

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

表面フラッシュ速度に及ぼす起毛層密度と厚さの影響

Dependence of Surface Flash Velocity on the Density and Thickness of Napped Layer

桑名 一徳*・土橋 律

KUWANA, Kazunori* and DOBASHI, Ritsu

東京大学工学系研究科 〒113-8656 文京区本郷 7-3-1
University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

2008年11月6日受付; 2009年1月28日受理/Received 6 November, 2008; Accepted 28 January, 2009

Abstract : The previously proposed model for the surface-flash phenomenon is modified to account for the influence of nap thickness and the dependence of reaction rate on fuel concentration. As before, the model is an extension of ordinary premixed-flame theory and considers heat loss to the surrounding environment and fiber pyrolysis. The activation-energy-asymptotics technique is applied to obtain an asymptotic analytical solution of the model. The model predicts the existence of the critical nap thickness and the critical nap density for the occurrence of surface flash. It also shows that the surface flash velocity significantly depends on the nap density but only weakly on the nap thickness. These theoretical results qualitatively agree with previous experimental observations.

Key Words : Surface flash velocity, Heat loss, Fiber pyrolysis, Critical nap density, Critical nap thickness

1. はじめに

表面が毛羽立った繊維製品に沿って火炎が燃え広がる時、条件によっては表面フラッシュが発生し、火炎が起毛層(繊維表面の毛羽立った部分)を高速に伝播することが知られている。表面フラッシュが発生すると火炎が瞬時に燃え広がるため、思わぬ被害が生じることがある。

これまでの研究[1-7]により、表面フラッシュが発生するのは起毛層厚さが一定値以上かつ起毛層密度が一定値以下の場合のみであることがわかっている。また、表面フラッシュが発生する条件では、表面フラッシュ速度が起毛層密度には大きく依存するが起毛層厚さにはそれほど依存しないことが知られている。さらに、これらの研究では、系全体の熱収支を考えることにより、表面フラッシュ時の燃え広がり速度の変化などが議論されている。

最近、筆者らにより表面フラッシュの新しい理論が提案された[8,9]。この理論は、熱損失の効果を含んだ予混合火炎伝播の理論を拡張したもので、繊維の熱分解の影響が考

慮されている。活性化エネルギー漸近解析(activation-energy asymptotics, AEA)の手法を用いればこの理論の解析解が得られ、表面フラッシュ速度を起毛層密度の関数として表すことができ、また、表面フラッシュが発生する起毛層密度の上限界を予測することができる。しかし文献[8,9]の表面フラッシュ理論では、モデルの単純化のため様ざまな仮定が用いられている。本研究では、特に以下の二点に着目する。

- ・文献[8,9]では、起毛層密度の影響のみに注目し、起毛層厚さの影響が考慮されていない。つまり、表面フラッシュが発生する限界起毛層厚さに関する知見が得られない。また、表面フラッシュ速度が起毛層密度には大きく依存するが起毛層厚さにはそれほど依存しないという実験結果に関する議論ができない。
- ・酸素濃度のみ依存する一次の反応速度が仮定されている。限界起毛層密度付近では燃料過濃(すなわち燃料濃度がほぼ一定)を仮定できるかもしれないが、起毛層密度が減少すれば反応速度の燃料濃度依存性を無視できなくなるはずである。さらに踏み込めば、表面フラッシュが発生する起毛層密度の下限界も存在すると考えるのが自然である。しかし、反応速度の燃料濃度依存性を無視した文献[8,9]の理論は、上限界を予測こそすれ、下限界を予測することはできない。

* Corresponding author. E-mail: kuwana@yz.yamagata-u.ac.jp
現所属: 山形大学大学院理工学研究科 〒992-8510 米沢市城南 4-3-16
Present Address: Yamagata University, Graduate School of Science and Engineering, 4-3-16 Jonan, Yonezawa-shi, Yamagata 992-8510, Japan

に知られていない現状では無用な複雑化と考え, 単純な二次反応を用いることとした.

質量流束 m がこの系の固有値であり, これを求めるのが本モデルの目標である. 質量流束は, 繊維が熱分解するときの質量保存により以下のように表される.

$$m = (\rho_n + \rho_{g0})V_g = \rho_g V_g \quad (5)$$

ここで, V_g は気相部分 ($x > x_1$) における気体速度である. (5) 式では, 前述のように, 気体の密度が繊維の真密度に比べて十分に小さい, すなわち, 空隙率が 100% だと仮定した. この仮定は, 繊維径 (綿の場合 30 μm 程度) が繊維間隔に比べて十分小さい場合は妥当だと考えられる. なお, 繊維径がある限界値より大きくなると, 表面フラッシュが発生しなくなることが予想される. この限界繊維径付近では, 繊維の熱分解の特性時間と表面フラッシュの特性時間が同程度になると考えられる[9].

