

アトリウム火災の模型実験に関する研究  
— 一部に開口部のある閉空間での煙流動に関する相似則 —

防災安全工学講座

竹之内 哲次

－ 目次 －

序章

1章 相似則

- 1.1 相似則誘導のフロー
- 1.2 支配方程式の展開
- 1.3 無次元数の保存と相似則
- 1.4 境界条件の相似則
- 1.5 1章のまとめ

2章 確認実験

- 2.1 実験の経緯
- 2.2 Pilot Experiment手法
- 2.3 対象空間と模型
- 2.4 実験条件
- 2.5 測定項目と実験システム

3章 実験結果と相似性の分析

- 3.1 実験の再現性
- 3.2 温度データ及び可視化写真による相似性の確認
- 3.3 ビデオ映像による旋回流の相似性
- 3.4 実験条件による流動現象の考察

終章

謝辞

参考文献

## 序章

アトリウム建築のルーツは古代ローマまでさかのぼるのだそうであるが、1960年代後半から米国を中心にオフィス、ホテル、病院などの公共性の高い建築としてアトリウム建築は作られ始め、短期間のうちに全世界的規模で普及していった建築の空間構成手法である。日本でもこの例にもれずアトリウムが取り入れられ建物が建設あるいは計画されており、今後さらに増加する傾向にあると思われる。

本研究で、この風潮の原因については触れないが、このアトリウム建築の設計において生じる技術的な問題のうちで、火災安全の問題が最も重要な課題であるといわれる。というのも、それが伝統的な安全の概念ではとらえきれない空間だからである。

米国ではすでに3件のアトリウム火災事例が報告されている。幸い、いずれの火災でも死傷者は出ていないが、アトリウムとそこにつながる空間はかなりの煙で汚染されたと報告されている。

アトリウム建築において、火災時のアトリウム空間での煙流動は避難計画を考える場合非常に重要になる。本論では、このようなアトリウム空間での煙流動を模型実験により予測する手法を検討するものである。

## 1章 相似則の誘導

### 1.1 相似則誘導のフロー

火災時の煙流動のような熱気流の拡散は乱流自然体流現象に属するが、その機構は複雑、不確定的であり、特に火災のように境界条件の明確でない場合には解析的に答を見いだすのは容易ではない。このため、本研究では実験により煙流動を予測するための基盤づくりとして、模型実験により煙流動を予測するための相似則を導き、実際にその検証のための実験を行うものとする。本研究の目的は図-1に示したように一部に開口のある閉空間で火災（熱発生）が生じたとき、これによる熱気流の拡散の時間推移を予測できる相似則を求めることにある。

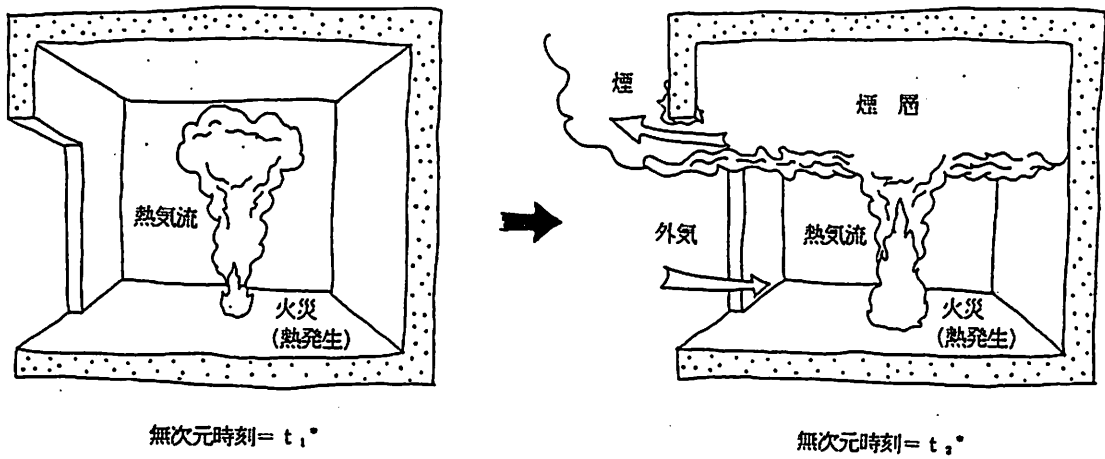
この章では、模型実験により煙流動の予測をするための、相似則を導く。相似則を導くには、 $\pi$ -定理などに代表される次元解析の方法がよく知られているが、この手法には現象に対する深い物理的洞察力を要求される。実際に自分でも挑戦してみたが、自分のような未熟者には少々手に負えない。幸い煙流動現象については、工学的に導かれた支配方程式が利用できることで、この式を無次元化することにより相似則を導く戦法が無難であり、自然であろう。ちなみに、ある大学のこの分野の講義を受けた学生の統計では、 $\pi$ -定理によって正解を導いた学生は全体の10～20%、支配方程式を用いた場合は70～90%の正当率だったそうである<sup>[1]</sup>。

この対象となる煙流動の支配方程式を考察する場合に、煙流動現象を移動現象論（Transport phenomena）的に次の三つの物理的な移動現象としてまとめて考えると分かりやすい。

1. Momentum : 粘性流体の運動量移動
2. Energy : 各種形態の熱移動
3. Mass : 拡散などの物質移動

移動現象の解法フローに対応させ模型実験による解析過程を図-2に示す。

実大スケールでの煙流動



縮小模型での煙流動

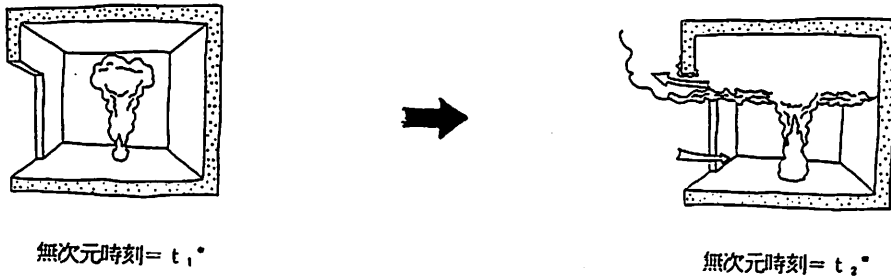


図-1 相似則の概念図

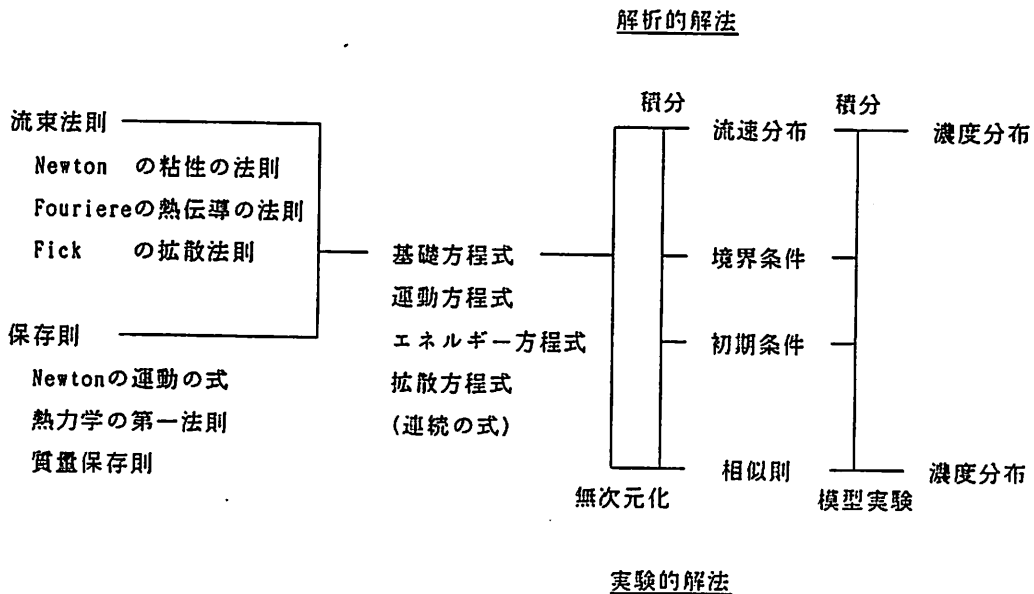


図-2 解析的解法と実験的解法

## 1.2 支配方程式の展開

### <支配方程式>

煙流動の相似則を考える場合、三つの移動 (Momentum, Energy, Mass) を相似にすることを考える必要がある。上記のフローにしたがい、まず以下のように運動方程式、エネルギー方程式、拡散方程式に連続方程式を加えた四つの支配方程式が導かれる (文献[2]等を参照されたい)。

#### 1) 連続方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0$$

$\rho$ : 密度,  $u_i$ : 速度ベクトル

#### 2) 運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \left( \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_i} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \end{aligned}$$

$p$ : 圧力,  $\mu$ : 粘性係数,  $f_i$ : 体積力ベクトル (自然対流の場合浮力  $f_i = g_i (\rho - \rho_0)$ 、 $g_i$ : 重力加速度ベクトル)

#### 3) エネルギー方程式

$$\begin{aligned} \rho c_p \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right) &= \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_i} + Q - \theta \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) \\ &- p \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu \Phi \end{aligned}$$

$\theta$ : 温度,  $c_p$ : 定圧比熱,  $\lambda$ : 熱伝達率,  $Q$ : 熱発生,

$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) = \beta$ : 熱膨張率,  $\Phi = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ : 散逸項

#### 4) 拡散方程式

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + u_i \frac{\partial C_A}{\partial x_i} = D_A \frac{\partial^2 C_A}{\partial x_i \partial x_i} + R_A$$

$C_A$ : A種の濃度,  $D_A$ : A種の拡散係数,  $R_A$ : A種の発生

注) ここで実質微分は次式のように記述される。

$$\frac{D}{Dt} + \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i}$$

この方程式系は、状態方程式  $\rho = \rho(p, \theta)$  を加えれば、 $Q$ ,  $R_A$  が既知であれば、従属変数 ( $u_i$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $\theta$ ,  $C_A$ ) に対して閉じる。しかし、一般に火災時の煙流動は乱流現象であるから、乱流の式表現として従属変数群にアンサンブル平均 ( $f = \bar{f} + f'$ ) を代入し平均操作を施すと、 $-\overline{u_i' u_j'}$  (Reynolds応力)、 $\overline{\theta' u_i'}$  (熱輸送) などの乱れの場の相関量が方程式群に現れるため、この方程式群は閉じなくなる。乱流研究においてはこれらの相関量を平均量と関係づけ、方程式を完結させる様々な仮定が試みられている。

<Bussinesq近似<sup>[3] [4]</sup>>

それら相関量に関する仮定の導入に先立ち、まず一般に用いられるBussinesq近似を用い、浮力項に含まれる $\rho$ を除いて非圧縮性を仮定する。

1) 連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

2) 運動方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i \beta (\theta - \theta_0) + g_i \beta^* (C_A - C_{A,0}) + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

$\nu = \mu / \rho$  : 動粘性係数, 浮力項においては  $-g(\rho - \rho_0) = g\beta(\theta - \theta_0) + g\beta^*(C_A - C_{A,0})$

$$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial C_A} \right)_{T,p} = \beta^* : \text{膨張率}$$

3) エネルギー方程式

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right) = \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_i} + Q + \theta \beta \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) + \mu \Phi$$

4) 拡散方程式

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + u_i \frac{\partial C_A}{\partial x_i} = D_A \frac{\partial^2 C_A}{\partial x_i \partial x_i} + R_A$$

<散逸項の考察>

散逸項、 $\Phi$ は流速が音速以下もしくは粘性が非常に大きい場合を除き通常は省略される。この散逸項は、次に行うように乱流の場に対して平均操作を施すと次の式のように直接散逸と乱流散逸に別れる。

$$\Phi = \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} + \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}$$

ふつう速度変動は平均速度に比べて小さくて  $|\overline{u_i}| \ll |\overline{u_i}|$  で、速度勾配は逆に  $|\partial \overline{u_i} / \partial x_j| \gg |\partial \overline{u_i} / \partial x_j|$  の関係が成り立ち、Reynolds数を増すにつれて乱流散逸の大きさは直接散逸をはるかに超えるようになる。従ってこの乱流散逸項まで含めた省略については疑問が残る。

< $\theta \beta \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \right)$  の項の考察>

この項は熱膨張による仕事の項である。浮力項以外で  $\rho = \text{const.}$  の仮定によればこの仕事項の  $\beta = (\partial \rho / \partial \theta)_p = 0$  となり、この項は省略できる。しかし、乱流の場では次式のような相関量が現れ、この項を省略して良いかについては疑問が残る。

$$\overline{\theta \beta u_i \frac{\partial C_A}{\partial x_i}}$$

上記の仕事項と散逸項を無次元化してやると(乱流成分についてはしばらく考えない)、

$$\begin{aligned} & \theta \beta \left( \frac{u_{*1,0}}{c_p \Delta \theta_0} \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + \frac{u_{*1,0}^2}{c_p \Delta \theta_0} u_{i1}^* \frac{\partial p^*}{\partial x_{i1}^*} \right) + \frac{\nu u_{*1,0}}{\rho c_p \Delta \theta_0} \Phi^* \\ & = \theta \beta E c (S r \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + u_{i1}^* \frac{\partial p^*}{\partial x_{i1}^*}) + E c \frac{1}{Re} \Phi^* \end{aligned}$$

$$\frac{u_*^2}{c_p \Delta \theta_0} = Ec \frac{u_* l_0}{c_p t_0 \Delta \theta_0} = \frac{u_*^2}{c_p \Delta \theta_0} \frac{l_0}{u_* t_0} = Ec Sr \frac{\nu u_*}{\rho c_p l_0 \Delta \theta_0} = \frac{u_*^2}{c_p \Delta \theta_0} \frac{\nu}{u_* l_0} = Ec \frac{1}{Re}$$

Ec (Eckert number) Sr (Strouhal number) Re (reynolds number)

となり、他の方程式中には現れないEc数が現れる。従ってこの二つの項を省略して良いと仮定することはEc数が十分小さい条件で成立する。Ec数は強制対流における熱伝達を考える場合は重要視されるが、自然対流の場ではEc数を保存することはスケールの縮小を否定する。

上記の乱流成分のモデル化についても一般的例はないようなので、本研究の段階ではこの二つの項を省略する。

### <拡散方程式の考察>

拡散方程式は浮力項を介して、運動方程式と独立でない。物質の拡散現象は、考察の場において蒸発、乾燥等の現象による影響が無視できない場合は無視できないが、本研究の範囲では物質拡散の影響は大きくないだろうから、燃焼による発熱によらずとも純粋な熱発生のみでも同様の流動現象が起こると考えることにする。又、拡散現象の相似を実験において確認することは容易ではない。これらの理由より以後、拡散方程式及び浮力項に含まれる拡散の影響は考察から省略する。

### <乱流の場の式>

次にこの方程式が乱流の場を表現するように、各従属変数にアンサンブル平均を代入し式全体の平均を取る。

$$u_i = \overline{u_i} + u_i', \quad p = \overline{p} + p', \quad \theta = \overline{\theta} + \theta', \quad C_A = \overline{C_A} + C_A'$$

#### 1) 連続の式

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad \left( \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_i} = 0 \right)$$

#### 2) 運動方程式

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + g_i \beta (\overline{\theta} - \theta_0) + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j}$$

#### 3) エネルギー方程式

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \right) = \lambda \frac{\partial^2 \overline{\theta}}{\partial x_i \partial x_i} + Q + \theta \beta \left( \frac{\partial \overline{p}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right) + \rho c_p \overline{u_i' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i}}$$

### <Reynolds応力および熱輸送のモデル化>

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

$\nu_t$ : 乱流(渦)動粘性係数

$k$ : 乱流エネルギー  $k = (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) / 2$  乱流エネルギーはスカラー量であるため実際に式を解く場合には、圧力項に吸収させることができるが、この量の相似についてはさだかでないので本研究では省略する。



$$\rho c_p \overline{u_i \theta} = -\rho c_p \kappa_i \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i}$$

$\kappa = \lambda / \rho c_p$ : 温度拡散係数  $\kappa_i$ : 乱流 (渦) 温度拡散係数

上記モデルを方程式群に代入する

2) 運動方程式

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + g_i \beta (\overline{\theta} - \theta_0) + (\nu + \nu_i) \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j}$$

3) エネルギー方程式

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \right) = \rho c_p (\kappa + \kappa_i) \frac{\partial^2 \overline{\theta}}{\partial x_i \partial x_i} + Q$$

乱流の場合では、壁面近くのごく薄い境界層部分を除き、 $\nu \ll \nu_i$ ,  $\kappa \ll \kappa_i$ ,  $D \ll \varepsilon_i$ であるから $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $D$ に関する平均流の項を省略する。

2) 運動方程式

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + g_i \beta (\overline{\theta} - \theta_0) + \nu_i \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j}$$

3) エネルギー方程式

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \right) = \rho c_p \kappa_i \frac{\partial^2 \overline{\theta}}{\partial x_i \partial x_i} + Q$$

<支配方程式の無次元化>

方程式群に現れる物理量を、それぞれの代表値で無次元化する。

$$u_i = u_* u_i^*, \quad u_*: \text{周囲の代表速度}$$

$$l = l_0 l^*, \quad l_0: \text{代表長さ}$$

$$t = t_0 t^*, \quad t_0: \text{代表時間}$$

$$p = \rho u_*^2 p^*,$$

$$\Delta \theta = \Delta \theta_0 \Delta \theta^* \quad (\Delta \theta = \theta - \theta_*, \quad \Delta \theta_0 = \theta_* - \theta_0), \quad \theta_*: \text{壁面代表温度}, \quad \theta_0: \text{周囲の代表温度}$$

(以下の式では平均量の記号  $\overline{\quad}$  は省略して表記)

1) 連続の式

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} = 0$$

2) 運動方程式

$$\frac{l_0}{u_* t_0} \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{g_i \beta \Delta \theta_0}{u_*^2} \Delta \theta^* + \frac{\nu_i}{u_* l_0} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*}$$

3) エネルギー方程式

$$\frac{l_0}{u_* t_0} \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + u_i^* \frac{\partial \theta^*}{\partial x_i^*} = \frac{\kappa_i}{u_* l_0} \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{l_0 Q}{\rho c_p u_* \Delta \theta_0}$$

<一般的無次元数で表記>

1) 連続の式

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} = 0$$

2) 運動方程式

$$S r \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = - \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{G r^i}{R e^{i2}} \Delta \theta^* + \frac{1}{R e^i} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*}$$

3) エネルギー方程式

$$S r \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + u_i^* \frac{\partial \theta^*}{\partial x_i^*} = \frac{1}{R e^i P r^i} \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{l_0 Q}{\rho c_p u_* \Delta \theta_0}$$

$$\frac{l_0}{u_* t_0} = S r \quad (S r : \text{ストローハル数})$$

$$\frac{\nu^i}{u_* l_0} = \frac{1}{R e^i} \quad (R e^i : \text{乱流レイノルズ数})$$

$$\frac{g_i \beta \Delta \theta_0}{u_*^2} = \frac{g_i \beta l_0^3 \Delta \theta_0}{\nu^{i2}} \frac{\nu^i}{u_*^2 l_0^2} = G r \frac{1}{R e^{i2}} = A r$$

(G r : 乱流グラスホフ数, A r : 乱流アルキメデス数)

$$\frac{\kappa^i}{u_* l_0} = \frac{\kappa^i}{\nu^i} \frac{\nu^i}{u_* l_0} = \frac{1}{P r^i} \frac{1}{R e^i} = \frac{1}{P e^i} \quad (P r^i : \text{乱流プラントル数}, P e^i : \text{乱流ペクレ数})$$

$$\frac{l_0 Q}{\rho c_p u_* \Delta \theta_0} = Q^*$$

<自然対流における代表速度>

本研究で対象とするのは自然対流であることから、浮力支配、つまりRe数が0になる場合を考えると $u_*$ は定まらない。ここではFr (フルード数) = 1により代表速度を定義する。つまり、流れを生じるのは密度差により流れに生じる最大速度を自然対流における代表速度( $u_*$ )とする。

$$u_* = \sqrt{g \beta l (\theta - \theta_*)}$$

この $u_*$ を用いて無次元化すると上記の無次元化された方程式群は以下のようになる。

1) 連続の式

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} = 0$$

## 2) 運動方程式

$$S_r \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = - \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \Delta \theta^* + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*}$$

## 3) エネルギー方程式

$$S_r \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + u_i^* \frac{\partial \theta^*}{\partial x_i^*} = \frac{1}{Pr \sqrt{Gr}} \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{1_0 Q}{\rho c_p u_s \Delta \theta_0}$$

### 1.3 無次元数の保存と相似則

従って方程式群に関して原型と模型の間で解が等しくなるためには、 $S_r$ 、 $G_r$ 、 $P_r$ 、 $S_c$ の四つの無次元数が等しくなければならない。(添字のR、Mはそれぞれ原型、模型に関する量であることを表すものとする。

$n(f)$ は添字fに関する相似比を表すものとする。)

#### 1) $S_r$ 数の一致

$$\frac{l_R}{u_R t_R} = \frac{l_M}{u_M t_M} \text{ より } n(l) = n(u) \cdot n(t)$$

#### 2) $G_r$ 数の一致

$$\frac{g_i \beta l_R^3 \Delta \theta_R}{\nu_{R2}} = \frac{g_i \beta l_M^3 \Delta \theta_M}{\nu_{M2}} \text{ より } n(l)^3 \cdot n(\Delta \theta) = n(\nu)$$

#### 3) $P_r$ 数の一致

$$\frac{\kappa_R}{\nu_R} = \frac{\kappa_M}{\nu_M} \text{ より } n(\kappa) = n(\nu)$$

#### 4) $Q^*$ 数の一致

$$\frac{l_R Q_R}{\rho c_p u_R \Delta \theta_R} = \frac{l_M Q_M}{\rho c_p u_M \Delta \theta_M} \text{ より } n(Q) = n(l)^2 \cdot n(u) \cdot n(\Delta \theta)$$

