

# 感温スクリーン設置による断熱層断熱性能の自己制御化

(平成13年12月3日 原稿受付)

機械知能工学科 谷川 洋文

九州大学大学院工学研究院機械科学部門 増岡 隆士

## Intelligent Thermal Insulation Layers with a Shape Memory Screen

by Hirofumi TANIGAWA

Takashi MASUOKA

This study is concerned with the method of self-controlling the performance of insulating porous layers which contain a shape memory screen. Numerical analysis shows that the shape memory screen, which brings about the temperature dependency of flow resistance, brings about the transition from large-scale convection to local-scale convection. It is found that the shape memory screen can change the performance of the insulation by using temperature field.

### 1. 緒 言

地球温暖化抑止のための省エネルギーの観点から、断熱材断熱性能の高性能化は重要な課題であり、著者らは、従来の断熱材にヒートパイプで構成された熱スクリーンを設置すると、熱スクリーンの層内温度分布一様化効果によって内部対流が抑制され、断熱性能が向上することを明らかにしている<sup>(1),(2)</sup>。しかしながら、昨今の“住宅用断熱材”にみられる“高断熱性”の風潮は、季節や時間帯、すなわち周囲環境温度によっては、その高断熱性により、逆にエネルギー消費の増大をもたらしている。これらのことから、環境温度変化に応じて最適な断熱性能が自動的に得られるような断熱構造体の開発が望まれる。そこで本研究では、著者らが熱対流制御法として提案した、温度変化に連成して通気性（流動抵抗）が自動的に変化する感温スクリーン<sup>(3),(4)</sup>を、グラスウール等の従来の透過性のある断熱材に設置した新たな断熱構造体として“インテリジェント断熱材”を提案する。そこで、この感温スクリーンの通気性（流動抵抗）の変化温度、設置位置等が、断熱層内部に生じる熱対流のパターン変化さらには断熱性能とどのように関連するかを、最も基本的な上面を冷却、下面を加熱された水平断熱層と、側方加熱・冷却の鉛直断熱層を対象として、数値解析により検討を行う。

### 2. 記 号

As : 数値解析計算領域の無次元水平（鉛直）長さ

(アスペクト比) =  $l/s$

$c_p$  : 定圧比熱  
 $Da$  : ダルシー数 =  $k/s^2$   
 $g$  : 重力の加速度  
 $H$  : 感温スクリーンの無次元設置位置 =  $s_l/s$   
 $k$  : 透過率  
 $l$  : 数値解析計算領域の水平（鉛直）長さ  
 $Nu$  : 平均ヌッセルト数 =  $\alpha s/\lambda_f$   
 $p$  : 流体の圧力  
 $P$  : 流体の無次元圧力  
 $Pr$  : プラントル数 =  $\nu/\kappa_m$   
 $Ra_s$  : レーレー数 =  $g\rho_0\beta(T_h-T_c)s^3/(\mu\kappa_m)$   
 $Ra_s k/(sl)$  : 多孔質レーレー数（鉛直多孔質層）  
 $Ra_s k/s^2$  : 多孔質レーレー数（水平多孔質層）  
 $s$  : 層厚さ  
 $s_l$  : 感温スクリーン設置位置  
 $T$  : 温度  
 $u, v$  : 流体の見掛け速度  
 $U, V$  : 流体の無次元見掛け速度  
 $x, y$  : 座標（図1参照）  
 $X, Y$  : 無次元座標  
 $\alpha$  : 平均熱伝達率 =  $(\alpha_h + \alpha_c)/2$   
 $\beta$  : 流体の体膨張係数  
 $\varepsilon$  : 空げき率  
 $\kappa_m$  : 多孔質温度伝導率<sup>(5)</sup> =  $\lambda_m/(c_p\rho)_f$   
 $\lambda$  : 熱伝導率  
 $\mu$  : 流体の粘性係数  
 $\nu$  : 流体の動粘性係数

