

船舶火災の拡大条件と火災伝播の現象解析

(その2) フィールドモデル解析による多区画火災

正員 福地信義* 正員 胡長洪*
正員 大石浩正** 藤井壽裕***

The Threshold Conditions and Characteristic Analysis of the Marine Fire Spread Phenomena
(Part 2) Heat Transfer in Multi-compartments by Field Mathematical Model

by Nobuyoshi Fukuchi, *Member* Changhong Hu, *Member*
Hiromasa Ohishi, *Member* Hisahiro Fujii

Summary

For the preventive design of marine fire, it is necessary to be grasped entirely the fire spread phenomena by an analysis taking thoroughly account of the governing factors and the characteristics of compartment fire. For that reason, the fire spreading phenomena in multi-compartments has to be simulated numerically by considering a distinctive feature of the turbulent diffusion of heat and atmospheric gas.

In this paper, the turbulent heat diffusion field system consisted of the momentum and heat transportation are applied in the two dimensional calculation on multi-linked compartments with openings, while the gas balance equations with oxygen consumption and gas generation are solved by means of zone model. In order to investigate the threshold conditions of fire spread, some numerical simulations of fire accident in the multi-linked compartments were carried out on the variety of thickness of heat insulation.

1. はじめに

火災発生時における火災拡大の防止策を策定するためには、火災伝播の現象把握を十分に行う必要があるが、火災現象では多くの支配要因があって互いに影響し合い、複雑な様相を呈するので、これらの現象特性を踏まえた解析をすることが不可欠である。一般に、船舶居住区のような多区画の火災伝播シミュレーションには瞬時拡散の仮定をとるゾーンモデル¹⁾を用いるが、大規模空間の火災や、火災熱による循環流の発達に伴う対流熱伝達、開口や可燃物の詳細な配置等の影響を考慮することには無理がある。

本研究では、船舶火災の拡大条件と火災伝播現象の理解

のために、多区画構造における火災伝播の様相を、ガスの生成・消費に関してのみ瞬時拡散とし、区画内の乱流熱拡散、壁体間の放射熱伝達および壁体内の熱伝導を考慮した2次元のフィールドモデルにより解析する。これにより、開口のある連結空間における火災初期時の乱流熱拡散現象を調べる。さらに、アルミ合金製などの軽量構造船を対象として、破損孔を生じる連結空間の対流熱伝達状態および防熱構造に応じた隣接区画の発火の成否と熱的状态を調べ、火災拡大の限界条件を明らかにする。

2. 開口による連結空間の乱流熱拡散

火災時の閉鎖空間内では自然対流が支配的な高 Rayleigh 数 ($Ra = Gr \cdot Pr$; ここに Gr は Grashof 数, Pr は Prandtl 数) の場の熱的環境となり、区画内の状態解析では、運動量および熱に関する輸送方程式を解いて状態量を求める必要がある。一般に居住区内空間のようにある程度隙間のある空間では圧力変化は小さいので、火災部を除けば非圧縮性と考えてよく、ここでは Boussinesq 近似を用いる。また、この解析では乱流の微細構造は問題と

* 九州大学大学院工学研究科

** 日立造船

*** 大島造船所

原稿受理 平成 11 年 1 月 11 日

春季講演会において講演 平成 11 年 5 月 12, 13 日

しないために、レイノルズ平均モデルのなかで解の安定性を考え、渦粘性モデルを選択して用いる。

2.1 非等温乱流場の状態方程式

状態量としての流速、圧力、温度はそれぞれ時間平均値 $\bar{u}_i (i=1, 2, 3)$, $\bar{p}$, $\bar{\theta}$ と変動成分 $u'_i (i=1, 2, 3)$, p' , θ' の和で表す。ここでは直交デカルト座標 $x_i (i=1, 2, 3; x_3$ は鉛直方向) をとり、時間を t とする。また、以下に示す諸式はテンソル表示とし、添字については総和規約に従うものとする。

(1) 運動量と熱の輸送方程式

平均流速 $\bar{u}_i$ と平均温度 $\bar{\theta}$ に関する状態方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) + g\beta(\bar{\theta} - \bar{\theta}_0)\delta_{i3} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\theta}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} - \overline{u'_i \theta'} \right) + e_s \quad (3)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 $\kappa = \frac{\nu}{Pr}$ 熱拡散係数、 Pr はプラントル数、 g は重力加速度、 ρ は密度、 β は体膨張係数、 $\bar{\theta}_0$ は場の平均温度、 $\delta_{i,j}$ はクロネッカーのデルタである。さらに、 e_s はせん断流によるエネルギー生産項であり、流動が激しい高温燃焼部付近以外では無視できる。

標準的な渦拡散モデルでは、レイノルズ応力 $\overline{u'_i u'_j}$ と乱流熱流束 $\overline{u'_i \theta'}$ は次式で表される。

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$\overline{u'_i \theta'} = -\kappa_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (5)$$

ここに、 k は乱流エネルギー ($k = \overline{u'_i u'_i} / 2$)、 ν_t は運動量の乱流拡散係数 (渦動粘性係数)、 κ_t は熱の乱流拡散係数である。

(2) 乱流拡散係数

速度場における渦動粘性係数 ν_t は乱流エネルギー k とその散逸率 ε により次式で求められる。ただし、常数 C_μ は実験より 0.09 である²⁾。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

k と ε に関する輸送方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k \bar{u}_j) = D_k + P_k - \varepsilon + G_k \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon \bar{u}_j) = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon + C_{\varepsilon 3} G_k) \quad (8)$$

ただし、

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2,$$

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right), \quad G_k = g\beta \overline{u'_i \theta'} \delta_{i3} \quad (9)$$

ここに、式中の常数は Launder 等²⁾の実験により求められた次の値をとることが多い。

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad (10)$$

さらに、 $C_{\varepsilon 3}$ については、鉛直壁の近傍では $C_{\varepsilon 3} = C_{\varepsilon 1}$ になるが、水平壁の近くでは $C_{\varepsilon 3} = 0$ となることから、Afred-Zebib³⁾, Davidson⁴⁾等に従って、本研究ではその平均値 $C_{\varepsilon 3} = 0.7$ を使用する。

温度場に対しては、 O 方程式モデルを使用して、乱流熱拡散係数 κ_t は以下のように計算する。

$$\kappa_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad (11)$$

ここに、 Pr_t は乱流プラントル数であり、一般には壁乱流に対して 0.9~1.0 の値をとる。

(3) 壁面の境界条件

壁面の付着境界層では粘性底層と対数領域に分けて次の壁法則を用いる。

$$\bar{u}_t = u_\tau y^+ \quad : y^+ < 10$$

$$\bar{u}_t = \frac{u_\tau}{K} \ln(Ey^+) \quad : y^+ \geq 10 \quad (12)$$

ここに、 $\bar{u}_t$ は壁に接線方向の流速、 K はカルマン定数 ($=0.42$)、 $E=9.7$ である。また、 y^+ は壁座標、 u_τ は摩擦速度であり、壁からの距離を y とすると次式で与えられる。

$$y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (13)$$

さらに、 τ_w は壁面からのせん断応力であり次のように表される。

$$\tau_w = \frac{\rho \bar{u}_t C_\mu^{1/4} k^{1/2} K}{\ln(Ey^+)} \quad (y^+ \neq 0) \quad (14)$$

この場合の乱流エネルギーとその散逸率は次のようになる。

$$k = \frac{\tau_w}{\rho C_\mu^{1/2}}, \quad \varepsilon = \frac{k^{3/2} C_\mu^{3/4}}{Ky} \quad (15)$$

