散水中の木材クリブ燃焼の発熱速度と放射熱流束の関係に関する研究

A STUDY ON RELATION BETWEEN HEAT RELEASE RATE AND RADIATIVE
HEAT FLUX OF WOOD CRIB BURNING DURING WATER DISCHARGE

砂原 弘幸*, 石原 慶大**, 松山 賢***, 菅原 進一****, 森田 昌宏*****

*Hiroyuki SUNAHARA, Takahiro ISHIHARA, Ken MATSUYAMA,
Shin'ichi SUGAHARA and Masahiro MORITA*

Oxygen Consumption Calorimetric Method is generally used for measuring heat release rate (HRR) of combustible items. However, this method might have an uncertain result for gas concentration in case of during water discharged such as sprinkler.

In this study, we tried to find out an appropriate and simple method for measuring HRR during water discharged. A relation between HRR in free burning condition, which was calculated by mass loss rate, and radiative heat flux was obtained experimentally. The Mie theory was applied to estimate a radiative attenuation by the absorption of water droplet, because the radiative heat flux during water discharged needs to take it into account. As a result, the radiative attenuation calculated by the theory was verified by experimental data.

Keywords: Wood crib, Sprinkler, Heat release rate, Radiative heat flux, Water droplet, Mie scattering,

木材クリブ, スプリンクラー, 発熱速度, 放射熱流束, 水滴, ミー散乱

1. はじめに

多くの火災に対し、スプリンクラー設備に代表される水系消火設備は有効な消火抑制手段であると認識されており、奏功事例も多々報告されている¹⁾。その有効性の評価は、散水中の発熱速度の変化により行われることが最も的確であると考えられる。ところが散水中の発熱速度の予測については、Evansによる(1)式が唯一の式である²⁾。

$$\dot{Q}(t-t_{act}) = \dot{Q}(t_{act}) \cdot \exp\left\{-\frac{(t-t_{act})}{3.0(\dot{w})^{-1.85}}\right\} \quad (1)$$

ここで、 $\dot{Q}$: 発熱速度 (kW)、 t_{act} : スプリンクラー作動時刻 (s)、 t : t_{act} 以降の時刻 (s)、 $\dot{w}$: 散水密度 (mm/s) である。

(1)式は、散水障害が無く、散布水量が0.07mm/s (4.2L/min・m²) 以上の場合に適用可能であり、 $(t-t_{act})$ が常に正で指数関数部分は単調減少となる。したがって、例えば散水が十分ではないが発熱速度の上昇速度を緩慢にしている場合のように、増加傾向に対しては適用対象外となる欠点もある。このような知見の少なさは、実験に基づく散水時の燃焼発熱速度の測定事例が少ないことに起因する。

発熱速度の測定には多くの場合、酸素消費法または重量減少法が

用いられる。酸素消費法は燃焼物の上方に集煙フードを設け、燃焼ガスを採取し、燃焼生成ガスの分析結果から発熱速度を計算する方法である。しかし、散水を伴う場合、散水による気流の乱れと冷却のためガスサンプリングに遅れと乱れが生じ、条件によっては発熱速度の経時変化を得ることは困難となることが多い³⁾。また重量減少法では、散水を行った場合、重量減少速度が可燃物が吸収した水の重量の影響を受け、正確な発熱速度の値を求めることはできない。このように、従来一般的に用いられている方法では散水中の発熱速度を直接求めることが困難であるため、何らかの測定値からの間接的な推測であっても、できる限り簡便かつ精度の高い測定方法の提案が望まれる。本研究においては、スプリンクラーによる散水中の放射熱流束の測定値から発熱速度を推測する方法に関して検討と提案を行う。

放射熱流束は温度と同様に実験中に比較的簡便に測定可能な物理量の一つであり、放射熱流束から散水中の発熱速度が推測可能であれば、スプリンクラー設備の消火性能の定量的評価が可能となるだけでなく、今後開発されるであろう新規水系消火設備との定量的性能比較が可能となる。

* ヤマトプロテック/東京理科大学理工学研究科建築学専攻 修士(理学)

** ヤマトプロテック 修士(工学)

*** 東京理科大学総合研究機構火災科学研究センター 准教授・博士(工学)

**** 東京理科大学総合研究機構火災科学研究センター 教授・工博

***** 東京理科大学理学部数理情報科学科 教授・理博

Yamatoprotec Corp. & Dept. of Architecture, Graduate School of Science and Technology, Tokyo University of Science, M. Sci.

Yamatoprotec Corp., M. Eng.

Assoc. Prof., Center for Fire Science and Technology, Research Institute for Science and Technology, Tokyo University of Science, Dr. Eng.

Prof., Center for Fire Science and Technology, Research Institute for Science and Technology, Tokyo University of Science, Dr. Eng.

Prof., Dept. of Mathematical Information Science, Faculty Science Division 1, Tokyo University of Science, Dr. Sci.

