火災時の建物内煙流動に関する研究

名古屋大学　　建築学科

横田和伸

〈目次〉

序

――――研究の目的と概要――――

火災時では、煙の流動が防災計画上、特に避難に対して重要な影響を及ぼす。過去に発生した火災では、火炎の熱が直接の原因ではなく、火源からかなり離れた上階で煙による死者が発生している。つまり、建物構造の不燃化だけでは十分な安全性を確保できず、"火災"という燃焼現象から発生する"煙"の防御が人命安全に大きな比重をもっている。よって煙による災害防止のためには、煙の流れを規定する物理的な機構を明らかにする必要性がある。本研究では、この流れの機構を明らかにすることを目的とする。

火災では、フラッシュオーバー時を除いては、煙の流動は煙自身の浮力を起動力とする密度流であると考え、水理学でいう開水路流れの解析手法を用いる。

1章　〈基礎式の導入〉

(1-1) 境界層方程式

ここでは、火煙層を壁面での境界層と下部空気との境界層があわさったものと考え、境界層方程式を導入する。

Navier-Stokesの方程式をオーダー比較して得られる、浮力が働く場合の二次元流の境界層方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$0=-\frac{\partial p}{\partial y}+\rho g$$

この式に質量力のみに密度変化を考慮するBoussinesq近似を適用すると

$$\rho_\infty\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.1)$$

$$0=-\frac{\partial p}{\partial y}+\rho g \quad (1.2)$$

さらに連続の式より、

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \quad (1.3)$$

(1.1)をyに関して壁面($y=0$)から水平速度 $u=0$ となる高さまで積分すると、

$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial t}dy + \int_0^h v\frac{\partial u}{\partial y}dy = -\int_0^h \frac{1}{\rho_\infty}\frac{\partial p}{\partial x}dy + \int_0^h \frac{1}{\rho_\infty}\frac{\partial \tau}{\partial y}dy \quad (1.1)'$$

ただし、$\tau = \rho\left(-\overline{u'v'} + \nu\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right)$

ここで、

$$\frac{1}{\rho_\infty}\int_0^h \frac{\partial \tau}{\partial y}dy = -\frac{1}{\rho_\infty}(\tau_0 + \tau_s)$$

τ_0：壁面での摩擦応力

τ_s：自由表面での摩擦応力

(1.3)より

$$v = -\int_0^y \frac{\partial u}{\partial x}dy$$

これを代入すると、(1.1)'の第2項は

$$\int_0^h v\frac{\partial u}{\partial y}dy = \int_0^h\left(\frac{\partial u}{\partial y}\int_0^y \frac{\partial u}{\partial x}dy\right)dy$$

$$= -\left[u\int_0^y \frac{\partial u}{\partial x}dy\right]_0^h + \int_0^h u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)dy$$

$$= -\int_0^h u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)dy$$

($\because$ $y=0$, $y=h$で $u=0$)

これを (1.1)' に代入すると、

$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial t}\,dy + \int_0^h \frac{\partial}{\partial x}(u^2)\,dy = -\frac{1}{\rho_\infty}\int_0^h \frac{\partial p}{\partial x}\,dy - \frac{1}{\rho_\infty}(\tau_0 + \tau_s)$$

また (1.2) より、

$$p = \rho_\infty g y + \int_y^h (\rho_\infty - \rho) g\,dy$$

$$(\text{ただし、} 0 \leqq y \leqq h)$$

となり、ここで積分の上限を $h \to \infty$ とすると、

$y \geqq h$ で $u=0$ $\rho_\infty = \rho$ のため積分値には変化がなく、積分区間を変更することができる。

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 による積分の順序を交換することができる。

〈微分公式〉

$$\frac{d}{dx}\int_{a(x)}^{b(x)} f(y,x) = f(a,x)\frac{da}{dx} - f(b,x)\frac{db}{dx} + \int_b^a \frac{\partial}{\partial x} f\,dy$$

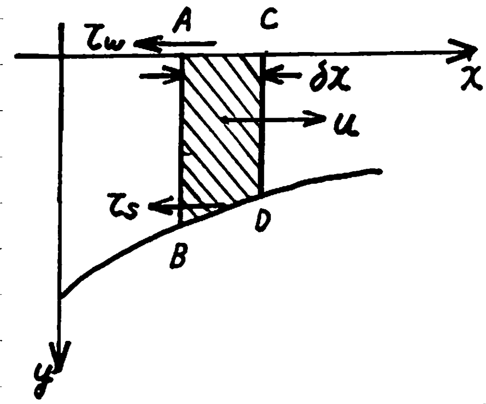
$$\text{ここで } f(a,x)\frac{da}{dx} - f(b,x)\frac{db}{dx} = 0$$

$\because$ 積分の上下限は x に無関係であるため、$\frac{da}{dx}=0$　$\frac{db}{dx}=0$。

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty u\,dy + \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u^2\,dy = -\frac{1}{\rho_\infty}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \left(\int_y^\infty (\rho_\infty-\rho)g\,dy\right)dy - \frac{1}{\rho_\infty}(\tau_0+\tau_s)$$

$$= -\frac{1}{\rho_\infty}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty (\rho_\infty-\rho)gy\,dy - \frac{1}{\rho_\infty}(\tau_0+\tau_s) \qquad (1.4)$$

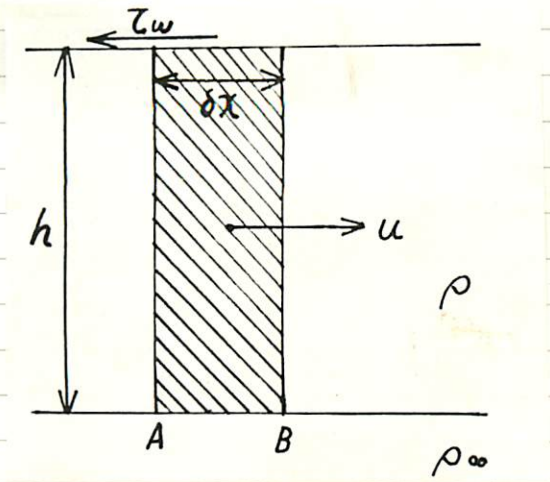
上式は右図のように流れ方向に δxの厚さをもつコントロールボリュームにおける運動量方程式と考えることができる。



つまり、上式の左辺は、A-B C-D 間での単位時間あたりの運動量の変化を表し、右辺はこの部分に作用する圧力と摩擦応力のx-方向の力を表す。ここで、壁面及び下方空気との界面における摩擦応力と熱伝達について考えた場合、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することができる。

又、既存の実験結果からも $\tau_s/\tau_0 \approx 0.1$ $q_s/q_0 \approx 0.3$ の値が得られている事実より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。

(1−2)．質量保存式



左図で時間δtにA面から入ってくる質量は．$\int_0^h \rho g u \, dy \cdot \delta t$ であり．B面から出ていく質量は．$\int_0^h \rho g u + \frac{\partial}{\partial x}(\rho g u \cdot \delta x) \, dy \cdot \delta t$ となる。

また．δx区間内の質量 $\int_0^h \rho g \, \delta x \, dy$ での時間δtでの変化量は．

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h \rho g \, \delta x \, dy \cdot \delta t$$

∴

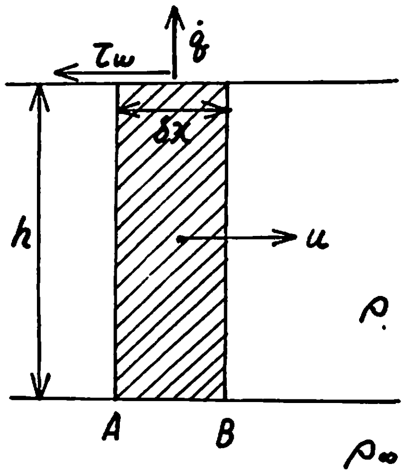
$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h \rho g \, \cancel{\delta x} \, dy \cdot \cancel{\delta t} = -\frac{\partial}{\partial x}\int_0^h \rho g u \, \cancel{\delta x} \cdot dy \cdot \cancel{\delta t}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h \rho g \, dy + \frac{\partial}{\partial x}\int_0^h \rho g u \, dy = 0$$

また 運動量方程式と同様に $h \to \infty$ とすると，

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \rho g \, dy + \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \rho g u \, dy = 0 \qquad (1.5)$$

1-3). 熱量保存式



質量保存と同様に考え、A面から入ってくる熱量は

$$\int_0^h \rho u (T - T_\infty) C_p dy \cdot \delta t$$

B面から出ていく熱量は

$$\int_0^h \rho u (T - T_\infty) C_p dy \, \delta t + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u (T - T_\infty) C_p dy \cdot \delta x \cdot \delta t$$

壁面からの熱損失は

$$\dot{q} \, \delta x$$

また δx 区間の持つ熱量 $\int_0^h \rho \, \delta x (T - T_\infty) C_p dy$ の時間 δt での変化量は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \rho (T - T_\infty) C_p dy \; \delta x \cdot \delta t$$

$\therefore$

$$-\dot{q} \, \delta x - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u (T - T_\infty) C_p dy \, \delta t = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \rho (T - T_\infty) C_p dy \cdot \delta x \cdot \delta t$$

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

$h \to \infty$ とすると、

$$-\dot{q} - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \rho u (T - T_\infty) C_p dy = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty (T - T_\infty) C_p dy \qquad (1.6)$$

2章

〈式の展開〉

(2-1)、代表値への変換

以下のように速度(V)、煙層の厚さ(H)、密度差(∇)の代表値を設定する。

$$VH \equiv \int_0^\infty u\, dy$$

$$V^2H \equiv \int_0^\infty u^2\, dy$$

$$VH\nabla \equiv \int_0^\infty u \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g\, dy$$

$$S_1 H^2 \nabla \equiv \int_0^\infty \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g y\, dy$$

$$S_2 H \nabla \equiv \int_0^\infty \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g\, dy$$

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、$\Delta\rho$ と H、V、∇ の対応が決まりその結果 S_1、S_2 が決定する。

ここでは、$V = 0.85\, u_{max}$　$H = 0.86\, h$　$\nabla = 0.96 \frac{\Delta\rho_{max}}{\rho_\infty} g$

とする。またこれより $\delta_1=0.58$ $\delta_2=1.08$ となる。

(2-2), 基礎式の展開

i) 運動量方程式

前述の代表値を用いると、(1.4) は、

$$\frac{\partial}{\partial t}(VH)+\frac{\partial}{\partial x}(V^2H)=-FV^2-\frac{\partial}{\partial x}(\delta_1 H^2\nabla)$$

となる。

ただし $F=\tau_w/\rho_\infty V^2$

ii) 質量保存式

(1.5) より

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \rho g\,dy+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \rho u g\,dy=0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_\infty g\int_0^\infty dy-\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty(\rho_\infty-\rho)g\,dy+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \rho_\infty u g\,dy-\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty(\rho_\infty-\rho)u g\,dy=0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty dy-\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty\frac{\rho_\infty-\rho}{\rho_\infty}g\,dy+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u g\,dy-\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty\frac{\rho_\infty-\rho}{\rho_\infty}u g\,dy=0$$

$$a\cdot g\frac{\partial H}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial t}(\delta_2 H\nabla)+\frac{\partial}{\partial x}(VHg)-\frac{\partial}{\partial x}(VH\nabla)=0$$

$$a\cdot g\frac{\partial H}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial t}(\delta_2 H\nabla)+\frac{\partial}{\partial x}\{VH(g-\nabla)\}=0$$

($H=0.86h$ ゆえ、$a=1/0.86$)

iii) 熱量の保存

(1.6) より

$$-\dot{q} - \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \rho u (T - T_\infty) C_p \, dy = \frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \rho (T - T_\infty) C_p \, dy$$

$$\rho (T - T_\infty) = T_\infty (\rho_\infty - \rho)$$ ゆえ，

$$-\dot{q} - \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u T_\infty (\rho_\infty - \rho) C_p \, dy = \frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty T_\infty (\rho_\infty - \rho) C_p \, dy$$

$$\frac{-\dot{q}}{C_p T_\infty} - \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u (\rho_\infty - \rho) \, dy = \frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty (\rho_\infty - \rho) \, dy$$

$$\frac{-\dot{q}}{C_p T_\infty}\frac{g}{\rho_\infty} = \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g \, dy + \frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g \, dy$$

$$Q = \frac{\partial}{\partial x}(VH\nabla) + \frac{\partial}{\partial t}(S_2' H\nabla)$$

$$\left(Q = -\frac{\dot{q}\, g}{C_p T_\infty \rho_\infty} \right)$$

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、壁面での境界層と下部空気との境界層が組み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のは難しいが、ここでは簡単な手法を用いて解析する。

F については、流れは $Re = VH/\nu \approx 10^4$ の範囲にあるので、円管内における摩擦係数についてのブラジウスの実験公式を援用し

$$\tau_w = C \rho u_{max}^2 / \left(\frac{u_{max}\delta}{\nu}\right)^{\frac{1}{4}}$$ とおける

速度分布の相似性から $\delta \propto h \propto H$, $u_{max} \propto V$ で ρ, ν を一定とみなすと、

$$F = \tau_w / \rho_\infty V^2 = C' / \left(\frac{VH}{\nu_0}\right)^{\frac{1}{4}}$$ となる

Q については、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、

名古屋大学工学部建築学教室

$$\dot{q} = \frac{C_p \tau_w}{u_{max}} (T_{max} - T_w)$$

T_w：壁面温度

u_{max}, T_{max}：主流の値

T_w の T_∞（下方空気温）への置換が可能とすれば,

$$\frac{\dot{Q}}{V\nabla} = - \boxed{\frac{T_{max} - T_\infty}{T_\infty} \Big/ \frac{\nabla}{g} \cdot \frac{V}{u_{max}}} \cdot F$$

分布形が同一の場合, $\dfrac{T_{max} - T_\infty}{T_\infty} = \dfrac{T_{max} - T_\infty}{T_{max}}$

とみれば, 上式の $\boxed{}$ の中は, 0.89 となり.

$$\frac{Q}{V\nabla} = -0.89F$$

となる.