壁面における熱的境界条件は温度 Θ_w または熱流束 q_w と与えるものとする。

$$\bar{\theta} = \Theta_w \quad \text{or} \quad -\lambda \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial n} = q_w \quad (16)$$

ここに、 λ は壁体の熱伝導率、 n は壁に垂直方向であり、断熱壁では $q_w = 0$ となる。

2.2 開口による連結した閉鎖空間の対流熱伝達

数値計算は運動量、温度、 k 、 ε に関する輸送方程式を有限体積法で離散化し、SIMPLE 法 (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation)⁵⁾を用いて行う。数値解析法の詳細については文献⁶⁾に述べている。

本節では、火災時の避難では煙の拡散状態が問題となるために、火災初期時における閉鎖空間に存在する開口を通した乱流熱拡散現象の解析を行う。なお、煙の拡散は熱の拡散に準じて起こる⁷⁾ものと考えられる。ここでは、火災初期

時を対象とするために火災拡大に伴う発熱量や酸素の変化および壁体間の放射熱伝達とは考慮せず、火災現象の主な支配要因と状態式を全て考慮した解析は3.にて扱う。

結果の表示には次の時間 t^* 、流速 u_i^* 、温度 θ^* の無次元量を用いる。

$$t^* = t/t_0, u_i^* = \bar{u}_i/U_0, \theta^* = (\bar{\theta} - \theta_B)/(\theta_F - \theta_B) \quad (17)$$

ここに、 $t_0 = H_2/\nu\sqrt{Gr} = \sqrt{H/g\beta}(\theta_F - \theta_B)$, $U_0 = H/t_0$

ただし、 θ_F は熱源の温度であり、 θ_B は基準温度で初期温度を用いる。

解析は Fig. 1 に示すような居住区画を対象とし、開口により連結され、断熱壁で囲まれた2次元閉領域として、Rayleigh 数は乱流状態の $Ra = 1.5 \times 10^{12}$ で計算する。

(1) 水平壁（床、天井）の開口の場合

水平壁に小開口 ($a/L = 0.2$) と大開口 ($a/L = 0.5$) がある2層区画 (Fig. 2(a)参照のこと) において、下層区画の床中央に火源がある場合について計算し、 $t/t_0 = 0.07 \times 10^3$ 時点における流速、温度および渦動粘性係数の分布を Fig. 3 および Fig. 4 に示す。

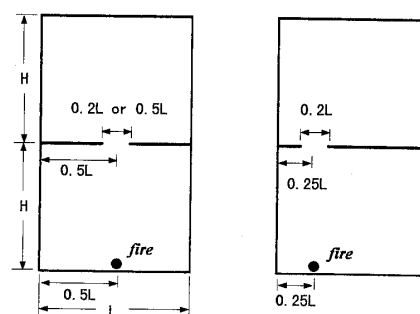
開口が小さい場合には、火源より上昇した気流は天井で分かれて循環流を形成し、さらに上昇流の一部は開口より上部区画へ噴出して弱い循環流となる。この循環流と上部区画の噴出流による移流効果により主に熱伝達が起こることが温度分布より分かる。また、渦動粘性は開口部では分

子粘性の3500倍以上になり、他に渦動粘性が大きい所は循環主流の内側で速度勾配が大きい箇所当たり、(9)式の P_k で表されるせん断流による渦の生産項が渦動粘性に最も関与することが分かる。

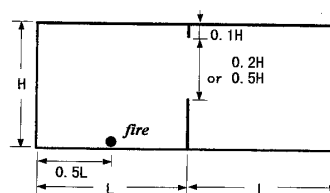
大開口の場合には、上部区画への上昇流量も多く、2区画内を通した対流が発達して、それに伴う熱移流も著しい。発達した循環流は火災プルームを傾け、区画内の温度に均一化の作用をする。また、開口を通じて上下区画を通した循環主流が形成されて、その内側の速度勾配が大きい開口部付近で渦動粘性は大きく、最大は分子粘性の5000倍以上になっている。

小開口 ($a/L = 0.2$) で火源位置が壁寄りの場合について、 $t/t_0 = 0.07 \times 10^3$ 時点における流速、温度および渦動粘性係数の分布を Fig. 5 に示すが、コアンダ効果により火源からの上昇流は壁に沿って流れて、火災区画に壁内面沿いの循環流を形成する。このため、開口部では平行流となって上部区画に摩擦連行による循環流を生じて、温度分布もこの熱移流に依存している。

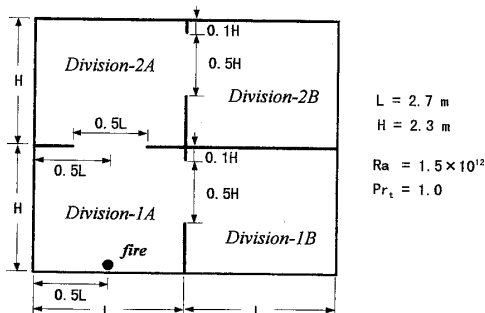
(2) 垂直壁の開口の場合



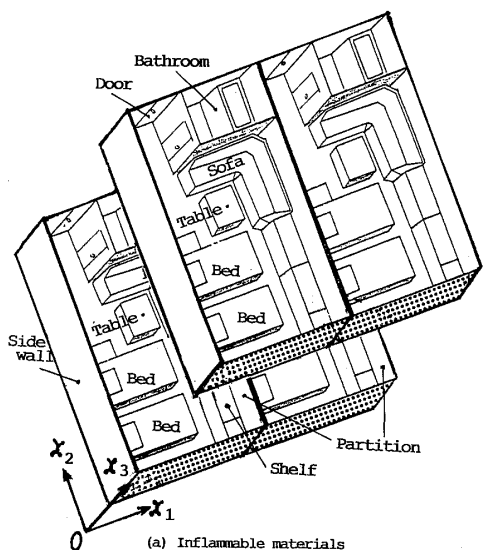
(a) Two-linked compartments in vertical arrangement



(b) Two-linked compartments in horizontal arrangement



(c) Four-linked compartments



(a) Inflammable materials

subdivision	main material	wood equivalent distribution
floor	carpet	3.09 kg/m ²
ceiling	lining (vinyl-cloth)	1.00 kg/m ²
wall	lining (vinyl-cloth)	1.34 kg/m ²
in space	furniture (desk, bed etc)	106 kg

(b) Thermal insulation

specific weight	: $\rho = 180 \text{ kg/m}^3$
specific heat	: $c = 0.84 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
heat conductivity	: $\lambda = 0.060 \text{ W/m} \cdot \text{K}$

