

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

ウォーターミストのダウンバーストと
プール火炎基部との干渉に関する数値的研究Numerical Simulation on Interaction between a Water Mist Downburst
and a Pool Flame Base

村松 憲志郎*・梅村 章

MURAMATSU, Kenshiro*, and UMEMURA, Akira

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
Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi 464-8603, Japan

2004年6月23日受付, 2004年7月24日受理 / Received 23 June, 2004; Accepted 24 July, 2004

Abstract : Fire extinguishment by water mist has been researched because it doesn't damage electronic equipments like sprinkler and water doesn't harm the environment like Halons. First, we researched the flow field and motion of water mist without pool fire. From the results, we found that water mist spread horizontally by vortex induced by drag force between water mist and ambient gas. Next, we researched motion of single droplet and motion of water mist and a contribution to fire extinguishment in the flow field with pool fire. Water mist must reach a base of flame before evaporating in order to extinguish fire so that single water droplet and water mist were set away from a flame axis in order to avoid the effect of updraft induced by pool fire. The results revealed that motion of single water droplet differs from that of water mist and the effect of fire extinguishment depends on the initial location of water mist. The farther from a flame axis the initial location is, the weaker the effect of fire extinguishment is.

Key Words : Water mist, Downburst, Pool fire, Fire extinguishment

1. 緒言

ウォーターミスト消火とは水を粒子径の小さなミスト状に噴霧して消火を行うシステムのことである。スプリンクラーとの違いは、一般的には噴霧する水の粒子径によって区別され、明確な定義ではないがウォーターミストとは粒子径が $400\ \mu\text{m}$ 以下の粒子が90%以上のものとされている[1,2]。ウォーターミストに関する研究は1950年代から行われていたが、1974年にCFCによるオゾン層破壊が指摘され、1994年のハロン消火剤の生産全廃によって、代替消火設備として大きな注目を集めるようになった。

消火手段としての一般的な放水およびスプリンクラーなどの水系消火設備は、消火に付随して水損が発生することが指摘されている。特に近年の情報化の進展を考えると、コンピュータなどの電子機器が多数存在する建物において多量の放水が行われた場合、これらの電子機器が使用不能となる事態が想定される。この点、ウォーターミスト消火

は水損および環境負荷が小さく、消火用水の貯蔵量が比較的少なくてすむため、建物における固定消火設備としてだけでなく、船舶や航空機などの狭い空間でも活用できるという利点があり、近年我が国においても盛んに研究されてきている[3-6]。しかし、ウォーターミスト消火法の確立には、要素過程を解明し、有効な消火方法を探究する地道な努力がなお必要である。

ウォーターミスト消火の原理として、水の大きな潜熱を利用しミストの蒸発時に熱を奪う、蒸発時に発生した水蒸気が周囲の空気を押しつけて酸素濃度を低下させる、という2つが考えられる[7]。図1に示した簡単な消火理論(付録参照)に基づいてミストの役割を調べれば、ミスト利用の有効性が一層明瞭になる。図は、拡散火炎部における発熱量と周囲への伝熱による熱損失量の関係を、火炎温度の関数として表現している。定常な拡散火炎が存在できる条件は、2つの太実線が交わるF点である。この火炎に数密度 n 、液滴半径 r の様に分散したミストが次々に進入したとすると、火炎の高温ガス中に置かれた半径 r の水滴の蒸発量に対応した熱が奪われ、熱損失量が増し、熱損失量の傾きが大きくなる。その結果、発熱量曲線に交わらな

* Corresponding author. E-mail: mura@prop.nuae.nagoya-u.ac.jp

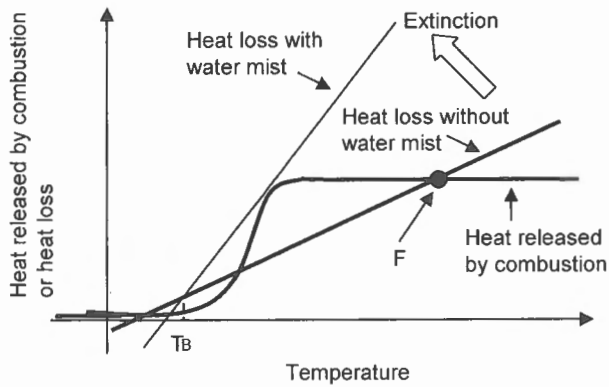


Fig. 1 Relation of heat released by combustion to heat loss.

くなれば消炎する。簡単な計算によって、液滴の蒸発による熱損失の増分は nr^2 (l は火炎帯厚さを表す) に比例することがわかるから、この値が一定であれば同じ消炎効果を示すことが知れる。いま、一定の水量による消炎を考えると、 $nr^3 = \text{const} = C$ であるから、 $nr \propto Cl/r^2$ となつて、液滴径が小さいほど、強い消炎効果を持つことがわかる。すなわち原理的には、ミストを用いることによって少ない水量で有効な消炎が可能になる。一方、水滴の蒸発による酸素の希釈化の効果は、酸素分率に比例して発熱量を低下させることに等しい。しかし、ミストが持つ水蒸気の分量は、ミストがたどる過去の履歴によつても変化するので、水蒸気による酸素希釈が消炎に及ぼす効果を水滴のサイズと直接結びつけて論じることは難しい。一般的に述べて、水量が同じであれば、すべて蒸発したときの酸素濃度は同じであるから、水滴のサイズを小さくすることによる消炎効果に大きな変化があるとは思われない。そこで、この研究ではミストによる消炎効果は専ら蒸発熱による火炎の冷却にあるとの観点に立って問題を考えることにする。

ミストによる優れた消炎作用がじゅうぶん働くためには、ミストが蒸発せずに火元まで届き、火元付近で効率よく熱を奪う必要がある。ところが火炎の上昇流が存在するため、ミストを火炎の真上から火元に到達させることは難しく、固定消火設備として使用する場合の最適な噴霧方法というのは確立されていない。実際、粒子径が小さくなると、噴射水滴が持つ運動量の多くは周囲空気を動かすのに使われるので、ミスト流の状態は、空気中に空気を噴射した場合のものに似たものになる。そのため、高速噴射しないと、遠くまで直接ミストを到達させることができなくなる。このような噴射上の問題点がある一方で、高所から放たれた微細な粒子群は、その重力エネルギーを周囲空気の運動エネルギーに移して、強いダウンバーストを形成することができるという事実がある。過去の我々のダウンバーストの研究[8]によつて、粒子に相対的な気体の流れの動圧と単位断面積の鉛直柱領域に含まれる粒子群の重さの比を表す σ^2 が高所から放たれた粒子群の落下挙動を分類する重要なパラメータになっていることがわかっている(図2)。