2. 本研究の概要

本稿では、散水を伴わず燃焼のみを行う実験を「自由燃焼実験」、燃焼物に散水を行う実験を「消火実験」、燃焼を伴わず散水のみを行う実験を「散水実験」と定義する。

本研究では燃焼物を0.9m角木材クリブとし、最初に、自由燃焼実験時の重量減少法にて測定した発熱速度と放射熱流束の関係式を求める。その時、天井とクリブ上面の距離による燃焼速度の影響を調べる。次に、放射熱流束から逆算した重量減少量と、燃え残り重量から算出した重量減少量との関係を求める。その結果、これらの量には比例関係が見られる。この関係をスプリンクラーの水滴による放射熱流束の減衰によるものと仮定し、Mie理論を適用してその減衰を求めた結果、良い精度で一致している。

3. 自由燃焼実験時の放射熱流束

最初に自由燃焼実験の際の発熱速度と放射熱流束の関係求めた。

3.1. 自由燃焼実験概要

自由燃焼実験では、天井高さが燃焼に影響を及ぼすかどうか示すために、図1の概要図にあるように天井高さは2.7mまたは5.0mとし、前者の場合にはクリブ高さ調節台を床上0、0.5、および1mの高さに設定して実験を行った。

表1に示すように、クリブは6、9、および12段の3通りとし、使用した測定器等は表2に示す。実験中の放射計とロードセルの計測データは、横河電機製WE7000を用いて、サンプリング周期を1Hzとした。実験条件は表3に示す通りである。

図1 自由燃焼実験の概要

表1 木材クリブ仕様

段 数	6段	9段	12段
材 質	杉（サイズ30×40×900mm）		
含水率	8～12%		
本数、重量	58本（約24kg）	86本（約36kg）	114本（約47kg）
着火用火皿	φ120mm 中央に設置 ヘブタン100ml 火皿上端～クリブ下端が100mmとした		

表2 測定装置

測定項目	測定器	メーカー	型番	測定レンジ等
放射受熱量	放射計	東京精工	RE-Ⅲ	0～9kW/m ²
重 量	ロードセル	共和電業	LUB-50KB	50kg×4台
	台はかり	島津製作所	EB-32KDVW	0～32kg
木材含水率	木材水分計	ケット	MT-8S	4～30%

なお、RE-Ⅲ型放射計は、白金ブラックを塗布したサーモパイルを受熱素子としており、測定環境に対する温度補償機能を備えている。窓フィルタには有効透過が広範（0.5～27μm）な臭化タリウムと塩化タリウムの混合物を使用している。

表3 実験条件および火災成長係数αと最大発熱速度

実験番号	天井高さ	段 数	台高さ	α [kW/s ²]	最大発熱速度[kW]
F1	2.7m	6	0.0m	0.0078	885.5
F2				0.0059	811.9
F3				0.0083	878.7
F4			0.5m	0.0057	819.2
F5				0.0039	762.6
F6			1.0m	0.0090	870.3
F7	5.0m		0.0m	0.0098	832.5
F8				0.0098	894.1
F9	2.7m	9	0.0m	0.0177	1299.9
F10			0.5m	0.0153	1308.0
F11				0.0135	1413.2
F12			1.0m	0.0149	1433.8
F13				0.0150	1387.3
F14	5.0m		0.0m	0.0183	1411.7
F15	2.7m	12	0.0m	0.0186	1728.3
F16				0.0225	1770.2
F17			0.5m	0.0232	1786.3
F18				0.0184	1731.8
F19			1.0m	0.0273	1854.2
F20	5.0m		0.0m	0.0248	1859.8

3.2. 実験結果

3.2.1. 火災成長係数αと台高さの関係

液体燃料では、天井高さが低くなると発熱速度の最大値が増加し、それに至る時間も早くなることが指摘されている⁴⁾。本研究では固体燃料であるため、これらと同様な傾向があるか、クリブ～天井間の距離と火災成長係数αや最大発熱速度との関係求めた。

図2に例示するように、火災成長期における発熱速度は、 $Q(t)=\alpha(t-t_0)^2$ の形にフィッティングさせた。なお、αの計算には最小二乗法を用いた（付録A参照）。木材の単位重量当たりの発熱量は、17.76kJ/gを使用した⁵⁾。

図2 発熱速度フィッティング例

各実験におけるαを表3に、段数とαの関係、および台高さαの関係を図3および図4にそれぞれ示す。

図3からは、クリブ段数とαの間には、台高さすなわち天井との

距離によらず強い相関が見られるものの、図4からは天井との距離と α の間には相関が見られないことが確認できる。したがって、段数に対しては強い依存性があるが、クリブと天井間の距離に対して依存性は見られないことが分かった。

同様に、最大発熱速度についても、図5および図6に示す通り、段数に対し強い依存性を持つものの、クリブ台高さ、つまり天井とクリブ間の距離に対して依存性は確認できなかった。

以上の結果から、火災成長係数と最大発熱速度はクリブと天井間の距離には依存せず、段数のみに依存することが分かった。したがって、以後では天井とクリブの間の距離は、火源に対して影響を与えないとした。

図3 クリブ段数と α の関係

図4 クリブ上面と天井面の距離と α の関係 (天井高2.7m)

図5 クリブ段数と最大発熱速度

図6 クリブ上面と天井面の距離と最大発熱速度 (天井高2.7m)

3.2.2. 発熱速度と放射熱流束の関係

燃焼に伴う放射熱流束に関しては、発熱速度と累乗関係があると報告されている⁶⁾。本研究の火災模型においても、放射熱流束は発熱速度と一定の関係が存在していると仮定し、それぞれの段数に応じて発熱速度 $\dot{Q}$ (kW)と放射熱流束 q' (W/m²)の関係を求めた。

