

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

噴流拡散マイクロフレームの安定性に関する理論的考察

Stability of Laminar Jet Diffusion Microflames: A Theoretical Approach

桑名 一徳^{1*}・井田 民男²KUWANA, Kazunori^{1*} and IDA, Tamio²¹ 東京大学大学院工学系研究科 〒113-8656 文京区本郷 7-3-1
University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan² 近畿大学理工学部 〒577-8502 東大阪市小若江 3-4-1
Kinki University, 3-4-1 Kowakae, Higashiosaka-shi, Osaka 577-8502, Japan

2007年10月18日受付; 2007年11月21日受理/Received 18 October, 2007; Accepted 21 November, 2007

Abstract : This paper theoretically discusses the stability of laminar jet diffusion microflame, defined as a flame established on a submillimeter-diameter burner. In addition to the ordinary liftoff/blowoff limits, insights into the lower extinction limit are of great practical importance for microflames; thus, this paper primarily focuses on the extinction limit of microflames. The applicability of the following two diffusion-flame models to microflames is first discussed: the Burke-Schumann (BS) theory and a self-similarity analysis. The BS theory is found to be suitable to study the stability of microflames. The extinction limit is then predicted using activation-energy asymptotics in the framework of the BS theory. The present theory qualitatively reproduces experimental observations, i.e., $u_L \sim d^2$, where u_L is the jet velocity at the extinction limit (lower limit) and d the burner diameter.

Key Words : Extinction, Activation energy asymptotics, Mixture fraction, Damköhler number, Reynolds number

1. はじめに

工業炉などで噴流拡散火炎を利用する場合、火炎の浮き上がりや吹き飛びに関する情報が不可欠であり、これらの現象は古くから研究されてきた[1-2]。吹き飛びは噴流拡散火炎の安定範囲の上限界で発生する現象である。一方、噴流拡散火炎の安定範囲には下限界も当然存在し、バーナー出口での燃料流速が下限界以下になると、バーナーへの熱損失などの影響で、安定した火炎を維持することができなくなる。しかし通常の場合、下限界速度は非常に小さく、下限界での消炎について研究する実用的な理由に乏しかった。ところが、最近注目されているマイクロフレームでは下限界速度が上限界速度(吹き飛び速度)と同程度であり[3]、下限界での消炎機構の解明および下限界速度の予測が重要であることがわかってきた。なお、本稿ではバーナー径がおよそ1 mm以下の噴流拡散火炎をマイクロフレームと呼ぶこととする。

これまでに、多くのマイクロフレームの研究が報告され

ている。例えば、Banらは、マイクロフレームの形状を実験および理論の両面から検討した[4]。彼らの理論的考察は、反応速度無限大を仮定した噴流拡散火炎の自己相似解に基づいている。その後、Idaら[3]およびMattaら[5]により、マイクロフレームが安定に存在する噴流速度の範囲とバーナー径(d)の関係が実験的に調べられた。それによると、図1に模式的に示したように、上限界速度(u_U)は d によらずほぼ一定であるが、下限界速度(u_L)は d の二乗に反比例する。その結果、マイクロフレームを保持できる最小のバーナー径が存在することになる(図1のA点)。Nakamuraらは、マイクロフレームの構造や安定性を数値計算により詳細に検討し[6-8]、 u_L が d の二乗に反比例するという結果が数値計算によっても得られることを示した[8]。彼らはまた、エネルギー収支式の発熱項と熱伝導項の大きさを考慮することにより、 u_L が d の二乗に反比例することを次元解析的に説明した[8]。Chengらは、マイクロフレームの研究を精力的に行っている[7,9,10]。実験および数値計算、さらにBurke-Schumann (BS)理論や噴流拡散火炎の自己相似解などの解析解を用いて、火炎の形状や安定性を議論している。

