

微小重力下での固体燃料の火炎伝播に与える速度境界層の影響*

中村 祐二*¹, 恵藤 陽介*², 山下 博史*¹Effects of Velocity Boundary Layer on Opposed Flame Spread
over a Thermally Thin Solid Fuel in MicrogravityYuji NAKAMURA*³, Yosuke ETOH and Hiroshi YAMASHITA³ Department of Mechanical Engineering, Nagoya University,
1 Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Upstream (opposed) flame spread over a thermally thin cellulosic sheet in various imposed flow speed and ambient oxygen concentration under microgravity environment is studied numerically. Two-dimensional time-dependent phenomena, from spontaneous ignition to the flame spread in a fully-developed velocity boundary layer formed over a flat cellulosic sheet, are simulated with a well-developed numerical model. The model predicts that the upstream flame spread in the boundary layer is essentially time-dependent phenomena, and the unsteadiness is pronounced when the imposed flow speed is very slow/high and lower oxygen concentration. This unsteady flame spread behavior is due to the boundary layer effect; when the flame spreads to upstream (i.e. thin boundary layer zone), local flow speed at the flame front is not constant but increased. The local flow speed has excellent correlation with the local flame spread rate. Plots of the flame temperature vs. the local flame spread rate show their linear relationship for all conditions considered in the present study, indicating that classical deRis's theory still be valid for present unsteady (quasi-steady) flame spread mode.

Key Words: Combustion Phenomena, Solid Fuel, Boundary Layer, Flame Spread, Microgravity

1. 結 論

身近で起こる火災は、可燃性の固体が着火し燃え広がる現象であり、その被害の規模は火炎伝播のし易さによって決まる。このため、固体燃料の火炎伝播に関する知識は防災上非常に重要となる。しかしながらこの現象は固相と気相での物理および化学過程が密接に関連した複雑なものであり、特定のパラメータの影響だけを抽出して観察することが極めて難しい。中でも自然対流は流れ場を非定常的に変化させ、輸送過程を通じて他の素過程に影響をもたらす、現象をさらに複雑にする。そこで最近では、微小重力場を利用することで自然対流を抑制し、固体燃料の火炎伝播機構の詳細を理解する試みがなされている^[1-6]。

deRis の理論解析によれば、可燃性固体が紙のよう

に(熱的に)薄い場合、火炎伝播速度には定常解が存在し、それは火炎と表面との温度差および固体の厚さの逆数に比例することが示されている^[7]。消炎限界付近では伝播速度が流入速度に依存することが実験的に明らかにされているものの^[例えば 3]、定常火炎伝播の妥当性は幾つかの実験により実証されている^[1,3-4,6]。この事実に基づき、数々の定常伝播モデルが発展し^[8-10]、火炎伝播のメカニズムが調べられてきた。それによると、火炎先端での状態が火炎伝播速度と密接な関係を持つことが明らかにされている。同じ結論が、非定常モデル^[11-13]を用いた解析でも得られている。

ところで、流入速度が遅い場合、表面上には比較的厚い速度境界層が形成されるため、火炎はその層内部を伝播することになる。このとき、火炎先端の速度は局所で変化するため、火炎先端の状態が刻々と変化する。もしも火炎先端の状態が火炎伝播特性に影響を与えるならば、可燃性固体の厚さが薄い場合であっても、境界層内部での火炎伝播は非定常現象であることが示唆される。Bhattacharjee らは、熱的に厚い可燃性

* 原稿受付 2002年4月12日。

¹ 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋千種区不老町)。² 名古屋大学大学院工学研究科大学院在学。

E-mail: yuji@mech.nagoya-u.ac.jp

固体物質上の火炎伝播の非定常性を議論する際、火炎先端の速度を正しく見積もる必要性を提唱した^[13]。熱的に薄い固体の場合でも、同様な考慮が必要であると考える。

そこで本研究では、速度境界層内部で起こる熱的に薄い固体燃料上での火炎伝播の非定常性を、数値解析により解明することを目的とする。得られた解析結果を定常伝播に基づく deRis の理論と比較し、deRis の理論の非定常伝播に対する適用性を検討する。