しかし. 実際には, $T_w \neq T_\infty$ であることと温度と速度の分布形が違うことから

$$\frac{Q}{V\nabla} = -KF$$

とおく.

（ただし. K は流れによって決まる係数）

代表値による基礎方程式の展開

$$
\begin{cases}
a \cdot g \dfrac{\partial H}{\partial t} - \dfrac{\partial}{\partial t}(\delta_2 H \nabla) + \dfrac{\partial}{\partial x}\left\{ VH(g - \nabla) \right\} = 0 & \text{(2.1)} \\[2ex]
\dfrac{\partial}{\partial t}(VH) + \dfrac{\partial}{\partial x}(V^2 H) = -FV^2 - \dfrac{\partial}{\partial x}(\delta_1 \nabla H^2) & \text{(2.2)} \\[2ex]
\dfrac{\partial}{\partial x}(VH\nabla) + \dfrac{\partial}{\partial t}(\delta_2 H \nabla) = -KFV\nabla & \text{(2.3)}
\end{cases}
$$

(2.1), (2.3) より

$$
\begin{aligned}
a \cdot g \frac{\partial H}{\partial t} &= -KFV\nabla - \frac{\partial}{\partial x}(VHg) \\
&= -KFV\nabla - gH\frac{\partial V}{\partial x} - gV\frac{\partial H}{\partial x}
\end{aligned}
$$

$$
\therefore \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{KFV\nabla}{a \cdot g} - \frac{H}{a}\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{V}{a}\frac{\partial H}{\partial x} \qquad \text{(2.1)'}
$$

(2.2) より

$$
\frac{\partial (VH)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(V^2 H) - \delta_1 \frac{\partial}{\partial x}(\nabla H^2) - FV^2 \qquad \text{(2.2)'}
$$

(2.3) より

$$
\frac{\partial (\nabla H)}{\partial t} = -\frac{1}{\delta_2}\frac{\partial}{\partial x}(VH\nabla) - \frac{KFV\nabla}{\delta_2} \qquad \text{(2.3)'}
$$

3章

〈定常状態〉

(3-1) リチャードソン数の導入

(2.1)', (2.2)' (2.3)' において $\frac{\partial H}{\partial t}=0$,

$\frac{\partial (VH)}{\partial t}=0$, $\frac{\partial (\nabla H)}{\partial t}=0$ とすることによって

定常状態を考えることができる。

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial x}(V^2H) = -FV^2 - \dfrac{\partial}{\partial x}(S_1 \nabla H^2) & \text{――― (3.1)} \\ \dfrac{\partial}{\partial x}\{VH(g-\nabla)\} = 0 & \text{――― (3.2)} \\ -KFV\nabla = \dfrac{\partial}{\partial x}(VH\nabla) & \text{――― (3.3)} \end{cases}$$

ここで流れの性質を表す数として、リチャードソン数 : $R_i = \nabla H / V^2$ を導入する。 R_i 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である。 ここでは流動層全体での浮力と慣性項の比を表す数として、層平均リチャードソン数の定義に従っている。このリチャードソン数 : $R_i = \nabla H/V^2$ を用いて上式を整理すると、

$$\frac{dR_i}{dx} = \frac{3R_i}{H}\frac{\{F-KF(1+S_1R_i)(\nabla/g+1/3)\}}{1-2S_1R_i} \qquad (3.4)$$

$$\frac{dH}{dx} = \frac{F-KF\{(2-S_1R_i)\nabla/g+S_1R_i\}}{1-2S_1R_i} \qquad (3.5)$$

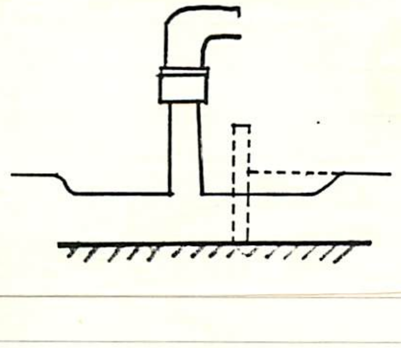
上式を水理学的に考察する。

$\frac{dR_i}{dx}$, $\frac{dH}{dx}$ の分母を0とする $R_i=\frac{1}{2S_1}$ では、

$\frac{dR_i}{dx}$, $\frac{dH}{dx}=\pm\infty$ となり、方程式における数学的特異点を与える。この時のHを限界水深（critical depth）といい、水理学でいう、常流（sub-critical flow）と射流（super-critical flow）の境界を表している。

すなわち、$R_i<0.86$ では、流れは射流となり、$R_i>0.86$ では常流となる。

ここで常流、射流について少し説明をしておくと、常流と射流の違いは、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ということである。射流では、擾乱が上流へ伝播せず、下流側の影響をうけない。一方、常流では、下流への条件で流れが変化する。一般的な流れで説明すると、左図のように水平な流し台へ落ちる水道水の流れで



蛇口の真下部分で厚さが薄く、流速の速い部分が射流であり、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は、(3.4)、(3.5)式の手法では解くことができない。又、煙流動の場合、周囲流体との混合がおき、更に複雑になってくる。

また密度流の場合、射流範囲 $(Ri<0.86)$ では、周囲空気を巻き込む連行(entrainment)が生じ、質量保存の式が成立しなくなる。常流範囲 $(Ri>0.86)$ では、この連行は、ほぼ無視できる。

ここでは、連行のない $Ri>0.86$ で考察する。

(3.4)式に注目すると、常流域では分母<0となるから

$$Ri > \frac{1}{S_1 K\left(\frac{2}{f}+\frac{1}{3}\right)} - \frac{1}{S_1} \quad \text{で} \quad \frac{dRi}{dx} > 0$$

$$Ri < \frac{1}{S_1 K\left(\frac{2}{f}+\frac{1}{3}\right)} - \frac{1}{S_1} \quad \text{で} \quad \frac{dRi}{dx} < 0$$

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わかる。又 $\frac{dRi}{dx}=0$、即ち、

$Ri = \dfrac{1}{S_1 K\left(\frac{2}{f}+\frac{1}{3}\right)} - \dfrac{1}{S_1}$ の条件は流れにおける慣性力と浮力の比が変化しない、という意味で流れの安定する条件(水理学では等流条件という)と考えられる。

(3-2). 境界条件

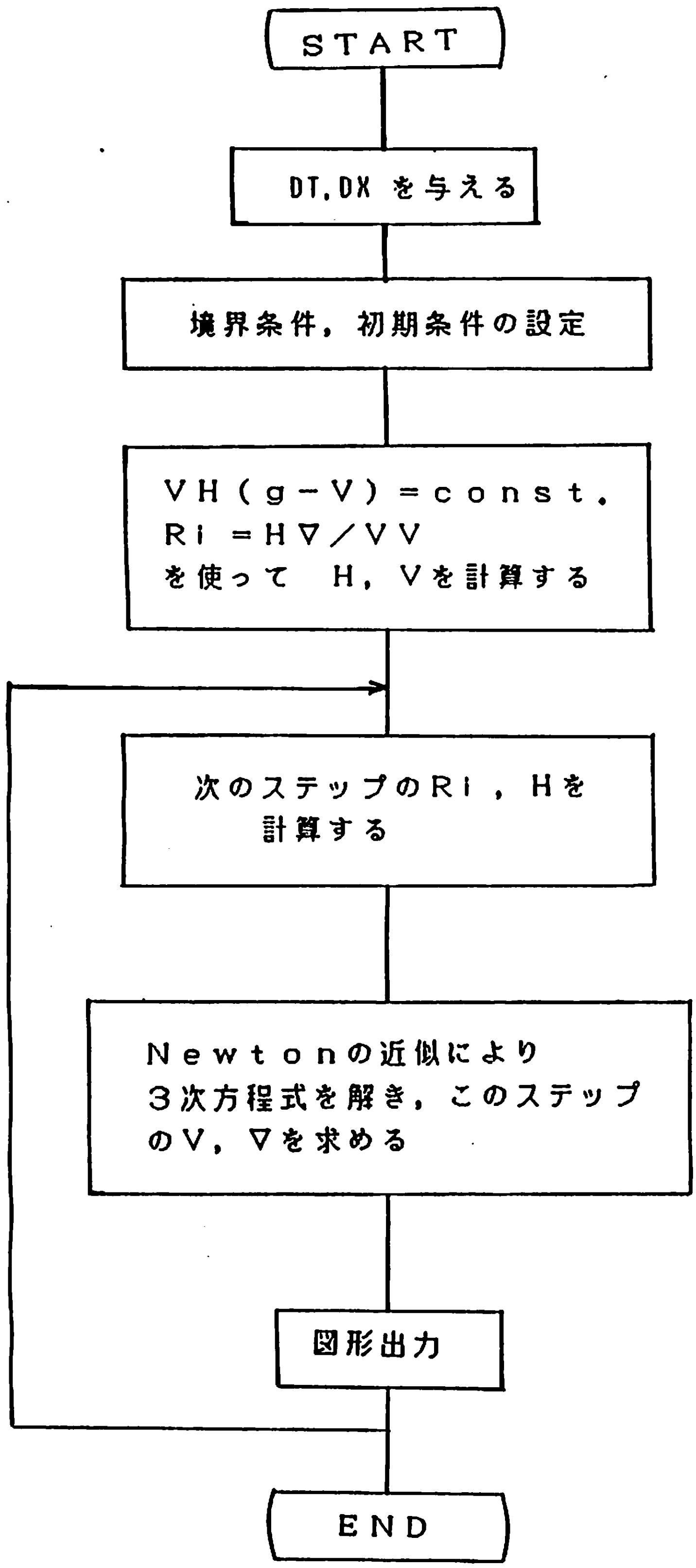
末端が大気へ開放されている場合、煙は滝を落ちる水の動きを逆転させたように上昇する。水理学では、この時、常流から射流への遷移が生ずる，とされる。つまり開放端では、常流から射流へ遷移する、という境界条件を適用することができると考えられ、$R_i = 0.86$ とする。

(3-3). 各特性値の計算

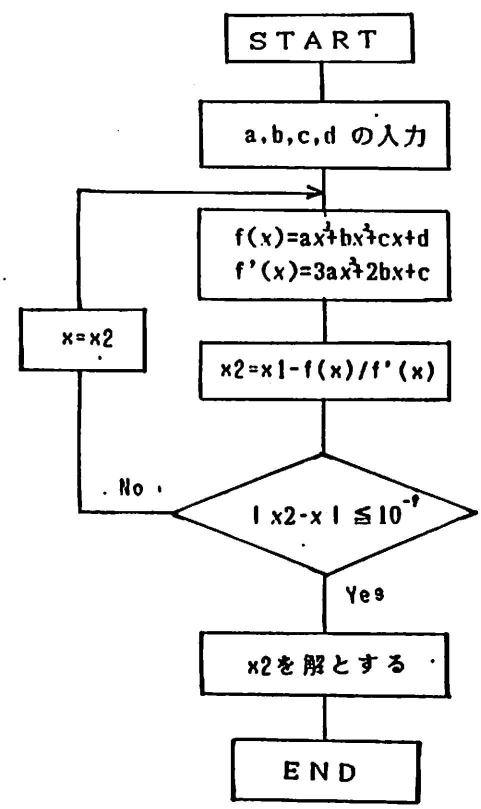
計算条件として、上流一点における煙の重量を与えてやり、さらに上述したように境界条件として $R_i = 0.86$ を与える。計算では、少し上流側の条件として $R_i = 0.87$ の値を用いる。 又、質量保存の

