

■特集／FEATURE■

—大規模屋外火災現象解明における燃焼研究の役割／Applying Combustion Knowledge to Large Outdoor Fire Problem—

火災旋風：火災高さ増大機構と大規模火災での発生条件

Fire Whirls: Why Are They Tall, and When Do They Occur?

桑名 一徳*

KUWANA, Kazunori*

山形大学大学院理工学研究科 〒992-8510 米沢市城南 4-3-16
Yamagata University, 4-3-16 Jonan, Yonezawa, Yamagata 992-8510, Japan

Abstract: The formation of a fire whirl in a large-scale urban or wildland fire leads to a significant increase in the fire spread rate, and its strong whirlwind (whose maximum speed may reach 60–80 m/s) also causes a serious damage. It is therefore important from a fire safety point of view to understand when and how fire whirls are generated. This article reviews previous fire whirl studies with particular focus on the mechanism of flame-height increase and the condition of fire whirl generation. Studies that used rotating or fixed-frame fire-whirl generators are first reviewed to discuss mechanisms of flame-height increase. Enhanced heat transfer to the combustible material within the Ekman layer and flow laminarization in the rotating fluid are identified as factors that increase the height of a fire whirl. The critical crosswind velocity that leads to the formation of strong fire whirls and its scaling law are then discussed by reviewing studies on fire whirls in crossflows.

Key Words: Fire whirl, Flame height, Burning rate, Ekman layer, Critical crosswind velocity, Scaling law

1. 緒言

林野火災や都市火災のような大規模火災に対して避難や消火戦略等の方針を考えるにあたり、想定される火災の延焼挙動や被害状況を予測することが重要である。そして、予想以上に火災被害を拡大させる現象があるとすれば、その現象がいつどのように起こるのかを把握しなければならない。火災旋風はそのような現象の一つであり、関東大震災時に火災旋風により甚大な被害が生じたことがよく知られている[1–3]。また、山火事などの林野火災でも火災旋風の発生事例が数多く報告されている[4, 5]。これらの火災旋風の発生にその時の風速が関係していることは以前から指摘されているところであり[1–5]、火災時に火災が横風と何らかの相互作用を起こすことにより火災旋風が発生すると考えられている。

火災旋風の研究は大きく二種類に分けることができる。一つは、回転型あるいは固定型の火災旋風発生装置を用いて旋回流が拡散火災に及ぼす影響を調べようとするもので、火災旋風の基礎研究として位置づけられる。もう一つは、風洞などを用いて横風と火災の相互作用により火災旋風を発生させ、発生条件やメカニズムを研究しようという

ものである。このような研究は、林野火災や都市火災における実際の火災旋風に近い現象を取り扱っているという意味で、応用研究といえるかもしれない。本稿では、それぞれのタイプについて研究例を紹介したい。火災旋風の研究は数多くあるので、全て紹介することはもとより不可能である。今回は、特に火災旋風の火災高さ増大メカニズムと、横風により火災旋風が発生する条件に焦点を当てて紹介しようと思う。火災旋風に関する他のレビュー論文として、文献6を挙げておく。

2. 回転型および固定型の火災旋風発生装置を用いた研究

2.1. 回転型火災旋風発生装置

火災旋風発生装置を用いてほぼ定常状態の火災旋風を形成させる基礎研究のなかで、Emmons と Ying によるもの[7]がパイオニア的な研究として有名である。彼らの実験装置を図1に模式的に示す。底面中央には直径4インチのアセトンプール火災が置かれている(アセトンの液面は一定に保たれている)。周囲には側面が網目状の円筒が設置され、10 rpm までの速さで回転させることにより、火災旋風を発生させられる。火災旋風の外側には自由渦の領域があり、接線速度を $v_\theta = \Gamma/2\pi r$ と表せる (Γ は循環, r は中心からの

* Corresponding author. E-mail: kuwana@yz.yamagata-u.ac.jp

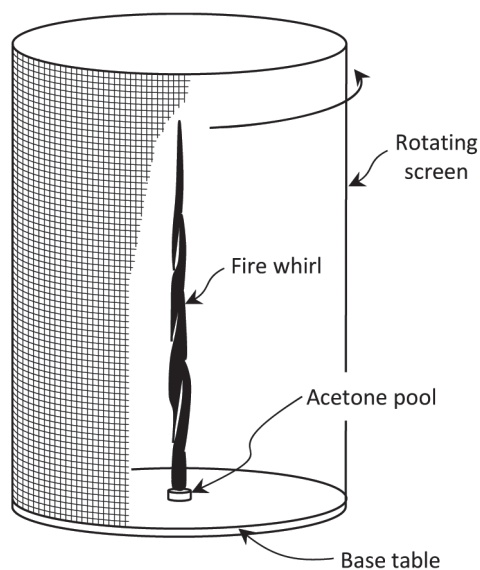


Fig. 1 A schematic diagram of the experimental setup used by Emmons and Ying [7].

距離). Emmons と Ying によれば, Γ の値は円筒の回転による値 (円筒の半径を R , 回転の角速度を Ω とすると, $2\pi R^2\Omega$) の 90 % 弱になる. ただし, 円筒の回転速度と Γ の値は単純な比例関係ではないという報告もある[8]ので, 回転型の火災旋風発生装置を用いる場合は流速を測定して Γ の値を得ることが望ましい.

図 1 のような装置を用いれば循環 Γ を任意に変化させられるので, これをパラメータとして火災旋風の性質 (火災高さや燃焼率) を調べることができる. Emmons と Ying の実験では, Γ が 0 から $3.38 \text{ m}^2/\text{s}$ まで増加すると, 燃焼率が 10 倍弱, 火災高さも約 10 倍にまで増加した. 余談だが, 「燃焼率」とは burning rate つまり単位時間あたりに燃焼する可燃物の質量のことで, 火災研究では非常に重要な量である. 個人的には「燃焼速度」と呼ぶほうがわかりやすいと感じるのだが, 予混合火災の燃焼速度 (burning velocity) との混同が生じる恐れがあるので問題がある. 火災研究では発熱速度 (heat release rate) をもとに議論することも多いのだが, とりあえずここでは燃焼率という言葉を用いることにする.

自由渦領域では接線速度 v_θ が渦の中心からの距離に反比例する ($v_\theta = \Gamma/2\pi r$) が, 中心に向かって接線速度が無限に大きくなるはずはないので, 中心軸近傍のコア領域では剛体渦に近くなり, v_θ が r に比例するように中心軸に向かって減少する. Emmons と Ying の論文[7]で特筆すべきは, 流れの構造に関して以下の二点に特に着目して議論していることである.

- ・遠心力はコア領域で乱流強度を低下させる傾向がある. つまり, 旋回流には層流化の働きがある. これは, コア領域では中心に近いほど角運動量が小さいので, 角運動量が大きい外側の流体が何らかの擾乱により内側に移動したとしても遠心力により押し戻されるためである. 逆

に, 角運動量が小さい内側の流体が何らかの擾乱により外側に移動したとしても, 周囲の流体よりも遠心力が小さいため内側に引き戻されることになり, 擾乱は安定化される (渦の安定性に関するレイリー条件). これにより高温の流体と低温の流体間の乱流混合が抑制されるので, 比較的強い浮力が維持されやすい. なお, 自由渦領域では角運動量が r に依存しないので, このような安定化機構は働かない.

