## 2019年2月12日追記

このファイルは、辻本が名古屋大学奉職中(1990年頃)に秘書として雇用していた浜島 さんが手書きの論文から電子化したものである。元の論文の誤り(最後に正誤表を付加) やテフが対応できなくなったこともあり、明らかな誤りも散見される。出来れば筋の展開 を追う程度の使い方が望まれる。(図 2.25 の a)の写真、欠落)

## 概要

本論文は、火災時における建物内の煙流動を予測することを目的とし、いくつかの実験 とその解析から、その流動機構を明らかにする。又、火災室内の煙層降下を解析する課程 で、火災初期における火源拡大モデル化を行ない、これを用いて A.火災の物理モデル、B. 建物・設備の特性モデル、C.人間の行動モデルの組合せによる安全設計手法について提案 する。

現状の建物火災に対する防災計画は、建物形状や構造の複雑さ及び人間行動の複雑さの ために、火災初期、特に火災覚知のなされる時期の火災の物理性状と居住者の行動との関 係を明確にできず、火災感知、消火、避難等それぞれでの研究・計画が行われているが、 これらの提案を居住者の側にたって考えれば、消火・避難などの行動を並行して行なわな ければならないことになる。本論はこの矛盾に対して、火災を燃焼現象としてとらえ、そ の初期を物理的に表現するモデルを提案し、このモデルとの対応で、居住者の行動、建物 及びその設備の安全性をチェックする手法を提案した。この中で重点を置いたのは、その 基礎となる火災の物理モデルであり、安全性に最大の支障となる煙流動について、従来、 明確にされていなかった廊下・階段での流れについて、密度流として扱う手法を導入して、 その流動性状を明らかにした。

第 I 章では、火災室内での煙層降下の現象に注目し、この機構を明らかにすると共に、 実大火災実験での分析から、火災初期の火源面積の時間変化、発熱量のモデル化を行なった。

一般に、火災の初期には火源から上昇した煙が天井面に沿って広がり、水平の層を形成 して次第に降下する。まず、この現象を説明するために、アルコールを定常熱源とする実 験結果を解析し、制限された室内においても温度分布について自由空間における熱プリュ ームの式が適用できることを示した。そこで、この式を煙層の下端から上昇気流によって 煙層へ流入した煙が天井面全体へ瞬時一様に拡散し、そのことで煙層が次第に降下すると いう仮定に適用し、実験定数を操作することで計算値が実験結果によく合うことを確認し た。

次に、実大火災実験での結果を解析し、ハンガーに吊るした衣料品などを可燃物とした 場合、火源面積拡大について「火炎伝播速度と燃料層密度には逆比例の関係がある」とする Thomas の説(本文の文献; I-21)が成立することを確認した。そこで、この関係と定常 熱源で得た煙層降下に関する式を組合せ、火災実験での煙層降下の測定結果と比較するこ とで、火源の面積当りの発熱量を推定でき、この結果として熱源の拡大、発熱量に関する モデルを提案した。又、定常熱源の場合に限られるが、火災室に開口がある場合、この開 口部からの煙の流れが第Ⅱ章で扱う密度流としての挙動を示すことも確認した。

第Ⅱ章では、火災室内の煙層降下に続く現象として、廊下・階段での煙流動について、 条件を単純にするため、水平路、斜路の流れに置きかえて解析を行なった。従来、建物内 の煙流動については、実大火災実験での実測値を経験値として用いているにすぎず、煙の 持つ熱量との関係など、流れの機構については水平路の流れでわずかに検討されているに 過ぎなかった。

本研究は、まず非常時に長い距離(70m)の廊下における煙流動実験を解析し、安定し た流れにおいて流れの方向に無次元化した速度、密度差のプロフィルが保存されることを 示した。この結果を利用して、境界層方程式を積分した運動量方程式を代表値で表わすこ とが可能になり、大気への開放端で流れが水理学でいう射流から常流へ遷移することを条 件に与えて、流れを解くことができた。計算結果は、開放端での条件を変えた実験につい ても実験値と比較的よく一致し、流れが密度流として扱えることを確認した。

次に、距離の短い実験廊下で、浮力に比べて慣性力の大きい流れ(Ri 数が小)について の実験を行ない、吹出口で射流である流れについて、射流側については、連行係数と流れ のRiとの関係と、常流への遷移条件、常流側については末端での開放条件を与えることで、 上述の安定な流れを含んだ理論と実測値が比較的一致することを示した。更に、水平路に おける射流及び常流での解析結果を用い、流れ方向に浮力による加速を受ける斜路の流れ について考察した。水平路と同様、運動量方程式を解くことで、煙の持つ熱量が壁面等へ 失われないとした場合には、煙の上昇速度は、斜路へ流入する煙の持つ熱量の1/3 乗に比例 すること、熱損失がある場合には同様の流れではあるが、上昇速度が次第に減衰すること を理論から求めた。ただし、この斜路の理論に対して実大火災実験での僅かなデータとの 照合しか行っておらず、実測値との対応は今後の課題である。

第Ⅲ章では、第Ⅰ、第Ⅱ章で組み立てられた理論を安全設計にどう利用するかについて 論じ、第2節では煙流動の理論に相似則の考え方を用いて、模型実験及び実測試験の方法 を提案し、第3節で火災の物理モデル、建物・設備の性能モデル、人間の行動モデルを用 いた安全設計の試案を述べる。

第2節では、室内の煙層降下に関する式を無次元化し、現象が相似になる条件として、

代表長さ(L)、発熱量(Q)、時間(T)の間に、 $Q_M / Q_R = (L_M / L_R)^{\frac{5}{2}}, T_M / T_R = (L_M / L_R)^{\frac{1}{2}}$ 

(R: 実大、M: 模型)の関係があることを導いている。又、水平路・斜路についても、Ri の一致が流れの相似条件であることを示し、この条件を用いて実大の建物で、階段室での 煙の上昇過程を試験する手法も提案した。 第3節では、安全設計のための整理すべき要素を上記の三つの大きな系に分けて示し、 それぞれの関係を明らかにする例として、(1)フラッシュ・オーバーのモデル化、(2)スプリ ンクラー作動のモデル化、(3)人間の行動モデルに関する試案について述べた。

1

以上が、本論文の概要である。

目次

概要

第 I 章	室内における初期火災のモデル化	16
第1節	モデル化の意味と目的	16
第2節	プリュームの理論	18
2-1	自由空間におけるプリューム	18
2-2	室空間でのプリューム	27
2-3	初期火災モデルの考え方	33
第3節	アルコールパンを用いた実験の解析	36
3-1	アルコールパンの発熱量	36
3-2	実験値と理論値の比較	37
3-3	実験値による定数の決定	42
3-4	開口(扉)のある場合の初期火災モデル	47
3-5	各実験の分析結果	48
3-6	rf/ys=0.7 に関する検討	53
3-7	同種の実験結果との比較	54
第4節	実火災の分析	57
4-1	分析の概要	57
4-2	火源面積の時間変化	57
4-3	単位面積当りの発熱量	68
4-4	実火災での初期火災モデルと実験値の比較	70
第5節	初期火災モデル	78
5-1	初期火災モデル	78
5-2	初期火災モデルの適用範囲と問題点	79
第6節	分析に用いた実験の詳細	82
第Ⅱ章	水路、斜路での煙流動に関する研究	84
第1節	序	85
第2節	連行のない水平路での煙流動に関する解析	91
2-1	実大廊下における煙流動実験	91

2-2 連行のない水平路での煙流動の解析 106

(1)	実験結果の基づく流れの性質	106
(2)	基礎式の導入	106
(3)	代表値への変換	110
(4)	F、Qの値に関する考察	111
(5)	方程式の展開と意味	112
(6)	常流の場合の境界条件	114
(7)	実験値と計算値の照合	116
第3節	5 連行のある水平路での煙流動に関する解析	
3-1	連行のある水平路での煙流動に関する実験	126
3-2	連行のある水平路での煙流動の解析	133
(1)	連行に関する理論	133
(2)	連行のある流れの基礎式	135
(3)	実験値との比較	140
第4節	斜路での煙流動に関する解析	147
4-1	斜路での煙流動の理論的解析	147
(1)	斜路での流れの性質	147
(2)	基礎式について	147
(3)	方程式の意味	149
(4)	壁面への熱損失を考慮した流れの解析	153
4-2	実大火災実験値との比較	157
4-3	非定常での流れ、その他に関する考察	164
第Ⅲ章	建物火災に対する安全設計のための研究	172
第1節	研究の目的と方向	173
第2節	煙流動に関する相似則の検討とその応用	174
2-1	室内での煙層降下に関する相似則	174
2-2	水平路・斜路での流れの相似即	177
2-3	階段室での煙上昇に関する試験法	180
第3節	初期火災モデルの安全設計への応用	186
3-1	時間軸と火災・建物・人間	186
3-2	初期火災モデルを用いた他要素のモデル化の例	191
参考文献		199

後記	204
資料集	D-1

第I章 室内における初期火災のモデル化

第1節 モデル化の意味と目的

本章では、点火源から上昇する熱プリュームの理論を用い、アルコールパン及び実火災 を模した燃焼実験での結果を分析することで、火災室内の煙層降下を説明するモデルを作 成する。

このモデルにより火災初期における火災室内の物理性状を、数値的に表わすことが可能 になる。この結果、第Ⅲ章に述べるように火災の覚知、避難という火災に対する人間的要 素と物理性状との対応を明らかにする手法が示されることになる。

ただし、初期火災はフラッシュ・オーバー以後と違って、燃焼物の配置・種類、出火原 因の違いによって燃焼性状が大きく異なり、そのモデル化は困難であるし、もしガス爆発 や引火燃料による火災に対する配慮も、火災に対する安全計画に含むならば、本章で行な う初期火災のモデル化は、逆に建物に内在する危険を過小評価する手法にもなり得る。

しかし、耐震設計と同様、ある状況を設定してこそ、初めて科学的にその危険を減ずる 対策をたて得る訳であって、あえてここでは、火災を可燃物が平面的に均一に分布し、火 点が火災室中央部で、比較的小さな火源によって始まるものと仮定し、モデル化を試みて いる。

第2部 プリュームの理論

火災室における煙流動を把握するためには、まず火源によって生じる熱プリュームの性 質を知る必要がある。以下、自由空間でのプリュームに関する理論から考察する。

2-1. 自由空間におけるプリューム

プリューム (plume) とは、図 1.1 に示すように、 流体のある点に熱が加えられ、そのために生じた密 度差による浮力によって、流体が浮力 flux を持ち、 上 昇 す る 過 程 で 周 囲 の 流 体 を 巻 き 込 ん で

(entrainment)、円錐状の上昇流に発達したものを 言う。本章では、(iii)に述べる層流域での上昇流は プリュームとは呼ばず、乱流拡散によって円錘状を 成すものだけをプリュームと呼んだ。

ジェット、プリュームなどの術語についてここで 整理しておく。「噴出流体と周囲流体との間に密度差 が存在せず、運動量のみを有して噴出される場合を 噴流(jet)と呼ぶ。放出される流体が初期運動量を



もたず、浮力のみを有する場合をプリューム (plume) または (pure plume) と呼び、この 2 つが両極に位置することになる。これらの中間の場合、すなわち、初期運動量と密度

差の両者を備えている場合を密度噴流(buoyant jet または forced plume)と呼ぶ。」<sup>(1-1)</sup> 火災初期には、火源から天井にむかってプリュームが形成され、次第に拡大すると考えら れるから、プリュームの挙動を知ることは火災室の煙流動を解析する上で重要である。た だし、火源が壁面自体もしくは近傍で火源の拡大が垂直方向である場合は、熱気流の発達 などの現象はかなり異なったものとなると考えられる。

(i) Yih の式

自由空間におけるプリュームについては、外国では Yih<sup>(1-2)</sup>、Morton<sup>(1-3)</sup>、Turner<sup>(1-4)</sup>ら、又、日本では横井鎮男<sup>(1-5)</sup>、日野幹雄<sup>(1-6)</sup>などが研究を行なっているが、以下に Yih の論文<sup>(1-2)</sup>から、プリューム内の温度;速度分布と上昇気流の式を示す。 Yih は次元解析と実験結果から以下の式を得た。

$$-\left(\frac{z^{5}}{\rho G^{2}}\right)^{\frac{1}{3}} \Delta \gamma = 11.0e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{0.084Z}\right)^{2}}$$
(1.1)

$$\left(\frac{\rho Z}{G}\right)^{\frac{1}{3}} u = 4.7 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{0.072Z}\right)^2}$$
(1.2)

$$V = 0.153 \left(\frac{GZ^5}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}$$
(1.3)

但し、
$$G = -\int_{0}^{\infty} 2\pi ru\Delta rdr$$
  
Z : 熱源からの垂直距離  
 $\rho$  : 流体の密度  
 $\Delta \gamma$  : 高さ Z におけるプリューム内外の比重量の差  
 $u : Z$ 軸方向の速度  
 $r : 半径方向の距離$   
 $V : 高さ Z での上昇気流の体積$ 

上述の定義から G = -

$$G = \frac{Q}{C_P T_0}$$

Q:熱源からのプリュームに与えられた熱量

Cp:空気の定圧比熱

T。: 周囲空気の絶対温度

(1.1) ~ (1.3) 式を、実験結果との比較が容易なように  

$$G = \frac{Q}{C_P T_0}$$
を用いて書き直すと

$$\Delta \theta = 11.0 \left( \frac{T_0 Q^2}{\gamma^2 C_p^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{-\frac{5}{2}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r}{0.084Z} \right)^2}$$
(1.1)  
$$u = 4.7 \left( \frac{g \ Q}{\gamma C_p T_0} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{-\frac{1}{3}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r}{0.072Z} \right)^2}$$
(1.2)  
$$V = 0.153 \left( \frac{g \ Q}{\gamma C_p T_0} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{\frac{5}{3}}$$
(1.3)

- 但し Δ θ:周囲空気との温度差
   γ:流体の比重量
   その他の記号は(1.1)~(1.3)に同じ
- (ii) 横井の式

Yih と同様に横井も以下の式を導いている(I-5)。

$$\Delta \theta = 0.4321 \left( \frac{T_0 Q^2}{\gamma^2 C_p{}^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} C^{-\frac{8}{9}} Z^{-\frac{5}{3}} \left\{ 1 + 0.9383 \eta'^{\frac{3}{2}} + 0.4002 \eta'^3 + 0.09398 \eta'^{\frac{9}{2}} \right\} e^{-1.4617 \eta'^{\frac{3}{2}}}$$
(1.4)  
$$u = 0.8392 \left( \frac{gQ}{\gamma C_p T_0} \right)^{\frac{1}{3}} C^{-\frac{4}{9}} Z^{-\frac{1}{3}} \left\{ 1 + 0.9174 \eta'^{\frac{3}{2}} + 0.3990 \eta'^3 + 0.1077 \eta'^{\frac{9}{2}} \right\} e^{-1.4617 \eta'^{\frac{3}{2}}}$$
(1.5)  
$$(1.5)$$

但し、C:熱源からの上昇気流の乱れの強さを示すハンメー アルコールランプの実験では  $C^{\frac{2}{3}} = 0.1$ 

$$\eta': \frac{r}{ZC^{\frac{2}{3}}}$$

その他の記号は上述に同じ

(1.1')式と(1.4)式から、熱源直上でのΔθを比較すると

(1.1)から
$$\Delta \theta_{\max} = 11.0 \left( \frac{T_0 Q^2}{\gamma^2 C_P^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{-\frac{5}{3}}$$

(1.4)から  $C^{\frac{2}{3}} = 0.1$  を代入すると

$$\Delta \theta_{\rm max} = 9.31 \left( \frac{T_0 Q^2}{\gamma^2 C_p^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{-\frac{5}{3}}$$

となり、ほとんど差がない。又、半径方向の温度分布は、横井の式がプリューム軸の中心 付近で、Yih の示す誤差曲線より少し高い値を示している。

横井の式は、パラメーターCの値が、各論文によって異なっていて混乱することと、Yih の式の方が扱いやすいため以下の分析では Yih の式を用いることとする。

又、Yih、横井ともに、発熱量の小さい実験によって定数を決定しており、(1.1)~(1.5) 式で $\rho$ 、 $\gamma$ はプリューム内での密度、比重量と定義しているものの、その値として常温で の値を代入している。発熱量が小さければ $\rho \cong \rho_0$ であり、この仮定は満足されるが、熱量 が本分析で用いる程度大きくなる場合、かなりの誤差を生むことになる。

この熱源がかなり大きくなった場合のプリュームの性質については、寺井・新田(I-7) や須川(I-8)などが実験により解析を行なっており、プリュームの拡散巾の増加率が小火 源での値に比べてかなり小さいといった結果が得られている。又、大火源の場合、ブジネ スク近似が成立しない領域としての検討も必要であると考えられる。しかし、上記の実験 では温度分析については、ほぼ小火源での理論が適用できることが示されており、速度測 定上の誤差及び実験条件での外乱の影響が明らかにされない現状では、Yih等の理論の援用 が望ましいと考えられる。

(iii) 層流から乱流への遷移点

今まで述べたプリュームの式は、上昇気流が最初から乱流であることを前提としている が、煙草の煙の上昇を風のない状態でよく観察すると、最初は層流状態で上昇し、ある高 さになると急に乱流状態になるように見える。この遷移点についても Yih(I-2)が、次元 解析とシガレットでの実験結果を用い、層流から乱流へ遷移する高さhは、僅かな条件で も変るが、その最高値は以下の式で与えられるとしている。

$$\frac{\rho^{2}h^{2}G}{\mu^{3}} = 9 \times 10^{9}$$
(1.6)  
(1.1)~(1.3)式のように  $G = \frac{Q}{C_{p}T_{0}}$  を代入すると  
 $h = 9.5 \times 10^{4} \sqrt{\frac{\mu^{3}C_{p}T_{0}g^{2}}{\gamma^{2}Q}}$  (1.6)

- 但し、μ:流体の粘性係数
  - ρ:流体の密度
  - γ:流体の比重量

例えば、半径 5cm の円熱源で、単位面積当りの発熱量を 300kca/m<sup>2</sup>sec とすると、Q=2.36 kcal/sec となる。その他の値として  $\gamma = 1.20(\text{kg/m}^2)$ 、  $\mu = 1.82 \times 10^{-6}(\text{kg/sec} \cdot \text{m}^2)$ 、 Cp=0.24(kcal/kg·deg)、To=293(°K)、g=9.8(m/sec<sup>2</sup>)を代入すると、h=1.04×10<sup>-2</sup>(m) となり、熱源から1cm 離れた点で乱流になる事になり、事実上、火災における火源からの 熱気流の上昇は、最初から乱流状態で始まると考えられる。

(iv) プリュームの上昇限界

以下に述べる理論は、例えば大気中で煙突から出る煙が、ある気象条件(風速、気温の 温度勾配)で、どの程度の高さまで上昇し拡散するかを知り、汚染物質の拡散状態の把握 や、スモッグ発生の予報などに用いられるものであり、室内で発生する火災による煙流動 の問題にとって必ずしも重要な問題とは考えない。しかし、現在の建物は、空調設備が完 備し、火災の発生した空間に、最初から大きな垂直温度勾配や、天井付近での気流の乱れ が存在する可能性があり、そういう空間でのプリュームによる煙の拡散は、上下方向に温 度差がなく、無風とみなせる空間でのそれと、かなり異なる現象になると考えられる。以 下に、ほぼ無風状態でプリュームの浮力が 0 となる高さ: Δh について、Briggs(I-9)の 式を示す。

$$\Delta h = 5.0F^{\frac{1}{4}}S^{-\frac{3}{8}}$$
(1.7)
  
<sup>但し、</sup> $F = \frac{gQ_H}{\pi C_P \rho T}$ 

$$S = \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial Z}$$
Q<sub>H</sub>: 熱気流に与えられる熱量 (cal/sec)
  
 $\frac{\partial \theta}{\partial Z}$ : 垂直温度勾配
  
T:環境大気の平均絶対温度

実用的には、(I.7)式にF、Sを代入して定数と考えられる部分を計算し

$$\Delta h = 1.4 \times Q_H^{\frac{1}{4}} \left(\frac{d\theta}{dZ}\right)^{-\frac{3}{8}} \tag{1.7'}$$

が用いられており、気象条件から煙突の有効高さを求める場合などには、



の値を用いている。(1-10)

又、温度躍層の生じている領域での密度噴流の上昇については、Hart(I-11)の実験があり、 図 1.2 のように密度噴流が頭うちになって、水平に広がる現象についての測定結果も得られ ている。



以下の理論から、実際に火災で起こりうることとして、火災の発生前から室内に上下方 向の温度分布あるいは温度躍層が生じていた場合、火源から生じたプリュームの天井面へ の到達が、等温の場合に比べて、かなり遅れる可能性がある。例えば、ストーブで暖房中 の室内で煙草の煙が途中から上昇しなくなり、視線の高さになびくのもこの現象である。 測定例としては、暖房時の階段教室で上下方向に 18degC もの温度差が報告<sup>(1-12)</sup>されてい る。天井面に取付けられた感知機の場合、熱感知器にせよ、煙感知器にせよ、熱源からの プリュームによる上昇気流が天井面に達して初めて機能するわけで、実験による例証がな いものの考慮すべきであろう。

(V) 面熱源からのプリューム

(i)(ii)で述べたプリュームは、熱源が極く小さくほぼ点熱源とみなせる場合である。 実火災の場合や、アルコールパンを用いた実験では、当然、火源はある面積をもった面熱 源となり、点熱源と同様に扱えない問題がでてくる。

横井は(I-6)の文献中、円型熱源( $\gamma_{o} \leq 37.5 \text{ cm}$ )の温度分布について、Z/ $\gamma_{o} > 3$ の範囲では、面熱源の位置に点熱源があるとした場合の温度分布に等しくなるとしている。これに従えば、室内の天井高が $3m \sigma \gamma_{o} = 1m$ の場合には、横井の式では表現できる範囲ではなくなる。

又、Wirtz と Chiu(I -13)は、密度層流中 の熱プリュームの上昇限界について実験し、 図 1.3 の Zv を求めているが、残念ながら実 験結果は層流域に留まり、乱流域での Zv を 求めるには至っていない。前述の新田(I -7)、須川(I -8)の論文でも妥当な提案はされ ていない。

そこで、本章では理論は明らかでないが、 3-1 での実験分析結果とよく一致する Thomas(I-14)の提案する

 $Zv = 1.5\sqrt{A_f} \tag{1.9}$ 

但し、Zv: 面熱源から仮想点熱源までの距離A<sub>f</sub>: 火源面積



を用い、面熱源のプリュームでは、面熱源の位置から、垂直に Zv 下がった点に点熱源が あるとした場合のプリュームの式を用いることにした。

2-2. 室空間でのプリューム

(i) 室空間での熱気流に関する模型実験と図 1.4 のような空間で、床面におかれた面熱源によって生じる熱気流について、その流れの性状を数値解析によって求めることができれば、それに実火災での火面の拡大のパターンを組合せることで、火災初期にどういう現象が生じるかを知ることができる。

Torrance  $\geq \text{Rockett}^{(1-15)(1-16)}$ 



図 1.4 に示すような模型実験を行い<sup>(1-15)</sup>、その結果が、並行して行った数値解析の結果<sup>(1-16)</sup>に、層流域でよい一致を示すことを得ている。

又、実験では、定義されたグラシホフ数で、Gr≥1.2×10°になると、乱流域に遷移し、熱 源から円錐状のプリューム発生が認められ、数値計算では、Gr=4×10°で層流という計算 結果がでるが、Gr=4×10°で周期的な渦が発生する事を確認している。後で述べるように、 本論の対象とする火災現象は火源が小さい時は別として火源が拡大するにつれ、室内が乱 流状態になることは必至であり、乱流域の解が得られていないことは残念であるが、層流 域でGr数が最も大きい時の数値解として後術する煙層降下のモデルに対応する結果が得ら れており、今後の方向を示す意味でも貴重と思われるので以下にその概要を示す。

(ii) 模型実験と数値解析の比較

数値解析を二次元で容易にするため図 1.4 のような半径 b の円柱モデルが考えられた。 計算に用いられたブジネスク近似では、密度( $\rho$ )は浮力の作用を考慮する以外では一定と し、その他の流体の特性–動粘性係数( $\nu$ )、熱拡散係数( $\eta$ )、体積膨張率( $\beta$ )は一定とさ れている。又、計算は図 1.4 における b=a、c=a/10 の条件で行われた。

グラシホフ数の定義は以下の式で示される。

$$Gr = \frac{g\beta(T_h - T_o)a^3}{\nu^2}$$
(1.10)
  
但し、 β:体積膨張率
  
T\_h:熱源の表面積
  
T\_0:周壁温度
  
ν:動粘性係数
  
a:円柱の高さ

模型実験も同様に円柱の模型で行われ、Gr≤4×10<sup>7</sup>で実験結果と、計算結果は非常によい 一致をみせた。

計算結果は、種々Gr 数で示されているが、そのうち図 1.5 に Gr=4×10<sup>8</sup>で、時間によっ て発達する流れの計算結果(非定常解)を引用した。図中のtは無次元化された時間で、

 $t = \frac{\eta}{a^2} t$  である。この Gr 数では、流れは乱流に遷移する前の層流状態であるが、2-3 に説明する火災モデルの考え方で、煙層がプリューム外で水平に形成され、それが次第に降下する状態に近い状況を表わしていると考えられる。



Transient attrainting holds for  $G' = 4 \times 10^{\circ}$  at various times 7. Solid streamlines correspond to positive T values of  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{4}$ 

国1.5 Gr=4×10 にあける流山の発達(I-16)

図中、周壁(R=1)の沿って生じている垂下りも、円柱の半径 b が大きくなれば、周壁にぶ つかる気流速度が小さくなることから減じ、現実に近い結果になるものと考えられる。

尚、Gr>1.2×10<sup>9</sup>の乱流条件に対して火災の条件を適用してみる。T<sub>h</sub>-T<sub>0</sub>=900(degC)、  $\beta = 1/273$ 、g=9.8(m/sec<sup>2</sup>)、 $\nu = 1.5 \times 10^{-5}$ (m<sup>2</sup>/sec)とすると、a=0.2(m)であり、逆に a=3(m) として T<sub>h</sub>-T<sub>0</sub>を求めると 0.28(degC)になる。

幾何学的条件が実際の初期火災やアルコールパンによる実験でのスケールとかなり異なる(部屋の巾が高さの2倍)のため、単純な適用は妥当でないが、2-1(iii)での検討と合わせて、一般の室ではかなり小さな火源でも、いわゆるプリュームが成立すると考えられる。

一方、(1.10)式からは、aが大きければ(T<sub>h</sub>-T<sub>0</sub>)の値がかなり小さくても乱流になる ことになり、大空間であればあるほど、ろうそくの火でもプリュームができることになっ て直感的には納得できない。これは、プリュームによる煙層の形成という非定常の物理現 象を定常な現象に適用される相似則で判断しているためであり、無次元時間で決まる流れ の変化(図 1.5 参照)を実時間軸に置きかえて考えればよい。

