

## 微小重力下における単一液滴の消炎現象に関する数値解析

## Numerical Analysis of Single Droplet Extinction in Microgravity Condition

石本 淳, 工藤 崇, 伊藤 昭彦, Kozo SAITO, Vedha NAYAGAM  
 (Jun ISHIMOTO) (Takashi KUDO) (Akihiko ITO)  
 弘前大学 弘前大学 弘前大学 Univ. Kentucky NASA Glenn  
 (Hirosaki Univ.) (Hirosaki Univ.) (Hirosaki Univ.)

The fundamental combustion and extinction characteristics of the methanol single droplet in microgravity condition are numerically investigated to realize the further development and high performance of microgravity droplets and spray combustion systems. First, the governing equations of the microgravity single methanol droplet combustion based on the unsteady one-dimensional, spherically symmetric model including single-step chemistry are presented, and several combustion and extinction behaviors are numerically calculated, taking into account the effect of the radiative heat loss. Based on the numerical results, the profiles of the temperature, mass fraction, burning rate concerning with the microgravity single droplet combustion and extinction characteristics is shown in detail, and it is also found that the reasonable numerical solutions that express the extinction limit are obtained by considering with the effect of the radiative heat loss. Especially, the numerical results on burning rate near the extinction limit express reasonably agreement with the recent space based experimental results.

**Keywords:** Microgravity, Droplet Combustion, Extinction, Radiative Heat Loss

## おもな記号

$B$ : 濃度定数  
 $c_p$ : 定圧比熱  
 $D_i$ :  $i$ 成分化学種における拡散係数  
 $d$ : 液滴径  
 $E$ : 活性化エネルギー  
 $K$ : 燃焼速度係数  
 $L$ : 蒸発潜熱  
 $Le_i$ :  $i$ 成分化学種におけるルイス数  
 $m$ : 質量流束  
 $p$ : 圧力  
 $Q$ : 発熱量  
 $q_r$ : 放射熱流束  
 $R$ : 液滴半径  
 $\mathcal{N}$ : ガス定数  
 $r$ : 半径方向座標  
 $T$ : 絶対温度  
 $t$ : 時間  
 $v$ : 流速  
 $W_i$ :  $i$ 成分化学種における分子量  
 $Y_i$ :  $i$ 成分化学種における質量分率  
 $\alpha$ : 熱拡散率  
 $\lambda$ : 熱伝導率  
 $\nu_i$ :  $i$ 成分化学種における量論係数

$\rho$ : 密度  
 $\omega$ : 反応生成量  
 添字  
 $( )^{a_i}$ : 物理量  $i$  に関する反応次数  
 $( )_F$ : 燃料  
 $( )_f$ : 火炎面  
 $( )_g$ : 気相  
 $( )_l$ : 液相  
 $( )_O$ : 酸化剤  
 $( )_s$ : 液滴表面  
 $( )_\infty$ : 無限遠方  
 $( )_0$ : 初期状態

## 1. はじめに

噴霧燃焼に対するマイクロスケールの燃焼場に着目した研究として、単一液滴燃焼に関する研究が挙げられるが<sup>(1-4)</sup>、液体燃料ロケットエンジンの噴霧燃焼効率の改善と関連して微小重力下における単一液滴燃焼特性に関し詳細な解明を求められるようになってきた<sup>(5-9)</sup>。現在までのところ微小重力液滴燃焼に関しては、ドロップタワーを用いた実験的研究が精力的に行われており、高圧雰囲気下における単一液滴燃焼<sup>(10)</sup>、多成分液滴の多段階燃焼等<sup>(11,12)</sup>に関する興味深い知見が得られている。

微小重力下の液滴燃焼を扱った最近の理論的研究によれば、液滴径が比較的大きい場合単一液滴燃焼に及ぼす放射熱損失 (Radiative heat loss) の影響が無視できなくなることが報告されており<sup>(2,3)</sup>、また、実験的検討からも、液滴粒径または酸化剤濃度が增大するに従い消炎過程に及ぼす放射熱損失の影響が大きくなることが報告されている<sup>(2)</sup>。しかしながら、液滴燃焼に及ぼす放射熱損失の影響が注目され始めたのはつい最近になってからであり、現在までのところ特に微小重力液滴燃焼の理論的研究に関しては従来型の拡散火炎モデルに基づいた研究が大部分であり、放射熱損失を無視し定常流を仮定した漸近解析によるものが主流である。さらに、液滴燃焼場に関して消炎限界までを考慮してモデリング・無次元化を行い、コンピュータシミュレーションの技法を適用した例は少ないのが現状である。

そこで本研究では、微小重力下における単一液滴消炎過程に及ぼす放射熱損失の影響を数値的に予測することを目的とし、非定常一次元球対称モデルを用いた単一液滴の微小重力燃焼場に関する数値解析を行った。