2.2. 境界条件

通常の子混合火災理論では $x = -\infty$ で上流側の境界条件が与えられるが, 本モデルでは繊維の熱分解を考慮するため, 熱分解完了位置 x_1 (< 0) で上流側の境界条件を与える. $x = x_1$ における境界条件は以下の通りである.

$$T = T_0, \quad \lambda \frac{dT}{dx} = \frac{\rho_n}{\rho_n + \rho_{g0}} m H_p \quad (6)$$

$$Y_F = Y_{F1}, \quad Y_O = Y_{O1} \quad (7)$$

(6) 式では, モデルの単純化のため $T_1 = T_0$ を仮定した. この仮定を外すことは容易である (例えば, Buckmaster and Ludford [16] が類似した系を扱っている). しかし, $T_1 \neq T_0$ とするとパラメータが一つ増えてしまうこと, また, この単純化を行っても得られる結果が定性的には変わらないことから, 本研究では $T_1 = T_0$ と仮定する. この仮定により温度 T_1 まで昇温するのに必要な熱量の影響が無視されてしまうが, その熱量を繊維の分解熱に加えれば, 近似的にこれを考慮できる. 三つの方程式 (2)~(4) に対して, $x = x_1$ において四つの境界条件があるため, x_1 を一意に求めることができる.

(7) 式における Y_{F1} および Y_{O1} の値は, 以下に示す $x = x_1$ における燃料および酸素の質量保存式を満たさなければならない.

$$\begin{aligned} m Y_F - \alpha \frac{dY_F}{dx} &= \frac{\rho_n}{\rho_n + \rho_{g0}} m, \\ m Y_O - \alpha \frac{dY_O}{dx} &= \frac{Y_{Oa} \rho_{g0}}{\rho_n + \rho_{g0}} m \end{aligned} \quad (8)$$

なお, 文献[8,9]では, $Y_{O1} = Y_{O0}$ (ならびに $Y_{F1} = Y_{F0}$) が暗黙のうちに仮定された (つまり, $x = x_1$ における濃度が $x = -\infty$

の条件で計算されるものに等しいと仮定された) が, 厳密には正しくない. $x = x_1$ における燃料および酸素の質量保存を考慮しないと, 例えば断熱火災温度の計算が不正確になり, 表面フラッシュ速度の予測における誤差の原因になる.

火災先端の位置 $x = 0$ における条件は, 以下の通りである.

$$T = T_*, \quad Y_F = \frac{\phi_1 - 1}{\phi_1} Y_{F1}, \quad Y_O = 0 \quad (9)$$

ただし, T_* は $x = 0$ における火災温度であり, 熱損失が無い場合は断熱火災温度 T_b に等しい. T_* の値は活性化エネルギー漸近解析により解を求める過程で得られる. なお, ϕ_1 は $x = x_1$ における当量比である. ϕ_1 の値は基礎方程式を解く過程で求まるが (2.3 および 2.4 節参照), 一般に ϕ_1 は ϕ_0 と等しくない. (9) 式は $\phi_1 > 1$ の場合の条件であるが, $\phi_1 < 1$ の場合も同様に解析を進めることができる.

下流側の境界条件, すなわち, $x = \infty$ での条件は次式で表される.

$$T = T_0, \quad Y_F = \frac{\phi_1 - 1}{\phi_1} Y_{F1}, \quad Y_O = 0 \quad (10)$$

ただし, 熱損失が無い場合は, (10) の第一式は $T = T_b$ となる.

2.3. 無次元化

ここで, 以下の無次元変数を導入する.

$$\begin{aligned} \eta &= m \int_0^x \frac{dx}{\alpha}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}, \\ y_F &= \frac{Y_F - [(\phi_1 - 1)/\phi_1] Y_{F1}}{Y_{F1}/\phi_1}, \quad y_O = \frac{Y_O}{Y_{O1}} \end{aligned} \quad (11)$$

ただし, 断熱火災温度 T_b は以下で表される.

$$T_b = T_0 + \frac{v_F W_F}{v_O W_O} \frac{H_c}{c} Y_{O1} \quad (12)$$

このとき, (2)~(4) 式は以下のように無次元化される.

$$\frac{d\theta}{d\eta} = \frac{d^2\theta}{d\eta^2} + \frac{1}{\Gamma^2} \left[Y_{O1} (y_F + \phi_1 - 1) y_O \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) - K\theta \right] \quad (13)$$

$$\frac{dy_F}{d\eta} = \frac{d^2 y_F}{d\eta^2} - \frac{1}{\Gamma^2} Y_{O1} (y_F + \phi_1 - 1) y_O \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) \quad (14)$$

$$\frac{dy_O}{d\eta} = \frac{d^2 y_O}{d\eta^2} - \frac{1}{\Gamma^2} Y_{O1} (y_F + \phi_1 - 1) y_O \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) \quad (15)$$

ここで, 無次元パラメータ Γ および K は

$$\frac{1}{\Gamma^2} = \frac{\alpha B}{m^2}, \quad K = \frac{k}{c \delta B} \quad (16)$$