- ・浮力が強く渦の中心である軸付近の圧力は周囲よりも低い. 底面近傍では粘性により回転運動が減衰するため遠心力が相対的に小さくなり, 結果として中心へ向かう流れが誘起される. いわゆる回転流体中のエクマン境界層流[9, 10]であり, 地表面近傍の大気境界層において地面摩擦のために渦 (低気圧) の中心に向かって風が吹き込む現象[11]と似ている.

Emmons と Ying は, 火災旋風において強い旋回流が維持されるメカニズムとしてこれらのことを議論したが, 2.3 節で検討するように, これら二点は火災高さの増大機構とも深く関連する.

回転型の火災旋風発生装置を用いることの利点は, 拡散火災に作用させる旋回流の強度を任意に変化させられることであり, 同様の装置を用いた研究がいくつか報告されている (例えば文献 8, 12, 13). なかでも Lei ら[12, 13]は, 液体をプール燃焼させるのではなくプロパンバーナー火災を用いることにより, 旋回流強度だけではなく燃焼率も任意に変更できるようにした. そして, 一口に火災旋風と言っても, 旋回流強度により火災の直径が大きく変化するなど, 様々な形態があることを明らかにした.

ところで, 図 1 のような装置を用いる際に底面 (図 1 の base table) も円筒と一緒に回転させるべきか, という問題がある. ここで紹介した文献 7, 8, 12, 13 では, いずれも底面を回転させていない. 実際の火災旋風を意識して通常のプール火災に旋回流を作用させたということかもしれないが, 実験パラメータのスケール依存性の観点からも底面を回転させないほうが良いと思う. 円筒のみを回転させると, 循環がある値 Γ の自由渦をプール火災に作用させられる (コア領域の角速度は成り行きで決まる). このとき, 旋回に関する実験パラメータは Γ のみである. 一方, 底面も回転させてしまうと底面は剛体回転するため, その角速度 Ω も実験パラメータになってしまう. その場合, 円筒の半径 R が異なる実験では, Γ と Ω の組合せを同じにすることができない. 底面を回転させなければ底面の角速度はゼロなので, このような問題は生じない.

2.2. 固定型火災旋風発生装置

固定型の火災旋風発生装置の例を図 2a に模式的に示す. 拡散火災を壁で囲んで回転対称となるように少し隙間を開けておくことで, 周囲の空気がその隙間を通して火災に向かうときに旋回流が誘起される仕組みであり, 比較的簡単に装置を作ることができる. しかし, 旋回流の性質が壁と

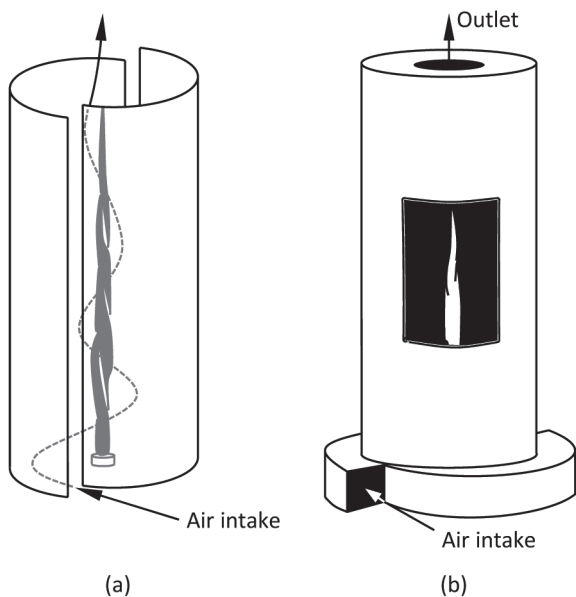


Fig. 2 Examples of fixed-frame fire whirl generators: (a) an apparatus consisting of two half-cut cylinders; (b) one of the designs presented in Ref. 15.

隙間の具合によって成り行きで決まるので、旋回流強度を自由に制御できないという欠点もある。ただし、隙間幅を調節するなどすれば、ある程度は旋回流強度をコントロールできる。

固定型装置を使った早い研究例は Byram と Martin によるもの[14, 15]である。割と凝った装置で興味深いので、模式図を図 2b に示す。Emmons と Ying の研究[7]と同様、火災高さおよび燃焼率がかかなり増加したことが報告されている。固定型の装置を使った研究例は多く[1, 16–25], 火災高さや燃焼率、流速や温度などが計測されている。

2.3. 火災高さの増大機構

2.3.1. 燃焼率

火災旋風の最大の特徴は、普通のプール火災よりも火災高さが著しく大きいことである。そうすると、なぜ火災高さが増大するのかを知りたくなるのが人情というものである。長谷見[26]は円筒形火災を仮定し、境界層理論的な取り扱いにより流れ場と温度場の相似解を求めることを試みた。最終的に火災高さを求めるために現象論的な半経験モデルが導入され、旋回流強度(循環)が大きくなると火災高さが増加するという結果が得られている。そもそも火災形状と流れ場および温度場は互いに依存しあう関係なので、これらを全て理論的に求めるのは容易ではなく、半経験的なモデルを導入せざるを得ない。

一方, Burke と Schumann [27]の昔より、ある流れ場を仮定し、そのときの拡散火災の形状を求めるということが広く行われてきた(例えば文献 28–32)。つまり火災の存在は流れ場に影響しないと仮定してしまうのである。定密度近似(constant-density approximation)などと呼ばれ、火災形状

の理論解析において非常にパワフルな手法である。火災旋風研究でもこの手法を用いるなら、円筒座標系 (r, θ, z) においてある回転流れ場 (v_r, v_θ, v_z) を仮定し、軸対称で定常な混合分率 Z の保存式(以下の式(1))を解けば、 $Z = Z_{st}$ (混合分率の化学量論値)の等値面として火災形状を得ることができる。

$$v_r \frac{\partial Z}{\partial r} + v_z \frac{\partial Z}{\partial z} = \frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial Z}{\partial r} \right) \quad (1)$$

式(1)の混合分率モデルでは、可燃性気体および酸素の拡散係数 D は等しく一定値だと仮定されている。また, Burke と Schumann の元論文同様、軸(z)方向の拡散を無視している。この仮定は境界層理論と形式的には同じであり、通常の拡散火災ではほぼ妥当である。なお、軸対称系なので式(1)には v_θ が直接は現れないが、 v_r および v_z は連続の式の制約を受け v_θ に依存するので、間接的には v_θ の影響を受けている。

Chuah ら[33–35]は火災旋風発生時の渦構造としてバーガース渦やサリバン渦を考え、式(1)により火災形状を求めた。ここでは、バーガース渦のときの結果を簡単に紹介したい。バーガース渦はナビエ・ストークス方程式の厳密解で、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} v_r &= -\frac{2\nu}{c^2} r \\ v_\theta &= \frac{\Gamma}{r} (1 - e^{-r^2/c^2}) \\ v_z &= \frac{4\nu}{c^2} z + v_{z0} \end{aligned} \quad (2)$$

ν は動粘度、 Γ は循環、 c はコア半径である。また、 v_{z0} は $z = 0$ における v_z の値であり、可燃性気体の供給速度つまり燃焼率に対応する量である。バーガース渦は、大雑把に言うところ、 $r < c$ では剛体渦、 $r > c$ では自由渦というランキン渦的な構造をしている。なお、表記を単純にするため、動粘度 ν と拡散係数 D は等しいと仮定し、以下では D のみを用いて表すことにする。