* Corresponding author. E-mail: k-kuwana@t-adm.t.u-tokyo.ac.jp

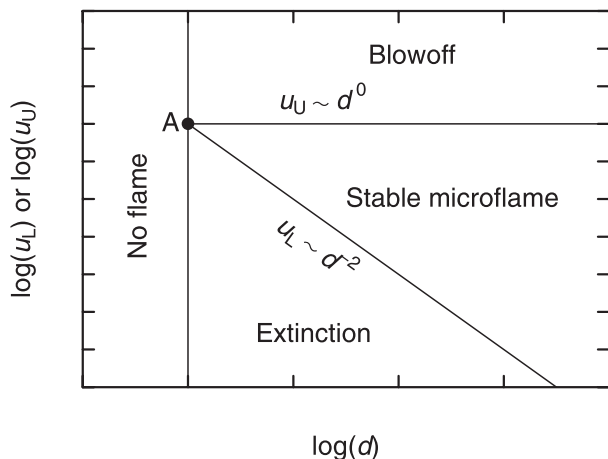


Fig.1 Schematic diagram of microflame stability.

これら多くの研究にもかかわらず、 u_L を d の関数として表すことのできる理論の構築は (次元解析を除けば) 進んでいない。これは、これまでのほとんど全ての理論的考察が反応速度を無限大とした拡散火炎の理論に基づいているためである。しかし、通常のマикроフレームでは、 $Fr \gg 1$ かつ $Ma \ll 1$ であり、反応速度無限大を仮定してしまうと、バーナー径あるいは噴流速度を含むパラメータは Re のみになり、 u_L が d の二乗に反比例するという関係を導くことは不可能である (Fr , Ma , Re はそれぞれ Froude 数, Mach 数, Reynolds 数)。したがって、有限の反応速度を考慮した——言い換えれば Damköhler 数 (Da) をパラメータに含む——理論の構築が必要である。本研究では、BS 理論を有限の反応速度の場合に拡張し、活性化エネルギー漸近展開 (activation energy asymptotics, AEA) の手法を用いることにより、マイクロフレームの安定下限界について検討する。

2. 次元解析と Π 定理

基礎式を解くことによる詳細な検討の前に、まず、次元解析の Π 定理[11]によりマイクロフレームの安定限界について考察する。噴流の上限界および下限界速度 (それぞれ u_U および u_L) は、現象のパラメータの関数として表されるはずである。すなわち、

$$u_U \text{ または } u_L = \phi(d, \nu, \rho, c_p, T_0, \Delta h, \dot{\omega}) \quad (1)$$

ここで、 ν は動粘性係数、 ρ は密度、 c_p は定圧比熱、 T_0 は初期温度、 Δh は燃焼熱、および、 $\dot{\omega}$ は燃料消費速度 (反応速度) である。なお、(1) 式では、①密度を含む物性値は一定である、②浮力の影響を無視できる、③圧力は一定である、④ $\nu = \alpha = D$ すなわち $Le = Sc = 1$ 、を仮定した。ただし、 α , D , Le , Sc は、それぞれ、温度拡散係数、拡散係数、Lewis 数、Schmidt 数である。(1) 式を無次元化すると (2)

式が得られる。

$$\frac{u_U d}{\nu} \text{ または } \frac{u_L d}{\nu} = \Phi \left(\frac{\dot{\omega} d^2}{\rho \nu}, \frac{c_p T_0}{\Delta h} \right) \quad (2)$$

(2) 式左辺の無次元パラメータは Reynolds 数そのものであり、右辺関数の一番目の引数は Damköhler 数に関連するパラメータである。なお、(1) および (2) 式には量論係数や空気中の酸素濃度といった無次元のパラメータは含まれていない。これら無次元パラメータは、(2) 式における関数 Φ の漸近挙動の比例定数に影響するのみである[12]。

ここで、 u_U が d に依存せず、 u_L が d の二乗に反比例するという観察結果と (2) 式より、以下の二式が導かれる。

$$u_U \sim \left(\frac{\nu \dot{\omega}}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3)$$

$$u_L \sim \frac{\rho^{1/2} \nu^{3/2}}{\dot{\omega}^{1/2} d^2} \quad (4)$$

このように、次元解析の手法を用いれば、 u_U および u_L の、 d 以外のパラメータへの依存性も求めることができる。また、(3) および (4) 式より、反応速度無限大を仮定した理論では u_U や u_L を求めることができないことがわかる。しかし、(3) および (4) 式は、比例定数が不明であり、パラメータ $\dot{\omega}$ の評価方法が定かではないという問題がある。そこで、次節以降で、これらの問題を解決できるモデルを構築し、解を求める。