で定義され, それぞれ, 無次元火災伝播速度および無次元熱損失係数である. Γ は m を含むため, この系の固有値であり, Γ を K および他のパラメータの関数として求めるの

がこの解析の目標である。

境界条件(9)を無次元化すると、以下の $\eta=0$ における境界条件が得られる。

$$\theta = \theta_*, y_F = y_O = 0 \quad \text{at } \eta = 0 \quad (17)$$

同様に、境界条件(10)より

$$\theta = 0, y_F = y_O = 0 \quad \text{at } \eta = \infty \quad (18)$$

が得られる。さらに、熱分解完了位置における燃料および酸素の境界条件(7)を無次元化すれば

$$y_F = y_O = 1 \quad \text{at } \eta = \eta_1 \quad (19)$$

となる。(14)および(15)式と境界条件(17)~(19)より、 $y_F = y_O$ である。ここでは、 $y_F = y_O \equiv y$ とする。このとき、関係式(8)を無次元化することにより、

$$Y_{F1} = \frac{\rho_n}{\rho_n + \rho_{g0}} \frac{1}{1 - \frac{1}{\phi_1} \frac{dy}{d\eta} \Big|_{\eta=\eta_1}} \quad (20)$$

$$Y_{O1} = \frac{Y_{Oa}\rho_{g0}}{\rho_n + \rho_{g0}} \frac{1}{1 - \frac{dy}{d\eta} \Big|_{\eta=\eta_1}}$$

および

$$\phi_1 = \phi_0 - (\phi_0 - 1) \frac{dy}{d\eta} \Big|_{\eta=\eta_1} \quad (21)$$

が得られ、(20)式を用いれば境界条件(6)が以下のように無次元化される。

$$\theta = 0, \frac{d\theta}{d\eta} = \phi_0 H \left(1 - \frac{dy}{d\eta} \right) \quad \text{at } \eta = \eta_1 \quad (22)$$

ただし、 H は $H = H_p/H_c$ で定義される無次元パラメータである。なお、(21)式で $dy/d\eta < 0$ であることに注意すれば、 $\phi_1 > \phi_0$ であることがわかる($\phi_0 > 1$ の場合)。

2.4. 活性化エネルギー漸近解析(AEA)

活性化エネルギーが火炎温度より十分大きい場合の漸近解を求めるAEAの枠組の中では、火炎の近傍以外、すなわち $\eta_1 < \eta < 0$ および $\eta > 0$ で、反応項が無視される[15,16]。このとき、(13)~(15)式は

$$\frac{d\theta}{d\eta} = \frac{d^2\theta}{d\eta^2} - \frac{K}{\Gamma^2} \theta \quad (23)$$

$$\frac{dy}{d\eta} = \frac{d^2y}{d\eta^2} \quad (24)$$

となる。 $\eta_1 < \eta < 0$ での(24)式の解は、境界条件(17)およ

び(19)より、

$$y = \frac{1 - e^{\eta}}{1 - e^{\eta_1}} \quad (25)$$

で与えられる。このとき(20)の第二式および(21)式より、

$$Y_{O1} = \frac{Y_{Oa}\rho_{g0}}{\rho_n + \rho_{g0}} (1 - e^{\eta_1}) = Y_{O0} (1 - e^{\eta_1}) \quad (26)$$

$$\phi_1 = \frac{\phi_0 - e^{\eta_1}}{1 - e^{\eta_1}}$$

となる。また、境界条件(17)および(22)の下に(23)式も解くことができ、次式で解が与えられる。

$$\theta = \frac{\phi_0 H}{X(1 - e^{\eta_1})} \left(e^{-\frac{X+1}{2}\eta_1} e^{\frac{X+1}{2}\eta} - e^{-\frac{X-1}{2}\eta_1} e^{-\frac{X-1}{2}\eta} \right) \quad (27)$$

したがって、火炎温度 θ_* ($\eta = 0$ における θ)は以下のように η_1 と関連付けられる。

$$\theta_* = \frac{\phi_0 H}{X(1 - e^{\eta_1})} \left(e^{-\frac{X+1}{2}\eta_1} - e^{-\frac{X-1}{2}\eta_1} \right) \quad (28)$$

ただし、(27)および(28)式の X は以下で定義される。

$$X = \left(1 + 4K/\Gamma^2 \right)^{1/2} \quad (29)$$

一方、 $\eta > 0$ での(23)および(24)式の解は、

$$\theta = \theta_* e^{-\frac{X-1}{2}\eta}, y = 0 \quad (30)$$

である。 $\eta_1 < \eta < 0$ および $\eta > 0$ の領域の間に、反応項を無視できない薄い反応領域が存在する。反応領域では、拡散項と反応項のみを考慮し、基礎方程式を積分する[8,15,16]。このとき、上流側および下流側の温度勾配等の境界条件が必要になるが、 $\eta_1 < \eta < 0$ および $\eta > 0$ の領域とのマッチングより求める。例えば、(30)式より、

$$\frac{d\theta}{d\eta} \Big|_{\eta=0+} = -\frac{X-1}{2} \theta_*, \frac{dy}{d\eta} \Big|_{\eta=0+} = 0 \quad (31)$$