#### 5) $Fr=1$ の条件より

$$n(u)^2 = n(l) \cdot n(\Delta \theta)$$

6) 土屋らの研究<sup>[6]</sup>より室内の自然対流においては $\nu_i = \infty u \cdot l$ 、 $\kappa_i = \infty u \cdot l$ の成立が報告されており、この関係より

$$n(\nu_i) = n(u) \cdot n(l) \text{ かつ } n(\kappa_i) = n(u) \cdot n(l)$$

以上の条件を列挙すると、

$$n(l) = n(u) \cdot n(t)$$

$$n(l)^3 \cdot n(\Delta \theta) = n(\nu)$$

$$n(Q) = n(l)^2 \cdot n(u) \cdot n(\Delta \theta)$$

$$n(u)^2 = n(l) \cdot n(\Delta \theta)$$

$$n(\nu_i) = n(u) \cdot n(l)$$

$$n(\kappa_i) = n(u) \cdot n(l)$$

この関係より、 $n(u)$ 、 $n(t)$ 、 $n(Q)$ 、 $n(\Delta\theta)$ 、 $n(\nu_t)$ 、 $n(\kappa_t)$  と模型の縮尺、 $n(1)$  の関係は次のように一意に定まる。

$$n(u) = n(1)^{1/2} \quad n(\Delta\theta) = 1$$

$$n(t) = n(1)^{1/2} \quad n(\nu_t) = n(1)^{3/2}$$

$$n(Q) = n(1)^{5/2} \quad n(\kappa_t) = n(1)^{3/2}$$

実際に実験をする場合には、火源の発熱量を  $n(Q) = n(1)^{5/2}$  で制御し、時間軸を  $n(t) = n(1)^{1/2}$  で読み変えてやれば、あとは自然に上記の相似比が成立するはずである。

#### 1.4 境界条件の相似

##### <熱プルームの生起条件>

過去のいくつかの実大火災実験<sup>[6] [7]</sup>より、大空間床面からの出火では煙は火源から生じた逆円錐形のプルームを形成し、天井面に沿って水平に層をなして広がり時間と共にその厚みが増すという流動性状を呈する。模型実験でまず注意すべきは、スケールを小さくしたために、この流動性状と全く違う性状の流れの範囲で実験してしまうことである。この範囲について、torranceらは円柱形状空間の中央低部に加熱面をおいて実験を行い、実験での空間の幾何学的条件のもとで閉空間でのプルームの生起条件を次式のように示している<sup>[8]</sup>。

$$Gr > 1.2 \times 10^9$$

$Gr = 1.2 \times 10^9$  となる条件を、模型の高さと言った量を代表長さ  $l$  にして、温度差に対して求めると以下の表に示した結果になることより、一般の火源を用いた実験では、 $l < 20\text{cm}$  の実験は困難であることが分かる。

$l$ (cm)	150	50	30	15
$\Delta\theta$ (K)	2.4	64.6	299.0	2391.8

##### <火源からの輻射>

本研究においては、火源における輻射の影響を詳細には考慮しない。というのは、この問題を解くには、火源の炎の燃焼形態や煙の透過率、ガス輻射率などを考慮する必要があり、あまりに複雑になり本論の目的とするところから外れるためである。そこで、形態係数を考慮することにし、火炎形状を相似にする事を考える。ここでいう火炎の形状とは火炎の高さと火源の寸法の比を指すものとする。この火炎(乱流拡散炎)の形状に関しては既往の研究<sup>[9] [10]</sup>より、発熱量と火源寸法の関数になることが知られている。この関係を以下に示す。

$$Z_f/D = f(Q^*)$$

$$Q^* = Q / \rho_0 C_p T_0 g^{1/2} D^{5/2} \quad (\text{支配方程式に現れた } Q^* \text{ とはことなる})$$

$Z_f$  : 火炎の高さ (flame height at 50% intermittency)

$D$  : 火源寸法 (火源の直径)      $T_0$  : 周囲空気の温度

$Q$  : 発熱量 (kw)      $\rho_0$  : 周囲空気の密度

$g$  : 重力加速度      $C_p$  : 空気の比熱

$Q^*$  の相似に付いて考えると、 $Q^*_R = Q^*_M$  より

$$n(Q) = n(\theta) \cdot n(D)^{5/2}$$

上述の相似則より

$$n(Q) = n(1)^{5/2}、n(\Delta\theta) = 1$$

であるから  $n(1) = n(D)$  の関係を満たせば、火炎の形状に付いても相似になることが分かる。後述するように、本実験ではプロパンガスを燃料にしたバーナーを火源として用いているため、厳密には火炎高さは噴出速度に影響されるはずだが、その流速は十分に遅く、噴流としての影響を無視してよいだろう。本実験の条件で  $Q^*$  を計算すると、 $1.16 > Q^* > 0.28$  となり、既往の実験結果を参考にすると、 $4 > Z_1/D > 1$  程度と予想される。

#### <壁体と煙層の熱収支>

煙層と接する壁面から失われる熱量は、煙層と壁面の表面熱伝達及び壁対内部の熱伝導による。この内の表面熱伝達については、そのメカニズムの不明確さのため本研究では、これを無視する。以下では、半無限の壁体の表面温度が  $\Delta T$  だけ上昇した場合の解<sup>[11]</sup>を用いて、壁面での熱収支式をたてる。

$$\delta x \delta y \delta z \rho C_p \frac{DT}{Dt} = \delta x \delta y \left( \frac{\lambda_w \rho_w C_w}{\pi t} \right)^{1/2} \Delta T$$

この式を無次元化する事より、次式の関係を得る。

$$\delta x^* \delta y^* \delta z^* \rho C_p \frac{DT^*}{Dt^*} = \frac{t^2}{1} \delta x^* \delta y^* \left( \frac{\lambda_w \rho_w C_w}{\pi t^*} \right)^{1/2} \Delta T^*$$

$$n(\lambda_w \rho_w C_w) \cdot n(t) = n(1)^2$$

従って

$$n(\lambda_w \rho_w C_w) = n(1)^{3/2}$$

#### 1.5 1章のまとめ

以上の考察より導かれる相似則により、実験を行う場合に次の条件を提案する。

発熱量は縮尺の5/2乗に比例させる。  $n(t) = n(1)^{1/2}$

時間軸は縮尺の1/2乗に比例させる。  $n(Q) = n(1)^{5/2}$

温度の縮尺は1。  $n(\Delta\theta) = 1$

火炎形状の相似。  $n(Q^*) = 1$  ここでは  $n(1) = n(D)$

壁対の熱伝達の相似。  $n(\lambda_w \rho_w C_w) = n(1)^{3/2}$

## 2章 確認実験

### 2.1 経緯

(株)竹中工務店及び新日本製鉄(株)が提案しているT-50プロジェクトがある。このプロジェクトについて、(財)日本建築センター内に、「T-50防災安全委員会」が設置され、計画の総合安全性についての検討を行い、『「T-50」(都心型超高層住宅計画)に関する技術指導報告書』が作成された(1988年12月)。この報告書の中で検討課題として残された火災時の煙流動・煙制御に関する知見を得る目的で実験および分析が本研究室において行われた。

#### <実験場所と時期>

実験場所： 名古屋大学工学部 9号館 構造実験室

期 間： 1989年 2月～5月

### 2.2 Pilot Experiment手法

このアトリウム空間で火災が発生した場合の煙流動を模型実験により予測するためには、まず模型で再現される現象が原型(実大)と相似になることを確認しなければならない。この確認のために行われる実験はPilot Experimentと呼ばれる。また、この相似が確認された上で模型を原型の代用として行う実験をProduction Experimentと呼ぶ。Pilot Experimentを行うためには、模型実験での煙流動現象と実大火災における煙流動現象の相似を確認しなければならないが、相手はいつどこで起こる予測できない火災のだから、まさか実際に火事の最中にデータを取っていた人もいないだろうし、対象空間が大きくなれば簡単、安価には再現できない。更に、フラッシュオーバーのような難題も加わって、このような火災実験に関してPilot Experimentはまだ確立されていない。

火災に限らず原型現象のデータの入手が困難な例は多い。こういった場合原型のデータを補足するために次の二つの手法がしばしば用いられる。

手法1) 大きさの異なる二つ以上の模型を作り、それぞれの実験の結果がお互いに相似になることを確認する。

一方の模型の大きさが原型とあまり違わなければ原型との相似が確認されたといって良い。

手法2) もとの現象の解析結果と模型実験の結果が相似になることを確認する。解析的手法と模型実験の両方で、でもとの現象を誤解している危険性に注意すること。

煙流動に対する確実な解析手法は今の所ないので、本研究では手法1)の立場を取る。ただし手法2)対応して、一般に用いられている二層ゾーンモデル<sup>[1][2]</sup>による解析結果も掲載する。

### 2.3 対象空間と模型

研究対象空間であるT-50プロジェクトのアトリウム空間は図-3に示すように、正方形平面、高さ5階層分で、対象な2方向に開口を有する。この開口は、アトリウムを囲う居住部分の奥行きを持ち、更に5層分の通路が横切るためスリット形状をしている。Pilot Experimentを行うにおいて、流動現象の相似を確認するための第一歩は、相似則に影響を与える空間形状による境界条件はできるだけシンプルにすることが妥当であろう。従って図-4に示したようにアトリウムを囲む居住部分を省き、さらにアトリウム内をめぐる通路部分も省き、2

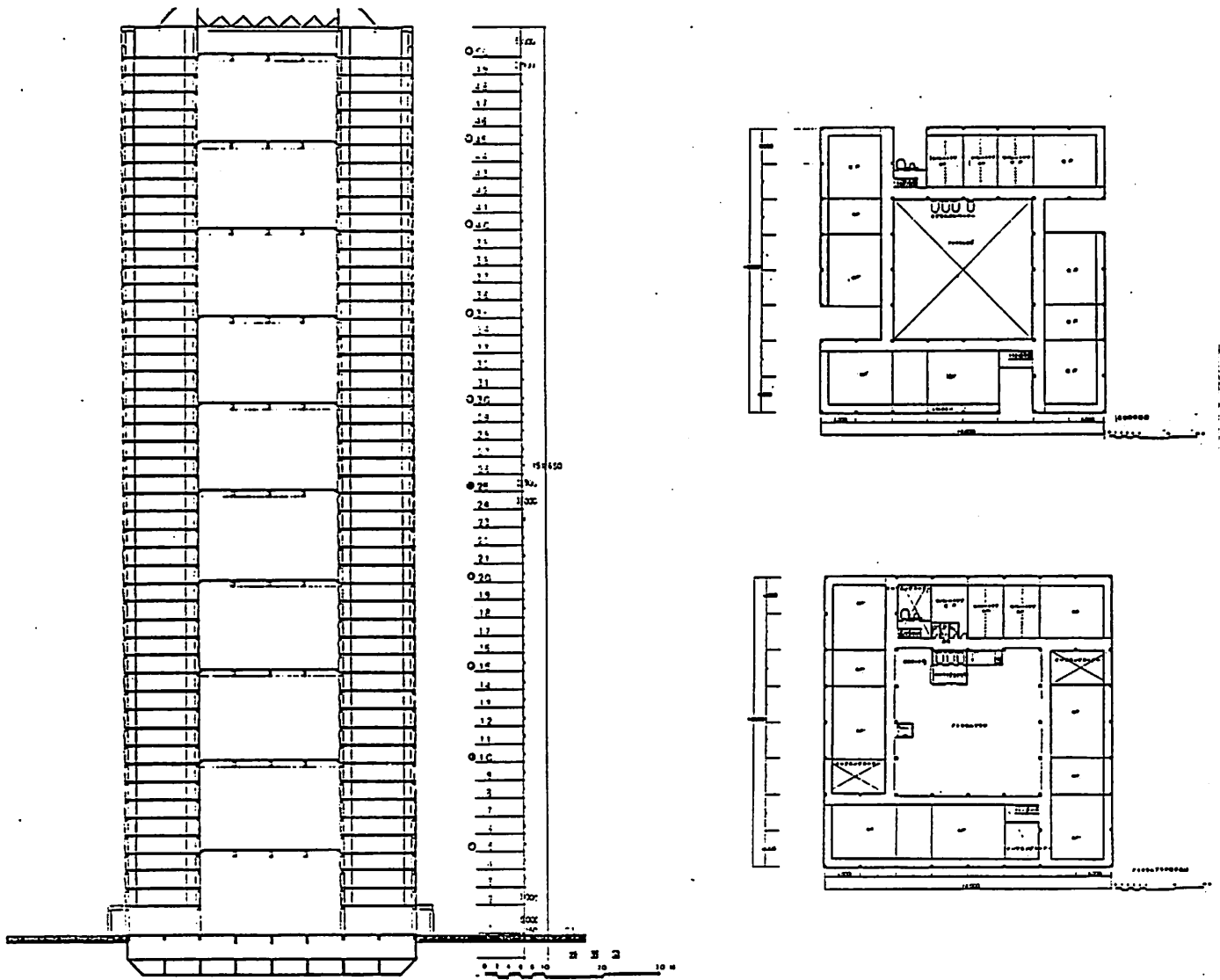


図-3 実験対象空間

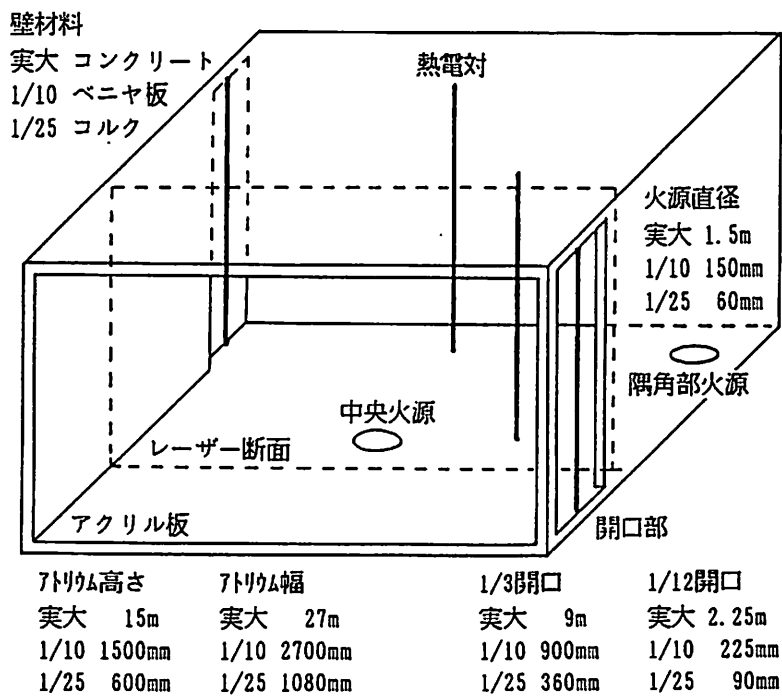


図-4 実験模型

方向に縦方開口を持つシンプルな箱形状とした。

## 2.4 実験条件

本研究では二つの大きさの異なる模型の縮尺としてとして1/25, 1/10を採用した。本来上記手法1)の立場を取  
る場合一方の模型縮尺は原型に近いことが望まれるが、実験室のスペースの制約よりこの縮尺となったことはや  
もうえない。以下では、1/25スケールの模型を用いて行った実験をAシリーズ、1/10スケールの模型を用いて行  
った実験をBシリーズと呼ぶことにする。

両シリーズの実験には各種条件の相違が番号で識別されているが、同じ番号の実験は境界条件が相似の関係に  
ある。変化させる要素は下記の5項目とした。

### 1) 火源位置

アトリウム中央

アトリウム隅角部

### 2) 発熱パターン

1. 25MW想定

2. 5MW想定

金杉橋実験想定

### 3) オープンコーナーに相当する開口の巾

1/3

1/12

### 4) 天井スリットに相当する開口の有無

### 5) エレベーター開口に相当する開口の有無

実験条件を模式的にまとめたものを図-5に、実験番号を表1(Aシリーズ)、表2(Bシリーズ)に示す。

## 2.5 測定項目と実験システム

### <温度>

アトリウム部(2ヶ所)、オープンコーナー相当の開口部(2ヶ所)で、垂直方向11点の温度分布を応答性の  
よいCC熱電対を利用して温度を測定した(図-4参照)。測定時間間隔はAシリーズ10秒、Bシリーズ16秒と  
しデータロガーで記録した。

### <火源に用いたバーナーと流量制御システム>

バーナーは硬質ガラス製のロート(A実験60φ、B実験150φ、C実験75φ)に小石をつめたものを用い、流量調  
整はマスフローコントローラー(大倉電気製、MF5000シリーズ)と、信号発信器(大倉電気製、PG5600)の組合せで  
行った。また、マスフローコントローラーは流量ゼロの状態からは応答性が悪いため、三方弁を用いて予め設定  
した流量を他の場所へ流しておき、実験開始のタイミングでバーナーの方へ流す工夫をした。システムの組合せ  
を図-6に示す。

レーザーライトによる可視化のためには散乱を起こさせる粒子が燃焼ガス中に含まれる必要がある。プロパン



の燃焼ではこれが不十分なため、発煙物質として発煙片（昭和火工製、JIS4303により指定されているもの）を用い、煙量の調節は発煙片を断面方向に1/2, 1/4分割して利用した。

発熱パターンについては図-7に説明を付したが実大スケールに換算すると発熱パターン1が1.25Mw（アルコールパン約4 m<sup>2</sup>の火源）、発熱パターン2が2.5Mwに相当する。

#### <煙層の可視化とその記録>

アルゴンレーザー発生装置(NEC, GLG3000)と光学機器の利用により、アトリウムのはぼ中央部の断面での煙層変化を可視化して撮影記録した。撮影はビデオ装置及びカメラ(ニコンF3、撮影間隔はAシリーズ5秒、Bシリーズ7.9秒)によった。ビデオ装置のシステムは高速度ビデオ(NAC)、業務用ビデオ( $\beta$ -カム)、一般用ビデオ等をいくつか試行した後、スロー再生速度を自在に選択できる $\beta$ -カムを基本とした。撮影はビデオ装置及びカメラ(ニコンF3、撮影間隔はAシリーズ5秒、Bシリーズ7.9秒、Cシリーズ5.5秒)によった。ビデオ装置のシステムは高速度ビデオ(NAC)、業務用ビデオ( $\beta$ -カム)、一般用ビデオ等をいくつか試行した結果、一般用ビデオを採用、また一部実験についてはスロー再生速度を自在に選択できる $\beta$ -カムをした。

表1. Aシリーズ実験条件一覧

実験No	模型 スケール	開口条件	火源位置	発熱 パターン	ILHター 開口	備考
A-1-1	1/25	$W_{open}=0$	中央	1	無	
2	1/25	$H_{open}=0$	中央	2	無	
3	1/25		中央	3	無	
4	1/25		隅角部	1	無	
5	1/25		隅角部	2	無	
6	1/25		隅角部	3	無	
A-2-1	1/25	$W_{open}=360$	中央	1	無	
2	1/25	$H_{open}=0$	中央	2	無	
3	1/25		中央	3	無	
A-2-4	1/25		隅角部	1	無	
5	1/25		隅角部	2	無	
6	1/25		隅角部	3	無	
A-3-1	1/25	$W_{open}=90$	中央	1	無	
2	1/25	$H_{open}=0$	中央	2	無	
3	1/25		中央	3	無	
A-4-1	1/25	$W_{open}=90$	隅角部	1	有	
2	1/25	$H_{open}=0$	隅角部	2	有	
3	1/25		隅角部	3	有	
A-5-1	1/25	$W_{open}=90$	隅角部	1	無	
2	1/25	$H_{open}=40$	隅角部	2	無	
3	1/25		隅角部	3	無	

表2. Bシリーズ実験条件一覧

実験No	模型 スケール	開口条件	火源位置	発熱 W <sub>ター</sub>	エレベーター 開口	備考
B-1-1	1/10	W <sub>OPEN</sub> =0	中央	1	無	
2	1/10	H <sub>OPEN</sub> =0	中央	2	無	
3	1/10		中央	3	無	
4	1/10		隅角部	1	無	
5	1/10		隅角部	2	無	
6	1/10		隅角部	3	無	
B-2-1	1/10	W <sub>OPEN</sub> =900	中央	1	無	
2	1/10	H <sub>OPEN</sub> =0	中央	2	無	
3	1/10		中央	3	無	
B-2-4	1/10		隅角部	1	無	
5	1/10		隅角部	2	無	
6	1/10		隅角部	3	無	
B-3-1	1/10	W <sub>OPEN</sub> =225	中央	1	無	
2	1/10	H <sub>OPEN</sub> =0	中央	2	無	
3	1/10		中央	3	無	
B-4-1	1/10	W <sub>OPEN</sub> =225	隅角部	1	有	
2	1/10	H <sub>OPEN</sub> =0	隅角部	2	有	
3	1/10		隅角部	3	有	
B-5-1	1/10	W <sub>OPEN</sub> =225	隅角部	1	無	
2	1/10	H <sub>OPEN</sub> =100	隅角部	2	無	
3	1/10		隅角部	3	無	