## 2. 基礎方程式と数値解析法

### 2.1 支配方程式

解析モデルは図1に示すようなメタノールの単一液滴に関する一次元球対称の微小重力燃焼場を仮定する。すなわち外部流れの存在しない静止雰囲気中に球状の液体燃料が存在し、球対称の拡散火炎が液滴周囲に生ずるものとする。なお、燃焼開始時における液滴表面の座標を  $r = r_{s0}$ 、火炎面の座標を  $r = r_{f0} = 3r_{s0}$ 、火炎より遠方における座標を  $r = r_{e0} = 8r_{s0}$  の位置に取る。液滴表面と火炎面の間には燃料蒸気が存在し、初期条件として液滴表面-火炎面における燃料蒸気の温度  $T$  ならびに燃料および酸化剤の質量分率  $Y_F$ 、 $Y_O$  に関して直線状の分布を与え、等圧条件を仮定する。また、単一液滴内部における液相温度分布は一様でかつ飽和温度に達しているものとする。さらに、液滴表面が受ける放射熱伝達 (radiative heat gain) の影響に関しては、火炎面からの放射熱損失 (radiative heat loss) の影響に比較して非常に小さいことが知られているので<sup>(13)</sup>、放射熱損失のみを考慮した計算を行った。

本計算においては液滴表面-燃料蒸気-火炎面-火炎から遠方に至る領域を計算領域として与えている。定式化に当たり、従来の等圧・非定常一次元球対称の液滴拡散火炎モデル<sup>(4)</sup>に対し、放射熱損失の影響を考慮に入れた基礎方程式系を新たに導出すると以下のようになる。なお、反応は単段と仮定した。

気相の質量保存式：

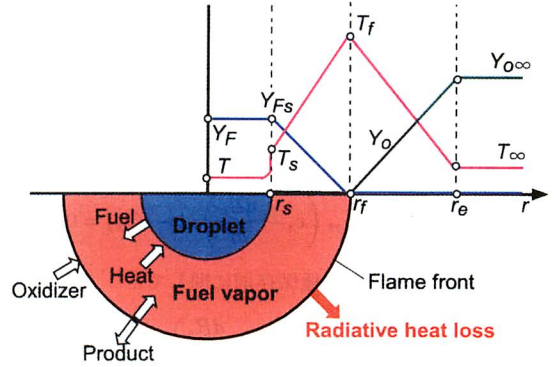


Fig. 1 Schematic of computational system

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v r^2) = 0, \quad (1)$$

化学種の保存式：

$$\rho_g \left( \frac{\partial Y_i}{\partial t} + v \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho_g D_i r^2 \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) - \nu_i \cdot W_i \cdot \omega, \quad (2)$$

エネルギーの保存式：

$$\rho_g c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} - r^2 q_r \right) + \nu_F \cdot W_F \cdot Q \cdot \omega, \quad (3)$$

状態方程式：

$$p = \rho_g (\mathfrak{R} / \bar{W}) T, \quad (4)$$

式(3)の放射熱損失項に関しては次式で定義する。

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 q_r) = \frac{4\sigma_{SB}}{l_p} (T^4 - T_\infty^4). \quad (5)$$

ここで、 $\sigma_{SB}$  は Boltzmann 定数、 $l_p$  は Planck 平均吸収長さを表す。 $l_p$  に関しては従来の研究<sup>(2,6)</sup>を参考に  $\text{CO}_2$  と  $\text{H}_2\text{O}$  のモル分率ならびに温度の関数として与える。また、式(2)、(3)における反応生成量  $\omega$  に関しては次式により与える。

$$\begin{cases} \omega = BT^{a_T} C_O^{a_O} C_F^{a_F} \exp\left(-\frac{E}{\mathfrak{R}T}\right), \\ C_O = \frac{X_{OP}}{\mathfrak{R}T}, \quad C_F = \frac{X_{FP}}{\mathfrak{R}T}, \end{cases} \quad (6)$$

ここで、 $C_i$  は  $i$  成分化学種におけるモル濃度、 $X_i$  は  $i$  成分化学種におけるモル分率を表す。さらに式(4)における  $\bar{W}$  は平均分子量を表し、 $(1/\bar{W}) = \sum(Y_i/W_i)$  と定義する。

### 2.2 境界条件ならびに初期条件

続いて式(1)~(4)の求解に要する境界条件ならびに初期条件を導出する。

液滴表面における境界条件 (at  $r = r_s$ ) :

・質量保存則に関して :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_l \right) = -4\pi R_s^2 \rho_{gs} \left( v_s - \frac{dR_s}{dt} \right), \quad (7)$$

・燃料の成分化学種保存則に関して :

$$\rho_g D_F \frac{\partial Y_F}{\partial r} \Big|_s + \rho_{gs} \left( v_s - \frac{dR_s}{dt} \right) (1 - Y_{Fs}) = 0, \quad (8)$$

・酸化剤の成分化学種保存則に関して :

$$\rho_{gs} D_O \frac{\partial Y_O}{\partial r} \Big|_s - \rho_{gs} \left( v_s - \frac{dR_s}{dt} \right) Y_{Os} = 0, \quad (9)$$

・エネルギー保存則に関して :

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_s - \rho_{gs} \left( v_s - \frac{dR_s}{dt} \right) L = 0, \quad (10)$$

・液滴表面温度に関して :

$$T|_s = T_s. \quad (11)$$

無限遠方における境界条件 (at  $r \rightarrow r_\infty$ ) :

$$Y_F \rightarrow 0, \quad Y_O \rightarrow Y_{O\infty}, \quad T \rightarrow T_\infty, \quad (12)$$

初期条件 (at  $t = 0$ ) :

$$T(r, 0) = T_0(r), \quad (13)$$

$$Y_i(r, 0) = Y_{i0}(r), \quad (14)$$

$$v(r, 0) = v_0(r), \quad (15)$$

$$R_s(0) = R_{s0}, \quad (16)$$

ここで,  $T_s$  は液滴表面温度,  $L$  は蒸発潜熱を表す.