Fig. 1 Modeling of four-linked compartments

Fig. 2 Idealized calculation models of multi-linked compartments with openings

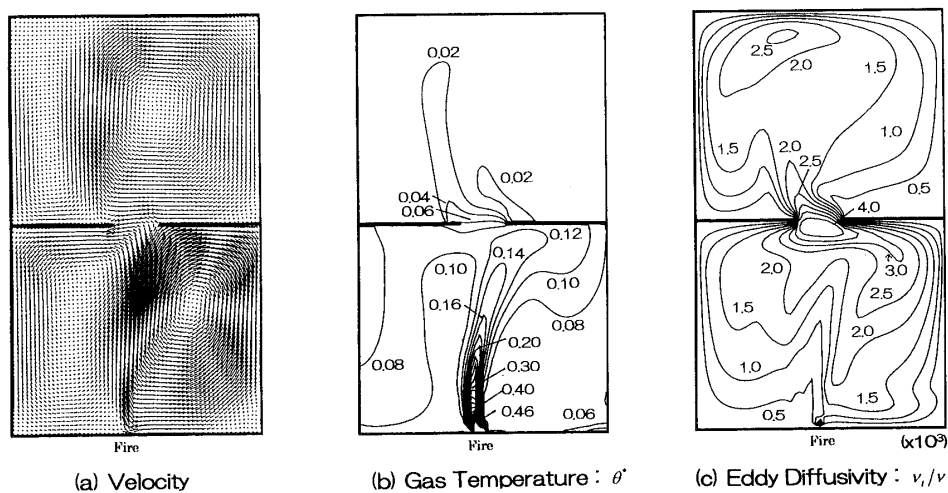


Fig. 3 State variables of vertical linked compartments with a small opening

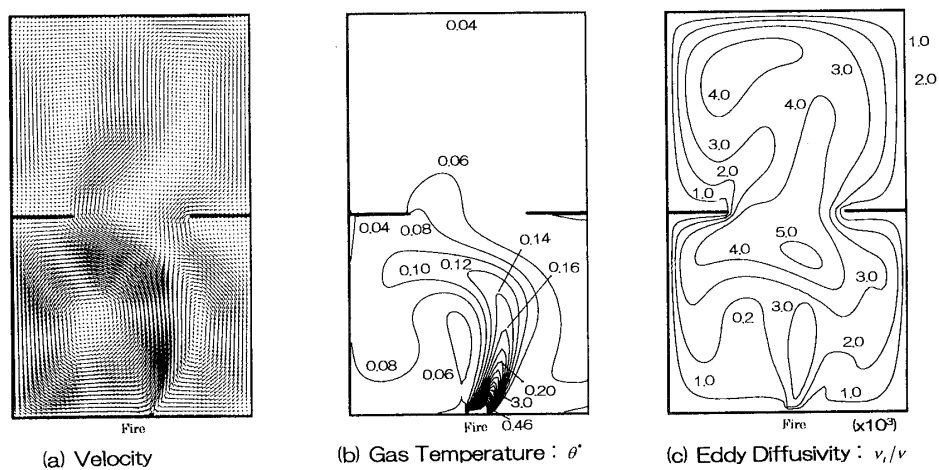


Fig. 4 State variables of vertical linked compartments with a large opening

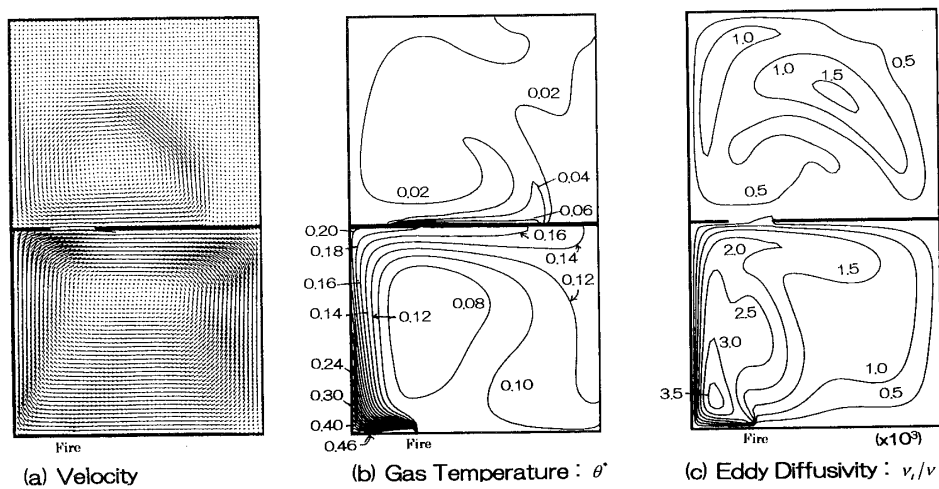


Fig. 5 State variables of vertical linked compartments with a small eccentric opening

Fig. 2(b)に示すように、開口がある2連結区画の片区画に火災発生時において、垂直仕切壁の開口が小さい場合 ($a/H=0.2$) と大きい場合 ($a/H=0.5$) について計算し、 $t/t_0=0.07 \times 10^3$ 時点における気流速、温度および渦動粘性係数の分布を Fig. 6 および Fig. 7 に示す。

開口が小さい場合には、火源より上昇した気流は天井で分かれる循環流を形成し、その一部は開口より隣室へ噴出して上昇流となり、隣接区画を循環して開口下部より火災区画へ戻る対流となる。また、火災区画の循環流が発達し、これに隣接区画からの戻り流が加わって火源からのプルームを傾ける。この循環流による熱移流により主に熱伝達が起っている。

一方、垂直開口が大きい場合には、隣接区画への流れ込み量も多く、2区画に渡る1つの循環流と副循環流を形成しており、火災プルームの傾きも大きくなる。これに伴い熱移流も著しく、小開口の場合に比べて隣接区画の温度上昇が速い。

(3) 2層4区画の場合

階段室と隣接区画を想定した2層4区画において、下層区画の床中央に火災が発生し、火災区画の天井と壁および上部区画の壁に開口がある場合 (Fig. 2(c)参照のこと)

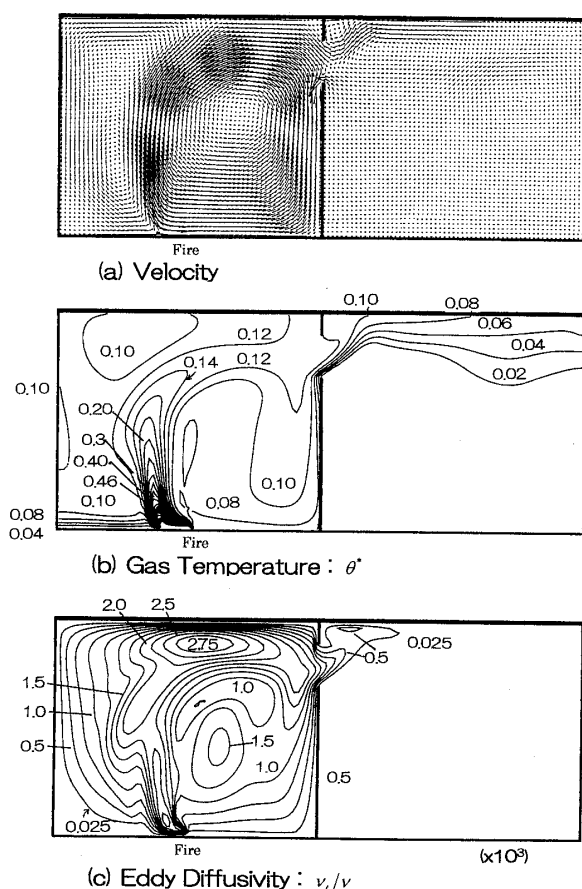


Fig. 6 State variables of horizontal linked compartments with a small opening

について乱流熱拡散の様相を調べ、時間の経過に伴う気流速、温度および渦動粘性係数の分布を Fig. 8, Fig. 9 および Fig. 10 に示す。

火災区画と上部区画 (階段室) の間の対流が大きく発達するため、隣接区画よりも上部区画へ多くの熱移流が起る。しかし時間の経過とともに循環流がさらに発達し、火源からのプルームは横に傾けられて火災区画に壁内面沿いの循環流を形成して、上部区画に摩擦連行による循環流を生じる。なお、火災プルームが循環流により完全に横倒しになるのは、2次元計算のために循環主流と直角方向の流れが考慮されずに、その傾向を強くすることにも原因する。

