

微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝ば*
(第2報, 火炎伝ば速度特性)梅 村 章*¹Flame Propagation along a Linear Array of Liquid Fuel Droplets
under Micro-Gravity Condition
(2nd Report, Flame Propagation Speed Characteristics)Akira UMEMURA*²*² Department of Aerospace Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chigusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Analytical expressions for the mean speed of flame propagation along a linear droplet array under micro-gravity condition is derived on the basis of physical model developed in the present paper. They correctly predict the inter-droplet spacing dependence measured in micro-gravity experiments. It is found that the inter-droplet spacing nearly equal to the maximum diffusion flame diameter which isolated droplets have in the same ambient condition yields the maximum flame propagation speed. For inter-droplet spacing shorter than this critical value, the time which is required for the ignited droplet to heat up to the boiling surface temperature dominates the flame propagation speed so that the flame propagation speed linearly increases with inter-droplet spacing. On the other hand, for inter-droplet spacing greater than the critical value, the auto-ignition delay time of the droplet in the influence of heat flow from the burning droplet dominate the flame propagation speed, yielding an decreasing function of inter-droplet spacing.

Key Words: Flame Propagation Speed, Linear Droplet Array, Micro-Gravity, Model Analysis, Inter-Droplet Spacing, Expanding Diffusion Flame

1. はじめに

噴霧燃焼は、液滴の加熱、蒸発、着火、火炎伝ば、液滴干渉、ふく射、乱流など、多数の要素過程が関連して起きる複雑な現象であるため、その基礎研究では、多くの場合、特定の要素過程に着目した模擬モデルを用いて、それぞれの要素過程の特性を明らかにしていく研究手法がとられている^{(1)~(5)}。乱流や液滴のランダムな運動による現象の複雑化を排除した、静止(あるいは一様な流れの)酸化気体中に置かれた液滴配列の燃焼の研究も、その一つであり、従来、拡散燃焼状態での構成液滴間の干渉の効果を調べることに重点が置かれた研究がなされてきた。しかし、この種の研究で得られた知見を完結した知識にまとめるためには、液滴群の拡散燃焼状態に至る過渡的な過程で重要な役割を果たす液滴間の火炎伝ばの特性を調べることも大切であり、最近、微小重力環境を利用した直線液滴列に沿った火炎伝ばを調べる実験で、火炎伝ば速度と液滴間隔との関係が測定されている⁽⁶⁾。

本研究では、上記の研究の流れを踏まえて、液滴間の火炎伝ばを支配する基本的な物理を明らかにし概念化することによって、噴霧燃焼の理解につながる有用な知見が導かれるものと考え、静止空气中に置かれた直線燃料液滴列に沿った準定常的な火炎伝ばの特性を理論的に調べており、第1報⁽⁷⁾で、群燃焼拡散火炎の前縁近くに位置する燃焼液滴と未燃液滴の間の火の移り方を考察して火炎伝ば様式の分類を行った。本報では、そこで特定された火炎伝ば様式の中で特に重要と思われる、拡散火炎の拡大によって引き起こされる未燃液滴への火炎の伝ばを取り上げて詳しく解析し、支配的な物理機構を明らかにする。また、解析結果を微小重力実験結果⁽⁶⁾と比較して理論の妥当性を検証する。

記号

A: 係数
a: 液滴半径
B: 係数
c_p: 気体の定圧比熱
c: 比熱
D: 気体の拡散係数
L: 気化熱

* 原稿受付 2001年9月21日.

*¹ 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町).

E-mail: akira@nuae.nagoya-u.ac.jp

- l : 液滴中心間隔
 - H : 燃焼熱
 - P : 係数
 - Q : 係数
 - q : 熱流束
 - R : ガス定数
 - r : 液滴中心からの距離
 - T : 温度
 - T_B : 沸点温度
 - t : 時間
 - V : 火炎伝ば速度
 - x : 液滴表面から半径方向にとった座標
 - Y : 質量分率
 - z : 軸座標
 - β_T : シバ・ゼルドピッチ関数
 - β_Y : シバ・ゼルドピッチ関数
 - γ : 比熱比
 - ΔT : 温度変化
 - ΔY : 濃度変化
 - δ : 火炎の変位
 - η : 相似変数
 - θ : 相似変数
 - κ : 温度拡散率
 - λ : 熱伝導率
 - ξ : 相似変数
 - ρ : 密度
 - σ : 化学量論比
 - τ_1 : 加熱時間
- 下添字
- i : 液滴番号
 - F : 燃料
 - f : 火炎位置
 - O : 酸素
 - S : 液滴表面
 - 0 : 初期状態
 - ∞ : 雰囲気
 - $*$: 液相

2. 拡散火炎の拡大による未燃液滴への火炎の伝ば

2.1 群燃焼拡散火炎の時間変化の準定常解析

本研究で扱っている液滴列での火炎伝ばは液滴群燃焼⁽⁶⁾と密接な関係にある。このことをつかむために、はじめに、ステファン流を無視した準定常解⁽²⁾を用いて、直線液滴列にできる群燃焼拡散火炎の挙動を調べた。考えた問題は、直線液滴列の一端の液滴0に点火