### 2.3 支配方程式の無次元化

無次元化操作を施した基礎方程式系を導出すると以下のようなになる. 無次元化に当たっては, 以下の変数変換を行う.

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\rho}_g = \rho_g / \rho_{g\infty}, \quad \tilde{T} = c_p T / Q, \quad \tilde{r} = r / R_s(t), \\ \tilde{R} = R_s(t) / R_{s0}, \quad \tilde{Y}_i = \left( \frac{\nu_F W_F}{\nu_i W_i} \right) Y_i, \quad \tilde{m} = \tilde{\rho}_g \tilde{v} \tilde{r}^2 \tilde{R}, \\ \tilde{t} = \frac{\alpha_\infty}{R_{s0}^2} t, \quad \tilde{v} = \frac{R_{s0}}{\alpha_\infty} v, \quad \tilde{K} = \left( \frac{K}{4\alpha_\infty} \right). \end{array} \right. \quad (17)$$

なお, 以下の基礎方程式中に現れる変数はすべて無次元量であり, 無次元量であることを示す記号  $\sim$  は省略してある.

気相の質量保存式 :

$$R^2 \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{m_s}{\rho_l (1 - \rho_{gs} / \rho_l)} r \frac{\partial \rho_g}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial m}{\partial r} = 0, \quad (18)$$

化学種の保存式 :

$$\rho_g R^2 \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \left[ \frac{m_s \rho_g / \rho_l}{(1 - \rho_{gs} / \rho_l)} r + \frac{m}{r^2} - \frac{2}{\text{Le}_i \cdot r} \right] \frac{\partial Y_i}{\partial r} = \frac{1}{\text{Le}_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial r^2} - Q_c, \quad (19)$$

エネルギー保存式 :

$$\rho_g R^2 \frac{\partial T}{\partial t} + \left[ \frac{m_s \rho_g / \rho_l}{(1 - \rho_{gs} / \rho_l)} r + \frac{m}{r^2} - \frac{2}{r} \right] \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + Q_c - Q_r, \quad (20)$$

状態方程式 :

$$p = \rho_g (\mathfrak{R} / \bar{W}) T, \quad (21)$$

ここで, 式(19)右辺の  $\text{Le}_i$  は  $i$  成分化学種におけるルイス数を表し,  $\text{Le}_i = (\alpha_\infty / D_{i\infty})$  と定義する. 式(19)ならびに式(20)中の右辺における  $Q_c$  は化学反応により生ずる反応熱量,  $Q_r$  は放射熱量を表している.  $Q_c$  は以下の式で与えられる.

$$Q_c = \frac{R^2 R_{s0}^2}{\alpha_\infty} \cdot \frac{\nu_F W_F}{\rho_{g\infty}} \omega, \quad (22)$$

続いて, 式(22)における反応生成量  $\omega$  は次式で表される.

$$\omega = \left( \frac{B \gamma^{a_O}}{W_O^{a_O} W_F^{a_F}} \right) \cdot \left( \frac{p \bar{W}}{\mathfrak{R}} \right)^{a_O + a_F} \cdot \left( \frac{Q}{c_p} \right)^{a_T - a_O - a_F} \cdot T^{a_T - a_O - a_F} \cdot Y_O^{a_O} \cdot Y_F^{a_F} \cdot \exp \left( -\frac{E}{\mathfrak{R} T} \right), \quad (23)$$

ここで,  $\gamma = (W_O \nu_O) / (W_F \nu_F)$  とする. 式(22)に式(23)を代入すると次式を得る.

$$Q_c = \text{Da} \cdot Y_O^{a_O} \cdot Y_F^{a_F} \cdot T^{a_T - a_O - a_F} \cdot \exp \left( -\frac{E}{\mathfrak{R} T} \right), \quad (24)$$

ここで, 式(24)における  $\text{Da}$  は Damköhler 数を表し, 次式で定義する.

$$\text{Da} = \left( \frac{R^2 R_{s0}^2}{\rho_{g\infty} \alpha_\infty} \right) \left( \frac{B \nu_F W_F \gamma^{a_O}}{W_O^{a_O} W_F^{a_F}} \right) \cdot \left( \frac{\bar{W} p}{\mathfrak{R}} \right)^{a_O + a_F} \cdot \left( \frac{Q}{c_p} \right)^{a_T - a_O - a_F}, \quad (25)$$

ここで, 反応次数を  $a_O = a_F = 1$ ,  $a_T = 0$  と仮定すると,  $\text{Da}$  は,

$$\text{Da} \approx R^2 \cdot T_\infty^2 \cdot \left( \frac{\tau_d}{\tau_c} \right), \quad (26)$$

と近似できる. また,  $Q_r$  は, 次式のように表される.

$$Q_r = R^2 \cdot \frac{R_{s0}^2}{\alpha_\infty} \cdot \frac{1}{\rho_{g\infty} c_p} \cdot \left( \frac{Q}{c_p} \right)^3 \cdot \frac{4\sigma_{SB}}{l_p} (T^4 - T_\infty^4). \quad (27)$$

以上より, 最終的に  $Q_c$ ,  $Q_r$  は次式のように無次元化される.