A: a=1、B: a=10 の A、B2つのスケールにおいて相似な流れの条件を考える。相似な流 れは、Gr 数を等しくする条件で成立するから、 $(T_h - T_0)_A/((T_h - T_0)_B = 10^3)$ となるが、 無次元時間  $t = \frac{\eta}{a^2} t$ の関係から、例えば図 1.5 の t=0.001→t=0.01 のような流れの変化を 示すに要する実時間は、t<sub>A</sub>/t<sub>B</sub>=1/100となり、BのスケールではAの100倍の時間が同じ 流れの変化を示すのに、必要となる。かなりゆっくりした時間で乱流のプリュームが発生 する場所には、現象の変化する速度が小さすぎて、火災現象に対応した時間スケールから は、プリュームの発生がないように見えるわけで、実際の火災のように熱源についても非 定常の条件の場合には、Gr 数以外に無次元時間にも注目する必要があろう。このことは第 4節でも考察する。

2-3. 初期火災モデルの考え方

(i) 煙層の降下

実火災実験や、アルコールパンと発煙筒によって行う実験では、プリュームが形成され、 次第に煙層が厚くなり床面に近づくまでの間、プリューム外での煙層は、周壁近傍でわず かな下降流が生ずる以外は、煙層下端がほぼ水平で時間の経過に従い、除々に降下する状 態が観察される。煙層が除々に降下する例として、図 1.6 に 1975 年 9 月に東大斉藤研究室 が行った火災事故再現実験での記録写真を示す。



上述したように煙層下端の水平性はかなり床面積の広い火災室に対して保たれていることが分かる。

これらの実験での結果から、煙層の降下について図 1.7 のようなモデルを考え、室空間で 形成されるプリュームについては、2-1 で述べた自由空間での理論式が援用して、文献(I -14)に基づき以下の式を考えた。



(1.11)の式では、煙層下端までの高さZでの上昇気流量が、瞬時に天井面に一様拡散して 煙層となり、又、煙層内でのプリュームは新鮮空気の巻込みに関与しない。即ち、煙量の 増加には関与しないと仮定している。

Yih の式ではrはプルューム内での値として式の導出が行われ、実際に用いる場合には、

熱源が小さいため密度変化は無視できるとし、常温での値が用いられている。火災のよう にプリューム内の温度変化が大きい場合には、上述のようにγ≃γ0と扱うことはできない ので、ここではγを常温の値、Q も熱量 flux ではなく、火源での発熱量というように与え やすい一定の数値に置きかえて固定するかわりに、自由空間での実験で決まった定数の方 を室内での煙層降下の実験結果から修正する手法をとった。上昇する熱 flux と発熱量との 間には、軸射等の複雑な条件はあるもののほぼ比例関係にあると考えている。

又、(1.12)式の $\gamma_s$ 、 $\gamma_f$ についても、値が時間によって変化すると考えられるが、簡単の ため $\gamma_f/\gamma_s = C$ で一定であり、プルューム内の煙が天井面に拡がる間に生じる温度降下の 割合を示す定数と考え、熱源の規模、空間の規模によって決定すると仮定し、分析した。

(ii) 煙層の平均温度

上記の仮定が成立するとすれば、プリューム外での煙層の平均温度上昇は、(1.12) 式を 解いて求められる Z の値を用い、煙層の持つ熱量が、階層全体に瞬時一様拡散するとして 求めることができる。ただし、式を解く際に(i)の  $C = \gamma_f / \gamma_s$ を与えていることと矛盾す ることになり、この点については 3.6 で検討する。

 $K \int_{0}^{t} Q(t) dt = (H_{0} - Z) \cdot S \cdot \gamma_{s} \cdot C_{p} \cdot \Delta \theta$ 

但し、Δ θ: 煙層の平均温度上昇(常温との温度差)

K: 火源の発熱量のうち煙層に与えられる割合

γ s:煙層の比重量

Q(t): 発熱量

の熱収支の式から、 $r_s = 353/293 + \Delta \theta$ を代入し、式を解いて、 $\Delta \theta$ を求めればよい。但し、 瞬時一様拡散の仮定のため、(1.13)式は t  $\rightarrow 0$ では成立しない。

第3節 アルコールパンを用いた実験の解析

3-1 アルコールパンの発熱量

アルコールパンでのアルコール燃焼による発熱量は、大きなmの(1m角)については、文献 から実測結果を見出すことができず、"アルコールの火面の降下速度が 1mm/分である"と いう定説(実験者の間での?)に従って、メチルアルコールの発熱量:5400cal/g、比重: 0.793g/ccから、単位面積当りの発熱量:71.5kcal/m<sup>2</sup>sec と求めた。又、30cm×30cm×5cm<sup>h</sup>、 66cm×6cm×4cm<sup>h</sup>の鉄板製アルコールパンに 500gのメチルアルコールを入れて、無風状 態で燃焼させた場合の発熱量については、筆者自身で測定し、 $1.0 \times 10^{2}$ kcal/ m<sup>2</sup>sec の値を 得ている。しかし、文献(I - 17)では、29.5cm×8.5cm×4.5cm<sup>h</sup>のアルコールパンでほぼ 無風 (v=20cm/sec) で、 $0.94 \sim 1.17$ kcal/ m<sup>2</sup>sec が示されているが、容器の保温状態で 2 割程度の差が生じ、又、風速が変化すると発熱量も大きく変化している。

このように、その時の気温、火源面の高さ、アルコールパンの深さ等によって、発熱量

が異なると考えられ、定式化が困難なため、6節に概要を示した実験のうち、1m<sup>2</sup>のアルコ ールパンを用いた実験(A-1、A-2、B-1、B-2、D-1)については、71.5kcal/m<sup>2</sup>sec、30cm角、 50cm角のアルコールパンを用いた実験(C-1、E-1)については、1.0×10<sup>2</sup>kcal/m<sup>2</sup>secの値 を単位面積当りの発熱量として採用し、分析に用いた。尚、実火災実験とともに本章で分 析した実験の詳細については、第6節にまとめたので参照されたい。

3-2. 実験値と理論値の比較

(i) 火点での垂直温度分布

(2.1')式より火点での垂直温度: Δ θ max

$$\Delta \ \theta \ \max = 11.0 \ \left(\frac{T_0 Q_0^2}{\gamma_0^2 C_P^2 g}\right)^{\frac{1}{3}} Z'^{-\frac{5}{3}} \qquad (1.14) \ \varepsilon \ \tau_{\rm S} \ \varsigma_{\circ}$$

実験 A-1、A-2 での垂直温度分布を横軸に Z'をとり、Z'として床面からの距離 Z に仮想点 熱源までの距離: Z<sub>V</sub> を加えたものと、Z そのままのものについて図 1.8 に示した。図 1.8 から、明らかに $\Delta \theta$  max は  $(Z + Z_v)^{-\frac{5}{3}}$  に比例することがわかる。





$$\Delta \ \theta \ \max = 17.8 \left( \frac{T_0 Q_0^2}{\gamma_0^2 C_P^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} (Z + Z_v)^{-\frac{5}{3}}$$
(1.15)

となり、(1.15)式の定数部分が(1.14)と較べて、約 1.6 倍となっている。 これは、 $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}_0$ 、 $\mathbf{Q} \rightarrow \mathbf{Q}_0$ の置き換えや、室空間での影響と考えられる。

(ii) 水平温度分布

図 1.10、図 1.11 に実験 A-1、A-2 で床面から 3.5m、5.5m で測定した水平温度分布を横軸に  $r / Z + Z_v$ 、縦軸に $\Delta \theta / \Delta \theta$  max をとって示す。





はこの曲線によく一致するが、A-1では全く合わない。これは下図のように、実験 A-2では 火源が正方形でほぼ方向性をもたないのに対して A-1で方向性をもったためと考えられる。

実験 A-1

実験 A-2



3-3. 実験値のよる定数の決定

(i) プリュームの基本式

さて、3-2 で求めた(1.15)式の係数が、室空間における面熱源からのプリューム特有の実 験定数でると考え、一方、プリューム自身の構造については、自由空間における点熱源の ものと同一であるとすれば、文献(I-2)のモーメンタム方程式

$$\frac{d}{dx}\int 2\pi r\rho u^2 dr = -\int_0^\infty 2\pi r\Delta r dr \qquad (1.16) \quad \text{integral}$$

 $(uについての実験定数)^2 \propto (\Delta \theta o式の定数) の関係が得られるから、<math>u, V$  についての実験定数を以下のように改めることができる。

$$\Delta \theta = 17.8 \left( \frac{T_0 Q^2}{{}_0^2 C_P g} \right)^{\frac{1}{3}} Z^{-\frac{5}{3}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r}{0.084 Z^{+}} \right)^2}$$
(1.17)

$$u = 6.0 \left( \frac{gQ}{\gamma_0^2 C_P T_0} \right)^{\frac{1}{3}} Z'^{-\frac{1}{3}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r}{0.072Z'} \right)^2}$$
(1.18)  
$$V = 0.195 \left( \frac{gQ}{\gamma_0^2 C_P T_0} \right)^{\frac{1}{3}} Z'^{-\frac{5}{3}}$$
(1.19)

但し、Z'=Z+Zv

(ii) 煙層下端の式

(i)に従い、2-3の(1.12)式の定数も以下のように改められる。

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{0.195}{S} \cdot \frac{\gamma_f}{\gamma_s} \left(\frac{gQ_0}{\gamma_0 C_P T_0}\right)^{\frac{1}{3}} \left(Z + Z_{\nu}\right)^{\frac{5}{3}}$$
(1.20)

(1.20)の式を用い、 $\gamma_f/\gamma_s$ を変化させて、実験 A-1、A-2 での煙層降下を計算した結果と 実測値を図 1.12、1.13 に示す。図より $\gamma_f/\gamma_s = 0.7$ とした場合の結果が実測値に最もよく 合致した。



(iii) プリューム外煙層の平均温度上昇

(ii) で $\gamma_{\rm f}/\gamma_{\rm s} = 0.7$ とした場合の計算結果から、(1.13)式を用いて $\Delta \theta$ を求めた。K(発熱量のうち煙層に与えられる割合)を 0.7 にした時、実測値とよく合致した。その結果を図 1.14 に示す。



この図における実測値は、火点から水平距離で5m離れたプリューム外と考えられる点 の垂直温度分布から、目視で観測された煙層下端より上にあった測点での平均温度として 求めたものである。但し、一様拡散の仮定を用いているものの、当然、煙層の平均温度は 一様ではなく、火点から離れるに従って下がると考えられるから、綿密には水平方向の平 均値との照合によって K の値を決めるべきであろう。

しかし、Zの変化をかなりよく予測できれば、発熱量の比例関係で煙層の温度上昇も予測できることがわかった。

3-4 開口(扉)のある場合の初期火災モデル



2・3.で述べた煙層降下のモデルは、室空間に 開口のない場合にしか適用できない。一方、扉 が開放された状態、即ち図 1.15 のように、Z 及びr sが与えられ、流れが静水分布に従う(煙 層より下の部分の流れは非常にゆるやかでu =0とみなせる)とすれば、図のように開口部 に生じる圧力差が速度圧へ変換されると考え られる。これより、開口を通って流出する煙体 積:Wは

$$W = \frac{2}{3} \alpha B \left( H - Z \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2g \left( \frac{r_0}{r_s} - 1 \right)}$$

\_\_\_\_\_(1.21)

ただし、α:開口の形状抵抗係数

B,H:開口の巾と高さ

 $r_0$ ,  $r_s$ : それぞれ常温空気と煙の比重量

となる。但し、開口内外の圧力差の要因は密度差によるもの以外は存在しないこと(外気 風の影響は無視できる。爆燃による膨張は考えない。)が条件である。第Ⅱ章の水平路、斜 路における煙流動での分析と関連するので、火災室に蓄熱した煙を密度流として扱った場 合の理論との比較も行っておく。

水理学では、ダム越流部などの流れについて、せき越流量に関する理論がかなり詳しく 研究されており、 $Q = KB(H - Z)^{\frac{3}{2}}$  (1.22)で、越流量が求まるとしている。<sup>(1</sup>

$$^{-18)}$$
 Kの値は理論的には $\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2g}{3}}\cdot\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0}$  であるが、実測による経験値としてこれより3割

程大きい、
$$0.50\sqrt{2grac{\Delta\gamma}{\gamma_0}}$$
が用いられており、(1.21)式の係数部と比較して $\alpha = 0.7$ とした

値にほぼ一致する。

そこで、(1.21)式を流出量を求める式とし、(1.20)式の数値計算上で、Z $\leq$ H となる時刻から(1.21)式で求められる W を用いて、(1.11)式の右辺を V  $\gamma_{\rm f}$  – W  $\gamma_{\rm s}$  とすることで、Z の時間変化を求めることができる。

3-5. 各実験の分析結果

3-1.から 3-4.に基づき、第6章に示すアルコールパンによる実験について(1.20)式を用いて煙層の降下(Zの時間変化)を求めた。

 $r_{\rm f}/r_{\rm s}\!=\!0.7$ 

単位面積当りの発熱量: q<sub>0</sub>=71.5kcal/m<sup>2</sup>·sec (1m 角のアルコールパン)

=1.0×10<sup>2</sup>kcal/m<sup>2</sup>·sec(50cm 角と 30cm 角)

その他、 $r_0=1.20$ kg/m<sup>2</sup> C<sub>P</sub>=0.24kcal/kg・deg  $T_0=293^{\circ}$  K、g=9.8m/sec<sup>2</sup>、

 $Z_v = 1.5\sqrt{Af}$ の各値を用いた。

開口のない実験 A-1、A-2、D-1 の計算結果が図 1.16、開口のある実験 B-1、B-2、C-1 の計算結果が図 1.17 である。





γ<sub>f</sub>/γ<sub>s</sub>=0.7 と一定にしたにもかかわらず、床面積、天井高の異なる実験に対して、煙 層の降下は計算値にかなりよい一致をみせている。更に、開口のある場合については、煙 層下端の収束位置もかなりよく合致している。一方、図 1.18 は、実験 E·1 の結果であるが、 唯一計算結果が観測値から大きくはずれている。他の実験に比べると、この実験のみ、気 温、壁面ともに0℃付近で低く、発熱量のうち熱量 flux となる割合が、かなり減じたもの と考えられるが、明確な理由は不明である。 $\gamma_{\rm f}/\gamma_{\rm s} = 1.0$ とすれば、図 1.18 の破線のよう にかなり実測値に近づくが、後術の理由(3-6)により妥当ではない。



又、煙層の平均温度上昇については、実験 A-1、A-2 を除く実験では、データに乏しく分 析は行わなかった。

3-6. γ<sub>f</sub>/γ<sub>s</sub>=0.7 に関する検討

本節のこれまでの解析では、3-2.で得られた結果をもとに(1.20)式の $\gamma_f / \gamma_s \& 0.7$ の値で 固定して解を求めている。 $\gamma_f / \gamma_s i 0.7$ の値をとる理由として、プリュームとして上昇し た熱気流( $\gamma_f$ )が室全体へ広がる間に主に天井面への熱伝達で温度が下がる( $\gamma_s$ )ことが考 えられるが、もしそうなら室面積に対して発熱量が異なる実験では、 $\gamma_f / \gamma_s$ の値が変化す ることになる。図 1.17の実験 B-2 と C-1 では発熱量が 8 倍違うが、ともに $\gamma_f / \gamma_s = 0.7$ の 計算結果に合致する結果となっている。

そこで、煙層降下の機構を以下のように考えて計算した場合の結果と比較してみる。

- 上昇気流量:Vは(1.19)式で求まる。
- ② 発熱量が全部:Vに与えられたとしてr<sub>f</sub>を求める。
- ③ 煙層の体積と温度は煙層下端から上昇気流によって流入する重量: V・γ fの積算値(全 重量)と発熱量の何割かが煙層に与えられたとして求められる全熱量から計算できる。
- ④ Zの時間変化は煙層体積の時間変化から求める。

ここで、煙層に与えられる熱量が発熱量の7割から10割の値をとるとして、各実験の条

件で上記の計算を行なった。煙層に与えられる熱量が発熱量の 7~10 割の間では、結果は ほとんどかわらず 3-2. で行なった計算結果のうち、 $\gamma_f/\gamma_s$ =1.0 にほぼ一致する結果を示す。

図 1.12、1.13 に、上記の手法で発熱量の 7 割が煙層に与えられたとした場合の計算結果 を破線で示す。

上記の結果から、煙層降下には V の影響が大きく、煙層の温度とその変化はほとんど影響せず、(1.20)式の  $\gamma_f/\gamma_s$ は、実は実験定数として計算値を実測値に対応させる意味を持つことが分かる。

本章では、温度分布の実測値から Yih の式の実験定数を修正して大きくしているが、上の結果と比較するとこの修正を行わず、(1.20)式に $\gamma_f/\gamma_s$ ~1.0の値を用いても、実測値によく合う結果が得られることになる。

実用上はどちらでも同じであるが、本章では温度分布の測定値からの組立の結果を重視し、 γ<sub>f</sub>/γ<sub>s</sub>を実験定数的に扱うこととする。

3-7. 同種の実験結果との比較

以上の本章の結果について、筆者は 1975 年に発表しているが、その後、室内で一定熱源 からのプリュームによる煙層降下に関する実験が行なわれており、この結果を(1.20)式を用 いた計算結果と比較する。

松島・吉村(1-19)は温度層形成に関する数値実験より、煙層の降下が筆者のモデルによる 計算値と一致することを示している。半田ら(1-20)は、4.5m×3.0m×2.5m<sup>h</sup>の室内で、直径 30cmのバーナでアセチレンもしくはプロパンを燃焼させ、発熱量を変化させて煙層降下の 違いを実験した。

図 1.19 にアセチレンを燃焼させた実験での結果と、それぞれの条件における(1.20)式の 計算結果を示した。発熱量の小さい実験では計算結果と実測値はよく一致するが、発熱量 は大きくなると実測値とのズレはかなり大きくなる。



## 第4節 実火災の分析

## 4-1. 分析の概要

第3節では、火源が一定の場合の煙層の降下について(1.20)式を用いて表現することが可 能なことを示した。火源が非定常に拡大する実火災においても、それぞれの微小時間で (1.20)式を導いた仮定が満足され、更に実火災における火源面積の時間変化と発熱量の関

係が明らかにされるとすれば、実火災における煙層の降下を予測できることになる。

本節では、3つの実火災実験のデータから、火源面積の時間変化についての情報をまとめ、 実験での煙層降下のデータと比較することで発熱量等を推定し、火源に関するモデル化を 行った。

4-2. 火源面積の時間変化

(i)火源面積拡大に関する仮定

実火災における火源の拡大や燃焼のパターンは非常に複雑であり、モデル化が困難であ

ることは第1節で述べた通りであるが、ここでは水平に可燃物が分布した室空間における 初期の火源面積の拡大について、図 1.20 のように大胆に仮定し、初期火災モデルは図中の 期間Bを表現するものとする。



即ち、最初、何らかの原因で可燃物が加熱され、そのための燃焼が始まり、次第に拡大 して(期間 A)、ある大きさになった時点から、火源面積の拡大が時間の二乗に比例する燃 焼の期間(期間 B)があり、更にある程度以上に火源が拡大すると、開口条件や可燃物の量 で燃焼が制御される期間(期間 C)に至るとする。

ここで、火源面積が時間の二乗に比例して拡大すると仮定した期間 B を対象として、 (1.20) 式を適用できれば、実火災の解析はかなり容易になる。しかし、この場合、期間か ら期間 B への遷移を物理的に定義することは非常に困難である。

そこで、本論では、図 1.20 に破線で示したように期間 B の 2 次曲線を延長し、X 軸(火 源面積=0) との交点を、火災モデルの時間軸で t=0 とし、期間 A を期間 B の初期にとり こむかたちのモデル化を行なう。

実際の火災では、期間 A は最もモデル化困難な時期であるが、火源の発熱量は小さいと 思われるから、2-2、ii) で考察したように、たとえ乱流のプリュームが成立していたとし ても、火災現象の時間レベルでは、煙層の降下や煙温の上昇などがほとんど生じない時期 と考えてもよいであろう。一方、火源面積拡大のモデルについても後術の分析の結果をみ ると、t≤20(sec)では発熱量が小さいために、煙層の降下や煙温の上昇がない。即ち、モデ ルはこの t≤20(sec)の部分に実際の火災での期間 A での現象をとりこんでいることとする。 写真では、炎が燃料層を越えてはっきりと写っている時刻、温度上昇では火源直上の天 井面近傍で温度がはっきり上昇を始める時刻を一つの遷移点と考え、この時期を各実験ご とに、表 1.1 に示した。加えて、図 1.21 にこの時期の記録写真を、図 1.22 に火点での垂直 温度分布の時間変化を示した。

実験	記録写真からの遷移時期	火点直上の温度分布の遷移時期
F-1	1'45"~2'00"	2'00"~2'30"
F-2	2'15"~2'30"	2'30"~3'00"
F-3	1'00"~1'30"	1'00"~2'00"

表 1.1 記録写真と温度分布による室内性状の遷移時期(実験開始からの時間)





▲ 1: 長大後<u>1分45秒</u>



3. 美米後 2分45秒 ▷ \*分析4-4による米袋モデルat=01ま 長火後2分20秒(140秒)に -致する。



▲ 2. 美\*後 2分






時刻に巾があるのは、測定間隔によるもので、遷移時期は写真でも温度分布でもほぼ同じ時刻であり、物理的にはある一定の発熱量に達した時期であると考えられる。

上述のように、t=0から火源面積が時間の二乗に比例して拡大するとし、更に火源面積当 りの発熱量が与えられれば、発熱量の時間変化を用いて、(1.20)式から図 1.23のように煙 層の降下を計算することができる。



以下、火源面積の拡大を実験データを含めて解析し、煙層降下のデータと比較すること で、発熱量の時間変化に関するモデル化を行なう。

(ii) 期間Bにおける火源面積の拡大

文献(I-21)によると「クリブのような空隙を持つ燃料層では、火災伝播速度は、ほとんど燃料層の厚さに無関係であり、火災伝播速度と燃量層の密度の間には、ほとんど逆比例関係がある。」

その関係は図 1.24 に示され、

$$V \cdot \rho_{\rm b} = 0.077 \left[ \frac{m}{\text{sec}} \cdot \frac{kg}{m^3} \right] \tag{1.23}$$

但し、V:火災伝播速度(m/sec)

ρ<sub>b</sub>: 燃量層のみかけの比重量(kg/m<sup>3</sup>)



第6節に示された実火災実験での燃料層は、ハンガーに吊るされた衣類(官服のため均 ー)であり、クリブと同様の空隙を持つ燃料層とみなすことができるから、6-2に示された 燃焼物の図から燃料層の密度 ρ b を求め、火災伝播速度 V を求める。

火源は同心円状に拡大すると考えると、その半径Rは火災伝播速度Vを用いて

 $R=V \cdot t \qquad (1.24)$ 

で表される。ここでの t=0 は図 1.20 での破線と x 軸との交点であり、火源の拡大が最初から時間の 2 乗に比例するとした場合の原点である。

上記の仮定が正しければ、ある燃料層密度での火源の拡大は

$$A_{f} = \pi \mathbf{R}^{2} = \pi \left(\frac{0.077}{P_{b}}\right)^{2} t^{2} \qquad (1.25) \quad \xi \not \approx \mathcal{Z}_{\circ}$$

これに対し、実験 F-1~F-3 で、目視による観測で得た火源面積の拡大の結果をプロット してみると、図 1-24 のようになる(縦軸が $\sqrt{A_f}$  の値になっていることに注意)。図から F-1、F-2、及び F-3 の初期において、火源の拡大は時間の二乗に比例しており、更に偶然 にも時間の原点は、実験開始の時間に一致していることがわかる。



そこで、(1-25)式に実験での燃量層密度の値(第6節)を代入して得た Afの値を、実験 開始を t=0 とする図 1.24 に書き入れると点線の値となり、火源面積拡大については、(1.25) 式の仮定を認めることができる。ただし、4-3 で後述するが、この結果を用いての分析では、 結局、時間軸のズレが生じ、目視による方法の問題点が明らかにされる。

4-3. 単位面積当りの発熱量

実火災について(1.20)式を解いて、煙層降下の時間変化を求める場合、4-1の分析から A<sub>f</sub> はtの関数として求められるので、  $Z_v = 1.5 \sqrt{A_f}$  はtの関数となる。そこで、もし、

(1.26)

(但し、q:単位面積当りの発熱量)が成立し、qの一定値が求まれば、Qもtの関数として表すことができ、(1.20)式はtとZの関数となって、数値積分によって解(Zの時間変化)を求めることができる。

単位面積当りの発熱量については、文献(I-2)に 100 kg/mの密度の木材クルブで

300kcal/m<sup>2</sup>・sec (1.27) 山火事などの研究ではあるが、文献(I-22)に ponderosa pine の森で 1.47×10<sup>2</sup>kcal/m<sup>2</sup>・sec (1.28) とある。

残念ながら、燃料層の密度と単位面積当りの発熱量に関する文献を見出す事ができなかったため、先ず、燃料層の密度:ρ<sub>b</sub>と発熱量:qが比例すると考え、(1.27)式を用いて

$$q = 3.0 \left[ \frac{kcal/m^2 \cdot \sec}{kg/m^3} \right] \times \rho_{_b}$$
(1.29)

と仮定し、各実験の $\rho_b$ から q を求めて、数値積分(1.20)式の解を求めたが、目視による煙 層降下の実験値とは全く違う結果となった。そこで、この実験(F-1~F-3)の範囲では、q は $\rho_b$ の変化に関係なく一定であるとし、(1.26)(1.27)式から q=150kcal/m<sup>2</sup>・sec、300kcal/ m<sup>2</sup>・sec で(1.20)式を解いたところ q=300kcal/m<sup>2</sup>・sec の場合、各実験で目視観測値をほぼ 満足する結果を得た。

そこで、実火災での単位面積当りの発熱量を 300kcal/m<sup>2</sup>・sec と決定した。この値は ρ<sub>b</sub>の値から考えると、高い値のように思われ、今後の検討が必要である。この分析経過に ついては 4-4 に示した。

4-4 実火災での初期火災のモデルと実験値の比較

4-2、4-3の結果から、実火災実験について Zv と Q を以下の表(1.2)のように t の関数 とすることができる。

ただし、t=0は火源拡大モデルでの原点である。

ŧ.	1	0
衣	Т	.4

実験	$Z_V = 1.5 \sqrt{A_f}$	$Q = 300 \cdot A_f$
F-1	$1.00 \times 10^{-2} t$	$1.34 \times 10^{-2} t^2$
F-2	$6.83 \times 10^{-3} t$	$6.22 \times 10^{-3} t^2$
F-3	$1.78 \times 10^{-2} t$	$4.23 \times 10^{-2} t^2$