温度分布はこの熱移流に依存した熱伝達となり、対流が発達しない隣接区画では温度成層が生じる。この循環流と成層の発達のために、このような多区画の火災現象の解析にゾーンモデルを用いるためには、単層モデルと2層モデルを使い分ける必要がある。

渦動粘性係数は火災区画と上部区画 (階段室) において $t/t_0=0.07 \times 10^3$ 時に最大になるが、この時点で最も対流による乱流が発達することを現わしている。その後、循環流の定常化と温度成層化による乱流が弱くなることが渦動粘

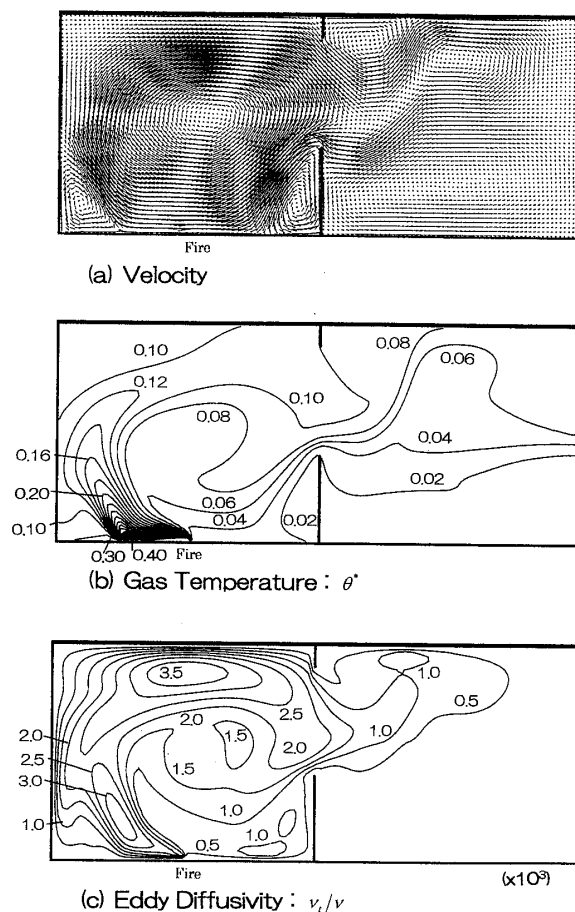


Fig. 7 State variables of horizontal linked compartments with a large opening

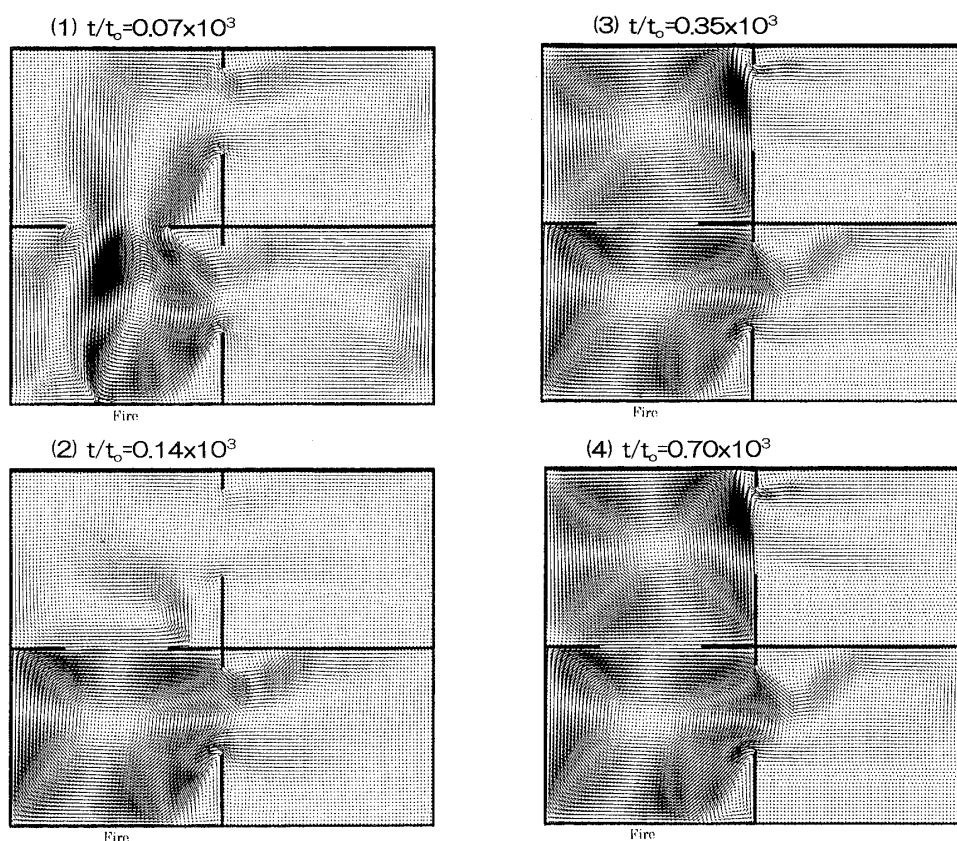


Fig. 8 Variation of flow patterns in four-linked compartments with openings

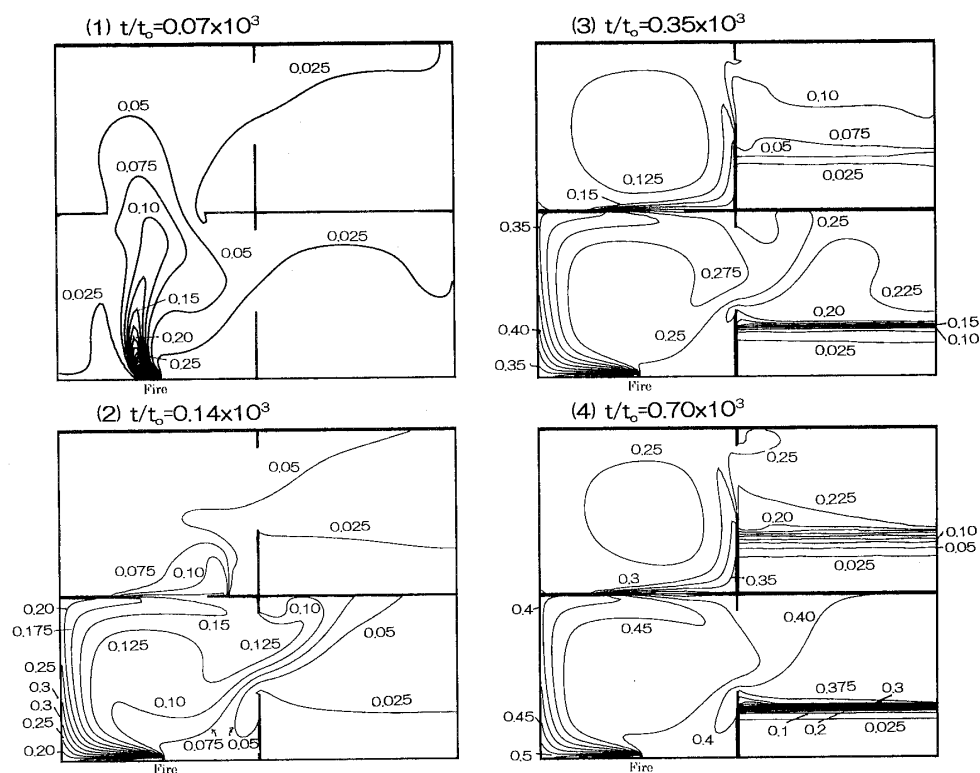


Fig. 9 Variation of isotherms in four-linked compartments with openings

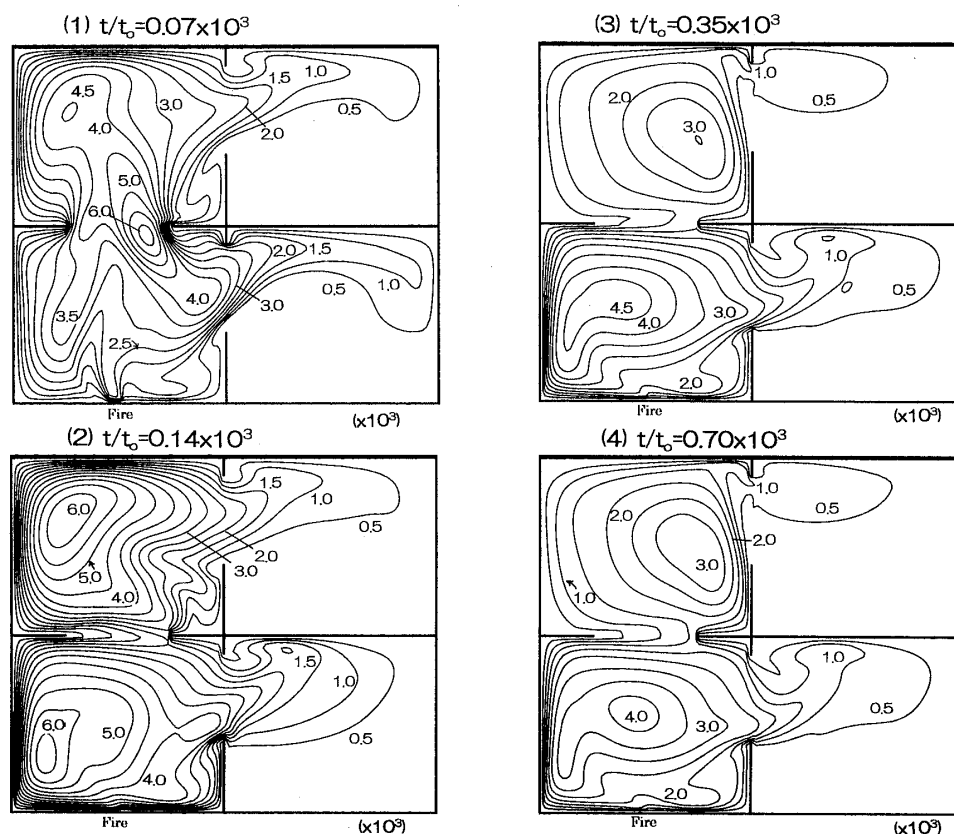


Fig. 10 Variation of eddy diffusivity in four-linked compartments with openings

性係数の変化によりわかる。

3. 破損孔による火災伝播

3.1 区画火災の状態式

可燃物の燃焼速度は周囲の酸素濃度に一次比例するが、それ以上に燃焼物の温度に大きく依存するために、ガス濃度より熱拡散の解析精度を上げる必要がある。また、燃焼の拡大速度に比べてガス拡散速度が極めて早いことも考慮して、酸素や生成ガスの質量変化の計算には瞬時拡散の仮定を用いる。なお、区画内の気流速および熱に関する状態は2.1において述べた方程式により解析する。

(1) 可燃物の燃焼⁹⁾

可燃物の発火と発熱量については第1報¹⁾で述べているのでここでは省略するが、計算では、引火温度 260°C、発火温度 400°Cとし、可燃物を発熱量が等しい等価木材へ換算して、その重量により火災荷重を表している。

可燃物の燃焼を準一次反応と見なすと、見かけの反応速度は次の Arrhenius の式により表現できる。

$$r(t) = M(t)\xi c(t)e^{-Ea/RT(t)} \quad (18)$$

ここに、 $T(t)$ は可燃物の絶対温度 (K)、 $M(t)$ は燃焼量、 Ea は見かけの活性化エネルギーであり、 R はガス定数 (8.313 J/K mol) である。また、 ξ は反応定数、 $c(t)$ は燃焼の際の酸素濃度である。例えば、木材の場合には $\xi =$

0.123(1/sec)、 $Ea = 2.03 \times 10^4$ (J/mol) 程度である。なお、可燃物の単位質量当りの発熱量を h (MJ/Kg) とすると単位時間当たり発生する熱量は $hr(t)$ となる。

(2) ガスの生成と消費