2. 解析モデルおよび数値計算法

2.1 解析モデル 固体燃料の火炎伝播は三次元現象として知られているが^[14-15]、本研究では、簡略化のため二次元場を解析対象とする。次元が落ちて基本的な物理は同じであり、定性的な議論には影響しないと考える。なお、興味の対象は火炎伝播現象であるが、本研究では非定常計算を行うことにより、自発着火から火炎伝播に至る時間発展現象を得る。

本研究で用いた解析モデルを図1に示す。解析範囲は x 軸方向に $0.0 \sim 18.0\text{cm}$ 、 z 軸方向に $0.0 \sim 6.0\text{cm}$ とし、 $z=0.0\text{cm}$ に熱的に薄い固体燃料（セルロース、全厚さ 0.013cm ）を配置する。大気は常温常圧で、窒素と酸素の混合気とし、無重力場を考える。 $x=0.0\text{cm}$ から表面に平行に一樣な流入速度を与える。表面でのすべりはなく、流れ方向に速度境界層が発達する。

着火は、 $x=12.0\text{cm}$ の位置を中心とする外部放射熱（ピーク値： $7.0\text{W}/\text{cm}^2$ 、強度分布：ガウス分布）により固体を局部的に加熱することで自発的に発生させる。着火から火炎伝播に至る流れは以下の通りである。固体の温度が熱分解温度付近（ $650 \sim 700\text{K}$ 程度）まで上昇すると熱分解反応が起こり、高温の分解生成ガスが大気中に放出される。その中の可燃性ガスが大気中の酸素と混合し、自発着火に至り、表面近傍に拡散火炎を形成する。火炎からの熱は上流の未燃の固体燃料を

加熱し、そこでの熱分解反応を促進する。そこから新たな可燃性ガスが発生し、火炎を保持しつつ前進（＝伝播）させる。以上の非定常現象を、以下の仮定を用いて解析する^[16]。

<気相>

- ・ 気相の可燃性ガスおよび反応生成ガスの熱化学定数および輸送係数は空気のそれと同じである。
- ・ 全ての気体は理想気体として振る舞う。
- ・ 比熱比は 1.4 とし、定圧比熱は一定である。
- ・ プラントル数は一定（ $=0.7$ ）である。
- ・ 低マッハ数近似が適用できる。
- ・ 圧力仕事、粘性散逸は無視できる。
- ・ Dufour および Soret 効果は無視できる。
- ・ 気相での輻射吸収は考慮しない。

<固相>

- ・ 固体燃料は熱的に薄く、物理量分布は厚さ方向に一樣である。
- ・ 固体の構成物質はセルロース（固体燃料）、Char および灰分（不活性固体）の三種類とする。
- ・ 固体表面は灰色体と考え、表面から無限遠方に向かう熱放射による熱損失を考慮する。
- ・ 分解反応により体積の変化はなく、固体の密度が分解ガスの発生に伴い変化する。
- ・ 固体の熱物性値および輸送係数は構成物質の割合に依らず、常にセルロースのものを適用する。なお、それは温度の関数として与える。

気相について解くべき式は、質量、運動量、エネルギー、各成分の保存式および状態方程式である。運動量方程式には Navier-Stokes の式を用いた。気相の化学反応は一段の総括反応（発熱）とする。固相について解くべき式は、固相の質量、エネルギーおよび各成分に対する保存式である。固相の化学反応は 1) セルロースの熱分解反応、2) セルロースの酸化反応、3) 上記二つの反応生成物である Char の酸化反応という三つの総括反応を考える。基礎方程式、各種定数および反応定数に関する詳細は、文献 16 を参照されたい。

2.2 数値解析法 本研究における数値計算には、NIST（The National Institute of Standards and Technology）で開発された低マッハ流れに対する熱流体汎用プログラム：FDS（Fire Dynamic Simulator）^[17]に改良を加えたものを用いた。改良内容は、1) 固体物質の燃焼部に関するルーチンの追加、2) 気相の自由境界における速度境界条件（ポテンシャル流れを仮定して得られる解^[18]）を