図7 6段クリブの発熱速度と放射熱流束の関係

図8 9段クリブの発熱速度と放射熱流束の関係

図9 12段クリブの発熱速度と放射熱流束の関係

実験から発熱速度と放射熱流束について累乗関係の結果を得た。しかし、図9において見られるように、12段クリブにおいては多少の誤差が見られるが、影響ないと考えた。そこで、既往の研究^{6),7)}を踏襲し放射熱流束と発熱速度の間の実験式を、(2)～(4)式に示す。

$$[6\text{段}] \quad q' = 2.860 \times 10^{-1} \cdot \dot{Q}^{\frac{6}{5}} \quad (2)$$

$$[9\text{段}] \quad q' = 8.070 \times 10^{-2} \cdot \dot{Q}^{\frac{7}{5}} \quad (3)$$

$$[12\text{段}] \quad q' = 1.961 \times 10^{-2} \cdot \dot{Q}^{\frac{8}{5}} \quad (4)$$

段数の増加に伴い、次数は増加、係数は減少傾向となった。これは、木材クリブの場合、発熱速度が低い燃焼初期はクリブ中心部での燃焼が支配的であるためと考えられる。つまり、段数が増えるほど外縁部の未燃焼木材により、燃焼初期の放射が十分に外部に伝わらず、発熱速度が低い段階の放射熱流束が低くなってしまったため、傾きが大きくなってしまったことが原因であると推察される。

これらの実験式と、簡易式である(5)式⁸⁾の比較結果を図10に示す。

ただし、 χ_f は発熱速度のうち放射成分の割合で本研究では1/3とした⁹⁾。 R は火源からの距離である。

$$q' = \chi_f \cdot \dot{Q} / 4\pi R^2 \times 1000 \tag{5}$$

図10 実験式と簡易式の比較

(2)～(5)式は、概ね400kW以上の熱速度が大きい領域では、大きな差は無かった。逆に、発熱速度が低い領域では、段数が多くなるに従い放射熱流束は減少しており、(5)式は低発熱速度領域で最も大きな値となる6段の実験式よりも更に大きな値となった。このことは、(5)式は火炎からの放射熱流束が指向性無く全立体角に一様に放出されることを仮定⁹⁾しているため、前述したとおり段数が増えるほど外縁部の木材のため燃焼初期の放射が十分に外部に伝わらないと考えることができる。

4. 放水中の発熱速度と放射熱流束の関係

自由燃焼実験での放射熱流束と発熱速度との関係式が、スプリンクラーの散水を行った実験にも適用できるか否かを検討した。

4.1. 消火実験概要

消火実験には、自由燃焼実験時と同様に、6、9、および12段クリップを使用した。自由燃焼実験においては、クリップと天井間の距離は燃焼に影響を与えないとしたため、天井高さは図11に示すように、2.7mに固定した。図12に示すように、クリップ中心から2.1mの位置にスプリンクラーヘッド（感度種別1種）を設置した。この位置では木材クリップ全体が有効散水半径（2.6m）の範囲内である。

実験条件は表4の通りとし、放水開始のタイミングはそれぞれのクリップ段数における最大発熱速度の1/3、2/3、および1倍程度を目安とし、6段のみ1/2を追加した。

図11 消火実験概要（断面図）

図12 消火実験概要（平面図）

表4 消火実験の実験条件と重量減少

実験番号	クリップ段数	散水タイミング*	散水中の重量減少 [kg]
E1	6	1/3 $\dot{Q}_{max}$	0.469
E2		1/2 $\dot{Q}_{max}$	1.223
E3		2/3 $\dot{Q}_{max}$	3.058
E4		$\dot{Q}_{max}$	5.079
E5	9	1/3 $\dot{Q}_{max}$	21.011
E6		2/3 $\dot{Q}_{max}$	21.513
E7		$\dot{Q}_{max}$	16.180
E8	12	1/3 $\dot{Q}_{max}$	33.127
E9		2/3 $\dot{Q}_{max}$	33.628
E10		$\dot{Q}_{max}$	21.997

* $\dot{Q}_{max}$ はそれぞれの段数におけるおおよその発熱速度最大値を示す。

4.2. 散水中の重量減少の測定方法

木材クリップの消火実験では、散水中にクリップ自身が水を吸収するため、ロードセルでの重量減少を測定することができない。しかし、散水開始前までの重量減少はロードセルにより得られ、消火実験による重量減少は実験前の木材の総重量と実験終了後の燃え残り重量との差によって得られる。

以上をまとめると、散水中の重量減少は次のように考えられる。

(散水中の重量減少)
＝ (消火実験による重量減少) － (散水開始前までの重量減少)

なお、実験終了直後の燃え残りは多量の水を含んでいるため、6ヶ月以上屋内にて自然乾燥させた上で、含水率を実験前の含水率と同程度に調整して測定した。測定によって得られた散水中の重量減少を表4に示す。

4.3. 実験結果

3.2.2で得られた発熱速度と放射熱流束の関係式(2)～(4)を用い、散水中の放射測定値から散水中の発熱速度が得られる。この発熱速度から散水中の重量減少 Δm_{rad} を算出する。図13に実際の散水中の重量減少 Δm_{act} との比較を示す。