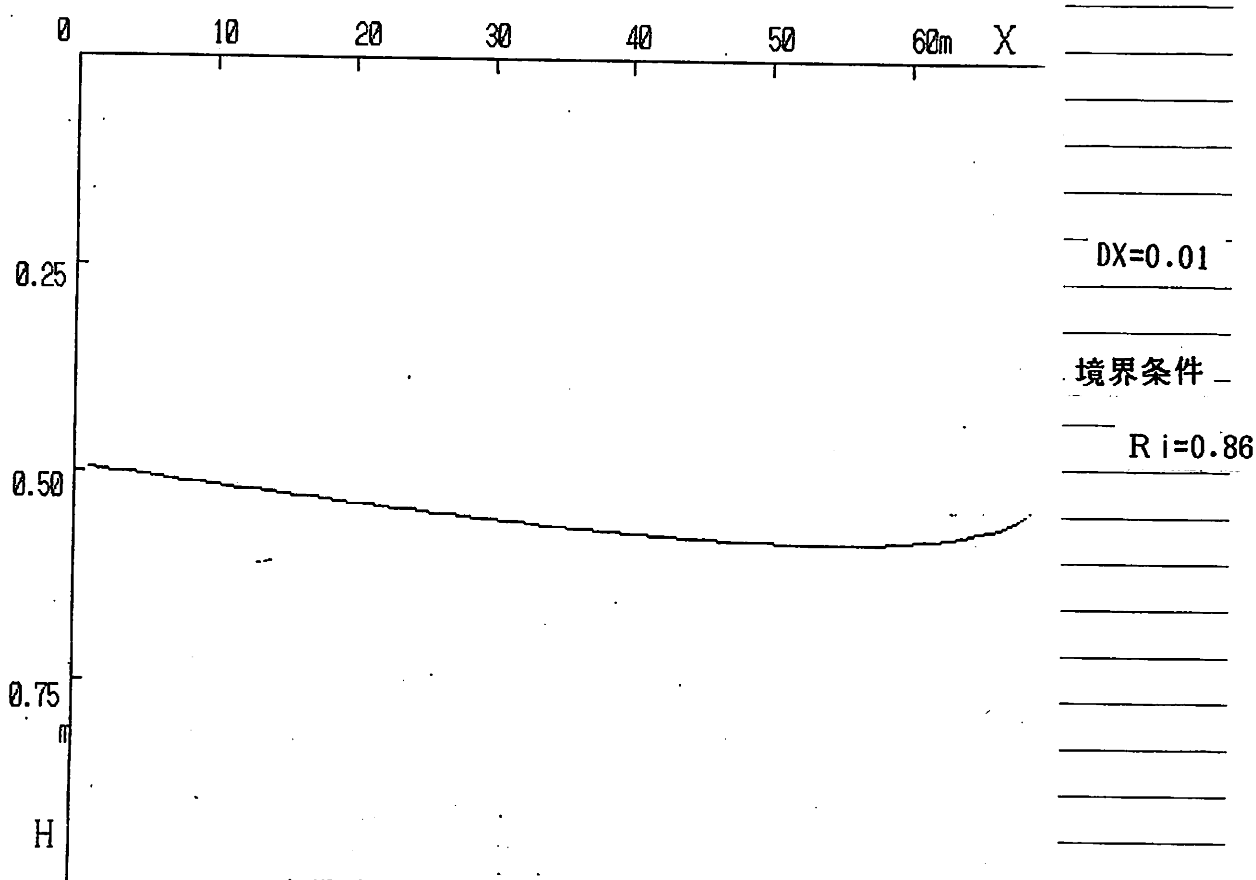
$VH(\rho - \nabla) = \mathrm{const.}$ = 上流での値となり末端での V, H, ∇ のうち一つの値を任意に定めると、あとは2つの条件式 $\frac{\nabla H}{V^2} = 0.87$ $VH(\rho - \nabla) = \mathrm{const.}$ より求まり、$\frac{dR_i}{dx}$、$\frac{dH}{dx}$ を上流側へ数値計算することで各点での特性値 H、V、∇ が求まる。

（定常時のフローチャート）

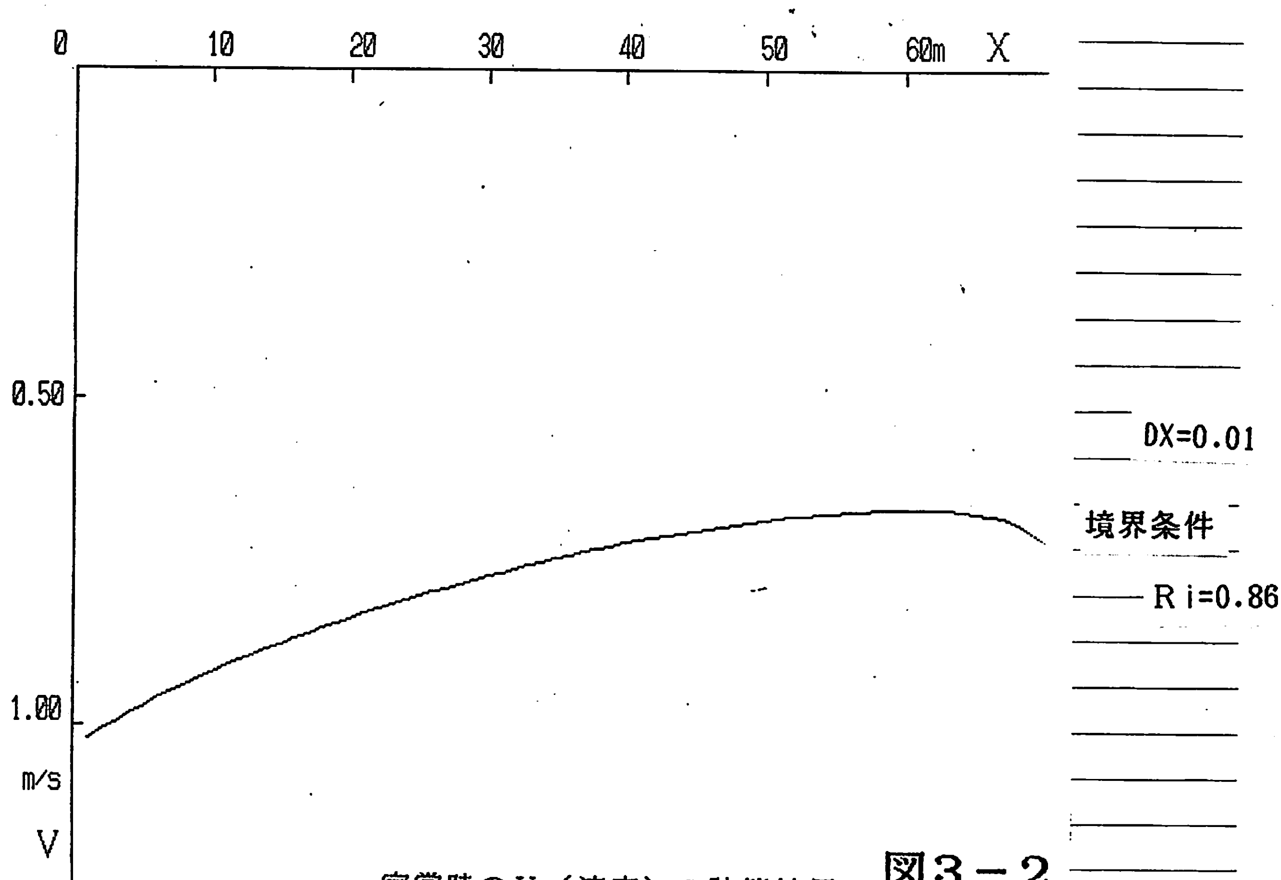


（注）＜Newtonの近似＞

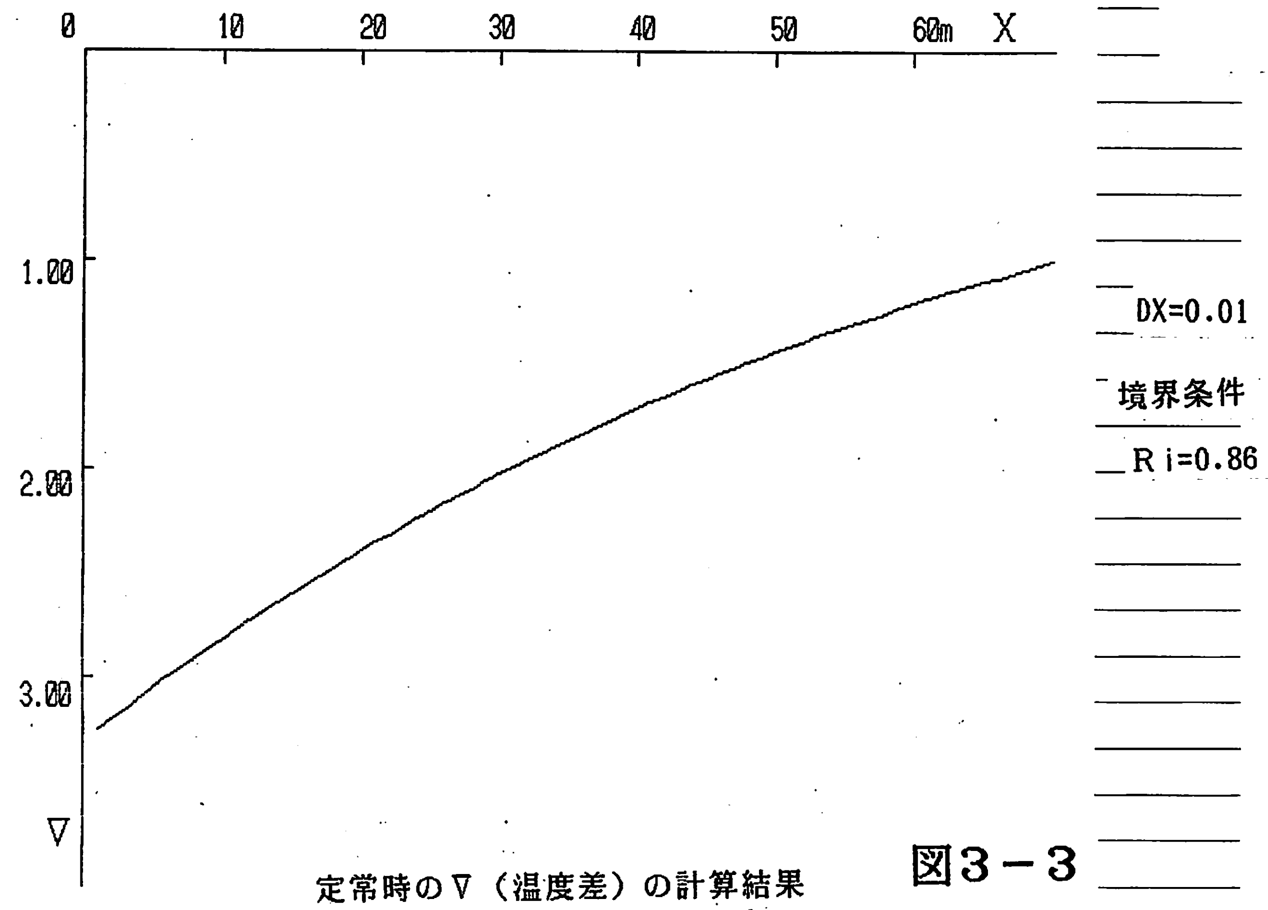




定常時のH（煙層の高さ）の計算結果　図３－１

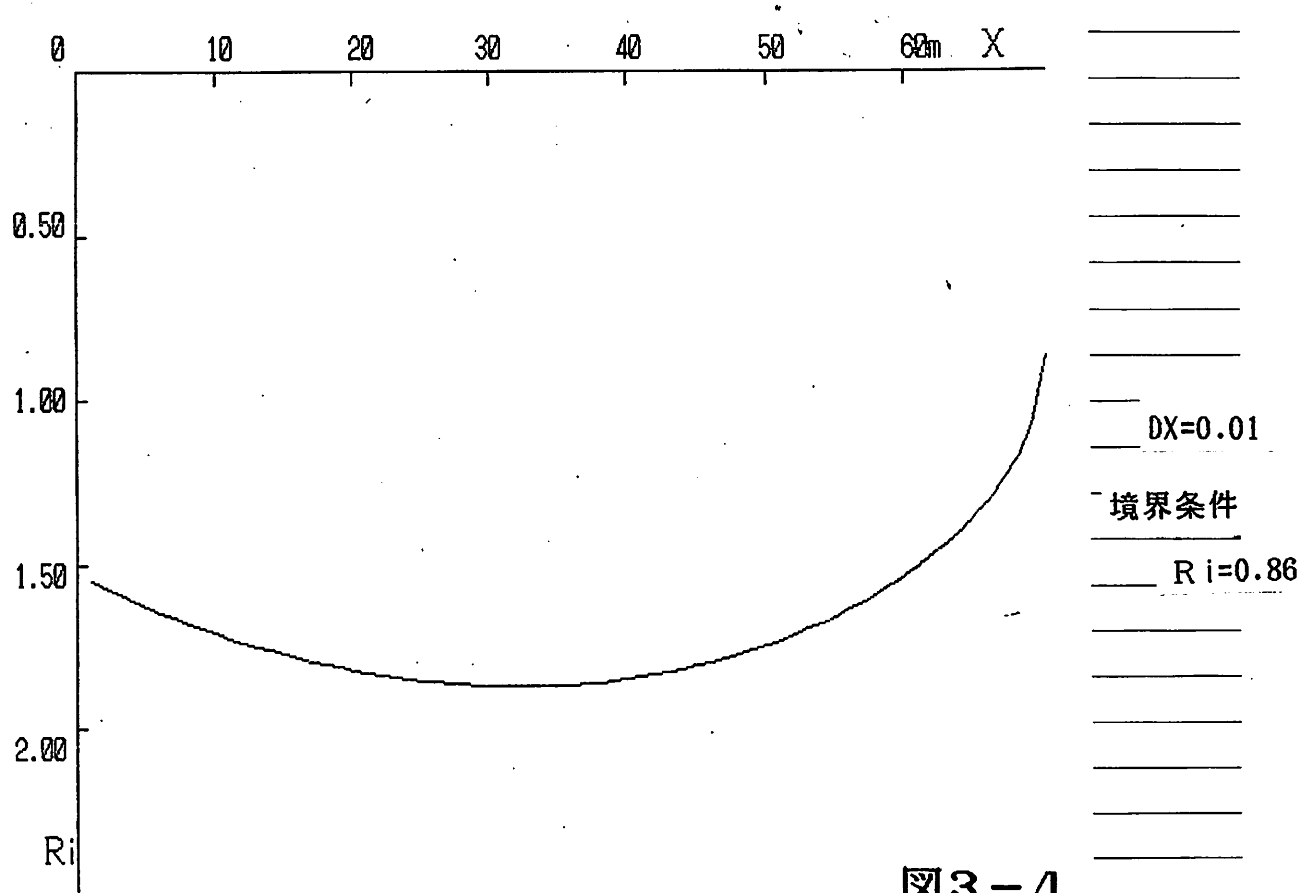


定常時のV（速度）の計算結果　図３－２



定常時の∇（温度差）の計算結果

図3－3



定常時のＲｉ の計算結果

図3－4

4章 <非定常状態>

(4-1) 各特性値の計算

(2.1)′, (2.2)′, (2.3)′ より

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{V}{a}\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{H}{a}\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{KFV\nabla}{a \cdot g}$$

$$\frac{\partial (VH)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(V^2 H) - S_1 \frac{\partial}{\partial x}(\nabla H^2) - FV^2$$

$$\frac{\partial (\nabla H)}{\partial t} = -\frac{1}{S_2}\frac{\partial}{\partial x}(VH\nabla) - \frac{KFV\nabla}{S_2}$$