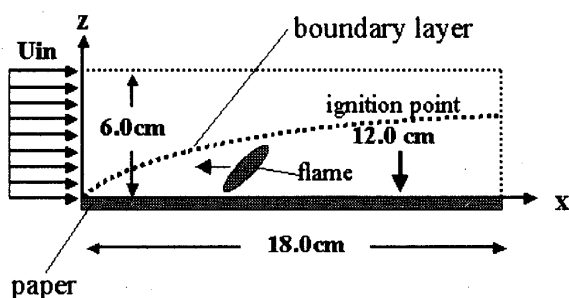


Fig.1 Schematic numerical model

計算するルーチンの追加という二点である。FDS には、DNS (Direct Numerical Simulation) モードと LES (Large Eddy Simulation) モードの二種類を選択できるが、本計算は全て DNS モードを用いて行った。離散化には有限体積法を用い、速度はスタッガード格子を用いて各検査体積の境界で評価した。気相の計算においては、非定常項の時間展開には二次精度の陽解法を用い、流束項については中心差分法を用いた。固相の計算では、安定性を考慮して、時間展開には Euler の完全陽解法を用いた。このとき、時間ステップは気相のそれを 100 分割したものをを用いた。FDS および固相の解析法に関する詳細は、文献 17 および 16 を参照されたい。

2・3 初期条件および境界条件 まず静止雰囲気中に $x=0.0\text{cm}$ から一様の流入速度を与え、計算領域内で速度境界層を発達させる。それが十分発達した時刻において、外部放射による加熱を開始する。この瞬間を時刻 0.0s とする。なお、加熱は開始から 3.5s 後には終了し、その後の伝播現象には外部の影響がないものとする。

表面上ではすべりなしを仮定し、垂直速度成分、温度および各成分濃度は、固相と気相の接合条件により決定される。表面以外の自由境界においては、温度および各成分濃度は勾配なしの条件を適用した。一方、自由境界での速度に関しては、NIST の解析 [12,14,16 等] に準じ、ポテンシャル流れを仮定して与えた。ポテンシャル場は、計算領域内部における発熱 (または熱損失) および質量増加を沸き出し (または吸い込み) 源とすることで解析的に得られる [18]。これを用いて境界での速度を算出することは、(境界に現れ得る) 内部で起こる膨張効果を評価することを意味する。多くの解析では、流入速度は常に一定として、そこに与える内部膨張の影響を無視するが [例えば 8-11]、それを考慮するところが NIST モデルの特徴である。

3. 計算結果

本研究の解析対象となる現象は、様々な周囲酸素濃度 $Y_{ox,inf}$ ($=35, 40, 50\%$) および流入速度 U_{in} ($=1.0\sim 22.0\text{ cm/s}$) における火炎伝播現象である。なお、本研究での火炎伝播速度 V_{sp} は、Char の先端位置 (固体が 10% 分解した状態と定義) と時間の関係を多項式で近似し、それを時間で微分することによって求めた。なお、本解析では六次近似を採用した。

3・1 火炎伝播の様子 図 2 に、流入速度 $U_{in}=2.0\text{cm/s}$ 、周囲酸素濃度 35% における温度分布の非定常変化を示す。なお、図中に記された温度 T_{max} は、その瞬間における最大温度を表す。図より、着火は加熱開始後約 $t=1.05\text{s}$ で起こり、その後、火炎は急激に膨張する ((a)~(b) 参照)。暫くして着火による圧力波が弱まると火炎は小さくなり ((c)~(e))、表面に付着しつつ上流へと伝播する ((e)~(h))。その際、火炎のサイズは徐々に大きくなり、最高温度は伝播とともに緩やかに上昇する。このように、境界層内