$\sigma > 1$ であれば、粒子は単独の落下物として挙動し、これはスプリンクラーの水滴に対応すると考えることができる。これに対して、 $\sigma < 1$ の場合にはダウンバーストが生じ、この特性を持つ水噴霧がミストと呼べるであろう。火災時のホースからの放水を見ても、遠くから放水するために、水の高速噴射が必要であるが、噴射液が直接火炎に当たる場合はそんなに多くなく、放水は微粒化された水滴が放物線を描いて地面に落下しているように見え、スプリンクラーによる消火と同じ方法によつていられる。このように、現実には消火作業において重力の効果が使われているが、ダウンバーストに着目した研究は、最近消防研究所の廖[9]および小野[10]によつて行われた半開放空間に吹き込まれた窒素富化空気の挙動を調べた研究以外にはあまり行われていないように思われる。そこで本研究では、狭い空間における床火災等に対して既存の加湿器など簡単な設備を利用し、特殊な噴霧方法を用いずに重力を活用して消火する可能性を検討するために、床火災を模擬するものとしてプール火炎を取り上げ、ウォーターミスト消火において重力の効きが特徴的に現れる局面を抽出して調べることにした。すなわち、(1) プール火災では、火炎が作る自然対流の存在によつて、火炎に基部に向かう空気の流れが作られ、それによつて安定的に酸素が供給されて燃焼が維持されている。(2) 広く分散されたミストは、噴射時の運動量を失ってクラスターを作り、それぞれのクラスターが重力の作用の下に落下運動する。そして、その中には拡散火炎の基部に到達するものがあるであろう。この場合、(3) 火炎基部は、床面が課す運動学および力学的拘束の下に、火炎とミストに働く重力が作り出す流れ場が互いに干渉する複雑な流れ場となる。そこで本研究では、伊藤らの実験[11]と同じように、プール拡散火炎の横からミスト群を落下させ、微小プール火炎の火炎基部とミストの干渉の様子を数値的に調べることにし、火炎高温部による上昇流とミストが誘起する下降流、そしてそれに伴う発散流を考慮したときの拡散火炎の消火特性を明らかにすることにした。

ダウンバーストの強さは、初期粒子群によつて決まる。ダウンバーストのサイズが火炎規模よりも大きく、強いものであれば、火炎全体を吹き飛ばして消火することもできる。しかし、この方法による消火は基本的にミストの蒸発特性を活かすものでないので、ここでは考えない。

2. 計算モデルおよび数値計算法

2.1. 計算モデル

計算モデルを図2に示す。この計算では、幅 $2a$ のプール上に形成された拡散火炎の横に配置されたウォーターミストの落下過程と火炎基部との干渉を計算する。計算は二次元であるが、ミストの効果を適切に表現するために、計算上の各粒子は、奥行き方向に等間隔で配置された粒子群を代表するようにした。左右対称な流れを考えるので、左側にも対称に落下ミストを配置していることになる。片側

だけに配置したときと、火炎全体の消炎特性が異なってくるが、落下ミスと火炎基部との干渉の仕方に主な関心があるので、このような特殊な流れを取り上げて、図示の右半分領域だけを計算して、計算時間の短縮を図った。境界条件は、左側面に対称条件、右側面と上面で自由流出条件とした。下面の一部はプール火炎を想定して、一定温度の燃料表面に達する熱流束に比例して燃料ガスの吹き出しがあるとし、残りの部分は粘着条件とした。火炎が作る自然対流のグラスホフ数はおよそ 4.7×10^6 である。

初期時刻 $t=0$ におけるミスとの配置は以下の考えに基づいて決定した。本研究で対象にするように、ミスとの下降速度が、プール火炎の作る自然対流速度より小さい場合には、プール幅より大きな幅でミスとを落下させても、火炎基部に到達できるミスとは、ごく一部に限定される。そこで、初期ミス幅の違いによって生じる全体的な流れの変化は無視して、プール火炎基部に達するミスと群だけを取り上げて、ミスと火炎との干渉の様子を調べることにした。そのため、初期ミス幅 b は系の代表長さであるプール半幅 a と同程度の大きさに取った。初期ミス領域の高さ h を大きくすると、ミスとの落下速度が大きくなる。今回の計算では、現実的なミスと (粒子半径 $r=30 \mu\text{m}$ および数密度 $n=8000/\text{cm}^3$) に対して、噴射ミスとのクラスターを模擬できるように、 h の値は幅 b と同程度にした。また、ミスとを配置する高さ H によって、落下するミスとの広がる範囲が変化する。落下速度が小さくても、一塊のミスとが渦構造を作り、床面に衝突して発散流を作るという、ダウンバーストの基本的な流れの特性が現れるように、予備計算に基づいてミスとの高さを $H=6a$ に設定した。火炎からの距離 w は可変パラメータである。

2.2. 基礎方程式

2.2.1. ミスとに関する基礎方程式

ミスとの運動に関してはラグランジュ的に表現された以下の式を用いた。

$$\rho_w \frac{4\pi}{3} r_i^3 \frac{dv_i}{dt} = \mathbf{f}_{d,i} - \rho_w \frac{4\pi}{3} r_i^3 \mathbf{g} \tag{1}$$

ここに ρ_w, r, v, \mathbf{g} はそれぞれ水の密度、液滴 i の半径、液滴の速度、重力加速度を表す。抗力 $\mathbf{f}_{d,i}$ は、周囲気体の密度 ρ 、速度 \mathbf{u} 、抵抗係数 $C_{D,i}$ を用いて、

$$\mathbf{f}_{d,i} = \frac{1}{2} \pi r_i^2 C_{D,i} \rho |\mathbf{u} - \mathbf{v}_i| (\mathbf{u} - \mathbf{v}_i) \tag{2}$$

で表される。ミスと粒子は球形を保つと仮定し、変形や衝突及び分裂は考えない。抵抗係数の表現には、液滴の蒸発による効果を考慮した以下の式を用いた[12]、

$$C_{D,i} = \frac{24}{\text{Re}_i} (1 + 0.325 \text{Re}_i^{0.474}) (1 + B_i)^{-0.32} \tag{3}$$

(42)

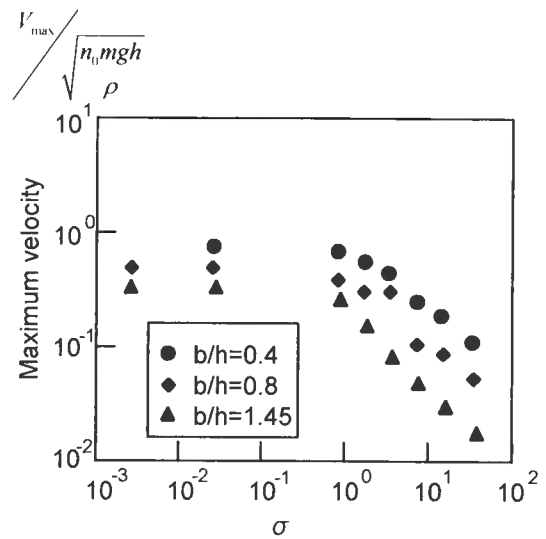


Fig. 2 Dependence of down burst velocity on parameter σ .