この値を(1.20)式に代入して、 $\gamma_f / \gamma_s = 0.7$  で一定とし、数値積分すれば煙層降下を 計算できる。結果は時間軸が観測結果とうまく一致せず、図 1.25、図 1.26、図 1.27 は各実 験でモデルでの時間軸と実験での時間軸をずらして、観測結果と計算結果が合うようにし たものである。各実験ともにモデルの時間軸の原点は、実験開始からある時間(実験 F-1 では 2 分 20 秒、F-2 では 2 分 30 秒、F-3 では 1 分)ズレを生じることになり、4-2 の火源 面積の拡大の結果と矛盾する。このズレを図 1.24 と同じグラフに書き入れたのが図 1.28 で あり、⇒の時間のズレは、モデル化のために行ったいくつかの仮定によるものとも考えら れるが、このズレが表 1.1 に示した室内性状の遷移時期とほぼ同じことから、目視によって 観測された面積(A)が、実際に一定の発熱量を発生する面積(B)よりずっと大きく、B と A の拡大過程は一致するが、その間に時間差があるというふうに考えたい。

このことは、実際 F-2、F-3の記録写真(図 1.21(b),(c))からも追認される。

尚、4-3 で単位面積当りの発熱量: 300kcal/m<sup>2</sup>・sec を決めた根拠として、図 1.29 に実験 F-1 で単位面積当りの発熱量を変化させた場合の計算結果の違いを示した。

煙温の平均温度上昇については、実験 F-1 で、実験 A-1、A-2 と同じ位置で測定された垂 直温度分布から煙層の平均温度を求め(実験 A-1、A-2、F-1 は 6-2 に示す様に、同じ室空 間における実験である)、3-3(iii)と同様に K=0.7 として計算した結果を図 1-30 に示す。 煙層降下(図 1.25)結果に従って、時間軸を 140 秒ずらし、実験開始から 140 秒時での 煙層平均温度(35℃)をモデルにおける原点として計算結果を表わすと、図のように実測 値によく一致した。

以上の結果、大胆な仮定をいくつも含むものの、3例の実火災実験の結果を説明できる初 期火災モデルを示すことができ、火源から発生した熱プリュームによる煙層降下、及び、 煙層の上昇を予測することが可能となった。



第5節に結果として提案する初期火災モデルとその問題点について述べた。









- 第5節 初期火災モデル 5-1. 初期火災モデル
- (i) 煙層降下の式

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{0.195}{S} \frac{\gamma_f}{\gamma_s} \left( \frac{gQ_0}{\gamma_0 C_P T_0} \right)^{\frac{1}{3}} (Z + Z_V)^{\frac{5}{3}}$$
(1.30)

 $\begin{array}{ll} Q_0 = 300 \cdot A_f & (\text{kcal/sec}) \\ Z_V = 1.5 \sqrt{A_f} & (\text{m}) \\ A_f = \pi \big( v \cdot t \big)^2 & (\text{m}^2) \\ v = 0.077 / \rho_{\rm b} & (\text{m/sec}) \end{array}$ 

初期条件 t=0 で Z=H<sub>0</sub>

$$\gamma_f / \gamma_s$$
は  $\gamma_f / \gamma_s = 0.7$ として定数扱い

但し、 Z:火源面から煙層下端までの距離(m)
 Zv:仮想点熱源までの距離(m)
 S:室空間の床面積(m)
 H<sub>0</sub>:室空間の天井高(m)
 Q<sub>0</sub>:火源での発熱量(kcal/sec)
 y<sub>f</sub>:プリュームの平均比重量(kg/m<sup>3</sup>)

- γs:プリューム外煙層の平均比重量(kg/m³)
   γo:常温空気の比重量(kg/m³)
   Cp:空気の低圧比熱(0.24kcal/kg・deg)
   To:常温空気の絶対温度(°K)
   Af:火源面積(m²)
   ρb:燃料層の密度(正確には比重量)(kg/m²)
   v:火源半径の拡大速度(m/sec)
- (ii) 煙層の平均温度上昇
- (i)で求められる Z の値を用い

$$(H_0 - Z) \cdot S \cdot \gamma_S \cdot C_p \cdot \Delta \theta_t = K \int_0^t Q(t) dt$$

$$\gamma_{S} = \gamma_{0} \cdot \frac{T_{0}}{T_{0} + \Delta \theta t}$$

- 但し、 Λθt :時間tでの煙層の平均温度上昇(deg)
  - Q(t): 火源での発熱量 (kcal/sec)
  - γ<sub>s</sub>: 煙層の平均比重量(kg/m<sup>3</sup>)
  - γ0:常温空気の平均比重量(kg/m<sup>3</sup>)
  - To : 常温の絶対温度(°K)
  - K : 熱源の発生する熱量のうち、煙層に与えられる割合
- 又、瞬時一様拡散の仮定を用いているので、t→0では上式は解を持たない。
- 5-2. 初期火災モデルの適用範囲と問題点
- (i) 初期火災モデルの適用条件を適用範囲
  - 1. 火災による燃焼が水平方向にだけ拡大し、可燃物が水平に均一分布している燃焼であ ること。

\_\_\_\_\_

(1.31)

- 火災の着炎の原因が、比較的小さな熱源によるもので、火源が次第に拡大する燃焼で あること。
- 3. 燃料層の密度は 15kg/m<sup>®</sup>以上であること。
  - (これは、実験 F-3(ρ<sub>b</sub>=11.5kg/m)の火源面積の拡大が図 2.21 でみるように、燃料層 密度が低くて不均一になっているためか、燃焼の初期以外は火源面積の拡大が t の二 乗に比例しない結果による。但し、この密度の限界については、燃料層の性質によ って異なると考えられる。)
- 4. 適用する室空間のスケールとしては、床面積 200~500 m 程度、天井高は 3m~7m 程 度とする。

- (いずれも実験を行ったスケールである。又、この範囲に限ったのはデパートなどの大 空間などでは、瞬時一様拡散の仮定が成立しないし、又、小部屋では、プリュームの 仮定が成立しないと考えられるためである。)
- 5. 適用葉にについては、酸素濃度が 18~19%以下になると燃焼性状が大きく変化するため、開口のない場合には、燃焼で室空間の酸素を 1 割消費した時点から、火源面積の拡大は時間の二乗に比例しなくなり、モデルの適用範囲外になると考える。又、天井高に比べて、火源面積がある大きさを越えるとプリューム式自体が成立しなくなると考えられ、現時点では実験結果から、火源面積が 4 ㎡を越えない範囲を適用範囲とする。

例えば、実験 F-1 では t=300sec で火源面積が 4 m に拡大するわけで、このモデルとしては、火源面積が時間の二乗に比例して拡大する時間: 300 秒に適用できるということになる。又、この t=300sec は、木材の燃焼に換算して天井高 3m、床面積 300 m の部屋で上述の室内酸素の消費が約 2%となる時間でもある。

(ii)初期火災モデルの問題点

モデルにおける t=0 が実火災のどういう時点を表わしているかが不明である。
 モデルでは、火源が一様に拡大するとみなした場合の時間の原点として t=0 が定まる
 わけで、モデルの t=0 が実火災での何らかの物理的な特異点をい表わすことにはならない。

又、図 1.20 の期間 A では、火源の影響は室全体には及ばず、ちょうどこれがモデル の時間軸において t≤20 で Q が大きくなり、煙層の降下や煙層温度の上昇がほとんど ない時期に対応すると考えている。

又、第Ⅲ章に述べるように、火災の物理モデルは他のモデルとの関係においてはじめ て意味を持つわけで、t=0に特に物理的意味付けをする必要はない。

- モデルの性質上、火源が垂直に拡大する(壁を燃え上がる)場合や、火源が、壁面の 近くで拡大する場合には適用できない。これについては、文献(I-15)、(I-16)で 数値計算や実験が行われているが、満足のいく結果は得られていない。 又、壁面近傍でのプリュームの上昇気流量についても文献(I-23)に触れられては いるが、正確なデータはない。
- 3. 図 1.20 でいう期間 B 以降の問題が明らかにされていない。そのため、火災の分析で は重要なフラッシュ・オーバーへの移行が明確にされない。これについては、第Ⅲ章 の第3部に試案を示した。

# 6節 分析に用いた実験の詳細

6-1 実験概要

# ※1 各実験についての東京消防庁実験報告書参照※2 火災実験の研究報告、火災学会火災実験小委員会

昭和 49 年 2 月

本章で用いた	正式な実験名称	可燃物	火災室規模	主な測定項目
実験 No.	(実施日時)			
A-1	三菱銀行金杉支店		床面積 289.6 m <sup>2</sup>	火点中央を含み水平、垂直温度
	火災実験※1	アルコールパン1m <sup>2</sup> ×2	(約 16m×18m)	52 点
	実験 2-1		天井高 7.4m	
A-2	実験 2-2	アルコールパン1m²×4	但し 2F 部分が吹抜の	煙層降下を目視観測
			ため床から 3.4m以上	
F-1	実験 3	衣類 314kg	で S=218.8 m <sup>2</sup>	
	(S.49.1.26~27)	ダンボール 33kg	(約 12m×18m)	
			開口なし	
B-1	千代田生命本社ビ	アルコールパン1m <sup>2</sup> ×2	床面積 325 ㎡	
	ル火災実験※1		(約 20m×16m)	火点のみ垂直温度分布
B-2	実験 2	アルコールパン1㎡×4	天井高 3.85m	
			開口部(高さ 1.96m)	煙層降下を目視観測
F-2	実験 3(S.49.11.3)	衣類 600kg	巾 (3.5m)	
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角	巾(3.5m) 床面積 270 ㎡	
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6	巾(3.5m) 床面積 270 ㎡ (26.4m×10.2m)	垂直温度分布 2 点
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布 (30
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6	<ul> <li>巾 (3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)
F-2 C-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾1.74m)</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)
F-2 C-1 D-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 m <sup>2</sup> ×4	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> </ul>	<ul> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)</li> <li>火点温度のみ</li> </ul>
F-2 C-1 D-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 ㎡×4	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔) 火点温度のみ 煙層降下を目視観測
F-2 C-1 D-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3 (S.48.10.23)	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 ㎡×4	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾 1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> <li>天井高 3.5m、開口な</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔) 火点温度のみ 煙層降下を目視観測
F-2 C-1 D-1	実験3 (S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3 (S.48.10.23)	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 m <sup>2</sup> ×4	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> <li>天井高 3.5m、開口なし</li> </ul>	垂直温度分布2点 煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔) 火点温度のみ 煙層降下を目視観測
F-2 C-1 D-1 E-1	実験3 (S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3 (S.48.10.23)	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 m <sup>2</sup> ×4 アルコールパン 50 cm角	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾 1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> <li>天井高 3.5m、開口なし</li> <li>床面積 150 ㎡</li> </ul>	<ul> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)</li> <li>火点温度のみ</li> <li>煙層降下を目視観測</li> <li>垂直温度分布2点</li> </ul>
F-2 C-1 D-1 E-1	実験3 (S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3 (S.48.10.23)	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 m <sup>2</sup> ×4 アルコールパン 50 cm角 × 1	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾 1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> <li>天井高 3.5m、開口なし</li> <li>床面積 150 ㎡</li> <li>(10m×15m)</li> </ul>	<ul> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)</li> <li>火点温度のみ</li> <li>煙層降下を目視観測</li> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙層降下を目視と煙濃度で観</li> </ul>
F-2 C-1 D-1 E-1	実験3(S.49.11.3) 富国生命ビル火災 実験※1 実験4-1-1 王子大部屋実験※2 実験3 (S.48.10.23)	衣類 600kg アルコールパン 30 cm角 ×6 アルコールパン 1 ㎡×4 アルコールパン 50 cm角 × 1	<ul> <li>巾(3.5m)</li> <li>床面積 270 ㎡</li> <li>(26.4m×10.2m)</li> <li>天井高 3.14 ㎡</li> <li>実験 C-1 のみ開口</li> <li>(高さ 2.08m)</li> <li>(巾 1.74m)</li> <li>床面積 479 ㎡</li> <li>(36.4m×14.5m)</li> <li>天井高 3.5m、開口なし</li> <li>床面積 150 ㎡</li> <li>(10m×15m)</li> <li>天井高 4m、開口なし</li> </ul>	<ul> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙濃度計で煙濃度垂直分布(30 cm間隔)</li> <li>火点温度のみ</li> <li>煙層降下を目視観測</li> <li>垂直温度分布2点</li> <li>煙層降下を目視と煙濃度で観測</li> </ul>

6-2 実火災実験での可燃物の配置、重量



第Ⅱ章 水平路・斜路での煙流動に関する研究

1節 序

1-1. 研究の目的

第 I 章では、火災室における煙層の降下を、アルコールパンを用いた実験及び実火災を 想定した実験の結果から考察した。又、火災室に開口部がある場合、煙層の降下に伴う開 口部からの煙流出についても考察した。

本章では、廊下・階段における煙の拡散を予測することが、火災に対する種々のシステ ムを合理的に設計するうえで、是非とも必要であるとの観点から、水平路・斜路における 煙の流動を密度流として扱う手法を示し、煙の流出量及び温度が末端での境界条件と共に 与えられた場合、その煙が水平路及び斜路をどのように伝播するかについて考察する。な お、水平路・斜路という言葉は廊下・階段に対応するものであるが、本章での解析が実際 の建物の廊下における梁や階段の構造が流れに及ぼす影響にまで至っていないため、限定 条件を示す意味で、水平路・斜路という言葉を用いた。ただし、この影響については第Ⅲ 章 2-3 で示すような実験をいくつかの建物で行なうことができれば、本章の理論を応用する ことで、妥当な結果を得ることが可能と考えている。

1-2. 火災室から流出する煙の性状に関する考察

一般的な流れの区分を用いれば、水平路(廊下)および斜路(階段)を流れる煙の流れ も大きく分けて二種類あると考えられる。

即ち、水理学に分類で言う、管水路流れと開水路流れである。二つの流れに差は管水路 流れが流れの方向への圧力勾配により流速が決定するのに対して、開水路流れは自由表面

(free surface)を持ち、自由表現までの流体の厚さ及び密度(煙の場合は温度差)が流れ に大きく影響する。又、煙の流れが自由表面の条件を満足するたるためには、図 2.2 のよう に自由表面より下の部分での条件が流れに影響しないことが必要である。



みるまり下の私たい流しい 用水路流しの影件

更に、火災現象は非定常であり、発熱量、建物の開口条件、外気風などの諸条件によっ て煙の流動性状も変化し、その性状を一義的にとらえることは困難と思われる。ここでは、 一般的に行われるように、火災の時期をフラッシュ・オーバー(F.O.)前、F.O.時、F.O.後に 分けて、それぞれどんな流動性状になるかを定性的に考察してみる。

- ① F.O.前;この時期の火災室からの煙の流出は、発熱量が小さいために、第I章で扱ったように開口部からあふれ出る様相であり、3-1.で述べる実験での風速分布と同様で、下方の流入空気とは相互干渉しない。
- ② F.O 時; F.O.の定義すら明確でない現時点では、煙の流出に関する定量的な解析は今後の研究成果を待つ以外にないが、一応ここでは、F.O.を火災室温が急激に上昇する時期であると定義し、この時期、供給空気量とは無関係に室温の上昇によって膨張した火災室の空気が押し出される現象と考える。
- ③ F.O.後;一方、F.O.で膨張空気が押し出された後は、火災室の燃焼は開口部の大きさにより規定され、開口部での煙の流出と新鮮空気の流入は、安定した状態となる。ここで、火災室と廊下の間の開口(通常の扉)の面積と、廊下の断面積を比較してみれば、通常の建物ではその比が1/3~1/5になり、開口部での流出入に比べて廊下での煙気流と新鮮空気の流れは相互の影響がかなり減じた流れになっていると考えられる。実火災実験で経験からは、煙気流に対向する形で流れる新鮮空気は床面積付近で大きな風速を持っており、中間部には流速がほぼ0となる領域が存在すると考えられる。

又、F.O.時に押し出された煙との関連については、「中央鉄道病院の実験では、F.O. 時に煙がほとんど床面まで降下し、その後しばらくして、ほぼ安定した煙と空気(火災 室へ向かう)の2層流が見られた。」(<sup>II-1</sup>)の記述があり、F.O.時の膨張が止まれば、管 水路流れから開水路流れに変化するものと考えてよいであろう。

以上の考察から、F.O.時を除いて火災時の煙の流動を開水路流れと仮定し、密度流に用いられている手法を用いて解析することが可能を考えられる。

1-3. 煙流動に関するこれまでの研究

煙流動に関する研究としては、実大火災実験による煙拡散の研究<sup>(II-2)(II-3)</sup>があり、火災最 盛期において煙は二層流として流動し、煙層の厚さが天井高に対して約 50%であること、 煙温度の降下が流れた距離に対して指数関数的に表わされることなどが観測されている。

前田・寺井<sup>(II-4)</sup>は流れを密度流れとして扱い、廊下での主流(空気の流れ)の速度と煙の侵入する距離の関係を模型実験と理論から求めている。

半田ら(II-5)は、実大廊下でクリブを燃焼させ、発生した煙の特性(温度・速度・ガス濃度)について綿密な測定を行っている。しかし、これらの研究では、任意の条件で煙がどうように水平方向に流動するかは明らかにされていない。一方、建物全体を対象とする煙流動については、各室を均一な温度とし、換気網計算の手法を用いる若松・田中<sup>(II-6)</sup>の計算手法があるが、内外に温度差のない開口では煙の流動は開口一杯に流れる管水路流れとなる。これは前述したように実火災実験などで観測される煙が下方の空気とは層を成して流れる状態を表現していない。



#### 1-4. 密度流に関する研究の概観

本章では、煙の流動を密度流とみなして解析するが、煙に対して密度流の考え方を適用 した研究はほとんど見当たらないので、ここで、広く行なわれている密度流に関する研究 を概観しおく。

密度流が研究されている分野は広く分けて、気象と水理であり、気象では寒冷前線の進行など大規模な大気の運行に関するもので、Simpson(II-7)の行なった gravity current の head の動きについてに実験写真は興味深い。一方、水理学での研究されている密度流の動き(II-8)(II-9)、貯水池への濁水の進入による gravity current の流れの特性(II-10)、発電所からの温廃水の海面に沿っての拡散(II-11)などがあり、通常の水の流れに関する方程式の中のgを $\hat{g}$ (= $\Delta \rho / \rho \cdot g$ )に置きかえて、水の流れと同様に解析する手法が一般的である。本章では、成層流の混合に関する Ellison-Turner(II-12)の手法と、前述の水理学的手法を組合せることで流れを解析した。

Hinkley(II-13)は Shopping Mall での煙流動の解析に Benjamin (II-14) の行った対向 流に関する解析結果を用いているが、スケールの問題として煙流動が必ず互いに影響しあ う対向流になる仮定は非現実的である。

#### 第2節 連行のない水平線での煙流動に関する解析

2-1. 実大廊下における煙流動実験

(1) 実験の目的と概要

水平路(廊下)における煙流動に関する知識を得ることを目的に実大に近いスケール(巾 3.2m×高さ 1.6m)の150M 実大トンネル(能美防災工業妻沼工場施設)を利用し、ファ ンによって一定流量に調節された熱気流が、アルコールパンの発熱量及び廊下開放端まで の距離の変化でどのような影響を受けるかについて実験した。又、水平路末端における大 気への開放部の開口率が流れに及ぼす影響についても実験した。実験に際しては、微差圧 管について、建築研究所長谷見氏、スモークワイヤー及び実測について東京理科大学半田 研に諸氏の協力を得た。

表 2.1、図 2.4 に各実験の概要を示した。

実 験	吹出口から	熱源	給気風量	目的	測定項目
No.	開放端まで	(アルコールパ	(m³/分)		と位置
	の距離	ン			
А	$70 \mathrm{m}$	1 m <sup>2</sup>	約 60		図 2.4 の①
В	$70 \mathrm{m}$	1 m²×2 枚	11		11
С	$70 \mathrm{m}$	30 cm角×6 枚	11	発熱量の大小による流れ	11
D	$35\mathrm{m}$	1 m <sup>2</sup>	11		図 2.4 の②
E	$35\mathrm{m}$	11	//	Aと比較して距離の差の景響をする、	11
F	$35\mathrm{m}$	11	//	開放端での開口率の差11,213,113)によ	11
G	$70 \mathrm{m}$	11	//	発電詞を記録を混入し実験Aと比較する	図 2.4 の①

表 2.1 実大廊下における煙流動実験の概要



## (2) 測定項目

a. 温度

図 2.4 に示される位置で、クロメル・アルメル熱電対  $(0.65\phi)$  を YODAC-8 に接続して 測定した。

b. 速度

まず、代表点における速度を測定するため、水平路の3ケ所で天井面下10cmの位置に

図 2.5 に示す特性の微差圧管を設置し、微差圧変換器 (ST 研究所製) に接続して測定した。 速度によって管の前後に生ずる微差圧と速度の相関については、東大総合試験所の風洞を 用いた校正し、高温での測定値については Δραρの関係が成り立つものとして温度によ り密度補正して求めた。



又、熱気流層の厚さ方向の速度プロフィルを測定するため、微差圧管と同じ位置にスモ ークワイヤー(図 2.6;回路図)を設置し、加熱後一定時間遅れ(Δt=0.5sec)でストロボ を発光させ、プロフィルを写真撮影した。流動パラフィンの煙の位置(速度プロフィルに 対応)を明確にするため、実験前に 5 cm間隔の方眼紙をスモークワイヤーの位置で撮影し ておいた。(図 2.7)写真撮影は主に点火後 3、4、5分後に行なった。





# 1回2.7 スモ-クワイヤー位置20 方眼紙の撮影

スモークワイヤーの発熱に伴う流動パラフィンの上昇速度については、静穏な室内でス モークワイヤーを水平にはって作動させ、2 cm/sec 程度であることを確認したので、本実験 ではこの上昇分の補正は行わなかった。

天井面下 10 cmにおける測定値について、微差圧管から求めた値と流動パラフィンから求めた値を図 2.8 で比較した。相対誤差はかなりあるものの、V=Vの相関があり、データとしては微差圧管による値にスモークワイヤーによるプロフィルを合わせる形で整理した。 風速測定の例を図 2.9 に示す。





#### c. 供気風量

水平路へ吹出す熱気流量を知るため、加圧ファン(#2、50 m<sup>3</sup>/分、15mmAq)の吹込側 で JIS B 8330 に基づく風量測定を行なった。

(3) 測定結果

a. 温度の時間変化

それぞれの測定点における温度の時間変化(図 2.10)より、点火後 4 分~6 分の間、流 れがほぼ定常であることが分かる。解析は定常流を対象としており、以下では点火後 4 分 の値を想定値としている。又、速度については、点火後 1 分~10 分まで 1 分間隔に測定し たスモークワイヤーによるプロフィルを比較したが、ほとんど差異は認められなかった。



b. 測定分布 · 温度分布

実験 A~F について、測定された速度・温度分布を図 2.11.1~2.11.6 に示す。速度分布に ついて、点火後 4 分の写真撮影に失敗したものについては、前述の結果から前後(3 分 or5 分)のものを用いた。













又、点火前の廊下内は吹出口からの等温気流が流れており、この影響を知るために各測 定点で点火1分前にスモークワイヤーによる風速プロフィルの測定を行った。(図 2.12) こ の結果、加熱されない気流は廊下全面に速度分布を持つ管水路流であることが分かった。



c. 重量及び熱量

速度及び温度分布を測定した各点について、プロフィルから各断面を通過する単位巾当 りの重量と熱量を計算した。この結果を図 2.13、図 2.14 に示す。





重量については減少傾向にあるが、廊下の構造上漏れもあると思われるので、流れの方 向に変化しないと考えてもよく、熱量については、移動距離に対して指数的に減少するこ と、距離に対する減少率が開放端までの距離が等しい実験(Exp.A,B,C)についてはほぼ等 しいことが分かる。

2-2. 連行のない水平路での煙流動の解析

(1) 実験結果に基づく流れの性質

2-1 で述べた実験のうち、実験 A~D の各測定値について、風速及び測定温から計算した 密度差のプロフィルを、それぞれに点での最大値と、気流の厚さ:h(天井面から u=0 とな る点までの距離)で無次元化して重ねると、図 2.15 のようになる。この結果、u、 $\Delta \rho$ の かなりの範囲でプロフィルが保存されること、速度の境界層に比べて、熱の境界層の巾が より広いことが分かる。この結果を利用し、以後の解析では、簡単のために y≥h では  $\rho = \rho \infty$ とし、図 2.16 のプロフィルが流れ全体で保存されるとして扱う。又、2-1.の測定 結果からも、実験した領域では煙層は安定し、質量は流れ方向に保存されるものとする。





- (2) 基礎式の導入
- a. 運動方程式

水平路における煙の流れを図 2.17 のよう な座標軸における二次元流れと考える。 Navier-Stokesの方程式をオーダー比較して 得られた二次元の境界層方程式に対して、質 量力の項にのみ密度変化を考慮する Boussinesq 近似を適用すると、x、y軸方向 の運動方程式及び連続の式は以下のように なる。





ここで問題となるのは、煙の流動というような現象に Boussinesq 近似を適用することの

妥当性であろう。実際、300℃の煙が流れる場合には、周囲空気との密度比は 1/2 にもなり、 慣性項もかなり影響を受けると考えられる。しかし、解析しようとする流れはρの x 方向 への変化は、極くわずかずつであり、(2.1)式から判断して local な釣合としては、上式が妥 当であると判断できる。

なお、本節では定常な流れを扱うものとし、(2.1)式左辺第一項 $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$ とする。 (2.1) 式を y に関して壁面(y=0)から水平速度 u=0 となる高さ h まで積分すると

$$\int_{0}^{h} u \frac{\partial u}{\partial x} dy + \int_{0}^{h} v \frac{\partial u}{\partial y} dy = -\int_{0}^{h} \frac{1}{\rho_{\infty}} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} dy + \frac{1}{\rho_{\infty}} \int_{0}^{h} \frac{\partial \tau}{\partial y} dy \qquad (2.1')$$

$$\therefore \forall v = \rho(-\overline{u'v'} + v \frac{\partial \overline{u}}{\partial y})$$

$$\frac{1}{\rho_{\infty}} \int_{0}^{h} \frac{\partial \tau}{\partial y} dy = -\frac{1}{\rho_{\infty}} (\tau_{0} + \tau_{s}) \quad \forall \forall \delta_{0}$$

$$\tau_{s} : \hat{u} = \hat{u} = \hat{v} = \hat{v}$$

(2.3) 式から得られる 
$$v = -\int_0^y \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dy$$
 の関係を用いて  
 $\int_0^h v \frac{\partial u}{\partial y} dy = -\int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial y} \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy\right) dy$   
 $= \left[u \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy\right]_0^h - \int_0^h u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dy$   
 $= 0 - \int_0^h u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dy$  (…実験結果から y=0,y=h で u=0)