した後の拡散火炎の発展であり、準定常拡散燃焼場の計算は次の方法によった。(1)燃焼場の計算において群燃焼火炎の前方にある液滴の存在は無視する。(2)群燃焼火炎の前縁が、直前の液滴($N+1$)の中心位置を通過したら、液滴($N+1$)を群燃焼火炎の計算の中に組み込む。(3)燃え尽きた液滴は、その時点で計算から除外する。

軸対称性より準定常燃焼場を記述するシバ・ゼルドピッチ関数⁽²⁾は次のように表せる⁽⁵⁾。

$$\beta_T = T + \frac{H\sigma Y_0}{c_p} = T_\infty + \frac{H\sigma Y_{\infty}}{c_p} + \sum_{i=1}^N \left[A_i \frac{1}{r_i} + B_i \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r_i} + \dots \right] \dots\dots\dots (1\cdot a)$$

$$\beta_Y = Y_F - \sigma Y_0 = -\sigma Y_{\infty} + \sum_{i=1}^N \left[P_i \frac{1}{r_i} + Q_i \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r_i} + \dots \right] \dots\dots\dots (1\cdot b)$$

ここに z は液滴列の中心軸に沿ってとった座標、 r_i は液滴 i の中心から測った距離を表す。各時刻 t における液滴の半径 a_i 、表面温度 T_{si} 、蒸気濃度 Y_{si} および係数 A_i, P_i, \dots は、各液滴の表面での境界条件⁽²⁾を満たすように決定される。式(1)のかぎ括弧内の無限級数を第1項で打ち切れば点源近似⁽³⁾の計算になる。この場合、解くべき方程式系は次のようになる。

$$\frac{A_i}{a_i} + \sum_{j=M, \neq i}^N \frac{A_j}{|i-j|l} = -T_\infty - \frac{H\sigma Y_{\infty}}{c_p} + T_{si} \dots\dots\dots (2\cdot a)$$

$$\frac{P_i}{a_i} + \sum_{j=M, \neq i}^N \frac{P_j}{|i-j|l} = \sigma Y_{\infty} + Y_{si} \dots\dots\dots (2\cdot b)$$

$$\frac{dT_{si}}{dt} = -\frac{3}{a^3 \rho_* c_*} \left[\lambda A_i + \frac{\rho D L}{1 - Y_{si}} P_i \right] \dots\dots\dots (3\cdot a)$$

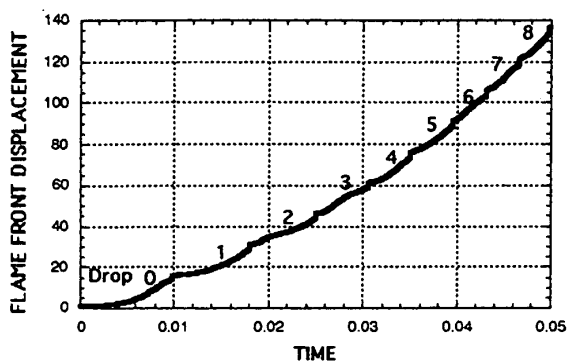
$$\frac{da_i}{dt} = -\frac{\rho D}{a_i^2 \rho_* (1 - Y_{si})} P_i \dots\dots\dots (3\cdot b)$$

$$Y_{si} = \exp \left[\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_{si}} \right) \right] \dots\dots\dots (4)$$

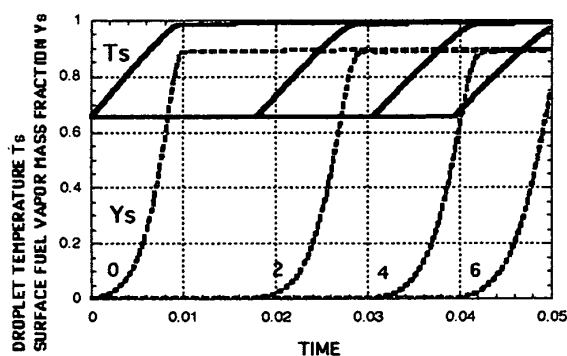
液滴の状態の時間変化を支配する式(3)では、表面温度が沸点を超えないようにするために、ステファン流の効果を組み入れた表現⁽²⁾を使用している。 $\beta_Y=0$ より各時刻での火炎面位置が求まる。