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_c = R^2 \left( \frac{\tau_d}{\tau_c} \right) Y_O Y_F \cdot \exp \left( -\frac{E}{\mathfrak{R} T} \right), \quad (28) \\ Q_r = R^2 \left( \frac{\tau_d}{\tau_r} \right) (T^4 - T_\infty^4), \quad (29) \end{array} \right.$$

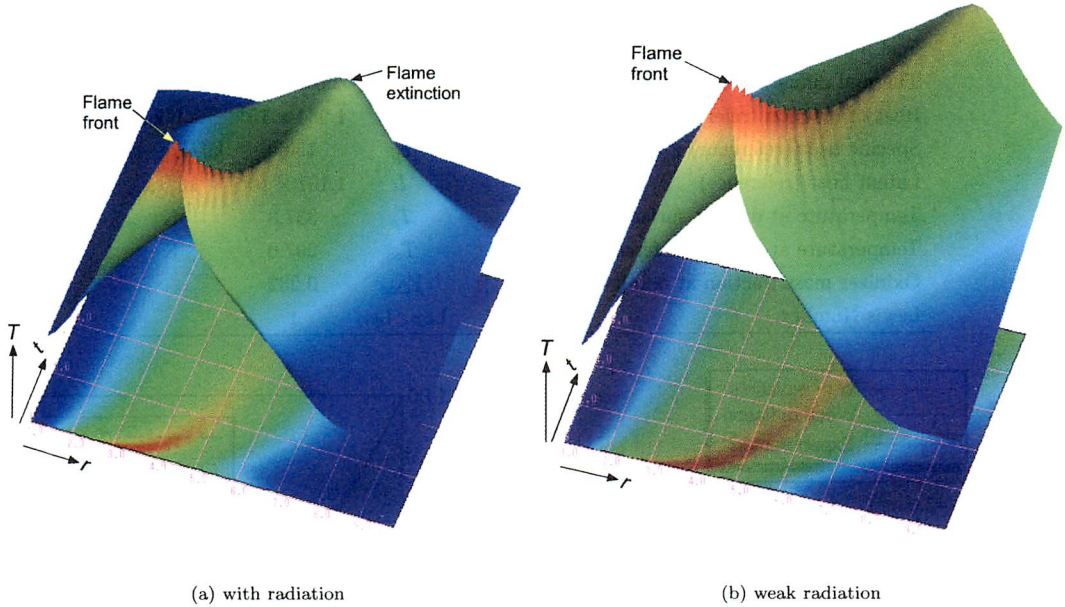


Fig. 2 Time evolution of temperature profiles

ここで、式 (28), 式 (29) における  $\tau_d$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_r$  はそれぞれ拡散, 反応, 放射に関わる特性時間を表し, 次式により定義する.

$$\tau_d = \frac{R_{s0}^2}{\alpha_\infty}, \quad \tau_c = \frac{W_F}{B\rho_{g\infty}\nu_O}, \quad \tau_r = \frac{l_p c_p^4 \rho_{g\infty}}{4\sigma_{SB} Q^3}, \quad (30)$$

ここで, 本計算条件下において燃焼開始時における  $Q_r$  に対する  $Q_c$  のオーダ比を見積もると,

$$\frac{O \cdot [Q_r]}{O \cdot [Q_c]} \sim 5.69 \times 10^{-5}, \quad (31)$$

となるが, 消炎が開始されると  $Q_c$  が急激に減少することにより,  $O \cdot [Q_r]$  は  $O \cdot [Q_c]$  と同程度のオーダまで増大し, 消炎時には放射熱損失の影響が大きく顕在化してゆく傾向にある.

### 2.4 境界条件の無次元化

式 (7)~(11) を無次元化した境界条件を導出すると以下ようになる.

液滴表面における境界条件 (at  $r = r_s$ )

$$R \frac{dR}{dt} = -\frac{m_s}{\rho_l (1 - \rho_{gs}/\rho_l)} = -\frac{K}{2}, \quad (32)$$

$$\left. \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right|_s + \text{Le}_F \cdot \frac{K}{2} \rho_l (1 - Y_{Fs}) = 0, \quad (33)$$

$$\left. \frac{\partial Y_O}{\partial r} \right|_s - \text{Le}_O \cdot \frac{K}{2} \rho_l Y_{Os} = 0, \quad (34)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_s - \frac{K}{2} \rho_l L = 0, \quad (35)$$

$$T \Big|_s = T_s. \quad (36)$$

### 2.5 数値解析法ならびに計算条件

続いて, 質量保存式 (18) とエネルギー式 (20) を組み合わせ,  $r$  に関して積分操作を行うと, 次の無次元質量流束,  $m$  に関する積分方程式を得る.