が得られるので、反応領域を積分する際の下流側の境界条件としてこれらを用いる。同様に、(25)および(27)式から $\eta = 0-$ における $d\theta/d\eta$ および $dy/d\eta$ を求め、反応領域を積分する際の上流側の境界条件とする。(25)、(27)および(30)式より、反応領域前後で温度勾配および濃度勾配の値が異なる(jumpする)ことがわかるが、これは、反応領域が温度のsourceおよび濃度のsinkとして働いているためである。なお、反応領域の取り扱いの詳細については以前の論文[8]に記した。また、AEAにおける領域間のマッチングは文献[15,16]等に詳しい。このような各領域間のマッチングにより $\eta = 0$ におけるjump conditionが得られ、以下の関係式が近似的に導かれる。

$$\frac{X-1}{2}\theta_* = \frac{1}{1-e^{\eta_1}} - \frac{\phi_0 H}{X(1-e^{\eta_1})} \left(\frac{X+1}{2} e^{-\frac{X+1}{2}\eta_1} + \frac{X-1}{2} e^{\frac{X-1}{2}\eta_1} \right) \quad (32)$$

$$\Gamma = \left[\frac{2\varepsilon^3 e^{-\theta_a/\theta_*} Y_{O_1} \left(2 + \frac{\phi_0 - 1}{\varepsilon} \right) (1-e^{\eta_1})^2}{1 - (X-1)(1-e^{\eta_1})\theta_*} \right]^{1/2} \quad (33)$$

ただし, (33) 式の ε は漸近解析中の小さいパラメータで, $\varepsilon = \theta_*^2/\theta_a$ である. (28), (32) および (33) 式を連立させれば Γ , θ_* および η_1 を求めることができる. ここまでの解析は $\phi_0 > 1$ の場合であったが, $\phi_0 < 1$ の場合も同様に解析できる. 次節では $\phi_0 > 1$ の場合について主に検討するが, いくつかの結果には $\phi_0 < 1$ の場合も含まれている.

3. 結果と考察

3.1. 熱損失が無い場合

熱損失が無い場合, すなわち $K = 0$ の場合は, $X = 1$ を (28), (32) および (33) 式に代入すれば解が得られる. 得られた Γ を ϕ_0 の関数として図 2 に示す. Γ は $\phi_0 = 1$ 付近で最大となり, 理論混合比から離れるにしたがい Γ が減少する.

$K = 0$ のとき, 熱分解完了位置は $\eta_1 = \ln(\phi_0 H)$ で与えられる ($\phi_0 > 1$ の場合). すなわち, 熱分解完了位置から火炎までの距離 (η_1 は負なので, その絶対値) は, ϕ_0 の増加にともない減少する. これは, ϕ_0 が増加すると火炎温度が低下するため, 繊維の熱分解に必要な熱量を供給するためには大きな温度勾配が要求されるからだと考えられる. 本研究では予混合火炎理論をもとにしたモデルを用いている. 前節で述べたように, このモデルでは, 熱分解完了位置まで火炎が通過するのに必要な時間が, 熱分解で生じた燃料気体と空気が拡散により混合するのに必要な時間よりも十分に大きいことを前提条件としている. 文献[9]の検討によると, この条件は通常満たされているようであるが, 拡散混合に必要な時間は熱分解で生じる化学種の種類などにも依存するため, 検討の際には注意が必要である. なお, $\phi_0 = 1$ および $H = 0.1$ として, 表面フラッシュ速度が 10 cm/s 程度のときの熱分解完了位置から火炎までの距離 (予混合領域の大きさ, つまり x_1 の絶対値) のオーダーを見積もると 1 mm 程度となり, 実験による観察結果[9]とほぼ一致している.

η_1 が負であることと $\eta_1 = \ln(\phi_0 H)$ の関係式より, $\phi_0 > 1/H$ で表面フラッシュが不可能になることがわかる ($\phi_0 > 1$ の場合). これは, この条件のとき,

$$\frac{v_F W_F}{v_O W_O} Y_{O_a} \rho_{g0} H_c < \rho_n H_p \quad (34)$$

が成り立ち, 燃焼により発生する熱量が繊維の熱分解に必

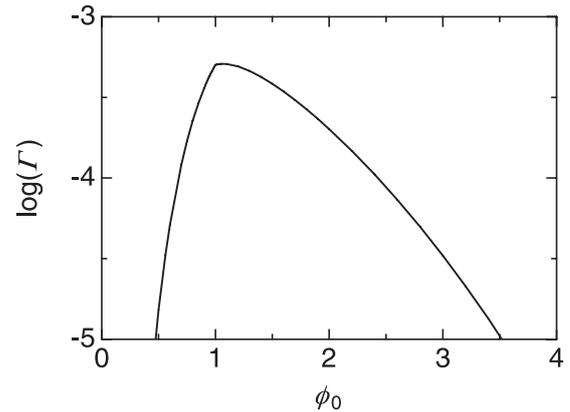


Fig.2 Γ as a function of ϕ_0 under adiabatic conditions ($K = 0$). Other parameters used: $H = 0.1$, $T_a/T_0 = 50$, $H_c/cT_0 = 40$, $Y_{O_a} = 0.2$, and $v_F W_F/v_O W_O = 1$.