雰囲気温度が低く ($RT_\infty/L=0.05$)、液滴間隔が初期液滴半径の10倍の場合の計算結果を図1に示す。

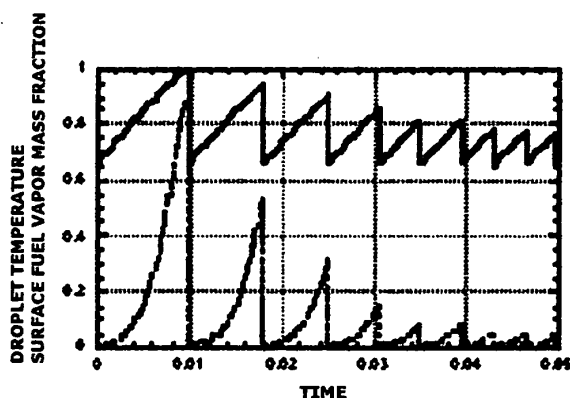
初期液滴半径で無次元化した火炎前縁位置の時間変化を図1(a)に示す。グラフの上を書いてある数値は火炎前縁に最も近い燃焼液滴の番号である。単独液滴解⁽²⁾によれば、横軸の値が0.1程度になったときに液滴が燃え尽きるの、図示の時間内では、最初に点火された液滴0がまだ燃えている。火炎前縁の移動量は時間がたつと加速度的に増大し、一つの拡散火炎に囲まれた液滴の数はかなりの数に達することがわかる。



(a) Flame front location



(b) Variations of temperature (solid line) and surface fuel vapor concentration (broken line) of droplets No. 0, 2, 4 and 6



(c) Variations of temperature (solid line) and surface fuel vapor concentration (broken line) of droplets No. N

Fig. 1 Calculation results for $l/a_0=10$ and $RT_\infty/L=0.05$

燃焼液滴の数が増えると、中央付近にある液滴のまわりの燃焼場は、同じ状態の液滴が無限に並んでいる場合のものに近づくので、準定常解から定める火炎の半径は非常に大きな値まで増大することができる⁽⁵⁾。時間がたっても火炎前縁の移動速度が一定値に落ちつかないのは、このような準定常解を用いていることからくる欠陥による。しかし、この点を除けば、非定常性を考慮しても、定性的な火炎挙動に変化はないと思われる。

図1(b)に、点火液滴0の次の液滴から数えて2, 4,

6番めの液滴の表面での温度と燃料蒸気濃度の時間変化を示す。これを見ると、未燃液滴が群燃焼火炎の中に取り込まれると、その時点から表面温度は直線的に上がるが、燃料蒸気濃度は液滴の温度が沸点に近づくまで小さな値に保たれていることがわかる。また、火炎前縁に最も近い燃焼液滴の表面温度と表面燃料蒸気濃度の時間変化を表した図1(c)より、燃焼液滴数が増えるに従って、群燃焼火炎の中に新たにに取り込まれた液滴の表面燃料蒸気濃度が上がる前に、さらに前方の液滴が群燃焼火炎の中に取り込まれていることがわかる。このようなことが起きるのは、準定常解では各瞬間の液滴状態に対応して火炎位置が決まるためである。すなわち、火炎前縁位置は、そこにいちばん近い液滴(低温である)によって決まるのではなく、後方の高温液滴から気化した燃料蒸気と外側の酸素との化学量論関係によって定まる。このため、主として後方の高温化した液滴が作る拡散火炎の通過に際して、未燃液滴はなんの寄与もせず(液滴直径を群燃焼火炎前縁の移動速度で割って求めた時間が液滴温度の緩和時間より十分短ければ正しい)、後方の液滴から出た燃料蒸気が、未燃液滴のまわりを拡散して前方に流れていくことによって、次々と未燃液滴が群燃焼火炎の中に取り込まれていくことになる(モードIの火炎伝ば様式)。群燃焼火炎の中に取り込まれた液滴は、時間がたつて温度が上がると、群燃焼火炎に燃料蒸気を供給する源となり、この段階に至って初めて火炎前縁位置の決定に関与する液滴になるのである。

図1(a)より、モードIの火炎伝ばでは、一つの拡散火炎の中に含まれる液滴の数が少ない場合(初期の液滴0から液滴1への火炎伝ばで代表できる)と多数の場合では、液滴間の平均火炎伝ば速度に大きな差ができる可能性があることが知れる。実際、液滴間隔が、単独燃焼液滴の最大火炎半径より大きい場合には、液滴0から液滴1への火炎伝ばができないので、この計算では除外されている。しかし、このことは、そのような液滴間隔の液滴列で火炎伝ばが起きないことを意味するわけではない。上述のように、準定常解析では、群燃焼状態での火炎伝ば速度は、2液滴間の火炎伝ばから算出される値よりはるかに大きくなりうるからである。

2・2 液滴の非定常加熱と気化の解析 上の解析結果は、実験⁽⁶⁾と定性的に一致する火炎挙動を記述するものの、次の2点で非現実的なものとなっている。すなわち、(1)一様な液滴内部温度を仮定しているため、表面温度の上昇が遅い。他方、(2)準定常解を用いているため、気化した燃料は瞬時に遠方まで達する