式(2)で与えられる v_r および v_z を式(1)に代入して Z について解けば火災形状を得られる。複雑そうに見える式だが、超幾何関数を用いて解を表すことができる[35]。しかし、もっとオシャレな方法があり、

$$\xi = \left(\frac{v_z}{v_{z0}} \right)^{1/2} \frac{r}{r_0}, \quad \eta = \frac{D}{r_0^2 v_{z0}} z \quad (3)$$

という座標変換を導入すると式(1)は次のようにシンプルな形になる(r_0 はプール半径)[35]。

$$\frac{\partial Z}{\partial \eta} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial Z}{\partial \xi} \right) \quad (4)$$

これは1次元拡散方程式や熱伝導方程式と同じ形であり、解析解を容易に求めることができる。しかも、火災高さのパラメータ依存性に関しては解析解を求めるまでもなく式

の形だけからわかる。式 (4) はパラメータを含まないので、 $\xi\eta$ 座標系における火炎高さ (η 軸上で $Z = Z_{st}$ となる η の値) は Z_{st} のみに依存する定数であり、それを $C(Z_{st})$ と書く。このとき式 (3) の第二式より、もとの rz 座標系における火炎高さ H は

$$H = C(Z_{st}) \frac{r_0^2 v_{z0}}{D} \quad (5)$$

と表される。この式の意味するところは、燃料の種類とプールサイズが同じであれば、火炎高さは v_{z0} つまり燃焼率にのみ依存するということである。すなわち、火炎高さは渦の性質 (循環 Γ やコア半径 c) に依存しないのである!

当時ケンタッキー大学にいた Chuah 先生 (Ph.D. を取得された直後だったと思う) がこの解析をしていたとき、ポストドクだった私も横で見ていた。火炎高さが渦の性質に依存しないという結果を聞いてすごく驚いたことをよく覚えている。渦があれば何らかの事情で火炎が高くなるはずだと思いつ込んでいたので不思議であった。バーガース渦を使ったことが良くなかったのかと考えたりしたものである。しかし、火炎高さが変わらないと言っても、式 (3) の第一式より r 方向の火炎形状 (つまり太さ) は渦構造の影響を受ける。具体的には、コア半径 c が小さくなるほど火炎が細く、中心軸に向かって絞られたような形状になる (図 3)。

図 3 のように火炎形状が変化するとわかってピンときた (ピンときたのは Chuah 先生だったかもしれない)。渦の影響を受けると火炎基部が $z = 0$ の燃料表面に近づくのだから、液体燃料であれば蒸発が促進され燃焼率が上昇するはずである。つまり、 v_{z0} が増加することになり、先ほどの式 (5) によれば火炎高さも増加するはずである。層流拡散火炎の高さ (長さ) が燃焼率に比例することはよく知られている [36]。

以上をまとめると、バーガース渦を用いたモデルの枠組では、火炎旋風の火炎高さはもっぱら燃焼率により決まり、旋回流の影響は火炎基部形状の変化により燃焼率を増加させるという間接的なものに過ぎない。実際に図 2a のよう

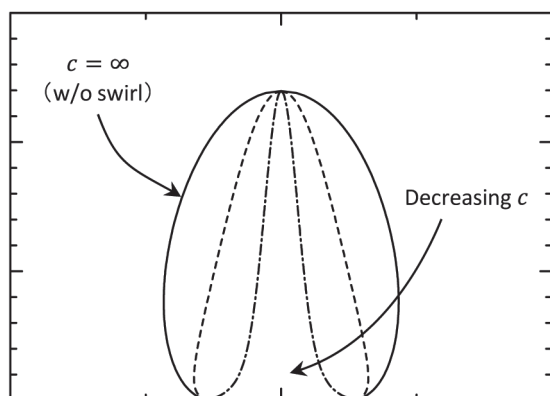


Fig. 3 Flame shape and core radius predicted by assuming the Burgers vortex, Eq. (2).

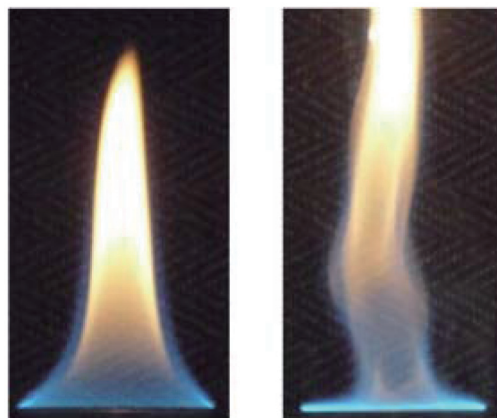


Fig. 4 Flame base structures. Left, an ordinary ethanol pool fire of 3 cm in diameter; right, a fire whirl over an ethanol pool of the same size (Kuwana et al. [20]. Copyright © 2010 The Combustion Institute. Published by Elsevier, reprinted with permission).

な装置を使って火炎高さと燃焼率の関係を調べてみると、層流燃焼を維持できる範囲 (大雑把に言うとプール直径が 5 cm 程度以下) では、火炎高さは燃焼率にほぼ比例する [20, 37]。火炎基部形状の変化も図 3 の理論予測の結果と矛盾しない (図 4)。さらに、図 4 左と同じ大きさのガスバーナー火炎に図 2a のような装置で旋回流を与えても、火炎高さはほとんど変化しない [20]。ガスバーナーの場合は火炎基部形状が変化したとしてもガス流量つまり燃焼率が変わらないためである。

ここまでわかれば、あとは燃料表面への熱流束を評価し蒸発速度を求めさえすれば、火炎高さとコア半径の関係を求められるはずである。ところがこれが意外に難問なのである。このモデルで解析解を容易に得られたのは、式 (1) で軸方向の拡散を無視したためである。しかし、そのようなモデルで得られる温度の燃料表面 ($z = 0$) における z 微分から熱流束を求めようとすると、 $r = r_0$ の燃料境界では無限大、他ではゼロになってしまい評価できない。文献 35 ではやむを得ず、現象論的な考察により火炎高さとコア半径の関係を表す予測式を提案した。ただし、その予測式では実験結果を説明できないことが後にわかった。接線速度分布を計測し、コア半径と火炎高さの関係を調べたところ、明確な相関関係は見られなかった [22] のである。2.3.2 節で議論するように、火炎基部形状はエクマン境界層の影響を強く受ける。バーガース渦は接線速度分布が z に依存せず軸方向に一様であり、底面近傍の詳細な流れの構造を考慮するには不十分である。

なお、火炎高さが渦のパラメータに一切依存せず、もっぱら燃焼率により決まるというのは、バーガース渦を仮定したことの帰結である。他の流れ場を仮定しても式 (3) のような変数変換により火炎形状を簡単に求められる場合があり、文献 20 や 38 の解析では渦の存在により火炎高さが増加することが示された。ただし、文献 20 および 38 のモデルでは、渦の直接的な効果による火炎高さの増加は、旋

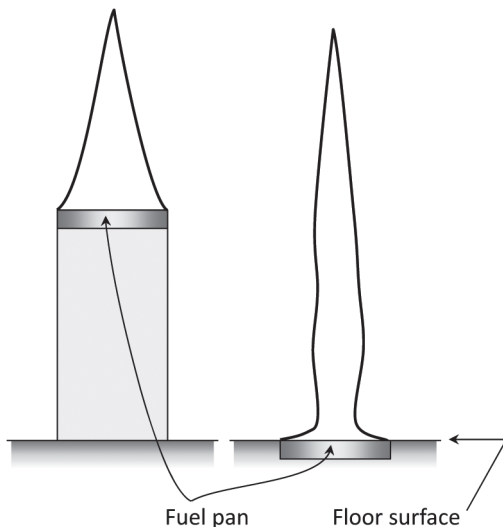


Fig. 5 Influence of the floor surface on the flame shape of a fire whirl [23, 24].