$$m = \frac{1}{T} \left\{ r^2 \frac{\partial T}{\partial r} + \int_1^r (Q_c - Q_r) r^2 dr + m_s T_s - \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_s \right\}. \quad (37)$$

なお, 本解析においては等圧条件を仮定しているので式 (37) の導出に当たっては, 状態方程式 (21) より  $\rho_g T = \text{const.}$  の条件を用いている. 以上の基礎方程式において, 未知変数となるのは  $T$ ,  $Y_F$ ,  $Y_O$  の3つであり, 式 (18)~(20) の放物型方程式を上記の境界条件の下, 陽的に離散化を行い差分法を用いて時間発展的に解いた. 各格子点における未知変数の分布を求める際には3次の Hermite 補間を用いた. さらに新しい時間ステップにおける  $T$ ,  $Y_F$ ,  $Y_O$  の分布を用いて式 (37) を数値積分し,  $m$  の算出を行った. 続いて, 本数値解析において用いた計算条件を以下の表1に示す

### 3. 数値計算結果ならびに考察

図2に放射熱損失を考慮した場合 [Case (a)] と, 放射熱損失の影響が弱い場合 [Case (b)] における液滴周囲温度分布  $T$  の時間発展解を示す. Case (b) は Case (a) における  $Q_r$  の影響を1/2に設定して計算を行った. 双方の場合ともに初期液滴径は  $d_0 = 3.0 \text{ mm}$  とし, 同時

Table 1 Conditions for numerical analysis

Fuel vapor density (reference)	$\rho_{g\infty}$	1.170	kg/m <sup>3</sup>
Fuel liquid density (reference)	$\rho_l$	796.0	kg/m <sup>3</sup>
Thermal diffusivity (reference)	$\alpha_\infty$	$2.0 \times 10^{-5}$	m <sup>2</sup> /s
Heat of reaction (reference)	$Q$	$1.984 \times 10^4$	kJ/kg
Specific heat (reference)	$c_p$	1.460	kJ/(kg · K)
Latent heat (reference)	$L$	$1.101 \times 10^3$	kJ/kg
Temperature at droplet surface (reference)	$T_s$	337.8	K
Temperature at infinity (reference)	$T_\infty$	297.0	K
Oxidizer mass fraction at infinity (reference)	$Y_{O\infty}$	0.232	
Lewis Number	$Le_F, Le_O$	1	

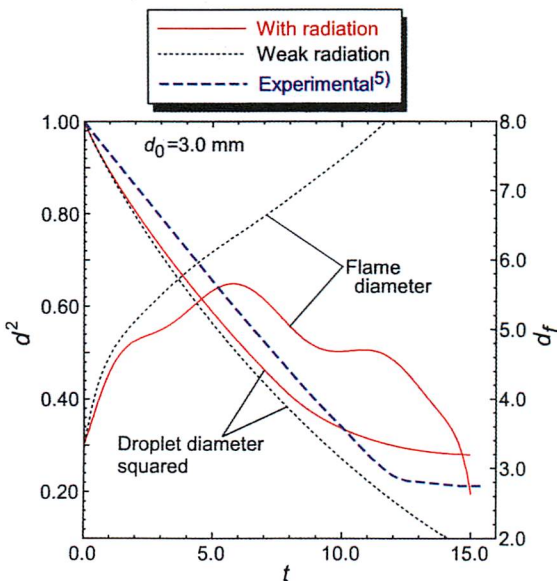


Fig. 3 The square of droplet diameter as a function of time

間経過における計算を行った。Case (a), Case (b)の双方ともに時間  $t$  が経過するに従い火炎面における最大温度は減少してゆくが、放射熱損失の影響により  $T$  の減少割合は (a) の場合の方が大きいことがわかる。Case (a) の場合に着目すると、ある程度時間  $t$  が経過すると消炎が開始され  $T$  が急激に低下した後に消炎限界に至る現象が確認される。この傾向は従来の微小重力実験結果<sup>(3,5,6)</sup> と定性的な一致を示していることを確認した。しかしながら Case (b) の場合には時間が経過しても  $T$  の減少効果は極めて小さいため消炎限界に至る解が得られず、従来の実験結果<sup>(3,5,6)</sup> にそぐわない解を示すことがわかる。この結果より、特に微小重力下における単一液滴の消炎現象を精度良く捉えるには放射熱損失の影響を考慮に入れる必要があることがわかる。

図3に本計算により得られた液滴径の二乗 Droplet diameter squared (=  $d^2$ ) の時間変化、従来行われた ( $d^2$ ) の時間変化に関する実験結果<sup>(5)</sup>、ならびに火炎径  $d_f$  の時間変化を示す。 $d_f$  に関しては図2における温度  $T$  が

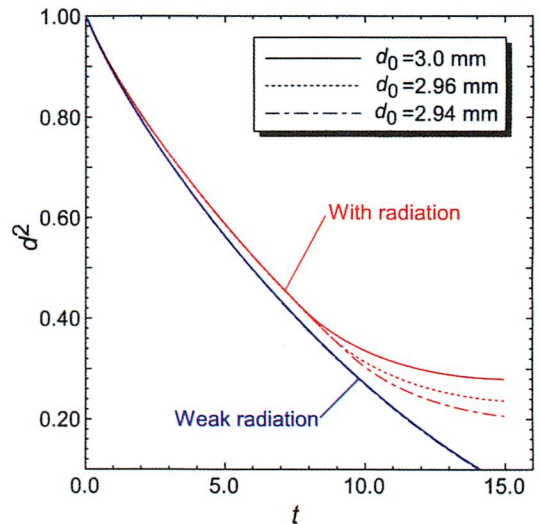


Fig. 4 Effect of initial droplet diameter to the square of droplet diameter as a function of time