要な熱量より小さくなるためである. 例えば, 図 2 のように $H = 0.1$ のとき, 解が存在するのは $0 < \phi_0 < 10$ の範囲のみである. しかし, $K = 0$ の場合, 生地基部や周囲気体への熱損失にともなう消炎は, 当然のことながら生じない.

3.2. 熱損失がある場合

熱損失がある場合, すなわち $K > 0$ の場合に (28), (32) および (33) 式を解いて得られる Γ , θ_* および η_1 (の絶対値) を K の関数として図 3 に示す. これらの結果は Newton 法により数値的に求めた.

図 3 より, K がある限界値よりも大きい場合は解が存在しないことがわかる. そして, この限界値は ϕ_0 が増加するにしたがい減少することがわかる ($\phi_0 > 1$ の場合). また, K が限界値より小さい場合は, Γ , θ_* および η_1 のいずれに対しても解が二つ存在する. これらの結果は, 通常の予混合火炎伝播の理論から得られる結果と同様である. 通常の予混合火炎同様, 上側の解 (グラフの縦軸が大きい側の解) が安定であり, 下側の解は不安定である. 以下では安定解についてのみ議論する.

図 3a および 3b の限界点付近を比較すると, 火炎温度は断熱条件から数 % 程度しか減少していないのに対して, Γ は 40 % 近くも減少している. 言い換えれば, 火炎温度の減少率が $O(\theta_a^{-1})$ 程度でも, 火炎伝播速度の減少率に対して $O(1)$ の影響を及ぼす (通常の予混合火炎伝播[16]と同様である). 図 3b より, ϕ_0 の増加にともない, 限界条件における θ_* がわずかに上昇していることがわかる ($\phi_0 > 1$ の場合). この結果は, ϕ_0 が増加すると (12) 式で定義される断熱火炎温度が低下するので, 活性化温度が相対的に上昇し, ε が相対的に減少することと関連付けられる.

熱分解完了位置から火炎までの距離 ($|\eta_1|$) は, ϕ_0 の増加にともない減少する (図 3c). これは, 3.1 節で述べたように, $K = 0$ の場合は $\eta_1 = \ln(\phi_0 H)$ で与えられることと対応している. K が増加すると火炎温度が低下し, 熱分解完了位置から火炎までの距離も同様に減少する. 限界条件では, 断熱

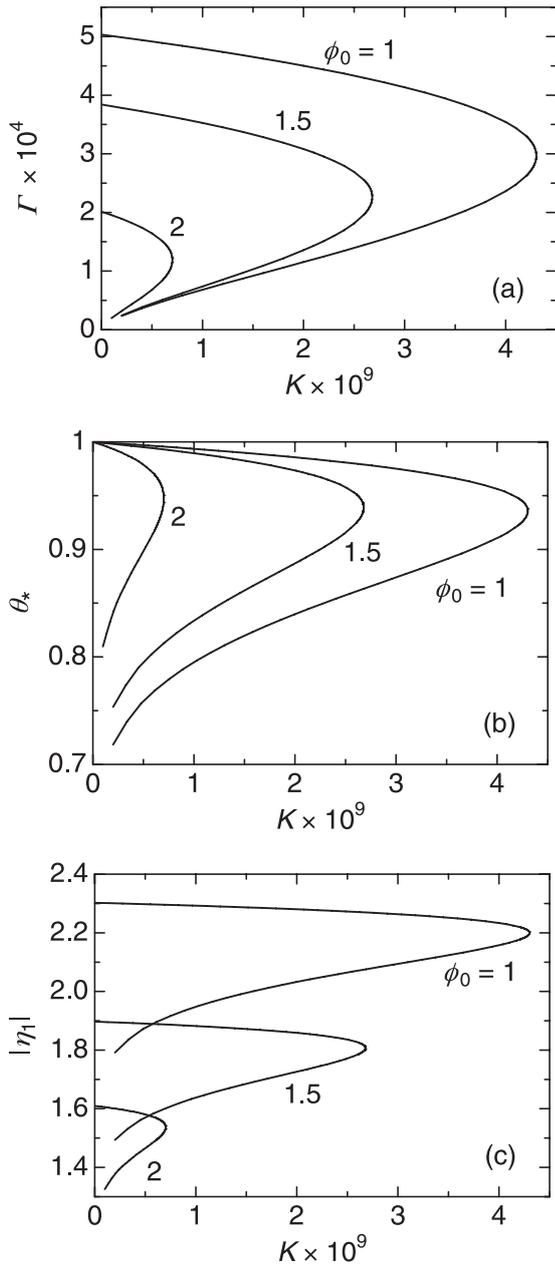


Fig.3 Variation of Γ , θ_* , and η_1 for different values of ϕ_0 . Parameters used: $H = 0.1$, $T_a/T_0 = 50$, $H_c/cT_0 = 40$, $Y_{Oa} = 0.2$, and $v_F W_F / v_O W_O = 1$.