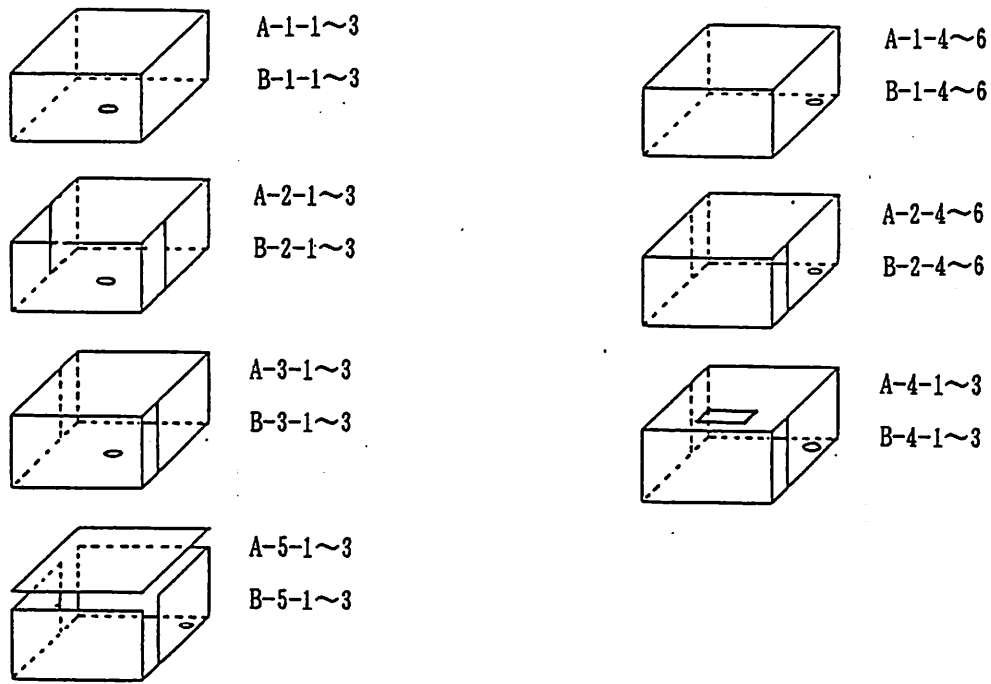


図-5 実験条件

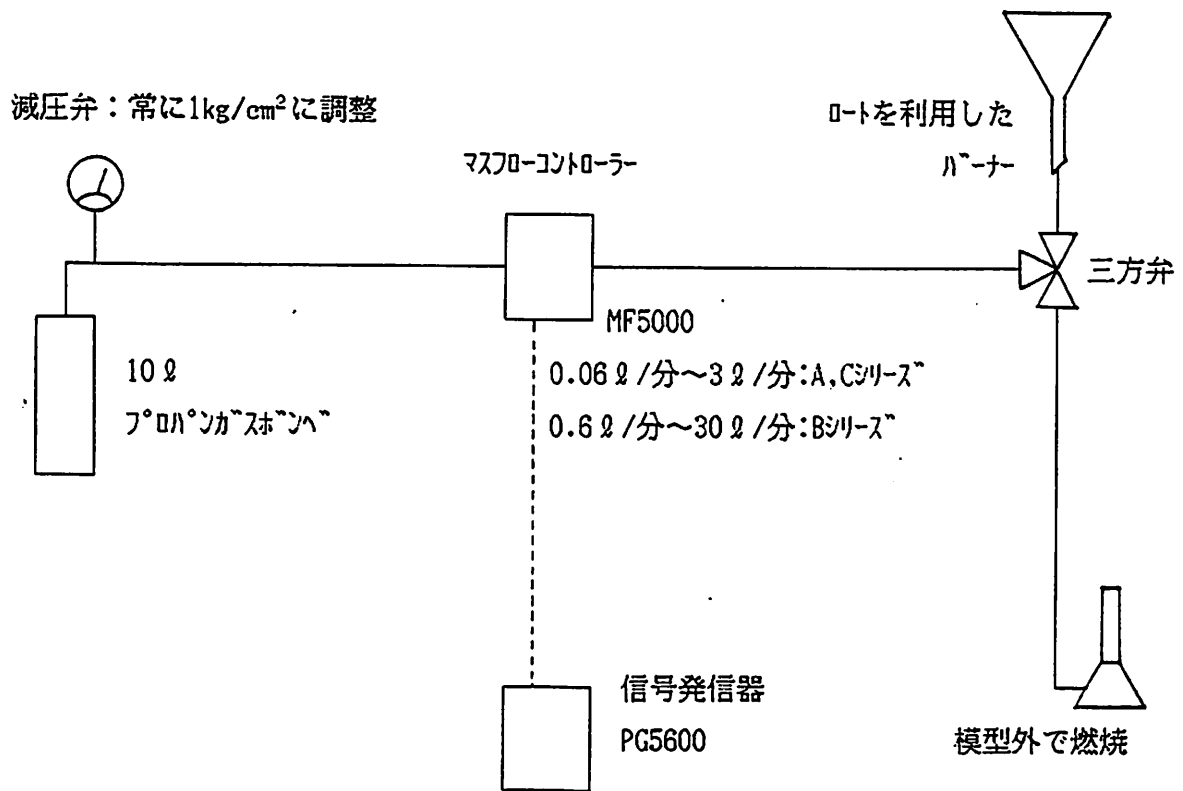
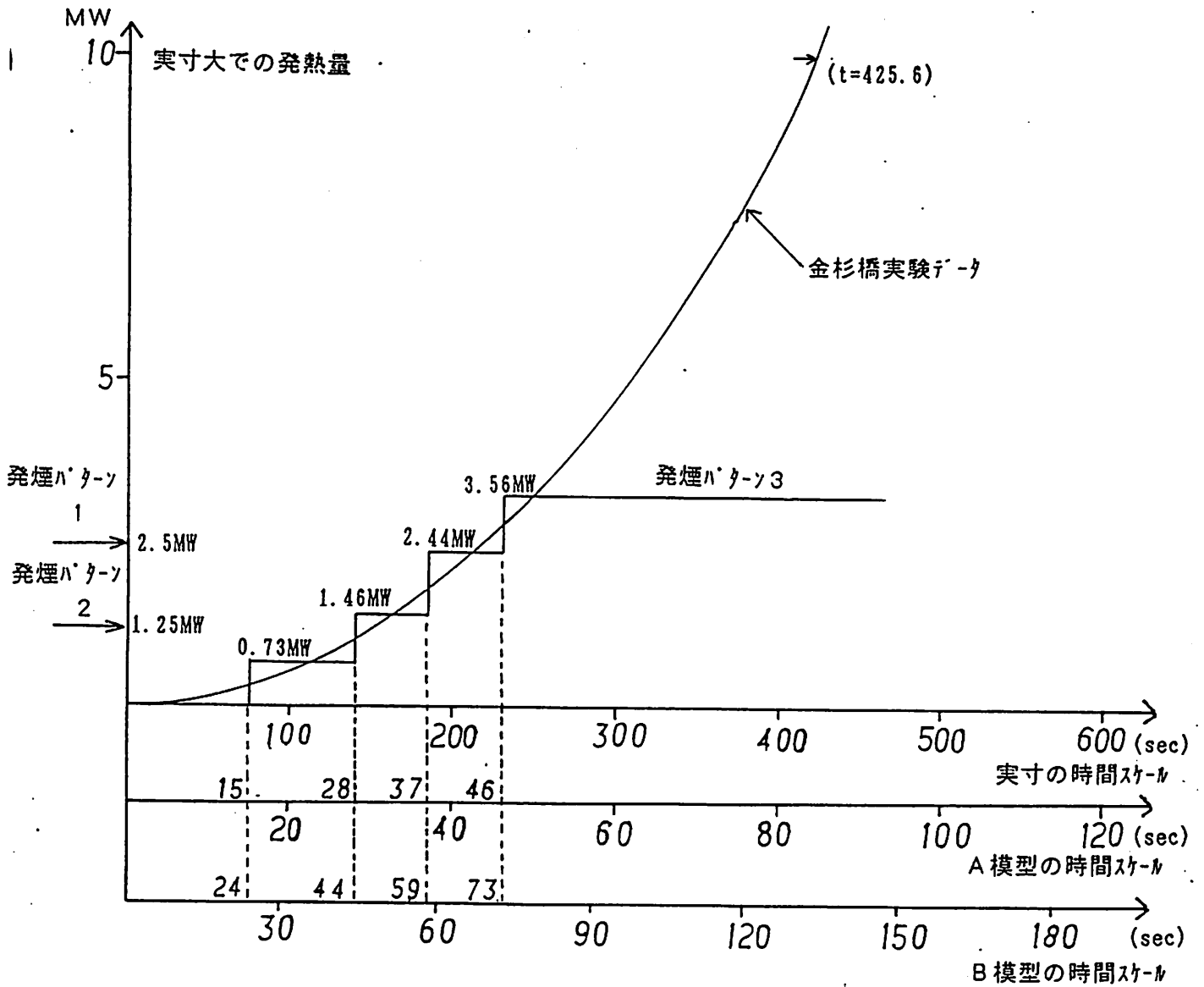


図-6 火源システム

	実物大	A 模型 (1/25)	B 模型 (1/10)	C 模型 (1/20)
発熱パターン 1	1. 2 5 MW	0. 4 kW (0. 26 ℓ/分)	3. 9 5 kW (2. 54 ℓ/分)	0. 6 9 9 kW (0. 45 ℓ/分)
発熱パターン 2	2. 5 MW	0. 8 kW (0. 51 ℓ/分)	7. 9 1 kW (5. 07 ℓ/分)	1. 3 9 8 kW (0. 90 ℓ/分)
発熱パターン 3	金杉橋実験 0. 552 × (t/100) <sup>2</sup> MW	下図	下図	-----



- 模型の発熱量 = (縮尺)<sup>5/2</sup> × 実大の発熱量
- プロパンの低位発熱量; 22. 3 5 kcal/ℓN (22 3 5 0 Kcal/m<sup>3</sup>N)

図-7 発熱パターン

### 3章 実験結果と相似性の考察

#### 3.1 実験の再現性

本実験においては再現性をチェックするため、同一条件の実験を繰り返し行う作業は行わなかった。しかし、温度データは測定したが、発煙片の着火失敗等で何回か繰り返した実験のデータがいくつかあるため、この温度データより再現性を検討した。

温度データは4ヶ所で測定した垂直温度分布をもとに、外気温との差( $\Delta\theta$ )の垂直分布の空間平均を求めこの時間変化を比較した。以下の13条件の実験について比較ができた。

A-1-1 A-1-3 A-1-5 A-2-3 A-2-5 A-3-2 A-3-3 A-5-1  
A-5-2 B-1-5 B-2-5 B-3-2 B-5-2

この結果を図-8に示す。この結果より、どの時間においても、ほぼ同じ温度分布を保っており再現性は保たれていると判断できる。

#### 3.2 温度データ及び可視化写真による相似性の確認

上記と同様に、 $\Delta\theta$ の垂直分布の空間平均と共に、可視化された煙層の写真をもとに、目視により判断した煙層厚の時間変化を実験条件の対応するA、Bシリーズについて比較する。ただし、この空間平均値が、煙層の温度分布をよく代表しているかどうかは定かでない。これに加え、二層ゾーンモデルを用いて、実大実験を想定し解析した結果とも比較してみる。この結果を図-9に示す。

どの条件の実験においても、温度分布のプロファイルは相似と判断できる。しかし、全体に共通してAシリーズよりもBシリーズの温度分布の方が $\Delta\theta$ が大きく、垂直分布の範囲も若干広い結果となった。この傾向は、開口部が小さくなるほど顕著に現れる。

また、二層ゾーンモデルがこの現象の解析に適用できるかの検証はされていないので、実大の現象をどの程度再現しているかは定かでないが、その解析結果はさらに大きな $\Delta\theta$ を示している。

これより推測すると、実大実験の温度分布は、A、Bシリーズの温度分布よりも高くなることが予想される。このことは、 $n(\Delta\theta) = 1$ の条件にそぐわないようにみられる。この原因としては

- 1) 輻射メカニズムの影響
- 2) スケールによりプロパンの燃焼形態が変わってしまい、発熱量が想定と変化している影響
- 3) 省略した表面熱伝達の影響
- 4) スケールにより保存されないE c数に関与するエネルギーの影響

などが考えられるが、本実験では検証できないことから、今後の研究課題として残される。

煙層の厚さについては、 $\Delta\theta$ の厚さと開始初期を除いてよく一致しており、Bシリーズの方が若干厚めの結果となっている。二層ゾーンモデルによる解析結果は、実験結果に比べて薄めの値を示している。

Aシリーズではレーザー光によって煙層垂直断面が可視化されているが、Bシリーズの模型の空間スケールには出力不足でレーザー断面はよく見えず、火源の光が全体を映し出すかっこうとなったことにより、見え方に違いが生じてしまった。しかし、これを排除するにはかなりの出力のレーザー発生装置が必要であり、現実的でない。また、実験開始後10~20秒は発煙片による煙が薄く、よく見えない(現実の火災でも同様かもしれない)。

このため、温度差分布の幅よりも煙層厚さは小さく観測される。

### 3.3 ビデオ映像による可視化と旋回流の相似

実験を実施するまでは予想していなかった現象として、火源を中央部に設けたときの旋回流がある。このような、動きの激しい現象は、無次元時間をあわせたビデオ映像からよく比較できる。この旋回流は着火後ある程度の時間が経過した後に火源の軸を回転軸に水平に回転する強い流れが生じ、炎が傾くこともあって煙層が大きく乱れるものであるが、ビデオ映像からこの旋回流の開始時刻を測定すると、BシリーズがAシリーズの約 $\sqrt{2.5}$ 倍になっており、煙層の降下速度や温度というレベルだけではなく、流れの傾向全体としても相似性が保たれていると判断される。

以上により、 $n(\Delta\theta) = 1$ の条件について検討すべき部分は残るものの、1章に提示した相似則はほぼ確認できたものと判断される。

### 3.4 実験条件による流動現象の考察

#### <発熱量による差>

開口条件の等しい実験では図-10に示したように、発熱量の増加につれ（発熱(1)→発熱(2)） $\Delta\theta$ も大きくなる。実験開始初期においては（A、Bシリーズ共）、熱エネルギー増加の影響で拡散が速く、煙層の降下も速いようだが（初期は可視化されにくい）、それ以後は、煙層厚さは、本実験の発熱量の範囲では、その厚さにあまり差はみられない。

スケールの違いについても考慮すると、 $\Delta\theta$ の分布は以下のような順序となる。

$$1/25 \text{ 発熱(1)} < 1/10 \text{ 発熱(1)} < 1/25 \text{ 発熱(2)} < 1/10 \text{ 発熱(2)}$$

#### <空間形態（開口条件）による差>

前にも述べたように、本実験の対象空間の特徴（開口条件）として旋回流の発生がある。この旋回流は本実験の範囲では、火源が中央に位置する限りどの開口条件、発熱条件においても観測された（開口無しの場合を除く）。この現象は、二方向に対象に配置された開口部からの、外気の吸い込みによるものと思われる。火源を偶各部に配置した場合には、この旋回流は観測されなかったが、旋回流生起の境界条件は本実験では明確にできない。このような特徴の空間の火災安全の視点より、今後の実験の課題となろう。

煙層の降下速度は、上記のように実験開始初期においては発熱量の影響が大きいが、その後は開口量 $1/3$ 、 $1/12$ とも高さに対して $40\sim 50\%$ の煙層厚さとなり、開口面積が $1/4$ になっている割りに大きな差は見られなかった（図-11参照）。これに対して、エレベーター開口、水平スリットの影響は大きく、明らかに煙層厚さを減らす。

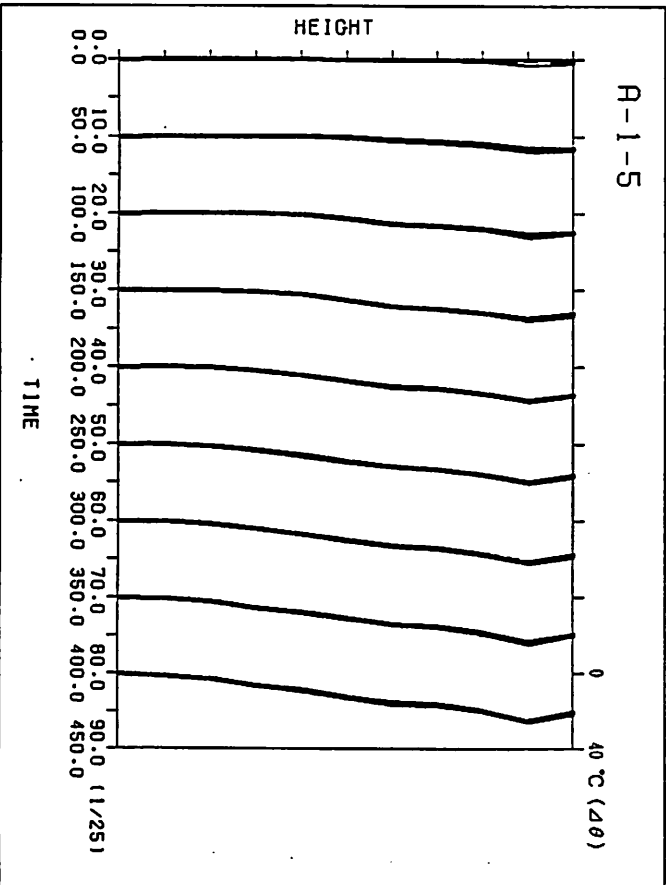
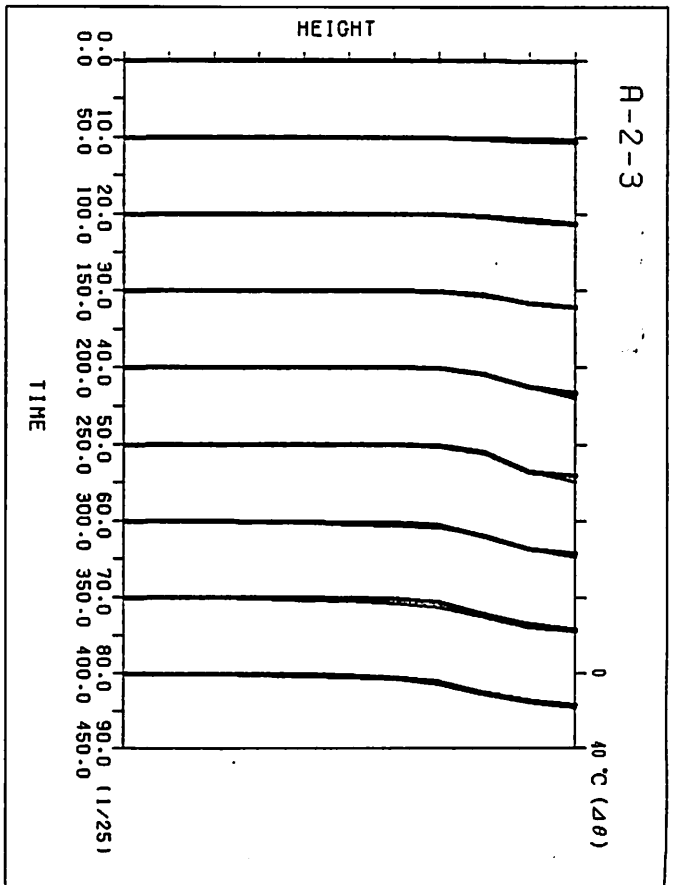
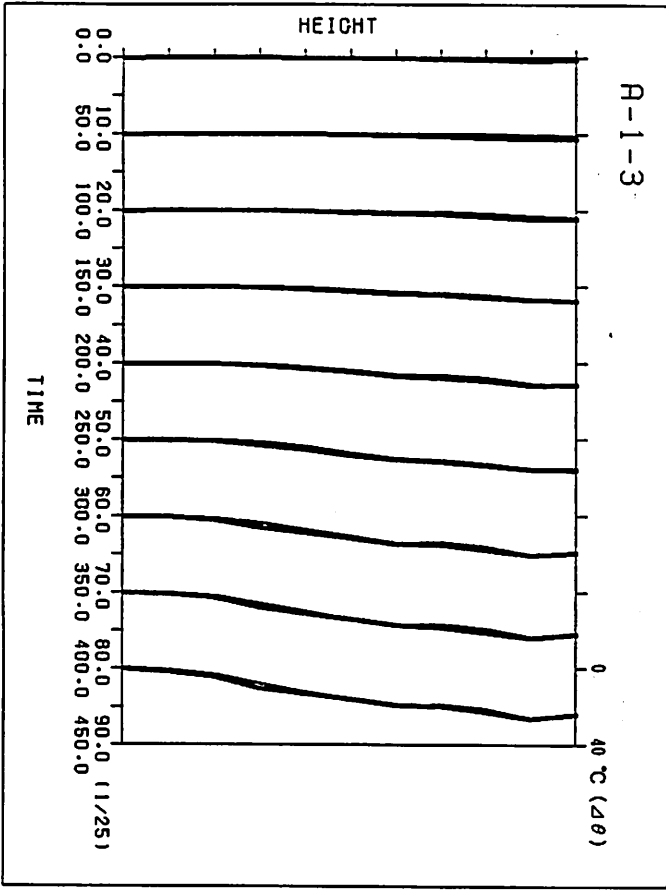
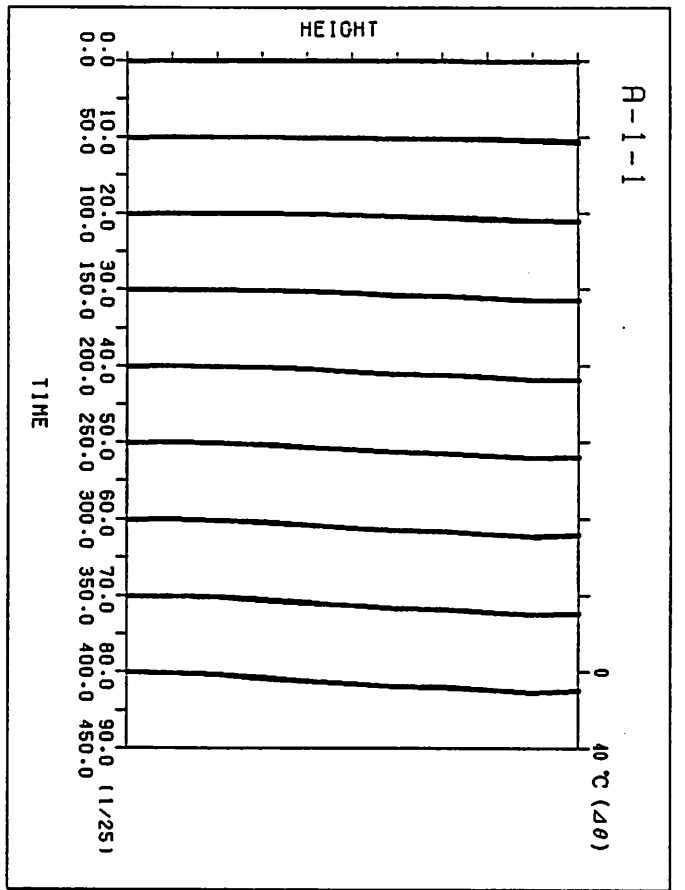
#### <火源位置による差>

