなり近い変化を示している。また、温度差は、 $t=7000$ で石英ガラスで 1.6%、SUS 303 で 6.8% であり、流速も液滴表面の最高速度のピーク値で石英ガラスのほうが SUS 303 に比べ 1/4 程度とかなり遅いことが求められている。

5. 結 言

液滴の昇温特性に及ぼす支持棒の影響について二次元数値解析により調べた。この結果、支配パラメータである支持棒の熱容量および熱伝導率の影響について、以下の結果を得た。

(1) 支持棒と液滴の昇温速度の違いにより、表面張力対流が生じる。この対流は次第に減速していき、物性値によっては、ある時間経過後対流方向の逆転が見られる。

(2) 液滴に生じる表面張力対流の大きさは、支持棒の熱容量あるいは熱伝導率が小さくなると小さくなるが、これらが小さすぎるとまた増大する。

(3) 液滴の平均温度上昇速度は、支持棒がない場合とあまり差はないが、支持棒の熱容量あるいは熱伝導率が大きいものでは、その上昇速度が若干遅い。

(4) 液滴の最高温度は、支持棒の熱容量および熱伝導率が大きくなると表面張力対流による液滴内部混合により、支持棒のないときより低くなる。

文 献

- (1) Shieh, C. Y. and Wen-Jei, Yang, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30**-5 (1987), 843.
- (2) Duh, J. C. and Wen-Jei, Yang, *Proc. 5th Int. Conf. Numer. Methods Thermal Problems*, V, Part 1 (1987), 459-471.
- (3) Bauer, H. F. and Werner, E., *Acta Astronaut.*, **15** 5 (1987), 275-290.
- (4) 工藤一彦・谷口博・黒田明慈・Yang, W. J.・田中建・安野正功, *機論*, **60**-573, B (1994), 1724.
- (5) Kumagai, S., Sakai, T. and Okajima, S., *Proc. 13th Int. Symp. Combust.*, (1970), 1-6.
- (6) Knight, B. and Williams, F., *Combust. Flame*, **32** (1980), 111-119.