(境界条件)

非定常の場合、定常時とは逆に境界条件は、流入端で与えてやることとする。つまり、流入端から常に一定の温度差、高さ、速度をもった煙が流入してくる状態を想定する。

ここでは、定常時で計算した値を用い、

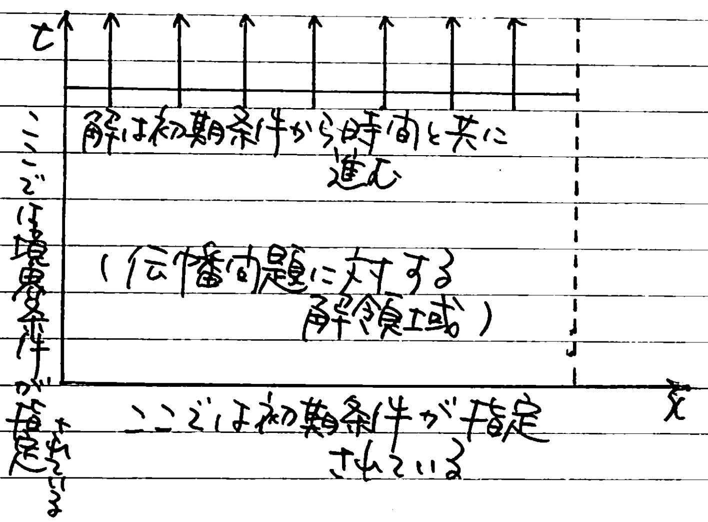
$H = 0.50$　$\nabla = 3.3$　$V = 1.0$　を境界条件として与える。

（理論値の計算）

初期条件としては、最初の状態では、煙が全く伝播していないとし、速度、温度差とも0とする。同様に高さについても0を与えてやるのが望ましいと考えられる。しかし、後でも述べるように $\nabla = \frac{\nabla H}{H}$, $V = \frac{VH}{H}$ という式で温度差、速度を算出する際に ∇, V の値の発散を防ぐため、Hに極く小さい値 "0.001" を初期値として与える。この物理的な意味を考えた場合、あらかじめ 1mm の厚さの煙層があると仮定するものであり、いささかの疑問点は残るものの、数学的な矛盾を解決するための一手段として、この方法を用いる。また、(4.1)(4.2)、(4.3) の解き方としては

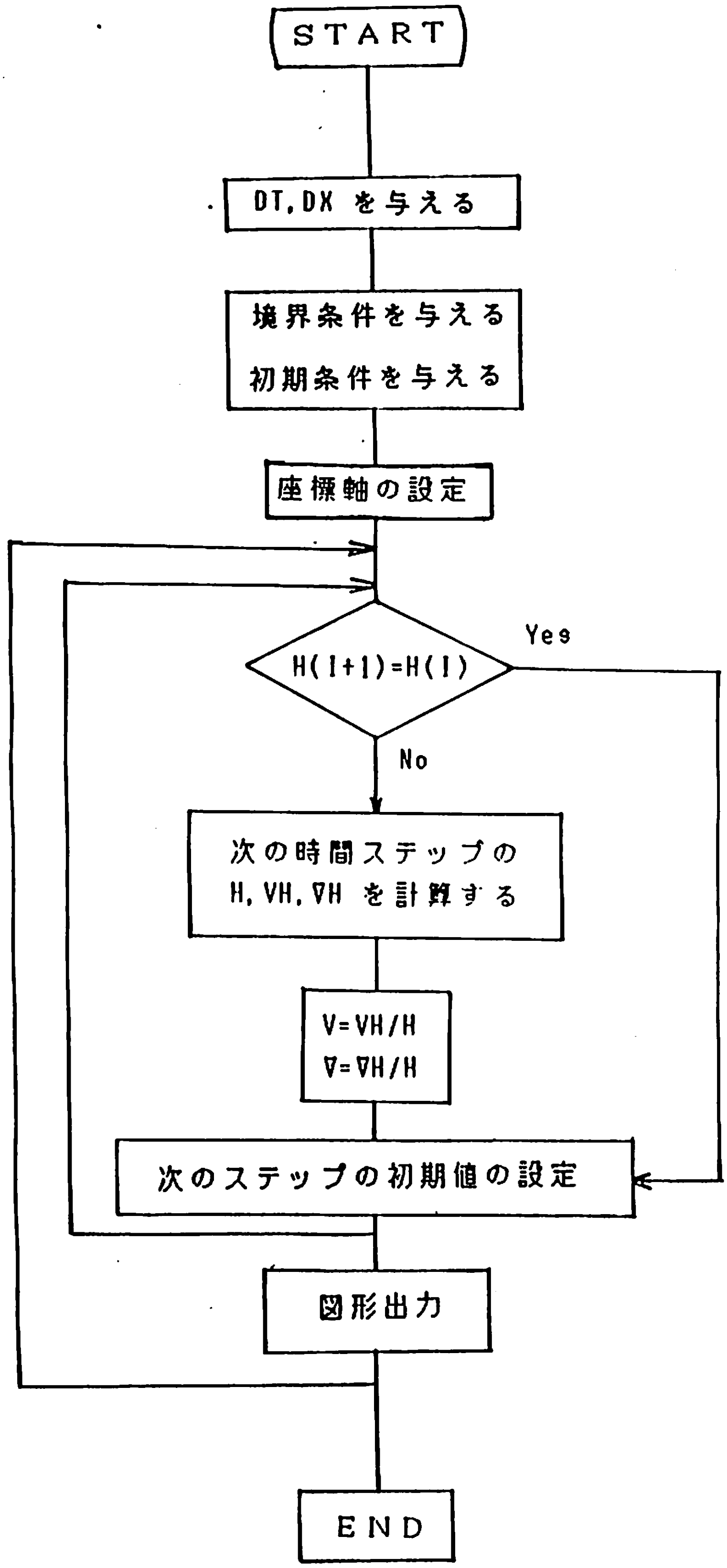
$$
\left\{
\begin{aligned}
H_{t+\Delta t,\, x+\Delta x} &= H_{t,\, x+\Delta x} + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(H_{t,\, x+\Delta x} - H_{t,\, x}\right) \\
VH_{t+\Delta t,\, x+\Delta x} &= VH_{t,\, x+\Delta x} + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(VH_{t,\, x+\Delta x} - VH_{t,\, x}\right) \\
\nabla H_{t+\Delta t,\, x+\Delta x} &= \nabla H_{t,\, x+\Delta x} + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(\nabla H_{t,\, x+\Delta x} - \nabla H_{t,\, x}\right) \\
V_{t+\Delta t,\, x+\Delta x} &= \frac{VH_{t+\Delta t,\, x+\Delta x}}{H_{t+\Delta t,\, x+\Delta x}} \\
\nabla_{t+\Delta t,\, x+\Delta x} &= \frac{\nabla H_{t+\Delta t,\, x+\Delta x}}{H_{t+\Delta t,\, x+\Delta x}}
\end{aligned}
\right.
$$

という差分法を適用する。



また $\frac{\Delta t}{\Delta x}$ の値によって解の安定,不安定の問題が生じるが、ここでは解の安定条件を満たす $\Delta t=0.01$ $\Delta x=1.0$ を用いて計算する。