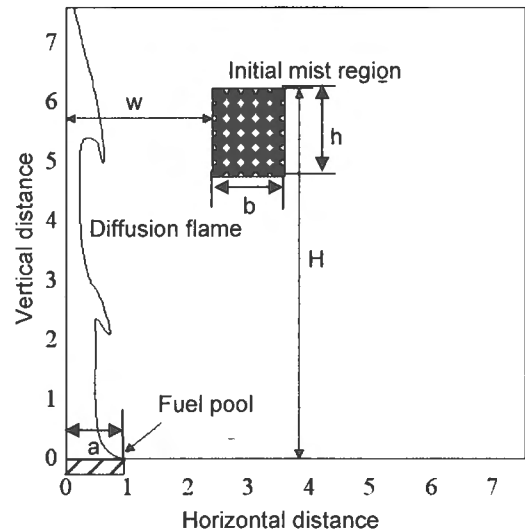


Fig. 3 Numerical simulation model.

$$\text{Re}_i = \frac{2r_i \rho |\mathbf{u} - \mathbf{v}_i|}{\mu} \leq 200 \tag{4}$$

$$B_i = \frac{c_p (T - T_i)}{L} \tag{5}$$

ここに μ, c_p, T, T_i, L はそれぞれ周囲空気の粘性係数、比熱、温度、液滴 i の表面温度、蒸発潜熱を表す。なお、本計算中にレイノルズ数が 200 を超えることはなかった。

ミスとの蒸発速度係数 K に関しては以下の Frossling の強制対流における蒸発速度の実験式を用いた。

$$\frac{K}{K_0} = 2 + 0.552 \text{Re}_i^{1/2} \text{Sc}_i^{1/3} \tag{6}$$

ここに Sc はシュミット数である。なお、 K_0 は強制対流が

ない場合の蒸発速度係数で, 次式で与えられる.

$$K_{0,i} = \frac{2\lambda}{\rho_\infty c_p} \ln(1+B'_i) \quad (7)$$

$$B'_i = \frac{Y_{H_2O,si} - Y_{H_2O}}{1 - Y_{H_2O,si}} \quad (8)$$

ここに λ は気体の熱伝導率を表す. $Y_{H_2O,si}$, Y_{H_2O} はそれぞれ液滴 i の表面における水蒸気濃度, 周囲の空気における水蒸気濃度を表し, 液滴表面の水蒸気濃度は, 液滴温度が一樣, 液滴表面で蒸発気体の分圧が平衡蒸気圧に等しいと仮定すると, クラウジウス-クラペイロンの関係式を用いて以下の式で求めることができる.

$$Y_{H_2O,si} = \exp\left(\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_i}\right)\right) \quad (9)$$

ここに R , T_B はそれぞれ気体定数, 水の沸点である. 液滴 i の半径 r_i の変化は次式に従う.

$$\frac{dr_i}{dt} = -\frac{K_i}{r_i} \quad (10)$$

ミスト粒子の温度 T_i の変化は, 蒸発によって奪われる潜熱と熱伝達によって粒子に流れ込む熱量によってもたらされるため,

$$\rho_\infty \frac{4\pi}{3} r_i^3 c_* \frac{dT_i}{dt} - \rho_\infty 4\pi r_i^2 \frac{dr_i}{dt} L = 4\pi r_i^2 q_i \quad (11)$$

に従う. ここに c_* は液滴の比熱であり, 熱流束 q_i は熱伝達率 h_i を用いて,

$$q_i = h_i(T - T_i) \quad (12)$$

で与えられ, 熱伝達率 h_i はヌセルト数

$$Nu_i = \frac{2r_i h_i}{\lambda} = \left(2 + 0.6 Re_i^{1/2} Pr^{1/3}\right) \frac{\ln(1+B'_i)}{B'_i} \quad (13)$$

から求める. ここに Pr はプラントル数である.

2.2.2. 気体の流れに関する基礎方程式

気体の流れに関する支配方程式は Navier-Stokes 方程式, 化学種保存式, エネルギー保存式, 連続の式及び状態方程式である. それぞれの式を以下に示す.

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (14)$$

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla Y_i = \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_i) + \sigma_i \dot{w} + \dot{m} \quad (15)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = H \dot{w} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \dot{Q} \quad (16)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \dot{m} \quad (17)$$

$$\rho T = \rho_\infty T_\infty \quad (18)$$

ここに ρ , p , Y_i , D , σ_i , c_p , H , λ , T , \dot{w} はそれぞれ密度, 圧力, i 化学種の質量分率, 拡散係数, i 化学種の化学量論係数, 比熱, 反応熱, 熱伝導係数, 温度, 反応速度を表す. また, \mathbf{f} は外力を表しており, 水平方向はミストの抵抗力, 鉛直方向はミストの抵抗力と浮力が含まれる. 添え字の ∞ は標準状態の空気を表す. 本計算では 3 つの化学種を考慮しており, $i=C_{10}H_{22}$, O_2 , H_2O である. \dot{m} はミスト粒子の蒸発による質量増加率であり, \dot{Q} はミスト粒子の加熱と蒸発に伴う熱損失である. つまり, 化学種保存式における \dot{m} は $i=H_2O$ のときのみ現れる. 状態方程式では低マッハ数近似を用いて熱力学圧力は一定とした. このため, 質量湧き出しの効果は考慮されているが, 前述した蒸発時に膨張した水蒸気が周囲の空気を押しつけて酸素濃度を低下させるという効果は, 完全には考慮されていない.

燃焼はデカンと酸素の一段総括不可逆反応によって記述し, 反応速度は以下のアレニウスの式によって記述される.

$$\dot{w} = A Y_{C_{10}H_{22}} Y_{O_2} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (19)$$

ここに A は頻度係数, E は活性化エネルギーを表す.

粒子が流れ場に及ぼす影響は, 単位体積内に存在する粒子の寄与の総和を取り, 以下の式によって計算される[13].

$$\dot{m} = -\sum_i 4\pi \rho_\infty r_i^2 \frac{dr_i}{dt} \quad (20)$$

$$\mathbf{f} = -\sum_i \mathbf{f}_{d,i} - \mathbf{g}(\rho - \rho_\infty) \quad (21)$$

$$\dot{Q} = \sum_i (-4\pi r_i^2 q_i) \quad (22)$$

2.3. 無次元化

長さや時間を燃料吹き出し口の半値幅 ($a=3.0$ cm) と気体の拡散時間 a^2/D ($D=0.2$ cm²/s) を用いて無次元化した. 熱力学変数と輸送係数の無次元化には, 標準状態の空気の値を用いた. 初期一定半径のミストの粒子半径を 0.001, 粒子間隔を 0.017, 計算するミストの個数を二次元平面状において 3000 個に固定した. このとき, ミスト分布領域は幅 $b=0.83$, 高さ $h=1.00$ である. 初期のミスト粒子の数密度は $n=8000$ /cm³ である. 以下は, これらの無次元量を用いて記述する.

2.4. 計算条件

ミスト粒子群が落下する場合, 粒子径が小さくミスト群の総表面積が大きいため, 大きな抵抗を空気から受け, 反作用としてミストは空気に下向きに大きな力を与えるため

に、強い下降流が発生し流れ場は大きく変化する。そのため、粒子ひとつを落下させた場合とは、流れ場および粒子の挙動は大きく異なると考えられる。そこで、まず火炎の存在しない流れ場においてミスト群を落下させた場合を計算し、ミスト群が誘起するダウンバーストとミストの挙動を調べた。次に、プール火炎の存在する流れ場を考え、ミストの消火に対する寄与について調べた。この流れ場において、火炎の上昇流を考慮して、ミストの初期位置を火炎中心軸から離して配置し、ミスト粒子ひとつを落下させた場合と、ミスト群を落下させた場合をそれぞれ計算し、ミストの挙動を比較し消火効果を調べた。具体的には以下の3つの条件について計算した。

(1) 火炎の存在しない流れ場においてミスト群を落下させる場合

境界条件は、この場合についてのみ左側面も自由流出条件とし、火炎を除去するために下面はすべて粘着条件とした。ミストの初期位置は $H=6.0$, $w=3.4$ とした。