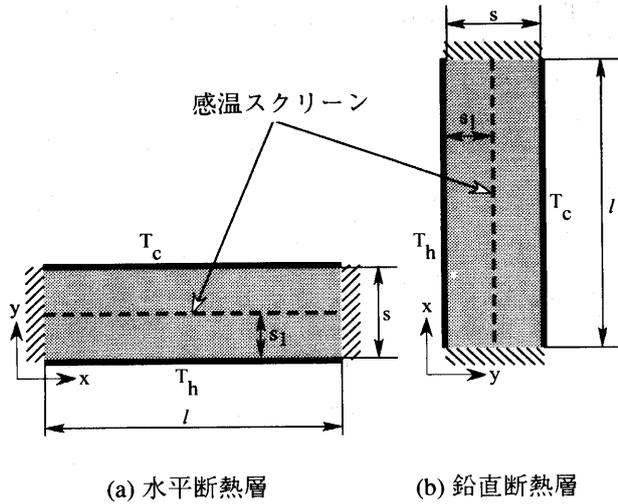


図1 解析系

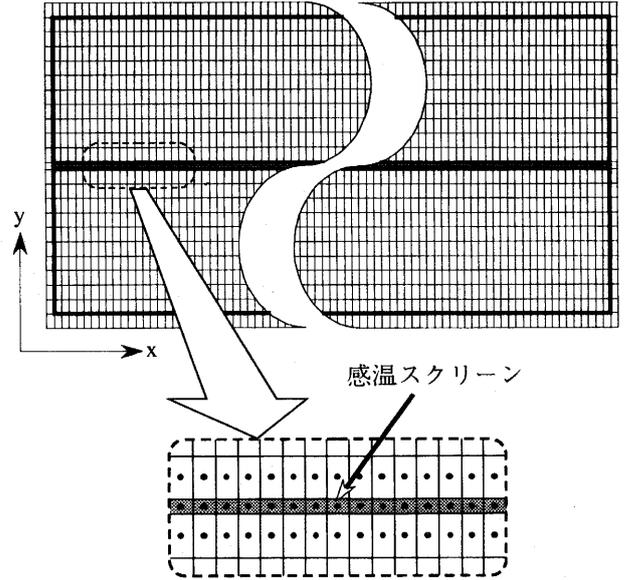


図2 計算領域の分割 (水平断熱層)

- $\theta$  : 無次元温度 =  $(T - T_c) / (T_h - T_c)$
- $\theta_B$  : 無次元閉塞温度
- $\rho$  : 密度
- 添え字
- c : 冷却面
- f : 流体
- h : 加熱面
- m : 多孔質体
- s : 感温スクリーン固体部

### 3. 数値解析

本解析では、2次元対流を仮定し、図1(a)に示すように下方から加熱され、上方から冷却され、側面は断熱された水平断熱層、および図1(b)に示すように側方から加熱、対向面が冷却され、上下面は断熱された鉛直断熱層を対象とする ( $As = 8$ )。破線で示した部分が感温スクリーンであり、図1中に示すように加熱面、冷却面に平行に設置する。感温スクリーンは、計算領域において (図2)、感温スクリーン部 (ハッチング部、x方向: 250分割、y方向: 1分割) の1コントロールボリュームの温度が設定温度 (無次元閉塞温度  $\theta_B$ ) によって固体壁あるいは周囲と同じ断熱材として作用するように1コントロールボリュームごと、計算の時間更新ごとに計算条件を与える。本報では、感温スクリーンの温度が無次元閉塞温度  $\theta_B$  を超えた場合に固体壁として作用するとする。

基礎式は、水平断熱層に対し、次の式 (1) ~ (4) のように表される。

多孔質層  
連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

Slattery の式

$$\frac{\rho}{\epsilon} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho}{\epsilon^2} \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\epsilon} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu}{k} u \quad (2)$$

$$\frac{\rho}{\epsilon} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\rho}{\epsilon^2} \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\epsilon} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu}{k} v - \rho g \quad (3)$$