燃焼に伴う酸素の消費、気体の生成、および換気による気体の質量収支により、各種気体の質量に関する状態方程式が得られる。

酸素、窒素および生成気体の質量 ($X = O_2, N_2, CO_2, CO, H_2O$) の時間変化は次式となる。

$$\frac{dm_X^i}{dt} = \sum_j \frac{u_{in}^j}{V^j} m_X^j - \sum_j \frac{u_{out}^j}{V^i} m_X^i + \sum_k L_X r_k \quad (19)$$

ここに、 V^i は i 区画の気積、 V^j は i 区画に隣接する区画 j の気積であり、 u_{in}^j, u_{out}^j は換気によって単位時間あたり j 区画より i 区画に流入、流出する気体の量である。換気流量は隣接区画間の圧力差により決まるが、特に垂直開口については、鉛直方向の温度分布による気体の比重差を考慮して計算する必要がある。さらに、 L_X は可燃物重量当たりの気体 X の発生量であり、酸素の場合は消費のため負値であり、窒素の場合は 0 である⁹⁾。また、 r_k, N は可燃物の燃焼速度と火源の数である。

(3) 壁体の熱伝導と熱放射

各区画間の壁体 (床、天井を含む) 内の熱伝導方程式は次のようになる。

$$c\rho\frac{\partial\theta_w}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda_j\frac{\partial\theta_w}{\partial x_j}\right)+q_c\delta(x_i-x_w)+q_r\delta(x_i-x_w) \quad (20)$$

ここに、 c は壁体の比熱、 ρ は比重量、および λ_j は j 軸方向の熱伝導率であり、 θ_w は壁体の温度である。また、 $\delta(x)$ はDiracのデルタ関数であり、 x_w は壁体表面位置である。 q_c は壁体表面における対流熱伝達量で、 α を対流熱伝達率、 a_i を壁体の面要素とすると、次式により表される。

$$q_c=\alpha a_i(\theta_w|_{x_i=x_w}-\bar{\theta}|_{x_i=x_w}) \quad (21)$$

さらに、 q_r は各壁間の放射熱伝達量(第1報¹⁾の付録参照のこと)である。

3.2 計算モデルと計算条件

解析対象は居住区の一部を2次元化したFig.1に示す2層4船室構造モデルとし、船室の天井、壁面には発熱量 20 MJ/m^2 の内装材および床面にはカーペットがあり、その他の可燃物は図に示す配置とする。計算モデルはFig.2(c)に示す形状で開口が無いものとする。

数値計算は次の条件にて行った。

- 火災荷重および防熱材の物性はFig.1の表に示す値を用いる。
- 初期温度は区画内、壁体とも 20°C とし、火災時には外気温(20°C)は変化しないものとする。なお、火災温度 1200°C と仮定した。
- 船室の換気は種々の隙間からの通気も含め15回/時とする。
- 床、天井を含む壁体はアルミニウム合金製の構造体と防熱材からなるものとし、アルミニウム合金のヤング率が大幅に低下する 200°C を考慮して、その破損温度を 250°C とする。
- 火災発生はFig.2(c)の区画1Aの床面中央部と仮定し、消火作業は行なわれないものとする。