(2) 火炎の存在する流れ場においてミスト粒子ひとつを落下させる場合

この場合のみ一粒のミストを考え、火炎は周期的な不安定性によって形状が変化するため、一周分を平均した流れ場で計算を行った。ミストの初期位置は $H=6.0$ で、 $w=1.5$ から $w=3.5$ まで 0.2 刻みで変化させた。

(3) 火炎の存在する流れ場においてミスト群を落下させる場合

ミスト群の粒子半径、粒子間隔、個数、分布領域は (1) と同様であり、ミストの初期位置は $H=6.0$ で、 $w=1.9, 2.9, 3.9$ の場合でそれぞれ計算した。

2.5. 計算方法

数値計算法は、流れ場に関しては Fractional step 法を用い、時間進展法はオイラーの陽解法を用いた。ポアソン方程式の解法には 4 段 V サイクルの Multigrid 法を用い、各段における反復解法には SOR 法を用いた。ミストの運動は 4 次精度 Runge-Kutta 法を用いて解いた[14]。

3. 計算結果および考察

3.1. ダウンバーストの特性

図 4 に火炎の存在しない流れ場においてミスト群を落下させた場合の、ベクトル分布とミスト分布を示す。ミストの存在する領域は図中の実線で囲まれた部分である。図 5 に鉛直下向きの最大速度の時間変化と粒子ひとつを単独落下させたときの終端速度を示す。初期のごく短い時間を除いて、粒子と気体との間の速度差は小さいので、図の最大速度は、ミストのダウンバーストによって作られる気体の流れの最大速度とみなしてよい。図 5 には比較のため、プール火炎が作る上昇流の最大速度の大きさも記入してある。

まず、ミストの動きについて見てみる。初期のごく短い時間の間に各粒子は、重力と空気抵抗が釣り合った状態に

なる。この状態で粒子が落下すると、粒子群内の空気は粒子から一定の下向きの力 (単位体積あたり nmg) を受けて加速される。その結果、粒子群内の空気と周囲空気との間に速度差が発生し、粒子群の側面にせん断層が形成され、これが巻き上がって渦になる。この渦によって、側面の下端にあるミストから中心軸から離れていく方向へ巻き上げられ、ミスト群全体は水平方向へ広がる。そして、初期段階に巻き上げられたミストは、下方へ移動した渦によって再び中心軸側へ巻き込まれ、遅れて巻き上げられたミストは、巻き込まれることなく中心軸から離れて落下する。また、初期配置において上端付近にあったミストと中心軸付近にあったミストは、渦によって巻き上げられることなく中心を落下していく。中心軸付近を落下するミストは、図 4 の $Time=0.0075$ のミスト分布を見るとわかるように、渦による下向きの誘起速度によって、巻き上げられたミストより落下速度が速い。そのため、下端のミストが重力に引かれて下に突き出し、再び側面に渦を作り出し、側面のミストは巻き上げられる。以後これを繰り返すが、渦を作り出すミストの量が減少していくため、最初に発生した渦がもっとも強く、それ以降に作られる渦は徐々に弱くなっていく。このように、落下ミストによって作られる気体の流れは、静止空気中にガスを噴射したときに作られる大きな渦の背後の後流的な小さな渦列とは違って、下にとがった渦構造が作られる点に特徴がある。

ミスト群が誘起する下降流が地面に当たり、発散流が発生すると流れ場の様子は変わる。下降流が地面に当たることで、両側へ広がっていく流れとなる。そのため中心軸付近を落下するミスト群は、そのまま地面に到達してしまうが、その後落下してくる両側のミスト群は、発散流によって中心軸から離れる方向へ広がっていく。注意すべきは、このときすでに確立されている渦は対地効果によって自走するため、落下位置から横に遠くまでミストを運ぶことができるということである (図 6 参照)。

次に下降流の速度について見てみる。図 5 からわかるように、鉛直下向きの最大速度は、 $Time=0.005$ のときまで単調に増加していき、その後は単調に減少していく。最初に配置されたミスト群は、まず側面に上端から下端に沿った渦層を作り出す。このとき最大速度位置は下端付近の両側面の内側にある。ミスト群が落下していくにしたがって、渦度はミスト群初期配置における下端付近に集中化し、渦は成長していく。そのため、最大速度位置は両側から徐々に中心軸付近に近づいていき、最終的には中心軸上で最大速度を持つ。そして、ミストが最初に発生した渦を完全に通り過ぎた $Time=0.005$ のときに鉛直下向きの速度は最大の値をとる。前述したように、中心軸付近を落下していくミストは再び側面に渦層を作り、渦度を集中化させるが、最初に作られた渦よりは弱く、この渦によって最大速度が生み出されることはない。つまり、 $Time=0.005$ 以降も最大速度位置は最初にできた渦に近い中心軸上にあり、時間とともに、渦が周囲の空気を取り込み、それに運動量を与え

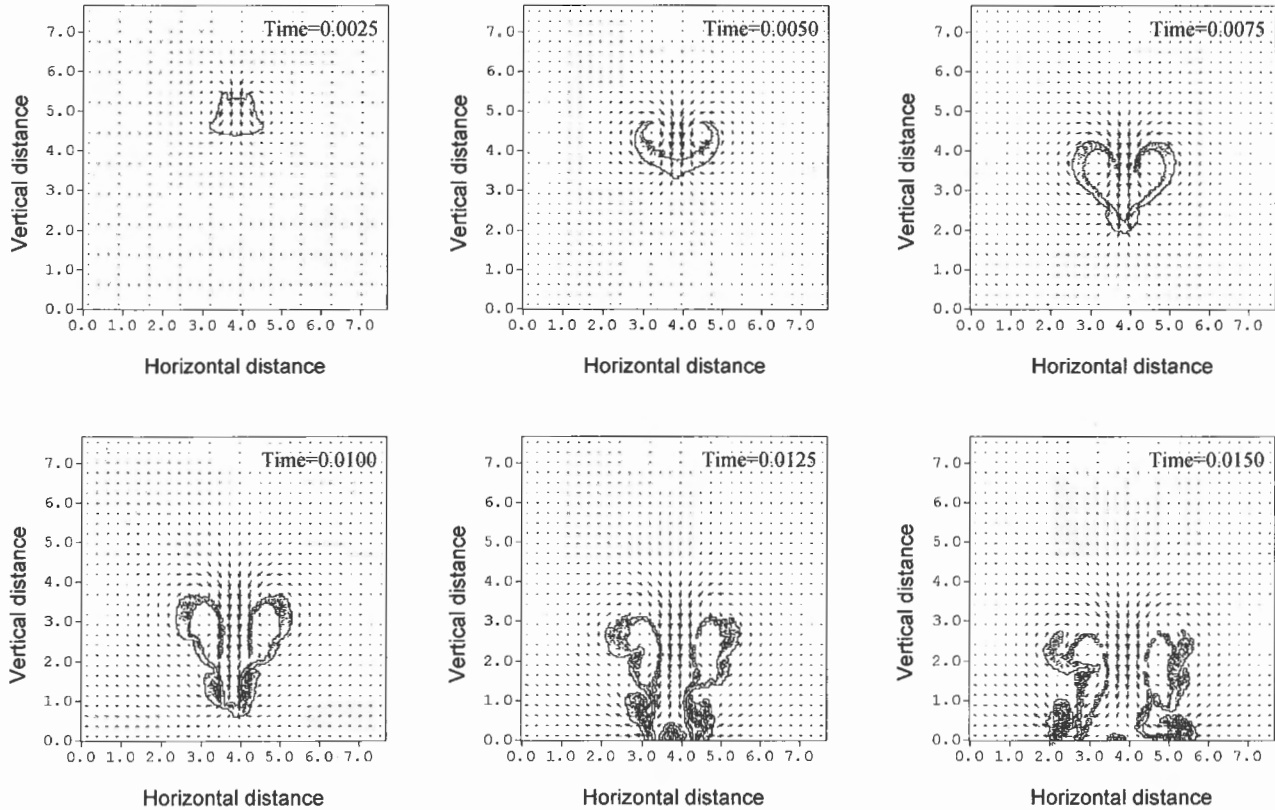


Fig. 4 Time evolution of velocity vect and mist distribution.