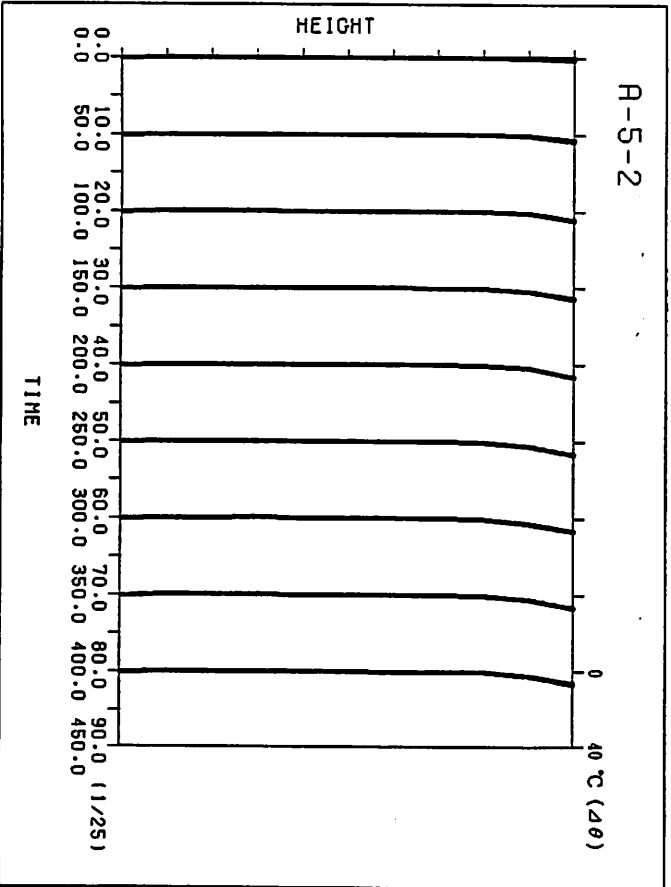
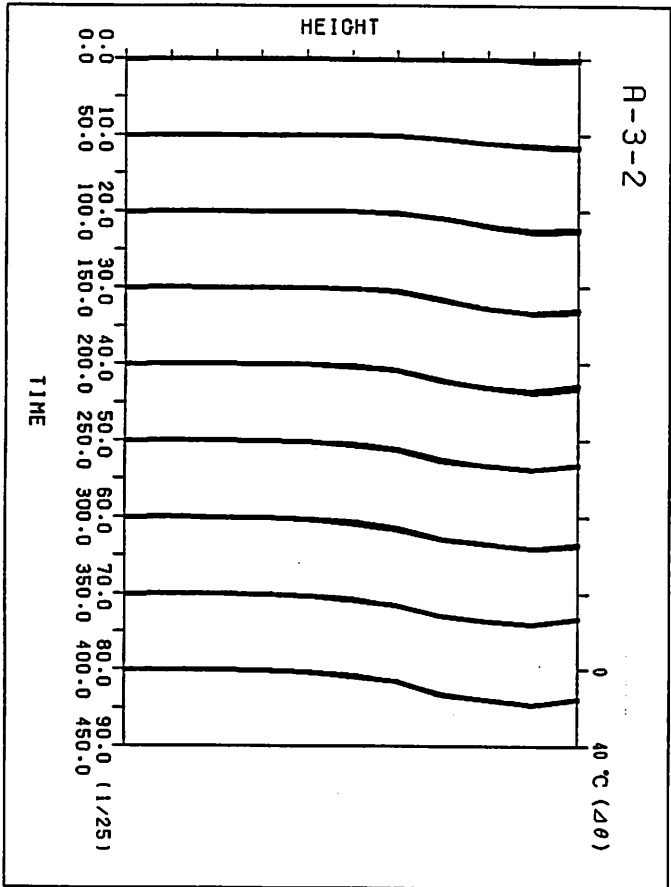
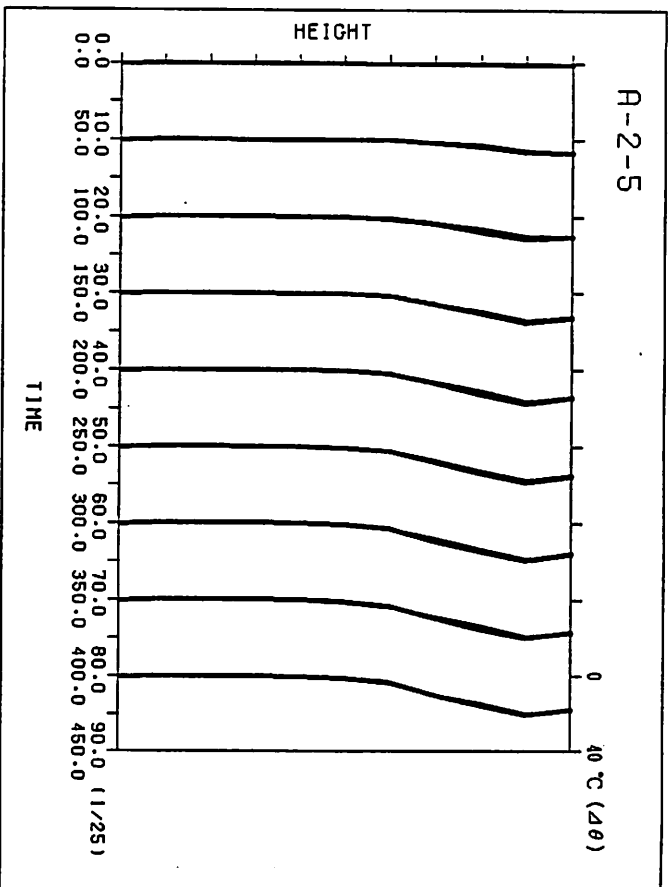
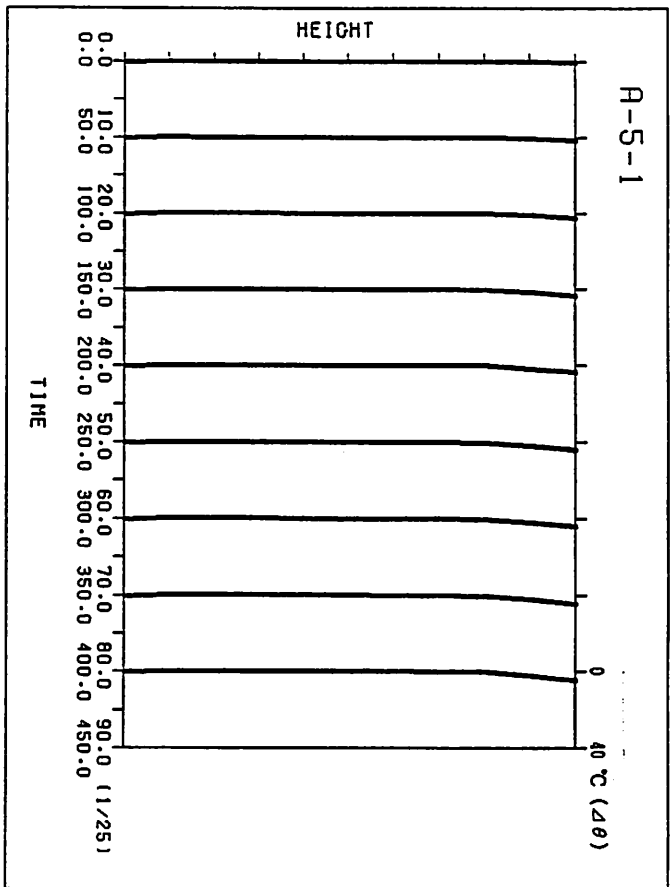
火源位置が中央の場合は、上述のように旋回流が生じ、煙層は非常に攪乱されていることが観測される。この

影響で、 $\Delta\theta$  の分布は火源が隅角部にある場合よりも厚く、従って煙層厚さも厚い傾向にある（図-12 参照）。



図-8 実験の再現性





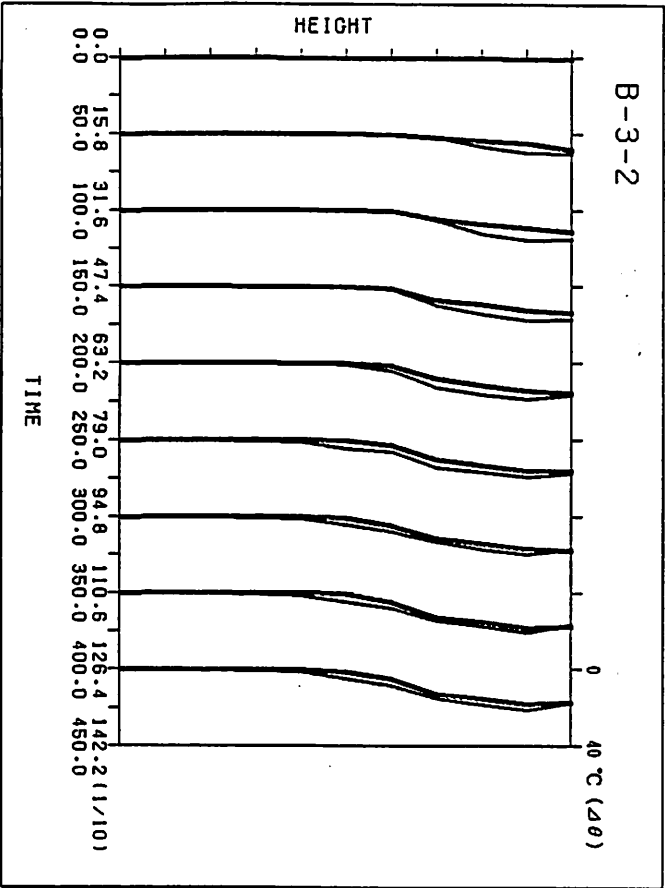
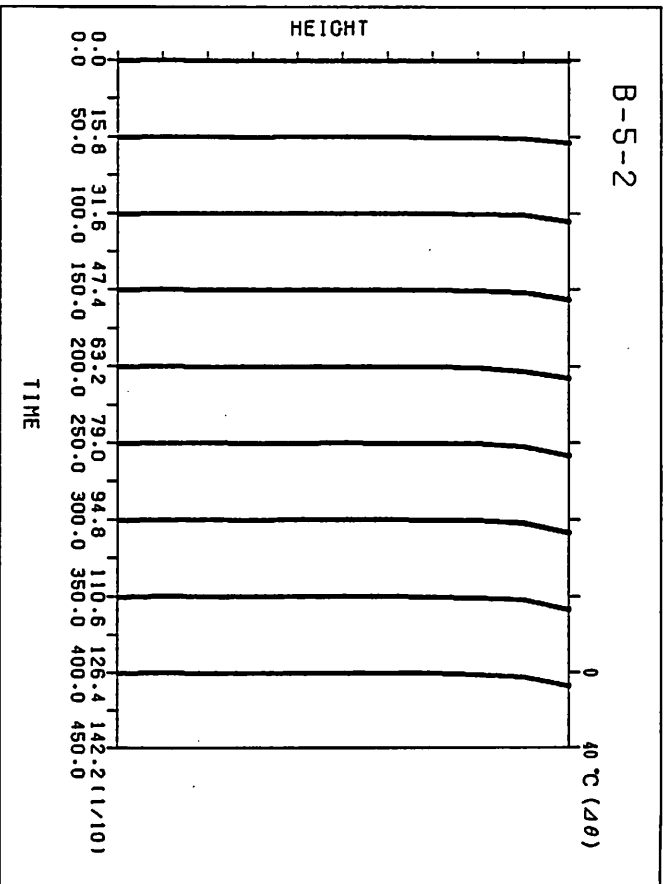
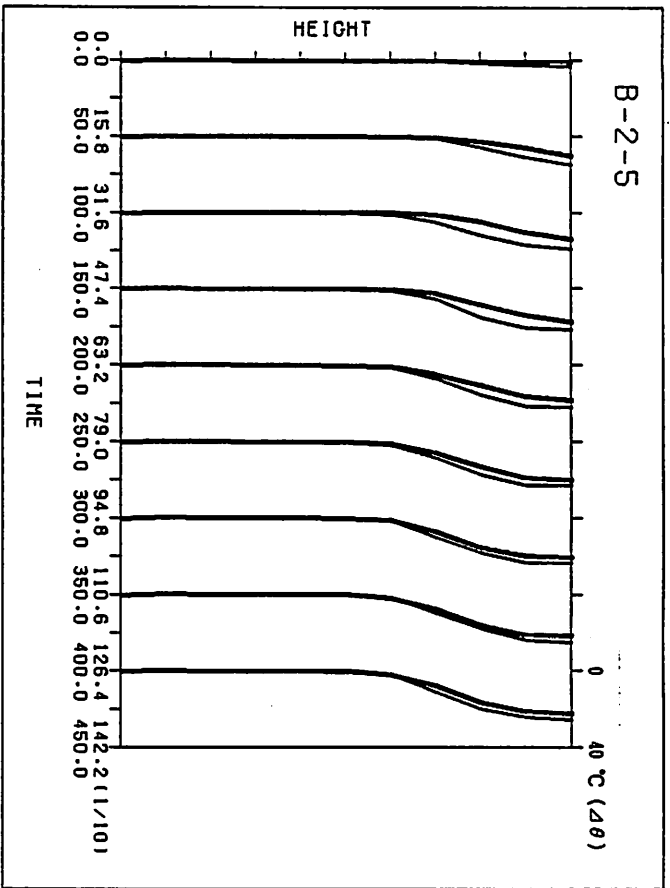
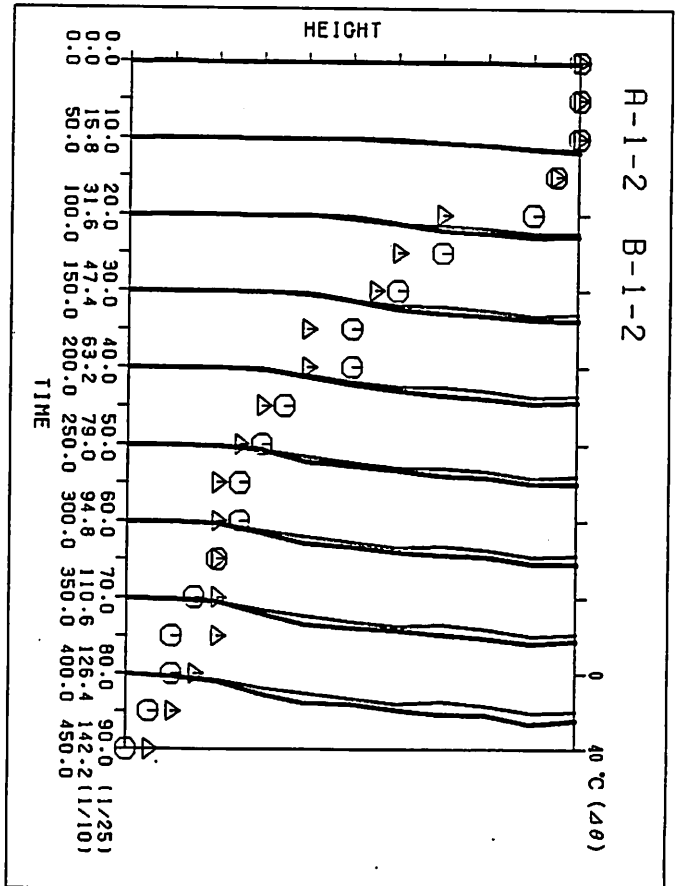
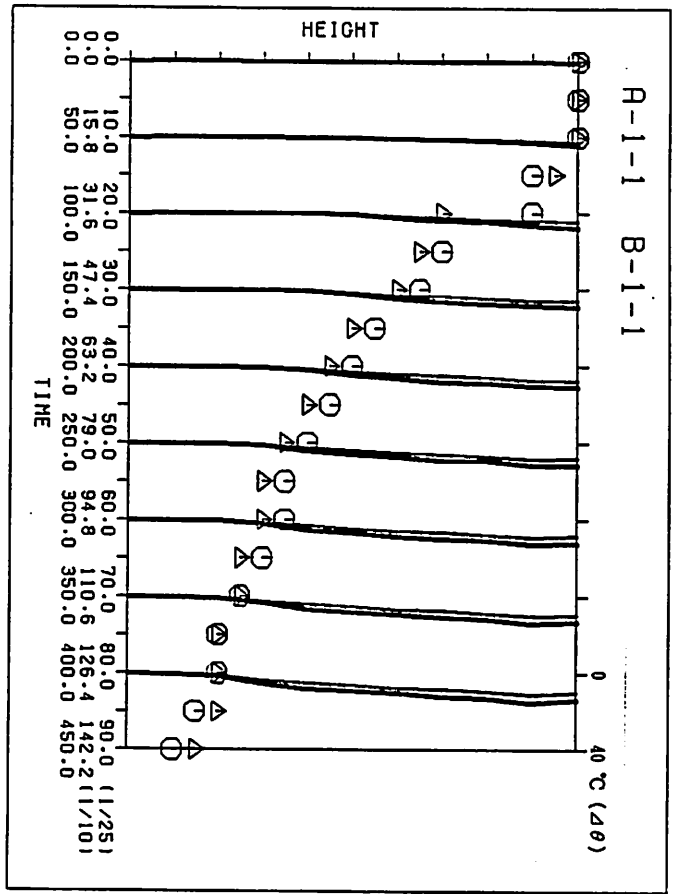
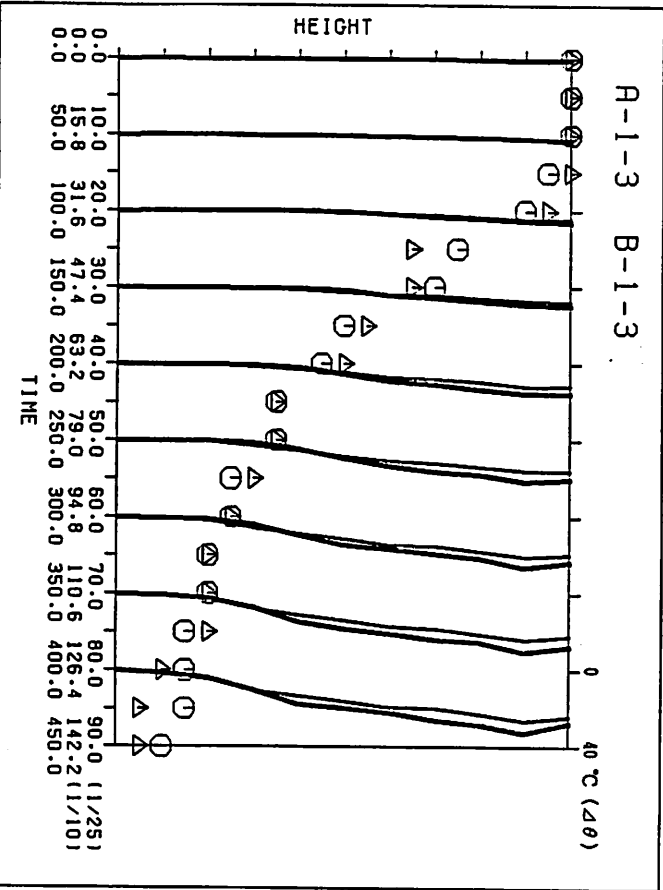
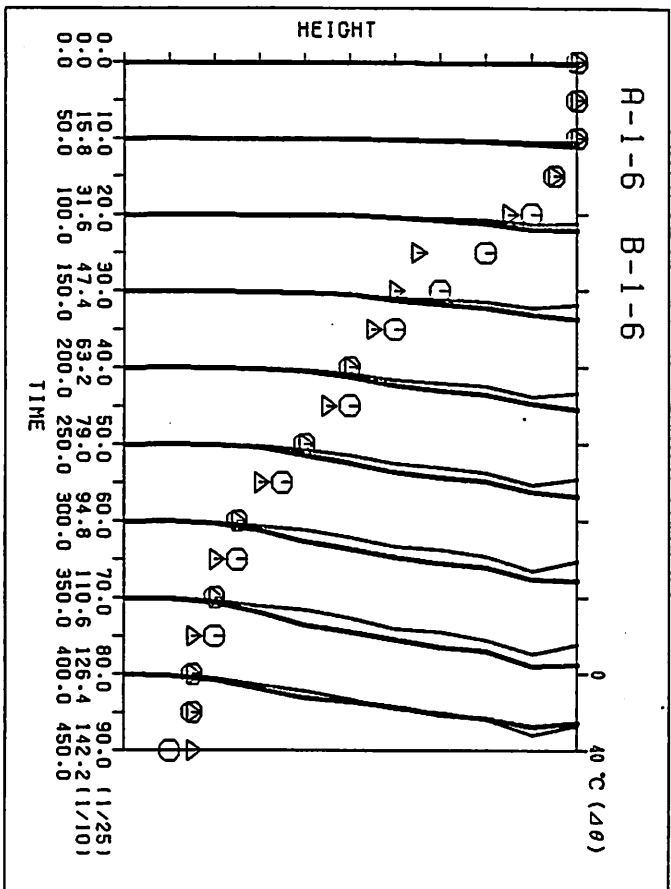
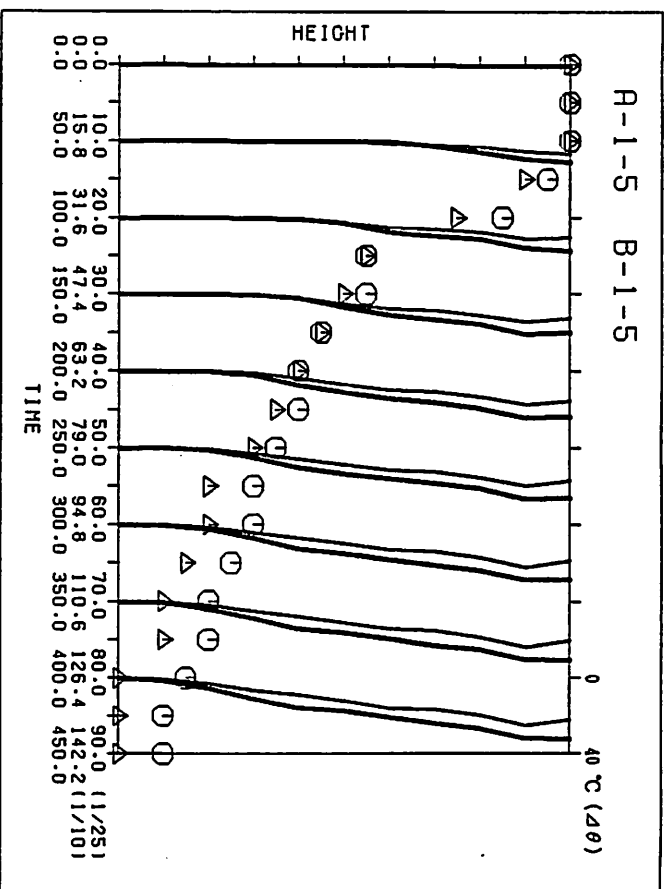
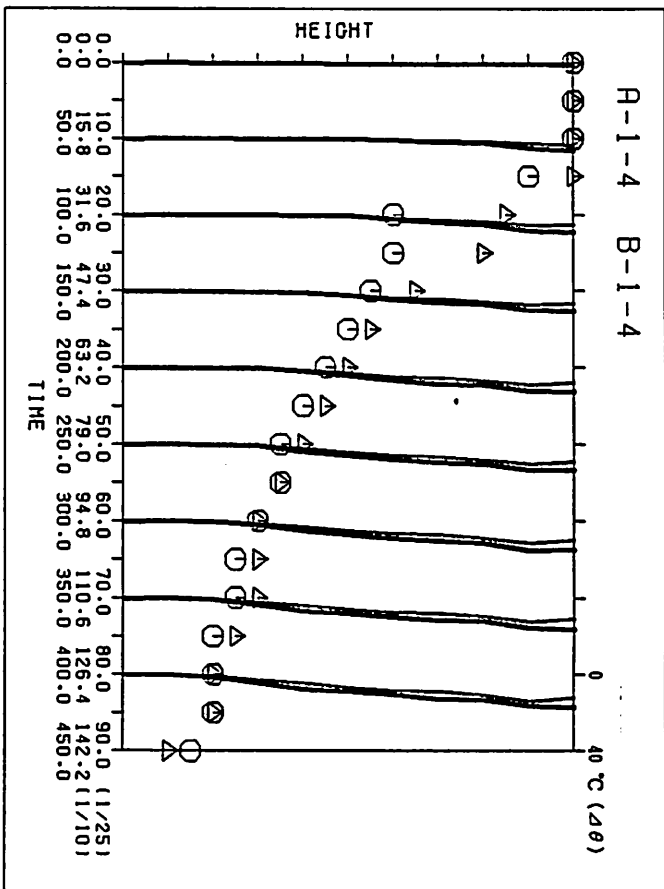
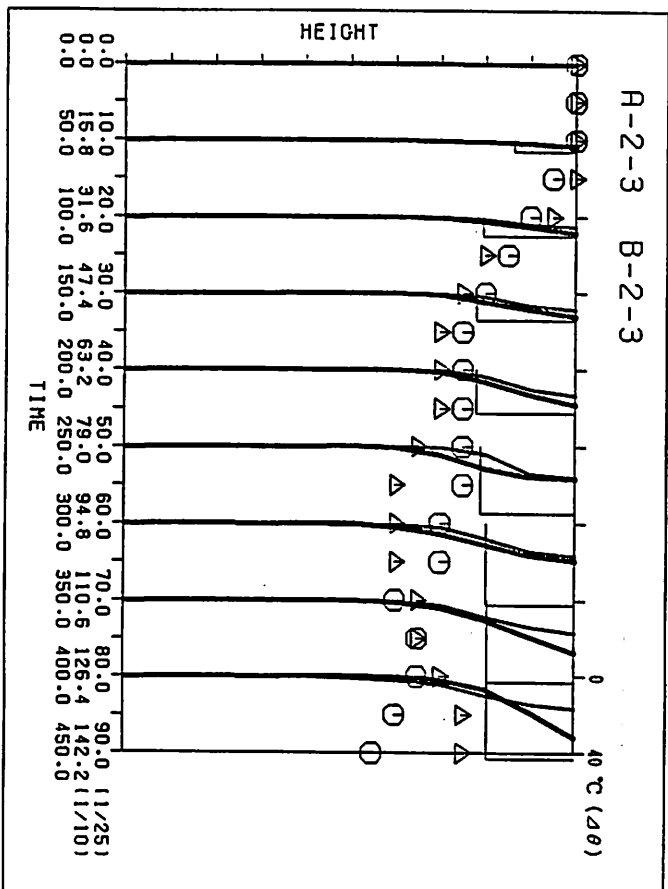
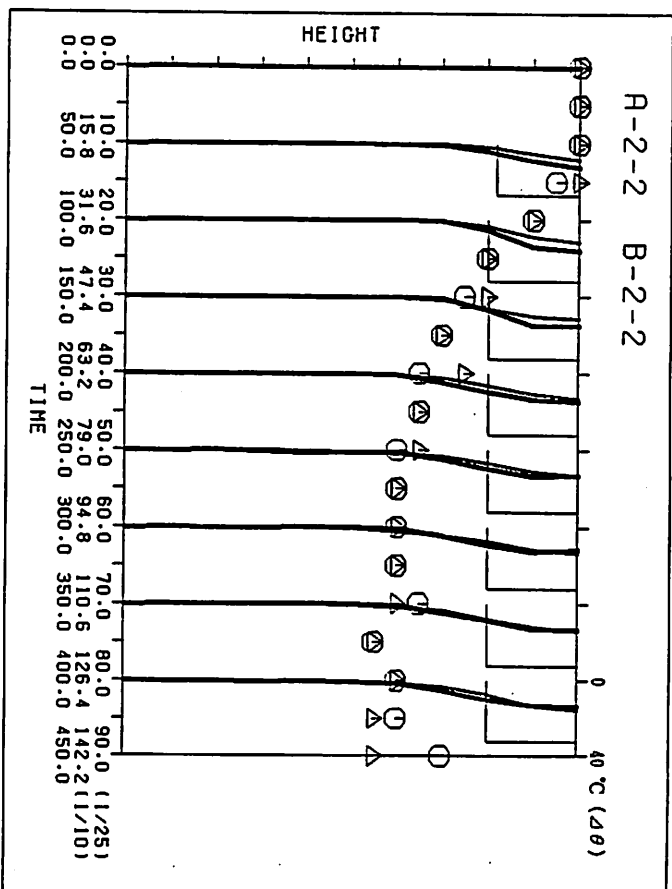
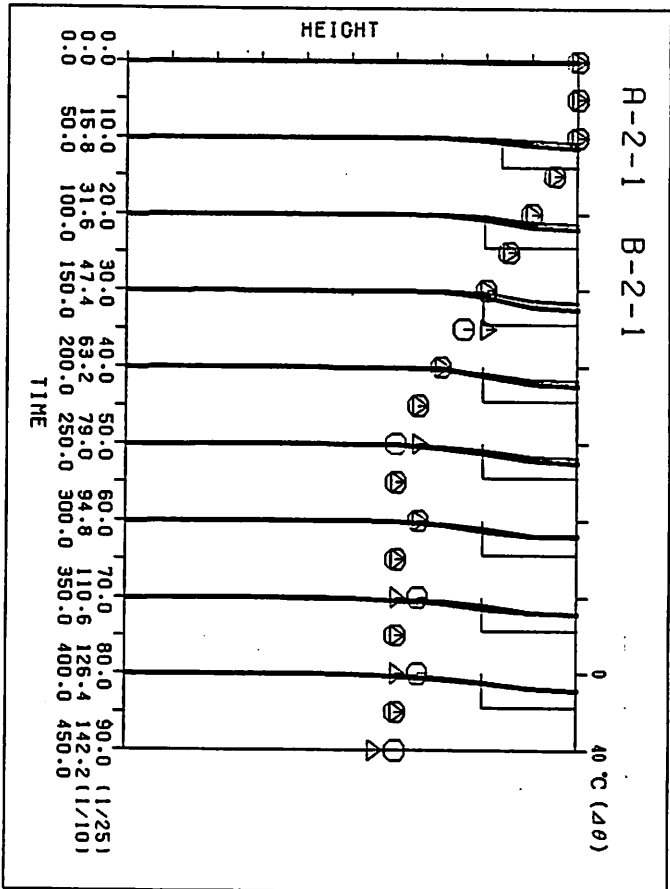