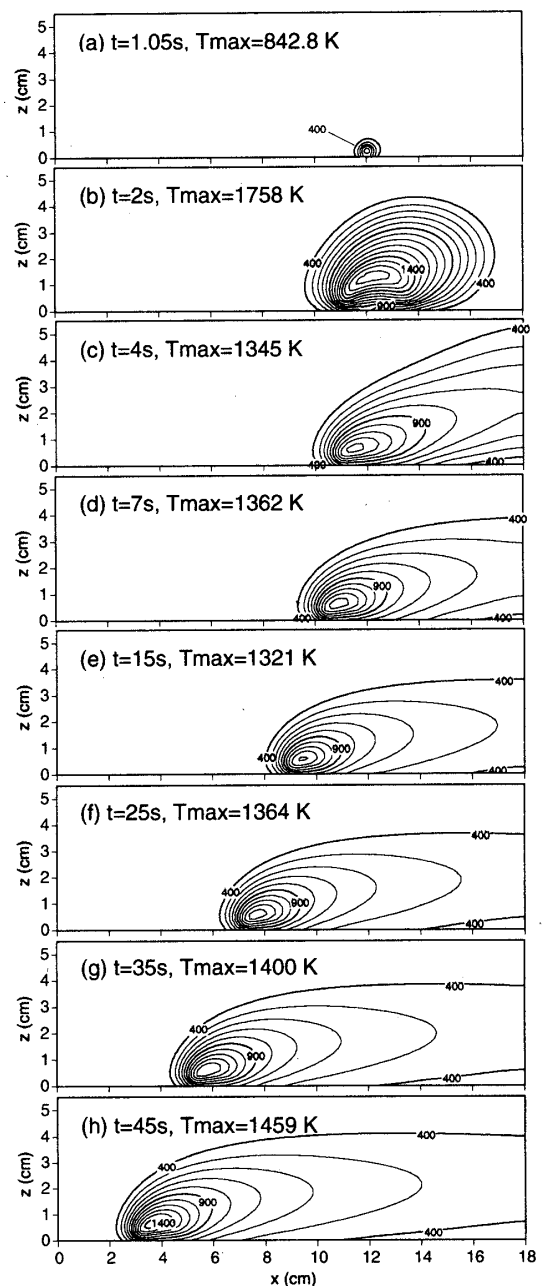


Fig.2 Time histories of 2-D temperature distribution ($U_{in}=2.0\text{cm/s}$, $Y_{ox,inf}=35\%$)

部を進行する火炎伝播は、完全な定常現象ではなく、緩やかに変化する非定常現象であることがわかる。

3・2 流入速度 U_{in} と火炎伝播速度の関係 図3に、流入速度 U_{in} に対する $x=6.0\text{cm}$ における局所火炎伝播速度 $V_{sp,x=6\text{cm}}$ の関係を示す。 $x=6.0\text{cm}$ を参照位置としたのは、条件に依らず着火直後の膨張の影響が除外できると判断したことに依る。図より、流入速度の増加に伴い、火炎伝播速度は、流入速度が遅い領域では増加し、一定となる領域を経て、さらに流入速度が大きい領域では減少することがわかる。すなわち、流入速度に対する伝播速度の感度は、流入速度が極端に遅い場合、あるいは極端に早い場合に最も高い。これらの傾向は実験結果^[3]と定性的に同じである。さらに、酸素濃度の増加に伴い火炎伝播速度が大きくなるが、前述の定性的な傾向は同じである。よって以降では、特に断らない限り、周囲酸素濃度 35% の場合の結果を用いて検討を行う。

図3からも示唆されるように、例えば周囲酸素濃度 35% の場合、 $U_{in}<1.5\text{cm/s}$ あるいは $U_{in}>10.5\text{cm/s}$ では伝播速度のデータがない。これは、その条件では自発着火はするものの、継続的な火炎伝播できずに最終的に火炎は消滅したためである。このように、消滅には二つの極限が存在する^[3]。これらの理由は、酸素供給不足または未燃部からの燃料供給不足および火炎前方での熱損失の増大による熱バランスの崩壊とされている。