（非定常時のフローチャート）



非定常時のH（煙層の高さ）の計算結果

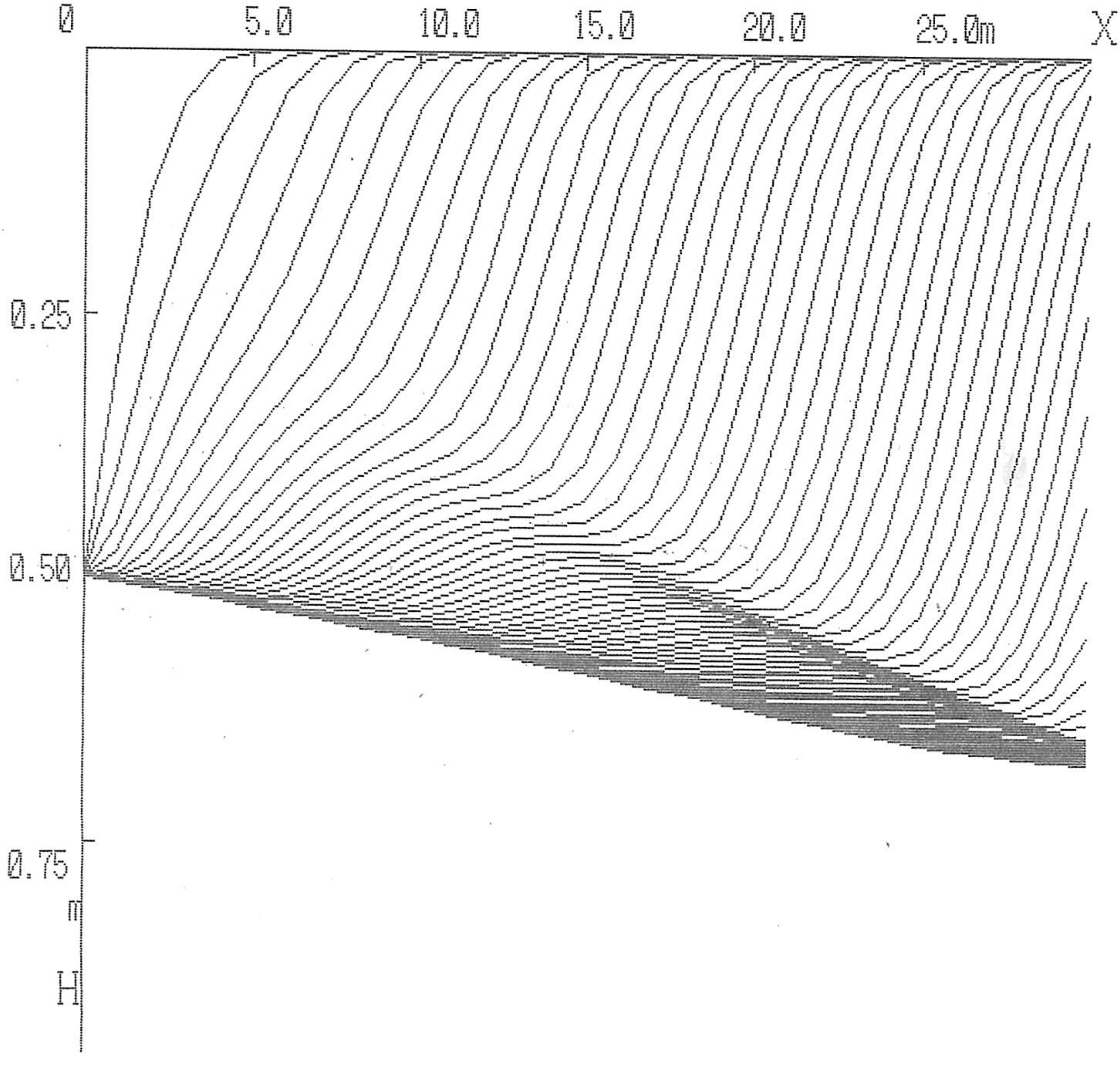


図4－1

DT＝0．01

DX＝1．0

境界条件

H=0.5 V=1.0 V̄=3.3

T＝1Sごと

非定常時のＶ（速度）の計算結果

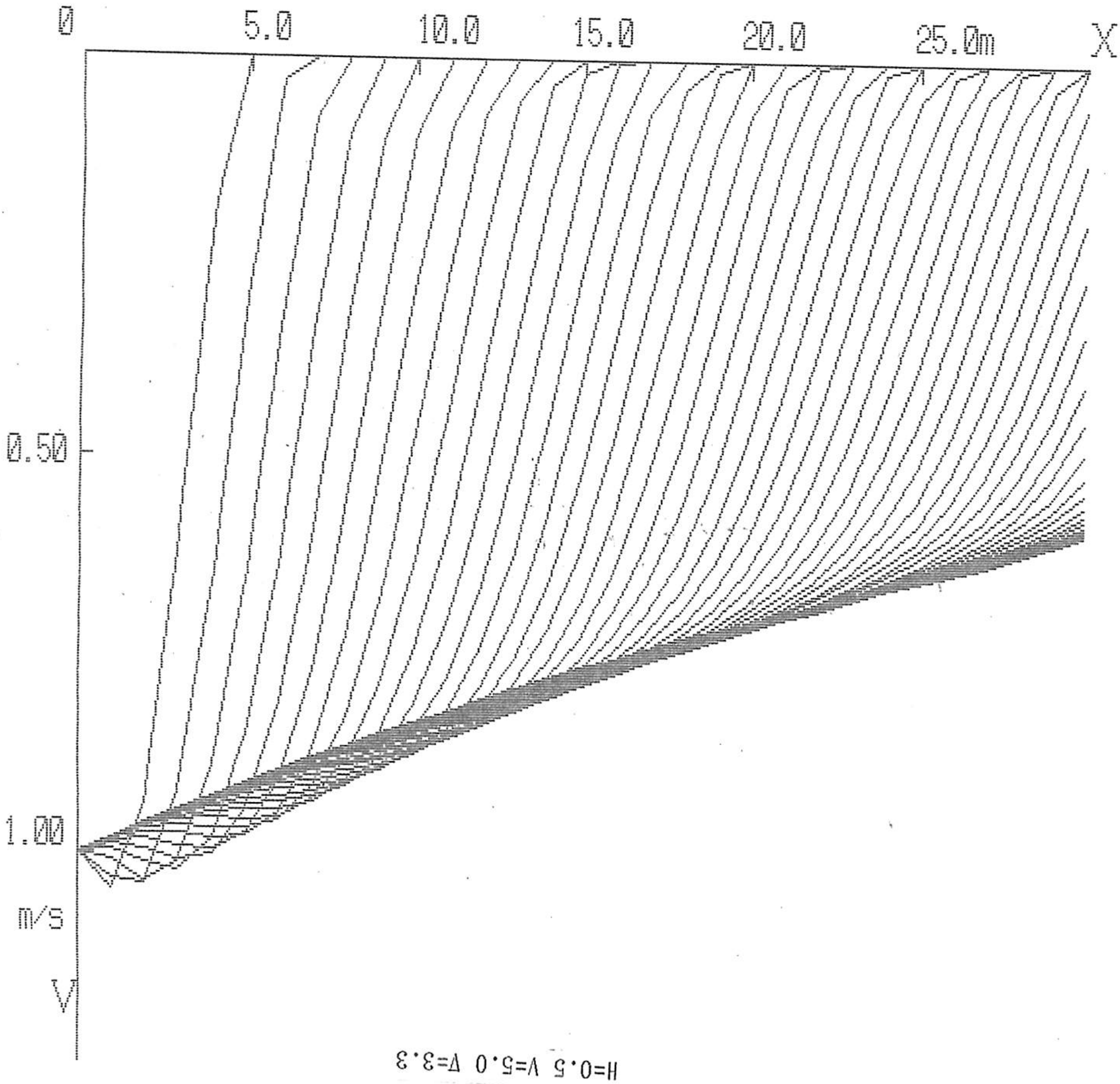


図4－2

ＤＴ＝０．０１ 境界条件
ＤＸ＝１．０ H=0.5 V=1.0 V=3.3 Ｔ＝１Ｓごと

非定常時の∇（温度差）の計算結果

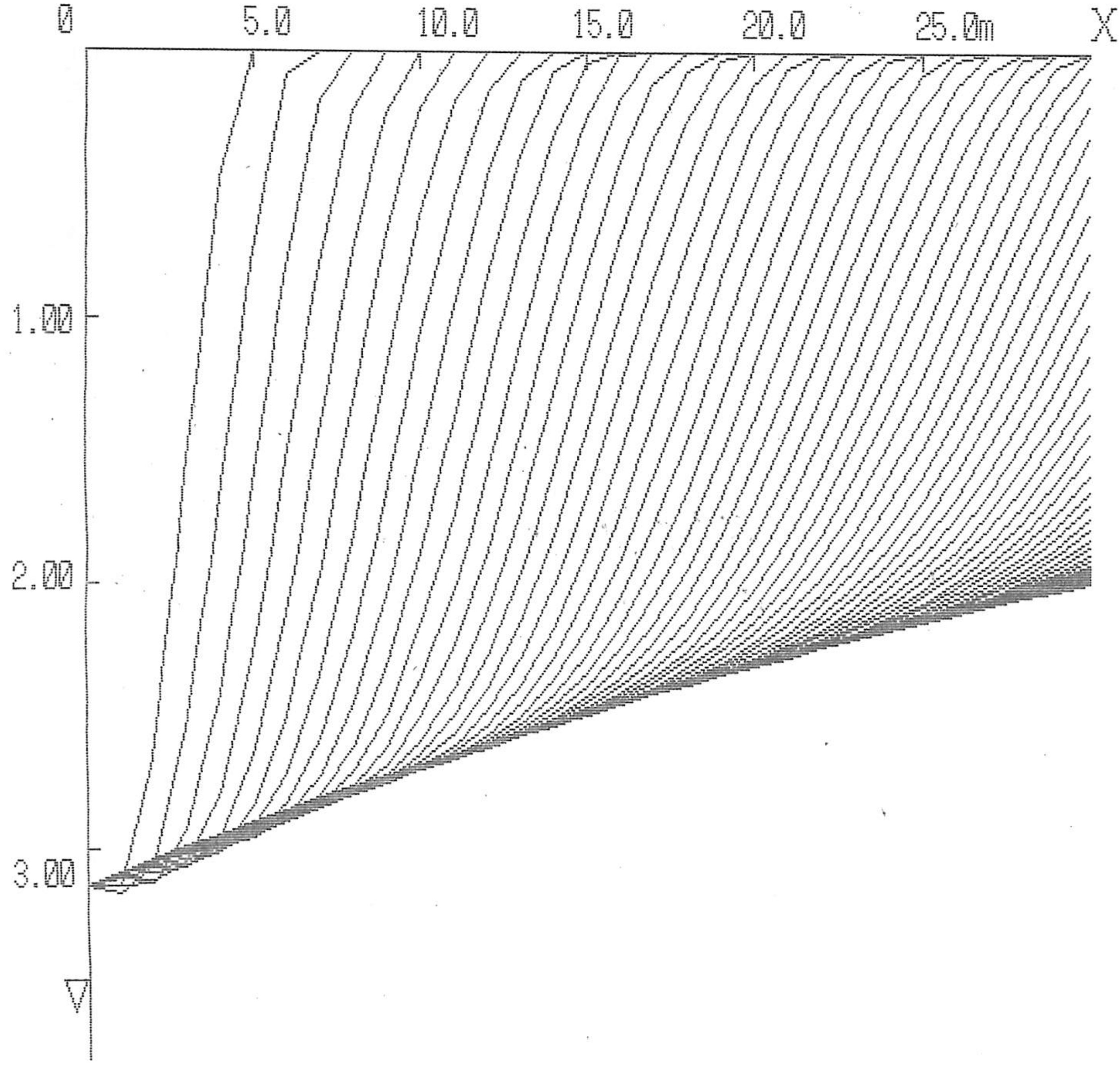


図4－3

DT＝0．01　境界条件

DX＝1．0　H=0.5 V=1.0 ∇=3.3

T＝1Sごと

非定常時のRiの計算結果

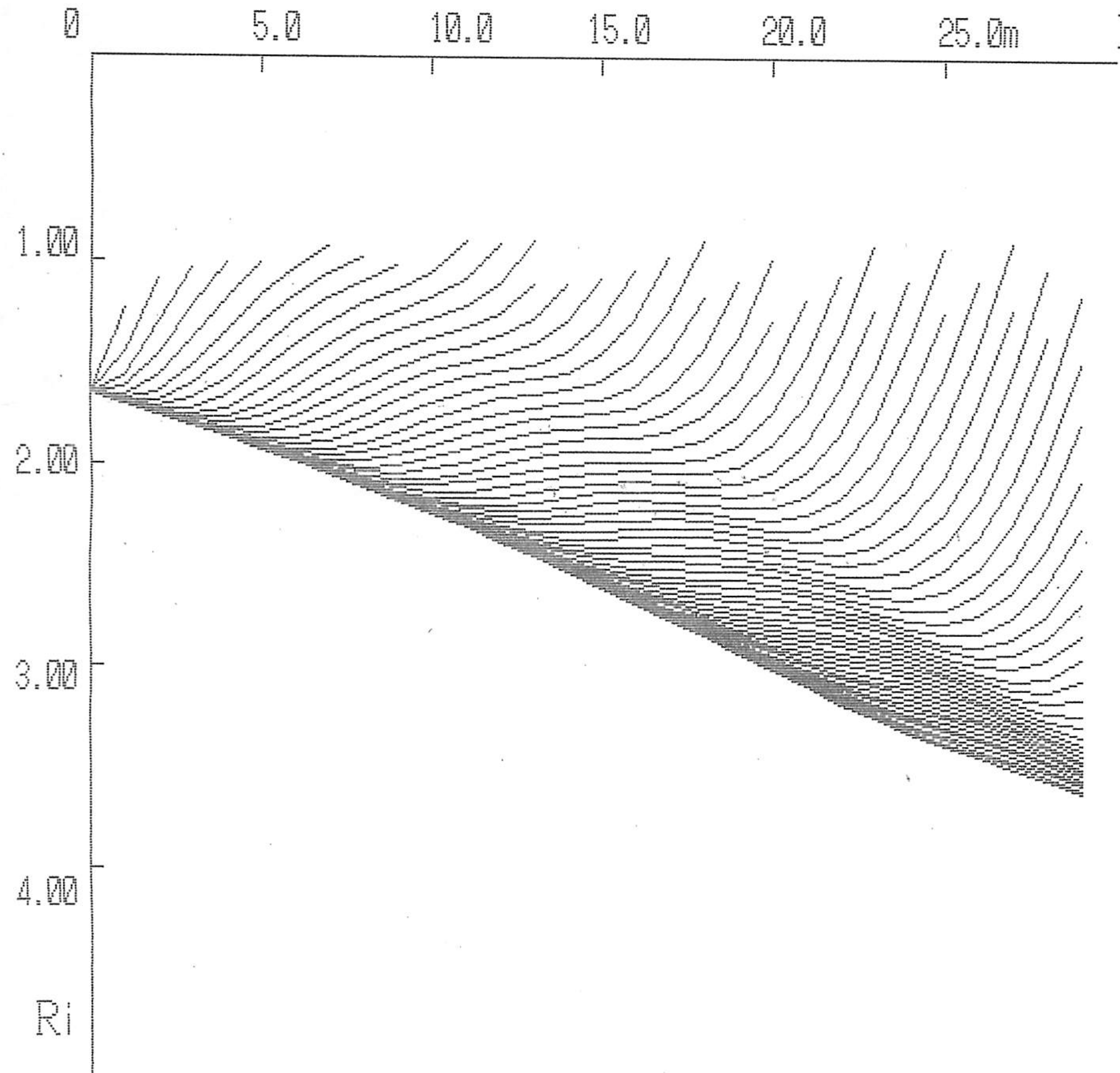


図4－4

DT＝0．01　境界条件

DX＝1．0　H=0.5 V=1.0 V̄=3.3　T＝1Sごと

図4-1. 図4-2. 図4-3. 図4-4. では DT=0.01 DX=1.0 で計算した図であるが、$\frac{DT}{DX}$の値が収束条件を満たすDT.DXならば変化させてもほぼ同じ結果が得られた。DT.DXの変化に伴う5秒後、10秒後、15秒後、20秒後での煙の到達距離を左に示す。

	５秒後	１０秒後	１５秒後	２０秒後
DT=0.01 DX=1.0	９m	１４m	１８m	２２m
DT=0.005 DX=1.0	９m	１４m	１８m	２２m
DT=0.01 DX=0.5	８m	１３m	１７m	２１m
DT=0.01 DX=0.25	７m	１２m	１６m	２０m

ＤＴ，ＤＸと到達距離との関係

また偏微分方程式を後進差分法によって解いているため、末端での境界条件を与えなくてもH.V.Dともほぼ一定値に収束することを図からよみとることができる。この収束値を3章で計算した定常時の値とひく較した場合、ほぼ同様の値に収束したといってよいのではないだろうか！
ただRiについてはVのわずかな差が2乗できいてくるため、定常時と非定常時の収束値の間でやや開きがみられる。

（4−2）境界条件による煙流動の変化

i）速度

他の境界条件を$H=0.5$ $\nabla=3.3$で固定し、Vを1.0，2.0，3.0，4.0，5.0と変化させ伝播の変化をみてみた。

	2秒後	4秒後	6秒後
V=1.0	7m	9m	11m
V=2.0	8m	12m	16m
V=3.0	11m	16m	20m
V=4.0	12m	19m	25m
V=5.0	14m	22m	28m