エネルギー式

$$(c_p \rho)_m \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p \rho)_f \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda_m \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

感温スクリーン固体部は

$$u = 0 \quad (5)$$

$$v = 0 \quad (6)$$

エネルギー式

$$(c_p \rho)_s \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_s \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (7)$$

断熱層は、一様透過率をもつ多孔質層と近似し、断熱層内の流れには Slattery の式を適用する。なお、鉛直断熱層の場合は、式 (3) 右辺の外力の項  $-\rho g$  が式 (2) に  $-\rho g$  としてあらわれる。

物性値の温度変化に関しては、浮力に関する密度変化のみを考慮する Boussinesq 近似を適用する。密度変化は次式による。

$$\rho = \rho_0 \{ 1 - \beta (T - T_0) \} \quad (8)$$

( $T_0 = (T_h + T_c) / 2$ ,  $\rho_0$  は温度  $T_0$  における密度)

式 (8) を式 (3) に代入し、基礎式の無次元化を行うと

多孔質層

$$\varepsilon \frac{\partial U}{\partial t^*} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\varepsilon^2 \frac{\partial P}{\partial X} + \varepsilon \cdot \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon^2 \cdot \text{Pr}}{\text{Da}} U \quad (9)$$

$$\varepsilon \frac{\partial V}{\partial t^*} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\varepsilon^2 \frac{\partial P}{\partial Y} + \varepsilon \cdot \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon^2 \cdot \text{Pr}}{\text{Da}} V + \varepsilon^2 \cdot \text{Ra}_s \cdot \text{Pr} \cdot \theta \quad (10)$$

$$\left\{ \frac{(c_p \rho)_m}{(c_p \rho)_f} \right\} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (11)$$

感温スクリーン固体部

$$U = 0 \quad (12)$$

$$V = 0 \quad (13)$$

$$\left\{ \frac{(c_p \rho)_s}{(c_p \rho)_f} \right\} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} = \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (14)$$

ここで

$$\left[ \begin{aligned} t^* &= \frac{\kappa_m}{s^2} t, \quad X = \frac{x}{s}, \quad Y = \frac{y}{s}, \quad U = \frac{s}{\kappa_m} u, \quad V = \frac{s}{\kappa_m} v \\ P &= \frac{s^2}{\rho \kappa_m^2} p, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}, \quad \text{Ra}_s = \frac{g \beta (T_h - T_c) s^3}{\kappa_m \nu} \\ \text{Pr} &= \frac{\nu}{\kappa_m}, \quad \text{Da} = \frac{k}{s^2}, \quad \kappa_m = \frac{\lambda_m}{(c_p \rho)_f} \end{aligned} \right] \quad (15)$$

初期条件は、多孔質層、感温スクリーン部、境界において

$$\theta = 0, \quad U = V = 0$$

境界条件は、次のようにあらわされる。

$$Y = 0: \theta = 1, \quad U = V = 0$$

$$Y = 1: \theta = 0, \quad U = V = 0$$

$$X = 0 \text{ および } X = \text{As}: \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \quad U = V = 0$$

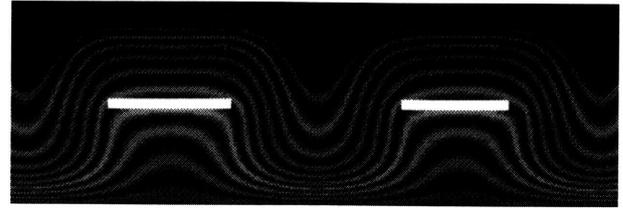
以上の境界条件のもとで、コントロールボリューム法による基礎式の離散化を行い、対流項にはべき乗法を適用し、SIMPLEC法<sup>6)</sup>による非定常数値解析を行った。