上の結果を(2.1)、へ代入すると  

$$0\int_{0}^{h}\frac{\partial}{\partial x}(u^{2})dy = -\frac{1}{\rho_{\infty}}\int_{0}^{h}\frac{\partial P}{\partial x}dy - \frac{1}{\rho_{\infty}}(t_{0} + t_{s})$$
(2.2)より  $P = \rho_{0}gy + \int_{y}^{h}(\rho_{0} - \rho)gdy$  (ただし  $0 \leq y \leq h$ )とおくことができ、これを(2.1")へ

代入し、積分の上限を仮に  $h \rightarrow \infty$ と変更したとすると、(1)で定めたプロフィの性質から  $y \ge h$  で u=0、 $\rho\infty - \rho = 0$ のため、積分の値には変化がなく、又、これにより積分の上下限 が x に無関係となることから、x による微分と y による積分の順を交換することが許される。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{0}^{h} u^{2} dy = -\frac{1}{\rho_{0}} \frac{\partial}{\partial x} \int_{0}^{h} \left( \int_{y}^{h} (\rho_{\infty} - \rho) g dy \right) dy - \frac{1}{\rho_{0}} (t_{0} + t_{s})$$

$$= -\frac{1}{\rho_{0}} \frac{\partial}{\partial x} \int_{0}^{h} (\rho_{\infty} - \rho_{0}) g y dy - \frac{1}{\rho_{0}} (t_{0} + t_{s})$$

$$(2.4)$$

上式は、図 2.17 に示すように、流れ方向に & の厚さを持つコントロール・ボリュームにおける運動量方程式と考えることもできる。

ここで、壁面および下方空気と界面における摩擦応力と熱伝達について考慮する。速度 及び速度プロフィルの傾きから摩擦応力・熱伝達ともに、壁面での値が界面での値に比べ てかなり大きいと予測でき、又文献(II-5)での実測結果からも $t_s/t_0 \cong 0.1$ 、 $q_s/q_0 \cong 0.3$ の 値が得られているので、今後は界面での値を、壁面での値に含んだ形で解析するものとす る。

b. 熱量の保存

壁面及び静止空気への熱移動を q とおくと

$$-\dot{q} = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho v (T - T_\infty) C_p dy \qquad (2.5)$$

c. 質量の保存

(1)で仮定したように煙と周囲空気との混合はないので、質量は保存され、

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^h v \rho g dy = 0 \tag{2.6}$$

以上(2.4)、(2.5)、(2.6)の基礎式が導出された。

### (3) 代表値への変換

(1) で仮定したようにプロフィルが保存されることから、基礎式の各積分の項は以下の式 を用いて代表値に変換が可能である。

$$VH \equiv \int_0^\infty u dy \qquad (2.7.1)$$
$$V^2 H \equiv \int_0^\infty u dy \qquad (2.7.2)$$

$$VH\nabla \equiv \int_0^\infty u \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g dy \qquad (2.7.3)$$

$$S_1 H^2 \nabla \equiv \int_0^\infty \frac{(\rho_\infty - \rho)}{\rho_\infty} g y dy \qquad (2.7.4)$$

$$S_2 H \nabla \equiv \int_0^\infty \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g dy \qquad (2.7.5)$$

この変換式は、速度及び密度差のプロフィルが保たれていることが適用の条件であり、 任意のプロフィルに対して、上の 3 つの式で、h、u、 $\Delta \rho \ge H$ 、V、 $\nabla$ の対応が決まり、 その結果、4 番目、5 番目の式ではプロフィルで決まる S<sub>1</sub>、S<sub>2</sub>の係数が付加されることに なる。
(1) で整理したプロフィルについて S<sub>1</sub>、S<sub>2</sub>を S<sub>1</sub>=0.58、S<sub>2</sub>=1.08 となり、又、各測定値との 対応は

V=0.85u<sub>max</sub>、H=0.86h、
$$\nabla = 0.96 \frac{\Delta \rho_{max}}{\rho_{\infty}} g$$
 (2.8)  
となる。  
上式を基礎式(2,4)、(2.5)、(2.6)に用いると  
 $\left(\frac{d}{dx} (V^2 H) = -FV^2 - \frac{d}{dx} (S, \nabla H^2)\right)$  (2.4')  
 $Q = \frac{d}{dx} (VH\nabla)$  (2.5')

$$\frac{d}{dx} \{ VH(g - \nabla) \} = 0$$
(2.6')

ただし、 $F = \tau_w / \rho_\infty V^2$ 

$$Q = -\frac{qg}{\rho_{\infty}C_{P}T_{\infty}}$$

## (4) F、Qの値に関する考察

F、Qの値はいわゆる抵抗係数、熱伝達率に相当するものであり、図 2.16 のように壁面 での境界層と下部空気との境界層が組合わさったような形の流れの場合にどのような値に なるかを予測することは難しいが、ここで単純な仮定で F、Qを導く手法を考える。

F については、流れは $\text{Re} = VH / v \cong 10^4$ の範囲にあるので、円管内の摩擦係数について

の実験公式を援用し
$$\tau_w = c\rho v^2_{\max} / \left(\frac{v_{\max}\delta}{v}\right)^{\frac{1}{4}}$$

とおける。速度プロフィルの相似性から、 $\delta \propto h \propto H, v_{max} \propto V$ で $\rho, v$ を一定とみなせば、

$$F = \tau_{w} / \rho_{\infty} V^{2} = C' / \left(\frac{VH}{\nu_{0}}\right)^{\frac{1}{4}}$$
(2.8)

Q については、(1)で確認したプロフィルとは一致しないが、簡単のため、速度分布と温度 分布が同一分布をとる(Pr=1)として求める。この場合、乱流熱伝達に関する Reynolds のア ナロジーを用いることができ

$$\begin{array}{l} \bullet \\ q = \frac{C_P \tau_w}{v_{\max}} (T_{\max} - T_w) \\ T_w \mathcal{O} T_\infty \quad (下方空気温) \\ & \sim \mathcal{O} \mathbb{E}$$
換えが可能とすれば \\ \end{array}

$$\mathbf{\dot{Q}}/V\nabla = -\frac{T_{\max} - T_{\infty}}{T_{\infty}} / \frac{\nabla}{g} \cdot \frac{V}{v_{\max}}$$
 • F

分布型が同一の場合、 $\rho \approx \rho_{\infty}$ と見なせば、上式の口の中は1となるから、  $\dot{Q}/V \nabla = -F$ となる。

実際には、プロフィルが異なること、 $T_{_w} \neq T_{_o}$ であることなどの影響を含むことができるように

・ $Q/V \nabla = -KF$  (ただし、K;流れによって決まる係数) (2.9) とおく。

(5) 方程式の展開と意味

(2.9)式を(2.5)へ代入し、基礎式を整理する。この場合、流れの性質を表わす数として、 リチャードソン数;  $R_i = \nabla H / V^2$ を導入し、方程式を整理すると、後述するように式から 流れの性質を知ることができる。(水理学では、開水路流れの性質を表わす数として、フル ード数;  $F_r = \frac{v}{\sqrt{\rho g h}}$ を用いるのが、一般的であるが、ここでは、Ellison らの手法に準じて、

 $R_i$ を用いている。後述する常流、射流の表現で、 $R_i = F_r^{-2}$ の関係から、水理学での数値を 逆転する関係となり、混同し易いので、注意されたい。)

$$R_i$$
数は $R_i = -g \frac{d \rho}{dz} / \rho_0 \left( \frac{du}{dy} \right)^2$ の定義が一般的で流れの中の任意点における鉛直方向の拡

散の強さを支配する数とされる。ここでは、流動層全体での浮力と慣性項との比を表わす 数として層平均リチャードソン数(overall Richardson number)の定義に従っている。 (2,9)式を(2,5)式に代入し、 $R_i = \frac{\nabla H}{V^2}$ の関係を用いて、(2,4')、(2,5')、(2,6')式から $\frac{d\nabla}{dx}$ の項 を消去、更に $\frac{dR_i}{dx}$ 、 $\frac{dH}{dx}$ の項にまとめると  $\frac{dR_i}{dx} = \frac{3R_i}{H} \frac{\left\{F - KF(1+S_1R_i)(\frac{\nabla}{g} + \frac{1}{3})\right\}}{(1-2S_1R_i)}$ (2.10)

$$\frac{dH}{dx} = \frac{F - KF\left\{(2 - S_1 R_i)\frac{\nabla}{g} + S_1 R_i\right\}}{1 - 2S_1 R_i}$$
(2.11)

上式を水理学的に考察する。まず、 $\frac{dR_i}{dx}$ 、 $\frac{dH}{dx}$ の分母=0の条件( $R_i = \frac{1}{2S_1}$ )が、水理学でいう常流(sub-critical flow)と射流(supercritical flow)の境界を示す条件として与えられる。即ち、 $R_i$ (0.86では流れは射流となり、 $R_i$ )0.86では常流となる。この方程式における特異点は、自由表面上に与えられた擾乱が上流へ伝播するか、しないかの物理的な差と

して説明される。擾乱が上流へ伝播しない射流では、 流れは下流側の影響を受けず、その逆の常流では下 流への条件で流れが変化する。一般的な流れで常流、 射流の差を説明すると、右図のように水平な流し台 へ落ちる水道水の流れで蛇口の真下部分が射流であ り、周囲に盛り上がった後の流れが常流である。

射流から常流への遷移点は(2.10)、(2.11)式の手 法では解くことができない。又、煙流動のような流 れの場合は、上図のような流れのように周囲流体と の混合が無い流れとは異なり、更に複雑な条件が必 要となる。



3-2.で詳説するが、密度流の場合、射流範囲 ( $R_i$  (0.86)では、周囲空気を巻込む連行 (entrainment)が生じ、質量保存の(2.6)式は成立しなくなる。又、常流範囲 ( $R_i$  )0.86)で は、この連行はほぼ無視できる。そこで、連行の生じる水平路流れについては、第3節で 扱うこととし、ここでは連行のない ( $R_i$  )0.86)の条件についてのみ考察する。

再度、(2.10)式に注目すると、常流域では分母<0となるから

$$R_{i} \left\langle \frac{1}{S_{1}K\left(\frac{\nabla}{g} + \frac{1}{3}\right)} - \frac{1}{S_{1}} \quad \textcircled{C} \quad \frac{dR_{i}}{dx} \right\rangle 0$$

$$R_{i} \left\langle \frac{1}{S_{1}K\left(\frac{\nabla}{g} + \frac{1}{3}\right)} - \frac{1}{S_{1}} \quad \textcircled{C} \quad \frac{dR_{i}}{dx} \left\langle 0 \right\rangle \right) \qquad (2.12)$$

となり、温度条件: ▽が流れの性質を決める要素として作用することが分かる。又、  $dR_i/dx = 0$ 、即ち  $R_i = \frac{1}{S_1 K (\frac{\nabla}{g} + \frac{1}{3})} - \frac{1}{S_1}$ の条件は、流れにおける慣性力と浮力の比が変

化しないという意で、流れの安定する条件(水理学では等流条件という)として考えられる。



#### (6) 常流の場合の境界条件

前述したように、 $R_i$ )0.86の常流域では、下流での条件が流れの性質を決める。2-1の実験での流れの場合、測定値から計算される $R_i$ は1.5  $\leq R_i \leq$  3.8の範囲で、流れは常流である。この流れの場合、廊下末端は大気へ開放されており、図 2.18(a)のように煙は滝を落ちる水の動きを逆転させたように上昇している。水理学では、この時、常流から射流への遷移が生ずるとしており、2-1.の実験に対しても、開放端で流れが常流から射流へ遷移するという境界条件を適用できると考える。常流から射流へ遷移する間に、 $R_i = 0.86$ となる地点(限界水深点)が存在する。水理学では、この地点が越流部に生ずるとされているので、ここでは開放端で、 $R_i = 0.86$ の条件が生ずるものとする。

又、鉛直方向のスリットにより開放端での開口率をほぼ均一に1、2/3、1/3と変化させた 実験(実験 D,E,F)については、末端での条件を以下のように考えた。

開口率をαとする。スリットのそれぞれの開口部では、 $R_i = 0.86$ の条件が満たされ、その開口前後で温度条件は変わらず、流速だけが開口部前後で V→V/α に瞬時に変化するものとする。このモデルに従えば、開口部では $R_i = \frac{\nabla H}{\left(\frac{V}{\alpha}\right)^2} = 0.86$ が境界条件となる。

(7) 実験値と計算値の照合

2-1.に述べた実験について、上述の理論による計算値と比較し、流れの性状について検討 する。

a)計算条件

まず、上流一点における煙の重量と温度: ∇<sub>0</sub>は与えられているものとする。

流れは開放端で、常流から射流へ遷移することから、末端でのV、H、 $\nabla$ をそれぞれ $V_e$ 、 $H_e$ 、 $\nabla_e$ とすると

 $R_{ie} = \frac{H_e \nabla_e}{V_e^2} = 0.86$ (2.13) となる。計算では、少し常流側

の条件として $R_i = 0.87$ の値を用いている。又、質量保存の(2.6)式から $V_e H_e(g - \nabla_e) =$  const=上流での値 (2.14)となる。

ここで、 $V_e$ 、 $H_e$ 、 $\nabla_e$ のうち、一つの値を、例えば $H_e$ を任意に定めると、あとの二つ は(2.13)、(2.14)式から決まり、(2.10)、(2.11)式を上流側へ数値計算することで、各点での V、H、 $\nabla$ が求まる。この $\nabla$ の値が $\nabla_0$ に合致するような $H_e$ を遂次近似によって求めれば、 流れは条件を満たすことにより、解が得られることになる。

b) 末端での開口率:1の場合

図 2.19 は実験 A について、A 点(X=10m)と B 点(X=30m)での通過重量の平均値を  $VH(g - \nabla) = const$ の値とし、A 点での温度測定値を入力条件として、計算値を求めたもの である。



KとFの係数; C'は流れの場(天井の材質、流れのプロフィル)で定まる係数であり、 かなりの範囲を変化させて比較したが、結局、 $0.7 \leq K \leq 0.9$ (0.1刻み)、  $0.011 \le C' \le 0.015$ 

(0.002 刻み)の 9 種類の計算結果のうち、V、H、▽の値が実験 A でに実測値に最も近くなる K=0.9、C'=0.013 をこの流れの特性値とした。

これは、表面熱伝達率、摩擦損失係数 $\left(f = \tau_0 / \frac{1}{2} \rho v^2\right)$ に換算する。とほぼ 10*kcal* / m<sup>2</sup> · *hr* · deg, *f* ≈ 0.03の値となり、妥当な結果である。

この実験 A での特性値を用い、実験 B、C、D の流れを計算した結果と、測定値の比較を 図 2.20 a)、b)、c)に示す。実験 A で得た特性値(K,C)をそのまま用いているにもかかわ らず、実験 C での気流厚さ: H を除いて、実測値と計算値はかなりよく整合していると言 える。更に、この結果は煙道が長いと煙の厚さは次第に増すが、煙道が短いとほぼ水平に 流れる観察結果をよく説明している。







### c) 末端の開口が制限されている場合

X=10mの位置における煙の通過重量と温度が同一で、末端における開口率を縦長スリットで1、2/3、1/3に変化させた実験 D、E、F について比較する。発熱量、ファンによる吹出風量の条件は同じであるので、X=10mにおける通過重量、温度の条件は開口側での条件を(6)で述べたようにαを用いて変更した計算結果を図 2.21 に示す。

計算では、 $\alpha = 1 \ge 2/3$ では、末端部で除いて流れた変化が無く、 $\alpha = 1/3$ で H がかなり大 きくなるが、スモークワイヤーによる実測値では H に大きな差はなく、V、▽も含めて実 測値との整合性があるとは言えない。しかし、温度分布の実測値を実験 D、E、F について 各測定点で重ねると、図 2.22 のように実験 F のみ温度成層(即ち煙層)が大きく下へ延び ており、ちょうど計算値での H の増加に対応している。実際、発煙筒による煙層の比較で は、実験 F で大きな変化が見られ、速度プロフィルなど流れの性状は、計算で用いた条件 とはかなり違うと考えられるものの、煙層の厚さの増加については説明できるものと考え る。





第3節 連行のある水平路での煙流動に関する解析

第2節では、水平路を安定して流れる煙について、末端での境界条件から流れを計算する手法について述べた。2-2(5)で取りあげたように、流れが常流域であれば、煙を下方の空気とは全く分離したものとし、断面を通過する重量が一定であるとする条件を適用して流れを解くことができるが、*R*<sub>i</sub>が小さくなる。即ち、浮力項に比べて慣性項が相対的に大きい流れでは、安定な温度成層が保てなくなり、周囲空気を連行する(entrain)流れとなる。

("連行"という術語は entrainment の水理学における訳であり、空気の場合は巻込みといった方がしっくりくるように思うが、流体力学の方では術語が見当たらず、ここでは水理学の言い方に従う。)本節では、3-1.でこの条件の流れについて、実大のスケールに作製した長さ 7.2mの廊下を用いて行った実験結果を述べ、3-2.でその解析を行う。

3-1. 連行のある水平路での煙流動に関する実験

(1) 実験の目的と概要

2・1.では、水平路において下方空気とは混合せず、重量変化のない流れの性状について実験を行ったが、ここでは、吹出口から浮力項に比べて相対的に大きな慣性力を与えられた 煙流動に関する知識を得ることを目的に、断熱・耐火構造の実験用廊下(巾 1.6m×高さ 2.2 m×長さ 7.2m)を用いて実験した。実験を行った時点では、煙と空気の界面の安定性に関 する知識を得ることを目的とし、廊下部 2 点での温度及び風速プロフィルを比較した。(<sup>II-15)</sup> 3・2 では、この実測値を利用し、吹出口から開放端に至る流れを解析値と比較することで、 流れそのものの性格をより正確に捉えることに主眼を置いた。

図 2.23 に実験用廊下の概要を示す。



- (2) 測定項目
- a. 温度

2-1.と同様、クロメル・アルメル熱電対(0.65)を YODAC に接続して測定した。

b. 速度

2-1.の手法のうち、スモークワイヤーによる分布の測定のみを行なった。他に校正する測 定値を持たなかったこともあり、後述の解析値との比較などから、かなりの誤差を含む値 と考えられる。

c. 供気風量

これも、2-1.と同様、加熱室に供気した風量を JIS B 8330 に従って測定した。

d. 発煙片による目視観察

実験開始から数分間、発煙片の煙を熱気流に混入させ、A 点(X=2.5m)、B 点(X=4.5m)の位置で二層流を形成するか、混合するかを目視により観察し、流れを二層流、はっきりした混合、どちらともいえないの三種類に分類した。

- (3) 測定結果
- a. 温度の時間変化

定常時における流れの性状を知ることが目的であるので、廊下部の各点における温度の 時間変化から温度が最大値を示す時に変化率が最小と考え、この時間の値を測定値とした。



例えば、実験10(図2.24)では点火後7分の値を測定値とした。

#### b. 風速の時間変化

図 2.24 の温度変化からも推定されるが、連行のある流れでは 2-1.の安定した流れでの測 定値とは違って、風速もかなり変動している。図 2.25 に実験 10 での測定写真を示す。



X=2.5m でのスモークワイヤーによるプロフィルで、3分目での値(a)は、第2節で解析した 流れ(図 2.16)によく似ており、天井面に沿う熱気流での流速分布の相似性を納得させるが、 他のプロフィルと較べてみると、界面付近に渦の発生が認められ、風速がかなり大きい中 巾で変動していることが、又、その周期もスモークの飛行時間(0.6 秒)より大きいことが分 かる。このため、以下の測定値はかなりの変動巾を持っていると考えるのが妥当である。

c. 風速分布・温度分布

上述したように、連行にない条件での実験(2·1)とは異なり、測定値がかなりの変動巾を 持っていることは明らかであるので、プロフィルを比較することは放棄し、温度的に流れ が安定したと思われる時期の速度・温度プロフィルでの最大値のみを測定値として整理し た。表 2.2 に、吹出口での吹出風速、吹出温度、A、B 両点での風速・温度の最大値、周囲 空気温及び発煙片による目視結果を示した。

実験番号	吹出口での値		A 点(×=2.5m)での値		B(×=4.5m	周辺温度	
	速度(m/sec)	温度差(℃)	$v_{a}$ (m/sec)	$\Delta \theta_{a}$ (°C)	v <sub>b</sub> (m/sec)	$\Delta \theta_{a}$ (°C)	$\Delta \theta_{a}$ (°C)
1	2.40	13.8	0.59	5.0	0.60	5.0	*31.6
2	2.00	23.6	0.45	9.6	0.38	8.5	19.9
3	1.70	12.5	0.51	5.5	0.27	4.6	19.8
4	1.50	17.1	0.28	8.0	0.26	7.0	19.5
5	1.22	22.6	0.36	10.0	0.25	9.0	20.4
6	1.22	11.5	0.27	3.0	0.27	2.8	20.0
7	1.22	10.4	0.36	3.0	0.23	2.5	20.0
8	1.19	7.9	0.30	3.0	0.30	2.0	20.4
9	1.02	43.6	0.30	22.0	0.28	21.5	18.8
10	1.01	41.7	0.29	21.5	0.33	20.0	18.2
11	1.02	13.6	0.22	4.0	0.27	3.8	20.3
12	0.89	19.2	0.40	10.0	0.21	9.0	20.4
13	0.86	8.4	0.20	2.5	0.14	3.0	19.7
14	0.42	14.3	0.20	7.5	0.15	7.5	20.6

表 2.2 実験廊下での測定値

\*この実験のみ8月に実施

3-2. 連行のある水平路での煙流動の解析

(1) 連行に関する理論

2-2.(5)で述べたように、水の場合の開水路流れとは違って、煙など熱気流(密度流)の流

動の場合は、等温の jet であれば生じるはずの気流量の増加が温度差による浮力のために、 ある条件以上では抑制されると考えるのが妥当である。この斜路、水平路における連行の 問題については、Ellison Turner による一連の研究(II-12)(II-16)があり、本論ではこのう ち(II-12)の結果を用いている。又、玉井(II-17)は、水面に放出される 2 次元密度噴流につい て(II-12)の結果を用いつつも独特の手法で流れを解析している。更に、この連行による煙 量の増加については、煙層の安定・不安定の問題として前田ら(II-18)(II-19)により研究さ れており、煙層の不安定となる臨昇 Ri数が乱流域において、Re数とともに増加するとされ ているが、この結果は模型実験での流れが一方向へファンにより吸引されており、断面の 風速分布から管路流れと判断できる流れについてのものであるので、密度流域を対象とす る本論では採用しなかった。

文献(Ⅱ-12)に従って連行係数について定義する。連行係数:E は無次元数として(2.7)式 で定義された V、H に対して

$$\frac{d}{dx}(VH) = EV \tag{2.15}$$

と定義される。

乱流拡散が平均量の勾配を用いて輸送現象を記述するのに対して、"連行"では流体を 連行を生じさせる側と、その周囲流体の側に分け、流体間の移動速度(輸送量)を連行を 生じさせる側の平均的な代表速度との比で表現しようとするものである。この E の値につ いて Ellison-Turner は、水面へ放出される二次元密度噴流及び傾斜水路への塩水の降下に よる実験のデータから、図 2.26 のような結果を得た。更に R.L.Alpert<sup>(II-20)</sup>はこの実験値を よく近似する式として

E = 0.075e<sup>-3.9R<sub>i</sub></sup> (2.16) (図 2.26 に記入) を提案しており、本論でもこれに従うこととする。

図 2.26 からも分かるように $R_i \ge 0.8$ では、E は 0 となり連行のない流れになることを示している。 文献(II-12)の実験では、 $S_1 = 0.50$ 、 $S_2 = 0.75$ であり、第2節で示した $S_1 = 0.58$ 、 $S_2 = 1.08$ の流れとは速度・密度差プロフィルが異なると考えられるが、いわゆる常流域; $R_i$ )1/2S<sub>1</sub>では、連行のない流れと考えてよいことがここでも分かる。



# (2) 連行のある流れの基礎式

連行のある場合の運動方程式、質量保存、熱量保存について 2-2(2)に準じて考える。境 界層方程式としては同じ仮定が成立するから、運動方程式については(2.4')式が成立する。 質量保存については、(1)で述べた連行の概念を用い、流れの内外の密度差を無視した形 で、体積の増加率が主流の平均速度と、流れの安定度を示す*R<sub>i</sub>*数で決まる(2.15)式を 採用する。

熱量保存については、連行により周囲流体が混合されることによる温度差(密度差) の変化の方が、壁への熱の吸収によるそれよりもかなり大きいこと、後に確認するよう に、Eの影響の大きい流れは、短距離の間に以下の式が対象とする射流から常流に遷移 することから、壁面への熱の移動はなく、流れ方向に総量としての密度差が保存される ものとして

以上を式に表わすと

$$\frac{d}{dn} (V^2 H) = -FV^2 - \frac{d}{dx} (S_1 \nabla H^2)$$

$$(2.4')$$

$$\frac{d}{dn} (VH) = EV$$

$$(2.15)$$

$$VH \nabla = A = const$$

$$(2.17)$$

2-2.(2)と同様、上の 3 つの式を $\frac{dR_i}{dx}$ 、 $\frac{dH}{dx}$ の形に	整理すると
$\frac{dR_i}{dx} = \frac{3R_i}{H} \cdot \frac{(1 + S_1 R_i)E + F}{1 - 2S_1 R_1}$	(2.18)
$\frac{dH}{dx} = \frac{(2 - S_1 R_i)E + F}{1 - 2S_1 R_1}$	(2.19)
2-2(5)にならって(2.18)(2.19)式について考察する。	

両式は、H いついて流れの代表値:H<sub>0</sub>で無次元した値:H\*=H/H<sub>0</sub>を用い、x 方向の距離も同様に無次元化すれば(x\*=x/H<sub>0</sub>)、

$$\frac{dR_i}{dx^*} = \frac{3R_i}{H^*} \cdot \frac{(1+S_1R_1)E + F}{1-2S_1R_i}$$
(2.18')  
$$\frac{dH^*}{dx^*} = \frac{(2-S_1R_1)E + F}{1-2S_1R_i}$$
(2.19')

となり、無次元される。ここで $S_1$ 、Fは一定であるとすれば、Eは $R_i$ の関数であるから、初期値の $R_i$ 、H\*が同じであれば(2.18')、(2.19')式は一つの解しか持たない。

(ただし、 $F = 0.013/(VH)^{\frac{1}{4}}$ を用いれば、解は流れによって異なることになる。ただ

()<sup> $\frac{1}{4}$ </sup>のために、Fの値は任意の流れについてほとんど変化しない。以下の実験値との

照合などでは、 $F = 0.013/(VH)^{\frac{1}{4}}$ を用い、流れの性質を知るための計算では、2-1.での 結果に合わせ F=0.015 で一定として解析している。)

(2.18)式について、射流域( $R_i \langle 1/2S_1 \rangle$ )では、分母>0、分子>0から必ず $\frac{dR_i}{dx} \rangle$ 0となり、 射流の流れ( $R_i \langle 1/2S_1 \rangle$ )があれば、 $R_i$ が次第に増加し、方程式の不連続点に達する。これは、流れがこの付近で射流から常流へ遷移することを示している。