ことになり、火炎前縁の移動速度が非常に大きくなる。実際には、非定常性によって群燃焼火炎前縁の移動速度は比較的小さな値をとり、また、液滴の表面の温度は内部と異なった値をとるので、火炎前縁付近にある液滴の気化が火炎伝ばに積極的に関与するようになる。そこで、次に群燃焼火炎前縁の近くに位置する液滴 [第1報の図1(b)の液滴N] の非定常加熱蒸発過程を解析して、火炎伝ばモードI, IIおよびIIIの機構を詳しく考えよう。

2・2・1 表面温度上昇 第3報⁹⁾の数値計算で実証されるように、(拡散火炎あるいは)予混合火炎の通過によって、それまで燃えていなかった液滴の表面の近くに新たに拡散火炎が形成されると、火炎から熱を受けて、その液滴の表面温度が上がる。このとき、着目する液滴の中心から前方(未燃液滴列側)に見た小さな立体角の円すい領域内の現象(後の図5の中段の図参照)に注目すると、熱物質輸送場はほぼ球対称形になっているので、単一液滴解を利用して時間発展を記述することができる。

液滴周囲の可燃混合気層に火がついたとき、予混合火炎が可燃混合気層を回る時間は非常に短いので、その間の液滴内部の状態は予混合火炎が伝ばする前の状態に凍結されていると考えてよい。すると、予混合火炎の通過に伴って液滴の周囲に作られる拡散火炎の半径は可燃混合気層の厚みに対応して小さく、そのときの拡散燃焼場は、シバ・ゼルドビッチ関数の特性によって、凍結液滴に対する準定常燃焼解(ステファン流無視)

$$\beta_r = T_\infty + \frac{H\sigma Y_{0\infty}}{c_p} - \left[T_\infty - T_{s0} + \frac{H\sigma Y_{0\infty}}{c_p} \right] \frac{a_0}{r} \quad \dots\dots\dots (5\cdot a)$$

$$\beta_r = -\sigma Y_{0\infty} + (Y_{s0} + \sigma Y_{0\infty}) \frac{a_0}{r} \quad \dots\dots\dots (5\cdot b)$$

で与えられるはずである(数理的基礎付けは第3報で与えられる)。ここに (T_{s0}, Y_{s0}) の値は、準定常蒸発解の関係 $c_p(T_\infty - T_{s0}) = LY_{s0}$ とクラジウスクラペイロンの式より算出され、拡散火炎の半径 r_{f0} は

$$\frac{r_{f0}}{a_0} = 1 + \frac{Y_{s0}}{\sigma Y_{0\infty}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。また、拡散火炎から液滴表面へ伝わる熱流束は

$$q = \lambda \left[T_\infty - T_{s0} + \frac{H\sigma Y_{0\infty}}{c_p} \right] \frac{1}{a} - L\rho D(Y_{s0} + \sigma Y_{0\infty}) \frac{1}{a_0} = \lambda \frac{(H-L)\sigma Y_{0\infty}}{c_p a_0} \quad \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。表面温度が沸点に近づくまで、気化の程度は弱く、火炎位置が大きく変化することはないので、液滴に伝わる熱流束は一定であると考えてよい。

火炎から液滴表面に伝わった熱は、表面との温度差に応じて液滴の内部に進入していく。温度境界層厚みが時間の平方根に比例することから、表面温度の上昇が時間の平方根に比例して起きれば、一定熱流束の条件を満たすことができる。そして、考えている問題では温度境界層の厚みは液滴の半径に比べて十分小さいから、液滴表面の曲率の影響を無視して、平面問題として近似的に取扱うことができる。このときの解は、上の説明で省略した表面温度の上昇による気化と気相側への熱伝導も考慮して、次のように求められる。

液体表面に垂直に気相側に向かってとった座標を x とする。火炎から表面に伝わる一定の熱が気液両相に流れると同時に気化にも使われるとすると、表面温度の上昇によって生み出される非定常な温度場と燃料蒸気濃度場は、相似解の形に書き表すことができ、

$$\Delta T_* = \sqrt{t} \theta_* \left(\xi_* = \frac{x}{\sqrt{\kappa_* t}} \right) \quad \dots\dots\dots (8\cdot a)$$

$$\Delta T = \sqrt{t} \theta \left(\xi = \frac{x}{\sqrt{\kappa t}} \right) \quad \dots\dots\dots (8\cdot b)$$

$$\Delta Y = \sqrt{t} \eta \left(\frac{x}{\sqrt{Dt}} \right) = Y_{s0} \frac{L}{RT_{s0}^2} \Delta T \quad \dots\dots\dots (8\cdot c)$$

となる。 $Y_{s0}L/(RT_{s0}) \ll 1$ であれば、 ΔY の値は小さく、火炎の変位も小さい。無限遠での零条件と表面での境界条件

$$q - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda}{\sqrt{\kappa}} \theta_s = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda_*}{\sqrt{\kappa_*}} \theta_s + L\rho D \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{\sqrt{D}} \eta_s \quad \dots\dots\dots (9\cdot a)$$

$$\theta_s = \theta_*(\xi_* = 0) = \theta(\xi = 0) \quad \dots\dots\dots (9\cdot b)$$

$$\eta_s = Y_{s0} \frac{L}{RT_{s0}^2} \theta_s \quad \dots\dots\dots (9\cdot c)$$