回の無いプール火災のたかだか 2 倍までである (2.3.3 節で議論する旋回流による安定化の影響は除く)。燃焼率を固定した 3 次元の LES シミュレーション[39]でも、旋回流強度の増加に伴う火災高さの変化は限定的だという結果が得られている。Emmons と Ying の実験[7]では旋回流により燃焼率が 10 倍程度増加していることを考えると、燃焼率が火災旋風の火災高さに及ぼす影響は非常に大きいと言える。

2.3.2. エクマン境界層

Dobashi らが図 2a のような装置を用いて行った火災旋風実験の結果[23, 24]を図 5 に模式的に示す。底面から燃料プールを持ち上げると火災高さの増加がほとんど見られなくなるという、シンプルだがインパクトの大きい実験である。この実験結果より、底面の存在が火災形状そして燃焼率に大きく影響することは明らかである。そういう目で見ると、図 2b に示した Byram と Martin の装置[15]で空気の入力口が最下部に設けられているのもむべなるかな、である。これが上の方に取り付けられていたら強い火災旋風は発生しないのかもしれない。

2.1 節で述べたように、静止した底面上に回転流れが存在すると、底面近傍にエクマン境界層が形成される。この境界層内では中心へ向かう速い流れが生じる。この流れが火災基部形状を燃料表面に向かうように変化させるので、燃料の気化が促進され燃焼率および火災高さの増大につながる。したがって、旋回流強度と火災高さの関係を検討する場合はエクマン境界層の存在を考慮することが不可欠であり、最近はそのような理論解析が試みられている。

Lei ら[40]は底面上の境界層を考慮し、燃料への熱流束を半経験的に見積もった。これにより、燃焼率を旋回流強度の関数として見積もることが可能になり、つまりは火災高さと旋回流強度の相関式を得ることができる。

Li ら[41]もエクマン境界層を考慮した理論解析を実施し

た。燃料面近傍をいくつかの領域に分割するという現象論的なモデルを導入し、最終的には火災高さをエクマン数 $Ek = \Gamma/\nu$ の関数として表すことに成功した。数値流体力学計算により求めた火災高さをこのモデルにより概ね再現できているようである。

2.3.3. 渦による安定化

2.1 節で述べたように、旋回流はコア領域で擾乱を抑制する傾向がある。乱流の効果により可燃性気体と酸素の混合が促進されると拡散火災は短くなる[36]。逆に言うと、乱れが抑制されると拡散火災は長くなる。したがって、コア領域における火災の安定化により火災高さが増加するはずである。

プロパンガスバーナー (内径 4.5 cm) 火災に図 2a のような装置を用いて旋回流を作用させたときの火災高さとプロパンのバーナー出口における流速の関係を図 6 に示す。出口速度が 0.3~0.5 cm/s 程度以下では、旋回流があろうがなかろうが火災高さは出口速度に比例する。これは、火災高さが燃焼率によりもっぱら決まるという、2.3.1 節で議論した領域である。そして、燃焼率がある程度大きくなると、つまり火災がある程度高くなると、火災高さが燃焼率の 2/5 乗に比例するようになる。このことは以下のように説明できる。

まず、式 (5) を次のように変形する。

$$\frac{H}{d} \sim \frac{v_{z0}d}{D} = Pe \quad (6)$$

火災研究の分野では燃焼域直径 d を代表長さにすることが多いので、式 (6) でもそのようにした。 Pe はペクレ数である。

層流火災に対しては式 (6) が成立するが、火災高さが大きくなると浮力の影響が強くなり乱流火災に遷移する。このとき式 (6) の拡散係数 D は乱流拡散係数 D_t に置き換えられるべきである。乱流拡散係数の大きさは次元的に (代表

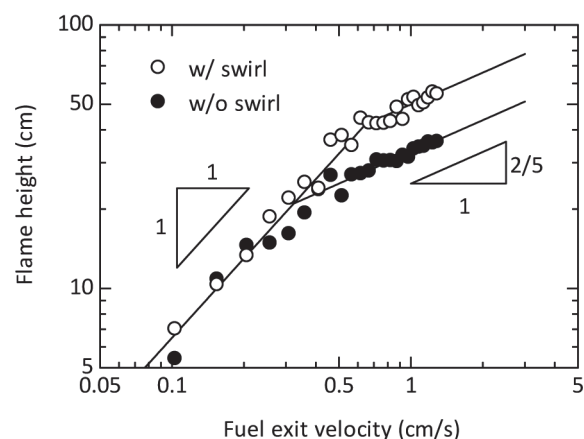


Fig. 6 The heights of propane flames as a function of the propane exit velocity. Swirling flows were generated using a similar apparatus to Fig. 2a. The inner diameter of the propane burner was 4.5 cm.

長さ)×(代表速度)で見積もることができる。そして、浮力の影響で乱流化した場合は代表速度を \sqrt{gH} と見積もれる (g は重力加速度)。代表長さを火炎高さ H とすると、 $D_T \sim \sqrt{gH^3}$ である。これを式 (6) の D と置き換えると $H/d \sim (v_{z0}/\sqrt{gd})^{2/5} \sim (\dot{m}/\rho\sqrt{gd^5})^{2/5}$ という関係式が得られる。ただし、 \dot{m} は燃焼率、 ρ は気体密度である。つまり火炎高さが出口速度あるいは燃焼率の $2/5$ 乗に比例するということが、図 6 の結果と一致する。

今、火炎高さを代表長さとしたが、これは燃焼域サイズ (今の場合バーナー径) が比較的小さい場合に妥当な考え方である[42]。燃焼域が大きい場合は代表長さとして燃焼域サイズ (バーナー径) を用いるほうが適切で[42]、その場合、 $H/d \sim (v_{z0}/\sqrt{gd})^{2/3} \sim (\dot{m}/\rho\sqrt{gd^5})^{2/3}$ という関係式が得られる。以上をまとめると、火炎高さを次式で表せる。

$$\frac{H}{d} \sim \left(\frac{v_{z0}}{\sqrt{gd}} \right)^n \sim \left(\frac{\dot{m}}{\rho\sqrt{gd^5}} \right)^n, \quad \frac{2}{5} < n < \frac{2}{3} \quad (7)$$

これは火災研究分野ではよく知られた関係式である[42–44]。

ところで、高レイノルズ数の乱流ジェット火炎の場合は乱流拡散係数を $D_T \sim dv_{z0}$ と見積もれるので、火炎高さはレイノルズ数に依らず一定である[36]。浮力により乱流化する場合は乱流ジェット火炎とは性質が異なるので注意が必要である。

さて図 6 をもう一度眺めると、旋回流がある場合もない場合も、火炎高さが燃焼率に比例する層流域から $2/5$ 乗に比例する乱流域に遷移することがわかる。そして、旋回流がある場合、燃焼率がより高いときにこの遷移が生じる。これは、旋回流による安定化のために乱流に遷移しにくくなったためだと考えられる。乱流混合が抑制されると拡散火炎は長くなるため、旋回がある場合の火炎高さは旋回がない場合よりも大きくなる。