図 2.27、図 2.28 に x\*=0 で H\*=1 とし、*R*<sub>i</sub>の初期値はいくつかの値を選んで(2.18<sup>i</sup>)、 (2.19<sup>i</sup>)式を数値計算した結果を示す。初期値の*R*<sub>i</sub>が1/2*S*<sub>1</sub>に近いほど、流れは短い距離 で不連続点に達し、射流から常流に遷移する。





以上のように、流れが射流に場合は、上流側から計算することになるが、常流への遷移及 びその後の計算をどうするかが問題となる。

射流から常流への遷移(水理学では "跳水"と呼ぶ)について、水を対象とする研究は豊富であるが、密度流の問題として扱われたものは極く少数<sup>(II-20)</sup>であり、文献(II-21)では連行による増量も含めて跳水として扱っているため、本論へは適用できない。

ここでは、実験値との照合の際、射流域は限界水深の直前の値(例えば $R_i = 0.85$ )まで存 続し、その点で、常流へ遷移するものとし、その位置での通過重量( $\propto VH(g - \nabla)$ )及び温 度差( $\nabla$ )の値を常流となった流れの始点での入力条件、X=7.2m での大気へ開放を下流端で の境界条件とし、第 2 節の計算法で、常流側の流れの変化を計算することとする。この場 合、遷移点で▽は変化しないが、V、H は不連続に変化することになる。

(3) 実験値との比較

実験値についての考察に入る前に、実験の条件が本論で扱っている密度流の条件を満たしているかどうかを検討する必要があろう。

3-1.で行った実験の場合、吹出口では内外の圧力差によって流れが生ずるわけで、吹出口 直後では層の下端が静止した大気圧分布に等しいとは言わず、いわゆる forced plume 的 な流れである。ここでは大気圧とのバランスは縮流として吹出口直後で達成され、流れは 密度流の条件を満たすと考える。問題は、縮流部の流れの代表値が吹出口での値に対して どのように定まるかであるが、ここでは、近似的に吹出口での平均値をそのまま縮流部の 値とし、 $x \approx 0$ での代表値として用いることとする。(即ち、吹出口での平均風速、温度差、 吹出口巾の値を(2.7)の定義の V、H、▽に採用している) 今後、更に綿密な測定によって風 速プロフィル等を検討する必要がある。

表 2.3 に実験結果に対して(2)の方法で計算した x=0 での $R_i$ 数、A(x=2.5m)、B(x=4.5m) における測定値と計算値、射流から常流への遷移点の位置、発煙片の混入によって判断し た A、B 間での層の安定・不安定の結果を示す。

表 2.3	連行のある流れでの測定値と計算値の比較
	()内の値が計算値

実験	吹出口での 遷移点まで		A 点(X=2.5m)	における値	B 点(X=4.5m)における値			
番号	R <sub>i</sub> 数 R <sub>i0</sub>	の距離(m)	V(m/sec)	⊿T(degC)	V(m/sec)	⊿T(degC)		
1	0.0046	>4.5	0.50 (0.77)	5.0 (5.9)	0.51 (0.59)	5.0 (5.2)		
2	0.011	4.08	0.38 (0.65)	9.6 (11.2)	0.32 (0.40)	8.5 (10.7)		
3	0.0083	>4.5	0.44 (0.54)	5.5 (5.8)	0.23 (0.40)	4.6 (5.4)		
4	0.0144	3.25	0.24 (0.48)	8.0 (8.7)	0.22 (0.32)	7.0 (8.2)		
5	0.0283	1.98	0.31 (0.31)	10.0(13.4)	0.21 (0.31)	9.0 (12.1)		
6	0.0149	3.08	0.23 (0.38)	3.0 (6.0)	0.23 (0.26)	2.8 (5.6)		
7	0.0135	3.29	0.31 (0.38)	3.0 (5.3)	0.20 (0.26)	2.5 (5.1)		
8	0.0109	3.79	0.26 (0.38)	3.0 (3.9)	0.26 (0.23)	2.0 (3.7)		
9	0.0732	0.95	0.26 (0.33)	22.0(28.5)	0.24 (0.32)	21.5(23.7)		
10	0.0718	0.97	0.25 (0.33)	21.5(27.6)	0.28 (0.32)	20.0(23.1)		
11	0.0251	2.1	0.19 (0.25)	4.0 (8.0)	0.23 (0.25)	3.8 (7.3)		
12	0.0457	1.34	0.34 (0.25)	10.0(11.9)	0.18 (0.25)	9.0 (10.4)		
13	0.0221	2.23	0.17 (0.20)	2.5 (4.9)	0.12 (0.20)	3.0 (4.5)		
14	0.155	0.43	0.17 (0.16)	7.5 (9.3)	0.13 (0.15)	7.5 (7.0)		

A、Bの速度と温度についての実測値と計算値の照合性は、温度差が小さいことやスモー クワイヤーによる測定値の難点から余りよくないが、入口での*R*<sub>i</sub>が10<sup>-3</sup>~10<sup>-1</sup>のオーダー に及ぶ範囲についてかなり追随していると言える。

又、計算による流れの遷移点の位置と、流れの安定・不安定に注目し、常流では流れは 安定、射流では連行に伴う気流層の増大により不安定と考える。これに従えば、計算によ る遷移の位置までの距離(S)が、S<2.5m では AB 間で流れは安定、S>2.5m では不安定と なる。この計算値から予測される安定、不安定と実測による結果を比べると表 2.4 のように なり、計算値による予測と観察結果はうまく合致している。

又、図 2.29 に吹出口での *R<sub>i</sub>*が異なる 3 つの実験について、上述の計算結果と実測値(・) をプロットした。*R<sub>i</sub>*の違いによって熱気流層の広がり(H の変化)、速度の減衰が異なること が分かり、射流から常流への遷移に関する計算条件も妥当であることが確認される。







ここで、煙室の扉が開いており、火災の扉前後に温度差による 大きな圧力差が生じている場合に火災室から流出する煙の $R_i$ 数が どのくらいかを考察してみる。右図のように火災室 800℃、廊下 20℃で、温度差による浮力みが働いており、入出流量は等しい条 件で計算すると、流出する煙の平均流速:V=3.52(m/sec)、H"= 1.09(m)となる。温度は当然 800℃である。ここで、この値を直接 用いて $R_i$ 数を計算すると、 $R_i$ =0.63 となる。火災室の温度がかな り下がっても、▽が減少するのと同様にV も減少するから $R_i$ の値 はほぼ 0.6 程度の値である。この条件で水平路へ流入すれば、ほと んど連行による増量なしに常流に遷移することは、これまでの解析 から推定できるので、火災室から煙出した煙は廊下天井へ上昇する 過程で、増量(これも通常の建物ではごく僅かと考えられ無視でき



扉の開口:0.9m×1.8m h

る)した後、廊下天井に沿う安定な流れになると言える。(前出の図 2.3(b)はこの例である)

- 表 2.4 流れの安定性に関する計画値と実測値の比較
- ○:目視観察で層が安定
  - ×:目視観察で層が不安定

△:目視観察で層が判定できず

計算により安定と予測される実験番号	5	9	10	11	12	13	14
上の実験の観測結果	0	0	0	0	0	$\bigtriangleup$	0
計算により不安定と予測される	1	2	3	4	6	7	8
上の実験の観測結果	×	×	×	$\bigtriangleup$	$\triangle$	$\triangle$	×

以上、水平路における煙の流れについて少し整理しておく。

- ①水平路で流れが常流域であれば、ある地点での煙の通過重量、およびその温度が与えられれば、末端での境界条件から、定常状態における各点での特性値(V、H、▽)を計算で求めることができる。
- ②流れ出し点における流れの状態が状態が射流であることが条件として与えられた場合は、 Ellison-Turnerの連行係数に関する実験値を用い、常流へ遷移するまでの増量を計算す ることができ、遷移点での通過重量およびその温度から①の方法で常流部分の流れの諸 特性値も計算できる。
- ③一般的には、高温の火災室から流出した煙にせよ、水平路の流れは常流域の流れである。

第4節 斜路での煙流動に関する解析

- 4-1. 斜路での煙流動の理論的解析
- (1) 斜路での流れの性質

第2、第3節を通じて、水平路での流れはかなりその構造が明確になった。ここでは、 斜路における流れを概観し、水平路との接点における流れについて考察する。斜路におい て流れは、水平路における場合と異なり、進行方向に対しても直接浮力を受け、常に加速 される形となる。そして、この加速と主に壁面での摩擦が釣合い、安定した inclined plume になると考えられる。この斜路における熱気流の上昇について、建物スケールでの研究は 皆無と言ってよく、もっぱら 1-4.で述べたように大気の動きか、水の流れに関したものに限 定されている。本節では 4-2.で実大火災実験での僅かなデータとの照合を行うが、本節での 理論を裏付けるには足らず、第Ⅲ章2-3.に述べる実験を繰り返すことで実際の建物での挙動 を定量的に確認する必要がある。又、第2、第3節の水平路の解析では、必ず末端を大気開 放の条件としていた。これは廊下に接続する階段において、流れが斜流に遷移することを 前提としており、実際に斜路における流れが射流になることを示す必要がある。これにつ

いては、(2)の流れの基礎方程式から、水理学の限界勾配の考え方により確認する。

(2) 基礎式について

熱流保存及び質量保存については、水平路に おける射流と同様に考え、(2.13)、(2.15)式を そのまま用いる。ただし、斜路での流れの場合、 熱損失を無視することは妥当ではないので、こ れについては(4)で改めて考察している。運動 方程式については、x 軸を図 2.30 のように斜 面に沿う軸とすると、水平路で導かれた境界層 方程式 [(2.1)、(2.2)] はそれぞれ以下のよう になる。



$$\rho_{\infty} \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + (\rho_{\infty} - \rho)g\sin\alpha + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$
(2.10)  
$$0 = -\frac{\partial P}{\partial y} - (\rho_{\infty} - \rho)\cos\alpha$$
(2.19)

(2.7.4)の定義を用いて(2.18)式を右辺第2項のy方向の積分は置き換えることができ、その他は、2-2、(3)と同様の手法で代表値に変換されるから

$$\frac{d}{dx} (V^2 H) = -FV^2 + S_2 \nabla H \sin \alpha - \frac{d}{dx} (S_1 \nabla H^2 \cos \alpha)$$

$$\geq \& \& \Im \otimes_{\circ} (2.13), (2.15) \stackrel{-}{\rightrightarrows} \stackrel{-}{\rightrightarrows} \stackrel{-}{\rightrightarrows} (2.20)$$

$$\frac{d}{dx} (VH) = EV$$

$$VH \nabla = A = \text{const}$$

$$(2.15)$$

斜路の場合、図 2.30 のような座標軸では、 $R_i$ 数における浮力項は $H\nabla \cos \alpha$ となるから、 $R_i$ の定義も次式のように変わることになる。当然 $\alpha = 0$ では、水平路での定義と同じである。

$$R_i = \frac{H\nabla\cos\alpha}{V^2} \tag{2.21}$$

基礎式をいままでと同様に $\frac{dR_i}{dx}$ 、 $\frac{dH}{dx}$ の形に整理すると

$$\frac{dR_i}{dx^*} = \frac{3R_i}{H^*} \cdot \frac{(1+S_1R_i)E - S_2R_1\tan\alpha + F}{1 - 2S_1R}$$
(2.22)

$$\frac{dH^*}{dx^*} = \frac{(2 - S_1 R_i)E - S_2 R_1 \tan \alpha + F}{1 - 2S_1 R_i}$$
(2.23)

(2.22)、(2.23)式も 3-2、(2)と同様、H と x を H<sub>0</sub>で無次元化することで、容易に無次元の式 となる。

(3) 方程式の意味

まず、
$$\frac{dR_i}{dx} = 0$$
の等流条件について考察する。

 $(1+S_1R_i)E - S_2R_i\tan\alpha + F = 0$ 

(2.24)

**F=0.015** で一定とすれば、等流条件となる $R_{ic}$ は $\alpha$ の関数となり、 次計算で下表のような関係が求まる。

α	$5^{\circ}$	$10^{\circ}$	$15^{\circ}$	$20^{\circ}$	$25^{\circ}$	$30^{\circ}$
$R_{ic}$	0.38	0.25	0.19	0.15	0.13	0.11

又、 $R_i$ が限界水深での値:  $R_i = 1/2S$  となる時の  $\alpha$  の値は  $\alpha = 1.2^\circ$  である。この値は、水理 学でいう限界勾配であり、 $\alpha$ がこの値より大きい時、流れは斜流域で安定となる。よって、 わずかな斜路( $\alpha > 1.2^\circ$ )であっても、流れは斜流域で安定な流れになることが分かり、 廊下が階段に接続されるような流域に対して、第2節で用いた末端において限界水深とな る仮定は妥当であると言える。

 $(\alpha > 1.2^{\circ}$ の時、流れのどこかで射流であるとすれば、その点で射流より分母は正、 $R_i > R_i$ では分子<0より $\frac{dR_i}{dx} = 0$ 、 $R_i < R_i$ では、分子>0より流れは $R_i = R_i$ に収束すること

になる)

以上の考察から、水平路から斜路に至る流れの場合には、第2、第3節で検討したように、 煙が圧力差で吹出されるなどして射流のまま斜路へ流入しない限り、流れは接続点で常流 から射流へ遷移することになる。

即ち、斜路への入口での $R_i = 1/2S_1$ を条件として、流れを解析することができる。そして、

斜路の場合は、流入部分で $R_i$ が $1/2S_1$ に決まってしまうから、長さのスケールを無次元化して表現すれば、流れは $\alpha$ によって変化するだけとなる。図 2.31 に $\alpha$ の違いにより、 $R_i$ 及び H\*がどのように変化するかを示した。



(2.24)式を(2.23)式に代入すれば明らかなように、等流状態では $\frac{dH}{dx} = E = 0.075e^{-3.9R_i}$ で一

定である。

さらに、(2.13)式より
$$V\frac{dH}{dx} + H\frac{dV}{dx} = EV$$
、等流条件では $V\frac{dH}{dx} = EV$ であるから、

 $\frac{dV}{dx} = 0$ より V=const、の結果が得られる。

ここで、遷移点(限界水深)での各特性値に 0、等流となった位置での値にeを用いると、 まず(2.15)式より $V_0H_0\nabla_0 = V_eH_e\nabla_e$ 、それぞれの点で

での $V_0$ については、通過する重量とその点での温度が分かれば、2-2(7)で述べた方法で $V_0$ は定まるから斜路の傾斜角が定まっていれば流入する煙の条件から、煙がどの程度の速度で上昇するかを計算することができる。

更に、(2.25)式のV<sub>0</sub>を 2.2(7)の方法で置きかえる。

 $H_0V_0(g-\nabla_0) = G(G: 通過重量に相当する量), \frac{H_0\nabla_0}{V_0^2} = R_{io}$ の関係を(2.25)式に代入し

$$\tau \, , \, V_e = \left(\frac{R_{i0}}{R_{ie}}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{G}{R_{i0}} \cdot \frac{\nabla_0}{1 - \frac{\nabla_0}{g}}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{1}{R_{ie}}\right)^{\frac{1}{3}} \left(G \cdot \frac{\nabla_0}{1 - \frac{\nabla_0}{g}}\right)^{\frac{1}{3}}$$

 $R_{ie}$ は斜路の角度:  $\alpha$ で決まり、 $\nabla_0 / \left(1 - \frac{\nabla_0}{g}\right)$ は定義より温度差であるから、斜路において安定した inclined plume の上昇速度は階段室に流入する熱量の 1/3 乗に比例することが分かる。

(4) 壁面への熱損失を考慮した流れの解析

これまで行った射流の解析は、壁面等への熱損失を無視した形で行われている。3-2.で 解析したように水平路での射流は、流れの比較的短距離で常流へ遷移するため、熱損失を 無視しても大きな誤差は生じないと考えられるが、斜路の場合には、(3)で考察したように 射流域で安定状態となるため、距離が長くなればなるほど、熱損失を無視したことによる

影響は大きくなると思われる。更に、(3)で得た(斜路での上昇速度)∝(流入熱量)<sup>1</sup>の関係についても、熱損失の影響を加味する必要があろう。

そこで、(2)で導入した基礎式を一部修正し、熱損失を考慮した式について検討した。熱 損失については、2-2.の(2-5')式にならい、運動方程式、連行の式については(2)で用いた式

をそのまま用いた。  

$$\frac{d}{dx}(VH\nabla) = -KFV\nabla$$

$$\frac{d}{dx}(V^{2}H) = S_{2}\nabla H \sin \alpha - \frac{d}{dx}(S_{1}\nabla H^{2} \cos \alpha) - FV^{2}$$
(2.26)
$$\frac{d}{dx}(VH) = EV$$

いままでと同様に整理すると

$$\frac{dR_i}{dx} = \frac{3R_i}{H} \frac{\left(1 + S_1 R_1\right) \left(\frac{KF}{3} - E\right) + S_2 \tan \alpha R_i - F}{2S_1 R_i - 1}$$
(2.27)

$$\frac{dH}{dx} = \frac{E(S_1R_i - 2) + KFS_1R_i + S_2 \tan \alpha R_i - F}{2S_1R_i - 1}$$
(2.28)

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{V}{H} \frac{KFS_1R_i + S_2 \tan \alpha R_i - E(1 + S_1R_i) - F}{2S_1R_i - 1}$$
(2.29)

(3)と同様に
$$\frac{dR_i}{dx} = 0$$
の条件を求めると  
 $(1 + S_1 R_i) \left(\frac{KF}{3} - E\right) + S_2 \tan \alpha R_i - F = 0$  (2.30)  
となり、F=0.015 で  $\alpha$  と  $R_{ic}$ の関係は下の表のようになる。

α	$5^{\circ}$	$10^{\circ}$	$15^{\circ}$	$20^{\circ}$	$25^{\circ}$	$30^{\circ}$
$R_{ic}$	0.35	0.23	0.18	0.14	0.12	0.10

(2.30)の等流条件を(2.28)、(2.29)などに代入することで等流では、

$$\frac{dH}{dx} = E + \frac{KF}{3}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{V}{H}\frac{KF}{3}$$

$$\frac{d\nabla}{dx} = -\frac{\nabla}{H}(KF + E)$$
(2.31)

の関係が得られる。(2.27)~(2.29)式も V、H の初期値で簡単に無次元化できることを利用 し、図 2.32 に傾斜の異なる場合の速度、熱量、重量の変化を示した。速度については、図 2.31 と比較すると、斜路へ流入直後は同じように速度上昇があるものの、熱損失するにし たがって速度が漸減している。



又、熱損失は傾斜角にはほとんど影響を受けず、距離の関数である。上述の結果を利用


し、階段を図 2.33 のような斜路と水平路の組合せを考え、どのように上昇するかを考える。

先ず、①水平路からの斜路に至る点(0点、B点、D点)では流れは限界水深をとる。 ②水平路では流れは直ちに常流となり、増量しないが、熱損失については斜路と 同様である。

とする。

この条件で、流れを計算する場合、5m という実スケールに対応させるため、0 点での入 力条件も、実際の値をあてはめて考えてみる。

0 点で流入する流れを H=0.5(m)、 $\nabla$ /g=0.254( $\Delta$ T=100degC に相当)、V=1.20(m/sec) (即 5  $R_{i0}$ =0.86)とすると、0A、BC での平均的な上昇速度、B 点、D 点での H、V、 $\Delta$ T は図 2.32 からそれぞれの点での VH▽、G の値を読みとり、計算することで以下のようになる。

	平均的な上昇速度		
0A	2.2m/sec		
BC	1.9m/sec		

	H(m)	V(m/s)	$\bigtriangledown$ /g	$\Delta T(degC)$
0 点	0.50	1.20	0.25	100
B 点	1.02	1.08	0.10	32
D 点	1.54	1.01	0.056	17

上述の計算手法で斜路・水平路の組合せとしての流れを予測することができる。

#### 4-2. 実大火災実験値との比較

実大火災実験では、事前に流れを予測することが困難なことと、測定点が限られること から、理論と対応するだけのデータを得ることが難しい。ここでは、筆者が実験内容の計 画、実測を担当した富国生命ビル火災実験(1975.10.18~19、文献(Ⅱ-22)に一部掲載)の実験 6について階段内の煙上昇についての実測結果を解析する。

#### (1) 実験概要

建物は図 2.34 に示す地下1 階地上8 階建で、階当りの延床面積は、約 1000 m<sup>2</sup>である。 実験6 では、廊下部及び階段部にのみ煙の流路を作り、外気との開口部は閉鎖した状態で、 どのように建物内に煙が伝播するのかを実験した。

**2F**の火災室(214号室)での杉クリブの重量減少は5kg/min~16kg/minで点火後6分以後、 ほぼ 16kg/min で一定である。



(2) 階段室での煙の上昇

この建物では幸いなことに、階段 B が図 2.34 から分かるように、ほぼ斜路とみなせる単純な構造をしており、各階の入口で測定されている垂直温度分布と煙濃度から、流れの特性値とその上昇速度の関係を分析する。

平面図(図 2.34)から、測定点(Q(2F)と@(3F)の間の階段室は、図 2.35 のように斜路ろ水平路の組合せであると仮定できる。 (Q)と@での温度上昇は図 2.35 のようであり、温度の常温からの上昇が煙の到達の置き換えられるとすれば、(Q)から@への煙の伝播には、約 30~60 秒かかっていると考えられる。



ここで、4-3 で述べるように煙先端に斜路での伝播現象を定常値に置き換えることができ るとすれば、階段室入口での条件を与えて、4-1(4)で行なった計算手法で煙の伝播を計算で きるようになる。2F での温度測定値から、図 2.36 のように入口条件を $\Delta \theta$  =5degC、H=0.5 cm、 $R_i$ =0.86 とすれば、階段室での各点の値は、図に示すようになり、斜路での平均的な 速度から、熱気流が⑭らから@へ到達する時間は(3.8m×2+2.0m)/0.3m/s=32sec で、上述 の温度上昇の時間遅れとほぼ一致する。又、2F、3Fのロビー一部での煙層の厚さを温度分 布から推定すると、2F では 0.5m~1.0m の間、3F では 1.7m~2.0m の間であり、図 2.36 の結果及び斜路を通るたびに煙厚の増加する理論解ろ傾向が一致している。図 2.37 は建物 の断面図に各測定点の値(温度・煙濃度)を段階的に示したものである。









又、中央鉄道病院実験でのデータ(Ⅱ-1)をみると、実験 1 で階段室内の煙は 3.1 分~4.5 分の間に 2F から 4F へ上昇していて、この時の階段室の温度上昇は記録からはほとんど読 み取れない程度である。この結果は、階段室へ侵入する煙の温度が低い場合には上昇速度 がそれほど大きくないという点で、上述の実験結果に一致している。

ただし、階段室へ高温の煙が侵入した場合には、図 2.33 で計算したように上述の結果よりかなり早くなり、「煙はあなたより速い!」の標語とは矛盾しないものと考えられる。

4-3. 非定常での流れ・その他に関する考察

本項では、これまで解析してきた定常状態での流れの性質を基本として、実際の火災で の煙流動をモデル化するときに必要となる非定常の流れを考察する。又、実際の流れを扱 う際、必要となる分流、煙としてのガス輻斜の問題についても言及する。

i)非定常の流れー先端の進行速度に関する考察

この項に至るまで、本章では流れが定常であることを条件として流れの基本式を解き、 かつ、これを実験値と比較してきた。この結果、流れの性質を定性的に把握することはで きたが、実際の火災の場合には、煙の先端が時間ろ共にどのように移動するかが、安全設 計に重要な意味を持っている。この煙の先端速度を知るためには、当然、非定常の流れを 解く必要がある。

先頭の速度を知る方法として、第一に考えられるのは第2節で導出した運動量方程式(2.4) に非定常項を加えて解くことであるが、先端部では力の釣合いに周囲流体を押しのける力、 回転力などが加わるために、この式を適用することはできない。

1-4.で挙げた密度流の文献のうち、(II-7)~(II-11)がこの密度流の進行速度について述べている。これらは、先端部における先端の高さ:d、代表密度差: $\Delta \rho / \rho$ 、先端の進行速度: $\nu$ の関係を実験もしくは、自然現象の観察から求めたもので、

 $v = k [(\Delta \rho / \rho)g \cdot d]^{\frac{1}{2}}$  (2.32) の形で整理されて

いる。

Kenlegan(II-7)(II-8)は、塩水と淡水の間の水門を開放することで生じる密度流の実験から、k=0.78、Simpson(II-23)は大気中の sea-breeze(海軟風)の進行速度の観測結果から、k=0.75 を提案している。

一方、上述の値は水平方向への密度流についての結果であるが、斜路については福岡ら( Ⅱ-11)が濁水の先端部の動きについて実験と理論の両方から流れを解析している。ここで は結果として、流れの発達に従って先端速度は等流速度に漸近することが示されており、 斜流の場合には 4-2.で用いたように定常計算での結果を先端速度と考えても大きな誤差は 生じない。

しかし、水平方向の流動では、たとえ先端部での条件を与えられても、これに続くほぼ 定常は部分との関係が明らかでないと、結局、先端部の流量が明確にならず、流れを解析 できない。即ち、下図のような二種類の流れを考えた場合、(a)では先端部の流量は流出部 (境界条件)での値に等しいが、(b)のような流れでは先端部の流量は、流出部の流量より 常に小さく、二者を結びつける情報が必要となる。



実際の流れは b)ほど極端でなく、わずかな距離の間では a)に近い状態で変化すると考え られるから、前述の Simpson の結果 $v = 0.75 [(\Delta \rho / \rho)g \cdot d]^{\frac{1}{2}} \delta R_i$ に置き換え、先端速度を 求めたい位置で  $R_i = 1.78 \delta$ 境界条件として定常計算を行ない、この結果を近似値として用 いることができる。

ただし、先端が開放端や斜路への入口など、境界条件と限定する位置に達した後は 2-2. などで行なった定常計算での値に収束することはいうまでもない。

ii) 垂壁・梁等の流れへの影響について

本項までは、天井に沿う流れは天井面に水平とみなして解析しているが、現実の建物で は防煙垂壁という意図的なものも含めて垂壁・梁による凹凸がある。ここでは、第3章で 考察したように、水平方向への煙の流れでは*R<sub>i</sub>が大きく、慣性力に比べて浮力が大きいこ* とから、流れは天井部の凸部を跳び越すことはなく、水がせきを越すときのように流れる ものと考える。即ち、凹部の体積分だけ、煙の進行は遅れることになる。

iii) 分流部での流れ

流れが廊下の分岐点などで 2 方向へ分かれる場合について考察する。この場合、非定常の解を求めることは近似的にも非常に難しい。一方、定常状態での解は分流したそれぞれの流路での末端条件と、分流部での煙層の厚さが等しくなるように分流比をとることで、