を満たす解は次のようになる。

$$\theta_* = \theta_s \left[\exp\left(-\frac{\xi_*^2}{4}\right) - \frac{\xi_*}{2} \int_{-\infty}^{\xi_*} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right) d\xi \right] \quad \dots\dots\dots (10\cdot a)$$

$$\frac{\theta}{\theta_s} = \frac{\eta}{\eta_s} = \exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right) - \frac{\xi}{2} \int_{\infty}^{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right) d\xi \quad \dots\dots\dots (10\cdot b)$$

ただし

$$\theta_s = \frac{2q\sqrt{\kappa}}{\lambda\sqrt{\pi}} \frac{1}{1 + \frac{\lambda_*\sqrt{\kappa}}{\lambda\sqrt{\kappa_*}} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\frac{L}{RT_{s0}}\right)^2 Y_{s0}} \quad \dots\dots\dots (11)$$

これより、表面温度が沸点に達する時間が

$$\tau_1 = \left[\frac{\sqrt{\pi} c_p (T_B - T_{s0}) a_0}{2\sqrt{k}(H-L)\sigma Y_{\infty}} \left\{ 1 + \frac{\lambda_* \sqrt{k}}{\lambda \sqrt{k_*}} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\frac{L}{RT_{s0}} \right)^2 Y_{s0} \right\} \right]^2$$

$$= \left[\frac{\sqrt{\pi} \lambda_* c_p (T_B - T_{s0}) a_0}{2 \lambda \sqrt{k_*} (H-L) \sigma Y_{\infty}} \right]^2 \dots\dots\dots (12)$$

によって算出される。

火炎半径 r_f の時間的变化は、定常解と上の解を足し合わせた次式によって算出できる。

$$\beta_Y = -\sigma Y_{\infty} + (Y_{s0} + \sigma Y_{\infty}) \frac{a_0}{r_f}$$

$$+ \sqrt{t} \frac{Y_{s0} L}{RT_{s0}^2} \theta_s \left[\exp\left(-\frac{(r_f - a_0)^2}{4Dt}\right) - \frac{r_f - a_0}{2\sqrt{Dt}} \int_{\infty}^{(r_f - a_0)/\sqrt{Dt}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right) d\xi \right] = 0$$

\dots\dots\dots (13)

ここで $r_f = r_{f0} + \delta(t)$ と置くと、微小な変位に対しては

$$\delta = \frac{r_{f0}^2}{a(Y_{s0} + \sigma Y_{\infty})} \sqrt{t} \frac{Y_{s0} L}{RT_{s0}^2} \theta_s$$

$$\times \left[\exp\left(-\frac{(r_{f0} - a_0)^2}{4Dt}\right) - \frac{r_{f0} - a_0}{2\sqrt{Dt}} \int_{\infty}^{(r_{f0} - a_0)/\sqrt{Dt}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right) d\xi \right]$$

\dots\dots\dots (14)

を得る。すなわち、加熱初期の火炎の変位は非常に遅く、時間がたつと経過時間の平方根に比例して増大することが知れる。

2.2.2 活性化段階での拡散火炎面の移動 表

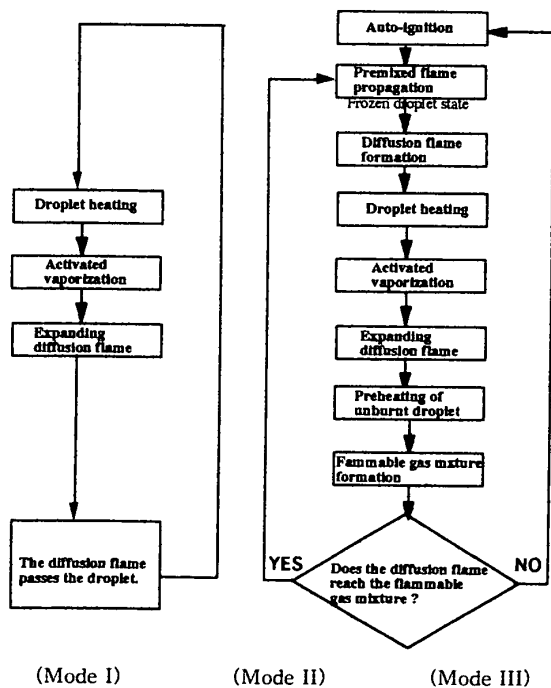


Fig. 2 Flame propagation mechanism

面燃料蒸気の時間変化をモデル化して、 $t = \tau_1$ に表面燃料蒸気濃度が Y_{s0} から 1 に突然飛躍するものとする。ステファン流と液滴の半径の変化による効果を見れば、濃度変化は

$$\beta_Y = \frac{1 - Y_{s0}}{\sqrt{\pi}} \frac{a_0}{r} \int_{(r-a_0)/\sqrt{D(t-\tau_1)}}^{\infty} e^{-\frac{\eta^2}{4}} d\eta \dots\dots (15)$$