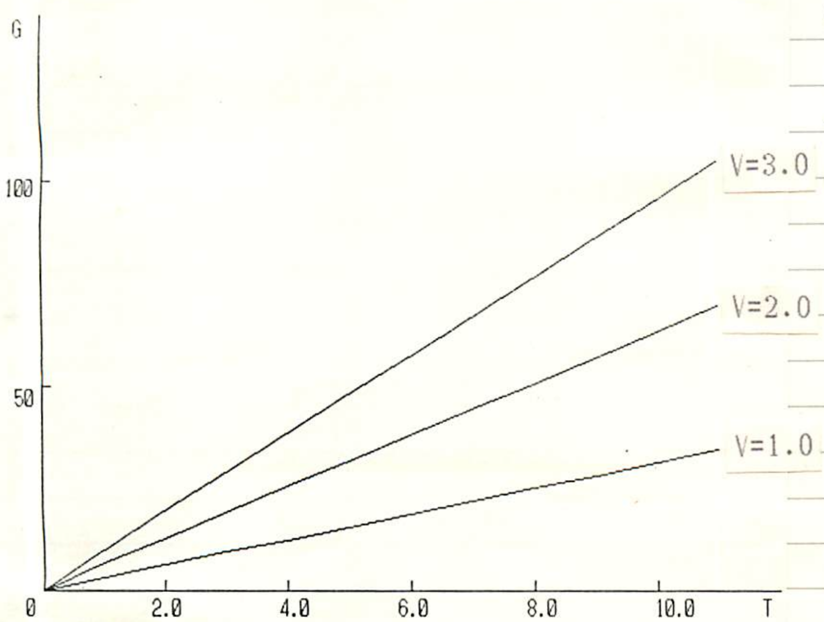
境界条件（速度）と到達距離の関係

左表からわかるように境界条件としてのVを大きくすると伝播速度は速くなる。しかし、伝播する煙層の形が変化していないことは、次頁の図で確認できる。

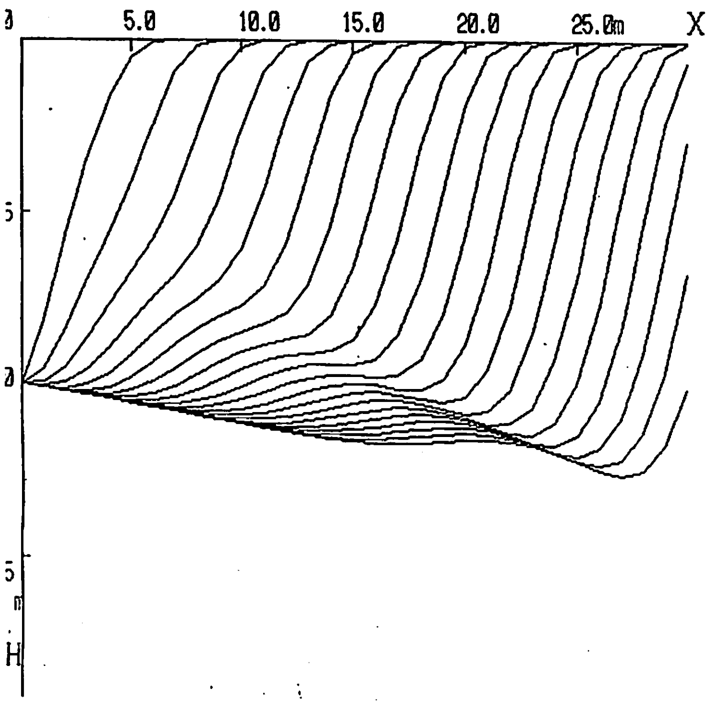
また、Vを1.0→2.0→3.0→……とすることは境界面において煙の流入量も2倍3倍……となっていくことだから

質量 $G=\int_0^{\infty}\int_0^{h} \rho f \, dy \, dx$

が、Vに比例すると予測でき、このことは左図で確かめることができる。

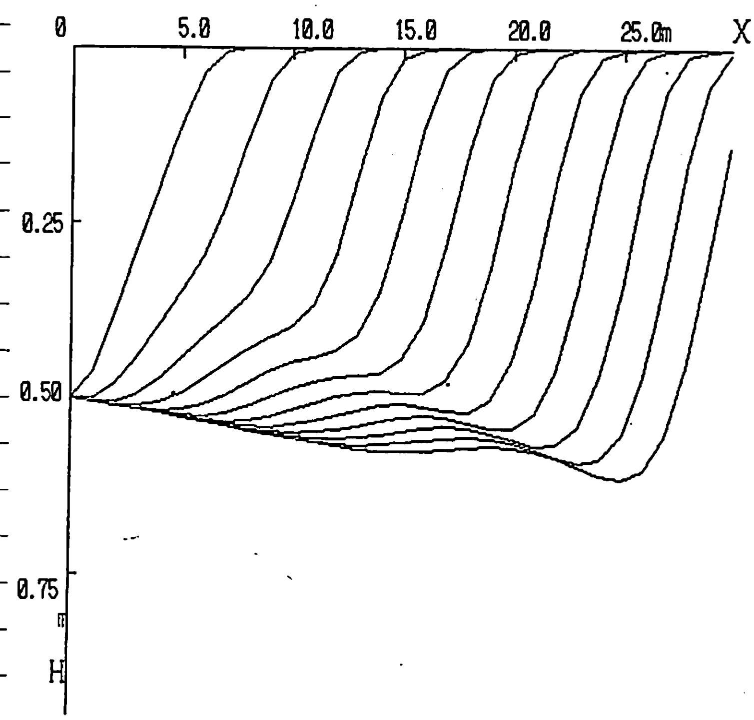


境界条件（速度）による煙流動の変化



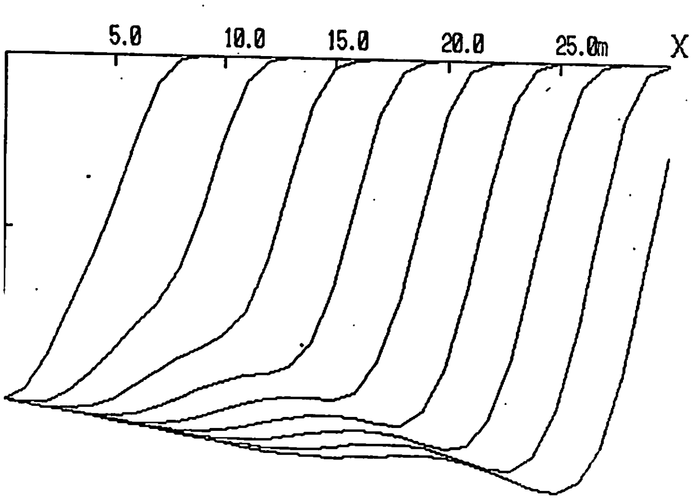
境界条件

H=0.5 V=2.0 V̄=3.3



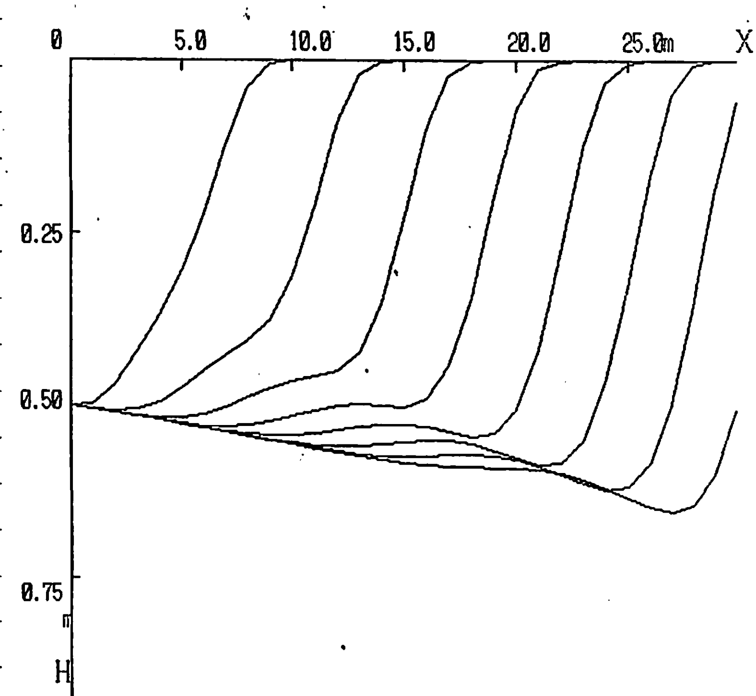
境界条件

H=0.5 V=3.0 V̄=3.3



境界条件

H=0.5 V=4.0 V̄=3.3



境界条件

iii) 温度差

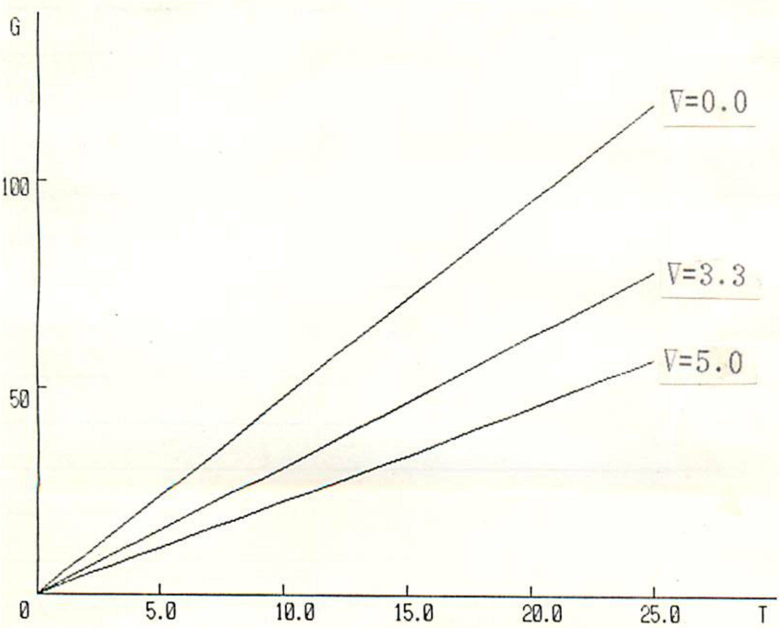
他の境界条件をH=0.5 V=1.0で固定し、∇を変化させてみる。 ∇が大きくなれば浮力が大きくなるため伝幡速度が速くなると予測したが、計算結果ではほとんど変わらない値であった。

	５秒後	１０秒後	１５秒後	２０秒後
∇=0.0	９ｍ	１４ｍ	１８ｍ	２１ｍ
∇=3.3	９ｍ	１４ｍ	１８ｍ	２２ｍ
∇=5.0	１０ｍ	１４ｍ	１８ｍ	２２ｍ
∇=8.0	１０ｍ	１４ｍ	１８ｍ	２２ｍ

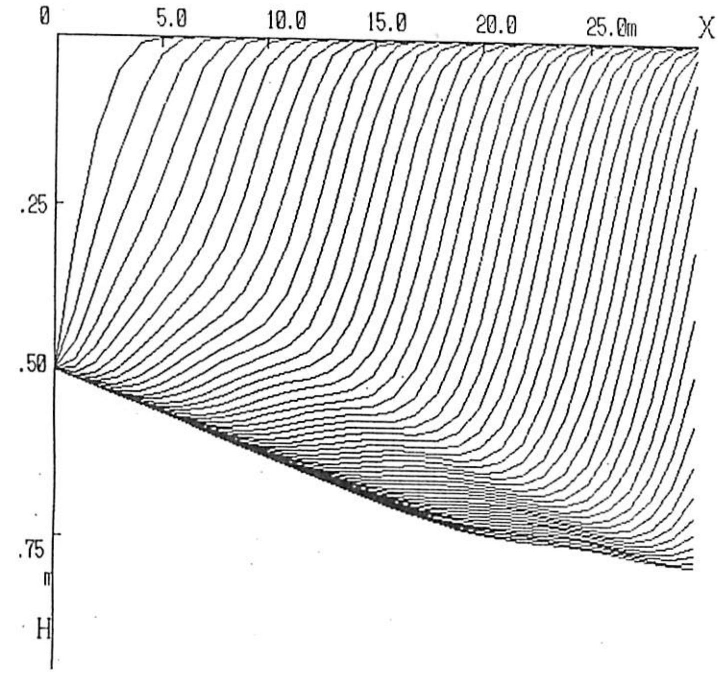
境界条件（温度差）と到達距離の関係

また収束状態を見た場合、∇が大きくなるほど煙層が薄くなっている。

これは、∇が大きいほど浮力が大きいということ、さらに境界条件のH、Vを固定しているため∇が大きいほど境界面からの流入量が少なく、質量力が小さくなる、ということに起因していると考えられる。