Dobashi ら[24]は、直径 3～20 cm の容器を用いてヘプタンをプール燃焼させ、旋回がある場合とない場合の火炎高さと燃焼率の関係を測定した。そのデータからも、図 6 と似た傾向を見ることが出来る。また、Lei ら[45]が乱流混合の抑制効果を考慮した火炎高さの半経験的な相関式を提案しているので、参考にされたい。

3. 火災と横風の相互作用による火災旋風の発生

3.1. 横風と火災旋風

2 節では図 1 や図 2 のような火災旋風発生装置を用いた研究例を紹介した。しかし冒頭で述べたように、大規模火災で発生する実際の火災旋風は横風と火災の相互作用により生じる。そこで、3 節では横風の影響を検討した研究例を紹介したい。まず、火災旋風の発生事例としてよく知られた、関東大震災後の本所被服廠跡 (かつて軍服を製造していた建物跡の空き地で、現在は横網町公園として整備されている。横網町公園には東京都慰霊堂や震災戦災の遺品や資料を展示する復興記念館がある) の状況を簡単に説明

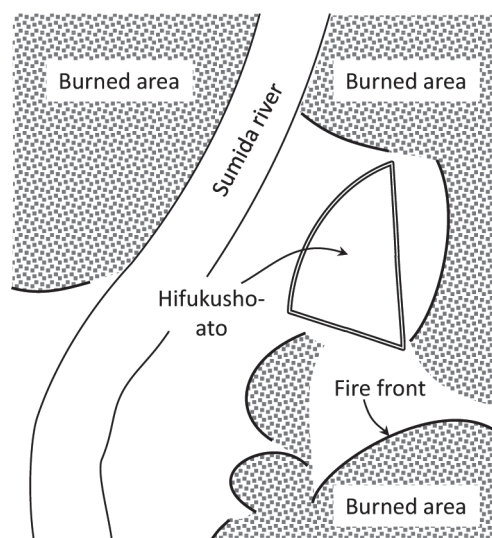


Fig. 7 Fire fronts and burned regions around the Hifukusho-ato area at 4 pm on September 1, 1923. Based on the map filed in Ref. 46.

する。詳しくは文献 1, 2, 46–48 などを参照されたい。

当時の被服廠跡周辺における火災の様子を図 7 に示す。被服廠跡は 10 万平方メートルほどの空き地で、大規模な火災域に囲まれていた。大規模な火災が起きていたこともあり、かなり強い風が吹いていたようである。約 4 万人の人が火災から逃れようと避難していたが、突如として火災旋風が発生し、約 3 万 8 千人が命を失った。このときの火災旋風はいわゆる炎の竜巻のようなものだったという考えもあるし、炎は伴わない強い旋風だったという説もある[47] (炎を伴わない旋風の発生については後ほど触れる)。いずれにせよ、直径 30 cm 以上の樹木がねじ折られたことなどから旋風の風速は最大で 60～80 m/s にも達したと推定されている。

火災と横風の相互作用により旋風が発生することについては、多くの実験により観察されている。Soma と Saito [3] は、図 8 に示すような三つのタイプに火災旋風を分類した (文献 2 も参照)。一つ目は火災域に囲まれた場所で火災旋風が発生するというもので、Soma と Saito は被服廠跡の火災旋風がこのタイプだと考えた。二つ目は同時多発火災の上に火災旋風が発生するものである (文献 1 や 49 も参照)。そして三つ目は火災域の風下側に現れる火災旋風で、炎を伴わない旋風である (炎を伴おうが伴わなかろうが、火災時に横風との相互作用で発生した旋風であれば火災旋風と呼ぶことにする)。このタイプの旋風は周期的に現れ風下側に移動していくことが多い。

火災域に囲まれた場所で生じる火災旋風について、Soma と Saito [3] は大規模な野外実験を実施した (文献 2 にも実験の詳細が記述されている)。火災域の形状は L 字型とされ、直径 76 cm のメタノールプール火災を 85 個並べることでより形成された。火災域面積は約 400 m² である。実験を実施していた方々は、被服廠跡を模した領域 (L 字の火災

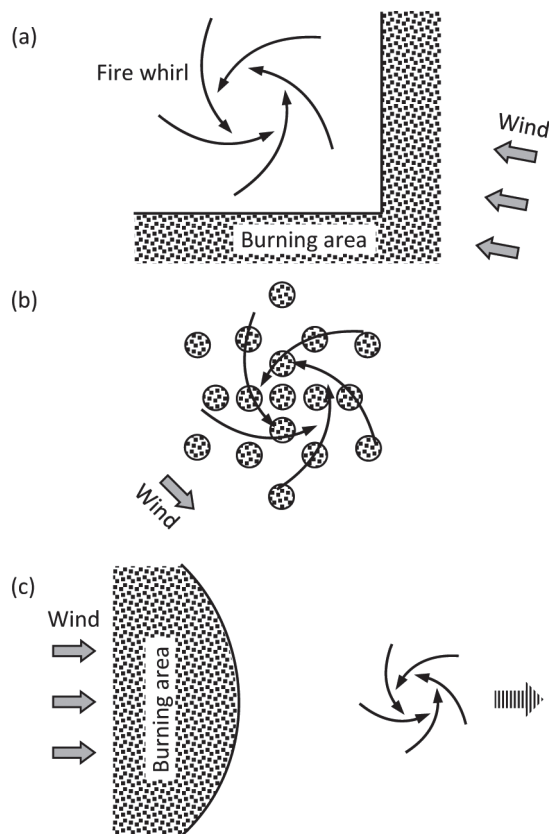


Fig. 8 Three different types of fire whirls discussed in Refs. 2 and 3. (a) a fire whirl generated in the region surrounded by a fire area; (b) a fire whirl formed above multiple fires; (c) a fire whirl on the downstream side of a burning area.

域で囲まれた領域) ではたして本当に火災旋風が発生するのか、固唾を飲んで見守っていたと思う。野外実験なので風速は文字通り風任せだが、風速が $1 \sim 1.5 \text{ m/s}$ のときに見事火災旋風の発生が観察された。

Soma と Saito の論文にはこのときの火災旋風のスケッチが描かれているものの写真は掲載されていない。あまりに見事な火災旋風に見とれていてシャッターを切ることができなかったと齊藤先生ご本人にお聞きしたことがある。そのリベンジというわけでもないだろうが、Saito らは 2005 年の年末に同様な L 字火災域の実験に再び挑んだ[50, 51]。このときは建築研究所の火災風洞を使うことにより横風の速度が制御された。野外実験ではないのでそこまで大規模にはできず、L 字の大きさは約 $2 \text{ m} \times 2.4 \text{ m}$ であった。図 9 に示すように、L 字の火災域に囲まれた領域に火炎を伴わない渦がまず形成され (発炎筒からの煙によって可視化されている)、その後火災域から炎を引き込むようにして火炎を伴う火災旋風が形成される様子が観察された。私もこの実験に参加させていただいたのだが、やはり火災旋風に見とれていてシャッターを切る段ではなかった。しかしビデオカメラが回っていたので、無事に映像として記録することができた。