3. モデル

3.1. 基礎式

2 節の①～④を仮定すると、以下の基礎式が得られる。記号の意味は本稿の最後にまとめた。

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial^2 \bar{u}_r}{\partial \bar{z}^2} \right] \quad (5)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial \bar{z}^2} \right] \quad (6)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial Z}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial Z}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial Z}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial^2 Z}{\partial \bar{z}^2} \right] \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_r \frac{\partial \theta}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}} &= \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{z}^2} + Da Y_F Y_O \exp \left(-\frac{\theta_a}{\theta} \right) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

(5)-(8) 式は、

$$\bar{r} = \frac{r}{d}, \quad \bar{z} = \frac{z}{d}, \quad \bar{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}}{u_0}, \quad \theta = \frac{c_p (T - T_0)}{\Delta h} \quad (9)$$

のように無次元化されており (u_0 はバーナー出口における燃料の噴流速度), $-$ は無次元変数であることを強調するために用いる. Z は混合分率で, 次式で定義される.

$$Z = (\beta - \beta_{O,0}) / (\beta_{F,0} - \beta_{O,0}) \quad (10)$$

ただし, $\beta = Y_F - (W_{FVF}/W_{OV0}) Y_O$ である. (8) 式反応項の Y_F および Y_O は, Z および θ と以下のように線形に関連付けられているので, 系 (5)-(8) は閉じている.

$$Y_F = Z - \theta, \quad Y_O = Y_{O,0}(1 - Z) - \frac{W_{OV0}}{W_{FVF}} \theta \quad (11)$$

また, 無次元パラメータ Re および Da は, 以下のように定義される.

$$Re = \frac{u_0 d}{\nu}, \quad Da = \frac{B d^2}{\nu} \quad (12)$$

反応速度無限大を仮定すると (8) 式が必要ないが, 本研究では有限の Da の下に (8) 式を解く. なお, これら基礎式で, 運動量保存式 (5) および (6) は独立して解くことができる. つまり, 本モデルの枠組では, 温度場や濃度場が流れに影響を及ぼさない. したがって, 比較的単純な流れ場を仮定し, その下で (7) 式を解けば, Z の解析解を得られることがある. 3.2 節では, よく知られた二つの解析解のマイクロフレームへの適用妥当性を検討する.

3.2. 混合分率の解析解

(7) 式の解析解として, Burke and Schumann [13] によるもの (ここでは BS 理論と呼ぶ) と噴流拡散火炎の自己相似解がよく知られている. BS 理論では, $\bar{u}_z = 1$ および $\bar{u}_r = 0$, さらに軸方向の拡散を無視するという一見大胆な仮定のもとに (7) 式の解が Bessel 関数の無限級数として表される. 一方, (6) および (7) 式が式の形も境界条件も同じであることに注目して, $Z (= \bar{u}_z)$ を噴流の自己相似解 [14] として求めたものが噴流拡散火炎の自己相似解である. (自己相似解を求めるときも, 境界層近似により軸方向の拡散が無視される.) 自己相似解は, $\bar{z} \gg 1$ の漸近解である.

BS 理論および自己相似解は, いずれも, (無次元) 火炎高さが Re に比例し (無次元) 火炎幅が一定であるという結果を与えるので, 火炎形状の予測に関して両者は定性的に同等である. しかし, BS 理論と比べると自己相似解は非常に単純な式で表されるため, マイクロフレームの研究でも自己相似解がよく用いられてきた [4, 5].