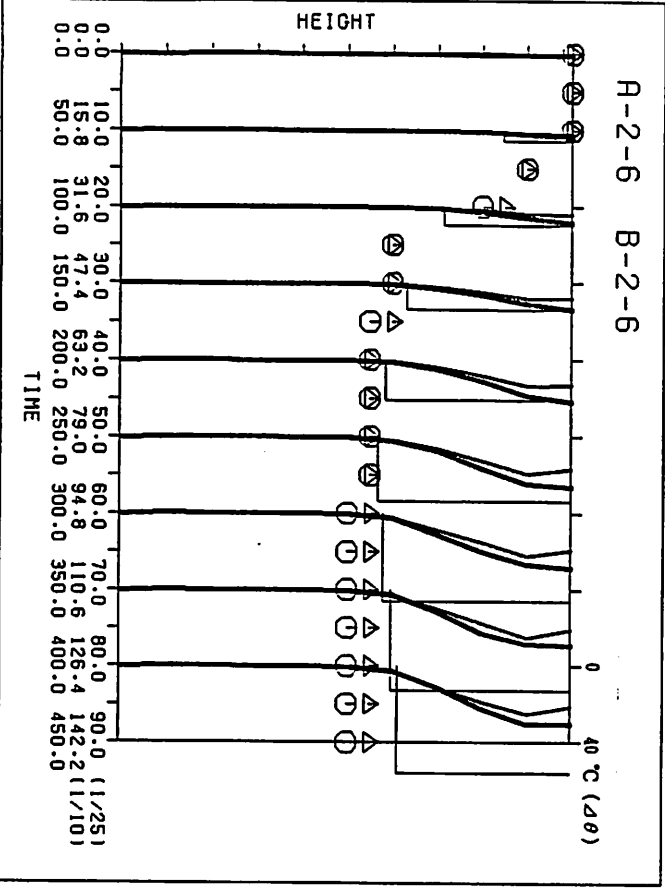
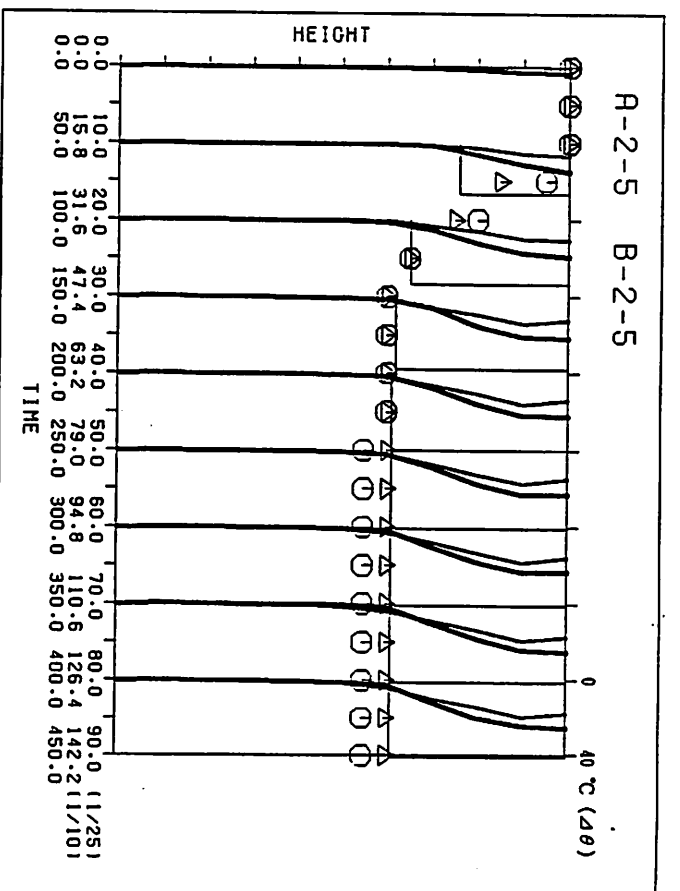
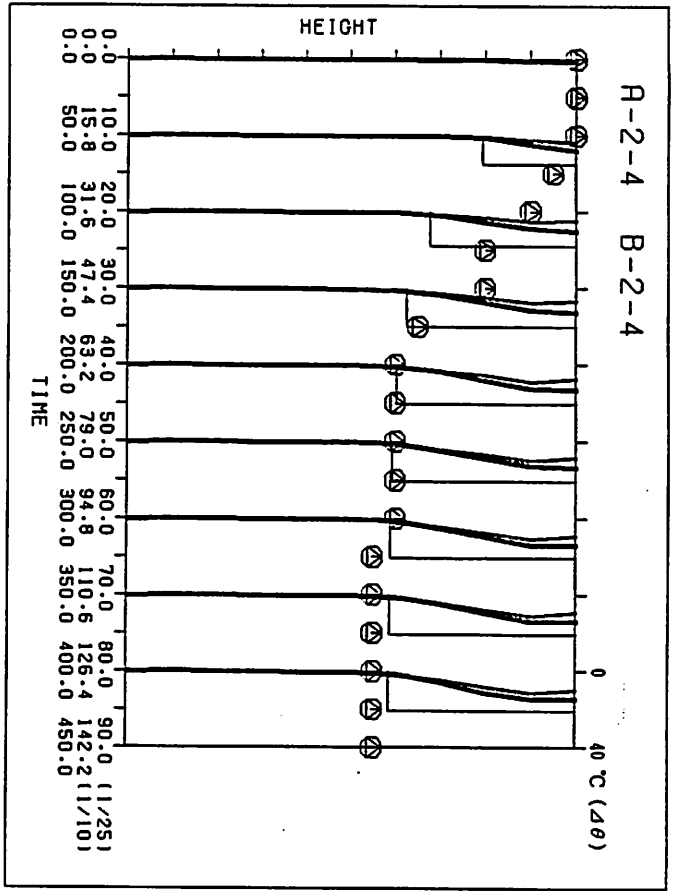
図-9 実験の相似性

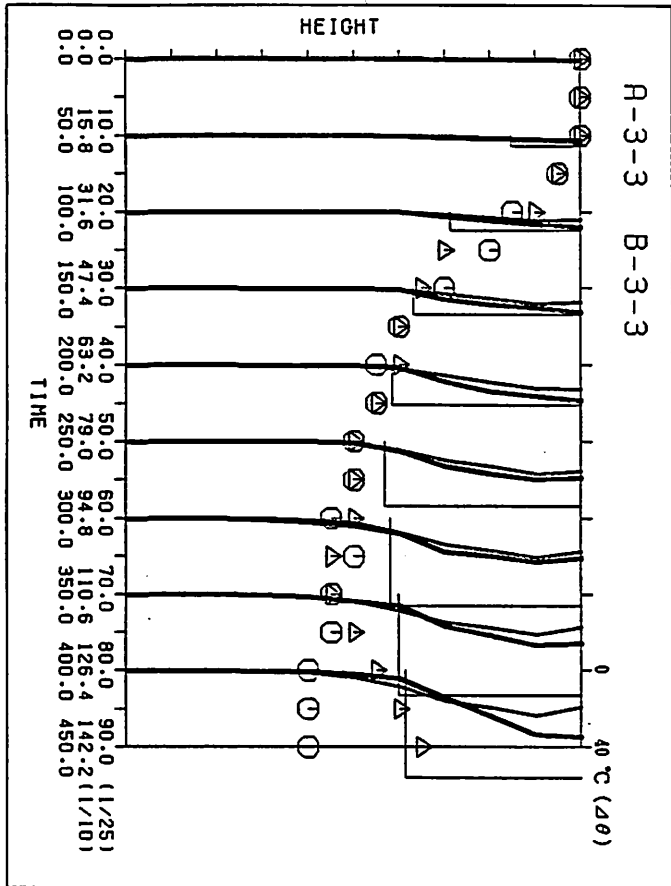
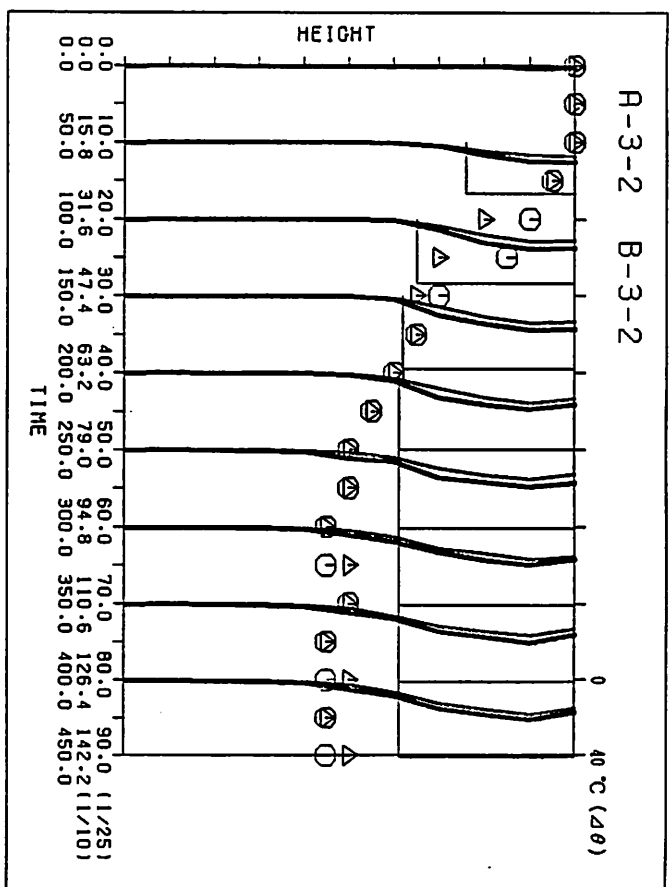
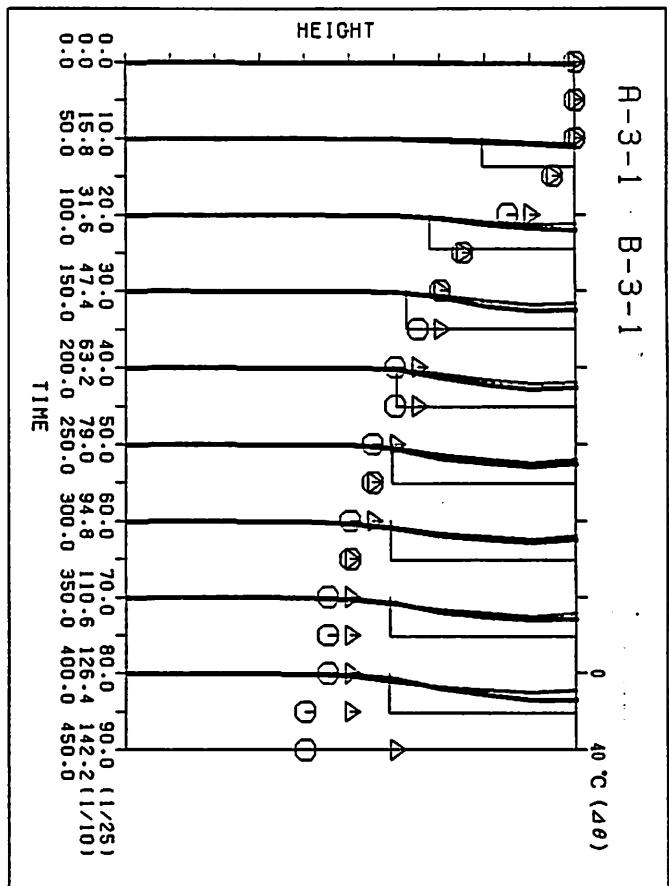


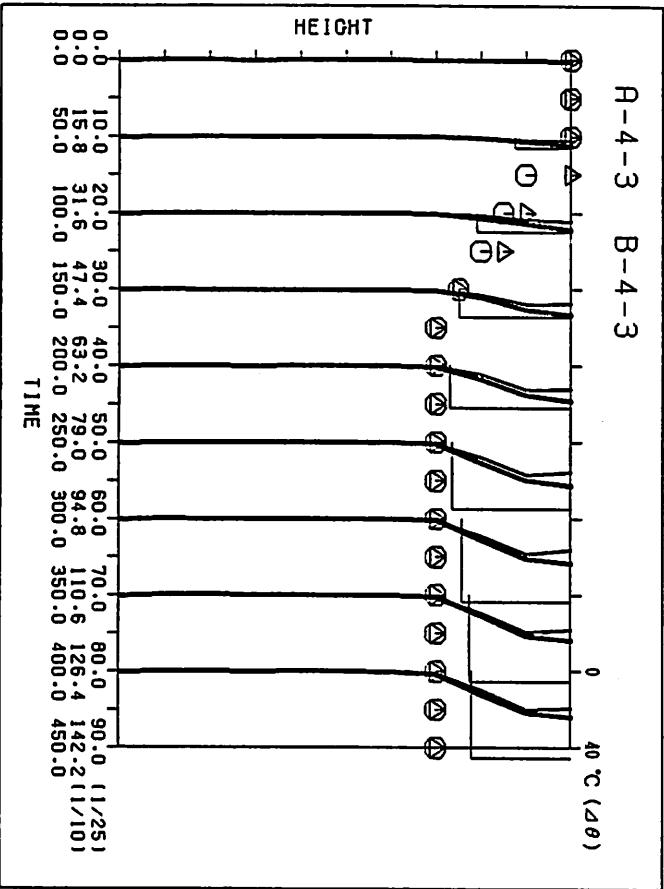
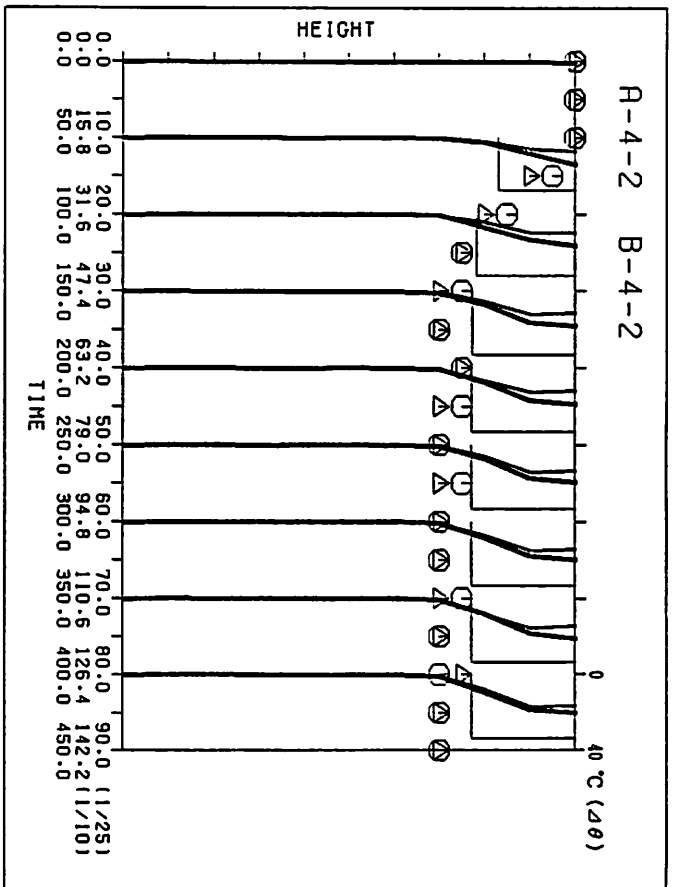
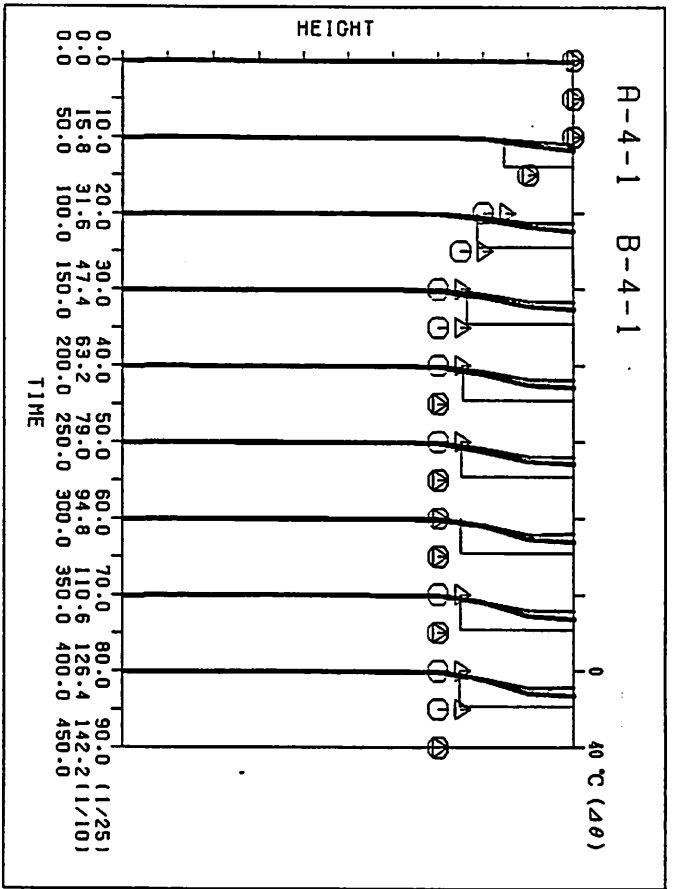