によって記述される。したがって、火炎半径の時間的变化は

$$-\sigma Y_{\infty} + (Y_{s0} + \sigma Y_{\infty}) \frac{a_0}{r_f}$$

$$+ \frac{1 - Y_{s0}}{\sqrt{\pi}} \frac{a_0}{r_f} \int_{(r_f - a_0)/\sqrt{D(t-\tau_1)}}^{\infty} e^{-\frac{\eta^2}{4}} d\eta = 0$$

\dots\dots\dots (16)

より求められる。この式は $|da/dt| \ll \sqrt{D/(t-\tau_1)}$ である限り、実は、液滴半径が時間的に変化しても成り立ち、液滴半径は

$$-\frac{da}{dt} = \frac{\rho}{\rho_*} D \left[\frac{1 + \sigma Y_{\infty}}{a} + \frac{1 - Y_{s0}}{\sqrt{\pi D(t-\tau_1)}} \right] \dots (17)$$

に従って変化する。式(16)において初期液滴半径 a_0 を瞬間液滴半径 a で置き換えて式(17)と連立させて解くことにより、最大火炎半径を求めることができ

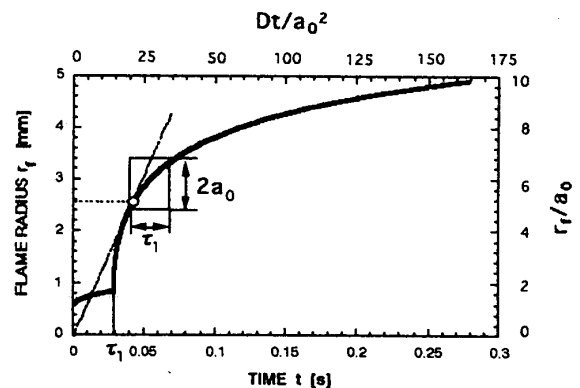


Fig. 3 Temporal variation of flame radius

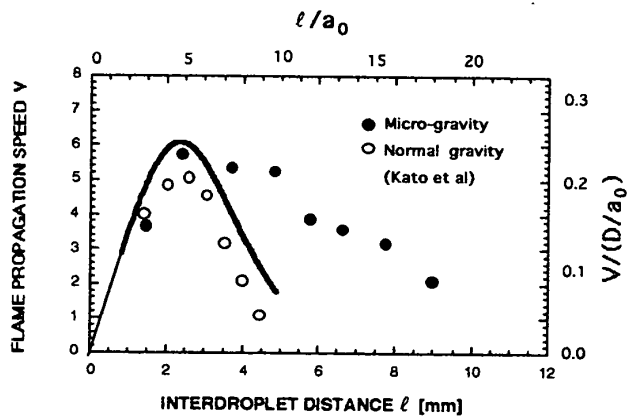


Fig. 4 Dependence of flame propagation speed on inter-droplet distance

る。この値は、準定常解より予測される値よりかなり小さくなることに注意しよう。

2・3 火炎伝ば速度 2・2節の解析の計算例を図3と図4に示す。Katoら⁽⁶⁾の微小重力実験結果と比較するために、パラメータの数値は、常温常圧空气中に置かれた直径1mmの正デカン液滴の直線列を想定して設定した。式(12)より液滴の加熱時間が $\tau_1 = 0.0586$ sと算出される。式(13)と式(15)によって $0 < t < \tau_1$ と $t > \tau_1$ の火炎半径の時間変化を算出した結果を図3に示す。実際の曲線は、 $t > \tau_1$ のグラフを少し左にずらして、折れ曲がり部を丸めた形になると考えられる。図3では $t = 0.3$ sまでのグラフしか描いていないが、さらに時間がたつと、液滴半径の縮小が効いてきて、火炎半径は極大値をとった後減少に転ずる。

図3の火炎半径が燃焼液滴列の端の液滴 N の中心から火炎前縁までの距離の時間変化を表すものとしよう。燃焼液滴 N の拡散火炎が隣の未燃液滴 $(N+1)$ に達するまでの時間を図3より読取って、

$$V = \frac{r_f(t)}{\tau_1 + (t - \tau_1)}, \quad l = r_f \quad \dots \dots \dots (18)$$