ところが, 自己相似解は $\bar{z}$ が 1 程度以下になると正確でなくなり, バーナー出口付近の現象を正しく表すことができない. そこで, 本研究では BS 理論に基づいて考察を進める. つまり, 以下に表される Z の解析解を用いる.

$$Z = \frac{1}{4\bar{r}_1^2} + \frac{1}{\bar{r}_1} \sum_n \frac{1}{\phi_n} \frac{J_1(\phi_n/2\bar{r}_1)}{[J_0(\phi_n)]^2} J_0\left(\frac{\phi_n \bar{r}}{\bar{r}_1}\right) \exp\left(-\frac{\phi_n^2 \bar{z}}{Re \bar{r}_1^2}\right) \quad (13)$$

ここで, J_n は第一種 Bessel 関数, ϕ_n は $J_1(x)$ の根, $\bar{r}_1$ は BS 理論における同軸流拡散火炎系の外径である. (13) 式は $\bar{r}_1$ を含むが, ここでは $\bar{r}_1 \rightarrow \infty$ の漸近挙動を検討することとし, $\bar{r}_1$ の影響は考慮しない. 反応速度無限大を仮定した理論では, $Z = Z_c$ という曲面が火炎面を表す. ただし, Z_c は次式で定義される.

$$Z_c = \frac{W_{FVF} Y_{O,0}}{W_{OV0} + W_{FVF} Y_{O,0}} \quad (14)$$

3.3. 軸方向拡散の影響

BS 理論が自己相似解より有利な点があり, バーナー付近の現象を正確に記述できるということ以外にも存在する. それは, BS 理論では (7) 式を変数分離により解けるため, 軸方向拡散を容易に考慮できるということである. Cheng ら [9] は, 直交座標系における軸方向拡散の影響を考察したが, ここでは円筒座標系を用いて噴流拡散火炎に対する軸方向拡散の影響を簡単に検討する. 軸方向拡散を考慮した場合, (7) 式の解は次式で与えられる.

$$Z = \frac{1}{4\bar{r}_1^2} + \frac{1}{\bar{r}_1} \sum_n \frac{1}{\phi_n} \frac{J_1(\phi_n/2\bar{r}_1)}{[J_0(\phi_n)]^2} J_0\left(\frac{\phi_n \bar{r}}{\bar{r}_1}\right) \exp\left[-\frac{\left(Re^2 + 4\phi_n^2/\bar{r}_1^2\right)^{1/2} - Re}{2} \bar{z}\right] \quad (15)$$

(15) 式右辺の指数関数中の平方根を二項展開すれば, (15) 式が $Re \rightarrow \infty$ において (13) 式に漸近することを確認できる. 一方, 軸方向拡散を考慮した自己相似解を解析的に求めるのは困難である. Ban らは解析解をあきらめ, 数値的に近似解を求めた [4].

$Z = Z_c$ となる位置 (反応速度無限大を仮定した場合の火炎面) を (13) および (15) 式より求め, 図 2 に示す. $Re = 5$ の場合, 軸方向拡散を考慮すると火炎高さがわずかに増加するが, 考慮しない場合との違いは 10 % 以下である. ところが, $Re = 0.5$ になると両者の違いが顕著になり, 軸方向拡散を考慮すると, 考慮しない場合と比べて火炎高さが 3 倍以上になる.

図 3 に, (13) および (15) 式により予測される拡散火炎の高さ ($\bar{r} = 0$ において $Z = Z_c$ となる $\bar{z}$) を Re の関数として示す. 先に述べたように, 軸方向拡散を無視した場合, 火炎高さは Re に比例する. 一方, 軸方向拡散を考慮した場合, $Re \rightarrow 0$ で火炎高さが一定値に漸近する. これは, $u_0 \rightarrow 0$ の極限では長さの次元を持つパラメータが d しか存在しないことを考えれば, 次元解析論的には当然の結果である.