なお、隣室への延焼を問題視するために防熱材の物性値を基準として、防熱材の厚さは次の無次元値 δ を用いる。

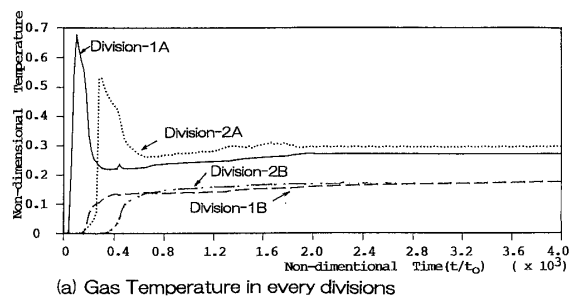
$$\delta=d\sqrt{\xi}/\sqrt{\lambda/c\rho} \quad (22)$$

ここに、 d は防熱材厚さの実寸法であり、 λ, c, ρ は各々防熱材の熱伝導率、比熱および比重量である。また、 ξ は可燃物の反応定数である。

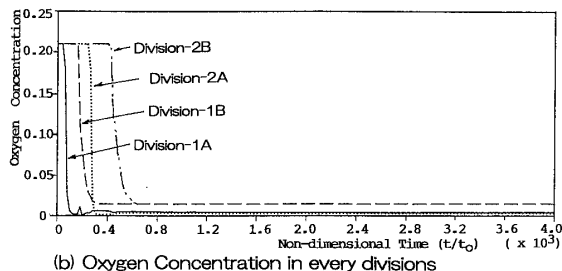
3.3 火災現象と破損孔の生起

区画火災での火災現象および隣接区画への火災伝播の様相を調べるために、防熱構造厚さ $\delta=28$ の場合の2層4船室モデルについて数値計算を行った。

区画内の平均温度と酸素濃度の経時変化をFig.11に示し、Fig.12に防熱構造の破損の時間変化を示す。また、壁体破損後の火災進展に伴う気流速パターンをFig.13に示し、火災初期から最盛期に至るまでの区画内ガス温度の等高線をFig.14に示す。これらの結果と計算データより、火災拡大の様子は以下のである。



(a) Gas Temperature in every divisions



(b) Oxygen Concentration in every divisions

Fig.11 Variations of gas temperature and oxygen concentration in four-linked compartments

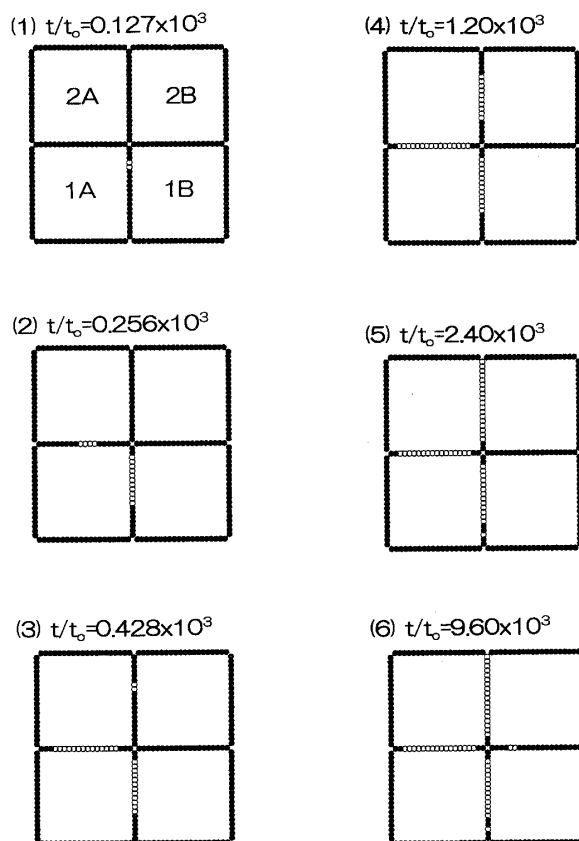


Fig.12 A rupture history of partitions of four-linked compartments initiated from Division-1A (Insulation: $\delta=28$)

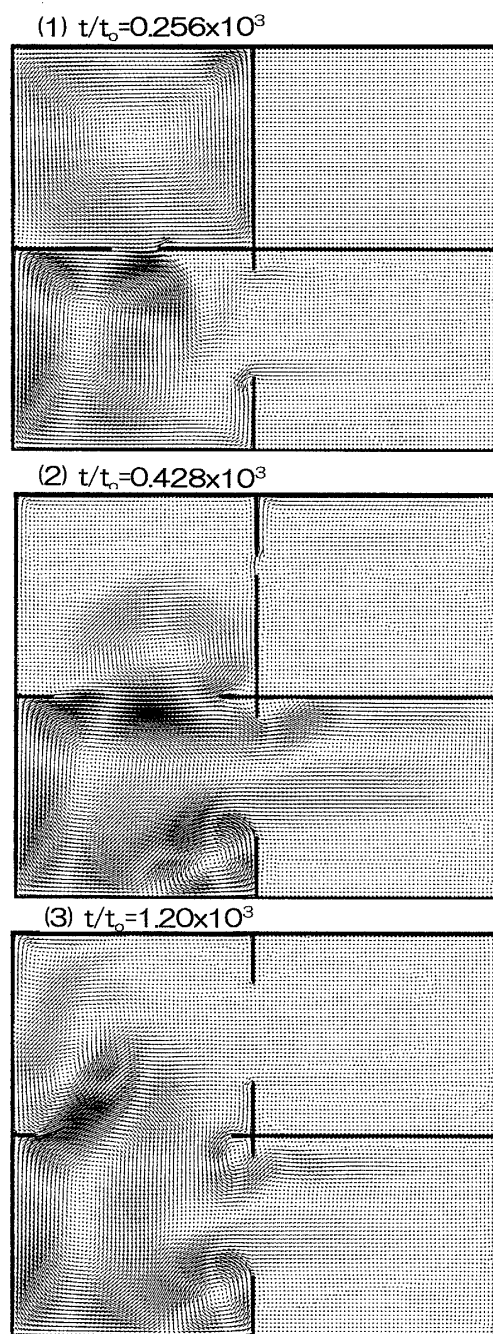


Fig. 13 Variation of flow patterns in four-linked compartments

(1) 火災伝播の推移

火災室は、出火より $t/t_0=0.068 \times 10^3$ 時点において可燃物のほとんどが発火して、区画内の空気温度が急激に上昇する。燃焼が激しくなるのと同時に酸素濃度も減少して燃焼が抑制されて区画内温度が低下し、それ以降は供給酸素の見合った燃焼により温度が均衡する酸素支配型の燃焼となる。

隣接区画 1 B と 2 B は火災区画からの熱が壁体を通して伝わるため、徐々に温度が上昇する。 $t/t_0=0.127 \times 10^3$ で区画 1 B との仕切壁上部が破損するが、破損孔による熱移

入が少ないことと対流に伴う区画 1 A への酸素の流出により、急激な燃焼は起こらない。さらに区画 2 A では、 $t/t_0=0.256 \times 10^3$ で床面が破損し、熱流入により区画内の壁内装材が発火し、一気に可燃物が燃焼して昇温すると同時に酸素濃度が減少するため、それ以降は酸素支配型の燃焼へ移行する。区画 2 B は、 $t/t_0=0.428 \times 10^3$ で区画 2 A との仕切壁が破損して、延焼し始め、少ない熱移入と区画 2 A への酸素流出によりあまり昇温せず、区画 1 B と同じような火災状態となる。