図 8c のように火災域の風下側に火炎を伴わない渦が形

成されやすいのは、篠原らが多くの実験により検証しているところである[47, 52–54]。このタイプの火災旋風では、Dessens による 1962 年の報告[55]が早いものとして知られている。篠原の実験で興味深いのは、ワイヤを用いて空中に固定したエタノール火炎を横風中に置いたところ、風下側の渦の発生が見られなくなったことである[52]。つまり、燃焼域が底面 (床面) から離れた場所にある場合は旋風が発生しなくなったということで、図 5 に示した Dobashi らの実験結果に通じるところがある。

火災と横風の相互作用により火災旋風が発生するとき、その渦度はどこからくるのかという議論になることがある。ラグランジュの渦定理 (渦の不生不滅の定理) との兼ね合いと思われ、火災旋風の研究発表をしたときに何度か質問されたことがある。そのような質問には、私は篠原の実験結果[52]を踏まえて底面での境界条件からきていると答えるようにしている。

図 9 は火災域ではない場所に火災旋風が発生した様子を示したもののだが、このときの実験では火災域上でも火災旋風の発生が観察された[50, 51]。火災域上に発生する火災旋風は当然火炎を伴うものであり、火災高さは周囲の火炎の数倍にも達する。火災域上に発生する火災旋風として触れておきたいのは線火災上に発生するものである。大規模な林野火災の火災前線はとても細長く、長さは数キロメートルにもおよぶことがある。この細長い火災前線、すなわち線火災上で火災旋風が発生する様子が頻繁に目撃されている。例として文献 56, 57 が取り上げた、2010 年にブラジルの林野火災で発生した火災旋風を図 10 に模式的に示す。このタイプの火災旋風の興味深い特徴は線火災上を移動することである。移動速度は火災前線が進む速度、すなわち延焼速度よりもはるかに速い。文献 56 の模型実験によると、一直線の線火災であっても横風が斜めに (線火災とある角度を持って) あたると火災旋風が発生するようである。横風と線火災がなす角度の影響については Zhou ら[58]が検討している。

3.2. 火災旋風の発生条件

3.1 節で紹介したような横風により火災旋風が発生する実験では、風速が小さすぎても大きすぎても火災旋風は発生しない。Soma と Saito の野外実験では風速が $1 \sim 1.5 \text{ m/s}$ のときに火災旋風の発生が観察されたものの、風速が $4 \sim 5 \text{ m/s}$ のときには発生しなかった[3]。図 9 に示した実験では風洞が用いられたため、もう少し詳細に風速の影響が調べられた。 0.5 m/s だと風速が遅すぎて旋風ができず、 2 m/s だと速すぎて火炎が下流側に倒れてしまい、やはり旋風は発生しなかった。つまり、火災旋風が発生しやすい臨界風速のようなものが存在する。

さて、3.1 節で紹介した実験はいずれも小規模なものである。Soma と Saito の野外実験や図 9 の実験は、実験としてはそれなりに大規模であるが、大規模な都市火災や林野火災と比べると小規模だと言わざるを得ない。大規模火災

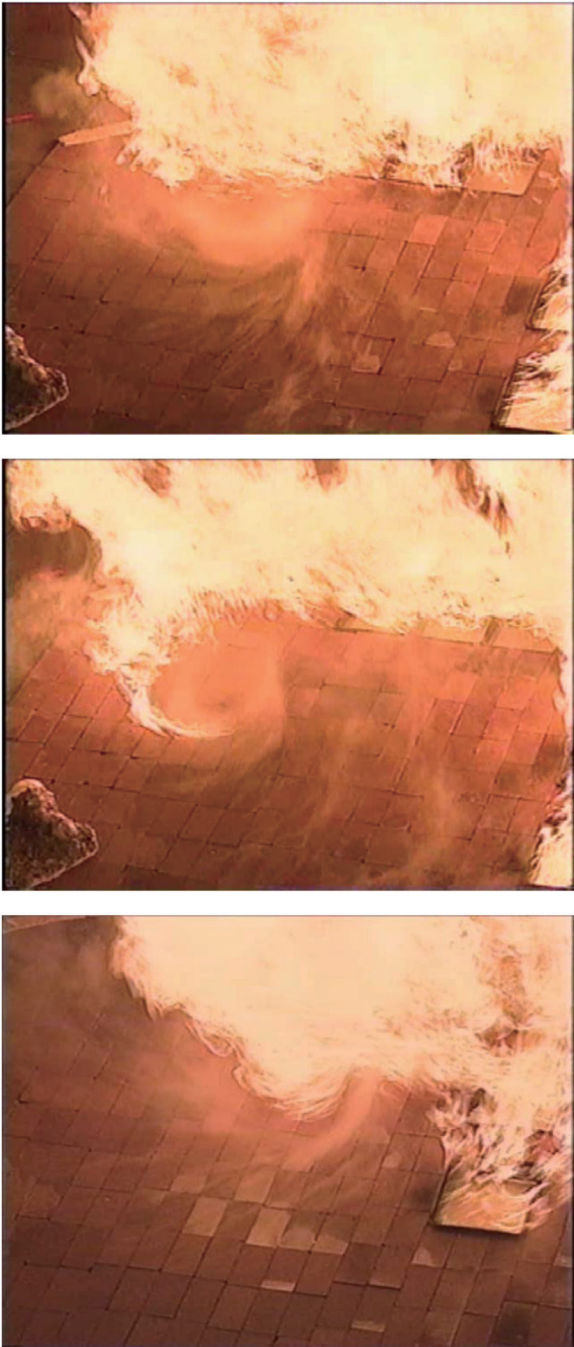


Fig. 9 A fire whirl generated in the open space surrounded by an L-shaped fire area in a crossflow of 1 m/s (Kuwana et al. [51]. Copyright © 2007 Elsevier, reprinted with permission).

における臨界風速を小規模実験の結果から予測するためには、現象のスケール依存性（相似則）を理解する必要がある。

大規模な現象を小規模実験で再現し、もとの大規模現象について類推するのが模型実験の手法である[57, 59, 60]. 詳細は文献 51, 56, 57 に譲るが、火災旋風が起りやすい臨界風速 U_c に関して次の相似則が知られている。

$$\frac{U_c}{\sqrt{gL}} \sim \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_0 c_0 T_0 \sqrt{gL^5}} \right)^{1/3} = Q^{*1/3} \quad (8)$$

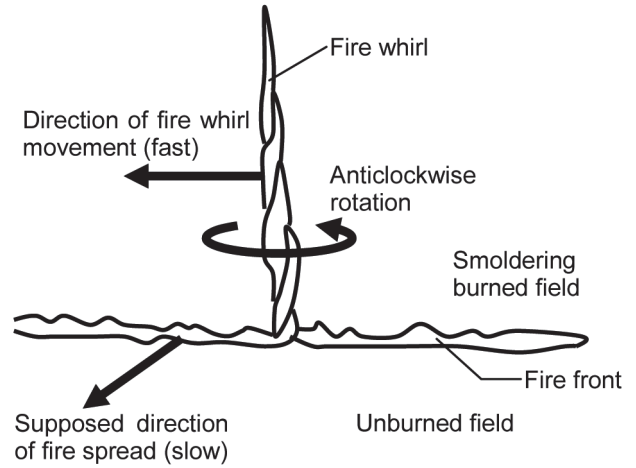


Fig. 10 A schematic diagram of Brazil fire whirl occurred in August, 2010 [57].