なお、本解析では、感温スクリーン固体壁部と断熱層の熱物性は等しいと仮定する  $((c_p \rho)_m / (c_p \rho)_f = 1, (c_p \rho)_s / (c_p \rho)_f = 1, \lambda_s / \lambda_m = 1)$ 。

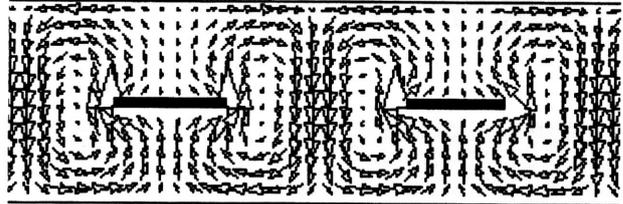
## 4. 結果および考察

### 4.1 感温スクリーン設置の対流パターンに及ぼす影響

図3に感温スクリーンを設置した断熱層内の対流パターンの拡大図を示す。図3(a)が水平断熱層、図3(b)が鉛直断熱層の場合である。感温スクリーンにおける特性から、水平断熱層の場合、無次元閉塞温度  $\theta_B$  よりも高温の対流セルの上昇流と接する感温スクリーン

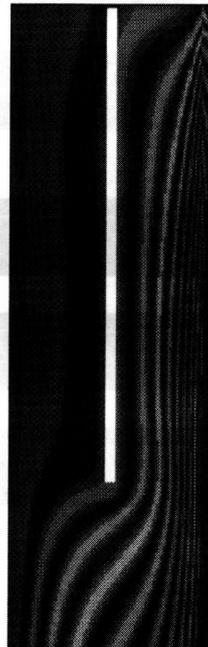


(a-1) 温度分布図

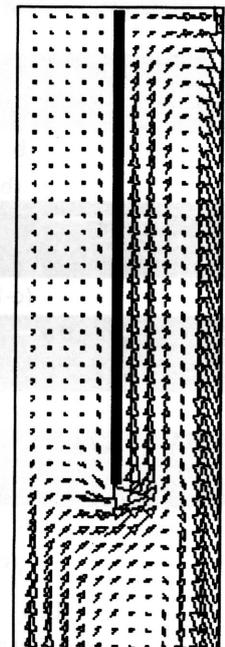


(a-2) 速度ベクトル図

(a) 水平断熱層,  $\text{Ra}_s k/s^2=100, \theta_B=0.7, H=0.5$



(b-1) 温度分布図



(b-2) 速度ベクトル図

(b) 鉛直断熱層,  $\text{Ra}_s k/(s^2)=50, \theta_B=0.9, H=0.5$

図3 対流パターン

部は固体壁として作用する。よってその流動抵抗により対流は弱められ部分的に局所化されている。鉛直断熱層の場合も、感温スクリーンが層内温度分布と連成し、層上部の無次元閉塞温度  $\theta_B$  より高い温度域において固体壁として作用するため、その流動抵抗による仕切り効果から対流の発達が抑制されている。すなわち、感温スクリーンの流動抵抗による仕切り効果のため、高温面から低温面への対流によるエンタルピーの直接輸送が低減されていることをみる。

図4、図5に無次元閉塞温度  $\theta_B$  と感温スクリーン設置位置  $H$  による対流パターン変化を示す。図4が水平断熱層、図5が鉛直断熱層の場合である。水平断熱層、鉛直断熱層ともに無次元閉塞温度  $\theta_B$  で比較すると  $\theta_B$  が低い