条件の場合と比較して $O(\theta_a^{-1})$ 程度 $|\eta_1|$ が減少する。

図 3a の縦軸を $K = 0$ での値で割ったものを図 4 に示す。通常の子混合火炎伝播の場合、伝播速度が断熱の場合の $1/e^{1/2}$ 倍のときが伝播限界であることがよく知られているが、繊維の熱分解を考慮した今回のモデルでもほぼ同様の結果が得られた。ただし、図 3 および 4 は $H (= H_p/H_c) = 0.1$ の条件で得られた結果なので、熱分解の影響が無視できる程度にしか現れない可能性がある。そこで、 H を変化させた場合に得られる Γ を図 5 に示す。図 5b は、図 4 同様、図 5a の縦軸を $K = 0$ での値で割ったものである。なお、図 5a は、 H の変化により変数範囲が大きく変化するため、縦軸

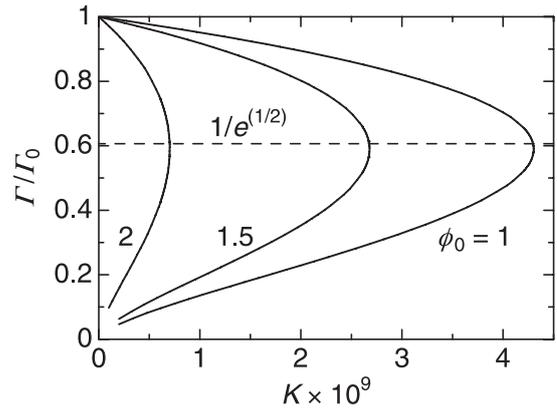


Fig.4 Γ scaled by the value at $K = 0$ for different values of ϕ_0 . Parameters used are same as Fig.3a.

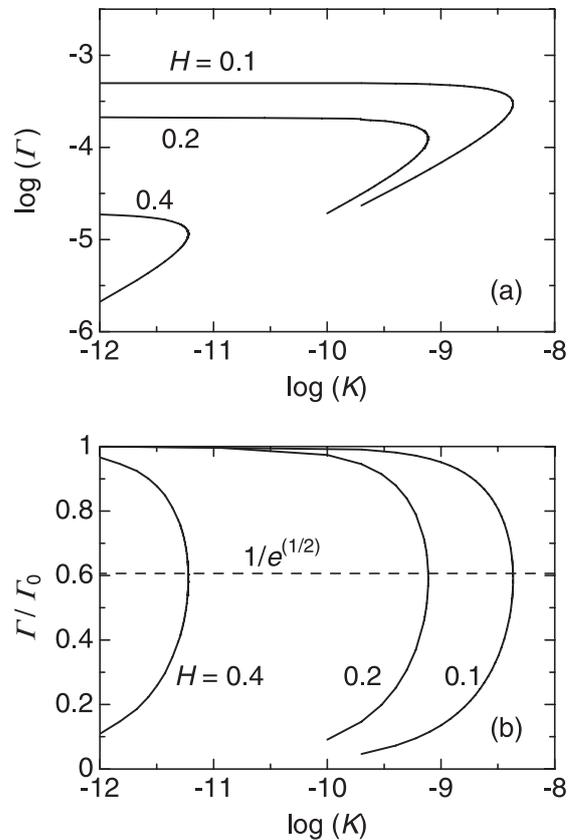


Fig.5 Variation of Γ for different values of H . Parameters used: $\phi_0 = 1$, $T_a/T_0 = 50$, $H_c/cT_0 = 40$, $Y_{Oa} = 0.2$, and $v_F W_F / v_O W_O = 1$.

および横軸とも対数をプロットしてある。

図 5a からわかるように、 H が増加すると Γ が大きく減少する。これは、燃焼反応により生成する熱量のうち、繊維の熱分解に用いられる割合が増加するためである。また、 H の増加にともない、火炎伝播の限界条件での K の値が大きく減少する。つまり、繊維の熱分解に必要な熱量が大きい場合は、わずかな熱損失しかない場合でも表面フラッシュの発生が不可能になる。

H の値が変化すると図 5a に示したような変化がみられ

たが, 縦軸を $K = 0$ での値で割ったものをプロットすると図 5b が得られ, $H < 0.4$ の範囲では, 通常の子混合火炎伝播と同様に, Γ が断熱の場合の $1/e^{1/2}$ 倍程度のときが伝播限界であるという結果が得られた.