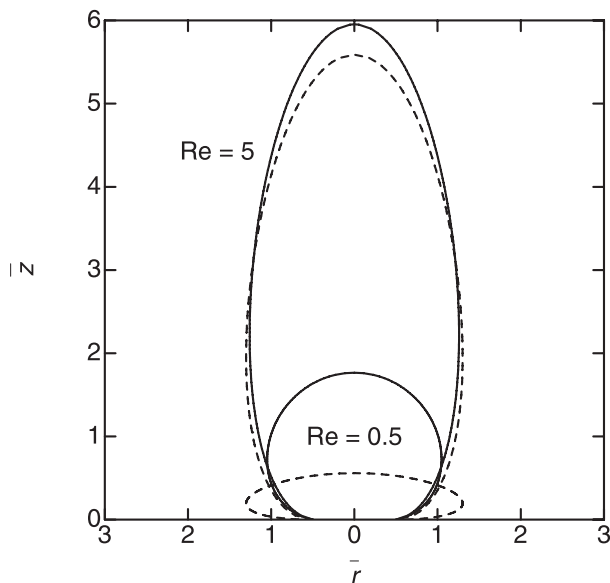


Fig.2 Effect of axial diffusion on the shape of flame sheet. Dashed line: Eq. (13) (without axial diffusion); solid line: Eq. (15) (with axial diffusion). Computed with $Z_c = 0.054$ (methane-air).

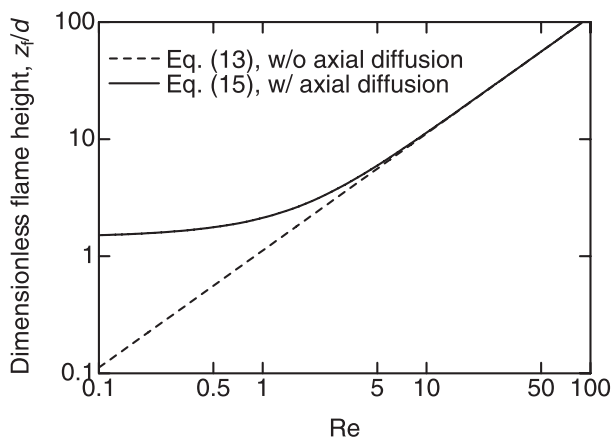


Fig.3 Dimensionless flame height predicted by Eqs. (13) and (15). Computed with $Z_c = 0.054$ (methane-air).

ここで簡単に検討したように、 $Re < 1$ の場合、軸方向拡散を無視できない。しかし、本研究でもっとも関心があるのは図1のA点付近における火炎の安定性であり、 $Re \gg 1$ を仮定できる。例えば、 $d = 0.2$ mm のメタンマイクロフレームの場合、 u_L は 3 m/s 程度であり[3]、 $Re \approx 40$ である。また、 $d = 1$ mm の場合でも $Re \approx 10$ である。(ただし、室温におけるメタンの動粘性係数を用いて Re を計算した。) 以上のことから、ここでは軸方向拡散を考慮しないことにする。

4. 上限界速度

はじめに述べたように、上限界速度 (u_U) に関してはこれまで詳しく研究されてきたため、本研究では主に下限界速

度 (u_L) について考察する。しかし、次節で検討するように、上限界付近の現象 (浮き上がりや吹き飛び) の研究で用いられた理論を下限界の検討に応用することができる。そこで、上限界付近の現象に関するこれまでの理論的研究を簡単にまとめる。

乱流拡散火炎の浮き上がりまたは吹き飛びが古くから研究されていて、燃焼が開始するバーナー出口付近では火炎が予混合火炎の性質を持つというように説明されることが多かった[15]。つまり、燃料速度が (乱流) 燃焼速度程度以上になると火炎が浮き上がったり、吹き飛んだりすることになる。これに対して、Peters ら[16]は、拡散火炎の局所的なスカラー散逸速度が限界値を超えるために消炎する、という理論を提案した。この理論は非常に興味深く注目されたが、残念ながらこの理論のみでは説明できない現象が多く、Buckmaster [17]には、“an unfortunate example of a charming theory undone by the facts” とまで書かれてしまった。最近では、拡散火炎の浮き上がりや吹き飛びは、edge flame の考え方で説明されている[17]。次元解析の結果である (3) 式が、予混合火炎の伝播速度[18]と同様な形をしていることから、拡散火炎の理論 (つまり Peters の理論) だけでは上限界速度の予測が難しいことが示唆される。ところが、Peters の考え方でマイクロフレームの安定下限界速度の予測が可能になるということを、次節に示す。