3・3 局所における火炎伝播速度の変化 図4に、各流入速度における、固体燃料の位置 x と無次元火炎伝播速度 $V_{sp}/V_{sp,x=6\text{cm}}$ の関係を示す。図の縦軸は、局所の火炎伝播速度 V_{sp} を、 $x=6.0\text{cm}$ での火炎伝播速度 $V_{sp,x=6\text{cm}}$ を用いて無次元化したものである。なお、流入速度 U_{in} が大きい場合（例： $U_{in}>8.0\text{cm/s}$ ）

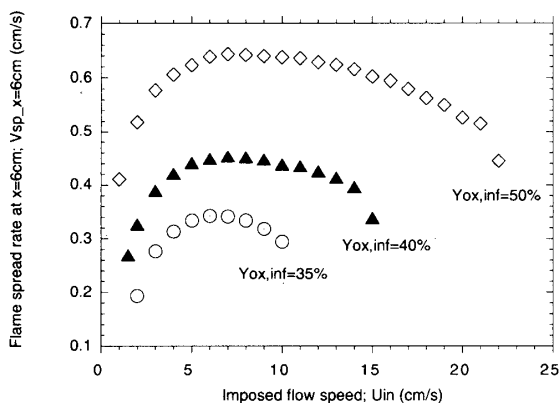


Fig.3 Effect of imposed flow speed on flame spread rate at $x=6.0\text{cm}$

に上流の位置で局所火炎伝播速度のデータがないのは、そこで消滅したことを示す。この図より、流入速度 $U_{in}<6.0\text{cm/s}$ では、火炎が上流に進むにつれて局所火炎伝播速度は増加するが、流入速度 $U_{in}>6.0\text{cm/s}$ ではその傾向が逆転することがわかる。またその増減の度合は、流入速度が $U_{in}=6.0\text{cm/s}$ から離れる程大きい。

図5に、この火炎伝播速度の変化の大きさ（以後、変動幅と表記）を各流入速度および周囲酸素濃度で評価した。変動幅の評価式は次のように与える。

$$\frac{V_{sp,max} - V_{sp,min}}{V_{sp,min}} \times 100 \quad [\%]$$

ここで、 $V_{sp,max}$ および $V_{sp,min}$ は、 $x=2.0\text{cm} \sim 8.0\text{cm}$ の範囲における局所火炎伝播速度の最大値および最小値である。この図から、低酸素濃度、かつ極速あるいは吹き消え限界付近の速度において変動幅が大きくなることがわかる。なお、その領域は消滅限界付近であることは特筆すべきである。すなわち、消滅

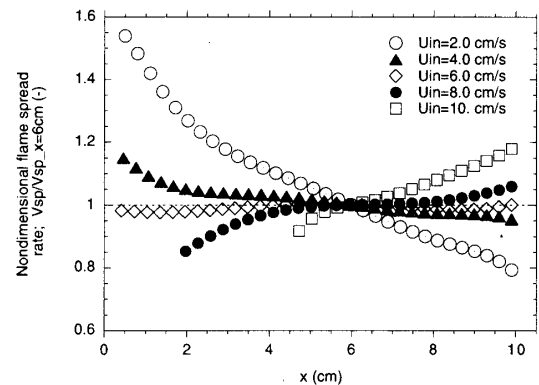


Fig.4 Time-dependent local nondimensional flame spread rate ($U_{in}=2.0\text{cm/s}$, $Y_{ox,inf}=35\%$)

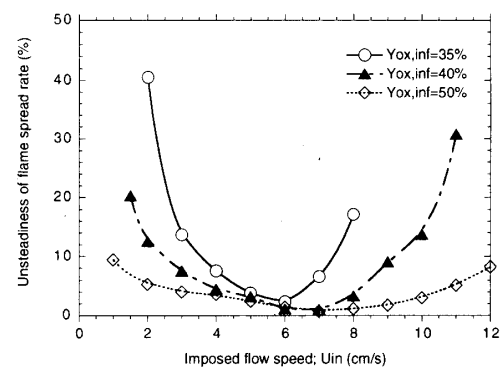


Fig.5 Unsteadiness of flame spread rate in various conditions

限界付近では、火炎伝播の非定常性が強く現れることになる。

4. 結果の考察および検討

4.1 境界層内部の流入速度と火炎伝播速度 結論で述べたように、火炎伝播速度には火炎先端位置での流れ場が強く影響する。本研究のような低流速場では、火炎先端（ここでは火炎最高温度を示す位置と定義）は常に速度境界層内部に存在するため、そこでの局所流入速度は、一様流入速度 U_{in} よりも遅くなる。本節では、これが局所火炎伝播速度の非定常性に与える影響について考察する。