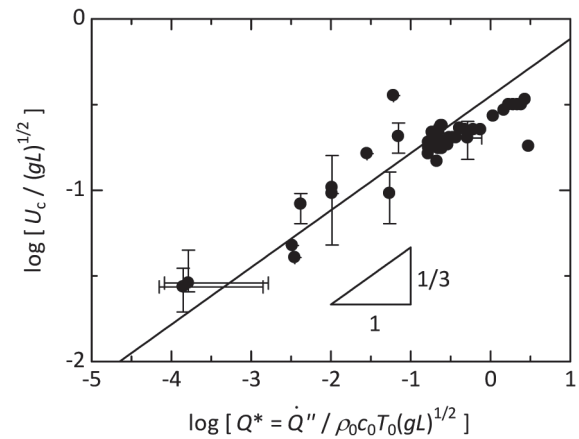


Fig. 11 Measured or estimated critical crosswind velocities for various fire whirls. See Refs. 51 and 56 for the data sources.

ただし、 ρ_0 , c_0 , T_0 はそれぞれ雰囲気密度、比熱、温度である。また、 L は火災域の代表長さで \dot{Q} は発熱速度、つまり火災域における単位時間当たりの発熱量を表す（火災旋風が発生する前の値）。式 (8) で定義される無次元発熱速度 Q^* は火災研究では非常に重要な無次元量であり、式 (7) に出てきた無次元燃焼率とほぼ同じ意味を持つ。式 (8) の相関式の比例定数は火災域の形状に依存するはずだが、その依存性はそれほど大きくなく、関東大震災などの火災旋風の事例や、火災旋風実験のデータを式 (8) により（共通の比例定数を用いて）表すことができる（図 11）。この図より、かなり広い条件範囲にわたって式 (8) の関係が成立していることがわかる。

式 (7) において、大規模火災では $n = 2/3$ であることを考えると $H/L \sim Q^{*2/3}$ と書くことができ、このことと式 (8) から次式が得られる。

$$U_c \sim \sqrt{gH} \quad (9)$$

\sqrt{gH} は浮力流速の代表値と考えることができる。したがって、式 (9) は風速が浮力流速と同程度のときに火災旋風が起りやすいことを示している。火災と横風の相互作用により火災旋風が発生するわけであるから、何となく納得できる話である。

以上のようなスケール依存性を考慮すると、様々なスケールの実験で相似な現象を再現することが可能である。文献 61 では、図 9 に示した実験を約 1/10 にした小規模風洞実験が実施された。そして風速を式 (9) に従い設定したところ、図 9 とほぼ相似な火災旋風が再現された。実験室規模の小規模な実験は、実験条件の制御や温度や風速などの計測が大規模な実験と比べて容易であるというメリットがある。例えば Nakamura ら[62]の実験室規模の風洞実験では、可燃性液体の液面が一定になるように制御され、準定常な条件での実験が試みられた。このように実験条件を精密に制御することは大規模な実験、特に野外実験では容易ではない。ただし、実験スケールが小さくなりすぎると粘性力の影響が相対的に大きくなるなどして、もとの現象を再現できなくなってしまう可能性があるので注意が必要である。

3.3. 横風中の準定常な定在火災旋風

3.1 や 3.2 節で紹介した横風中の火災旋風は、定常的に存在するわけではない。突如として表れたり、火災域上や火災域から離れたところを動き回ったりしたかと思ったら消滅してしまったりと、かなり気まぐれである。したがって、火災旋風の発生しやすさを定量的に表す指標として、1 回の実験時間に対する火災旋風が発生していた時間の割合などが用いられる[58, 63]。

このように気まぐれな火災旋風だと、例えば火災旋風周囲の流速を計測するなどといったことが非常に困難である。そこで Sasaki ら[64]は横風中に L 字壁を設け、その背面の再循環流中に火災旋風を形成することを試みた (図 12)。そうすることにより、横風が火災旋風の発生に及ぼす影響も調べることができるし、火災旋風の基部近傍のエクマン境界層の観察といった詳細な計測も可能である。Sasaki らは火災旋風周囲の流れ場を PIV 計測し、横風により生じる火災旋風においてもエクマン境界層が重要な役割を果たしていることや、エクマン境界層の形成を阻害するような障害物を置くことで火災旋風の発生を抑制できることなどを明らかにした。

文献 64 によると、6 cm × 6 cm のメタノールプール火災では、風速が 0.5 m/s 弱のときに強い火災旋風が形成され火災高さが最大となった。関本ら[65]は約 20 倍の規模の野外実験を実施し、風速が約 2 m/s のときに火災高さが約 10 m にもおよぶ火災旋風の発生を観察した (図 13)。関本らの実験ではメタノールではなくヘプタンが用いられており、L 字壁の形状も Sasaki ら[64]と完全に相似というわけではないのだが、20 倍の規模の実験で火災旋風が発生しやすい風速が 4 倍強であったということは、式 (9) の相似則と矛盾しない。

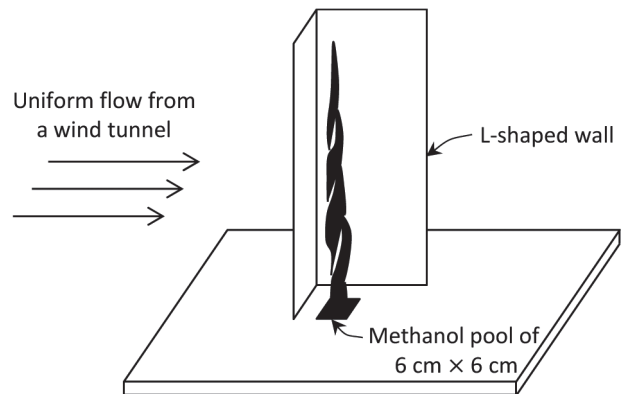


Fig. 12 A schematic diagram of a fire whirl generated behind an L-shaped wall [64].



Fig. 13 A fire whirl in the experiment reported in Ref. 65. The height of the L-shaped wall is 9 m.

4. まとめ

大規模火災の被害状況を左右しかねない要因の一つである火災旋風について、回転型や固定型の火災旋風発生装置を用いた研究、および横風中に発生する火災旋風を取り扱った研究をいくつか紹介した。

火災旋風発生装置を用いた研究については火災高さの増大機構に特に着目し、エクマン境界層内の流れによる火災基部形状の変化や渦による安定化により火災が高くなるメカニズムを説明した。横風中に発生する火災旋風については、発生条件のスケール依存性を中心に議論した。

火災旋風研究の進展を知るきっかけとして本稿がお役に立てれば幸いである。

謝辞

図 6 のデータは波多腰大樹氏と目黒祥高氏が取得したものである。また、火災旋風の模型実験手法や相似則について、ケンタッキー大学の斉藤孝三教授と関本技術士事務所の関本孝三氏に多くのことをご教授いただきました。ここ