によって、間隔 l の液滴列の平均火炎伝ば速度 V を求めることができる。式(12)と式(14)より V が D/a_0 でスケールされることは見やすい。液滴 N の加熱期間中の火炎半径は小さく $r_f/a_0 < 2$ であるから、この間の火炎変化が隣の液滴への火炎伝ばにつながることはない。気化が活性化されると拡散火炎が拡大して、隣の液滴に火が移る。火炎伝ば速度と液滴間隔の関係は図4の太実線のようなになる。図4には、比較のため小林らの実験結果も示してある。液滴の表面温度が沸点に近づいた時点で火炎半径が急速に拡大することが、小さな液滴間隔での直線的な火炎伝ば速度の増大をもたらしていることがわかる。また、拡散火炎半径の増大率は火炎半径が大きくなると小さくなるので、火炎伝ば速度はある液滴間隔で最大値をとった後、減少に転じることが知れる。太実線は、最大火炎伝ば速度を与える液滴間隔まで実験とよく一致している。気体の熱伝導係数と拡散係数は温度によって大きく変化する。常温での評価値を用いたのでは、実験の最大伝ば速度の3分の1程度になるので、計算では火炎温度と初期液滴表面温度の平均温度800Kでの評価値を用いているが、熱伝導係数と拡散係数を同じように変化させる限り、伝ば速度の大きさは変わっても、最大値を与える液滴間隔に変化はない。また、単独のデカン液滴が取りうる最大火炎半径は液滴半径の20倍程度である。デカンの場合、雰囲気温度が高くないと、表

面から離れた位置での自着火は起きづらい。Katoらの実験での火炎伝ば限界が、単独液滴の最大火炎半径に対応するような液滴間隔になっているのも、ここで述べた伝ば形態が起きている証であるように思われる。

2・4 火炎伝ばモデル 図3より液滴間の火炎伝ばに関して以下の事柄が知れる。

火炎半径が液滴直径と同じ長さだけ増大するのに要する時間が液滴の加熱時間 τ_1 と等しくなるとき(矩形枠で囲まれた部分)の火炎半径の値を求めると約3mmであり、実験で最大火炎伝ば速度が得られている液滴間隔の値に近い。このことより、最大火炎伝ば速度を与える液滴間隔の近く、およびそれより大きな液滴間隔では以下に述べるような事柄が起きていると推察される。拡散火炎は半径が大きくなると移動速度が小さくなるので、液滴間隔が大きくなると、拡散火炎が隣の未燃液滴を通過する際に、その液滴を加熱して気化を活性化する時間的な余裕があらわれるようになる(実際には、拡散火炎が液滴に達する少し前から、拡

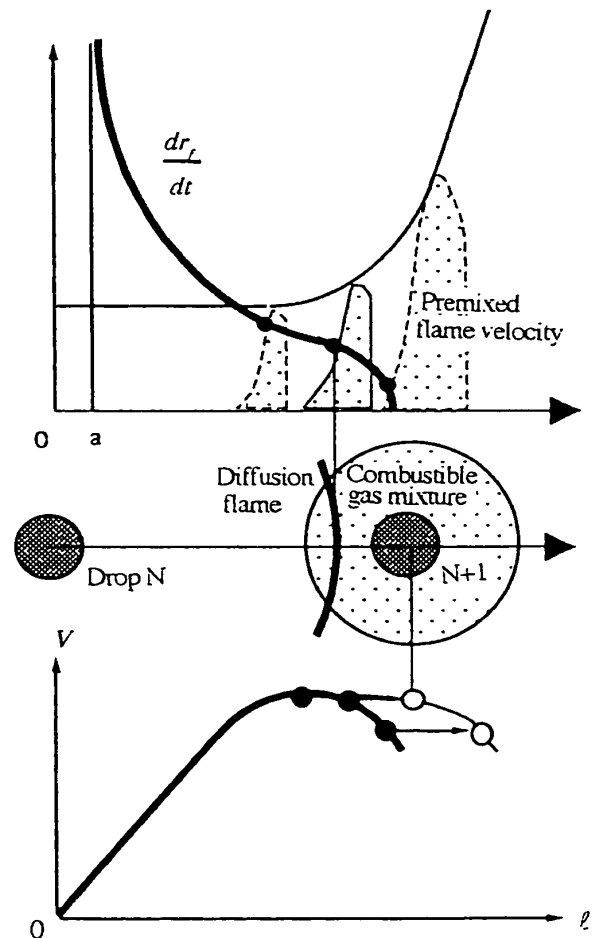


Fig. 5 A cycle of group combustion flame front displacement

散火炎からの伝熱によって液滴の周囲の気体が予熱されることになる)。すなわち、未燃液滴 ($N+1$) は燃焼液滴 N の拡散火炎からの熱を受けて昇温し、可燃混合気が周囲に作られて、自着火と予混合火炎伝ばが起き、新たな拡散火炎を自らのまわりに作る可能性がある(モード II, III)。この予熱効果は、前述の解析では考慮されていない。図4で、液滴間隔が大きなところで、実験点が実線よりかなり高い火炎伝ば速度を与えているのは、このような予熱効果によると考えられる。