火炎先端位置は、流入速度の大小や局所によって多少変化するが、本解析結果によれば、周囲酸素濃度 35% における火炎先端の高さは、およそ $z \sim 0.8\text{cm}$ 付近であった。なお、その変動幅は比較的小さい ($\pm 0.1\text{cm}$ 程度) ことを確認しているため、以後では火炎先端の高さは一定として扱う[#]。こうして定義される火炎先端位置 ($z \sim 0.8\text{cm}$) に形成される初期速度を u_x とすると、 u_x は図 6 の太矢で示すように上流に向かってつれて増加し、しだいに一様流入速度 U_{in} に近づく。これを火炎が直接受ける速度という意味で、「有効速度」と名付ける。有効速度は、境界層内部の決まった高さにおける速度に相当するため、一様流入速度が決まると、その位置に対する依存性は、いわゆるブラジウスの速度式を用いて求めることができる。

ここで、周囲酸素濃度 35% の場合において、あらゆる流入速度 U_{in} に対して有効速度 u_x を求め、それと

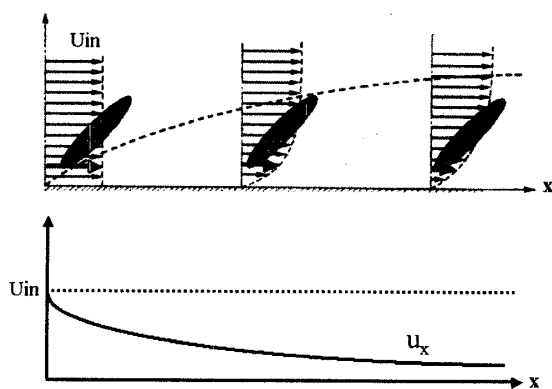


Fig.6 Schematic illustration of change of local velocity in a boundary layer

[#] 火炎高さは α/V (α : 温度伝導率 ($\sim T^{1.7}$), V ($=u_x+V_{sp}$): 火炎先端が受ける相対速度) 程度とされるが、前述の通り局所での火炎温度が異なることを考慮すれば、各位置における α/V の変動は V の変化程大きくはならない (図 2 参照)。

局所火炎伝播速度 V_{sp} の関係を調べた。それを図 7 に示す。この図から明らかなように、あらゆる流入条件における局所火炎伝播速度の全てのデータは、おおむね一つの曲線で記述することができる。すなわち、局所の火炎伝播速度 V_{sp} は、酸素濃度が等しい条件下では、その位置での火炎先端に形成される流入速度 (有効速度 u_x) によりほぼ決定されることを意味する。したがって、前節で示した火炎伝播の非定常性は、境界層内部での火炎先端位置における速度の変化 (=境界層の影響) によるものと判断できる。なお、図 7 で見られる多少の変動は、局所の火炎高さを考慮しないことによる誤差と考えられる。また、実際の火炎高さは流速によって変化するため (脚注参照)、厳密には高さ一定の位置の情報で整理することは、横軸を過大に評価していることになり、完全ではない。局所の火炎高さにおける有効速度を横軸にして図 7 を書き直し

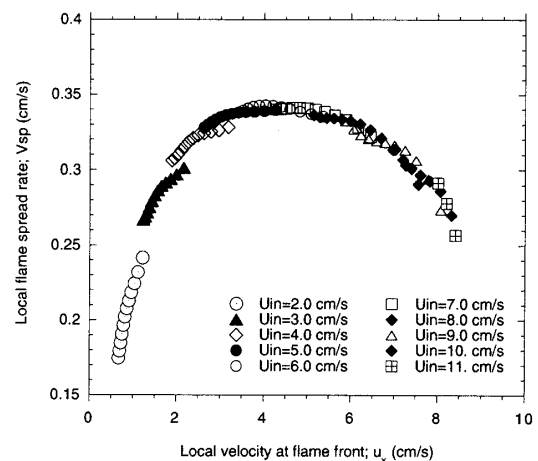


Fig.7 Effects of local velocity at flame front on local flame spread rate ($Y_{ox,inf}=35\%$)