最大値となる  $r$  の座標値より算出した。Case (a) の場合、 $d^2$  は時間  $t$  の経過とともに減少し、ある程度  $t$  が経過すると一定値に漸近してゆき消炎限界に至ることがわかる。この傾向は従来の実験結果<sup>(5,6)</sup> と定性的に一致していることがわかる。火炎径  $d_f$  に関しては、 $t$  の経過とともに  $d_f$  が増大から減少に至る傾向を示し、特に消炎開始時に  $d_f$  が急激に低下し、その後徐々に減少してゆく傾向にあることがわかる。これに対し、Case (b) の場合、 $d^2$  は時間  $t$  の経過とともに減少し続けるが、消炎限界に至る一定値へ漸近する解は得られなかった。火炎径に関しても、 $t$  の経過とともに  $d_f$  が増大してゆくが減少に至る傾向は見られず、実験結果<sup>(5,6)</sup> を説明するには不十分な分布を示していることがわかる。以上の結果より、特に消炎限界付近における液滴径ならびに火炎径の時間変化に対しては放射熱損失が大きく影響していることがわかる。

図4に  $d^2$  の時間的変化に及ぼす初期液滴径  $d_0$  の影響を示す。Case (a) についてみると、初期液滴径が比較的

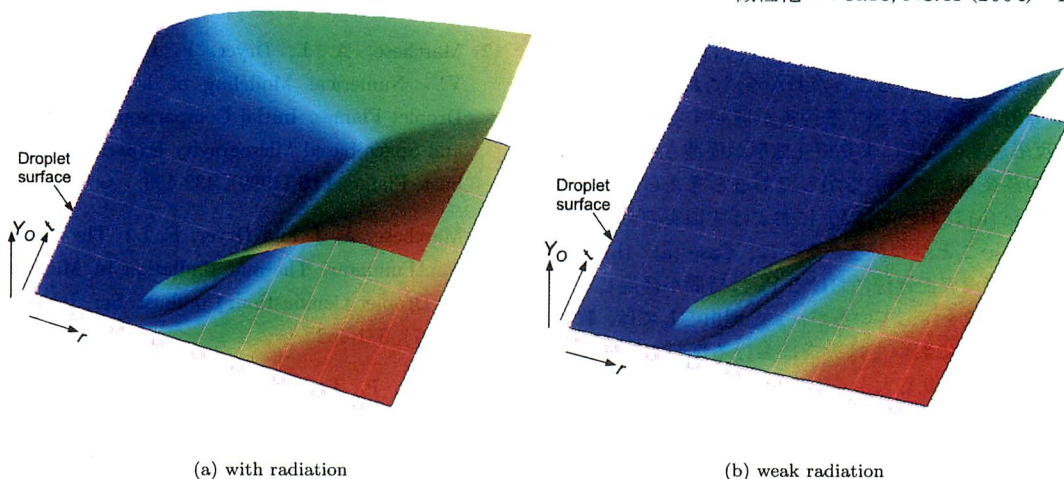


Fig. 5 Time evolution of oxidizer mass fraction profiles

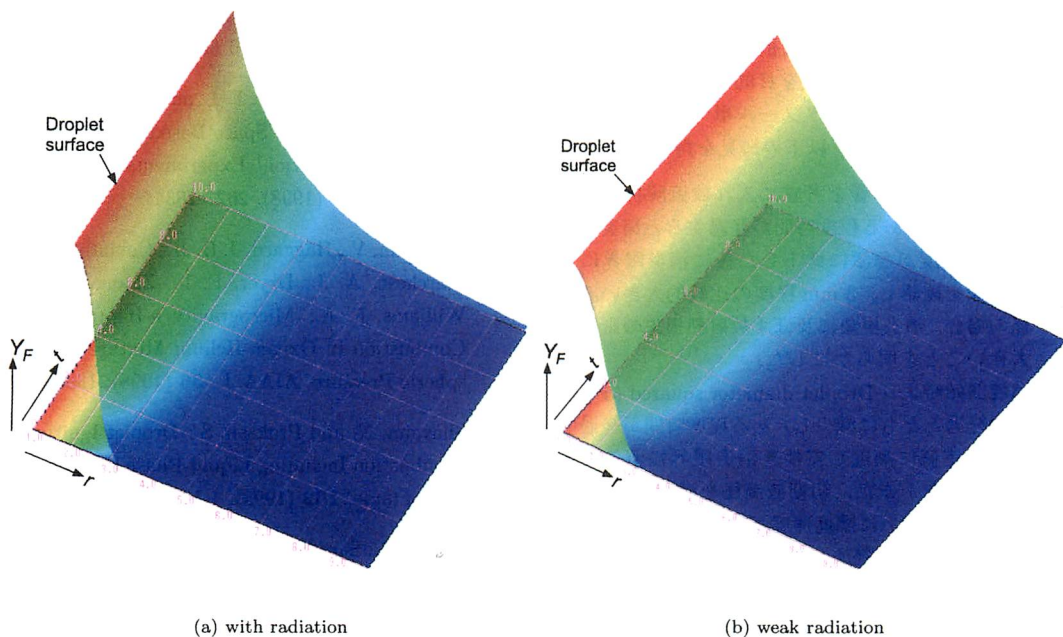


Fig. 6 Time evolution of fuel mass fraction profiles

小さい場合 ( $d_0 = 2.96 \text{ mm}, 2.94 \text{ mm}$ ), 時間  $t$  の経過とともに燃焼速度が増大し  $d_0 = 3.0 \text{ mm}$  の場合よりも小さい液滴径で一定値に近接し消炎に至ることがわかる. Case (b) の場合,  $d_0$  による燃焼速度への影響は小さく, また液滴径が比較的小さい場合でも一定値には近接せず, 消炎の影響を表す解は得られていないことがわかる.

図5に酸化剤質量分率分布  $Y_O$  の時間発展解を示す. Case (a) についてみると燃焼開始から消炎開始直前まで, 火炎帯における  $Y_O$  は燃焼に伴う酸化剤の消費が促進されるため小さい値を示しているが, 消炎開始後は

急激な反応速度の低下に基づく燃料・酸化剤の相互拡散が促進され時間  $t$  の経過とともに  $Y_O$  の値は増大してゆることがわかる. これに対し Case (b) について見ると消炎の影響が現れないため, 火炎帯における酸化剤消費量は時間  $t$  が経過しても小さい値のままであることがわかる.