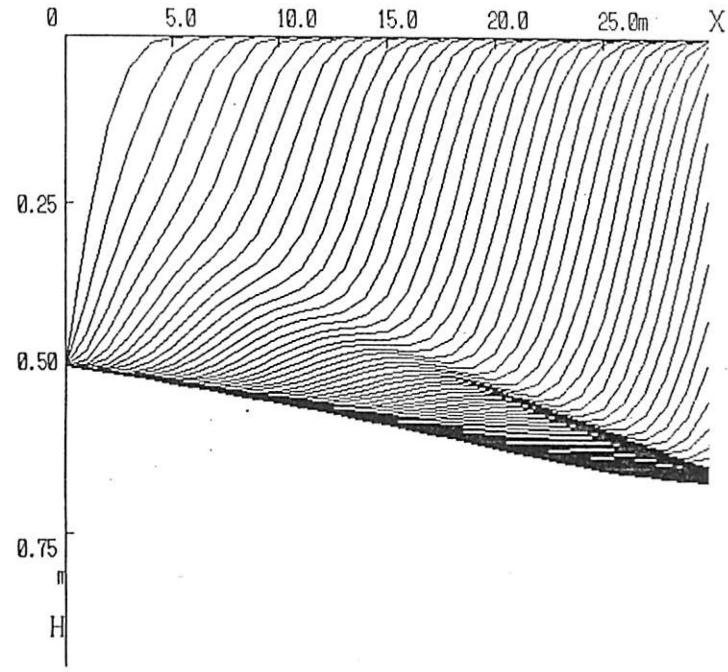


境界条件（温度差）による煙流動の



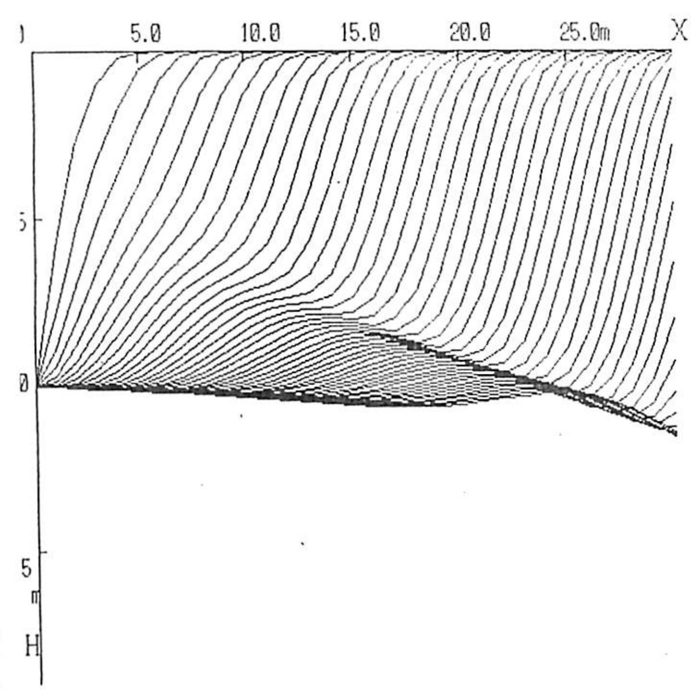
境界条件

H=0.5 V=1.0 ∇=0.0



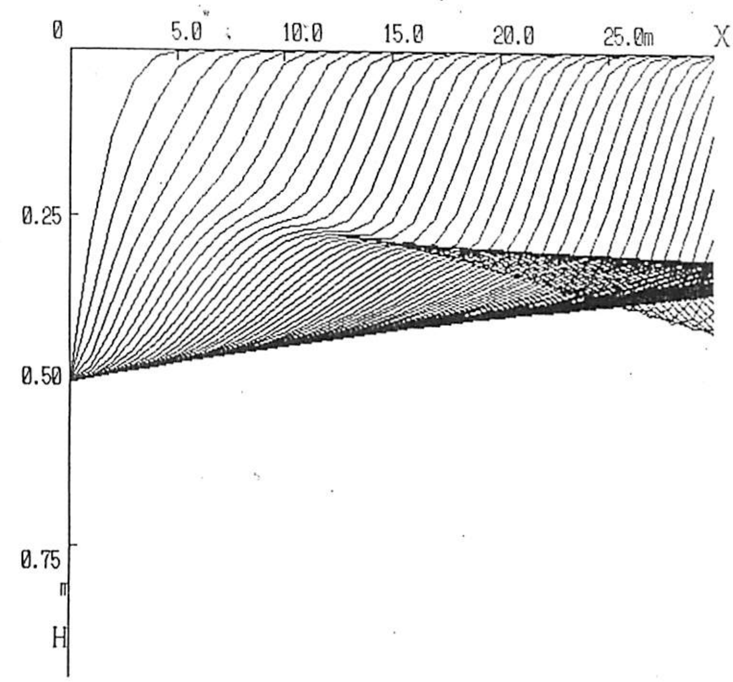
境界条件

H=0.5 V=.0 ∇=3.3



境界条件

H=0.5 V=1.0 ∇=5.0



境界条件

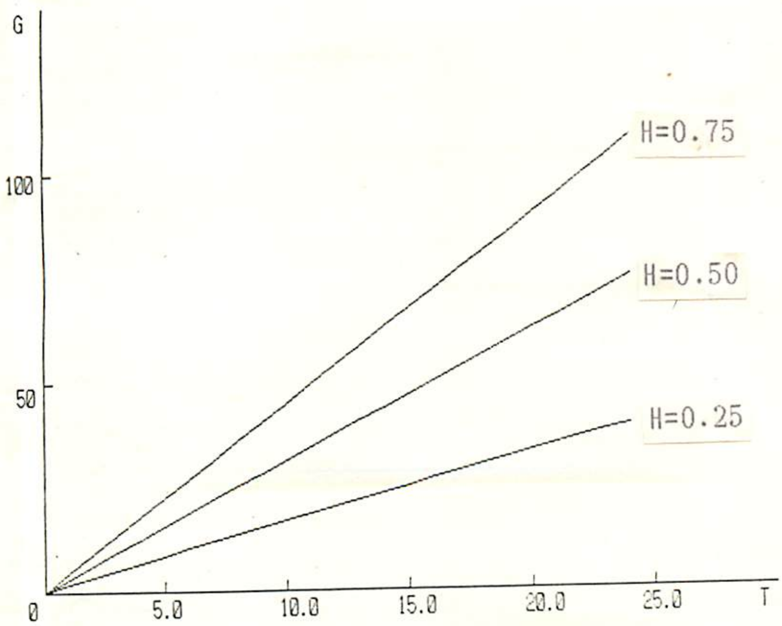
H=0.5 V=1.0 ∇=8.0

iii) 煙層の高さ

他の境界条件を V=1.0 T=3.3 で固定し、Hを0.25, 0.50, 0.75 と変化させる。 伝幡速度に着目してみると、V同様、Hが大きくなるほど 速くなっている。

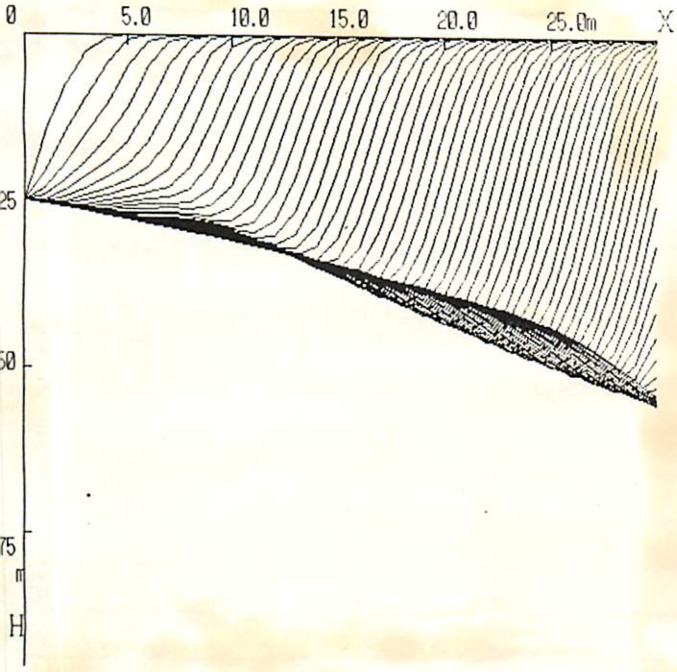
	５秒後	１０秒後	１５秒後	２０秒後
=0.25	８m	１２m	１６m	１８m
=0.50	９m	１４m	１８m	２２m
=0.75	１０m	１５m	２０m	２４m

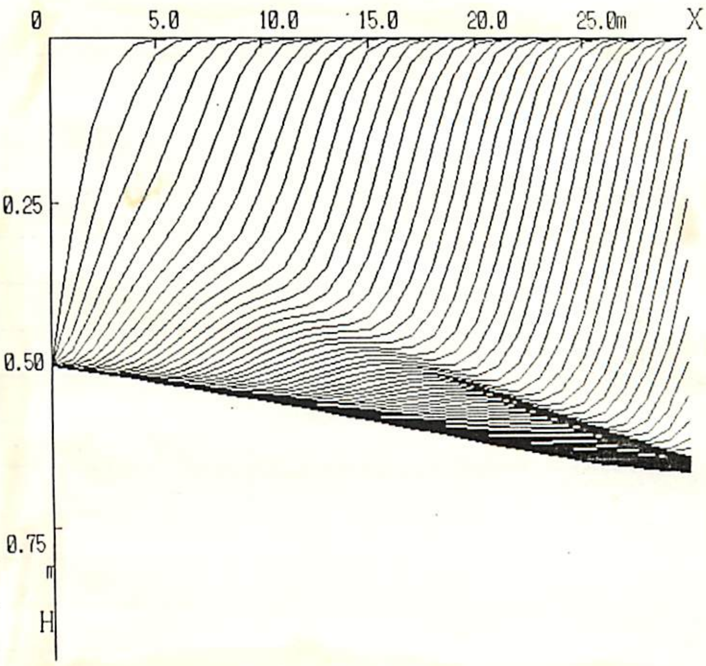
境界条件（煙層の高さ）と到達距離の関係



また H, 0.25→0.50→0.75 とすることによって境界面における煙の流入量も2倍, 3倍となるため質量もそれに比例するはずである。
このことは左図で確認できる。