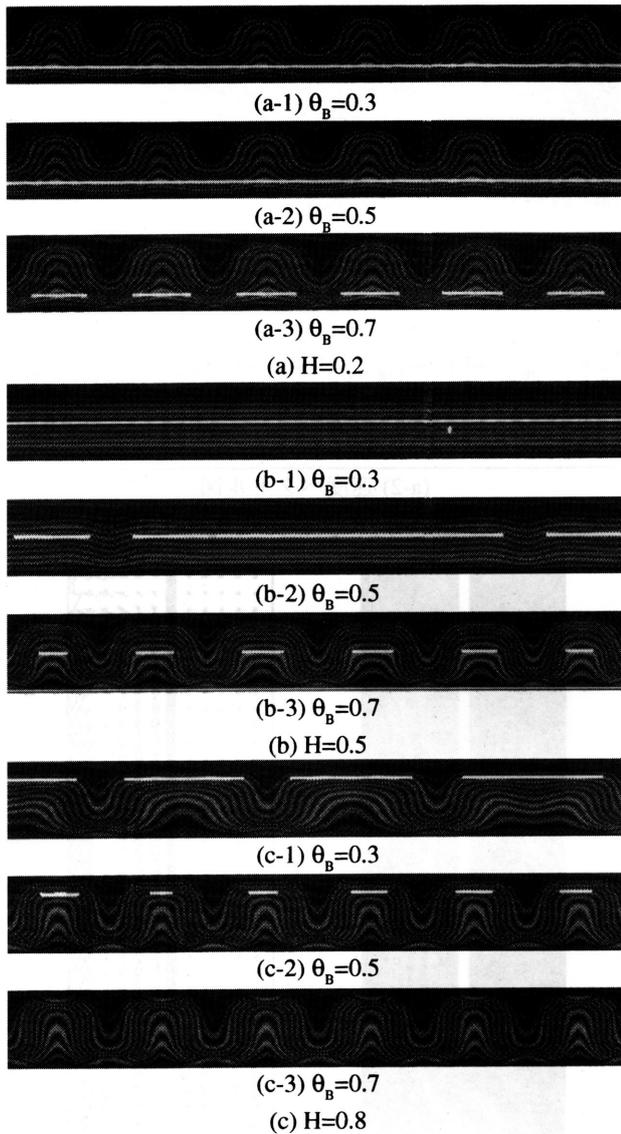


図4 温度分布図

(水平断熱層,  $Ra_s k/s^2 = 100$ )

場合, 設置位置で比較すると, 加熱面に近い場合の方が固体壁として作用する領域が増えている。また, 設置位置が層の中心からずれている場合 ( $H = 0.2, 0.8$ ), 固体壁として作用する領域が増えると, 層厚さのより厚い側の対流が支配的となってくる。図6に閉塞割合と無次元閉塞温度  $\theta_B$  の関係を示す。図6 (a) が水平断熱層, 図6 (b) が鉛直断熱層の場合である。ここで閉塞割合とは, 感温スクリーン部において固体壁部となっているコントロールボリュームの占める割合と定義する。前述の通り, 水平断熱層, 鉛直断熱層ともに  $\theta_B$  が低くなると閉塞割合は大きくなっている。また,  $\theta_B$  が同じであれば, 感温スクリーン設置位置が加熱面側に近い場合の方が閉塞割合は大きくなる傾向にある。以上のことから, 層内温度分布と連成して生じた感温スクリーンの流動抵抗は, 全層規模の対流の発生を部分的に抑制し, 対流を局所化する。