3.3. 起毛層厚さおよび起毛層密度の影響

無次元熱損失係数 K が起毛層厚さ δ に反比例することに注意すれば, 本モデルで一定の ϕ_0 の値のもとで K の値が変化することが, 表面フラッシュ現象において起毛層厚さが変化することに相当し, そのような場合の結果は図 3 に示されている. 図 3 で K が限界値以上だと解が存在しないことは, 起毛層厚さが限界値以下では表面フラッシュが発生しないことに対応し, これまでの実験結果と定性的に一致している. また, K が限界値以下の場合, Γ はただかか 40 % 程度しか変化しない(図 4). つまり, 起毛層厚さが限界値以上で予混合火炎伝播様の表面フラッシュが発生する条件では, 起毛層厚さの変化による表面フラッシュ速度の変化はただかか 40 % 程度である. このことにより, 1 節で述べたような表面フラッシュ速度が起毛層厚さにはそれほど依存しないという既往の実験結果を説明することができる.

次に起毛層密度の影響について検討する. 本モデルで一定の K の値のもとで ϕ_0 が変化することが, 表面フラッシュ現象において起毛層密度が変化することと同等である. そのような場合の Γ および θ_* の変化を図 6 に示す. 図 6a は, $K > 0$ の場合の図 2 に相当する. ϕ_0 には下限界および上限界が存在し, これらの限界値では火炎温度が断熱火炎温度よりも $O(\theta_*^{-1})$ 程度低下し, 火炎伝播が不可能になる. したがって, 本モデルの予測によると, 表面フラッシュが発生する起毛層密度には, これまでの研究で観察された上限界のみならず下限界も存在することになる. しかし, 起毛層密度が極めて小さい条件で表面フラッシュ実験を行うのは容易ではないので, 実験的に下限界を測定するには工夫が必要かもしれない. 図 2 や 6a からわかるように, Γ は ϕ_0 に大きく依存する. このことは, 予混合火炎伝播様の表面フラッシュが発生する条件では, 表面フラッシュ速度が起毛層密度に大きく依存することを意味しており, これまでの実験結果とも矛盾しない. なお, Γ の定義には m を通して ρ_n が含まれる ((5) および (16) 式参照). つまり, 表面フラッシュ速度 V_0 が変化しなくても, ρ_n が増加すれば Γ も増加する. したがって, ここでの議論のように ρ_n が変化する場合, Γ の変化を V_0 の変化と同じとはみなせない. しかし, 図 2 や図 6a の結果の場合, ϕ_0 (ρ_n に比例) がわずかに変化しただけで Γ が大きく変化しているので, Γ の増減が V_0 の増減とリンクしていると考えることができる.

以上に検討したように, 本研究のモデルにより, 表面フラッシュが発生する限界起毛層厚さおよび限界起毛層密度の存在を説明することができる. また, 表面フラッシュ速度が起毛層密度には大きく依存するが起毛層厚さにはそれほど依存しないという, これまでの実験結果も定性的に説

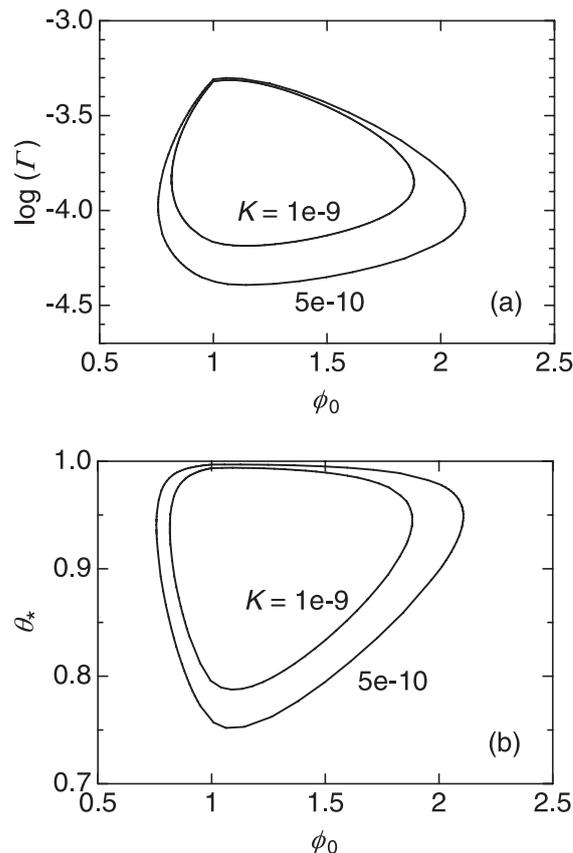


Fig.6 Variation of Γ and θ_* for different values of K . Parameters used: $H = 0.1$, $T_a/T_0 = 50$, $H_L/cT_0 = 40$, $Y_{Oa} = 0.2$, and $v_F W_F / v_0 W_0 = 1$.

明することができる. ただし, 本研究のモデルでは, 繊維の真密度が気体密度よりも十分に大きいと仮定した. すなわち, 起毛層の空隙率が 100 % であると仮定した. しかし, 起毛層密度が大きい条件では空隙率の影響を無視できない可能性がある. したがって, ϕ_0 が大きい場合の本モデルの妥当性については実験的な確認が必要であり, 今後はモデルの予測結果と実験結果の比較を行う予定である.