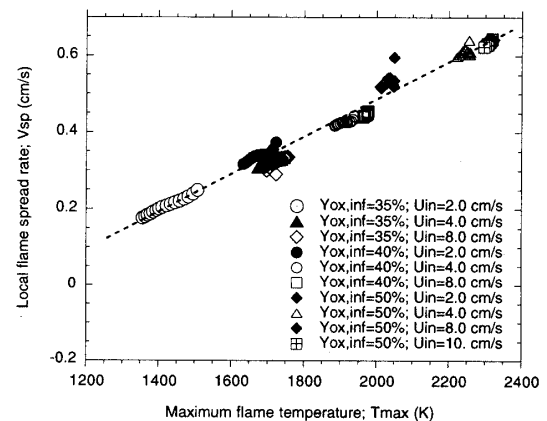


Fig.8 Correlation between local flame spread rate and maximum flame temperature

でも、曲線の形は変化するものの、一つの曲線で表記されることを確認している。したがって、得られる結論「局所の火炎伝播速度は火炎先端に流入する局所速度で決まる」は同じである。

前述の Bhattarjee らの論文^[13]では、固体が薄い場合の火炎伝播速度の予測式も提供している。Takahashi らは、この予測式が、薄い PMMA の火炎伝播実験の結果と良く一致することを示した^[6]。ところが、その式には半経験的な係数 γ_{hd} が含まれており、その物理的意味は明確にされていない。本研究結果によれば、おおよその火炎高さがそれに対応するものと示唆される。

4・2 火炎温度と火炎伝播速度の関係 最後に、deRis の提唱する定常火炎伝播速度の理論式の適用性について検討する。deRis の理論式では、可燃性固体が熱的に薄い場合、伝播速度は火炎と表面との温度差に比例し、固体の密度、比熱および厚みに反比例するとされている^[7]。よって、もし同じ材質で同じ形状の固体を用いた場合には、伝播速度は火炎温度の一次関数となる筈である。

この関係が非定常的な火炎伝播速度となる場合にも成立するかどうかを確かめる。図 8 に、各酸素濃度および各流入速度における、局所の最高火炎温度と局所火炎伝播速度 V_{sp} の関係を示す。この図から明らかのように、局所の最高火炎温度に対する局所火炎伝播速度の全てのデータは、おおむね一本の直線で記述することができる。すなわち、非定常変化の場合でも火炎伝播速度は deRis の理論に従うことを示す。この結果は、本計算で得られた非定常的な火炎伝播は、各瞬間の火炎先端位置の速度に対応した準定常的なものであることを示唆している。したがって、その伝播機構は deRis のもの（気相からの熱伝導が支配的）に等しいと考えてよい。

なお、 U_{in} が小さい場合に火炎温度が低くなるのは、酸素の供給不足のため発熱速度が下がり、相対的に系の熱損失が大きくなることに依存する。このことは実験的に実証されている^[例えば 3,4]。

4・3 微小重力場での火炎伝播実験への提言 図 7 で示される曲線は、図 3 で得られる曲線 ($x=6.0\text{cm}$ における流入速度に対する火炎伝播速度の変化) と相似関係にある。なぜなら、図 7 の各流入速度の曲線の中には $x=6.0\text{cm}$ における u_x および V_{sp} が存在し、図 3 はそれを結んだ曲線と本質的に等価であることに依る。すなわち、ある局所での情報 (= 図 3) が得られれば、直ちにあらゆる局所での情報 (= 図 7) を知ることができる。