図6に燃料質量分率分布  $Y_F$  の時間発展解を示す. Case (a) について見ると, 燃焼開始初期においては液滴表面近傍に限定して  $Y_F$  は大きな値を示しているが, 時間  $t$  が経過し燃料の蒸発量が増大するに従い液滴表面から離れた位置においても  $Y_F$  が増加してゆくことがわか

る。また、消炎が開始されると若干ではあるが $Y_F$ の不連続領域が生じていることがわかる。これは、時間が経過し放射熱損失に起因する消炎が開始すると、反応熱・反応速度の低下により相互拡散が促進され局部的に燃料の蒸発量が増大するからであると考えられる。一方、Case (b)においては $Y_F$ におよぼす消炎の影響が現れていないことがわかる。さらに、Case (a), (b)の双方ともに液滴表面近傍における $Y_F$ は時間が経過してもほぼ一定の値を示しているが、この理由としては、特に液滴表面近傍においては火炎における燃料の蒸発量が燃料の消費量よりも大きく、燃料蒸気が蓄積されやすい雰囲気にあることによると考えられる。以上に示す燃料・酸化剤質量分率分布の傾向は従来の実験結果<sup>(3,5,6)</sup>と定性的な一致を示すことを確認した。

#### 4. 結 言

微小重力下における単一液滴消炎現象に及ぼす放射熱損失の影響を解明することを目的とし、非定常一次元球対称モデルを用いたメタノール単一液滴の燃焼場に関する数値解析を行い、以下の知見を得た。

1. 放射熱損失の影響を考慮に入れ数値解析を行うことにより、ある程度時間が経過すると消炎が開始され温度が急激に低下した後に消炎限界に至る現象を確認し、3 mm程度の比較的大きい液滴径の場合、消炎現象に及ぼす放射熱損失の影響が大きいことを明らかにした。
2. 燃焼開始時より Droplet diameter squared ( $d^2$ ) は時間経過とともに減少し、ある程度時間が経過すると一定値に漸近してゆき消炎限界に至ることを確認した。また、初期液滴径を減少させると、時間経過とともに燃焼速度が増大し、一定値近接時における液滴径も減少し消炎に至ることを確認した。さらに、火炎径 $d_f$ に関しては、時間経過とともに火炎径が増大から減少に至る傾向を示し、 $d^2$ ,  $d_f$ の変化はともに従来の微小重力実験結果と定性的な一致を見た。

なお、本研究の遂行に当たり、日本学術振興会 科学研究費補助金 (基盤研究 (B)(2)[No. 15310109]、および若手研究 (B)[No. 15760099])、インテリジェントコスモス学術振興財団助成金、弘前大学学術国際振興基金助成金の補助を得ている。ここに付記し、それぞれ感謝の意を表す。

#### 文 献

- (1) Ross, H. D.: Microgravity Combustion, Academic Press, San Diego (2001), 183-297.