両者は関係は、段数に依存せず、全体として直線性もありばらつきも小さい。回帰直線からは、 Δm_{rad} の方がおおむね18%程度低い値となった。これは放射吸収量に換算して13.6%分の吸収に相当する（付録B参照）。段数に依存しないことから、本研究における放射吸収量は発熱速度に依存しないと推測され、放水中の放射熱流束に対してこの低下分を補正し、改めて発熱速度を計算すれば、放水中の発熱速度を得ることができると考えられる。

図13 放射熱流束から計算した放水中の重量変化

上記の手順によって計算した発熱速度を、重量減少法によって計算した自由燃焼実験時（実験F3、F9、F16）の発熱速度と共に図14～図16に示す。

図14 6段クリブ 消火実験中の発熱速度推測値

図15 9段クリブ 消火実験中の発熱速度推測値

図16 12段クリブ 消火実験中の発熱速度推測値

以上の方法は、散水中の放射減衰率が得られている（本研究では重量減少の比較による）場合に使用可能な方法であるが、一般的には前もって放射減衰率を得ることは困難である。しかし、散水状況から放射減衰率を見積もることができれば、散水分布測定結果と実験時の放射熱流束の測定値から、散水中の発熱速度を計算することが可能となる。散水中の放射熱流束の減衰の理由の一つとして、スプリンクラーの水滴による放射吸収が考えられる。水 droplet による放射吸収に関する検討を次で行う。

5. 水滴による放射吸収の見積もり

前述より、スプリンクラー（以下、SP）による木材クリブの消火実験時に放射熱流束が13.6%減衰することが分かった。これは、SPの水滴によって放射熱流束が減衰しているものと考えられる。本章ではMie理論を用いて、水滴による放射熱流束の吸収に関する検討を行う。

5.1. SP散水による空間中の水滴密度

水滴による放射熱流束の吸収を考える場合、放射計と火炎との間の水滴密度が重要となる。本研究では、水滴半径を $400\mu\text{m}$ 、水滴粒子速度 v を 4m/s と仮定し¹⁰⁾、散布水量の測定値を元に水滴密度を計算する。なお、SPヘッドから散布される水滴は、緩やかな放物線状の軌跡を描いて飛散するが、本研究では簡単のために、SPヘッドから直線状に飛散するものとモデル化する。

クリブ上面の中心を原点とし、SPヘッドまでの水平距離を Y 、高さを Z とする（図17）。火源から放射計に向かう方向を x 軸、位置 x における散布水量を $D(x)$ とする（図18）。

図17 モデル化した水滴の軌跡（断面図）

図18 モデル化した水滴の軌跡（平面図）

このとき、水滴粒子の速度を v 、半径を a とすると、位置 x における単位体積あたりの密度 $n(x)$ は、次式から得られる。

$$n(x) = \frac{3D(x)\sqrt{x^2 + Y^2 + Z^2}}{4\pi a^3 v Z} \quad (6)$$

実際に散布水量 $D(x)$ を測定した結果を図19に、(6)式を用いて計算した水滴密度を図20にそれぞれ示す。

散布水量、水滴密度ともに段数によってそれほどの変化はなかった。以後の利便性を考え、水滴密度に関しては、段数によらず図20に示す平均値で代表するものとする。

図19 x軸（クリブ～放射計方向）の散布水量

図20 x軸（クリブ～放射計方向）上の水滴密度

5.2. 単一水滴による散乱と吸収の計算

まず、単一的水滴による放射の散乱・吸収について検討する。均一媒質内における均一な球による電磁波の散乱・吸収については、MieによってMaxwell方程式を解析的に解いた研究が知られており、一般的にMie散乱と呼ばれている¹¹⁾。水滴による散乱断面積と吸収断面積およびそれらの和である消散断面積をそれぞれ水滴の断面積で割った散乱効率、吸収効率、および消散効率（それぞれ Q_{sca} 、 Q_{abs} 、および Q_{ext} とおく）は、(7)～(9)式で求められる¹²⁾。

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot (a_n a_n^* + b_n b_n^*) \quad (7)$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \text{Re}(a_n + b_n) \quad (8)$$

$$Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs} \quad (9)$$

ただし、 a_n^* および b_n^* は、それぞれ a_n および b_n の複素共役である。 x はサイズパラメータであり、波長を λ 、水滴半径を a とおくと、 $x = 2\pi a / \lambda$ で与えられる。 a_n と b_n の値は、次の(10)～(11)式で得られる。

$$a_n = \frac{m \psi_n(mx) \psi_n'(x) - \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{m \psi_n(mx) \xi_n'(x) - \xi_n(x) \psi_n'(mx)} \quad (10)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx) \psi_n'(x) - m \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{\psi_n(mx) \xi_n'(x) - m \xi_n(x) \psi_n'(mx)} \quad (11)$$