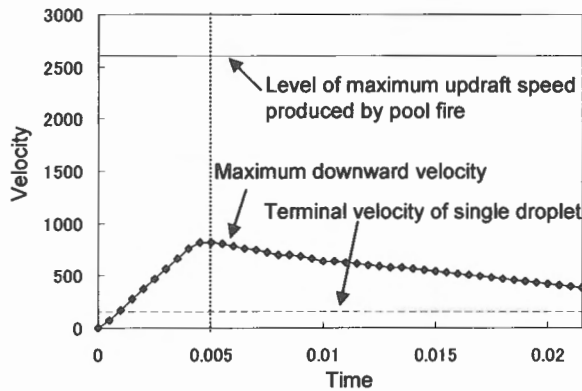


Fig. 5 Time evolution of maximum down ward velocity, terminal velocity of single droplet and level of maximum updraft speed produced by pool fire.

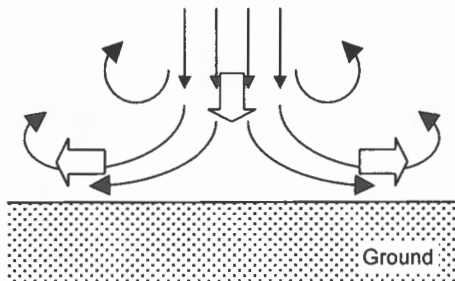


Fig. 6 Microburst.

るため、減衰していく。

図 5 に記入した破線は粒子を単独落下させたときの終端速度を表す。この値は粒子径が小さいほど小さくなる。計算例の場合、最大ガス速度は終端速度の 5 倍程度になっており、同じ速度を単独粒子で得るとすれば、粒子径は 25 倍も大きくなければいけない。しかもこの場合には、落下位置が火元に一致しないと、消炎には効かない。

3.2. 火炎の存在する流れ場においてミスト粒子ひとつを落下させる場合

図 7 にミスト粒子の運動の軌跡を示す。線の途切れているところで、ミストが完全に蒸発したことを表している。また、太線は $w=2.3$ および 2.9 の場合の軌跡を示している。いずれの場合も初めは重力によって落下していくが、火炎に起因する自然対流によって徐々に火炎のほうへ引き込まれていく。そして、初期位置が火炎に近い場合は途中から火炎の上昇流によって上方へ飛び去ってしまう。対照的に、火炎から遠い場合は火炎に到達することなく地面に落下している。初期位置 w が 2.3 から 2.9 では火元付近に到達し、そこでミストが蒸発している。つまりこの範囲から落下させた場合に、最も効率よく消火できると考えられる。

なお、粒子ひとつでは消火効果はなく、火元付近でミストが蒸発しても火炎にはほとんど影響を与えない。

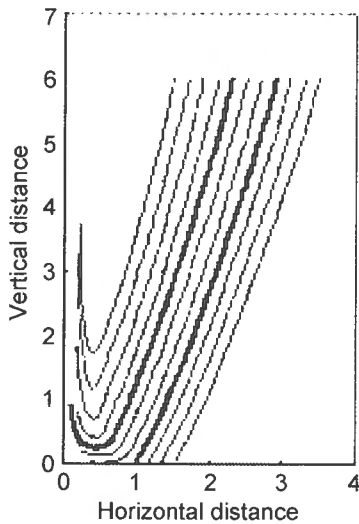


Fig. 7 Particle line of one mist.

3.3. 火炎の存在する流れ場においてミスト群を落下させる場合

3.3.1. ミスト粒子の動き

図8にミスト粒子の軌跡を示す。なお、ミスト粒子の軌跡は10個おきに描いた。

ミスト群を落下させた場合には引き起こすダウンバーストの影響が強く、ミストひとつを落下させた場合とは動きが大きく異なっている。

まず、すべての場合に共通する動きとして、左右対称ではなく、火炎に起因する自然対流の影響によって、火炎側に全体的にやや引き込まれる。また、前述したようにミスト群側面に発生する渦によって、ミスト群の一部は両側へ巻き上げられる。ミストひとつの場合には、初期位置をどこにおいても火炎の方へ引き込まれたが、ミスト群の場合にはこの渦の影響によって、火炎から離れていくように落下していくミストが存在するという特徴があることがわかる。さらに、両側に広がったミストは地面に近づくと、下降流が地面に当たることで発生した発散流によって、水平方向へ広がっていくことが見て取れる。

それぞれの場合を比較してみると、 $w=1.9$ のときにはミスト初期位置が火炎に近いため、左側へ巻き上げられたミストの一部は火炎の上昇流によって、上方に吹き飛ばされる。しかし、火元付近に到達するミストの割合は最も多く、発散流によって水平方向から火元に到達するミストと、直接右上方から落下してくるミストの2種類がある。 $w=2.9$ の場合は火元に到達するミストのほとんどは、発散流によって水平方向から運ばれる。また、火元に到達するミストの割合は $w=1.9$ の場合と同程度である。 $w=3.9$ の場合は、火元までの水平距離が長く、多くは到達する前に地面に落下してしまう。図から火元に届くミストはないように見えるが、示していない軌跡のうちのいくつかは火元に到達する。しかし、その割合は他の2つの場合と比べて少ない。

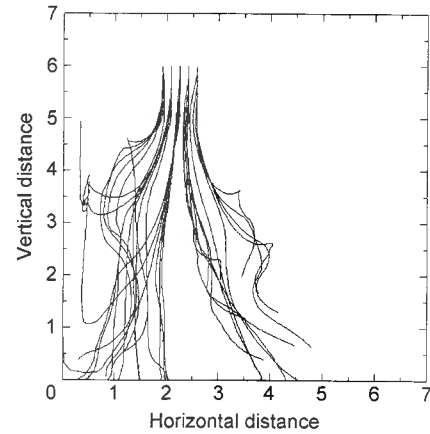
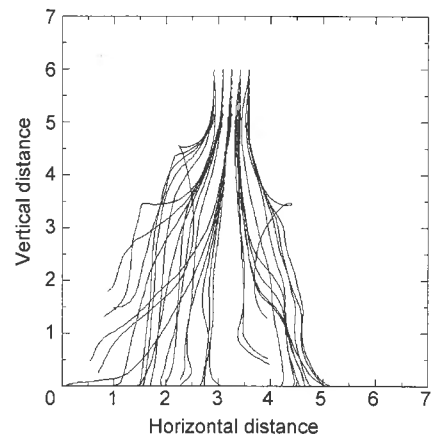
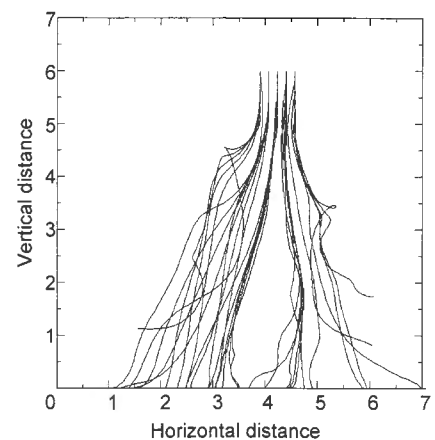
(a) $w=1.9$ (b) $w=2.9$ (c) $w=3.9$

Fig. 8 Particle line of water mist.