に記して深く感謝します。

References

- 山下邦博, 日本火災学会誌 24: 243–258 (1974).
- 東京都防災会議, 大震火災時における火災旋風の研究, 1979.
- Soma, S and Saito, K., *Combust. Flame* 86: 269–284 (1991).
- Graham, H.E., *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 36: 99–103 (1955).
- Emori, R.I. and Saito, K., *Fire Technol.* 18: 319–327 (1982).
- Tohidi, A., Gollner, M.J., and Xiao, H., *Annu. Rev. Fluid Mech.* 50: 187–213 (2018).
- Emmons, H.W. and Ying, S.J., *Proc. Combust. Inst.* 11: 475–488 (1967).
- 大西博之, 桑名一徳, 日本燃焼学会誌 58: 167–171 (2016).
- 巽友正, 後藤金英, 流れの安定性理論, 産業図書, 1976, pp. 247–256.
- Childs, P.R.N., *Rotating Flow*, Butterworth Heinemann, 2011, pp. 97–102.
- 小倉義光, 一般気象学 (第 2 版), 東京大学出版会, 1999, pp. 147–154.
- Lei, J. and Liu, N., *Combust. Flame* 167: 463–471 (2016).
- Lei, J., Liu, N., Jiao, Y., and Zhang, S., *Proc. Combust. Inst.* 36: 3149–3156 (2017).
- Byram, G.M. and Martin, R.E., *Fire Control Notes* 23: 13–17 (1962).
- Byram, G.M. and Martin, R.E., *Forest Sci.* 16: 386–399 (1970).
- Satoh, K. and Yang, K.T., *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division*, ASME, 1996, pp. 393–400.
- Hassan, M.I., Kuwana, K., Saito, K., and Wang, F., *Fire Saf. Sci.* 8: 951–962 (2005).
- Lei, J., Liu, N., Zhang, L., Chen, H., Shu, L., Chen, P., Deng, Z., Zhu, J., Satoh, K., and de Ris, J.L., *Proc. Combust. Inst.* 33: 2407–2415 (2011).
- Chuah, K.H., Kuwana, K., Saito, K., and Williams, F.A., *Proc. Combust. Inst.* 33: 2417–2424 (2011).
- Kuwana, K., Morishita, S., Dobashi, R., Chuah, K.H., and Saito, K., *Proc. Combust. Inst.* 33: 2425–2432 (2011).
- Chow, W.K., He, Z., and Gao, Y., *J. Fire Sci.* 29: 71–92 (2011).
- Hayashi, Y., Kuwana, K., and Dobashi, R., *Fire Saf. Sci.* 10: 671–679 (2011).
- Hayashi, Y., Kuwana, K., Mogi, T., and Dobashi, R., *J. Chem. Eng. Jpn.* 46: 689–694 (2013).
- Dobashi, R., Okura, T., Nagaoka, R., Hayashi, Y., and Mogi, T., *Fire Technol.* 52: 1069–1080 (2015).
- Hartl, K.A. and Smits, A.J., *Combust. Flame* 163: 202–208 (2016).
- 長谷見雄二, 日本建築学会計画系論文報告集 352: 119–124 (1985).
- Burke, S.P. and Schumann, T.E.W., *Ind. Eng. Chem.* 20: 998–1004 (1928).
- de Ris, J.N., *Proc. Combust. Inst.* 12: 241–252 (1969).
- Roper, F.G., *Combust. Flame* 29: 219–226 (1977).
- Spalding, D.B., *Combustion and Mass Transfer*, Pergamon, 1979, pp. 185–198.
- Ban, H., Venkatesh, S., and Saito, K., *J. Heat Transfer* 116: 954–959 (1994).
- Kuwana, K., Kato, S., Kosugi, A., Hirasawa, T., and Nakamura, Y., *Combust. Flame* 165: 346–353 (2016).
- Chuah, K.H., Kuwana, K., Hassan, M.I., and Saito, K., *An analytical model on the structure of an Emmons type fire whirl coupling Burke-Schumann diffusion flame and Burgers vortex*, 4th Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute, Philadelphia, PA, 2005.
- Chuah, K.H. and Kushida, G., *Proc. Combust. Inst.* 31: 2599–2606 (2007).
- Chuah, K.H., Kuwana, K., and Saito, K., *Combust. Flame* 156: 1828–1833 (2009).
- Liñán, A. and Williams, F.A., *Fundamental Aspects of Combustion*, Oxford University Press, 1993, p. 138.
- 桑名一徳, 櫛田玄一郎, 日本燃焼学会誌 51: 56–62 (2009).
- Klimenko, A.Y. and Williams, F.A., *Combust. Flame* 160: 335–339 (2013).
- Battaglia, F., McGrattan, K.B., Rehm, R.G., and Baum, H.R., *Combust. Theory Modell.* 4: 123–138 (2000).
- Lei, J., Liu, N., Zhng, L., Deng, Z., Akafuah, N.K., Li, T., Saito, K., and Satoh, K., *Combust. Flame* 159: 2104–2114 (2012).
- Li, S., Yao, Q., and Law, C.K., *Proc. Combust. Inst.* 37: 4277–4284 (2019).
- Thomas, P.H., *Proc. Combust. Inst.* 9: 844–859 (1963).
- Williams, F.A., *Prog. Energy Combust. Sci.* 8: 317–354 (1982).
- Quintiere, J.G., *Fundamentals of Fire Phenomena*, Wiley, 2006, pp. 322–323.
- Lei, J., Liu, N., and Tu, R., *Proc. Combust. Inst.* 36: 3131–3138 (2017).
- 震災予防調査会, 震災予防調査会報告, 第百号 (戊), 1925.
- 篠原雅彦, 関沢愛, 日本火災学会誌 57: 33–39 (2007).
- 山下邦博, 篠原雅彦, 火災便覧 (第 4 版, 日本火災学会編), 共立出版, 2018, pp. 219–228.
- Liu, N., Liu, Q., Deng, Z., Satoh, K., and Zhu, J., *Proc. Combust. Inst.* 31: 2589–2597 (2007).
- Kuwana, K., Sekimoto, K., Saito, K., Williams, F.A., Hayashi, Y., and Masuda, H., *AIAA J.* 45: 16–19 (2007).

51. Kuwana, K., Sekimoto, K., Saito, K., and Williams, F.A., *Fire Saf. J.* 43: 252–257 (2008).
52. 篠原雅彦，日本火災学会論文集 58: 1–12 (2008).
53. Shinohara, M. and Matsushima, S., *Fire Saf. J.* 54: 144–153 (2012).
54. Shinohara, M. and Matsushima, S., *Flow Turbul. Combust.* (in press).
55. Dessens, J., *Nature* 193: 13–14 (1962).
56. Kuwana, K., Sekimoto, K., Minami, T., Tashiro, T., and Saito, K., *Proc. Combust. Inst.* 34: 2625–2631 (2013).
57. 桑名一徳，日本燃焼学会誌 53: 78–84 (2011).
58. Zhou, K., Liu, N., and Yuan, X., *Fire Technol.* 52: 865–875 (2016).
59. 江守一郎，関本孝三，斉藤孝三，模型実験の理論と応用 (第3版)，技報堂，2000.
60. Quintiere, J.G., *Fundamentals of Fire Phenomena*, Wiley, 2006, pp. 401–407.
61. Kuwana, K., Sekimoto, K., and Saito, K., *J. Chem. Eng. Jpn.* 43: 952–955 (2010).
62. Nakamura, Y., Shiino, K., and Nakashima, T., *How well we can predict the occurrence of large fire whirl through scale model experiment*, 12th International Conference on Flow Dynamics, Sendai, Japan, 2015.
63. Himoto, K. and Naruse, T., *Fire Saf. J.* 88: 89–95 (2017).
64. Sasaki, T., Igari, M., and Kuwana, K., *Combust. Flame* 197: 197–203 (2018).
65. 関本孝三，桑名一徳，屋外における火災旋風実験とその模型実験，平成 26 年度日本火災学会研究発表会，東京，2014.