$\psi_n(z)$ と $\xi_n(z)$ はリカッチーベッセル関数であり、球ベッセル関数 $j_n(z)$ と第1種球ハンケル関数 $h_n^{(1)}(z)$ を用いて次のように表される。

$$\psi_n(z) = z \cdot j_n(z) \quad , \quad \xi_n(z) = z \cdot h_n^{(1)}(z) \quad (12)$$

m は水の屈折率であり、吸収を考慮する場合は複素数であり（ $m = n + ik$ ）、実部・虚部共に波長によって値が異なる。本研究ではHaleらによって示された値を使用した¹³⁾。水滴半径を $400 \mu\text{m}$ と仮定¹⁰⁾し、計算によって得られた散乱効率、吸収効率、および消散効率の値を図21に示す。

図21 散乱・消散・吸収効率の波長依存性

5.3. 水滴群による散乱と吸収の計算

前記の検討は、単一的水滴による散乱・消散・吸収に関するものであった。しかし、実験において観測される放射減衰は、付録Cに示すようなスペクトル分布を持つ放射が、多数の水滴群によって散乱・吸収された結果となるはずである。そこで、5.1および5.2の結果を利用して水滴群に適用することを試みる。

本研究で仮定した水滴半径は $400 \mu\text{m}$ であり、図20に示した水滴密度の最大値（ $1.11 \times 10^5 \text{個}/\text{m}^3$ ）においても高々 $2.7 \times 10^{-8} \%$ の体積を占めるに過ぎない。水滴粒子間の距離が波長に比べて十分大きい場合は、それぞれの水滴によって散乱された光はコヒーレントではない¹⁴⁾。したがって、以下では散乱光同士の干渉は無視できると考える。空間中の黒体放射が無視できる場合、散乱を考慮した放射の伝達方程式は、散乱角を図22、方位角を図23で定義すると、(13)式になる^{15),16)}。

図22 散乱角の定義

図23 方位角の定義

$$\begin{aligned} & \mu \frac{dI_\lambda(x, \mu, \phi)}{dx} + a_{\lambda, ext} I_\lambda(x, \mu, \phi) \\ &= \frac{a_{\lambda, sca}}{4\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') \cdot I_\lambda(x, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (13)$$

ただし、各変数は次の通りである。

x	位置
μ, μ'	入射光および散乱光がx軸となす角度の余弦
ϕ, ϕ'	入射光および散乱光の方位角
I_λ	波長 λ の放射強度
$n(x)$	位置 x における水滴密度
a	水滴半径
$a_{\lambda, ext}$	波長 λ の消散係数。 $a_{\lambda, ext} = n(x) \cdot \pi a^2 \cdot Q_{ext}$
$a_{\lambda, sca}$	波長 λ の散乱係数。 $a_{\lambda, sca} = n(x) \cdot \pi a^2 \cdot Q_{sca}$
$P(\mu, \phi, \mu', \phi')$	(μ, ϕ) の入射方向から (μ', ϕ') の方向に散乱する場合の位相関数

(13)式に2流束モデルを適用し、 $0 \leq \mu \leq 1$ の成分を持つ I_λ を I_λ^+ 、 $-1 \leq \mu \leq 0$ の成分を持つ I_λ を I_λ^- とする。方位角方向に対しては対称であることを利用して ϕ' に関する積分を実行し、得られた式に μ に関する積分を作用させると(14)および(15)式が得られる¹⁶⁾。

$$\frac{1}{2} \frac{dI_\lambda^+}{dx} = -(a_{\lambda,ext} - a_{\lambda,sca} + a_{\lambda,sca} \cdot B) I_\lambda^+ + a_{\lambda,sca} \cdot B \cdot I_\lambda^- \quad (14)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dI_\lambda^-}{dx} = -(a_{\lambda,ext} - a_{\lambda,sca} + a_{\lambda,sca} \cdot B) I_\lambda^- + a_{\lambda,sca} \cdot B \cdot I_\lambda^+ \quad (15)$$

ここで B は、 $\bar{P}_0$ をMie散乱の計算にて得られる位相関数として、次の式で定義される量である¹⁶⁾。具体的な値は付録Dに示した。

$$B = \int_{\mu=0}^1 \int_{\mu'=-1}^0 \int_{\mu_d=\mu_{d,0}}^{\mu_{d,\pi}} \frac{1}{2\pi} \bar{P}_0(\cos^{-1} \mu_d) \cdot d\mu_d d\mu' d\mu \quad (16)$$

$$\sqrt{(1-\mu^2)(1-\mu'^2)} - (\mu_d - \mu\mu')$$

ただし、 $\mu_{d,0} \equiv \mu\mu' + \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu'^2}$ 、 $\mu_{d,\pi} \equiv \mu\mu' - \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu'^2}$ である。

付録Eに示したとおり、本研究のようなサイズパラメータの領域では前方散乱が非常に鋭いピークを持っており、その場合 B の値は0に漸近する。実験において観測される放射強度は I^+ であるので、(14)式に $B=0$ を適用すると、

$$\frac{1}{2} \frac{dI_\lambda^+}{dx} = -(a_{\lambda,ext} - a_{\lambda,sca}) I_\lambda^+$$

を得る。(8)式より、 $a_{\lambda,ext} = a_{\lambda,sca} + a_{\lambda,abs}$ であるから

$$\frac{1}{2} \frac{dI_\lambda^+}{dx} = -a_{\lambda,abs} I_\lambda^+ = n(x) \cdot \pi a^2 \cdot Q_{abs} \cdot I_\lambda^+ \quad (17)$$