5. 下限界速度

5.1. 拡散火炎の消炎

ここでは、Peters の考え方[16]に沿って、下限界速度を予測することを試みる。3節で述べたように、ここで考慮する基礎式は (8) 式であり、 Y_F および Y_O は (11) 式で表され、 Z は (13) 式で与えられる。文献[16]と同様に、 Z を座標の一つとして (8) 式を変換すると、次式が得られる ([19] も参照)。

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} + \frac{Da Y_F Y_O}{|\nabla Z|^2} \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) = 0 \quad (16)$$

ただし、 $|\nabla Z|^2$ は $Z = Z_c$ で評価される。変換後の (16) 式は Liñán [20]が AEA を用いた解析で対象とした系 (対向流拡散火炎) と同じ形をしているので、同様な解析が可能になる。文献[20]と同様な変数変換を行えば、以下で定義される δ がある限界値 δ_E 以上の場合のみ (16) 式が解を持つことを示すことができる。

$$\delta = \frac{4(\theta_{c,ad}^2/\theta_a)^3 \exp(-\theta_a/\theta_{c,ad})}{[1 + (W_{FV_F}/W_{OV_O})Y_{O,0}]^2 (W_{FV_F}/W_{OV_O})|\nabla Z|^2} Da \quad (17)$$

ここで、 $\theta_{c,ad}$ は (無次元) 断熱火炎温度である。通常の炭化水素のように $Z_c \ll 1$ の場合、 δ_E の値は次式で近似できる。

$$\delta_E \approx 2eZ_c \quad (18)$$

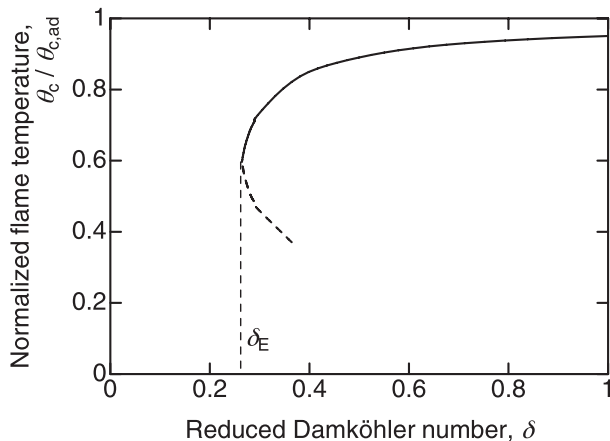


Fig.4 Normalized flame temperature as a function of reduced Damköhler number. Computed with $Z_c = 0.054$ and $\theta_a = 2$.

火炎温度 ($Z = Z_c$ における温度 θ_c) と δ の関係を図 4 に示す。 $\delta \rightarrow \infty$ の極限では、 $\theta_c \rightarrow \theta_{c,ad}$ であり、火炎温度は断熱火炎温度に漸近する。 δ が減少するに従い火炎温度も減少し、 $\delta = \delta_E$ で消失する。図 4 は、Nakamura らが数値計算により求めた消失の様子[8]を定性的に再現している。

5.2. BS 火炎の場合

5.1 節の結果をまとめると、 $\delta < \delta_E$ の場合、すなわち $|\nabla Z|^2$ がある限界値以上になると、(16) 式の解は存在せず、消失する。したがって、(13) 式から $|\nabla Z|^2$ を求めれば、BS 火炎の消失条件が得られる。図 5 に、(13) 式から得られる $|\nabla Z|^2$ を $\bar{z}$ の関数として示す。 $|\nabla Z|^2$ はバーナー出口 ($\bar{z} = 0$) では無限大である。一方、火炎先端で最小となる。したがって、火炎先端位置の $|\nabla Z|^2$ が限界値以上になると、BS 火炎は消失する。