4. 結論

予混合火炎に類似した火炎伝播機構を持つ表面フラッシュ現象を記述する既往のモデルの問題点を検討し, 修正した. モデルの基本はこれまでと同様で, 熱損失の影響を考慮した一次元予混合火炎伝播の理論に, 繊維の熱分解の効果を追加したものである. 改良されたモデルでは, 起毛層密度だけでなく, 起毛層厚さの影響も考慮した. また, 起毛層密度が小さい場合にもモデルを適用できるようにするため, 燃焼反応速度の燃料濃度依存性を考慮した. 本論文では, 燃料濃度および酸素濃度のそれぞれに比例する二次反応を仮定した.

本モデルにより, 表面フラッシュが発生する限界起毛層厚さおよび限界起毛層密度を予測することができる. 起毛層密度に関しては, これまでに観察された上限界のほかに

下限界も存在することが予測された。また、本モデルにより得られる、表面フラッシュ速度が起毛層密度には大きく依存するが起毛層厚さにはそれほど依存しないという結果は、これまでの実験結果と定性的に一致している。しかし、今回採用した一次元モデルは実際の現象をはるかに単純化したものである。また、起毛層の空隙率の影響など、本モデルで考慮されていない点も数多くある。したがって、実験結果との比較によりモデルの妥当性あるいは適用可能な条件についてさらに検討する予定である。

記号の説明

B	前指数因子
c	比熱
D	拡散係数
H	$H = H_p/H_c$
H_c	単位質量の燃料あたりの燃焼熱
H_p	単位質量の繊維あたりの分解熱
K	無次元熱損失係数
k	熱伝達係数
m	質量流束
T	温度
T_*	火炎温度
T_b	断熱火炎温度
T_a	燃焼反応の活性化温度
V_0	表面フラッシュ速度
V_g	気相 ($x > x_1$) における気体速度
W_i	化学種 i の分子量
X	$X = (1 + 4K/\Gamma^2)^{1/2}$
x_1	熱分解完了位置 ($x_1 < 0$)
Y_i	化学種 i の質量分率
Y_{Oa}	空気中の酸素の質量分率
y_i	正規化された化学種 i の質量分率

ギリシャ文字

α	$\alpha = \rho_g D = \lambda/c$
δ	起毛層厚さ
ε	$\varepsilon = \theta_*^2/\theta_a$
ϕ	当量比
Γ	無次元火炎伝播速度
η	無次元座標
η_1	無次元熱分解完了位置 ($\eta_1 < 0$)
λ	熱伝導度
ν_i	燃焼反応における化学種 i の量論係数
θ	無次元温度

θ_*	無次元火炎温度
θ_a	無次元活性化温度
ρ_g	気体密度
ρ_n	起毛層密度

添字

0	$x = -\infty$ の条件での値
1	$x = x_1$ での値
F	燃料
g	気体, 気相
n	起毛層
O	酸素

References

1. Suzuki, T., *Proc. 35th Symp. (Japanese) Combust.*, 1996, 672-674 (in Japanese).
2. Charuchinda, S., Suzuki, M., Dobashi, R., Hirano, T., *Fire Safe. J.* 36: 313-325 (2001).
3. Charuchinda, S., Dobashi, R., Hirano, T., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 51: 27-35 (2001).
4. Charuchinda, S., Dobashi, R., Hirano, T., *Proc. Asia Pacific Symp. Safety (APSS2001)*, 2001, 57-60.
5. Ohtani, H., Okuma, T., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 52: 37-42 (2002).
6. Dobashi, R., Charuchinda, S., *Proc. 5th Int. Symp. Scale Modeling (ISSM-V)*, 2006, 206-214.
7. Ohtani, H., Seto, Y., *J. Appl. Fire Sci.* 13: 203-212 (2004-2005).
8. Kuwana, K., Dobashi, R., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 57: 53-58 (2007).
9. Kuwana, K., Dobashi, R., Imahori, I., *Proc. Combust. Inst.* 32: 2505-2510 (2009).
10. Spalding, D.B., *Proc. R. Soc. London A* 240: 83-100 (1957).
11. Buckmaster, J., *Combust. Flame* 26: 151-162 (1976).
12. Agafonov, G.A., Frolov, S.M., *Combust. Explo. Shock Waves* 30: 91-99 (1994).
13. Kitano, S., Fukao, M., Susa, A., Tsuboi, N., Hayashi, A.K., Koshi, M., *Proc. Combust. Inst.* 32: 23551-2362 (2009).
14. Bush, W.B., Fendell, F.E., *Combust. Sci. Tech.* 1: 421-428 (1970).
15. Williams, F.A., *Combustion Theory*, Addison-Wesley, Redwood City, 1985.
16. Buckmaster, J.D., Ludford, G.S.S., *Theory of Laminar Flames*, Cambridge University Press, New York, 1985.