3.3.2. 消火効果

火炎の保持や消炎には火炎基部構造が密接に関係しており、特に拡散火炎では、火炎基部への周囲空気の流れが火炎保持に重要な役割を果たしている。伊藤らによってウォーターミストによる火炎基部の構造変化と消炎機構が実験的に調べられている。実験では、固体燃料の燃え広がりならびに小型プール火炎(エタノールを入れた直径47 mm,

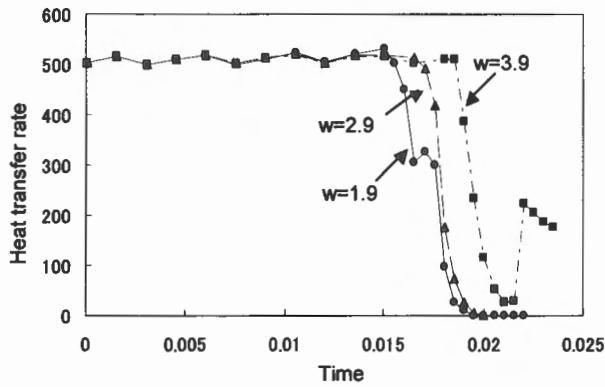


Fig. 9 Rate of heat transfer from gas fuel surface.

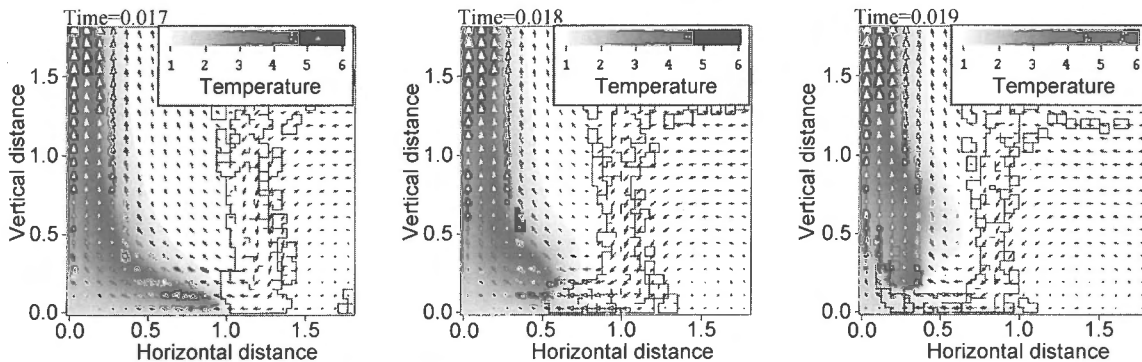
深さ 17 mm の真鍮製容器) に対して PTL5 法とビデオ撮影によって火炎の斜め上方から $45 \mu\text{m} \sim 130 \mu\text{m}$ のウォーターミストを噴霧し、放物線を描いて自由落下したミストが火炎基部に流入する際の火炎に与える影響が調べられた。その結果、プール火炎は、ミストによる火炎基部の温度低下が燃料表面への熱流入を抑制することにより消火されることが確かめられた。よって本研究においても、ミスト群の消火への寄与を知るために、燃料表面に達する熱流量を調べた。図 9 にそれぞれの場合における、燃料表面に達する熱流量の時間変化を示す。また、図 10(a) に $w=2.9$ の場合のミストが火炎高温部の熱を奪う $\text{Time}=0.017 \sim 0.019$ の間の様子を示す。なお、実線で囲まれた部分がミストの存在領域を表しており、矢印は速度ベクトルを表している。また、図 10(b) にその時のデカン質量分率および酸素質量分率の分布について示す。なお、実線がデカン質量分率の等値線、破線が酸素質量分率の等値線をそれぞれ表している。さらに図 11 に $w=3.9$ の場合における、浮き上がった火炎が再びプールに近づく $\text{Time}=0.021 \sim 0.023$ の間の同様の図を示す。

まず、燃料表面への熱流入の時間変化について見ると、 $w=1.9$ の場合には、最も早く火元にミストが到達し火炎温度を下げるため、他の場合に比べて早くから燃料表面への熱流入が抑制される。その後もミストが燃料表面付近の火炎温度を下げていき、最終的には熱流入は完全に抑制され消炎に至っている。なお、熱流入が減少している途中で一度増加しているのは、ミストが連続的に火元に到達しているわけではないことを示している。 $w=2.9$ の場合では、 $w=1.9$ よりはやや遅れるが、燃料表面への熱流入が抑制されていき、最終的には消炎に至っている。 $w=3.9$ では、ミストが火元に到達するまでの時間が他の場合に比べて遅い。また、火元に届くミストも少量で連続的ではないので、いったん熱流入は抑えられ消炎に向かうが、ミストの量が足りず、完全に消火できずに再び燃料表面への熱流入は増加する。この様子について詳しくは後述する。

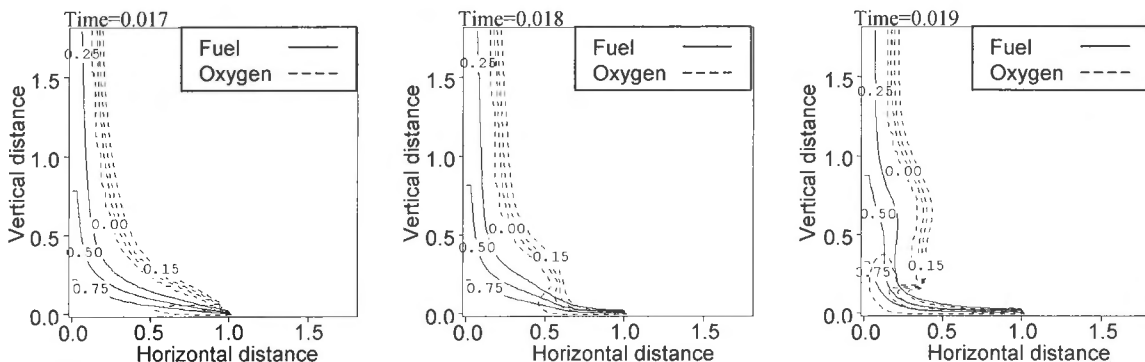
次にミストによる消炎の様子を図 10 より見てみる。まず側面よりミストが火元に到達し、火炎基部の熱を奪い始