火炎先端位置では $\partial Z / \partial \bar{r} = 0$ であることに注意すれば、(13) 式より、 $|\nabla Z|^2$ を評価することができる。すなわち、

$$|\nabla Z|^2 = \left\{ \frac{1}{\text{Re} \bar{r}_1^3} \sum_n \frac{\phi_n J_1(\phi_n / 2 \bar{r}_1)}{[J_0(\phi_n)]^2} \exp\left(-\frac{\phi_n^2 \bar{z}_c}{\text{Re} \bar{r}_1^2}\right) \right\}^2 \quad (19)$$

ただし、 $\bar{z}_c$ は火炎高さで、 $\bar{r} = 0$ において $Z = Z_c$ となる $\bar{z}$ である。 $\bar{z}_c$ は Re に比例するので、火炎先端位置の $|\nabla Z|^2$ は $1/\text{Re}^2$ に比例する。比例係数は Z_c に依存し、例えば $Z_c = 0.054$ の場合 (メタン-空気)、 $|\nabla Z|^2 = 2.2 \times 10^{-3} / \text{Re}^2$ である。このことと (17) 式より、同じ燃料の場合のマイクロフレームの安定下限が次式で与えられる。

$$\text{Da Re}^2 = \text{constant} \quad (20)$$

すなわち、

$$u_L \sim \frac{\nu^{3/2}}{B^{1/2} d^2} \quad (21)$$

であり、次元解析により求めた (4) 式と同等な結果が得ら

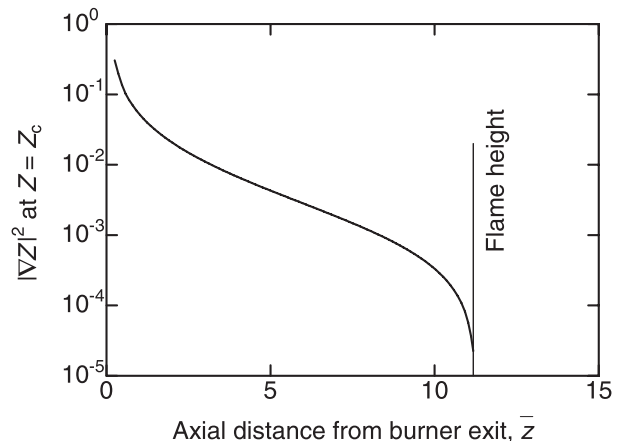


Fig.5 $|\nabla Z|^2$ evaluated at $Z = Z_c$. Computed with $Z_c = 0.054$ and $\text{Re} = 10$.

れる。ここで構築した理論を用いれば (21) 式の比例定数も物性値の関数として表すことができる。

最後に、本研究で構築した理論の適用範囲を検討する。

5.1 節の拡散火炎の消失理論は一般的なものであり、様々な系に適用可能である。しかし、5.2 節の議論は、BS 理論の解に基づいているため、BS 理論の仮定が成り立たない系に対しては妥当でなくなる。例えば、バーナー径が大きく $\text{Fr} \gg 1$ を仮定できなくなる場合 (Fr は Froude 数で、 $\text{Fr} = u_0^2 / gd$)、浮力の影響を無視できなくなり、5.2 節の結果を適用することはできない。また、バーナー径が大きくなると、 u_L が d の 2 乗に反比例し減少するので、下限界において $\text{Re} \gg 1$ を仮定できなくなる。このような場合も、5.2 節の議論が妥当でなくなる。

6. 結論

これまでのマイクロフレームの研究では、火炎の安定範囲の下限界に関する理論的な検討があまり行われていなかった。そこで本研究では、BS 理論を有限反応速度の場合に拡張し、AEA の手法を用いることにより、下限界速度を求めた。BS 理論は古典的で単純な理論であるが、単純であるがために、拡散火炎の定性的理解には大変有効である[21]。

本研究で構築された理論により、下限界速度の実験結果、すなわち、 $u_L \sim d^2$ という関係が正しく再現された。しかし、この理論により燃料の違いが下限界速度に及ぼす影響を正しく予測できるかなど、確認されていないことが多い。したがって、今後、実験等により本理論の妥当性を評価する予定である。