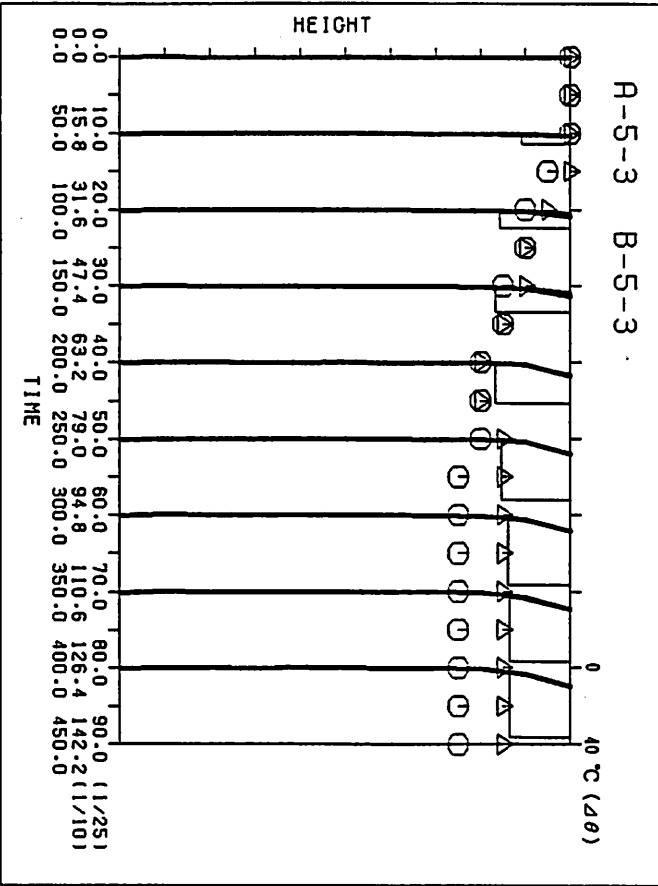
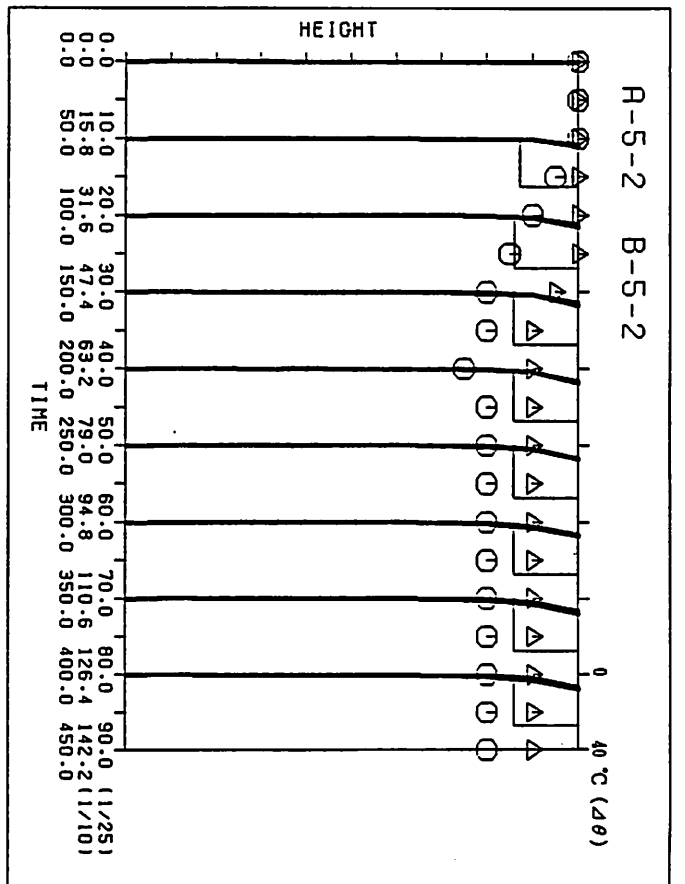
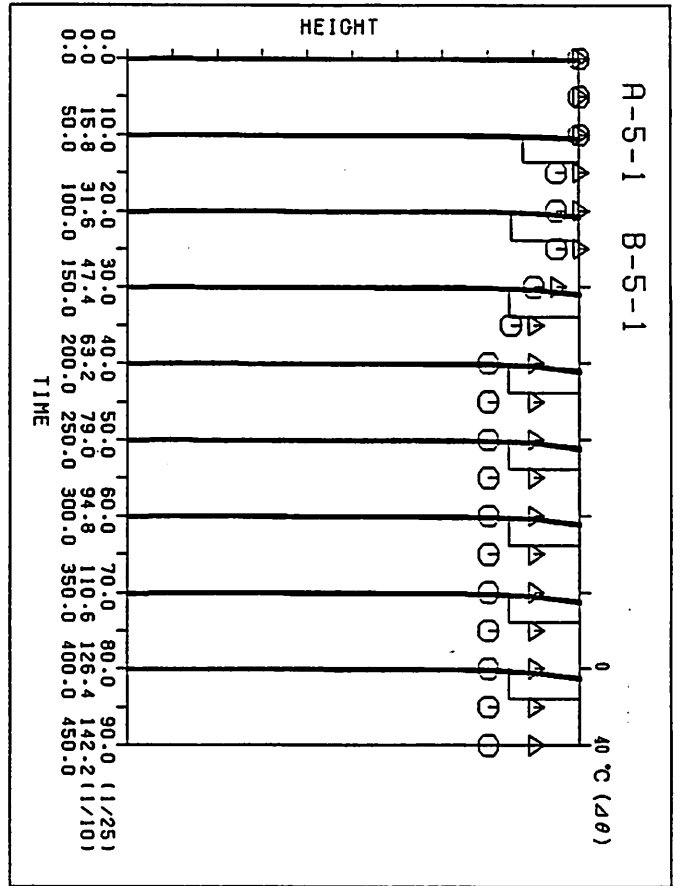
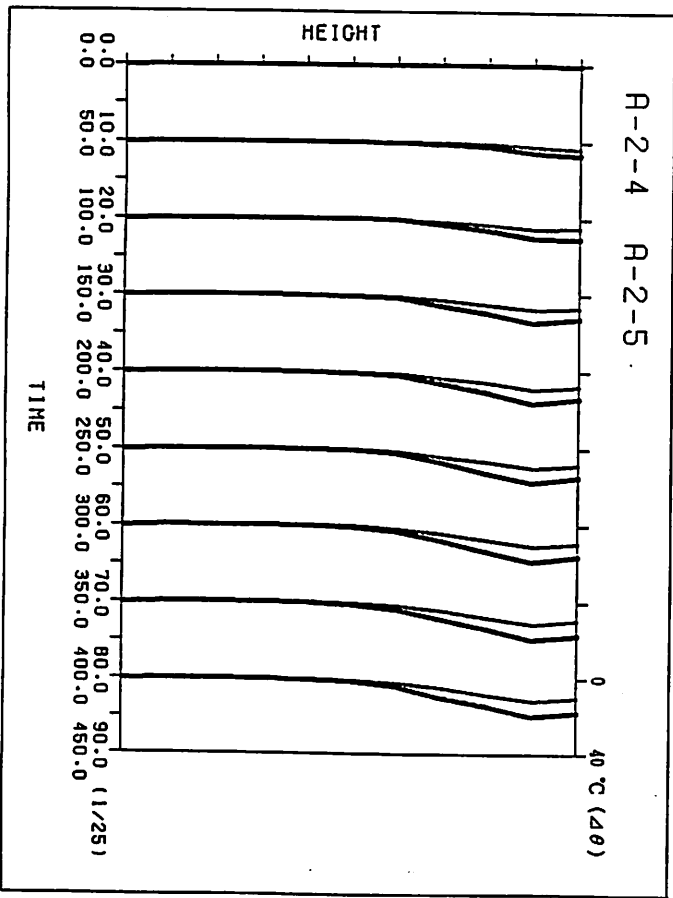
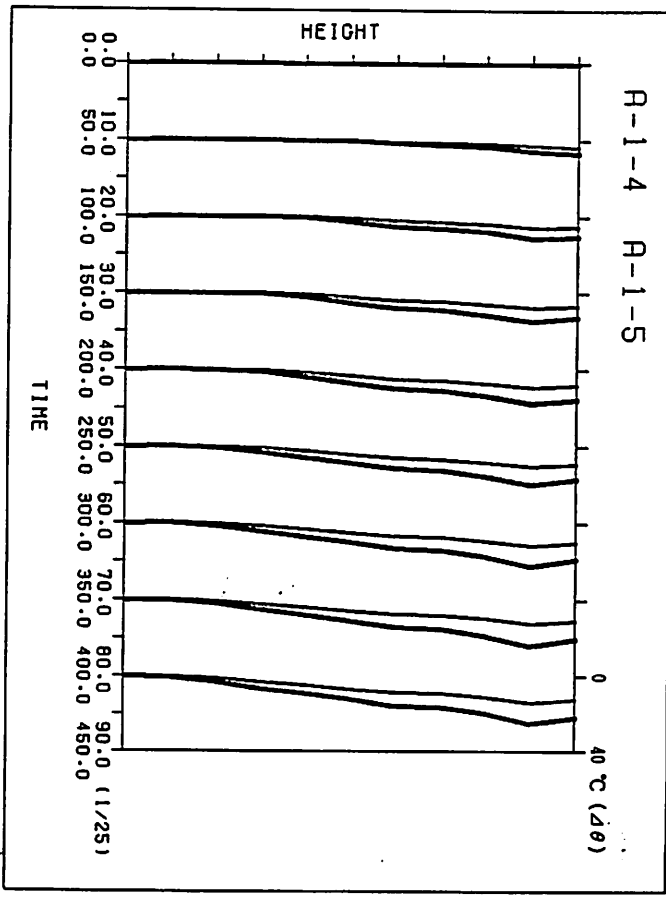
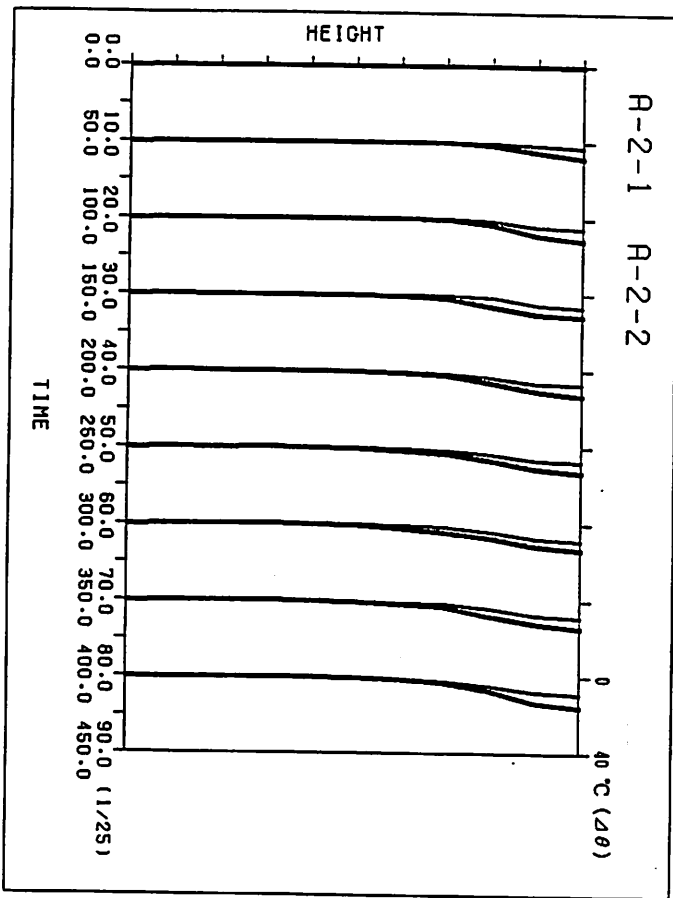
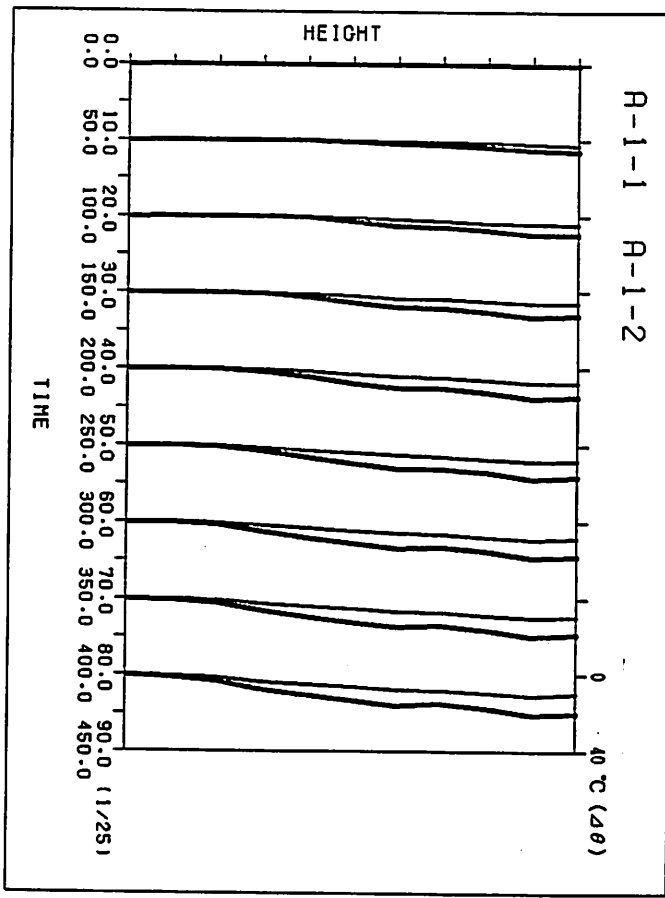
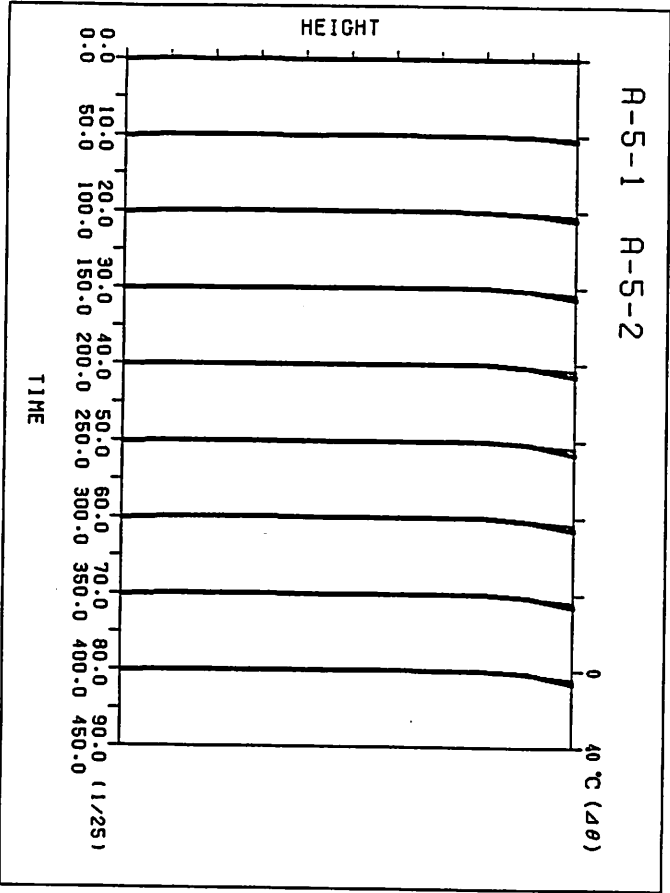
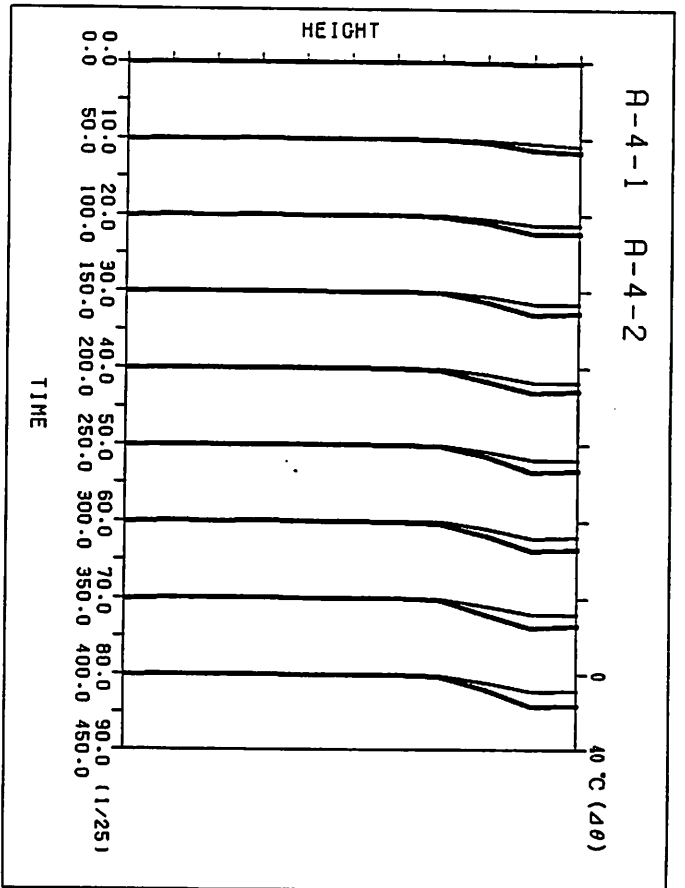
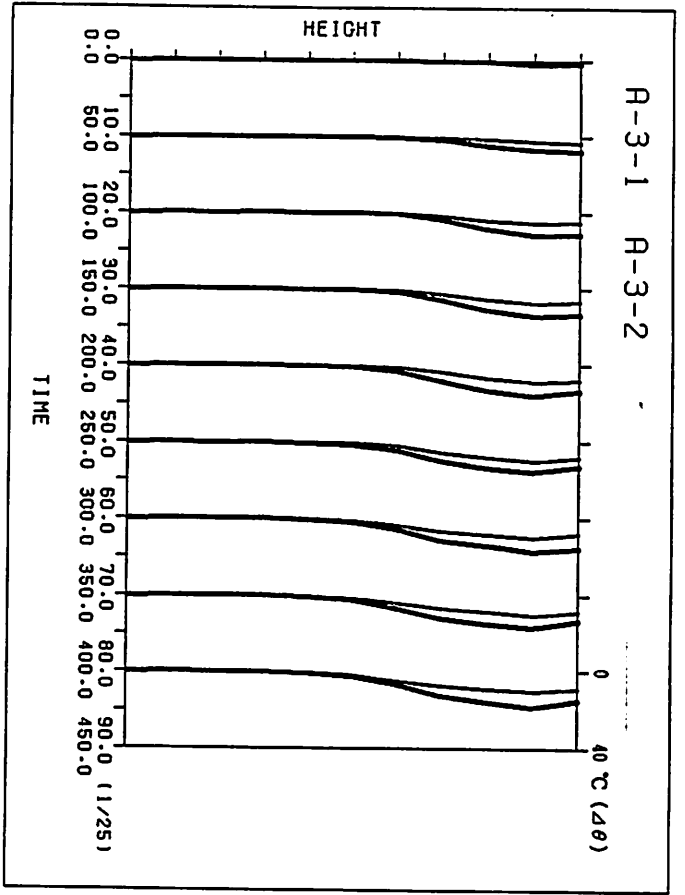
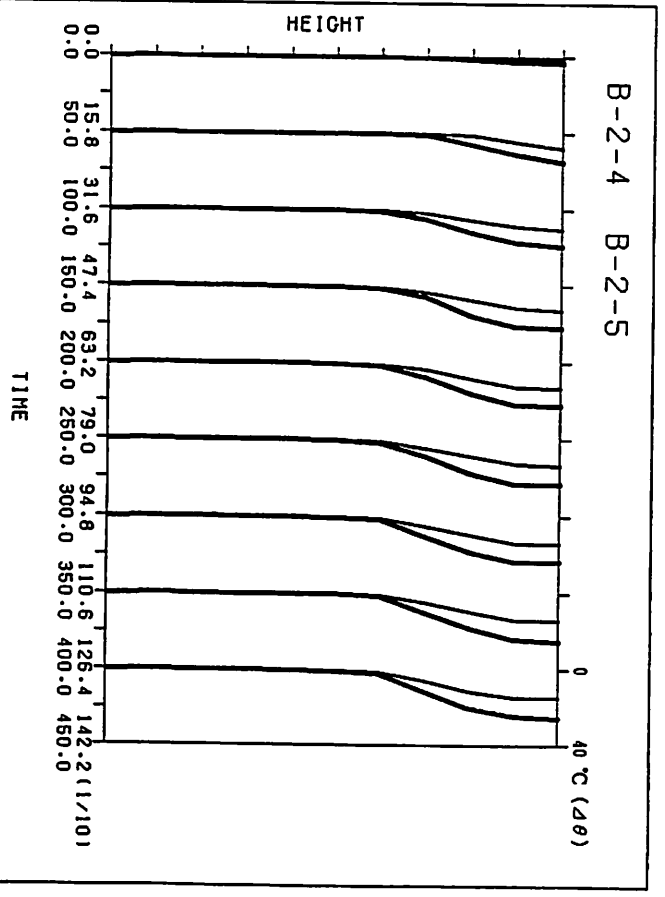
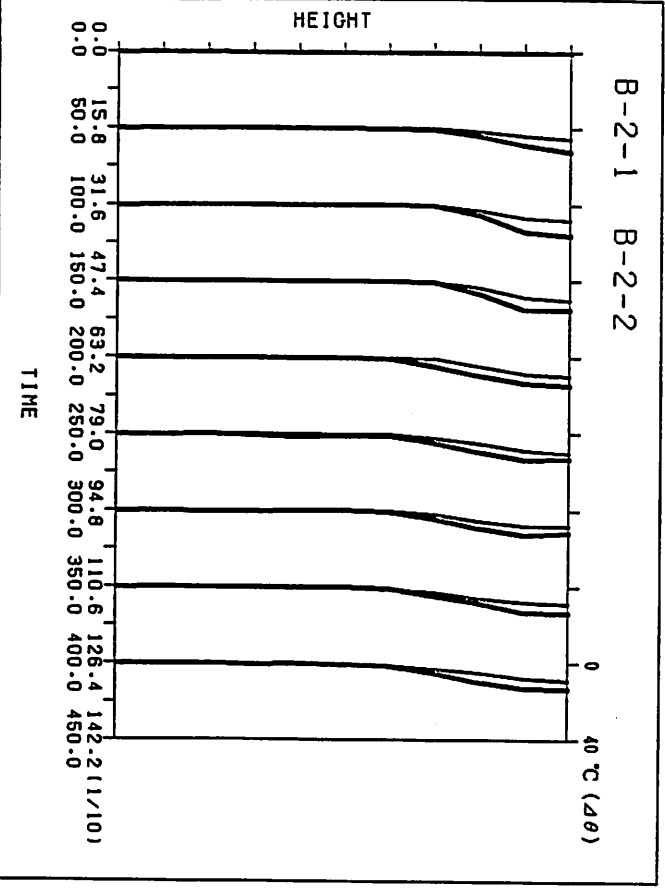
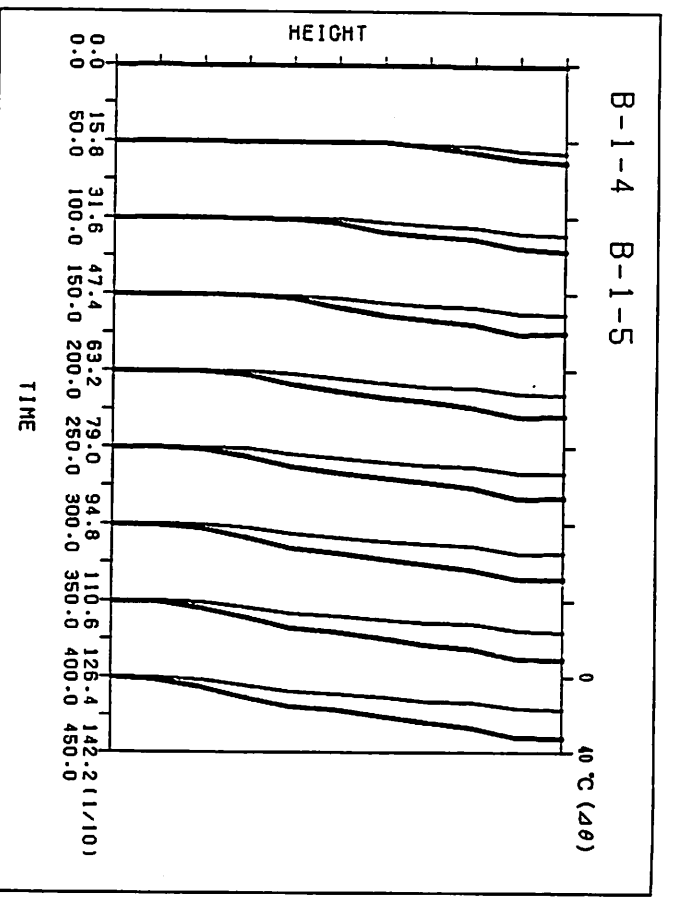
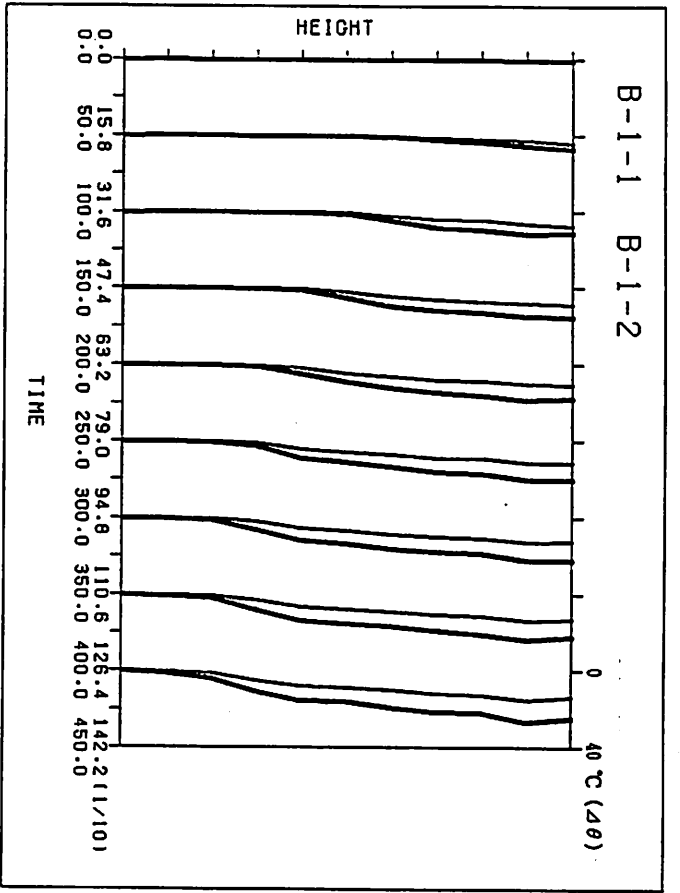