第2節での手法を援用して求めることができる。これは、川の分流条件と同じである。具体的な計算法は以下のとおり。



- 1) 0 から 1 間の距離から推定して ∇1 を暫定的に決める。
- 2)  $G_2/G_3$ を適当に決め、 $G_2+G_3=G_0$ より $G_2$ 、 $G_3$ を仮定。
- 3) 2、3 での境界条件と∇<sub>1</sub>から、それぞれの H を計算し、H が 1 の位置で同じ値になるようG<sub>2</sub>/G<sub>3</sub>を変化させる。一致した H の値が H<sub>1</sub>
- 4) H<sub>1</sub>、∇<sub>1</sub>、G<sub>0</sub>を境界条件に 1→0 へ計算、∇ が∇<sub>0</sub>に合致するまで、1)~3)の過程を繰り返す。

iv) 煙の熱的性質に関する検討

Ⅱ章を通じて、煙の熱的特性値としては第2節で実験値と理論値の比較から求めた K、F の値をそのまま用いている。これは、火災のよる煙をメチルアルコール燃焼による熱気流 に等しいとして扱っていることになる。ここでは、この扱いの妥当性を検討する。

煙とアルコール燃焼の熱気流とでは、組成の差がまず第一に明らかであるが、これは直接には気流・熱の動きには影響しない。以下、流れと熱に影響すると思われる気流の比重 量とガス輻射について若干の考察を行なう。

① 煙の比重量について

各材料の燃焼によって生ずる煙の比重量については、前田らの想定結果(II-24)があり、煙 が完全気体の状態方程式を満足するものと仮定して求められた各種材料からの煙の比重量 は、減光係数の大きい煙に対しても、空気との差は 2~3%であり、空気と等しいと扱って よいとしている。ただし、固体(炭素などの粒子)がコロイド状に浮遊する気体について、 完全気体の仮定が成立するかどうかは検討が必要である。

② 輻射による冷却について

第2節、第3節では、スモークワイヤーによる流速測定のため、アルコール燃焼で生じる透明の熱気流を用いている。これに対して、実験の火災の煙は炭素粒などの固体や燃焼で生じた mist などを大量に含んでおり透明度が低い。この結果、気流の厚さ全体としての

輻射率は、明らかに異なると思われる。

実験での結果を踏まえて、煙層の厚さ:L=0.5 cm、温度 100<sup>°</sup>Cの時のアルコール燃焼による熱気流の輻射率: $\varepsilon$ 、について比較する。

透明な熱気流の場合、*ε<sub>g</sub>*はガスの水蒸気分圧と CO<sub>2</sub> 濃度によりほぼ決定される。<sup>(Ⅱ-25)</sup> アルコール燃焼(第2節実験Aでは、気流量:約60 m<sup>2</sup>/分、アルコール燃焼量:約11/分) から発生する水蒸気及び CO<sub>2</sub>による濃度上昇は、それぞれ2%、1%であり、文献<sup>(Ⅱ-25)</sup>から

求められる $\mathcal{E}_{g}$ のおおよその値は $\mathcal{E}_{g}$ =0.1。

一方、煙を擬似灰色体とみなせば、減光係数: $C_s \ge \varepsilon_s$ の間には $\varepsilon_s = 1 - \exp(-C_s L)$ の関係が導かれる(II-25)。

第2節の実験のうち、気流の透明・不透明の差による流れの違いを知るために行なった 実験G(実験Aと同条件で発煙筒による煙を混入した)での値: $C_{,}\cong 1.0$ を代入すると

 $\varepsilon_s = 0.39$ となる。この時の単位面積当りの煙による床面への輻射量の差は、床面へ形態 係数を1として

$$(\varepsilon_s - \varepsilon_G) \times 4.88 \times \left\{ \left(\frac{373}{100}\right)^4 - \left(\frac{293}{100}\right)^4 \right\} = 170(kcal/m^2 \cdot hr)$$

2-2.(7)で検討したように、煙の熱損失をすべて天井面への熱伝達と考えた場合の表面熱伝導 は $\alpha \cong 10kcal/m^2 \cdot hr \cdot deg$ であったから、この条件(煙温 100℃、壁面積 20℃)では、総 熱損失量:  $q = 800kcal/m^2 \cdot hr$ となり、煙が不透明になることで失熱量が約 2 割増すこと になる。

ところで、図 2.38 は実験 A 及び実験 G の温度分布である。この結果では、温度はプロフィル、絶対温度共にほとんど変化がなく、どちらかといえば、上述の分布の結果とは逆に、透明な熱気流の方がわずかながら温度の降下巾が大きい。温度変化の巾は実験の誤差範囲であり比較できないが、温度プロフィルに変化がないことから、実験の範囲では C<sub>s</sub>の変化 は気流の熱的性質にほぼ影響しないと見なすことができる。

上述の解析結果と矛盾する理由としては、透明な熱気流に浮遊する水の粒子による影響、 煙温が均一でなく、温度勾配があることによる層内での輻射のやりとりなどが考えられる が、*C*、をもっと高くした実験などで、今後検証する必要があろう。



図2.38 減光係数の差による熱気流の温度分布の差

第Ⅲ章 建物火災に対する安全設計のための研究

第1節 研究目的と方向

第Ⅰ章、第Ⅱ章では、火災という物理現象において、熱量もしくは境界面での流れの条件と(温度・速度・厚さ)が与えられれば、建物内の煙流動を予測することが可能なこと を示し、又、これに用いる初期火災の物理モデルを提案した。本章では、これらのモデル 用いて、建物火災に対する安全設計の手法について述べる。

第2節では、火災室、廊下等での流れについての相似則を検討するほか、既存の建物を 用いて階段室での煙の拡散を予測する試験法について述べる。

第3節では、火災・建物・人間をそれぞれモデル化することで、可能となる安全設計の 手法について説明し、火災の物理モデルをいかにその他のモデルと関連づけるかについて、 二、三の例をあげる。残念ながら、筆者の提案する発熱量の時間変化に対応させてその他 の情報をまとめる作業が未完であり、今後の課題である。

第2節 煙流動に関する相似則の検討とその応用

本節では、煙層の降下に関する第 I 章の(1.20)式、第 II 章の水平路及び斜路での流れに関 する(2.10)、(2.11)式、(2.27)~(2.29)式を基礎に、煙流動現象の相似則について検討し、建 物内の煙流動について、模型実験を行なう場合の考え方を示した。更に、斜路については、 実大の建物に適用できる低温度差での試験法についても検討した。 2-1. 室内での煙層降下に関する相似則

a) 煙層降下について

第 I 章の煙層降下の式(1.20)を用いて考察する。

$$\frac{dZ}{dt} = -\frac{0.195}{S} \frac{\gamma_f}{\gamma_s} \left( \frac{gQ_0}{\gamma_0 C_P T_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left( Z + Z_V \right)^{\frac{5}{3}}$$
(1.20)

任意の条件の火災室に対して、上式を応用する場合には、天井高、床面積、仮想点火源までの距離の 3 つが長さに関する定数としてまちまちの値をとるために、式を無次元化することによるメリットの比を等しくとることができれば、上式の無次元化から相似則を導くことができる。

長さのスケール以外に流れを決める主な物理量が発熱量であるのは自明であるから、発 熱量:Qから長さの単位をもつ量と時間の単位を持つ量を作ると

$$\begin{bmatrix} L \end{bmatrix} = \left(\frac{Q^2}{g\gamma_0^2 C_P^2 T_0^2}\right)^{\frac{1}{5}}$$

$$\begin{bmatrix} T \end{bmatrix} = \left(\frac{Q}{g^3 C_P T_0 \gamma_0}\right)^{\frac{1}{5}}$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 2 & 0 \\ 0$$

ただし、\*はそれぞれ〔L〕、〔T〕で無次元化された値

ここで、幾何学的相似が、実際のスケールと模型で保たれていれば、代表長さと時間に ついて

$$L_{M} / L_{R} = \left(Q_{M}^{2} / Q_{R}^{2}\right)^{\frac{1}{5}}, \qquad T_{M} / T_{R} = \left(Q_{M} / Q_{R}\right)^{\frac{1}{5}}$$
(3.4)

(添字の M:模型、R:実大)の関係が満足されれば、(3.3)式は同じ解となる。

即ち、縮尺= $L_M / L_R$ に対し、発熱量を $Q_M / Q_R = (L_M / L_R)^{\frac{5}{2}}$ の条件で選べば、時間軸につ いて $T_M / T_R = (L_M / L_R)^{\frac{1}{2}}$ の関係で現象が推移することになる。 (例) 縮尺 1/10 の模型で、実際のスケールでの煙層降下を知ろうとする場合、発熱量は

10<sup>-5</sup>(≒ 3/1000)とし、煙層降下を普通のスピードで撮影し、10<sup>-1</sup>(≒1/3)のスピードで遅

回しに映写すれば、実際のスケールでの現象と同じ時間変化を示す。

上述の関係は、発熱量が時間変化する火災モデルの場合にも適用できる。実大のスケールである代表的な発熱量の値を決めれば、 $Q_M / Q_R = (L_M / L_R)^{\frac{5}{2}}$ の関係から、模型での発熱量の代表値が決まり、この値への時間変化を $T_M / T_R = (L_M / L_R)^{\frac{1}{2}}$ の関係になるように調整してやれば、定常発熱と同じ考え方で模型実験が可能となる。

上記の相似則が満たされた場合の温度上昇について検討する。(3,4)の関係が成立してい れば、ある無次元時間では、煙の体積はスケール比の3乗に等しい。

 $V_M / V_R = \left( L_M / L_R \right)^3$ 

又、ある時間で煙の持つ熱量は、時間当りの発熱量に時間をかけたものに等しくなるか ら、

$$H_{M} / H_{R} = Q_{M} \cdot T_{M} / Q_{R} \cdot T_{R} = (L_{M} / L_{R})^{\frac{3}{2}} (L_{M} / L_{R})^{\frac{1}{2}} = (L_{M} / L_{R})^{3}$$

よって、煙が持つ単位体積(無次元ではない)当りの発熱量は等しくなるから、実際の煙 の温度は縮尺が変わっても変化しないことになる。即ち、上述の相似則が満足されれば、 ある無次元時間における温度上昇は模型と実大で等しいことになる。

ii) 廊下への煙の流出

火災初期における開口部からの煙の流出が、開口部上端と煙層下面との距離及び、煙層 と周囲空気の密度差で決まることは第 I 章で確認した。

$$W = \frac{2}{3} \alpha B \left( H - Z \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2g \left( \frac{\gamma_0}{\gamma_s} - 1 \right)}$$
(1.21)

廊下への流出部でも流れの相似条件が成立するためには、開口部での煙層の厚さと流出速 度がそれぞれ〔L〕、〔L/T〕の次元で相似であればよい。

ここで、2-1の相似条件(3.4)式が満足された時の廊下への煙の流出について考えてみる。 ある無次元時間で $(H-Z)_M/(H-Z)_R$ はスケール比に等しく当然相似である。(1.21)式か

ら速度の項は、
$$\sqrt{(H-Z)2g\left(rac{\gamma_0}{\gamma_s}-1
ight)}$$
であり、 $2g\left(rac{\gamma_0}{\gamma_s}-1
ight)$ はi)での検討から等しいから

 $V_M / V_R = (L_M / L_R)^{\frac{1}{2}}$ の関係となり、 $T_M / T_R = (L_M / L_R)^{\frac{1}{2}}$ を代入して、

 $V_M / V_R = (L_M / L_R) / (T_M / T_R)$ よって(3.4)式が満足された場合、廊下への煙の流出についても相似性が保たれることなる。

2-2. 水平路・斜路での流れの相似則

i) 水平路(廊下) での流れ

2・1 では火災室における煙層降下及びその流出という非定常の現象に関する相似則を方 程式の無次元化という手法で考察した。一方、Ⅱ章で行なった水平路(廊下)、斜路(階段) における考察は、Ⅱ章4・3 で述べたように定常な境界条件を対象とし、基礎式は時間変化の 項を含まないので、2・1、2・2 に連続した形で流れの相似条件を考えることはできない。し かし、Ⅱ章4・3 でも考察したように煙の先端における速度を定常流でのそれに置き換えるこ とが可能であれば、その先端の位置の移動について時間のスケールが考察の対象となる。 第Ⅱ章の(2.10)(2.11)式

$$\frac{dR_{i}}{dx} = \frac{3R_{i}}{H} \frac{F - KF(1 + S_{1}R_{i})\left(\frac{\nabla}{g} + \frac{1}{3}\right)}{1 - 2S_{1}R_{i}}$$

$$\frac{dH}{dx} = \frac{F - KF\{(2 - S_{1}R_{i})\frac{\nabla}{g} + S_{1}R_{i}\}}{1 - 2S_{1}R_{i}}$$

$$\nabla_{n} (2.5')(2.6')等の基礎式から$$

$$\frac{d\nabla}{dx} = -\frac{KF\nabla}{H}\left(1 - \frac{\nabla}{g}\right)$$
(3.5)

H、x については適当な代表長さ(境界条件での値)で無次元化すれば、 $R_i$ 、 $\nabla$ 、 $H^*$ の値 が等しければ(3.5)の解は同じになる。しかし、それ以外の条件では、 $R_i$ や $\nabla$ の2次の項、  $R_i$  $\nabla$ の項があるために相似条件は満足されない。ここで、2-1 の結果では廊下へ流出する 煙 に つ い て  $V_M/V_R = (L_M/L_R)^{\frac{1}{2}}$ で あ り 、  $\nabla$  は 変 化 し な い か ら  $R_{iM}/R_{iR} = \frac{H_M/V_M^2}{H_R/V_R^2} = \frac{L_M}{L_R} \cdot \left(\frac{L_R}{L_M}\right)^{\frac{1}{2}^2} = 1$ で相似条件を満足する。更に定常流では、時間 のスケールは、(代表長さ)/(速度)で与えられるから、 $T_M/T_R = \frac{L_M/V_M}{L_R/V_R} = \left(\frac{L_M}{L_R}\right)^{\frac{1}{2}}$ とな

り、上述の先端速度に関する仮定が満足されるとすれば、2-1における相似条件;(3,4)式で、 廊下での流れも整理することが可能となる。

上述の結果は次のようにも解釈できる。即ち、廊下の流れを支配する物理法則は、 ①流れにおける浮力

②流れと壁面との熱伝達

であり、この2つの法則を同時に満たす条件が $R_i$ と $\nabla$ の一致である。ただし、スケールが 小さくなると、流れの $R_e$ 数が変化し、熱伝達の構造が変化して、F、Kの値が異なったも のになると思われるが、ここでは一定としていることに留意すべきである。

ii)斜路(階段)での流れ

i)と同時に第Ⅱ章の結果のうち、壁面への熱損失を考察した式は、

$$\frac{dR_i}{dx} = \frac{3R_i}{H} \frac{\left(1 + S_1 R_i\right) \left(E - \frac{KF}{3}\right) - S_2 R_i \tan \alpha + F}{1 - 2S_1 R_i}$$
(2.27)

$$\frac{dR_i}{dx} = \frac{(2 - S_1 R_i)E - S_2 \tan \alpha + E(1 + S_1 R_i) + F}{1 - 2S_1 R_i}$$
(2.28)

$$\frac{\partial \nabla}{\partial x} = -\nabla \frac{\left(KF + E\right)}{H}$$

上式のうち、境界条件での値 $H_0$ 、 $\nabla_0$ で H、x、 $\nabla$ を無次元化すると

$$\frac{dR_{i}}{dx} = \frac{3R_{i}}{H} \frac{\left(1 + S_{1}R_{i}\right)\left(E - \frac{KF}{3}\right) - S_{2}R_{i}\tan\alpha + F}{1 - 2S_{1}R_{i}}$$

$$\frac{dH^{*}}{dx^{*}} = \frac{\left(2 - S_{1}R_{i}\right)E - S_{2}\tan\alpha + E\left(1 + S_{1}R_{i}\right) + F}{1 - 2S_{1}R_{i}}$$

$$\frac{\partial\nabla^{*}}{\partialx^{*}} = -\nabla^{*}\frac{\left(KF + E\right)}{H^{*}}$$
(3.6)

となり、i)とは違って $R_i$ 、 $H^*$ 、 $\nabla^*$ の値が等しければ流れは相似になり、温度差の条件が緩和されたことになる。ただし、幾何学的相似条件に含まれる傾斜角 $\alpha$ が異なれば、相似にならないことは自明である。

この結果、ある点における  $R_i$ が等しければ、流れは代表長さで無次元化された距離に対して、相似になる。ここで(3.4)式を満たすi)の流れとの連続性を考慮すると、i)では ▽は保存され、 $R_i$ も等しい流れであり、当然ii)でも相似性が保たれる。更に、II章で扱ったように、階段への入口で流れが常流から射流へ遷移するとすれば、入口での $R_i$ は 1/2S1 の一定値をとるから $\alpha$ が一定ならば流れは相似になる。

以上、(3-4)式に注目すれば、室内での煙層降下の式を無次元化するために導入した条件 で廊下への流出、廊下、階段での流れの相似性が保たれることが分かる。 斜路(階段)での流れでは、*R<sub>i</sub>*の一致が唯一の相似則であるから、これを利用して、低 温度差での実験で得られた結果から、実際の火災での煙の拡散を予測する手法を 2-3 に示す。

2-3. 階段室での煙上昇に関する試験法

i)目的

Ⅱ章及び2-2で斜路における煙の上昇について考察してきたが、実際の階段は、斜路と踊 り場での水平路が組合わさり、しかも、中央部に開口のある場合などもあって、単純にこ れまでの理論で流れを予測することは困難である。2-1、2-2の相似則を用いての模型実験 も可能であるが、ここでは実際の階段室を用いて流れの性状を知るための試験法について 考察した。

ii) 理論的考察

2-2のii)で考察したように、階段室への流入部で常流から射流への遷移が生じるとすれば、流れは代表長さ(流入部での煙の厚さ:限界水深)で無次元化された距離に対して相似となる。

そこで、この代表長さを実際の火災で階段室へ流入する煙の厚さに一致させることがで きれば、かなり複雑な幾何学的条件の階段室の中でも、流れの厚さはかなり実際に近い値 になると考えられる。上昇速度については、第Ⅱ章4·3 で述べたように、流れが斜流の場合 には非定常状態における先頭の進行速度を定常状態での値に置き換えても大きな誤差はな いから、低温度差の実験で流れが移動するのに要した時間を(代表長さ)/(代表速度) で修正することで、実際の火災での進行速度を推定することが可能となる。

ただし、以上の理論は、以下のような条件が満たされない場合には成立しない。 ①階段室が斜路と水平路の組合せとみなせる。(中央に大きな吹抜けがあるような場合には、

当然用いることができない。)

②初期状態で階段室内に大きな温度分布が生じていない。又、温度分布が原因の強い気流 が生じていない。更に、階段室の気流が外気風の影響を受けてない。

iii) 実施例

上述の理論を用いて行なった実験例を示す。この実験は資材が不十分な状態で行なった ために結果自身は意味を持たないが、手法を説明する便法として以下に紹介する。対象は 名古屋大学工学部建築学科の階段室で、通常使用状態の建物での試験が可能なように電気 ヒーターとファンを組合せて空気を 10~40degC 上昇させる装置を用いた。

熱気流の拡散の状態は、大気汚染等のトレーサーガスとして用いられる SF6 を吹出口で 混入し、階段室各部で一定時間毎にサンプルして、その濃度の上昇が煙の到達とする手法 をとった。図 3.1 に実験装置を、図 3.2 に実験を行った階段室の図面を示す。





(実験条件の設定)

Ⅱ章の第4節で考察したように、階段入口での常流→射流の条件から実際の火災:R、実験:Eとともに以下のような関係が成立する。

次に、火災時に階段室に至る煙の量と温度とを仮定し、この値を用いて試験での値を求 める。

例として、第Ⅱ章 3-2.(3)で行った計算から、F.O.後の廊下への流出流量を 1.26kg/sec(800℃)とする。この量がこのまま階段室へ流入するとし、入口での温度差は 200degCとする。これに対して低温度差の試験では流入温度差を20degCにすることとし、 (3.7)、(3.8)式から相似条件に必要な流量を求める。温度差の条件から $\nabla_{R}/g = 0.406$ 、

 $\nabla_M / g = 0.0639$ 又、 $H_R = H_M$ が相似条件であるから、 $\nabla_M / \nabla_R = (V_M / V_R)^2$   $G_R$ 、 $G_M$ 

は煙の流入重量に対応しており、 $G_M/G_R$ の値の上で求めた実火災での想定流量をかければ、 試験で流入させればよい流量が求まる。

$$G_{M} = V_{M}H_{M}(g - \nabla_{M})$$
$$= (\nabla_{M} / \nabla_{R})^{\frac{1}{2}} \frac{g - \nabla_{M}}{g - \nabla_{R}} \cdot V_{R}H_{R}(g - \nabla_{R})$$
$$= (\nabla_{M} / \nabla_{R})^{\frac{1}{2}} \frac{1 - \nabla_{M} / g}{1 - \nabla_{R} / g} \cdot G_{R}$$

 $= 0.626G_R$ 

よって流入流量は 0.79kg/sec となり、常温 20℃とすると、40℃の熱気流を 42 m<sup>2</sup>/分、階段 室へ流入させればよい。

(実験結果)

実験は

①ヒーターを OFF にしたまま、 $SF_6$ を混入した空気を流出させた実験 1 と、②ヒーターに よって $\Delta \theta$  =18degC 温度上昇させて流出させた実験 2 を行った。共に流量は 46 m<sup>2</sup>/分(常 温)で $SF_6$ 濃度は吹出口で 1200ppm である。実験 2 での流出流量の条件は上述の(実験条 件の設定値)にほぼ等しい。







の差は有意に現れなかった。

この試験は、1月5日に行ったものであるが、階段室内に大きな温度差のある暖房時には 利用できないことの他、実験上の注意点として吹出流速を極力下げて流出させる工夫が必 要であることが確認された。

第3節 初期火災のモデルの安全設計への応用

3-1. 時間軸と火災・建物・人間

(1) 現状の安全設計の問題点

本節でいう火災に対する安全設計とは、居住者の生命安全を保証することを目的に行な う設計ならびに設計法である。建物火災を対象とした設計法としては現状で、耐火構造、 避難、誘導などの設計法など、かなり熱心に研究が行なわれている一方、研究が避難なら 避難、消火なら消火という風に分解した中で語られることが多く、火災に巻き込まれた居 住者の側に立ってみれば分かるように、実際に消火・避難・通報などの行動を短時間で複 合的に処理せねばならない火災の場合、有効な見通しを我々に与えてくれない。

人間を対象としての安全設計を目ざす以上、これらの矛盾を除き、安全に関係する種々 の要求を総合的に説明する手法の開発は不可避である。

この総合化の障害となっているのは、

①建物の形状・構造の無限の組合せから生じる物理現象としての火災の不確実さ(複雑さ) と

②安全設計の対象者である人間(居住者)がこの物理現象に対応する時の行動の複雑さ であると考えられる。

(2) 初期火災モデルの意味

前述の障害①については、第 I 章で、実大火災の実験結果から、火災初期の火源面積の 拡大及び発熱量が、初期火災モデルとして与えられている。火源面積の拡大については、 東京消防庁の行った東京都の超高層ビルでの調査結果(III-1)でも平均の可燃物量が一般店 舗で 2.0~10.0kg/m<sup>2</sup>、事務用途で 1.0~3.0kg/m<sup>2</sup>あり、人間生活では有機質材料が好まれる 傾向を考えれば、 I 章での火災実験の結果をモデルとするのは妥当であろう。

但し、本節及び本論全体として対象としているのは、火災発生後の安全設計であり、そ れ以前の出火率低減のための手法等の評価については、他の手法で考慮すべきである。

又、安全設計にとって重要なのが火災初期であるという知見から、初期火災モデルは障 害①に対してかなり有効であると考えられる。

一方、障害②に対しては 3-2 で僅かに述べるが、モデル化された火災の物理量を用いて、 この物理量と心理・行動を結びつけることで人間の行動モデルを作成することが可能と考 えられる。 又、逆に物理量と人間行動の適切な関係について提案し、その方向に行動するよう教育 する(例えば、物理量との対応で避難・消火・通報のうち妥当な行動を選択させる)こと も可能となる。

このように人間行動が物理現象の時間軸の上で説明できれば、各設備との対応はモデル 化が比較的容易であるから、火災に関係する各要素をすべて、初期火災モデルの時間軸上 で結合することができることになり、これが安全設計に初期火災モデルを導入することの 最大の意味である。

(3) モデル化すべき要素の分類

以上の考察により、火災に関連する要素を3つの大きな系、(A:火災の物理現象 B:建物・ 設備の性能 C:人間の行動)に分け、表3.1に示した。

表における小分類の各要素について、初期火災モデル(その発展としての火災の物理モ デル)との対応をモデル化できれば、(2)で述べたように同一時間軸上で各要素の関連を語 ることができ、安全設計の総合化が可能となる。

又、図3.5に初期火災モデルを用いて、表3.1のモデルの動きを関連づけた一例を示した。

表 3.1 火災モデルの各要素

А.	(A-1)	1.着炎・着火を考察した時間軸(t=0)の定義		
火災の	初期火災	2.火源の拡大・発熱量		
物理モデル		3.火源プリュームと室内対流		
		4.煙の $C_s$ 、 $V$ 、毒性		
	(A-2)	1.F.O. (フラッシュ・オーバー)の発生パターン		
	F.O.及び	2.F.O.時の爆燃現象		
	F.O.後の	3.F.O.後の燃焼		
	室内火災	4.煙の $C_s$ 、 $V$ 、毒性		
	(A-3)	1.廊下での流れ		
	煙の流動	2.階段での流れ		
		3.その他の開口部での流れ(ダクト、スラブ間)		
		4.他の流れ(機械換気の影響)		
	(A-4)	1.発熱量、水量、煙量の関係		
	消火の原理	2.消火時に発生する煙の特性( $C_s$ 、 $V$ 、毒性)		
B.	(B-1)	1.耐熱性		
建物・設備の	駆体の性能	2.通気性		
性能モデル化	(B-2)	1.感知器特性		
	情報の伝達	2.情報伝達設備		
	(B-3)	1.排煙設備		
	防火設備	2.防火戸、防火ダンパ、ヒューズの特性		
		3.スプリンクラー設備等、消火栓		
С.	(C-1)	1.男女差、年齢差による運動能力区分		
人間の行動	基本行動能力	2.耐熱性、耐毒性		
モデル	(C-2)	1.火災室の人		
	一般者の行動	2.火災室以外の火災階の人		
		3.火災階より上階の人		
	(C-3)			
	管理者の行動			
	(C-4)			
	消防隊の行動			



# 四3.5 火災初期への表3.(a適用例

## 3-2. 初期火災のモデルを用いたモデル化の例

ここでは、表 3.1 で示した各モデルのうち、熱源に関する初期火災モデルとの対応が明確 になったもの;もしくは対応を明確にできるものについてその内容を示した。前述の安全 設計を行なうためには、建物、設備、人間のモデルのすべての要素と物理モデルとの対応 を明確にする必要がある。 (1) フラッシュ・オーバーのモデル化