謝辞

本研究の一部は科研費 (19860021) の助成により行われた。本研究の初期段階ではケンタッキー大学の斉藤孝三先

生にご指導いただきました。また、北海道大学の中村祐二先生にご助言いただきました。ここに謝意を表します。

記号の意味

B	Arrhenius 型反応速度の前指数因子
c_p	定圧比熱
Da	Damköhler 数
d	バーナー径
Δh	燃焼熱
Re	Reynolds 数
r, z	円筒座標系
r_1	Burke-Schumann 理論の同軸流拡散火炎系の外径
T_0	初期温度
u_r, u_z	速度
u_0	バーナー出口での燃料速度
u_L	マイクロフレイム安定範囲の下限界における、バーナー出口での燃料速度 (下限界速度)
u_U	上限界速度
W_i	化学種 i の分子量
Y_i	化学種 i の質量分率
Z	混合分率

ギリシャ文字

ν	動粘性係数
ν_i	化学種 i の燃焼反応の量論係数
θ	無次元温度
θ_a	無次元活性化温度
θ_c	$Z = Z_c$ における θ
$\theta_{c,ad}$	無次元断熱火炎温度

References

- Hottel, H. C. and Hawthorne, W. R., *Symp. Combust. Flame Explosion Phenomena* 3: 254-266.
- Wohl, K., Gazley, C., and Kapp, N., *Symp. Combust. Flame Explosion Phenomena* 3: 288-300.
- Ida, T., Fuchihata, M., and Mizutani, Y., in *Proceedings of the Third International Symposium on Scale Modeling*, 2000, Paper E3.
- Ban, H., Venkatesh, S., and Saito, K., *J. Heat Transfer* 116: 954-959 (1994).
- Matta, L. M., Neumeier, Y., Lemon, B., and Zinn, B. T., *Proc. Combust. Inst.* 29: 933-939 (2002).
- Nakamura, Y., Ban, H., Saito, K., and Takeno, T., in *Proceedings of the Third International Symposium on Scale Modeling*, 2000, Paper E7.
- Cheng, T. S., Chao, Y.-C., Wu, C.-Y., Li, Y.-H., Nakamura, Y., Lee, K.-Y., Yuan, T., and Leu, T. S., *Proc. Combust. Inst.* 30: 2489-2497 (2005).
- Nakamura, Y., Yamashita, H., and Saito, K., *Combust. Theory Modell.* 10: 927-938 (2006).
- Cheng, T. S., Chen, C.-P., Chen, C.-S., Li, Y.-H., Wu, C.-Y., and Chao, Y.-C., *Combust. Theory Modell.* 10: 861-881 (2006).
- Chen, C.-P., Chao, Y.-C., Cheng, T. S., Chen, G.-B., and Wu, C.-Y., *Proc. Combust. Inst.* 31: 3301-3308 (2007).
- Kuwana, K. and Dobashi, R., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 57: 39-44 (2007).
- Barenblatt, G. I., *Scaling, Self-similarity, and Intermediate Asymptotics*, Cambridge University Press, 1996.
- Burke, S. P. and Schumann, T. E. W., *Ind. Eng. Chem.* 20: 998-1004 (1928).
- Schlichting, H. and Gersten, K., *Boundary Layer Theory*, 8th ed., Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- Vanquickenborne, L. and van Tiggelen, A., *Combust. Flame* 10:59-69 (1966).
- Peters, N. and Williams, F. A., *AIAA J.* 21: 423-429 (1983).
- Buckmaster, J., *Prog. Energy Combust. Sci.* 28: 435-475 (2002).
- Glassman, I., *Combustion*, 3rd ed., Academic Press, San Diego, 1996.
- Williams, F. A., *Combustion Theory*, Addison-Wesley, Redwood City, 1985.
- Liñán, A., *Acta Astronaut.* 1: 1007-1039 (1974).
- Williams, F. A., *Proc. Combust. Inst.* 24: 1-17 (1992).