図-10 発熱量による比較









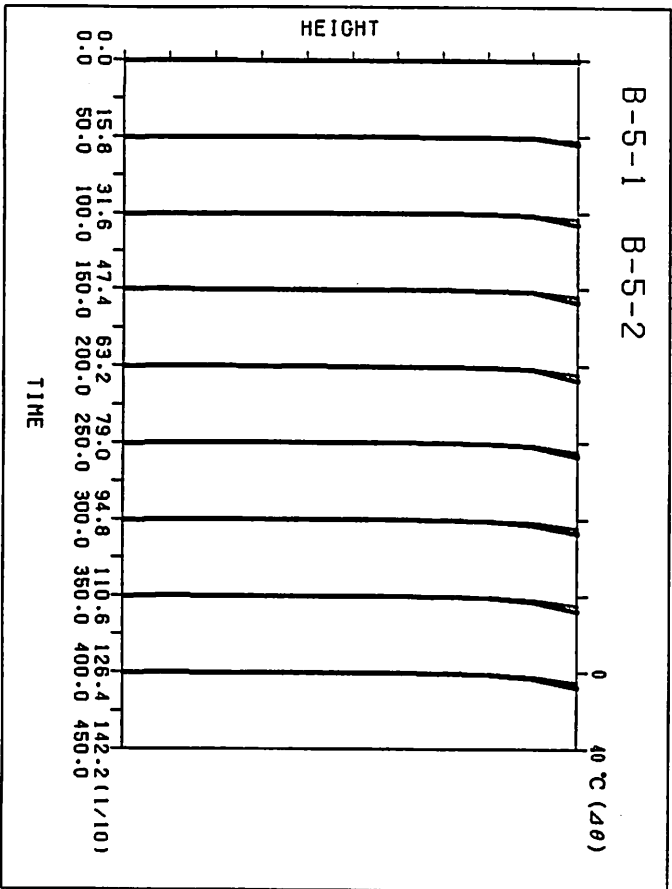
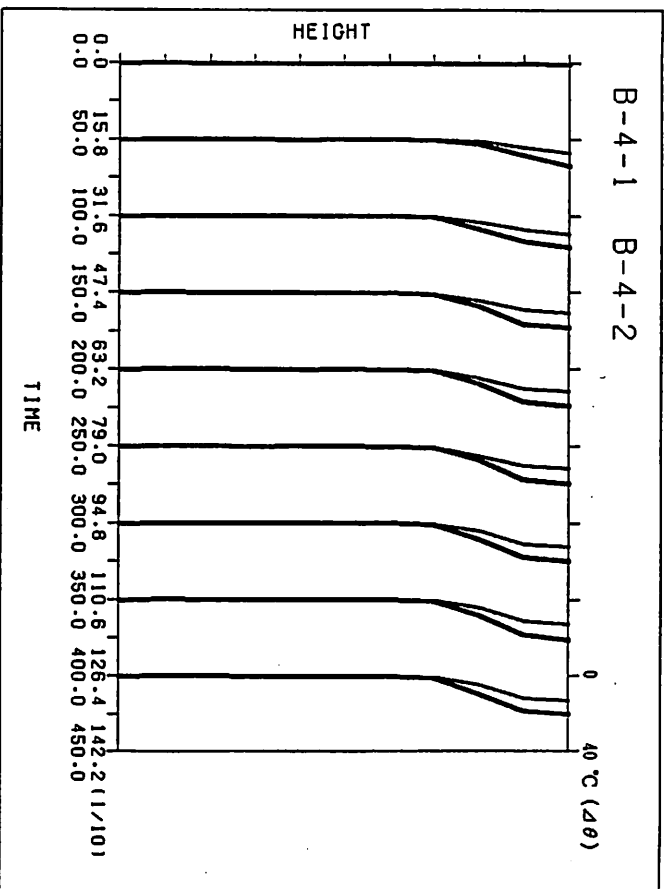
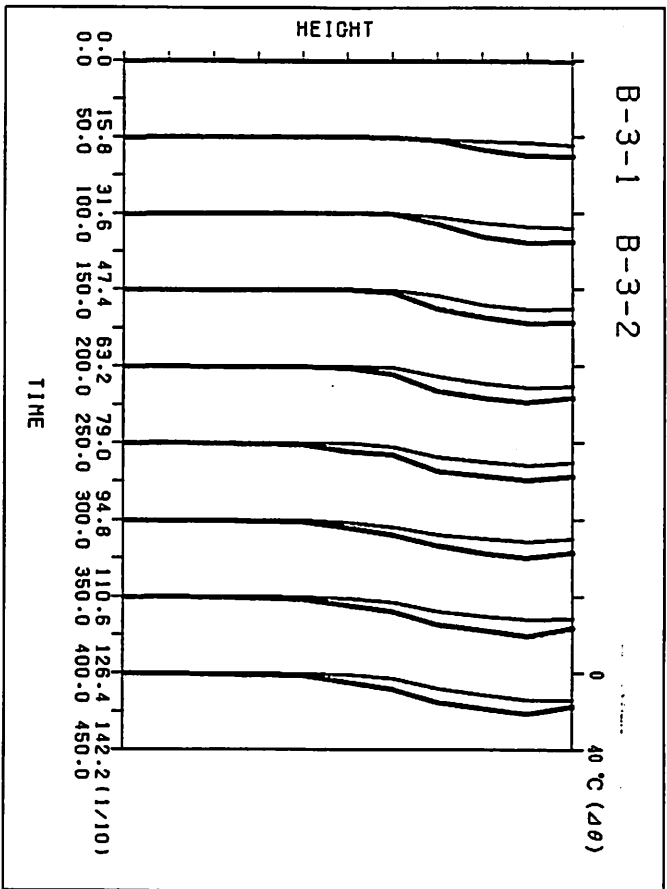
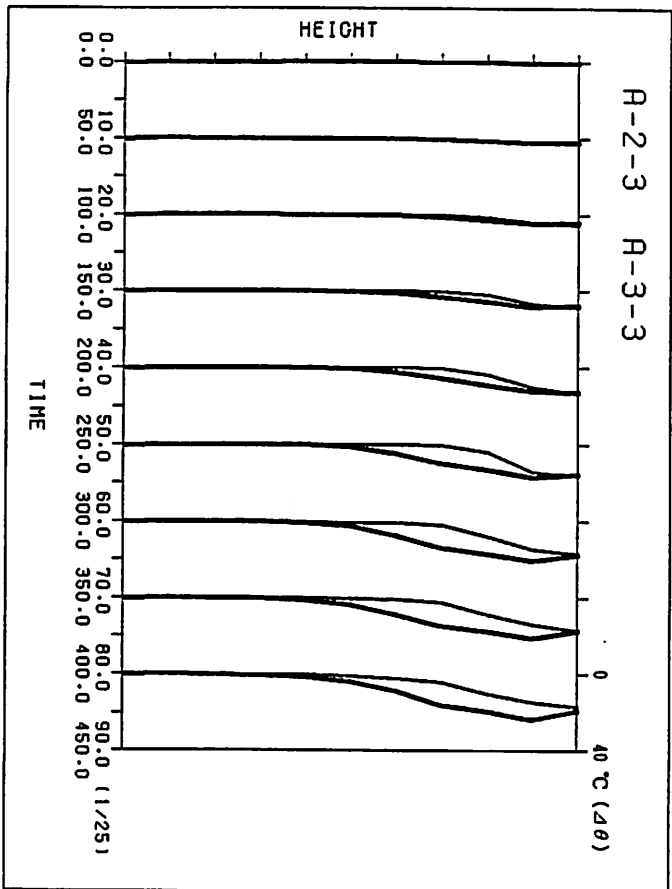
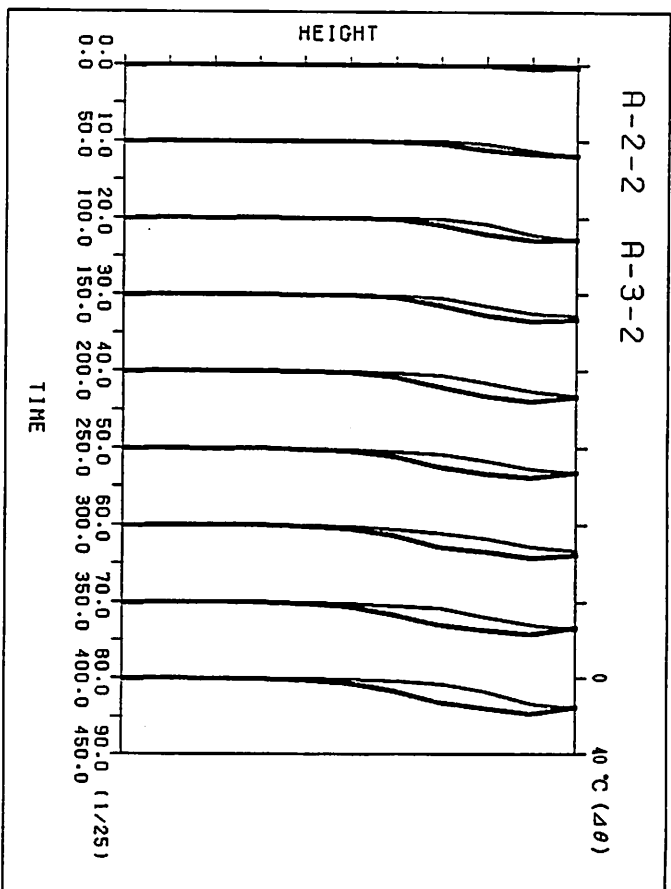
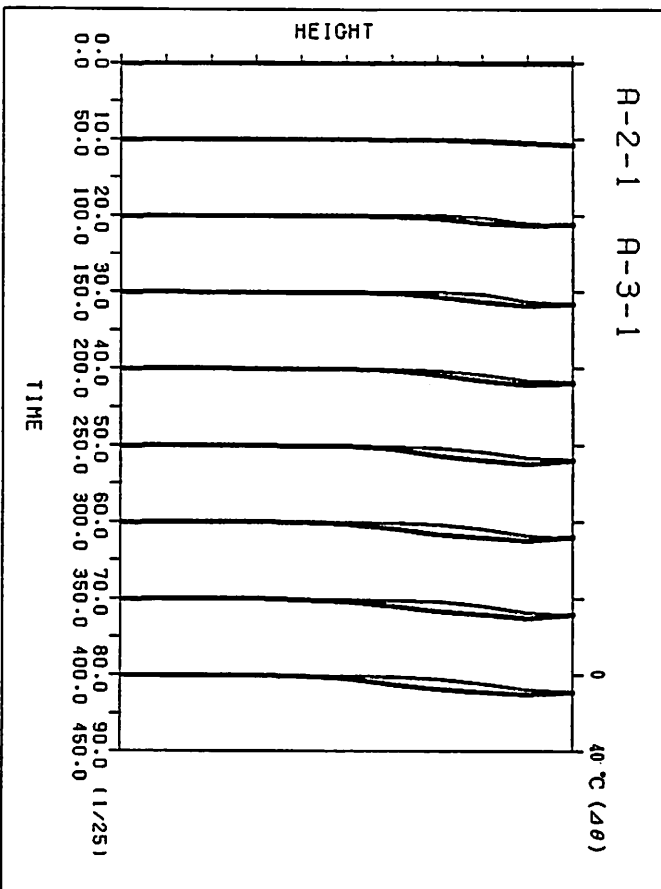