これらの現象より、水平方向より対流熱伝達が多い上下方向の構造体破損の生起により区画温度を急激に上昇させて火災伝播の起こる可能性が高く、この場合にはフラッシュオーバー状態が過ぎると酸素濃度の低下と供給酸素に見合う均衡した燃焼が続く。

(2) 温度分布と火災の様相

火災区画 1 A では火災発生直後に火炎プルームにより天井面が発火し、次第に壁面全体の可燃物が発火すると、区画内全体に激しい対流と熱伝達が起きる。その後、上部に高い温度層が形成され、時間とともに高温層の界面が低下し、それより低部に急な温度勾配域が生じている。その間、隣接区画 2 A と 1 B では仕切の構造体より熱が徐々に伝わり、その後 (Fig. 14(2) 参照のこと) 仕切壁の破損に伴い区画 1 B に破損孔からの熱流入が起こる。

Fig. 14(3) では区画 2 A の床面の破損孔を通して下区画からの上昇流による熱移入により高温層を形成するが、一方区画 1 A では熱流出のために温度が低下したような均衡温度状態となっているのがわかる。

区画 1 B では、天井付近に高温層が形成されるが、時間の経過とともに層界面が低下し、下部を除いてほぼ一般的な均衡温度の層を形成する。一方、区画 2 B では区画 2 A との仕切壁の破損孔 (Fig. 14(4) 参照のこと) により区画 1 B と同じような温度層を形成するのがわかる。

3.4 火災拡大の可能性

防熱構造の厚さを変化させた場合について数値シミュレーションを行い、隣接区画に火災が伝播する時間を算出して、火災拡大の可能性を調べる。なお、計算条件は 3.2 の場合と同じである。

防熱構造厚さ $\delta=14, 42, 69$ について、区画内ガスの平均温度の時間変化を Fig. 15 に示す。また、防熱構造の破損の進展状況を比較して Fig. 16 に示すが、防熱構造厚 $\delta=69$ では $t/t_0=4.15 \times 10^3$ までは破損が起こらず、この図では省いている。さらに、各区画の防熱構造の厚さに対する破損時間は Fig. 17 のようになる。これらの結果に計算上の知見を加えて判断すると、次のことがわかる。

厚さ $\delta=14$ の防熱構造では $t/t_0=0.077 \times 10^3, 0.088 \times 10^3, 0.128 \times 10^3$ の各時点で 1 A-1 B 間の壁体、1 A の天井、2 A-2 B 間の壁体がそれぞれ破損し、その後直ぐに全区画に火災が拡大している。また、厚さ $\delta=42$ の防熱構

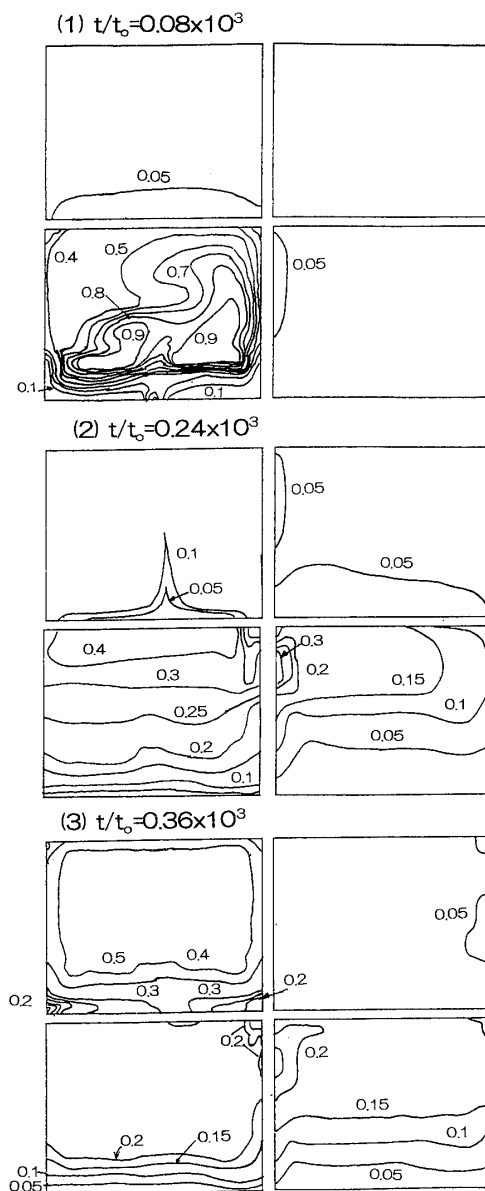


Fig. 14(I) Variation of isotherm in four-linked compartments (Insulation: $\delta=28$) (To be continued)

造では $t/t_0=0.68 \times 10^3$, 0.89×10^3 でそれぞれ 1 A-1 B 間の壁体, 1 A の天井に破損が起きる。さらに, $\delta=69$ のときは, 破損が起きるのは $t/t_0=4.15 \times 10^3$ で 1 A-1 B 間の壁体 1 箇所だけであり, 区画 2 A, 2 B には延焼は起きない。

計算では, 防熱構造に極めて短時間で破損が起きる防熱材厚さは, 上部区画 2 A と隣接区画 1 B 共に $\delta=42$ 以下であり, $\delta=55$ 以上になると長時間破損せず, 火災拡大の可能性もかなり低くなる。

区画火災では, 一般に完全な酸素支配型の燃焼になっているため, 可燃物が増えても単位時間内に燃焼できる可燃物の量は酸素供給量で決ること¹⁾, および火災荷重の抑制には備品・造作材料を不燃化することも考えられるが, 機

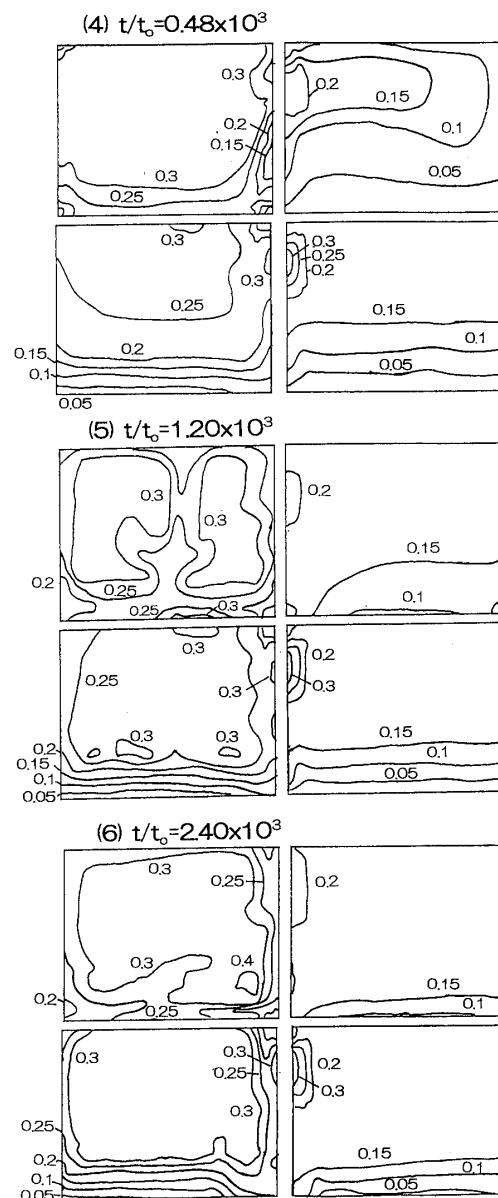


Fig. 14(II) Variation of isotherm in four-linked compartments (Insulation: $\delta=28$)