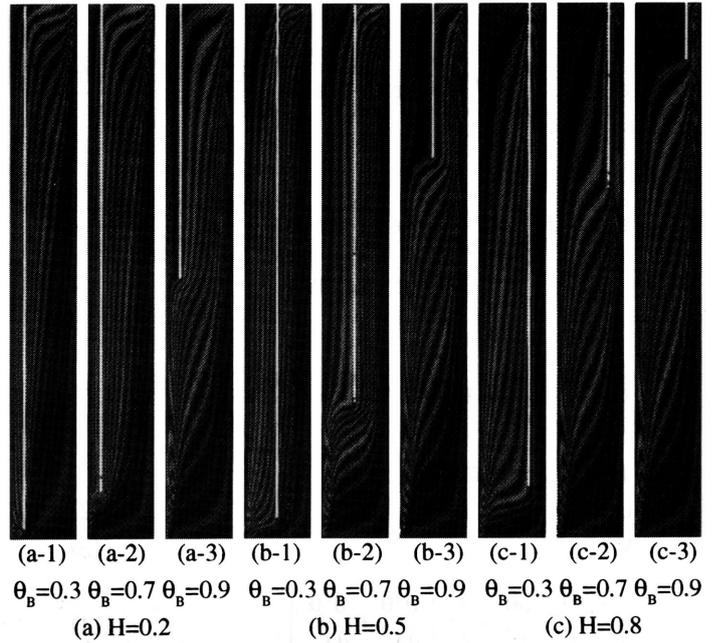
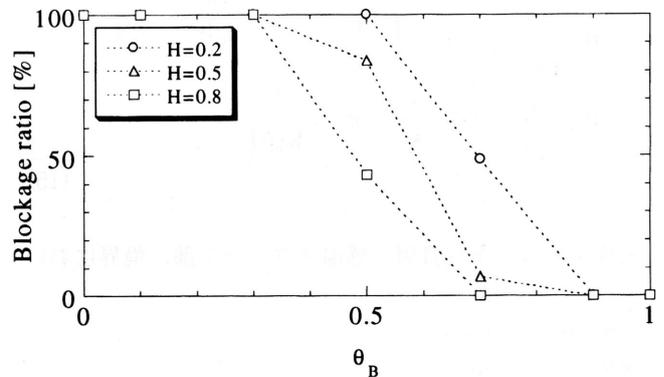
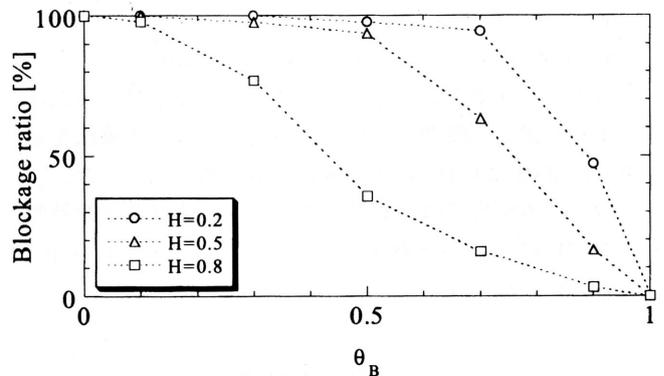


図5 温度分布図

(鉛直断熱層,  $Ra_s k/(sl) = 50$ )