重力の作用下では、自然対流の発生によって火炎と前方の液滴の間に鮮気が下から流入するため、前方の液滴の予熱が妨げられる。さらに、未燃液滴のまわりに可燃性混合気が作られていても、対流によって上方に運びさらわれるため、自着火や予混合火炎伝ばができなくなる。実線が、少し高めの数値をとって重力下の実験結果に近い形をとっているのは、そのことを裏付けているように思われる。他方、微小重力場では、未燃液滴まわりに作られた可燃混合気が、その場に滞留する。図5は、このような場合に対して予熱効果による火炎伝ば速度の増大を説明する図である。中段の図で、左右の液滴はそれぞれ燃焼液滴 N と未燃液滴 ($N+1$) を表す。液滴 N の拡散火炎の前縁部が太線の円弧で描いてある。左側の液滴は拡散火炎から熱を受けて気化し、拡散火炎に燃料蒸気を供給している。右側の未燃液滴のまわりには可燃混合気層(網掛け部)が存在する。火炎の先端位置と、その位置での火炎の移動速度 r_f/dt との関係を示したのが上段の図の太実線である。実線で描かれた山形をした分布は、未燃液滴まわりの可燃混合気層での層流燃焼速度を燃料濃度と温度から推算した値の中心軸上での分布を表しており、液滴間隔が異なるときの分布を破線で描いてある。液滴間隔が、拡散火炎がとりうる最大の半径値を大きく超えない限り、液滴間隔が大きいほど、予熱を受ける時間が長くなるから、対応する燃焼速度分布の山が高くなる。拡散火炎が未燃液滴の可燃混合気層内に進入しても、拡散火炎の移動速度が、その位置の層流燃焼速度より大きいときには、そのまま拡散火炎が前進する。しかし、拡散火炎の移動速度が層流燃焼速度より小さくなる場合には、可燃混合気層内で自着火が起きて、拡散火炎の前方で予混合火炎が可燃性混合気層内を伝ばしていくことになる。予混合火炎が未燃液滴の可燃性混合気層中を伝ばする時間が非常に短いとすると、この場合には、拡散火炎が可燃性混合気に点火するまでにかかった時間で、液滴間の平均火炎伝ば速度が決まることになる。いま、この時間を拡散火炎の移

動速度と着火位置での予混合火炎の伝ば速度が等しくなる時間で代表させて考えれば、予熱が効くときの火炎伝ば速度は下段の図で、黒丸で示したモード I の値から白丸で示したモード II ないしはモード III の値に変化し、予熱効果によって火炎伝ば速度が上昇することがわかる。

2・3節の解析によれば、平均火炎伝ば速度の極大値を与える液滴間隔は

$$\frac{dr_f}{dt} = \frac{r_f}{\tau_1 + (t - \tau_1)} \dots\dots\dots (19)$$

を満たす r_f によって与えられる。すなわち、最大火炎伝ば速度を与える液滴間隔は、図3の曲線が原点を通る直線と接する点の火炎半径の値に等しい。この幾何学的関係より、最大火炎伝ば速度を与える液滴間隔が大きくなるためには加熱時間が長くなるか、あるいは、初期火炎半径が大きくなってグラフの底上げが行われる必要があることがわかる。しかし、加熱時間の増大は最大火炎速度の値を下げるので、大きな液滴間隔で高い火炎伝ば速度が実現するにはグラフの底上げ、したがって、予熱効果によるほかないことがわかる。

3. おわりに

本報で行った解析の結果は、液滴間の火炎伝ば速度が、液滴の加熱と拡散火炎の非定常な特性で支配されていることを示しており、微小重力実験で得られた火炎伝ば速度の液滴間隔への依存性をよく説明する。伝ば速度が基本的に単独液滴の非定常な加熱・気化・燃焼特性より導かれることより、本研究で得られた知見は直線液滴列に限らず、一般の配置⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾にも適用できると考えられる。

本研究は、宇宙開発事業団宇宙環境利用システム準備研究「燃料分散系の燃焼ダイナミクス解明研究」の一環として実施されたものである。

文 献

- (1) Fawth, G. M., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 3(1977), 191-224.
- (2) Law, C. K., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8(1982), 171-201.
- (3) Sirignano, W. A., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 9(1983), 291-322.
- (4) Annamalai, K. and Ryan, W., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 18(1992), 221-295.
- (5) Umemura, A., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 20 (1994), 325-372.
- (6) Kato, S., Mizuno, H., Kobayashi, H. and Niioka, T., *JSME Int. J., Ser. B*, 41 (1998), 322-330.
- (7) 梅村章, 微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝ば(第1報, 火炎伝ばのモデル計算), 機論, 68-672, B (2002).

2436

微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝ば (第2報)

- (8) Chui, H. H., Kim, H. Y. and Croke, E. J., *Proc. Combust. Inst.*, **19** (1982), 971-980.
- (9) 梅村章・内田正宏, 微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝ば(第1報, 火炎伝ば様式の種類), 機論B(印刷中).
- (10) 藤田修・伊藤猷一・古山浩司・野上真奈美, 第36回燃焼シンポジウム講演論文集(1998), 432-435.
- (11) 中村聡介・永田晴紀・工藤勲・伊藤猷一・竹下保弘, 第36回燃焼シンポジウム講演論文集, (1998), 423-425.
-