となる。したがって、(17)式に5.1で得られた水滴密度 n と、5.2で得られた吸収効率 Q_{abs} を代入して計算を行うと波長ごとの x 方向に対する放射強度($I_\lambda^+(x)$)が計算可能となる。この計算結果と燃焼時のスペクトル分布の内積によって、観測される放射の減衰分が(18)式で計算できる。

$$I^+(x) = \int \bar{e}(\lambda) \times I_\lambda^+(x) d\lambda \quad (18)$$

(ただし、 $\bar{e}(\lambda)$ は規格化されたスペクトル分布とする。)

本研究では、 x 方向に対する微分方程式の計算方法にRunge-Kutta法を適用し、中間点における水滴密度は、5.1の測定値に対して3次のスプライン計算¹⁷⁾を行って得た値を用いる。その結果、図24に示すように、12.8%の減衰が水滴による吸収によって説明できることが分かった。実験において観測された放射熱流束の減衰は13.6%であり、非常に良く一致することから、本研究における実験で測定した放射減衰は、水滴の吸収による減衰であると言える。

図24 距離に対する放射強度の変化

6. まとめ

木材クリブに対してSPを散水した場合の発熱速度測定方法に関して、燃焼後の乾燥重量の変化を基準として評価を行った。その結果、本研究の条件においては、次のことが分かった。

- (1) 本研究における条件では、クリブの燃焼と天井との距離に相関は無く、段数にのみ依存する。
- (2) 発熱速度と放射熱流束との間に累乗関数形式の実験式が得られた。
- (3) SP散水中の発熱速度について、放射熱流束から発熱速度を推測した場合、実際の重量減少と比較し、約18%減衰した値が得られた。これは放射減衰分に換算すると、13.6%に相当する。
- (4) 水滴による放射の吸収分を、Mie理論を用いて計算したところ、本実験の散水分布条件では12.8%が減衰することが分かり、散水中の放射減衰分をよく説明できた。

したがって本論文においては、散水中の放射熱流束を測定し、散水分布から得られた空間中の水滴密度を元に減衰分を補正すれば、散水中の発熱速度を得ることが可能と考えた。

本研究において散水分布条件 (=空間中の水滴密度条件) は1通りであったが、他の散水分布条件でも同様な手法を適用できる可能性がある。ただしクリブサイズも含め、燃焼物が異なる場合については、改めて発熱速度と放射熱流束の関係を確認する必要がある。

今後の課題としては、他の水滴密度の分布条件においても、同様にMie理論を用いて放射減衰量を求めることができるか実験が必要である。その後、それらの散水条件での消火実験より得られる放射減衰量を用い、同様な評価が可能か、検証が必要であろう。また、本研究では水滴の吸収のみで放射吸収分がほぼ説明できたが、煙・すす等の影響を考慮すべき可燃物についても今後の課題である。

謝辞

本研究の一部は、平成17年度、18年度 文部科学省 科学研究費補助金「火災成長期における天井流の火炎長の理論的研究と実験的検証」により行われたものである。

参考文献

- 1) たとえば、山下誠治、塩谷暢生：我が国のスプリンクラーの消火効果について、火災、Vol.44, No.5, P.35, 1994
- 2) Evans, D.D. : Sprinkler Fire Suppression Algorithm for HAZARD, NISTIR 5254, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1993
- 3) 総務省消防庁予防課：防火対象物の総合防火安全評価基準のあり方検討会報告書（平成15年度）、2004
- 4) 土橋常登他：建物空間における初期火災拡大性状の予測、GBRC, Vol.30, 122号, P.37, 2005
- 5) Huggett, C. : Estimation of Rate of Heat Release by Means of Oxygen Consumption Measurements, Fire and Materials, Vol.4, No.2, P.61, 1980
- 6) 長谷見雄二、徳永太造：乱流拡散火炎の巨視的性状のモデル化、日本火災学会論文集, Vol.50, No.1, pp.9~17, 1983
- 7) 岡泰資他：トンネル火災時の輻射環境の推定法、地下空間シンポジウム論文・報告集, 第11巻, pp.61~70, 2005
- 8) 田中哮義：改訂版 建築火災安全工学入門、日本建築センター、2002
- 9) 新谷祐介他：熱のフィードバック効果を考慮した延焼拡大モデル、日本建築学会環境系論文集, Vol.74, No.641, pp.759~766, 2009.7
- 10) 浅見高志：平成6年度日本火災学会研究発表会概要集, P.56, 1994

- 11) 柴田清孝：光の気象学，朝倉書店，1999
- 12) Bohren, C.F. and Huffman, D.R. : Absorption and Scattering of Light by Small Particles, Wiley-VCH, 1998
- 13) Hale, G.H. and Querry, M.R. : Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-μm Wavelength Region, Applied Optics, Vol.12, No.3 555p., 1973
- 14) Born, M. and Wolf, E. 著 草川徹訳：光学の原理Ⅲ，東海大学出版会，2006
- 15) Ozisik, M. : Radiative Transfer and interactions with conduction and convection, Wiley, 1973
- 16) Yang, W., et al. : The interaction of thermal radiation and water mist in fire suppression, Fire Safety Journal, Vol.39, Issue 1, pp.41～66, 2004
- 17) 鈴木誠道、他：現代数値計算法，オーム社，1994