境界条件（煙層の高さ）による煙流動の変化



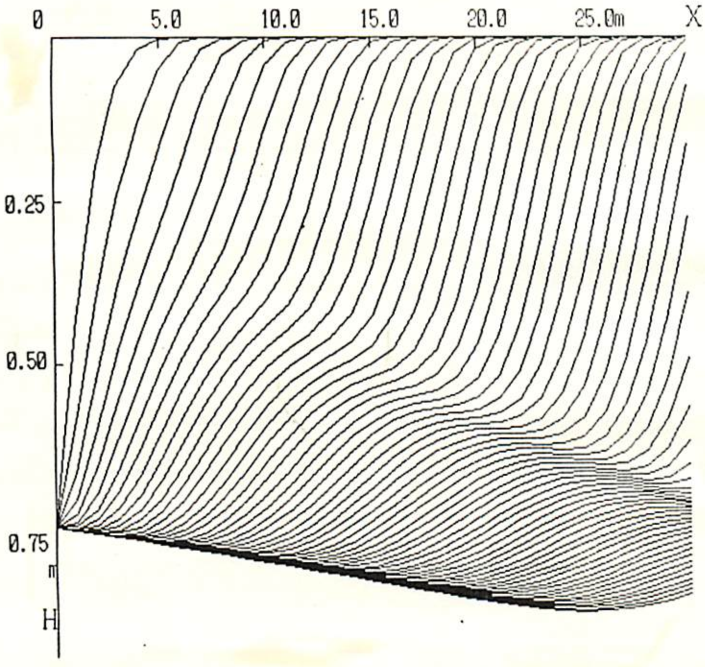


境界条件

H=0.25 V=1.0 ∇=3.3

境界条件

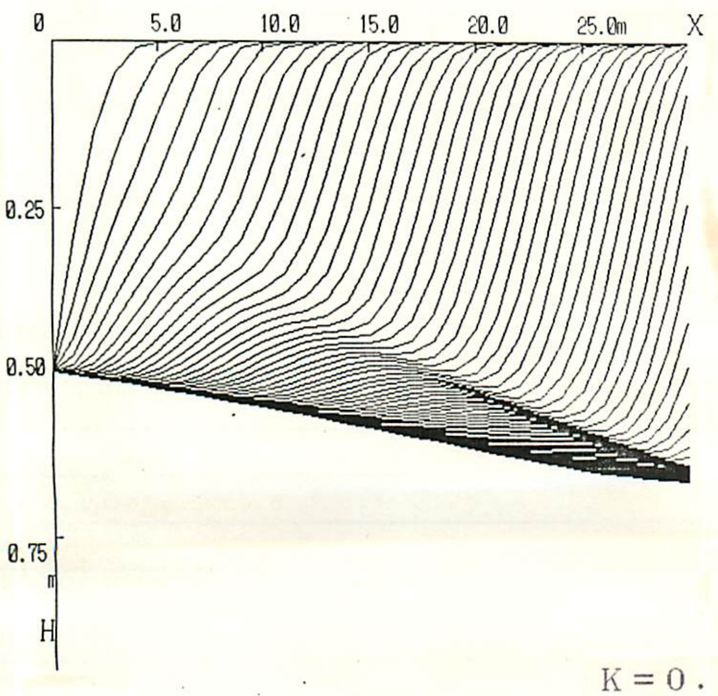
H=0.5 V=1.0 ∇=3.3



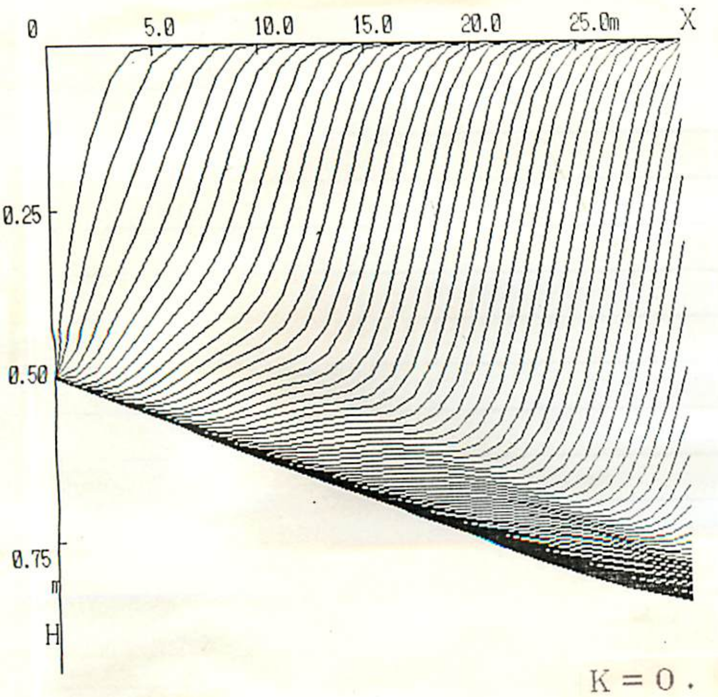
H=0.75 V= 1.0 ∇=3.3

(4-3). K・Fの値による煙流動の変化

Kの値による煙流動の変化



境界条件 H=0.5 V=1.0 ∇=3.3

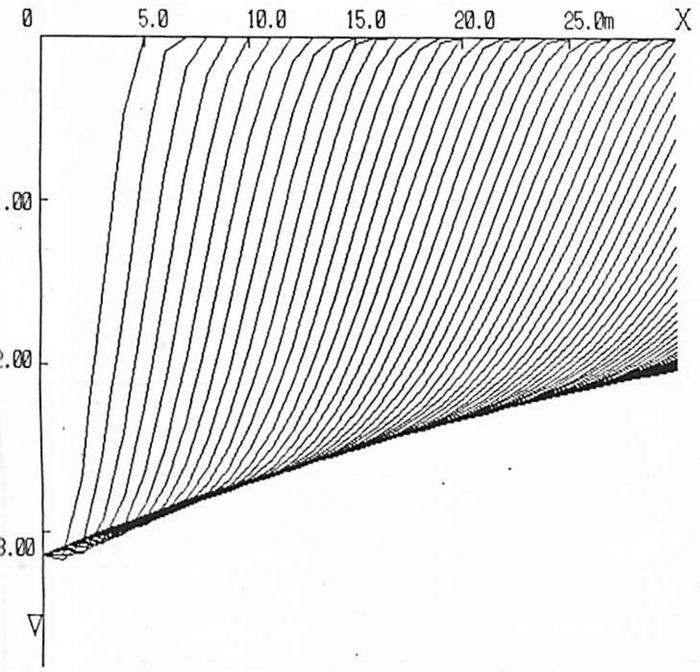


境界条件 H=0.5 V=1.0 ∇=3.3

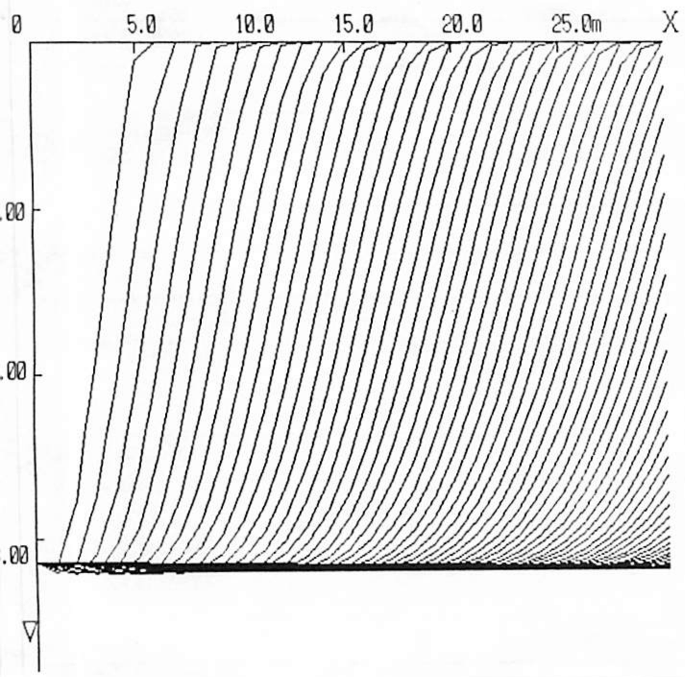
境界条件を H=0.5 V=1.0 ∇=3.3 と固定し. Kを 0, 0.9 と変化させた場合の伝幡状態を比較してみる。
ここで K=0 とは壁面, 空気への熱移動が全くない状態である。
伝幡速度には変化がないが. K=0のほうが煙層が厚くなっている.

また. 温度差 ∇ について着目した場合.
K=0 では 熱移動がないために ∇は一定値に収束し. K=0.9では 壁面 及び 空気へ熱が 逃げていくために

∇がだんだんと減少していくという傾向がある。

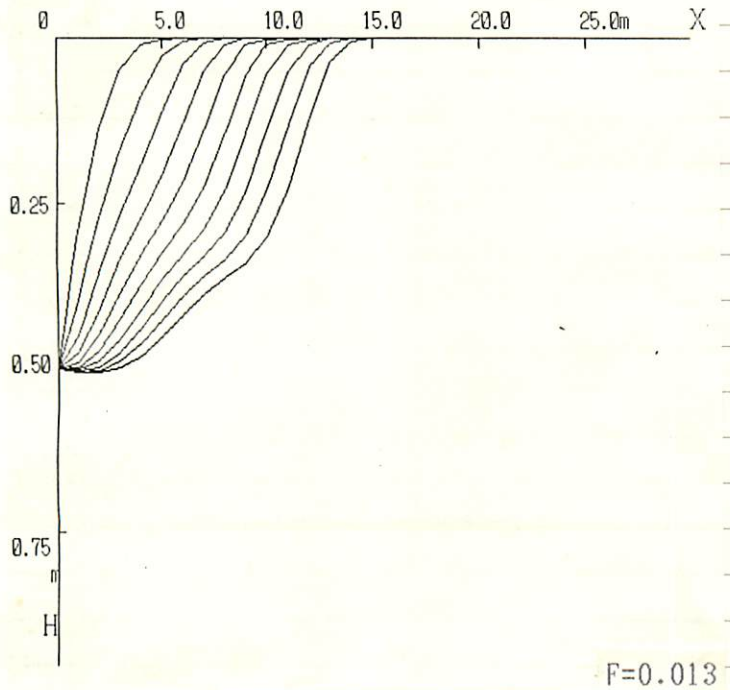


境界条件 H=0.5 V=1.0 ∇=3.3 K=0.9

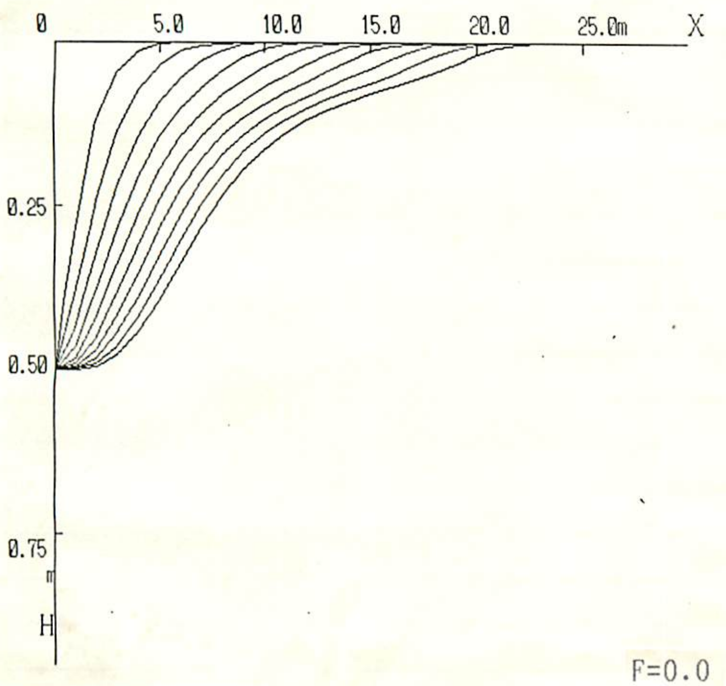


境界条件 H=0.5 V=1.0 ∇=3.3 K=0.0

Fの値による煙流動の変化

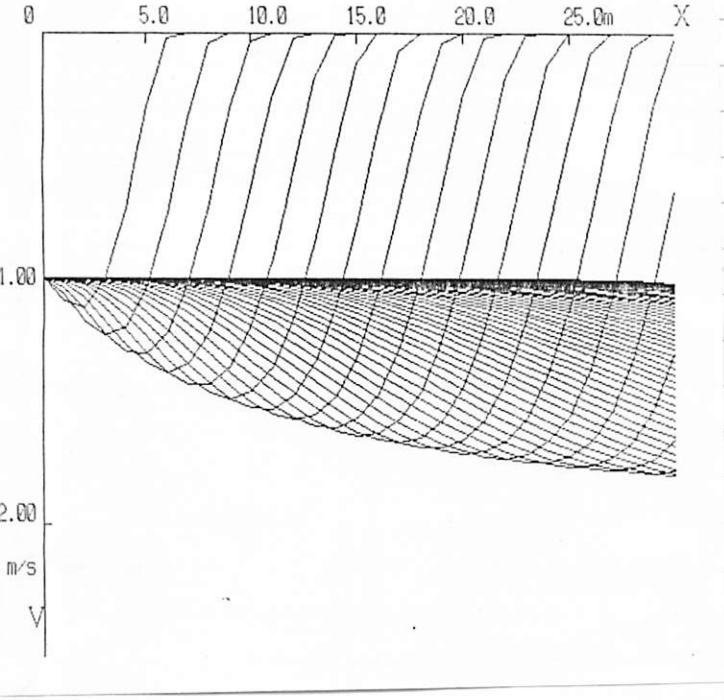


境界条件　H=0.5 V=1.0 ∇=3.3

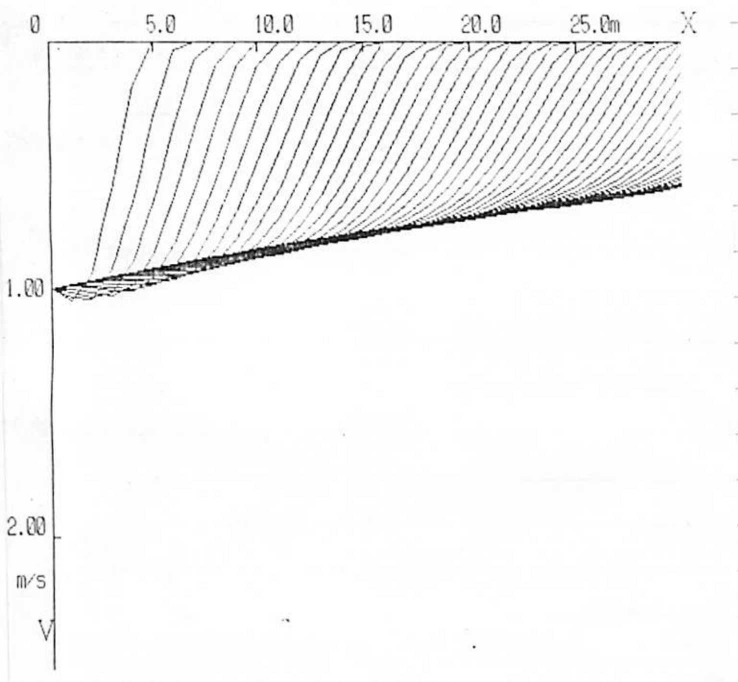


境界条件　H=0.5 V=1.0 ∇=3.3

2章で述べているように
Fは壁面、空気面との
摩擦の大きさを表す
ものである。
ここでは、境界条件を
H=0.5 V=1.0 ∇=3.3と
固定した場合の煙流動
の変化を検討する。
F=0では壁面での
摩擦力が全く働かない
ため、F=0.013に比べて
伝播速度がかなり
速くなっている。また
煙層の形状がF=0では
壁面近くで壁面に沿っ
て細長く引っぱられるよ
うに流れている。このこと
についても摩擦力=0
ということで説明がつく。



境界条件　H=0.5 V=1.0 $\bar{V}$=3.3　F=0.0



境界条件　H=0.5 V=1.0 $\bar{V}$=3.3　F=0.013

さらにVを比較した場合,
左図からわかるように
F=0 では収束状態で
V=1.0 と一定値になり.
F=0.013 では壁面での
摩擦力が働くため
Vがだんだん小さくなって
いく, という結果もうな
ずくことができる。

5章 (考察と今後の展望)

本研究では、基礎式の展開において、近似を行ったり、代表値に変換したりした。
その際、数学的に処理しやすくするため、式変形でいささかの疑問が残る箇所がある。
例えば、(1−1)で導入した連続の式は、
本来ならば、 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho v) = 0$

であるが、代表値に変換可能にするため、
$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ を適用している。
つまり、ここでは煙を非圧縮性気体と考え、
$\rho = const.$ と考えている。

さらに、(4−1)でも述べているように非定常時の計算で、V、Tの発散を防ぐため、数学的一手段として、初期値に $H=0.001$ を与えたことに対する疑問もある。
こういった点については、まだまだ検討すべき余地が残されている。

また、本研究では、水平路に限って解析したが、実際の建物内の煙流動を予測

するためには 斜路についての解析も必要であり、この2つを組み合わせることによって、煙流動の総合的な把握が可能になる。

さらに水平路においても、実際の建物では、防煙垂壁という意図的なものも含めて、垂壁・梁による凸凹も考慮しなければならない。

また、廊下で二方向へ分かれる場合など分岐部についてのアプローチも必要となってくる。今後はこういった部分にも着目していき、実火災時の煙の流れを規定する諸条件を満たした総合的解析手法を確立していきたい。そして、理論値と実験値とを比較することによって、どこまで理論値に妥当性があるのかについて検討を加えていきたい。

（謝辞）

多忙にもかかわらず、いろいろ御指導して下さった
辻本誠 助教授、　計算機のことで適切な
アドバイスをして下さった 河野守 助手に
厚く感謝し、結語としたい。

昭和61年1月20日