この関係を考慮すれば、例えば、燃焼サンプルである固体物質のサイズを変更した場合、局所において伝播速度は変化し得るにも関わらず、それをあらためて測定する必要はない。なぜなら、以前のサンプルで測定した伝播速度から、ブラジウスの式を利用して、局所での伝播速度が換算できるからである。

以上のように、本報では熱的に薄い固体物質上の火炎伝播の非定常性について言及した。勿論、実験装置の解像度等に起因する測定誤差が、非定常性による変動 (図 5 参照) よりも大きければ、境界層がもたらす非定常性は計測上の問題にならない。しかし、特に消炎限界付近をターゲットにする微小重力実験では、本研究で示す非定常性を考慮する必要があると考える (3.3 節および図 5 参照)。この考慮を避けるには、非定常性を最小限に抑える、すなわち境界層の成長を妨げる工夫 (例えば表面処理を施す等) が必要となる。

結 論

本研究では、薄いセルロース上に形成される速度境界層内部を進行する火炎伝播の非定常性について数値解析により調べた。また、その非定常火炎伝播において deRis の理論の適用性について検討を行った。得られた主な結論を以下にまとめる。

1. 速度境界層の影響で火炎伝播は非定常となり、その影響は消炎限界付近で最も大きく現れる。
2. 局所の火炎伝播速度は、火炎先端位置に形成される流入速度 (本研究では有効速度 u_x) を用いて決定できる。
3. 上記で示した火炎伝播の非定常性は、速度境界層の発達過程による火炎先端への流入速度の変化に起因するものであり、各瞬間の流入速度に対して準定常的と考えることができる。したがって、各瞬間では deRis の理論が成立する。

文 献

1. Ramachandra, P. A., Altenkirch, R. A., Bhattarjee, S., Tang, L., Sacksteder, K., and Wolverton, M. K., *Combust. Flame*, Vol. 100, (1995), 71-84.
2. Bhattarjee, S., Altenkirch, R. A., and Sacksteder, K., *J. Heat Trans.*, Vol. 118, (1996), 181-190.
3. Olson, S. L., Ferkul, P. V., and Tien, J. S., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 22, (1988), 1213-1222.

4. Olson, S. L., *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 76, (1991), 233-249.
5. Olson, S. L., Kashiwagi, T., Fujita, O., Kikuchi, M., and Ito, K., *Combust. Flame*, Vol. 125, (2001), 852-864.
6. Takahashi, S., Nagumo, T., Wakai, K., and Bhattacharjee, S., *Trans. JSME Int. Ser. B.*, Vol. 43, (2000), 556-562.
7. deRis, J. N., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 12, (1969), 241-252.
8. Frey Jr., A. E., and Tien, J. S., *Combust. Flame*, Vol. 36, (1979) 263-289.
9. Bhattacharjee, S., and Altenkirch, R. A., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 23, (1990), 1627-1633.
10. Chen, C. H., *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 69, (1990), 63-83.
11. DiBlasi, C., Crescitelli, S., and Russo, G., *Comp. Method in Applied Mech. Eng.*, Vol. 75, (1989), 481-492.
12. Nakabe, K., McGrattan, K. B., Kashiwagi, T., Baum, H. R., Yamashita, H., and Kushida, G., *Combust. Flame*, Vol.98, (1994), 361-374.
13. Bhattacharjee, S., West, J., and Altenkirch, R. A., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 26, (1996), 1477-1485.
14. Mell, W. E., and Kashiwagi, T., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 27, (1998), 2635-2641.
15. Shih, H. Y., and Tien, J. S., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, (2000), 2777-2784.
16. Nakamura, Y., Kashiwagi, T., McGrattan, K. B., and Baum, H. R., *Combust. Flame*, Vol. 130, (2002), 307-321.
17. McGrattan, K. B., Baum, H. R., Rehm, R. G., Hamins, A., and Forney, G. P., *NISTIR-6467* (2000).
18. Yamashita, H., Baum, H. R., Kushida, G., Nakabe, K., and Kashiwagi, T., *J. Heat Trans.*, Vol. 115, (1993), 418-425.
19. Mell, W. E., and Kashiwagi, T., *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, (2000), 2785-2792.