める。保炎機能を持つプール外縁付近の火炎が消されることにより、火炎基部は燃料表面から徐々に上方へ離れていく。その後もミストは火炎中心軸付近まで燃料表面近くに入り込んでいき、最終的には完全に火炎から燃料表面への熱流入を抑制している。基部が消炎して浮き上がった火炎の下面は、プール幅の半分ほどの幅まで縮小していることに注意したい。これは、元々火炎が浮力によって集中流を作っていることに加えて、ミストの動きが、この流れを加速する方向に作用している結果であるが、このことが消炎を完全なものにするのに重要な要素になっている。火炎基部を貫通するミストは、酸素も一緒に運搬する。そのため、浮き上がり火炎の下側には酸素と燃料蒸気の混合気体が形成される。 $w=2.9$ の場合のように火炎基部に到達するミストの量が多いときには、ミストの経路の温度は十分に低下しているが、 $w=3.9$ の場合のように火炎基部に到達するミストが少ないと、基部が消炎しても、温度が高いレベルにある。そのため、火炎が浮力によって上昇する速度よりも速く、浮き上がり火炎の下側にある混合気体層に火炎伝播することができる(図 11 参照)。しかし、元々プール液面の近くの温度は低いので、さらに横に火炎が広がっていくことはできない。燃料蒸気が周囲の空気と混合するには長い時間が必要である。プール外縁近くの火炎基部だけが消炎された場合には、周囲空気との混合時間が短くなるので、最着火の可能性が増す。本計算では軸対称な 2 次元流れを考えているので、ミストによる火炎基部の消炎は完全な消炎につながりやすいが、3 次元的な状況ではプール外縁近くの火炎基部が部分的に残る可能性が高く、そこに残った火炎からプール全体が火炎に包まれる状況に入りやすい。

本計算結果からわかるように、火炎との干渉においてミストが酸欠状態を作って消炎を引き起こす効果はあまり期待できない。ミストのダウンバーストを特徴付ける渦形成過程では、周囲の空気を取り込んで運動量を与え、ミストと酸素と一緒に移動する流れを作るから、もし、ミストの蒸発による冷却効果(図 1 の冷却線の傾きの増大)が、ミストと一緒に運ばれてきた酸素の供給(空気の吹きつけ)による燃焼促進効果(図 1 の発熱量線の上昇)よりも小さくなる場合には、逆に燃焼を促進する(火をおこす)結果になる。しかも、ミストの火炎基部への接近速度が大きいときには、接近速度に対応して酸素供給による燃焼促進効果が増大するのに対して、液滴が反応帯内に滞在する時間は短くなるので、ダウンバーストが強すぎても火炎基部を消炎させるのに不適切であることが知れる。すなわち、火炎全体を完全に吹き飛ばすような強い気流を当てる場合(この場合はもはやミストの存在は意味がない)を除いて、ミストの潜熱冷却による拡散火炎基部の消火を有効に達成するには、ミストの火炎基部への接近速度に対しても適切な条件があることがわかる。

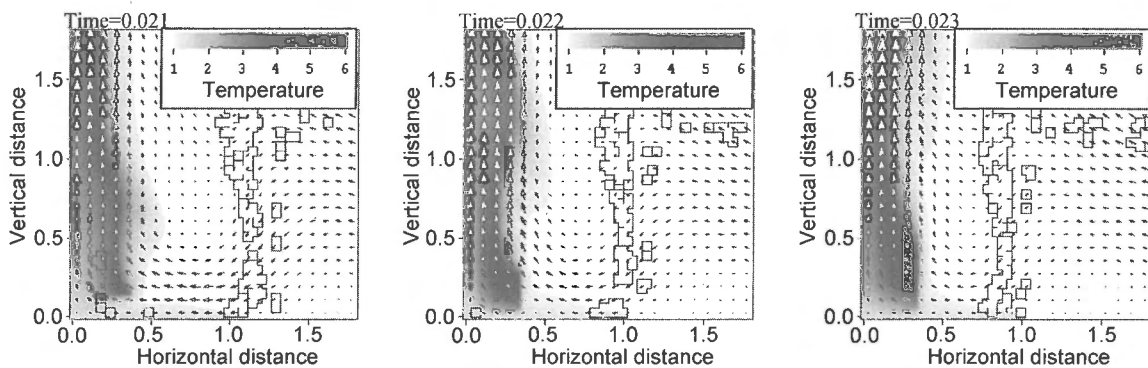


(a) Temperature, velocity vector and mist distribution

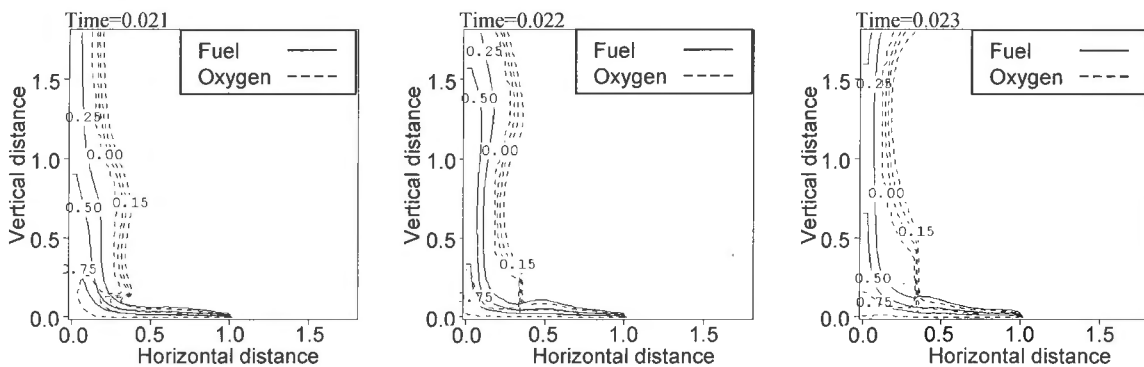


(b) Fuel mass fraction and oxygen mass fraction

Fig. 10 Time evolution of gas phase properties ($w=2.9$).



(a) Temperature, velocity vector and mist distribution



(b) Fuel mass fraction and oxygen mass fraction

Fig. 11 Time evolution of gas phase properties ($w=3.9$).

4. 結言

本研究では, ミスト群を落下させた場合の, 引き起こされる流れとミストの挙動を計算した. また, プール火炎の存在する流れ場において, 火炎による上昇流の影響を避けるために, 火炎中心軸より離れたところからミスト粒子ひとつおよびミスト群を落下させ, ミストの挙動と消火に対する寄与について調べた. その結果以下のことが明らかになった.

1. ミスト群を落下させた場合, 粒子からの力を受けて粒子群内の空気が加速され, 粒子群の側面に渦が形成される. この渦によって, ミストは外側に巻き上げられるものと中心軸付近を落下していくものに分けられる. さらに中心軸付近を落下するものは再び側面に渦を作り, 以後これを繰り返す. また, 引き起こされた下降流が地面に当たることによって流れ場の様子は変わり, 周りへ発散していく流れとなる. その結果, 中心軸付近のミストは地面へ落下し, 巻き上げられたミストは発散流によって水平方向へ広がっていく.
2. 火炎が存在する流れ場においてミストひとつを落下させた場合, 火炎による自然対流の影響で, ミストは落下しながら火炎に向かっていく. また, 火元に到達する初期位置の範囲が存在する.
3. 火炎が存在する流れ場でミスト群を落下させた場合, 初期位置が火炎に近い場合は, ミストが直接火元に落下するか, 発散流によって水平方向から火元に到達し, 火炎温度を下げることによって消炎するが, 火炎から離れすぎると火元に到達するミストの量が減り, 消炎に至るほどの効果は得られない.
4. 今回の計算では消火効果は得られたが, ミスト群の大部分は消火に関わることなく地面に落下しているため, ミストの噴霧位置, 噴霧方法についてはさらに検討する必要がある. また, 今回の計算では, 特定の例に対してミストと火炎基部の干渉の仕方の様子を見るにとどまったが, 今後, ダウンバーストの特性に注意しながら, 粒子群のパラメータを変化させて, 適切条件の探求を行っていく必要がある.