付録A

実験によって得られた発熱速度 $\dot{Q}(t)$ と時間 t から、 $\dot{Q}(t) = \alpha(t - t_0)^2$ の式で最小二乗法を用いて定数 α 、 t_0 を求める。

時刻 $t = \{t_i | i=1, 2, 3, \dots, n\}$ に沿った時系列実験データが $\dot{Q}(t) = \{\dot{Q}_i | i=1, 2, 3, \dots, n\}$ で示されており、 $\dot{Q}(t) = \alpha(t - t_0)^2$ の形でフィッティングできるとする。実験による $\dot{Q}_i$ の残差を δ_i とすると、

$$\dot{Q}_i = \alpha(t_i - t_0)^2 + \delta_i \quad (\text{A-1})$$

が成立する。(A-1)式はパラメーター α および t_0 を決定するため、最小二乗法により

$$\Delta \equiv \sum_{i=1}^n \delta_i^2 = \sum_{i=1}^n [\dot{Q}_i - \alpha(t_i - t_0)^2]^2 \quad (\text{A-2})$$

とし、次の2式を満たすことが条件である。

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial \Delta}{\partial t_0} = 0 \quad (\text{A-3})$$

(A-3)式を α について解くと、次の2式が得られる。

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i (t_i - t_0)^2}{\sum_{i=1}^n (t_i - t_0)^4} \quad (\text{A-4})$$

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i (t_i - t_0)}{\sum_{i=1}^n (t_i - t_0)^3}$$

(A-4)式から α を消去し t_0 を求め、得られた t_0 を(A-4)式に代入することにより、 α が計算される。

付録B

消火実験において得られた散水中の重量減少から放射減衰分を逆算するとき、次の関係を用いて計算した。

本研究において、自由燃焼実験時の放射 q' と発熱速度 $\dot{Q}$ の関係は次のようにモデル化した (α と β はクリブ段数ごとに異なる定数)。

$$q' = \alpha \cdot \dot{Q}^\beta \quad (\text{B-1})$$

消火実験中の放射と発熱速度を q'_w と $\dot{Q}_w$ とし、消火実験時の放射減衰率を γ とおくと、(B-1)式は次のように書き直せる。

$$q'_w = (1 - \gamma) \cdot \alpha \cdot \dot{Q}_w^\beta \quad (\text{B-2})$$

散水中の重量減少 Δm_{act} は発熱速度の積分値(=総発熱量)に比例するから、比例係数を $1/c$ (c =重量あたりの発熱量)として

$$\Delta m_{act} = \frac{1}{c} \int \dot{Q}_w dt = \left(\frac{1}{1 - \gamma} \right)^\beta \cdot \frac{1}{c} \int \left(\frac{q'_w}{\alpha} \right)^\beta dt \quad (\text{B-3})$$

となる。しかし、4.3節において放射から計算した消火実験中の重量減少である Δm_{rad} は、(B-1)式を用いたものであるから、

$$\Delta m_{rad} = \frac{1}{c} \int \left(\frac{q'_w}{\alpha} \right)^\beta dt \quad (\text{B-4})$$

である。(B-3)式と(B-4)式を各辺割り算して次式を得る。

$$\Delta m_{rad} / \Delta m_{act} = (1 - \gamma)^\beta \quad (\text{B-5})$$

本実験においては(B-5)式の右辺が0.820であり、 β はクリブ段数によって異なる。計算の結果、 γ は6段クリブで15.2%、9段クリブで13.2%、12段で12.4%となり、平均は13.6%となった。

付録C

木材クリブの燃焼の際の放射スペクトルに関しては、下記の実験及び解析を行った結果を用いた。

(1) 実験装置

燃焼物としては6段クリブを用いた。仕様は本文中の表1と同じである。放射スペクトルを測定するための分光分析器はCI SYSTEMS社製SR5000を使用した。分光分析器の焦点は、燃焼初期から末期まで火炎を確認できるように、クリブ上面から0.2mの高さに設定した。

図C-1 実験装置

(2) スペクトル測定結果とその解析

クリブ燃焼は発熱速度が時間によって変化するため、放射強度も時間によって変化する。実験によって測定されたスペクトルを、図C-2に示す。

図C-2 スペクトルの時間変化

このスペクトルを、扱いやすいよう(C-1)式に示すように、観測波長全域の積分値を用いて規格化し、燃焼中の時間平均をとった。

$$e(\lambda, t) = E(\lambda, t) / \int E(\lambda', t) d\lambda' \quad (\text{C-1})$$

$$\bar{e}(\lambda) = \sum_{i=1}^n e(\lambda, t_i) / n$$

ここで λ を波長とし、 t を時間とすると、 $E(\lambda, t)$ は観測されたスペクトル、 $\bar{e}(\lambda)$ は規格化スペクトルの時間平均である (図C-3)。

図C-3 規格化スペクトルの時間平均

火炎のすすによると考えられる黒体放射の形と、 $2.7\mu\text{m}$ と $4.5\mu\text{m}$ 付近に燃焼ガスによると思われるピークが合成された形となった。以下ではこのスペクトルを既知の関数にてフィッティングすることを検討する。