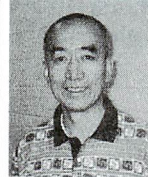
- (2) Marchese, A. J., Dryer, F. L. and Nayagam, V.: Numerical Modeling of Isolated  $n$ -Alkane Droplet Flames: Initial Comparisons with Ground and Space based Microgravity Experiments, *Combust. Flame*, **116** (1999), 432-459.
- (3) Marchese, A. J. and Dryer, F. L.: The Effect of Non-Luminous Thermal Radiation in Microgravity Droplet Combustion, *Combust. Sci. Tech.*, **124** (1997), 371-402.
- (4) Botros, P., Law, C. K. and Sirignano, W. A.: Droplet Combustion in a Reactive Environment, *Combust. Sci. Tech.*, **21** (1980), 123-130.
- (5) Dietrich, D. L., Haggard, J. B. Jr., Dryer, F. L., Nayagam, V., Shaw, B. D. and Williams, F. A.: Droplet Combustion Experiments in Spacelab, *Proc. Combust. Inst.*, **26** (1996), 1201-1207.
- (6) Marchese, A. J., Dryer, F. L. and Colantonio, R. O.: Radiative Effects in Space-Based Methanol/Water Droplet Combustion Experiments, *Proc. Combust. Inst.*, **27** (1998), 2627-2634.
- (7) Nayagam, V., Haggard, J. B. Jr., Colantonio, R. O., Marchese, A. J., Dryer, F. L., Zhang, B. L. and Williams, F. A.: Microgravity  $n$ -Heptane Droplet Combustion in Oxygen-Helium Mixtures at Atmospheric Pressure, *AIAA J.*, **36** (1998), 1369-1378.
- (8) Shaygan, N. and Prakash, S.: Droplet Ignition and Combustion Including Liquid-Phase Heating, *Combust. Flame*, **102** (1995), 1-10.
- (9) Rah, S-H., Sarofim, A. F. and Beer, J. M.: Ignition and Combustion of Liquid Fuel Droplets PartII: Ignition Studies, *Combust. Sci. Tech.*, **49** (1986), 169-184.
- (10) Chauveau, C., Gökalp, I., Segawa, D., Kadota, T. and Enomoto, H.: Effects of Reduced Gravity on Methanol Droplet Combustion at High Pressures, *Proc. Combust. Inst.*, **28** (2000), 1071-1077.
- (11) Okai, K., Morieue, O., Araki, M., Tsue, M., Kono, M., Sato, J. Dietrich, D. L. and Williams, F. A.: Pressure Effects on Combustion of Methanol and Methanol/Dodecanol Single Droplets and Droplet Pairs in Microgravity, *Combust. Flame*, **121** (2000), 501-512.

- (12) Mikami, M., Habara, O., Kono, M., Sato, J., Dietrich, D. L. and Williams, F. A.: Pressure Effects in Droplet Combustion of Miscible Binary Fuels, *Combust. Sci. Tech.*, **124** (1997), 295-309.

- (13) Saitoh, T., Yamazaki, K. and Viskanta, R.: Effect of Thermal Radiation on Transient Combustion of a Fuel Droplet, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **7** (1993), 94-100.




石本 淳  
 弘前大学理工学部 助教授  
 〒036-8561 弘前市文京町 3  
 TEL: 0172-39-3680  
 FAX: 0172-39-3680  
 E-mail: ishimoto@cc.hirosaki-u.ac.jp  
 略歴: 1995年 東北大学大学院工学研究科機械工学第二専攻博士課程後期3年の課程修了。同年4月 日本学術振興会特別研究員(PD), 1996年5月東北大学流体科学研究所 助手を経て1999年4月より現職。主に微小重力単一液滴燃焼の数値解析, 極低温流体混相流の数値解析的研究に従事。



Kozo Saito  
 Professor, University of Kentucky  
 Lexington, Kentucky 40506-0503  
 Phone: (859) 257-6336, ext. 80639  
 Fax: (859) 257-3304  
 E-mail: saito@enr.uky.edu  
 Dr. Engrg. (1980) in Mechanical Engineering, Seikei University, Tokyo, Japan. TVA Professor in Mechanical Engineering (2001-present); Professor (1993 - 2000).  
 Fields of Specialization: Experimental combustion studies (thermal, chemical and fluid dynamic structures of flames; combustion by-products formation and control)



工藤 崇  
 弘前大学大学院理工学研究科知能機械システム工学専攻  
 〒036-8561 弘前市文京町 3  
 TEL: 0172-39-3680  
 FAX: 0172-39-3680  
 E-mail: h03gs508@stu.hirosaki-u.ac.jp  
 略歴: 2003年3月 弘前大学理工学部卒業。弘前大学大学院理工学研究科修士課程在籍。主に微小重力単一液滴燃焼の数値解析的研究に従事。



Vedha Nayagam  
 Research Associate Professor, NASA  
 Glenn Research Center at Lewis Field  
 Cleveland OH 44135  
 E-mail: v.nayagam@grc.nasa.gov  
 Phone: 216-433-8702  
 Fax: 216-433-3793  
 E-mail: v.nayagam@grc.nasa.gov  
 Fields of Specialization: Microgravity droplet combustion.



伊藤 昭彦  
 弘前大学理工学部 教授  
 〒036-8561 弘前市文京町 3  
 TEL: 0172-39-3679  
 FAX: 0172-39-3679  
 E-mail: aito@cc.hirosaki-u.ac.jp  
 略歴: 1979年 東京工業大学大学院理工学研究科生産機械工学専攻博士課程後修了。同年4月 九州大学工学部 助手, 1981年4月九州大学生産科学研究所 講師, 1982年3月大分大学工学部 助教授を経て1999年4月より現職。主に液体燃料および固体燃料の燃え広がりに関する研究, 火災の消炎機構に関する研究に従事。