能や感性の面から限度があるために, 火災拡大の防止や避難時間の確保には, 防熱構造厚さを増すことが効果があると考えられる。

4. 結 言

多区画構造における火災伝播現象を把握するために, 高 Rayleigh 数の乱流熱拡散解析に基づくフィールドモデルにより数値計算を行い, 開口・破損孔がある連結空間の対流熱伝達の様相および防熱構造厚さに応じた隣接区画の発火の成否と熱的状态を調べた。

これにより, 次の事が明らかになった。

- 1) 火災区画では, 時間の経過とともに対流が活発化して上部に高温層を形成し, しだいに層界面が降下する。

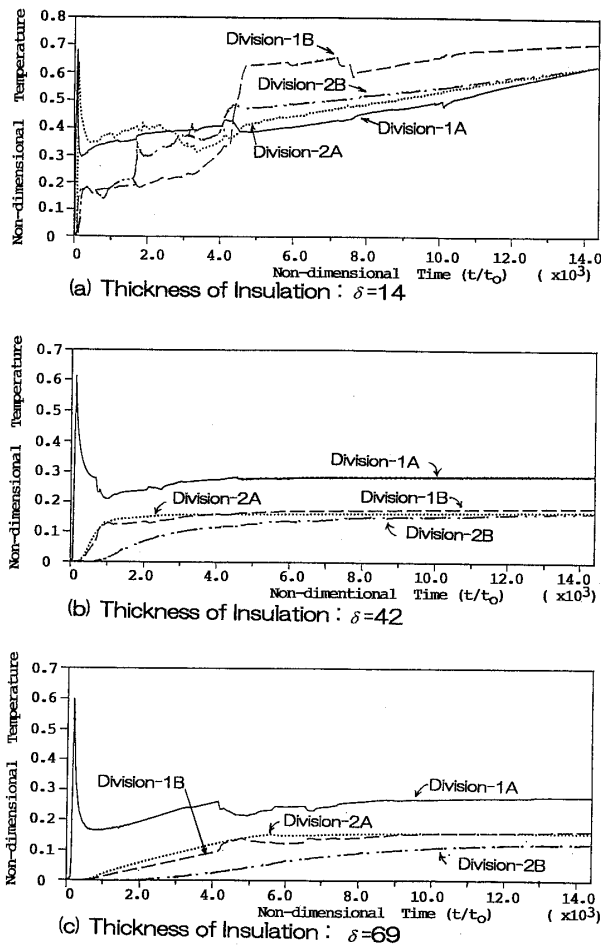


Fig. 15 Variation of gas temperature in four-linked compartments for different thickness of insulation

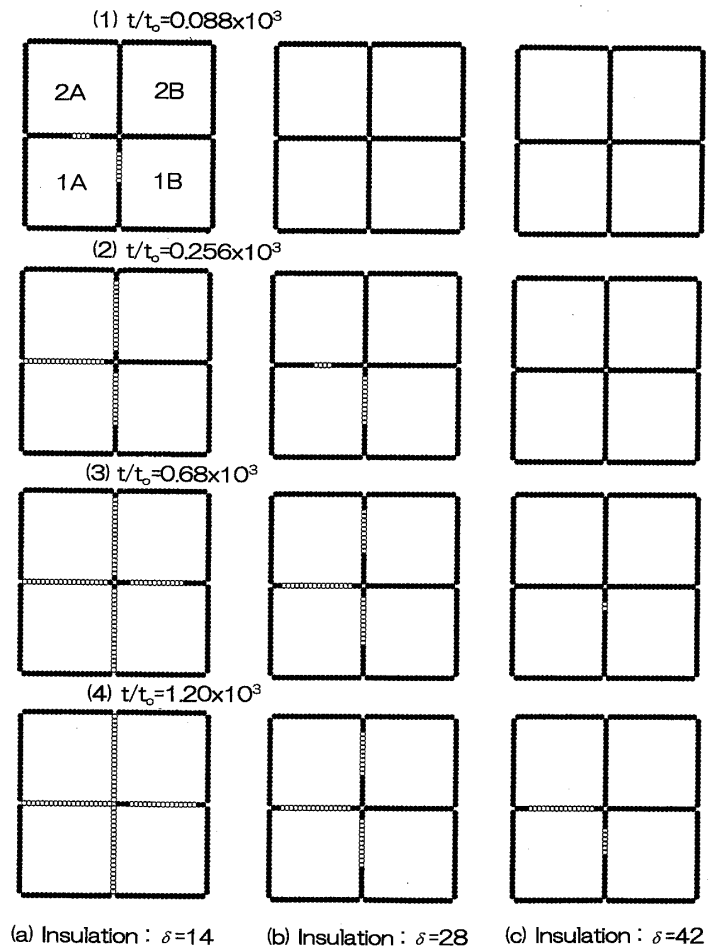


Fig. 16 Three rupture histories of partitions of four-linked compartments for different thickness of insulation

- 2) 上下方向の構造体破損の生起は、上部に激しい熱流入を起し、上部区画の温度が急激に上昇して火災伝播の可能性が高い。この場合にはフラッシュオーバー後に供給酸素に見合う均衡した燃焼が続く。
- 3) 水平方向の構造体破損では、破損孔による熱移入が少ないことおよび対流に伴う酸素の流出により急激な燃焼は起らない。破損後、次第に天井付近に高温層が形成され、さらに下部を除いてほぼ一様な均衡温度の層を形成する。
- 4) 区画火災は一般に酸素支配型の燃焼であるため、火災拡大の防止や避難時間の確保には、火災荷重の抑制による効果は期待できず、防熱構造厚さを増すことが効果がある。

参考文献

- 1) 福地信義, 古藤茂; 船舶火災の拡大条件と火災伝播の現象解析 (その1) 破損孔を生じる場合の火災伝播, 日本造船学会論文集, 第174号 (1993), pp. 833-842
- 2) W. P. Jones and B. E. Launder; The Prediction

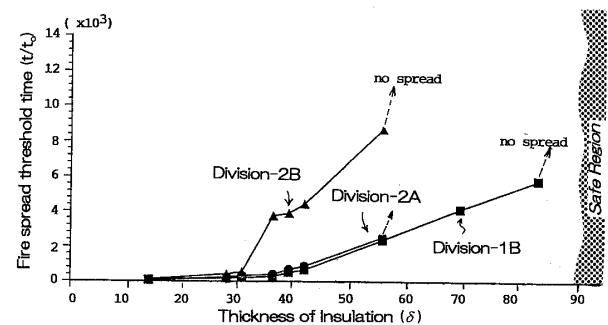


Fig. 17 Fire spread threshold times of four-linked compartments for different thickness of insulation

of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, (1972), pp. 301-314

- 3) M. Afrid and Z. Zebib; Three-Dimensional Laminar and Turbulent Natural Convection Cooling of Heated Blocks, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 19, (1991), pp. 405-424

-
- | | |
|---|--|
| 4) L. Davidson; Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Models, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol.18, (1990), pp.129-147 | 流場の現象解析 (その 1) 自然対流による乱流熱拡散, 日本造船学会論文集, 第 181 号 (1997), pp. 143-150 |
| 5) S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, (1980) | 7) 福地, 藤野, 篠田; 大規模空間の火災時における煙の界面形成と拡散に関する研究, 日本造船学会論文集, 第 173 号 (1993), pp. 441-450 |
| 6) 胡長洪, 福地信義; 機能システムに係わる非等温乱 | 8) 日本火災学会: 火災便覧, 共立出版 (1986) |
| | 9) K. Kawagoe; Fire Behaviour in Rooms, Report of the Building Research Institute, No. 27 (1958) |
-