まず、燃焼ガスによるピーク部分を除き、黒体放射であるプランクの放射則に最小二乗法を適用して温度を計算したところ、 1647K ($=1374^\circ\text{C}$) という温度が得られた。スペクトルから黒体放射を差し引き、 $2.7\mu\text{m}$ と $4.5\mu\text{m}$ 付近のピークを単一のガウス関数でフィッティングした。これらのフィッティング関数の和を図C-4に示す。

図C-4 スペクトルのモデル関数のフィッティング状況

$2.7\mu\text{m}$ と $4.5\mu\text{m}$ のピークの高さや、ピーク前後の部分 ($2.4\mu\text{m}$ や $4.0\mu\text{m}$ 付近) で幾分の差異が見られるが、おおむね全体的な状況は再現していると考えられる。なお、ピーク部分をローレンツ関数にてフィッティングする事も試みたが、ガウス関数によるフィッティングの方が良かったため、ガウス関数を用いることとした。

このフィッティング関数を再度全波長領域の積分値で正規化し、改めて木材燃焼における規格化スペクトルの時間平均とする。

$$\bar{\epsilon}(\lambda) = 1.989 \times 10^{-12} \times \frac{C_1}{\lambda^5 \exp(C_2/\lambda T) - 1} + 0.1852 \times \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + 0.2115 \times \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (\text{C-2})$$

ただし、 $C_1 = 3.74 \times 10^{-16} \text{ Wm}^2$ 、 $C_2 = 1.438 \times 10^{-2} \text{ mK}$ 、 $T = 1647\text{K}$ 、 $\lambda_1 = 2.748 \times 10^{-6} \text{ m}$ 、 $\sigma_1 = 1.828 \times 10^{-7} \text{ m}$ 、 $\lambda_2 = 4.475 \times 10^{-6} \text{ m}$ 、 $\sigma_2 = 1.573 \times 10^{-7} \text{ m}$ であり、 λ の単位は m 、 $\bar{\epsilon}(\lambda)$ の単位は μm^{-1} である。

付録D

Mie散乱理論を用いて得られる微分散乱断面積は、火炎からの放射のように入射電磁波が偏光していない場合、(D-1)式で表される¹¹⁾。

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{S_1(\theta) \cdot S_1^*(\theta) + S_2(\theta) \cdot S_2^*(\theta)}{2k^2} \quad (\text{D-1})$$

ここで k は入射電磁波の波数であり、 S_1 と S_2 は散乱角 θ 方向の振幅関数である。 S_1 と S_2 は次の2式によって計算される。

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \cdot \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + b_n \cdot \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} \right] \quad (\text{D-2})$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \cdot \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + a_n \cdot \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} \right]$$

なお、(D-2)式中の a_n と b_n の値は本文中(8)～(9)式によって計算される値で

あり、 P_n^1 はルジャンドルの陪関数を表す。

位相関数は微分散乱断面積を散乱断面積で規格化し、全立体角をかけたものであり(D-3)式で表される。

$$P(\theta) = \frac{4\pi}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} \left[|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 \right] \quad (\text{D-3})$$

上式を計算すると、例えば $2\mu\text{m}$ の波長においては図D-1の結果が得られ、 $\theta=0^\circ$ と 2.5° の間においても 10^3 倍の差があることが分かった。この開きは波長が長くなるほど小さくなるが、付録Cに示すスペクトルがほぼ収束する $10\mu\text{m}$ においても 10^3 倍の差があった。

図D-1 波長 $2\mu\text{m}$ における位相関数の値

付録E

ここでは、5.3の(15)式で定義した B の値が0または非常に小さい値であることを示す。なお、用いる記号は5.3で使用したものと同様とする。

付録Dのように、前方に極めて鋭いピークを持ち、それ以外の方向では小さくなる散乱を、 δ 関数によって表すこととすると、(E-1)式の通りとなる。

$$\bar{P}_0(\theta_d) = \bar{P}_0(0) \cdot \delta(\mu_d + 1) \cdot \delta(\mu + \mu') \quad (\text{E-1})$$

これを(15)式に代入すると、

$$B = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu=0}^1 \int_{\mu'=-1}^0 \int_{\mu_d=\mu_d,0}^{\mu_d,0} \frac{\bar{P}_0(0) \cdot \delta(\mu_d + 1) \cdot \delta(\mu + \mu')}{\sqrt{(1-\mu^2)(1-\mu'^2) - (\mu_d - \mu\mu')^2}} \times d\mu_d d\mu' d\mu$$

$$= \frac{\bar{P}_0(0)}{2\pi} \int_{\mu=0}^1 \int_{\mu'=-1}^0 \frac{\delta(\mu + \mu') \cdot d\mu' d\mu}{\sqrt{(1-\mu^2)(1-\mu'^2) - (-1 - \mu\mu')^2}}$$

$$= \frac{\bar{P}_0(0)}{2\pi} \int_0^1 \frac{d\mu}{\sqrt{(1-\mu^2)^2 - (1-\mu^2)^2}}$$

$$= \frac{\bar{P}_0(0)}{2\pi} \int_0^1 \frac{1}{0} d\mu \quad (\text{E-2})$$

被積分関数が発散するため、 B が有限の値を取るためには $\bar{P}_0(0)$ が0又は十分小さい値でなければならない。したがって、

$$B = 0 \quad \text{、または} \quad B \approx 0 \quad (\text{E-3})$$

となる。