初期火災モデルは、第 I 章のまとめにも説明したように、室内の燃焼が室内側の酸素の 消費によって行われ、いわゆる開口部制御に至らないまでの期間を対象としている。この 物理モデルをその後の燃焼状態まで拡張するためには、燃焼が開口部制御に遷移する時期 (F.O.)を初期火災モデルを用いて定義せざるを得ない。

フラッシュ・オーバーについて、斎藤文春(III-2)は材料、火源の大きさ等がフラッシュ・ オーバーの生起する時間に及ぼす影響について研究しているが、フラッシュ・オーバーを 生起させる物理条件については明確にされていない。

綿密に F.O.の機構を明らかにするには、材料の熱的・化学的特性にまで領域が広がり、 本論の対象外であるので、ここでは輻射量と着火に関する情報から、単純な仮定により F.O. への遷移をモデル化した。

J.Quintiere(Ⅲ-3)によれば、セルロース材料は約 4W/cm<sup>2</sup>の輻射が 30 秒以上あれば自然 発火とし、又、自然発火に必要とされる最小輻射束は 2~4W/cm<sup>2</sup>であるという。

ここで、フラッシュ・オーバーの起因が天井面に滞溜した煙からの輻射束のより一部に 限られていた火源が、床面全体に拡がる現象であると仮定すれば、初期火災モデルの煙温 の上昇と組合せて、フラッシュ・オーバーの発生時期を求めることができる。

室中央の床面に注目すれば、床面と天井に滞溜した煙の下面との形態係数は相対的な間 隔が短いからほぼ 1 になる。ガス輻射について考慮すると、煙層下面としたのεはかなり 推定が難しいが、天井面も対流による熱伝達で煙温にほぼ等しい温度になっていると考え、 煙層全体を一様温度の黒体とみなし、煙層下面、床面ともにε=1とする。

この結果、床面への輻射量は煙温と床面温だけの関係になり、

$$q = 4.88 \left\{ \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_f}{100} \right)^4 \right\} \quad \left( kcal/m^2 \cdot h \right)$$

で与えられる。

 $T_f$ に常温をとると、2W/cm<sup>2</sup>(1.72×10<sup>3</sup> kcal/m<sup>2</sup>·h)の輻射は、 $T_s$  = 775K(500°C)に相当

する。火災モデルの場合、煙温は次第に上昇して、材料は積算された輻射を受けることに なるが、ここでは温度上昇のグラフ等を勘案し、F.O.への遷移時期を煙層が 600℃に達した 時刻にする。

時間的に変化する輻射量と材料表面温及びその着火については、更なる検討が必要であ ろう。

以上の結果から、F.O.時及び F.O.後の物理現象についても平易なモデル化が可能である。 まず、F.O.の発生と同時に火災室温が 800℃に至るとし、その時の温度上昇による体積膨張 分が圧力差により、管水路流れで流出するとする。F.O.後の火災室温は、通常使用されてい る 800℃の値を用いて、煙の流出等を計算する。 (2) スプリンクラー作動のモデル化

スプリンクラーは火災によって生じる熱気流によりスプリンクラーヘッドが加熱され、 ヒューズ部がある特定の温度になった時、作動する装置である。

スプリンクラー全体が一様な温度上昇をするとすれば、気流による温度変化は(3.9)式に 示される。ここでは、火炎及び煙からの輻射による影響は無視している。

$$dT \cdot C = \alpha S(T_a - T)dt$$
  

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha S}{c}(T_a - T)$$
  
但し、  

$$T_a : 気流温 (°C)$$
  

$$T : スプリンクラー温 (°C)$$
  

$$\alpha : 熱伝達率 (kcal/m^2 \cdot sec \cdot deg)$$
  

$$S : スプリンクラーの表面 積 (m^2)$$
  

$$c : スプリンクラーの熱容 量 (kcal/deg)$$

αについては、II 章の煙流動に用いたブラジウムの実験公式とレイノルズのアナロジー から、

$$\alpha = \frac{C_p \tau_w}{u}$$
$$\tau_w = A \rho u^2 \left(\frac{ud}{v}\right)^{-\frac{1}{4}}$$
$$\therefore \alpha = A \frac{C_p}{u} \rho u^2 \left(\frac{ud}{v}\right)^{-\frac{1}{4}} \propto u^{\frac{3}{4}} d^{-\frac{1}{4}}$$

押川(III-4)は定温・定速度の熱気流をスプリンクラーにあてる実験を行ない、熱気流の速度とスプリンクラーの作動時間からαに相当する時定数: Kの値を求めている。(III-4)の結果では、αはv<sup>08</sup>に比例しており、上式におけるu<sup>3</sup> とほぼ同じ関係が得られている。但し、上述の実験結果はスプリンクラー作動時にスプリンクラーヘッドが表示温度に達したものとして扱っているが、実際のヘッドの上昇温度には触れていない。

スプリンクラーF165on-off タイプについての実験結果から(3.9)式の $\frac{\alpha S}{C}$ に対応する値と して、実験値から $\frac{\alpha S}{C} = \frac{v^{0.8}}{10.5 \times 60}$ <sup>(III-4)</sup>が与えられるのを利用し、これを(3.9)式へ代入すると  $\frac{dT}{dt} = \frac{v^{0.8}}{6.3 \times 10^2} (T_a - T)$  (3.10) 一方、火源の発熱量が与えられた場合、天井面近傍の最大流速と最大温度差については、 R.L.Alpertの実験的研究(I-23)があり、発熱量 160kcal/sec~25000kal/sec、天井高 4.5m ~15mの範囲の実験結果として、以下の実験式を得ている。

$$\Delta T = \frac{14.0(Q/r)^{\frac{2}{3}}}{H}$$
(3.11)  
$$v = \frac{0.318Q^{\frac{1}{3}}H^{\frac{1}{2}}}{r^{\frac{5}{6}}}$$
(3.12)

但し、r≥0.18H に対して適用される

Q: 発熱量 (kcal/sec)

H:火面から天井面までの距離(m)

r : 火源軸からスプリンクラーへの水平距離(m)

周囲気温を 20℃とすると、 $T_a = 20 + \Delta T$ 

(3.11)・(3.12)式を(3.10)式に代入すれば、

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\left(0.318Q^{\frac{1}{3}}H^{\frac{1}{2}}/r^{\frac{5}{6}}\right)^{0.8}}{6.3\times10^2} \left\{20 + \frac{14.0(Q/r)^{\frac{2}{3}}}{H} - T\right\}$$
(3.13)

上式の Q に初期火災のモデルの熱源の値; Q=0.0134t<sup>2</sup>(kcal/sec)を用い、スプリンクラー の位置を H=3.0m、r=1.6m として、数値計算した結果を図 3.5 に示す。

F-165 のスプリンクラーヘッドとは、華氏 165°(74℃)で作動する意であるので、図 3.5 に示すようにこのスプリンクラーヘッドの作動は、火災モデルで 145 秒であると計算できる。



(3) 人間の行動モデルに関する試案

3-1.で述べたように、火災現象の物理量と人間行動の対応が安全設計にとって最も困難な 部分であり、又、本モデルのねらいでもある。ここでは、東大斎藤研究室として行った火 災事故再現実験でのアンケート手法による人間行動モデル化の試案について述べる。

防火管理者の責任が裁判で問われたホテル火災に対する鑑定作業として行った再現火災 実験において、見学者 7 名に対して、事前の①うたた寝していた第一発見者の気付く時期 ②火災に対して恐怖を感じる時期③たとえ消火作業をしようとしていても断念して逃げ出 すであろう時期について、個々人で記憶しておくように依頼し、実験中は15 秒間隔で時間 を読み上げた。実験後アンケート用紙に回答してもらい、これと、温度、煙層の降下に関 する物理量とを比較した結果、各時期が初期火災モデル(第 I 章での F-1 の結果を標準と している)では以下の時間に相当した。

- ①:火災モデルの30″
- ②:火災モデルの45"
- ③:火災モデルの2'30"

この種の心理実験を、たとえ映像と音による再現によってでも、多数回繰り返せば、か なり人間の行動と火災の物理量との対応は明らかになるものと考えられる。 <参考文献>

第 I 章

- (I-1) 玉井信行;密度流の水理、技報堂出版、1980
- (I-2) C.S.Yih; Free Convection due to a Point Source of Heat, U.S. National Congress of Applied Mechanics, 1951
- (I-3) B.R.Morton; Forced plumes, J.Fluid Mech., Vol.5, 1959.
- (I-4) J.S.Turner ; Jets and plumes with negative of reversing buoyancy, J.Fluid Mech., Vol. 26, 1966.
- (I-5) 横井鎮男;火災時の上昇気流、建築学会論文報告集、1958
- (I-6)日野幹雄;密度流の流速分布および界面抵抗について、第23回水理講演会論文集、
   II、1975
- (I-7) 寺井・新田; 燃焼面熱源より上昇する PLUME について、日本建築学会学術講演 梗概集、1976
- (I-8)半田・須川;高天井建築内でのモデル火源からの上昇流の流動性状、日本火災学会 学術講演梗概集、1979
- (I-9) G.A.Briggs; Plume Rise, U.S.Atomic Energy Comission Division of Technical Information, 1969
- (I-10)総量規則マニアル、環境庁大気保全局大気規制課編、公害研究対策センター、1975
- (I-11) W.E.Hart ; Jet discharge into a fluid with a density gradient, J.Hyd.Div., Proc.ASCE.Vol.87,HY6,pp171-200,1961
- (I-12) 野村豪ほか;大空間における空気分布の数値解法に関する研究その2、建築学会 大会学術講演梗概集、1980
- (I-13) R.A.Wirtz & C.M.Chiu ; Laminer Thermal Plume Rise in a Thermally Stratified Environment, Ist.J.Heat Transfer,Vol.17 pp323-329,1974
- (I-14) P.H.Thomas ; The Rate of Temperature Risa in a Compartment Fire, Fire Research Note No.595, FRS, 1965
- (I-15) K.E,Torrance & J.A.Rockett; Experiment on natural convection in an enclosure with localized heating from below creeping flow to the onset of laminar unstability,J.Fluid Mech, Vol.36 Part I pp-33-34,1969
- (I-16) K.E.Torrance & J.A.Rockett, Numerical study of natural convection in an enclosure with localized heating from below creeping flow to the onset of laminar instability, J.Fluid Mech. Vol.36 Part I. pp33-54, 1969.
- (I-17) 佐賀武司;上昇気流に関する実験的研究(その1)、建築学会大会論文 4208、 1975
- (I-18) 椿東一郎;水理学I、森北出版、1973
- (I-19) 松島・吉村;温度層形状に関する数値実験(その1)、空気調和・衛生工学会学術

講演会論文集、1979

- (I-20)半田隆ほか; 単室内での煙層降下に関する実験研究、日本火災学会学術講演梗概 集、1980
- (I-21) P.H.Thomas; Growth and Spread of Fire and Its Physical Aspects, Kasai 97, Vol.25 No.2 Nihon-Kasai-gakkai, 1975
- (I-22) S.L.Lee & J.M.Heliman, Heat and Mass Transfer in Fire Research,
- (I -23) R.L.Alpert; Calculation of Response Time of Ceiling-Mounted Fire Detectors, Fire Technology,

## 第Ⅱ章

- (Ⅱ-1) 浜田稔他;建築学大系 21 建築防火論、彰国社、1973
- (Ⅱ-2) 鉄道建築協会;中央鉄道病院火災実験報告書、1968
- (Ⅱ-3)東京消防庁火災予防対策委員会;東京海上ビル火災実験報告書、1967
- (II-4)前田敏男、寺井俊夫他;廊下を流れる煙を止める実験、日本建築学会大会学術梗概 集、1969
- (Ⅱ-5)半田隆他;実大廊下における火災気流の熱流動性状(Ⅰ)、(Ⅱ)、日本火災学会論 文集 Vol.26 No.2、1976、Vol.28 No.2、1978
- (Ⅱ・6) 若松孝旺、田中哮義;建築物の煙制御設計(1)~(7)
- (II-7) J.E.Simpson; Effect of the lower boundary on the head of a gravity current, Jour. of Fluid Mech., Vol.53, Part 4, 1972
- (II-8) G.H.Keulegan; The Motion of Saline Fronts in Still Water, NBS Report 5831, 1958
- (II -9) G.H.Keulegan; An Experimental Study of the Motion of Saline Water from Locks into Fresh Water Channels, NBS Report 5168, 1957
- (Ⅱ-10)和田明;火力・原子力発電所の冷却水放出による熱拡散機構の理論的検討、電研 報告 No.67072, 1967
- (Ⅱ-11) 福岡捷二他;密度流先端部の流動性状に関する基礎的研究、土木学会論文集 第 274 号、1978
- (II-12) T.H.Ellison, J.S.Turner; Turbulent Entrainment in Stratified Flows, J.Fluid Mech.6, 1959
- (II-13) P.L.Hinkley; The Flow of Hot Gases alone an Enclosed Shopping Mall, Fire Research Note No.807 FRS, 1970
- (II-14) T.B.Benjamin; Gravity currents and related phenomina, J.Fluid Mech. Vol.31, 1967
- (Ⅱ-15) 山田、南、辻本;煙層の混合に関する研究、日本建築学会学術講演梗概集、1980
- (II-16) T.H.Ellison, J.S.Turner; Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow, J.Fluid

Mech. 1960

- (II-17) N.Tamai; Surface discharge of horizontal buoyant jets, Costal Eng. In Japan, Vol.12, JSCE, 1969
- (II-18)前田、寺井、新田;煙と空気の二層流境界面での混合について、日本建築学会大 会学術講演梗概集、1970
- (II-19) 寺井俊夫、新田勝通;煙の二層流に関する研究、日本建築学会近畿支部研究報告 集、1970
- (II-20) R.L.Alpert; Turbulet Ceiling-Jet induced by Large-Scale Fires, Technical Report, No.22357-2, Factory Mutual Research, 1974
- (II-21) N.Hayakawa ; An analytical study of two-layered, rapidly varied flow, Proc. JSCE, No.230, 1974
- (Ⅱ-22) 東京消防庁火災予防審議会;富国生命ビル火災実験結果報告書、1976
- (II-23) J.E.Simpson; A comparison between laboratory and atmospheric density currents, Quart. J.R.Met. Soc. Vol.95, 1969
- (Ⅱ-24)前田敏男他3名;煙の比重と濃度の測定、建築学会学術講演梗概集、1970
- (Ⅱ-25) 日本機械学会; 伝熱工学資料、1975

#### 第Ⅲ章

- (Ⅲ-1) 東京消防庁;超高層建物等実態調査報告書、1970
- (Ⅲ-2) 斉藤文春;建築研究報告第83号、建設省建築研究所
- (III-3) J.Quintire; The Growth of Fire in Building Compartment, ASTM, NBS Symposium on Fire Standard and Safety, 1976
- (Ⅲ-4) 押川佐太郎; 閉鎖型スプリンクラーヘッドの感度性能試験について、火災学会学術 講演梗概集、1976

<後記>

本論文は、東京大学大学院在学の4年余と、名古屋大学での2年半の間に行った研究を まとめたものである。そして、本研究は、恩師斎藤平蔵教授が排煙設備の設計基準をまと めることを目的の一つとして行われたいくつかの実験をその基礎としている。

東京大学での4年余は、どちらかと言えば、確たる理論も持たず実験の数のみをこなす 傾向があったようで、名古屋大学へ就職して後、火災の研究にさける時間は少なくなった 半面、ゼミを通じて有益な指摘を受けることができ、まがりなりにも煙流動についての理 論をまとめることができた。

その一部も満足に消化できていないが、恩師斎藤平蔵教授、岸谷孝一教授、故野村豪教 授、松尾陽助教授、鎌田元康助教授には、数々の有益な助言と御指導を受けた。又、名古 屋大学では、中原信生教授、同僚の相良和伸助手に理論面での助言を得た。厚く御礼申し 上げたい。なかでも鋭い指摘の連発にタジタジさせられた野村先生の御冥福を祈りたい。

理論面での support が十分でなかったために、労ばかり多くなった数々の実験に、文句 もいわずつきあってくれた元斎藤研究室の諸氏、特に、上原茂男氏、張村高夫氏、山田常 圭氏、松本重昭氏、辻本稔氏、森井太一氏、井上博敏氏、南一誠氏、又、実験・理論の両 面でよき相談相手である東京理科大学須川修身氏、更には多くの火災実験の機会・情報を 与えて下さった、河崎和夫氏をはじめとする東京消防庁の皆様に深く感謝したい。

実は名前を書きだすと、きりがないほど多くの人々に迷惑ばかりかけてきたこの 7 年間 である。

上記の方々のみならず、様々の方々の協力を援助により研究を続けられたことを肝に銘 じ、今後の努力と精進を誓いたい。

昭和56年2月27日

# (発表論文リスト)

	論文題目	発表誌名	巻号	発表年月	共同発表者
			ページ		
1	排煙に関する 2.3 の知	日本建築学会大会学	211-212	昭和49年10月	斎藤平蔵
	見	術講演梗概集			
2	初期火災モデル その1	日本建築学会大会学	411-412	昭和50年10月	斎藤平蔵
		術講演梗概集			
3	初期火災モデル その2	日本建築学会大会学	187-188	昭和51年10月	斎藤平蔵
	(火災覚知時明確化の	術講演梗概集			
	提案)				
4	火災覚知時の明確化と	日本建築学会大会学	34-35	昭和 51 年	斎藤平蔵
	初期火災モデル	術講演梗概集			
5	火災と人間行動のシミ	日本建築学会大会学	517-518	昭和52年10月	斎藤平蔵
	ュレーション	術講演梗概集			上原茂男
	その(1) 火災例のよる				松本重昭
	問題点の洗い出し				荒木章夫
					山田常圭
					鴫原百合子
6	火災と人間行動のシミ	日本建築学会大会学	519-520	昭和52年10月	同上
	ュレーション	術講演梗概集			
	その(2) 火災階に焦点				
	を当てた状況分析				
7	火災と人間行動のシミ	日本建築学会大会学	521-522	昭和52年10月	同上
	ュレーション	術講演梗概集			
	その(3) 在館者の行				
	動・心理の法則性				
8	廊下を流れる煙に関す	日本建築学会大会学	529-530	昭和 53 年 9 月	斎藤平蔵
	る知見	術講演梗概集			山田常圭
					松本重昭
9	廊下を流れる煙に関す	日本建築学会大会学	399-400	昭和 54 年 9 月	斎藤平蔵
	る知見(2)	術講演梗概集			
10	廊下を流れる煙に関す	日本建築学会大会学	15-16	昭和 54 年 5 月	
	る考察	術講演梗概集			
11	建物火災のモデル(1)	第9回安全工学シン	114-117	昭和 54 年	
		ポジウム講演予稿集			

12	廊下を流れる煙に関す	日本建築学会東海支	163-166	昭和 55 年 2 月	
	る実験的研究	部研究報告			
	-密度流としての煙に				
	ついてー				
13	煙層の混合に関する研	日本建築学会大会学	119-120	昭和 55 年 9 月	山田常圭
	究	術講演梗概集			南 一誠
14	既設ビルのエネルギ消	日本建築学会東海支	177-180	昭和 54 年 2 月	中原信生
	費と省エネルギ対策の	部研究報告			奥宮正哉
	実態-第1報-				
15	蓄熱槽の特性に関する	日本建築学会東海支	151-154	昭和 55 年 2 月	中原信生
	実験的研究-その1-	部研究報告			前田茂哉
					中川鋭彦
16	蓄熱槽の特性に関する	日本建築学会大会学	163-164	昭和 55 年 9 月	中原信生
	研究-その 1-成層型	術講演梗概集			前田茂哉
	蓄熱槽の模型実験				
17	蓄熱槽の特性に関する	日本建築学会大会学	165-166	昭和 55 年 9 月	中原信生
	研究-その 2-槽内の	術講演梗概集			前田茂哉
	温度分布に関するモデ				
	ル				
18	蓄熱槽の特性に関する	日本建築学会東海支	189-192	昭和 56 年 2 月	中原信生
	実験的研究-その 2-	部研究報告			前田茂哉
	幾何学的条件の変化と				
	温度応答				
19	蓄熱槽に関する研究	空気調和·衛生工学			中原信生
	その1 成層型蓄熱槽の	会論文集			相良和伸
	槽内混合機構に関する				
	実験的研究				
20	Theories, Analyses	THERMAL		昭和55年11月	中原信生
	and Methodologies for	STORAGE:AN			相良和伸
	Design and Control	ENERGY SAVER,			
	in Japanese Storage	Internatiomnal			
	Practice	Conference of			
		Thermal Storage			
		In Buildings,			
		Tronto,Canada			
資料集

以下に前出の図表の基礎データ(特に温度測定値)とその測定位置をまとめた。 本文各章のどの図表に対応するかデータであるかは< >内に示した。

表D-1	. 実験A-1 ごの温度変化
	く国1.8,1.9,1.10,1.14>

						A COLUMN TWO IS NOT	and the second second	A PROPERTY AND	
MACE.	実験前	0'30"	1'00"	1*30"	2'00"	2'30"	3100"	3'30"	4'00"
1	23.7	75.9	90.8	110.9	133.4	147.4	151.0	158.1	168.9
2	23.2	71.8	85.2	103.2	121.6	144.0	144.4	151.1	161.5
3	22.4	87.0	93.8	116.5	133.5	157.6	152.0	159.6	170.1
4	20.7	88.0	98.3	121.0	137.5	164.5	154.3	163.1	172.6
5	22.2	96.0	104.4	139.6	148.7	176.5	162.3	173.1	183.3
6	18.2	109.2	107.3	153.2	167.2	194.1	178.1	179.5	197.4
7	16.7	155.5	143.6	195.9	213.8	283.0	218.3	229.9	264.5
8	11.8	213.1	182.8	248.4	306.7	341.7	287.5	344.8	364.4
9	15.3	345.2	276.3	365.4	446.9	431.3	406.3	439.8	500.3
10	13.9	425.4	349.2	437.2	536.8	.537.1	415.7	530.2	512.9
11	23.0	45.0	60.8	77.3	88.2	100.0	105.0	112.8	118.2
12	23.1	33.3	51.3	66.4	80.5	89.0	98.1	106.8	116.6
13	22.6	29.5	47.2	60.8	74.8	84.0	92.7	100.1	107.2
14	18.6	24.0	39.5	55.3	65.3	73.3	84.4	89.8	98.5
15	16.4	18.9	25.1	36.9	51.9	60.9	68.4	76.2	81.8
16	15.1	17.5	19.5	22.4	25.2	29.7	36.5	43.0	49.7
17	12.5	14.4	16.0	17.8	19.0	20.8	20.3	22.1	23.0
18	22.4	48.1	67.2	78.4	94.8	104.9	110.9	121.8	126.3
19	22.8	26.0	31.4	40.0	49.2	58.9	68.2	77.3	85.3
20	20.4	28.9	45.8	59.4	71.8	82.0	90.6	98.8	106.4
21	15.9	22.7	40.7	55.1	67.1	74.4	82.9	90.6	96.3
22	17.3	22.3	29.1	42.6	54.0	65.3	73.7	81.7	88.0
23	15.2	18.0	19.7	23.1	25.7	31.1	38.3	46.1	51.4
24	14.2	15.1	15.9	16.5	16.4	18.5	19.0	19.2	20.5
39	21.6	93.2	87.9	108.9	130.9	131.7	135.2	160.9	161.8
40	21.3	79.5	74.6	82.7	106.5	112.1	118.3	124.9	136.1
41	21.3	52.1	55.2	64.8	86.2	96.1	98.0	106.2	111.9
42	21.4	33.7	48.2	62.0	73.0	82.9	90.3	98.8	103.1
43	22.1	31.7	45.1	56.9	69.6	76.8	85.3	93.5	100.1
44	22.5	33.1	49.0	61.2	72.0	82.0	89.6	97.8	104.0
45	16.4	146.6	151.2	179.5	227.6	210.7	194.1	250.4	215.5
46	15.3	109.6	89.5	103.0	124.2	116.6	132.5	156.3	155.6
47	14.7	62.4	51.9	75.7	81.2	82.6	90.3	94.7	101.0
48	15.2	33.1	40.4	58.1	65.8	75.6	81.3	87.1	90.6
49	14.4	23.4	35.8	52.6	58.4	69.6	75.5	81.4	85.9
50	16.1	25.0	36.9	52.3	60.7	69.7	76.6	83.2	87.3

表D-2. 実験A-2 Za 温度变化

く图1.8, 1.9, 1.11, 1.147

1	0,1	``
C	0	1

利担位了	実験前	0'30"	1'00"	1'30"	2'00"	2'30"	3'00"	3'30"	4'00"
1	21.2	111.2	148.9	184.0	186.4	210.1	209.4	222.4	230.7
2	19.9	103.5	134.6	173.8	176.9	201.4	210.1	213.8	228.4
3	18.8	126.6	155.5	191.0	187.4	216.2	222.6	232.1	242.7
4	16.9	140.1	162.5	193.8	196.3	227.9	236.9	237.8	246.7
5	18.4	157.7	185.4	207.4	209.8	237.3	254.6	260.3	266.7
6	14.5	178.6	219.0	248.8	247.9	272.4	276.8	276.3	303.2
7	14.0	264.3	327.8	354.9	371.1	372.3	380.2	405.4	415.0
8	9.5	377.4	480.3	546.1	565.9	497.6	554.3	581.1	560.6
9	12.1	529.0	688.7	706.8	717.7	721.2	764.3	791.1	798.3
10	11.1	681.3	775.1	745.3	827.8	798.2	853.1	836.3	852.1
11	20.8	63.0	87.1	115.3	132.0	149.0	159.6	160.2	171.1
12	19.3	44.4	78.2	100.6	124.9	136.3	146.6	157.6	162.4
13	18.7	38.3	70.7	93.1	114.8	128.2	137.1	146.5	153.6
14	14.9	26.2	55.0	85.4	102.6	115.2	124.6	133.6	136.7
15	13.8	17.5	35.0	59.7	77.8	92.9	105.1	111.3	118.8
16	11.9	16.9	22.2	27.4	35.9	53.1	65.1	74.8	79.8
17	10.4	15.2	19.2	21.8	23.8	24.7	26.0	28.8	29.8
18	20.0	67.1	104.2	125.6	143.2	152.7	164.5	171.2	176.4
19	18.8	24.1	37.1	52.9	69.2	83.7	97.5	111.1	123.2
20	16.9	37.7	68.0	91.7	110.8	123.8	135.2	142.4	149.1
21	12.8	29.3	60.1	84.3	100.9	114.1	124.8	129.7	137.7
22	14.4	21.6	41.2	66.6	86.6	102.3	113.2	120.8	127.8
23	12.4	17.4	22.9	29.2	41.3	56.5	68.3	77.9	83.8
24	12.3	14.4	16.8	17.9	19.9	22.1	22.3	23.9	25.1
39	18.1	123.2	141.5	168.0	174.1	188.1	202.8	218.5	212.3
40	17.8	91.7	106.4	131.4	145.4	157.1	178.2	177.4	190.6
41	17.9	65.9	83.2	108.0	118.7	132.9	148.0	151.8	166.5
42	17.7	46.5	72.6	93.6	111.2	122.3	131.2	141.8	148.6
43	18.4	43.4	70.0	89.8	104.5	119.0	126.1	135.4	142.5
44	18.8	46.0	74.3	92.3	110.0	122.2	130.0	139.5	145.1
45	13.7	218.3	213.9	266.2	239.8	241.6	295.0	309.0	286.6
46	12.9	99.3	103.2	146.6	165.1	177.1	180.0	193.1	185.7
47	12.3	55.1	74.6	102.9	122.8	147.2	147.4	146.3	152.2
48	12.7	41.8	73.5	95.5	109.9	115.5	125.5	131.9	137.0
49	12.4	33.2	64.1	83.5	98.7	105.5	115.9	121.2	124.6
50	13.6	31.9	61.2	80.8	97.8	108.0	119.3	124.0	127.3