図-11 開口条件による比較



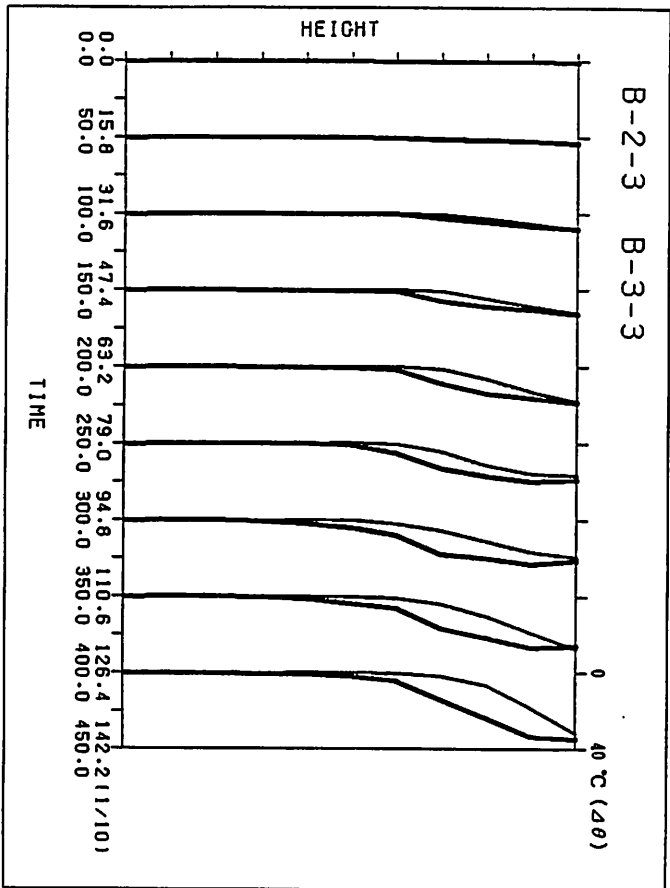
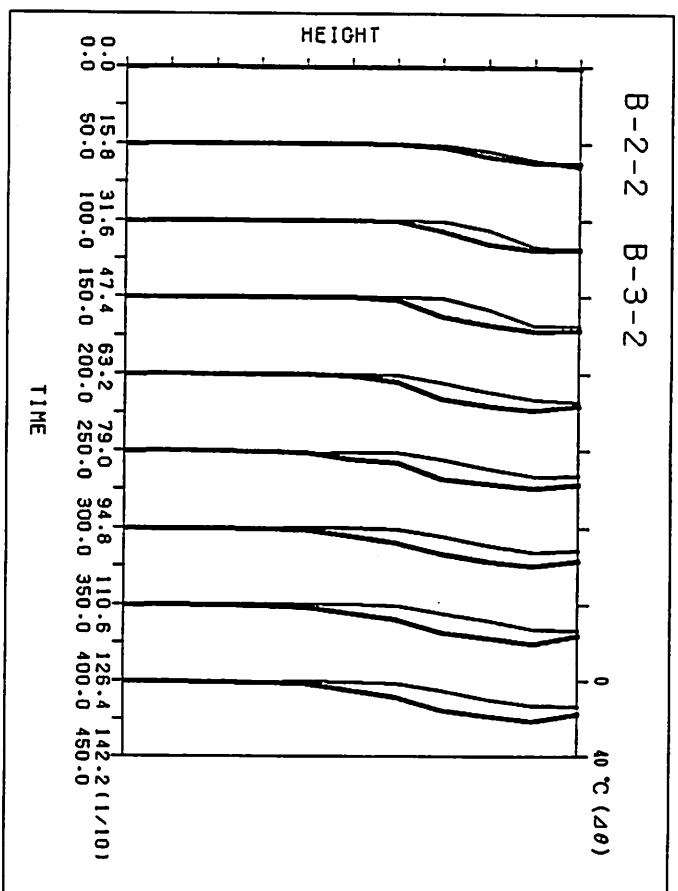
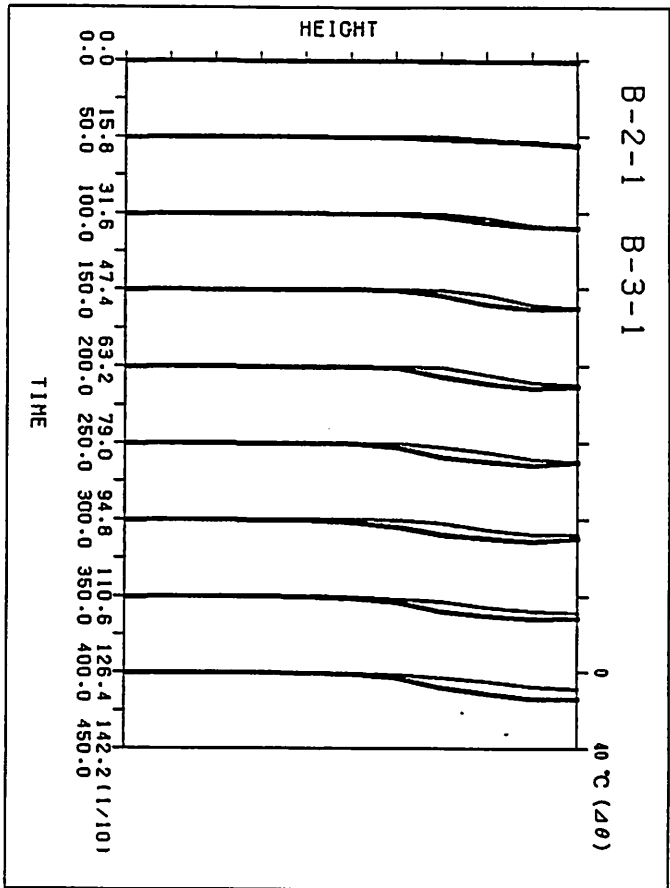
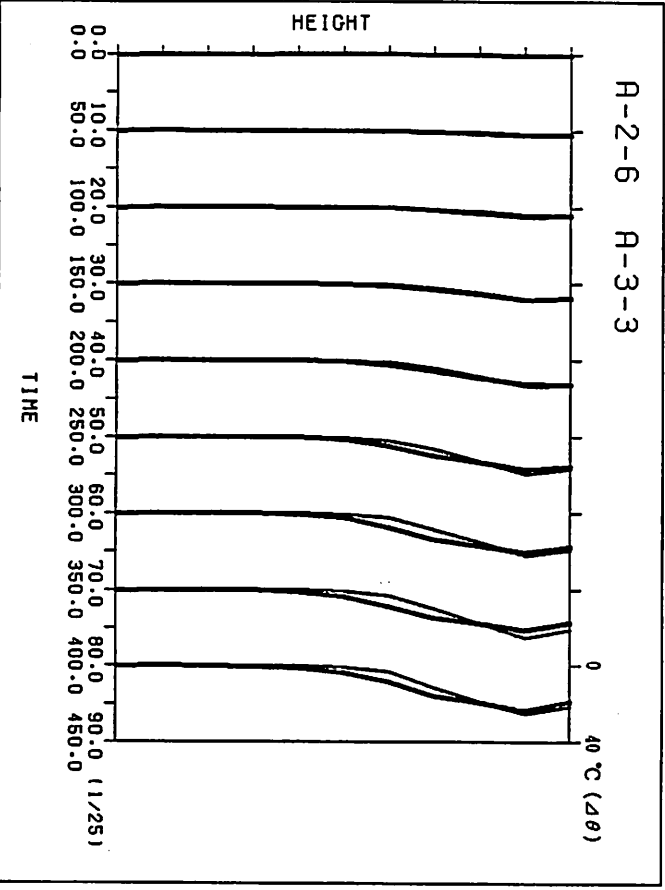
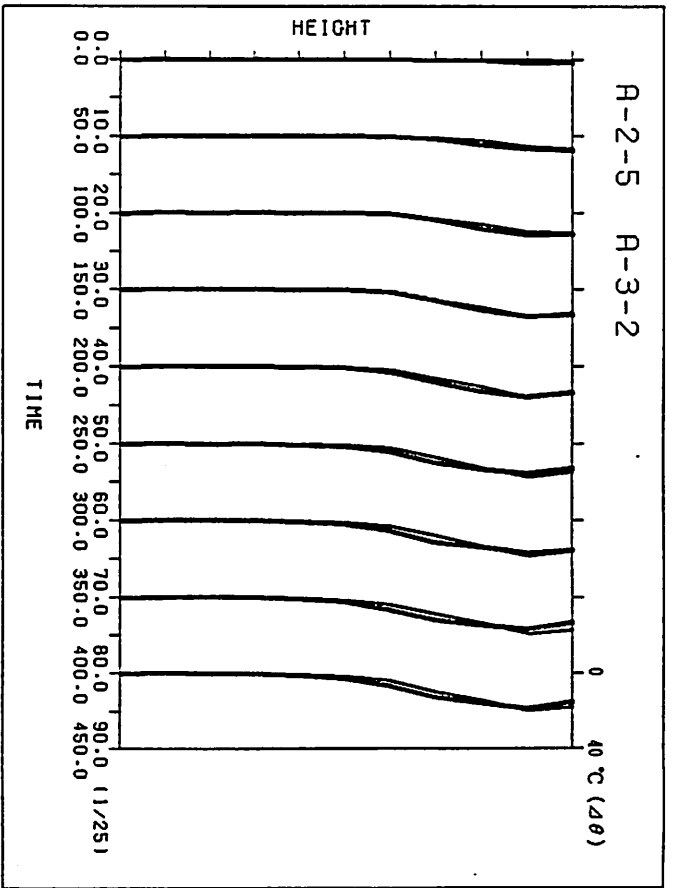
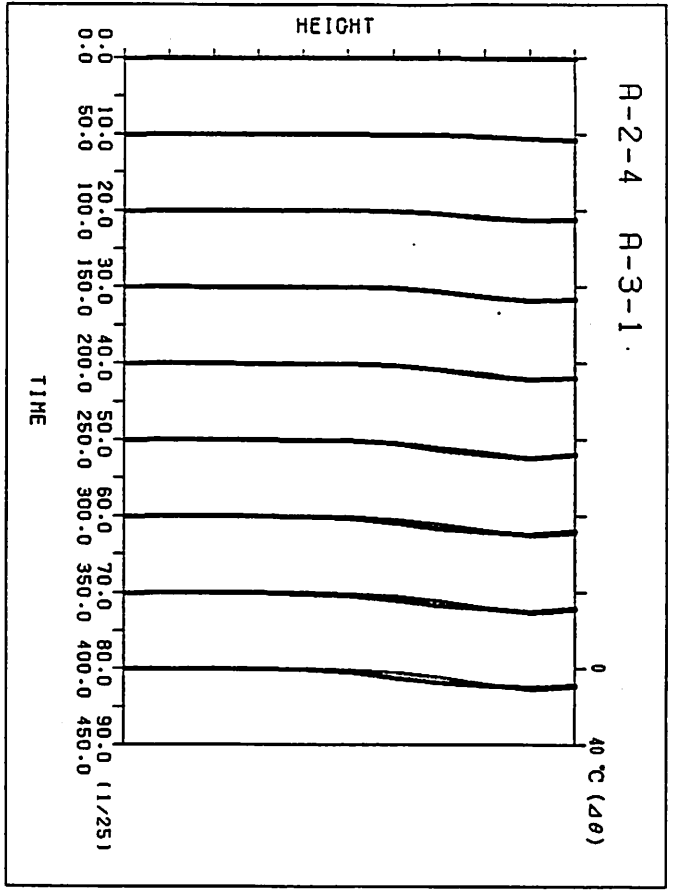
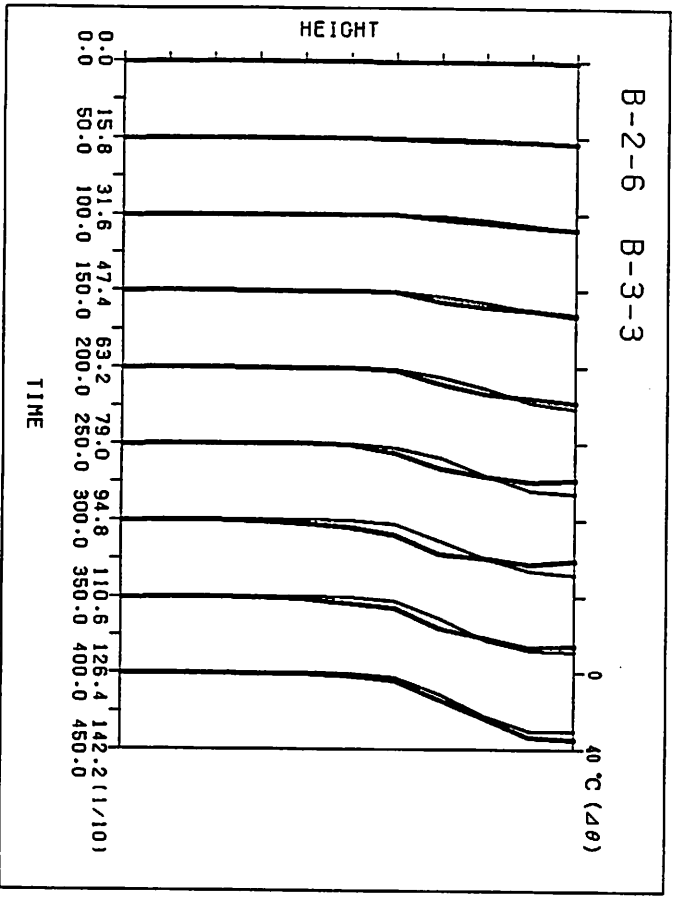
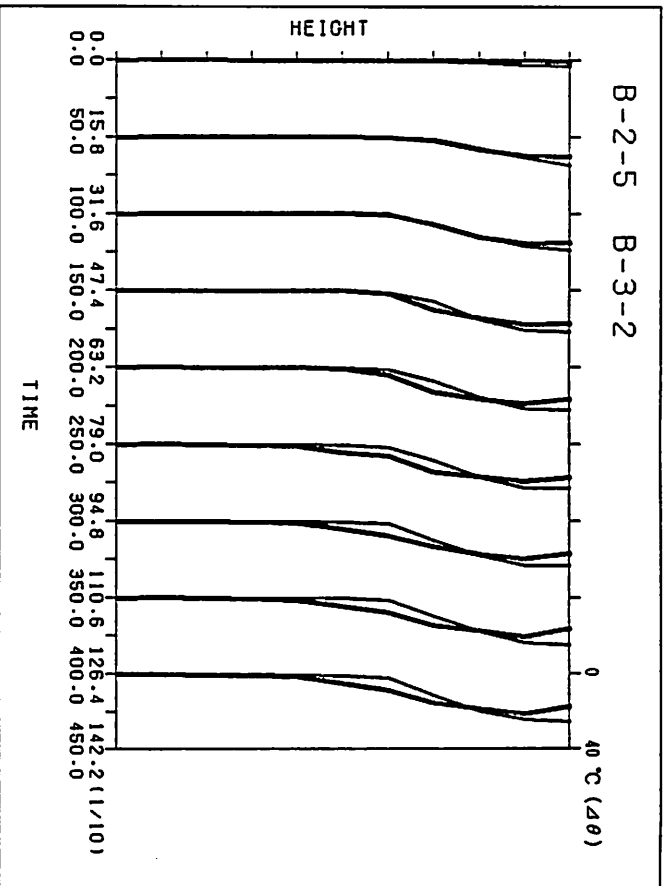
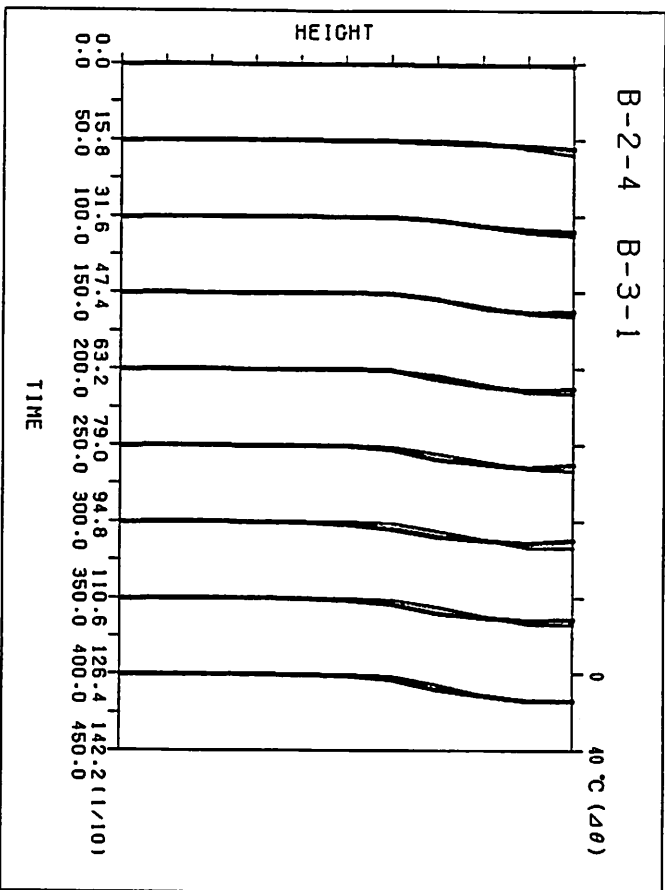


図-12 火源位置による比較





## 終章

一部に開口を持つ閉鎖空間における相似則を検討し、次の実際条件により縮小模型による実験が可能であることを示し、その確認実験を行った。

発熱量は縮尺の5/2乗に比例させる。  $n(Q) = n(1)^{5/2}$

時間軸は縮尺の1/2乗に比例させる。  $n(t) = n(1)^{1/2}$

温度は相似比1である。  $n(\Delta\theta) = 1$

火炎形状を相似にする。  $n(Q^*) = 1$  ここでは  $n(D) = n(1)$

壁体の熱伝達の相似。  $n(\lambda_w \rho_w c_w) = n(1)^{3/2}$

この確認実験が依託実験の一部であることによる締切や実験スペースの使用期限による制約から、非常にあわただしい実験ではあったけれども、提案した条件に従い確認実験を行った結果、温度分布の時間推移およびビデオ映像の比較により、この相似則の正当性を裏付けるのに、まずは満足な結果が得られたものとする。特に、予想外だった旋回流の発生についても、相似性が確認されたことは注目に値する。このような現象は防災計画上も重要であるにもかかわらず、現状レベルの解析的手法では出力されない結果であり、解析的手法の簡便性に対して、出力となる現象を実際に目で見られることと並ぶ、模型実験のアドバンテージであろう。しかしながら、温度分布については  $n(\Delta\theta) = 1$  の条件に対し、縮尺を大きくするほど温度が低めになることを暗示する実験結果となったが、残念ながらその原因を本実験だけでは説明できない。今後の研究でまず第一に解決したい問題である。というのも、本研究の確認実験では、二つの模型のスケールは2.5倍異なる、実大のスケールはさらに10倍異なるため、仮に実大で実験を行ったとして、本実験よりもさらに大きな温度分布が生じたことが原因で、相似性を損なう別の現象になる可能性がないとは言えないからである。しかるに、実大もしくは、これにできる限り近いスケールでの実験に近い将来行われることが切望される。

本実験においては、煙層を可視化するためにレーザー発生装置を使用した。実験の計画段階では、プロパンガスの燃焼によって生じる煤が、レーザー光で十分可視化されるものと予想したが、残念ながらまったく可視化されなかった。このため、発煙片を併用したことで、1/25スケールの実験においては煙流動の断面は非常に鮮明に可視化する事ができたが、1/10スケールの実験ではその効果が発揮できなかった。これは火源にプロパンガスバーナーを用いたことによる、火炎からの強い光が原因である。本研究の相似則は、例えば電気ヒーターのような熱源を用いても成立する理論展開になっているので、この種の光を発生しない熱源を使用することで、この問題は解決できるだろう。さらに、電気ヒーターのようなシステムであれば、発熱量の時間変化の精密な制御についても簡単に行うことができること、また本実験において非常に苦勞したプロパンガスへの着火の問題および流量制御の問題も解決できること、これに加え実験で細心の注意を必要とした安全面からも、実験の容易性に非常に貢献できる。さらに気流の影響を受けない熱源を境界条件として与えられることは、原因の明確でない考察課題を抱えた現段階では、結果の考察にも貢献するだろう。このようなメリットより、当面はこのような火源システムで実験を行う方が妥当かも知れない。ただし、上述の旋回流現象が起きた場合に、本実験で火炎が高く吸い上げられたような火炎の形状は表現できない。この延長された炎は、延焼の危険性を判断するのに重要であるし、現実の火災でも、更に複雑ではあろうがこれに類する火炎形状になるだろうから、最終的にはこのような現象を再現できる炎を生ずる火源システムを使用することが望まれるだろう。

本研究の対象となったアトリウム空間のヴォリュームでは、本実験において採用した縮尺1/25程度の模型



の大きさは、模型作成の手間、実験スペースの制約、安全性、経済性などの点で、たいへん実験しやすい大きさだったと思われる。ただし、時間スケールが縮尺の1/2乗で縮まることにより、今回使用した計測機器での50点の温度データのスキャンは10秒間隔であったから、実大実験では50秒間隔に相当する。当然ながら、実大実験で同様の機器で計測をすれば10秒間隔のデータが得られるわけだし、計算機を用いた解析結果の出力間隔に比べても少し寂しい気がする。さらに、実際には1点目のスキャンから50点目のスキャンまでには7秒程度はかかったはずだから、実時間で35秒程度の計測遅れを生じていることになる。もし対象空間が非常に大きく、模型の縮尺をさらに大きくする必要がある場合には、時間スケールがさらに縮小するからより高性能な計測機器を使用したり、計測システムを複数並列に使用するなどして、対応する必要があるだろう。

本研究においては、時間や費用の事情でかなり大胆に確認実験を行った。本実験の分野に限らず、確認実験には非常な努力と費用がかかる場合が多く、その確立にはまだ長い道のりが控えているであろうが、ことは人命にかかわる問題である。また、その原因はなんであれ、絶えず新しい空間形態は生み出され続けるだろう。早期の実験手法の確立を期待する。

## 謝辞

本論文作成のみならず4年間にわたり、多大なる御指導を頂いた名古屋大学辻本誠助教授に深く感謝いたします。また、本研究を始めるにあたって、多くの助言を頂いたほか、機材の使用に御協力頂いた建設省建築研究所、自治省消防研究所、東京大学生産研究所、及び東京理科大学の多くの方々に深く感謝いたします。また、ささいな質問にも、いつも丁寧に指導して頂いた名古屋大学河野守助手及び同博士課程江本哲也氏に深く感謝いたします。また、大がかりな実験模型製作に際し協力して頂いた竜建設、それから名古屋大学防災安全工学講座の大学院生ほか、数多くの学生の方々に深く感謝いたします。

## 参考文献

- [1] Stephan J. Kline, "Similitude and Approximation Theory", McGraw-Hill Book Company
- [2] Y. C. ファン "連続体の力学入門" 改訂版、培風館
- [3] Y. Jaluria, "Natural Convection Heat and Mass Transfer", Pergamon Press
- [4] 日本流体力学会 "流体力学ハンドブック" (株) 丸善
- [5] 勝田高司、土屋喬雄 "室内空気分布の模型実験法に関する研究" 第1報~第3報 空気調和・衛生工学会論文集, No.17, 1981年10月
- [6] 東京消防庁 "三菱銀行金杉橋支店火災実験結果報告書"、1974
- [7] 川崎和夫他 "蔵前国技官火災実験結果の概要"、火災学会研究発表概要集、1985
- [8] E. K. Torrance, L. Orloff, J. E. Rockett, "Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below", J. Fluid Mech., 1969, vol. 36
- [9] E. E. Zukoski, Toshi Kubota, Baki Cetegen, "Entrainment in fire plumes", Fire Safety Journal, 3 (1980/81)
- [10] Gunnar Heskestad, "Luminous heights of turbulent diffusion flames", Fire Safety Journal, 5(1983)
- [11] 甲藤好朗 "伝熱概論" (株) 養賢堂版
- [12] 田中孝義、中村和人 "建物内煙流動予測計算モデル" 建築研究報告, No. 123, October, 1989
- [13] Makoto Tsujimoto, Tetsuji Takenouchi, Sigeo Uehara, "A scaling law of smoke movement in atrium", 11th Meeting of the U.S.-Japan Panel on Fire Research and Safety, October 19-24, 1989
- [14] 竹之内哲次、辻本誠、矢野斉 "一部に開口のある閉空間での煙流動に関する相似則" 日本火災学会研究発表会概要集, 平成元年5月17・18日
- [15] J. G. Quintiere, "Scaling Applications in Fire Research", Proceedings of the International Symposium on SCALE MODELING", July 18-22, 1988, Tokyo
- [16] R. Byron Bird, Warren E. Stewart, Edwin N. Lightfoot, "Transport Phenomena", John Wiley & Sons, Inc.
- [17] 巽友正 編 "乱流現象の科学" 東京大学出版会
- [18] J. C. ロッタ "乱流" 岩波書店
- [19] 江守一郎、D. J. シューリング "模型実験の理論と応用" (株) 技報堂
- [20] R. I. Emori, K. Saito, "A Study of Scaling Law in Pool and Crib Fires", Combustion Science and Technology, Vol. 31, 1983
- [21] T. Mizuno, O. Sugawa, "Experimental Study on Gasoline Station Fire", Proceeding of the 2nd Symposium of the International Association on Fire Safety Science, Tokyo, July, 1988
- [22] O. Sugawa, K. Kawagoe, Y. Oka, Tomoyuki Mizuno, "Experimental Study on Gasoline Pool Fire Using A Full Scale Service Station Model and 1/15 Reduced Scale Model", Draft Topical Program 11th Meeting of the U.S.-Japan Panel on Fire Research and Safety, October 19-24, 1989
- [23] 日野幹雄 "理工学基礎講座16 流体力学" 朝倉書房
- [24] 三神尚 "理工学基礎講座 17 移動論" 朝倉書房
- [25] リチャード・サクソン "アトリウム建築" 鹿島出版会
- [26] 空気調和・衛生工学 "特集 アトリウムの環境計画" Vol. 63, No. 9, 1989
- [27] 長谷見雄二 "火事場のサイエンス" 井上書院

- [28] 小林清志 ” 機械工学基礎シリーズ 移動論” 朝倉書房
- [29] 大矢晴彦、諸岡成治 ” 工学部学生のための 移動速度論” (株) 技報堂
- [30] 日本機械学会編 ” 機械工学便覧 基礎編 A5 流体工学”
- [31] バーナード・ル・メオーテ ” 応用流体力学入門” 東京大学出版会
- [32] 棚澤一郎、西尾茂文、前川透 ” 朝倉機械工学講座 5 伝熱工学” 朝倉書房
- [33] 一色尚次 ” 基礎機械工学全書 伝熱工学” (株) 森北出版
- [34] ベア、シガー ” 燃焼の空気力学” 日本熱エネルギー技術協会
- [35] 金原寿朗 ” 応用物理学選書 5 気体の燃焼物理” 裳華房
- [36] 岡本哲史 ” 応用流体力学” 誠文堂新光社
- [37] 泉亮太郎 ” 機械工学基礎講座 4 工業熱力学” 朝倉書房
- [38] 泉亮太郎、寺田耕、山口誉起 ” 工学基礎 熱および熱機関” 共立出版
- [39] 中村郁雄、大坂英雄 ” 工学系 流体力学” (株) 共立出版