本論文を完成するに際して独立行政法人消防研究所のフェロー齊藤直氏および佐宗祐子氏より有益な助言をいただいた. ここに記して謝意を表する.

References

1. Kunikawa, A., *Kuukichouwa eiseikougaku* (in Japanese) 70-12: 1093-1101 (1996).
2. Saito, Y., *Kasai* (in Japanese) 45-6: 17-20 (1995).
3. Fuss, S. P., Chen, E. F., Yang, W., Kee, R. J., Williams, B. A., Fleming, J. W., *Proc. of the Combustion Institute* 29: 361-368 (2002).
4. Ogawa, Y., *Proc. of JAFSE Annual Symposium 2002* (in Japanese): 56-59 (2002).
5. Saito, N., *Kasai* (in Japanese) 52-3: 5-8 (2002).
6. Takamori, S., Umemura, A., *Proc. 2001 Meeting of Japan Society of Fluid Mechanics* (in Japanese): 495-496 (2001).
7. Parasad, K., Patnaik, G., Kailasanath, K., *Fire Safety Journal* 37: 569-589 (2002).
8. Umemura, A., Takamori, S., Rattanawaraha, S., Kamiya, N., *JSME Trans. B* (in Japanese) 65-636: 73-80 (1998).
9. Ono, K., *Chisso-fuka-kuuki-wo-mochiita-bouka-gijutsu-kenkyukai-katsudou-kiroku* (in Japanese): 115-122 (2003).
10. Liao, C., *Chisso-fuka-kuuki-wo-mochiita-bouka-gijutsu-kenkyukai-katsudou-kiroku* (in Japanese): 99-114 (2003).
11. Fukuda, M., Kudo, Y., Ito, A., *Proc. of the Forty-first Symposium on Combustion* (in Japanese): 137-138 (2003).
12. Chiang, C. H., Raju, M. S., Sirignano, W. A., *Int. J. Heat Mass Transfer* 35-5: 1307-1324 (1992).
13. Shirube, N., Suzuki, M., Terasaka, H., Ishiguro, M., *Suuchiryutai-rikigaku* (in Japanese), Asakura-Shoten Co. Ltd., Tokyo (1994).
14. Akiyama, M., Aritomi, M., *Atarashii-kieki-nisouryuu-suuchikaiseki* (in Japanese), Corona Publishing Co. Ltd., Tokyo (2002).

Appendix

消火理論

簡単なモデルを考え、拡散火炎がウォーターミストによって消炎する条件を求める。図 11 にここで考える拡散火炎のモデルを示す。火炎帯の厚みを ℓ 、火炎帯から周囲空気までの距離を b とする。そして、火炎帯中の長さ ℓ の立方体を考える。この検査体積中に半径 r の水滴が数密度 n で存在し、液滴は動かないものとする。液滴が火炎に対して相対速度を持っている場合でも、同じサイズの液滴が連続的に来れば、同じ半径の静止液滴が留まっている場合と効果は同じと考えられる。また簡単のため、火炎帯の外側にあるミストの寄与は無視する。

火炎と周囲気体の間の熱伝達率を α とすると、

$$\alpha = \frac{k\lambda}{b} \tag{23}$$

と表現できる。ここに k は比例定数である。レイス数が 1 であるとすると物質伝達率 β は、

$$\beta = \frac{k\rho D}{b} = \frac{\alpha}{c_p} \tag{24}$$

となる。ミストが存在しないとき、定常状態では次式が成立する。

$$\ell^3 \rho \frac{dY_F}{dt} = \ell^2 \frac{\alpha}{c_p} (Y_{F0} - Y_F) - \ell^3 \sigma_F B \rho Y_F Y_O \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) = 0 \tag{25}$$

$$\ell^3 \rho \frac{dY_O}{dt} = \ell^2 \frac{\alpha}{c_p} (Y_{O0} - Y_O) - \ell^3 \sigma_O B \rho Y_F Y_O \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) = 0 \tag{26}$$

$$\ell^3 \rho c_p \frac{dT}{dt} = -\ell^2 \alpha (T_f - T_0) + \ell^3 H B \rho Y_F Y_O \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) = 0 \tag{27}$$

ここに添え字 $F, O, 0, f$ はそれぞれ燃料, 酸素, 空気の標準状態, 火炎を表す。また B は頻度係数を表す。ミストが存在するときには (27) 式は以下のようなになる。

$$-\ell^2 \alpha (T_f - T_0) + \ell^3 H B \rho Y_F Y_O \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) - 4\pi \ell^3 n L \rho r D \frac{c_p (T_f - T_B)}{L} = 0 \tag{28}$$

このときミスト半径の時間変化については以下のように考えている。

$$-\rho_l \frac{dr^2}{dt} = 2\rho D \frac{c_p (T_f - T_B)}{L} \tag{29}$$

液滴がない場合の定常解をベースにして液滴の効果を調べる。液滴が蒸発しきる前に温度が着火温度以下になる条件を探す。冷却効果は液滴半径が大きいほど強いので、液滴半径が変化しないときに消炎しなければ、液滴半径が変化

するときには当然消炎することはない。そこで、液滴半径を一定として消炎の十分条件を求める。ここで (28) 式を、 $\hat{T}=T/T_0$, $\hat{E}=E/RT_0$, $\hat{H}=H/c_p T_0$, $Da=\ell^2 B/D$ と無次元化すると以下の式ようになる。

$$\hat{H} Da Y_F Y_O \exp\left(-\frac{\hat{E}}{\hat{T}_f}\right) = k \frac{\ell}{b} (\hat{T}_f - 1) + 4\pi n r \ell^2 (\hat{T}_f - \hat{T}_B) \tag{30}$$

これによれば無次元量 $n r \ell^2$ が大きくなることにより熱損失量が大きくなるのがわかる。図 1 に拡散火炎部における発熱量と周囲への伝熱による熱損失量の関係を示す。定常な拡散火炎が存在できる条件は、2つの太実線が交わる F 点である。 $n r \ell^2$ が大きくなって熱損失量線の傾きが大きくなり、発熱量曲線に交わらなくなれば消炎することがわかる。また、単位体積当たり分散する水の総量が同じミストに対しては、 $n r^3 = \text{const} = C$ であるから、 $n r \propto C / r^2$ となつて、液滴径が小さいほど、強い消炎効果を持つことがわかる。

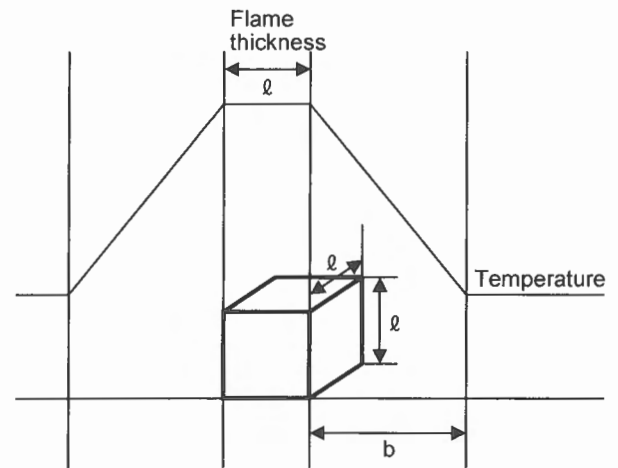


Fig. 12 Flame model.