-	1. August 1.	〈图1.	22 , 1.	307	1.154	Street Street		1	(C
則是住還	实鞭前	0'30"	1'00"	1'30"	2'00"	2'30"	3'00"	3'30"	4'00
1	9.4	9.7	11.7	29.2	75.3	93.8	108.3	119.9	131.
2	9.5	9.7	11.3	28.2	65.3	90.4	102.7	111.6	126.
3	8.7	9.2	12.1	36.0	82.7	102.1	114.7	121.0	137.
4	8.0	8.9	12.7	42.1	94.3	104.7	116.7	131.0	149.
5	8.6	9.6	13.7	47.9	113.8	117.5	128.8	144.3	166.
6	7.9	9.3	14.9	55.0	140.6	135.1	143.5	173.6	187.
7	7.6	10.5	21.6	97.8	197.7	209.0	232.0	257.3	279.
8	5.7	11.1	35.4	169.7	294.4	296.5	319.5	371.9	415.
9	6.9	20.2	88.8	397.8	417.7	367.2	354.0	648.3	661.
10	5.6	124.1	346.0	562.9	761.5	785.0	754.3	760.3	727.
11	10.9	10.8	10.4	14.4	28.1	41.4	55.9	69.7	78.
12	9.6	9.7	9.8	9.8	17.9	35.0	48.2	62.1	75.
13	9.5	9.5	9.6	9.8	12.6	20.0	34.8	48.3	62.
14	8.7	8.8	8.8	9.3	10.9	13.1	18.4	32.3	48.
15	8.2	8.2	8.2	8.3	8.9	10.4	12.3	14.0	19.
16	7.3	7.4	7.5	7.5	8.7	9.8	10.7	13.0	13.
17	6.3	5.3	5.6	5.4	6.0	7.0	7.6	8.4	8.
18	9.2	9.2	9.4	18.6	33.1	52.0	64.8	77.3	89.
19	10.0	9.9	10.0	10.1	11.7	16.6	24.6	34.0	44.
20	8.7	8.9	8.9	8.9	12.5	24.5	40.9	55.6	66.
21	7.8	7.9	8.0	8.5	10.7	12.6	18.1	33.8	48.
22	8.2	8.2	8.3	8.8	10.4	12.2	15.1	18.3	25.
23	7.1	6.9	7.1	7.9	9.4	10.8	13.0	14.8	16.
24	5.2	6.5	6.2	6.1	7.3	8.8	9.2	9.9	10.
39	8.5	9.0	12.4	37.8	58.5	67.0	77.9	103.2	121.
40	8.3	8.4	9.1	13.0	20.4	36.4	54.8	67.7	83.
11	8.4	8.7	8.8	11.2	17.5	30.1	44.5	58.4	70.4
12	8.4	8.6	8.8	10.8	16.7	29.3	44.8	58.2	71.3
43	8.8	9.0	9.2	10.7	15.1	27.4	41.5	54.6	66.8
44	9.2	9.3	9.3	10.5	14.7	26.0	38.2	51.6	63.6
15	7.8	8.7	18.6	57.6	78.1	85.9	121.3	134.6	128.1
16	7.2	7.2	7.9	13.9	23.5	31.1	38.8	44.5	54.1
17	6.6	6.8	7.4	14.5	26.3	34.4	43.8	51.5	62.9
18	6.6	6.9	7.4	13.9	24.9	33.1	40.3	46.6	58.6
19	6.7	6.8	7.0	9.6	14.5	16.8	22.5	27.9	34.6
50	7.3	7.3	7.6	9.4	12.6	15.8	20.0	24.2	33.6
51	8.4	8.4	8.4	8.8	9.1	10.3	11.8	15.0	23.5
52	7.8	7.6	7.9	8.5	8.6	9.7	12 2	15 6	26 6

表D-3.の続き

潮思住置	4'30"	5'00"	5'30"	6'00"	6'30"	7'00"	7'30"	8'00"
1	169.5	255.3	367.7	442.1	551.3	600.0	518.6	485.5
2	163.7	246.1	341.4	433.8	547.8	551.4	497.2	464.3
3	185.0	269.8	407.1	463.0	588.1	558.0	481.0	452.4
4	195.1	292.8	431.2	491.5	633.2	516.6	475.9	449.5
5	225.8	313.7	452.6	531.9	649.3	513.8	465.6	442.8
6	235.0	310.0	482.0	580.8	571.8	536.2	472.8	451.2
7	340.8	388.3	589.9	697.6	869.9	656.0	605.9	539.0
8	491.3	517.4	663.6	855.2	1020.5	699.0	652.6	633.2
9	682.3	710.3	810.1	1037.0	1138.8	911.3	876.2	901.9
10	791.5	800.3	725.4	887.3	1060.5	777.7	850.0	865.3
11	96.4	137.6	188.2	251.3	343.9	362.4	349.3	345.4
12	89.3	122.8	179.8	231.4	292.7	317.8	319.6	315.4
13	72.3	98.3	147.5	206.4	275.3	306.3	307.5	301.5
14	62.0	81.4	125.0	180.3	260.6	293.2	294.4	290.0
15	34.4	56.1	85.4	134.4	228.7	260.2	279.2	270.3
16	15.0	21.7	33.2	57.2	109.3	151.9	170.7	175.3
17	9.7	14.2	23.2	34.2	51.9	63.4	64.1	50.9
18	108.2	162.0	237.9	287.8	361.3	371.4	374.8	357.3
19	55.0	69.0	94.1	135.1	186.1	231.8	260.1	277.8
20	80.0	110.5	156.6	209.9	264.1	294.1	296.0	294.4
21	62.1	84.6	131.9	190.1	252.6	279.6	285.3	278.8
22	37.2	57.7	89.6	156.4	223.0	261.7	271.2	270.7
23	18.0	26.6	42.1	68.8	124.2	162.1	178.6	181.1
24	12.3	18.1	25.0	36.0	55.8	62.2	58.2	56.0
39	146.7	199.2	368.0	578.5	712.4	472.3	467.8	415.4
40	117.6	157.8	302.6	454.4	500.8	458.5	460.1	199.4
41	91.3	133.8	229.7	366.1	411.3	421.7	417.7	378.5
42	87.4	126.6	192.5	279.5	335.5	362.4	359.4	354.5
43	81.2	112.3	168.4	226.6	280.1	301.0	306.8	305.2
44	78.0	113.6	165.9	222.3	272.8	292.1	298.0	294.5
45	201.9	296.0	517.8	719.8	674.4	530.3	485.3	421.3
46	97.0	163.7	310.6	644.6	683.2	564.3	538.5	415.8
47	97.0	161.5	240.8	453.0	539.7	590.5	590.8	471.6
48	90.4	147.7	214.3	316.4	360.2	379.6	381.5	395.4
49	56.0	92.7	140.7	223.2	279.0	289.0	294.0	286.1
50	52.1	81.6	123.5	196.4	254.0	269.3	273.4	271.2
51	37.4	57.8	92.6	176.5	248.3	271.1	274.9	271.3
52	42.9	68.5	107.5	156.2	204.6	229.3	230.7	222.5



表D-4. 実験F-2 za 温度変化 く 図1.22>

〈 剄1.22〉										
0'00"	0'30"	1'00"	1'30"	2'00"	2'30"	3'00"	10'30"			
22.8	21.7	21.9	21.6	24.6	38.2	81.0	417.7			
20.5	19.8	19.5	19.5	20.6	22.8	38.2	262.8			
16.0	16.1	15.8	16.1	16.2	16.9	19.1	195.0			
15.0	15.4	15.2	15.4	15.3	15.9	20.9	151.7			
16.7	16.6	16.8	17.1	17.1	17.5	21.1	139.9			
16.7	16.9	16.9	17.0	17.1	18.2	22.5	475.8			
16.7	16.6	16.9	16.9	17.1	16.8	17.7	437.5			
	0'00" 22.8 20.5 16.0 15.0 16.7 16.7 16.7	<ul> <li>( №1.22&gt;</li> <li>0'00" 0'30"</li> <li>22.8 21.7</li> <li>20.5 19.8</li> <li>16.0 16.1</li> <li>15.0 15.4</li> <li>16.7 16.6</li> <li>16.7 16.9</li> <li>16.7 16.6</li> </ul>	( ) 1.22 →     () 1.22 →     () 1.22 →     () 1.22 →     () 1.20 +     () 1.2	( №1.22 > 0'00" 0'30" 1'00" 1'30" 22.8 21.7 21.9 21.6 20.5 19.8 19.5 19.5 16.0 16.1 15.8 16.1 15.0 15.4 15.2 15.4 16.7 16.6 16.8 17.1 16.7 16.9 16.9 17.0 16.7 16.6 16.9 16.9	( ■1.22 > 0'00" 0'30" 1'00" 1'30" 2'00" 22.8 21.7 21.9 21.6 24.6 20.5 19.8 19.5 19.5 20.6 16.0 16.1 15.8 16.1 16.2 15.0 15.4 15.2 15.4 15.3 16.7 16.6 16.8 17.1 17.1 16.7 16.9 16.9 17.0 17.1 16.7 16.6 16.9 16.9 17.1	( ■1.22 > 0'00" 0'30" 1'00" 1'30" 2'00" 2'30" 22.8 21.7 21.9 21.6 24.6 38.2 20.5 19.8 19.5 19.5 20.6 22.8 16.0 16.1 15.8 16.1 16.2 16.9 15.0 15.4 15.2 15.4 15.3 15.9 16.7 16.6 16.8 17.1 17.1 17.5 16.7 16.9 16.9 17.0 17.1 18.2 16.7 16.6 16.9 16.9 17.1 16.8	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			



·加川市/2 田	調度前	01001	11000	21001	31000	41000	ELCON	6100
AUCILA	2×1,46.8')	0.00	1.00.	2.00-	2.00.	4.00.	5.004	0.00.
1	22.4	22.4	79.7	364.7	344.6	255.1	187.0	180.8
2	22.0	22.2	63.1	195.1	219.6	170.3	152.8	151.8
3	21.6	21.6	50.5	111.1	108.7	108.2	187.0	108.6
4	21.2	21.3	38.8	60.6	77.4	61.4	152.8	96.0
5	21.4	21.5	47.6	75.1	82.2	74.7	102.5	161.5
6	21.5	21.5	48.4	78.2	80.6	76.0	57.6	226.4
7	21.5	21.6	45.1	68.8	78.8	93.5	89.5	274.0
8	21.1	21.7	44.1	40.3	39.6	35.8	96.8	154.8
9	20.7	20.9	46.4	29.5	26.7	24.7	25.9	98.0
10	19.9	22.2	47.4	52.7	48.1	43.2	43.5	43.4





## 表D-6. 実大廊下実験(オエ章2-2)での温度測定値

〈四2.11, 2.14, 2.157

	2.150	Exp.A	Exp.B	Exp.C	Exp.G
1393		4'00"	4'00"	4'00"	4'00"
X=1 Om	y=2cm	117.6	173.4	63.2	119.2
	5	121.5	178.4	64.5	121.6
	10	124.2	183.1	65.9	124.1
	15	126.7			126.0
	20	128.9	189.9	68.4	127.8
	30	124.3	181.6	67.2	124.0
	40	108.6	158.0	64.4	108.4
	60	56.0	79.2	52.0	59.0
	100		29.6	27.8	
X=30m	y=5cm	74.8	104.9	50.0	81.4
	10	74.0	105.1	49.2	79.0
	15	75.2			79.2
	20	74.4	103.5	48.6	78.3
	30	72.3	102.4	47.6	76.4
	40	70.4	99.2	47.2	74.8
	60	48.3	63.9	41.6	54.8
	100		22.7	25.5	
X=65m	y=2cm	41.1	48.9	32.2	43.5
	5	40.1	49.4	32.3	42.5
	10		51.9	33.1	
	15	42.5	52.4	33.5	45.1
	20	42.0	51.3	32.8	44.3
	30	42.8	52.4	33.4	43.8
	40	41.4	49.9	32.5	44.8
	60	33.6	36.1	30.0	36.5
	100		20.8	23.9	

表D-6.の続き

	1			
1361	55	Exp.D	Exp.E	Exp.F
	45	4'00"	4'00"	4'00"
1.5.55	00	5	57. K	40
X=1 Om	y=2cm	138.3	139.3	139.6
	5	140.0	141.0	142.0
	10	146.2	145.6	147.6
	20 25	142.7	143.0	143.9
	30 26	130.8	131.6	135.2
	4020	108.9	107.8	120.6
	. 60	. 37.6	34.2	65.6
	100	29.2	27.3	27.8
		11	79.8	
	131	8	81.04	
X=20m	y=5cm	112.8	114.5	111.1
	10	114.4	115.9	113.4
	20	113.2	113.9	112.8
	30	112.1	112.1	113.2
	40	94.8	91.8	104.4
	100	29.8	27.9	29.7
X=30m	y=2cm	85.5	86.4	81.2
	5	85.5	85.6	80.8
	10	89.2	89.9	84.7
	15	90.7	91.2	86.7
	20	86.7	86.0	84.0
	30	88.8	88.6	84.7
	40	76.5	75.3	82.2
	60	29.7	28.4	58.8
	00		they have a second	

	X=1 Om	X=30m	X=65m	
は夏い	y=15cm	y=15cm	y=15cm	1
実験前	24.9	22.3	23.1	
0'30"	55.1	22.0	22.8	
1'00"	85.1	44.6	22.8	
1'30"	99.5	57.6	22.8	17 - 44 - 17 16 - 14 - 17
2'00"	109.2	64.8	33.0	
2'30"	111.3	68.1	37.7	
3'00"	118.3	71.2	39.9	
3'30"	125.4	72.6	41.6	
4'00"	126.7	75.2	42.5	
4'30"	129.6	76.7	43.3	
5'00"	134.0	77.6	44.0	
5'30"	132.6	80.0	44.7	
6'00"	133.1	79.4	45.5	
6'30"	131.8	81.4	45.5	4 2510
7'00"	128.7	79.8	45.7	
7'30"	122.4	78.4	46.2	
8'00"	113.2	74.7	46.4	
8130"	97.7	69.6	45.4	
9'00"	82.0	62.8	43.9	
E.O. I.	48 8 20		75.1 24	

表D-7 実大廊下実験(オエ章2-2)ごの温度変化

	〈汞〉	2-2, 图	2.297				(C
測点位置	Exp.1 13'00"	Exp.2 12'00"	Exp.3 7'00"	Exp.4 7'00"	Exp.5 7'00"	Exp.6 7'00"	Exp.7 8'00"
33	37.7	28.8	25.2	26.7	29.8	22.8	23.1
34	37.7	29.2	25.5	27.3	30.7	23.1	23.1
35	36.7	27.1	24.3	25.5	27.7	22.6	22.3
36	35.2	23.9	23.0	23.0	23.6	21.6	21.6
37	33.8	21.4	21.7	21.0	21.2	20.7	20.6
38	32.6	20.7	20.6	20.3	20.8	20.6	20.4
39	32.3	20.4	20.1	20.3	20.8	20.3	20.3
40	31.9	20.4	19.9	10.3	20.7	20.3	20.1
41	31.8	20.3	19.9	20.4	20.5	20.3	20.1
42	31.9	20.3	20.0	20.4	20.6	20.1	20.1
43	31.6	20.4	19.9	20.1	20.4	20.1	20.1
44	31.6	20.0	19.9	20.1	20.5	20.0	20.1
45	31.5	20.0	19.5	20.0	20.4	20.0	19.9
46	31.3	19.9	19.5	20.0	20.4	19.9	19.8
47	31.2	20.0	19.6	19.9	20.6	19.8	19.8
49	35.6	26.1	22.8	24.6	27.0	21.7	21.9
50	36.7	28.8	24.3	26.5	29.4	23.0	22.7
51	36.4	28.3	24.0	25.6	28.0	22.8	22.5
52	35.6	27.1	23.2	24.1	25.9	22.7	22.2
53	35.2	25.7	22.3	23.0	23.2	22.4	21.6
54	34.3	23.1	21.6	21.5	21.1	21.9	21.2
55	33.5	21.4	20.7	20.7	20.7	21.1	20.3
56	33.2	20.3	20.3	20,4	20.7	20.4	20.0
57	33.0	20.1	20.0	20.0	20.4	20.4	20.0
58	32.9	20.0	19.9	20.0	20.6	20.1	19.9
59	32.8	19.9	19.8	20.0	20.4	20.0	19.9
60	32.8	19.9	19.4	19.9	20.4	19.9	19.6
61	32.3	19.9	19.5	20.0	20.3	19.9	19.6
62	32.0	19.6	16.4	19.9	20.0	19.8	19.6
63	31.2	19.6	19.2	19.9	20.0	20.3	19.5

## 表D-8の焼き

							(°c
-911 5 12 38	Exp.8	Exp.9	Exp.10	Exp.11	Exp.12	Exp.13	Exp.14
利品小正直	7'00"	11'00"	7'00"	7'00"	10'00"	11'00"	8'00"
33	23.0	37.4	35.8	23.7	28.8	22.0	28.0
34	23.1	41.2	39.3	24.0	29.8	22.5	27.0
35	22.1	39.2	37.0	22.8	27.3	22.2	22.8
36	21.2	22.6	22.8	21.9	22.7	21.1	21.9
37	20.4	20.3	19.7	21.1	21.2	20.4	21.6
38	20.1	19.8	19.2	20.8	21.0	19.6	21.4
39	20.0	19.5	19.2	20.7	20.9	19.6	21.1
40	20.0	19.2	18.7	20.7	20.9	19.5	21.1
41	20.0	13.2	18.7	20.7	20.9	19.5	21.1
42	20.0	19.1	18.8	20.6	20.9	19.6	21.1
43	20.0	18.8	18.7	20.7	20.8	19.5	21.1
44	20.0	18.7	18.5	20.5	20.7	19.5	20.8
45	19.9	18.6	18.4	20.6	20.7	19.4	20.8
46	19.8	18.4	18.2	20.4	20.4	19.4	20.6
47	20.0	18.8	18.4	20.1	20.8	19.5	20.6
49	22.0	34.4	34.0	22.4	26.3	21.4	26.4
50	22.8	40.4	38.7	24.2	29.5	22.3	27.8
51	22.5	37.9	35.1	23.8	28.4	22.4	25.2
52	22.0	22.0	24.9	23.6	25.6	21.8	22.3
53	21.7	19.6	19.8	23.0	21.6	21.2	21.5
54	20.9	19.2	19.2	22.3	21.1	20.3	21.2
55	20.4	19.2	19.1	21.4	20.9	19.8	21.1
56	20.1	18.8	18.7	20.9	20.8	19.6	20.9
57	20.0	18.8	18.7	20.7	20.8	19.5	21.0
58	20.0	18.6	18.4	20.4	20.7	19.5	20.8
59	19.9	18.6	18.5	20.6	20.7	19.5	20.8
60	19.9	18.5	18.4	20.4	20.7	19.2	20.7
61	19.8	18.2	17.9	20.4	20.5	19.4	20.6
62	19.6	18.0	17.9	20.4	20.6	19.2	20.4
63	19.6	18.0	17.6	20.3	20.4	19.2	20.3

表D-9.水平路実験(オエ章3-1)ごみ温度変化

	No.34	No.50	No.66
0'00"	19.3	19.5	19.3
1'00"	21.5	21.6	21.4
2'00"	23.0	22.8	. 22.5
3'00"	23.9	23.6	23.0
4'00"	26.3	26.3	25.6
5'00"	36.0	37.0 -	35.2
6'00"	41.9	40.1	38.4
7'00"	39.3	38.7	37.5
8'00"	39.9	38.4	36.4
9'00"	37.4	36.8	35.3
0'00"	33.9	35.5	34.0
1'00"	34.6	35.2	33.5
2'00"	34.8	34.0	32.6
3'00"	28.9	29.7	28.7



<	图2.3	57	1.768	5.1.1			(2)
	14-1	14-2	14-3	26	25-1	25-2	25-3
実験前	12.9	18.8	16.9	18.1	22.4	18.8	17.2
0'00"	12.8	18.7	16.8	18.1	22.4	19.0	17.2
0'30"	13.0	18.7	16.6	18.1	21.9	18.9	17.1
1'00"	12.5	18.6	16.5	18.1	22.2	19.1	17.1
1'30"	12.5	18.7	16.5	18.1	22.1	18.9	17.3
2'00"	13.7	18.9	16.7	18.0	22.5	19.0	17.0
2130"	13.7	19.0	16.7	18.1	22.2	19.1	17.1
3'00"	16.3	19.6	17.0	18.5	22.2	18.9	17.0
3'30"	18.4	21.0	16.9	19.6	21.9	18.7	17.3
4'00"	23.7	22.8	17.0	21.3	22.3	19.3	17.4
4'30"	27.8	22.2	16.8	24.3	23.0	20.4	17.6
5'00"	32.9	25.1	17.1	26.3	24.1	22.0	17.4
5'30"	36.1	25.7	17.4	29.5	25.6	23.1	17.8
6'00"	38.4	26.9	17.7	31.3	26.4	24.8	17.7
6'30"	40.0	26.9	18.0	32.5	27.5	25.3	17.6
7'00"	43.9	29.4	18.9	34.3	28.5	26.8	17.7
7'30"	44.9	29.9	19.2	37.8	29.5	28.0	18.0
8'00"	46.4	30.8	19.3	38.5	30.8	28.8	17.5
8'30"	47.8	31.2	19.4	40.8	31.2	29.7	18.4
9'00"	48.2	33.1	19.4	41.9	32.2	30.3	17.6
(H) 2F 25 3F	潜段入口 : 。 13.00 -1 * 25-1	1	(j)	) 3F 階段室	直後.	æ	)3F,南下,奉封
100		T	10-	26 *	-		1810
14-	-2 * 25-2				-		
1	1983					472	24-1
		8	124	See and		T	24-2*
	a	23.	314		25	925	-
14	2×12-2		238 2	24 36	4	(Land)	

表D-10.の続き

1	1	٠,	•	١
- 1		- 4		1

	24-1	24-2	24-3
実験前	17.9	17.6	16.1
0'00"	18.3	17.8	16.2
0'30"	18.6	18.1	16.3
1'00"	18.6	18.0	16.1
1'30"	18.3	17.6	16.1
2'00"	18.4	18.0	16.3
2'30"	18.2	17.6	16.1
3'00"	18.3	17.8	16.1
3'30"	18.2	17.7	15.7
4'00"	18.7	18.2	15.8
4'30"	19.4	19.2	15.8
5'00"	21.3	20.7	16.1
5'30"	22.9	22.6	16.1
6'00"	24.2	23.5	15.4
6'30"	24.9	23.1	15.6
7'00"	26.3	25.4	15.4
7'30"	27.9	26.9	15.6
8'00"	28.3	26.4	15.8
8'30"	29.4	2 7.8	16.0
9'00"	30.7	27.5	16.2

夏· 桁	該	正
P34 26.07	<u>N:</u> 74-200 - <u>N:</u> 79/2-60	87: 7"112-60 81: 7"112-60.
1771,29	$\left(\frac{\overline{T_*} \mathcal{Q}_*^{*}}{\overline{T_*}^* \mathcal{Q}_*^{*} \frac{g}{g}}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\overline{T_*}}{\overline{T_*}}$	$\left(\frac{\tau_{\sigma}G_{*}^{*}}{\kappa^{*}G^{*}g}\right)^{\frac{1}{2}}\underline{z}'^{-\frac{5}{2}}$
147 lu	$W = \frac{2}{3} \frac{\partial \beta}{\partial t} (H - 2)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2_{1}^{9} (\frac{\partial \alpha}{F_{1}} - 1)}$	$W = \frac{2}{3} \propto \underline{B} (H-\overline{z})^{\frac{3}{2}} \sqrt{27} \left( \frac{25}{5} - 1 \right)$ たんし、メ:南ロッ形地伝統研究
		日、日、中国の中生活の たれ、たこともに本語なことであっ 地で言
17121	確坐太 x × (B)	<b>雇主有5 御稿(8)</b>
80 L17	(挿入)	又 このも=300 sec 15 不村の快速れ 陸年しし 天井高3m, 赤御経3001、の部定 2、以正の室内酸年の許賞が、約2次られる
991 224	湯度にまり	日本により
108 ( 11 S X14	$(\stackrel{({{{{}{}{}}}}{\int_{a}^{b}} u \stackrel{\stackrel{\stackrel{{}{}}{{}{}} u \stackrel{{}{$	$\frac{\partial P}{\partial x} dy + \mathcal{D} \left[ \frac{\partial y}{\partial y} \right]_{0}^{h} - (2.1)^{n}$
	$=\frac{1}{\mathcal{E}_{r}}\left(\mathcal{I}_{r}+\mathcal{I}_{r}\right)$	
	$(\mathbb{E}) \int_{0}^{h} u \frac{\partial u}{\partial x} dy + \int_{0}^{h} v \frac{\partial u}{\partial y} dy = -\int_{0}^{h} \frac{1}{fw}$	$\frac{\partial P}{\partial x} \partial y + \frac{1}{\beta_{w}} \int_{0}^{h} \frac{\partial c}{\partial y} dy - (2.1')$
	TOPU $\zeta = \int (-\overline{u'v'} + u) \frac{\partial \overline{u}}{\partial \overline{v}}$	)
	$\frac{1}{f_{\infty}}\int_{0}^{h}\frac{\partial z}{\partial y}dy = -\frac{1}{f_{\infty}}\left(z_{e}+z_{s}\right)$	とれる (て、1 心理ない 伊治たわ て、1 白いる田から伊治ため
111 65	V = 0.16 Swar 3	$\nabla = 0.96 \frac{\delta P_{\text{max}}}{P_{\text{max}}} $
83	$\frac{d}{dx}(V'H) = -FV' - \frac{d}{dx}(S, VH') - C$	· 苦户全 荆代乐