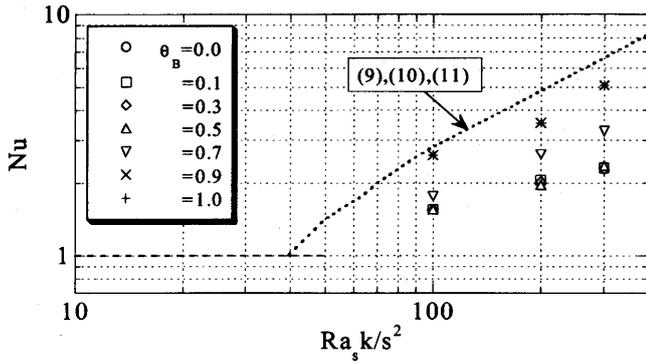
(a) 水平断熱層,  $Ra_s k/s^2=200$



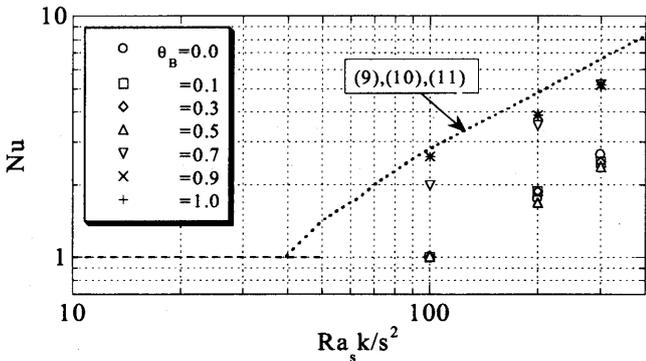
(b) 鉛直断熱層,  $Ra_s k/(sl)=20$

図6 閉塞割合

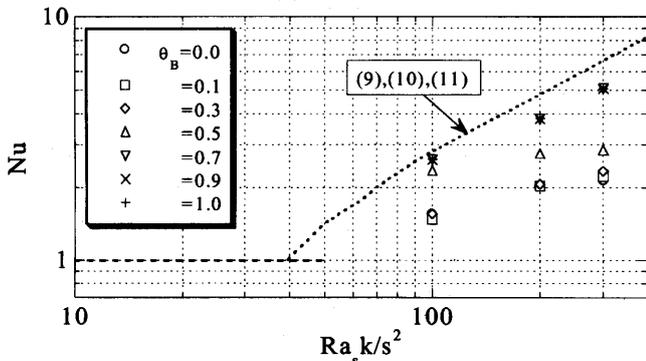
また抑制の程度は, 無次元閉塞温度  $\theta_B$  ならびに感温スクリーン設置位置  $H$  によって異なることが明らかになった。



(a) H=0.2

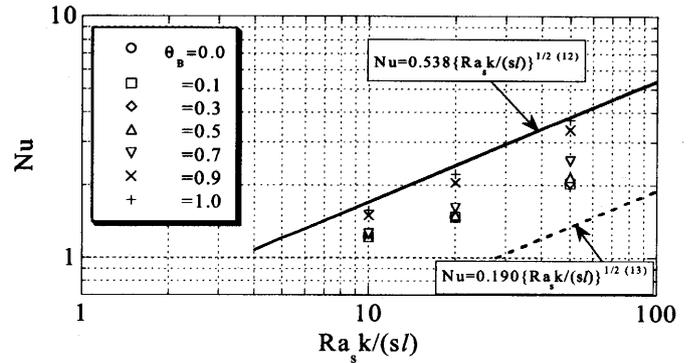


(b) H=0.5

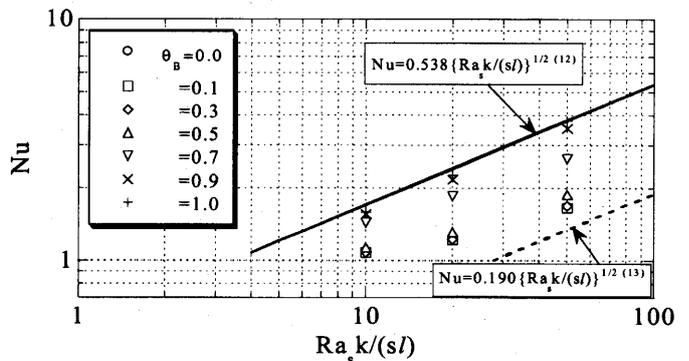


(c) H=0.8

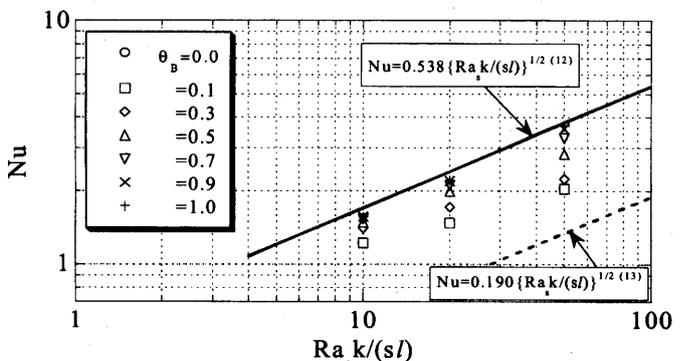
図7 熱伝達特性 (水平断熱層)



(a) H=0.2



(b) H=0.5



(c) H=0.8

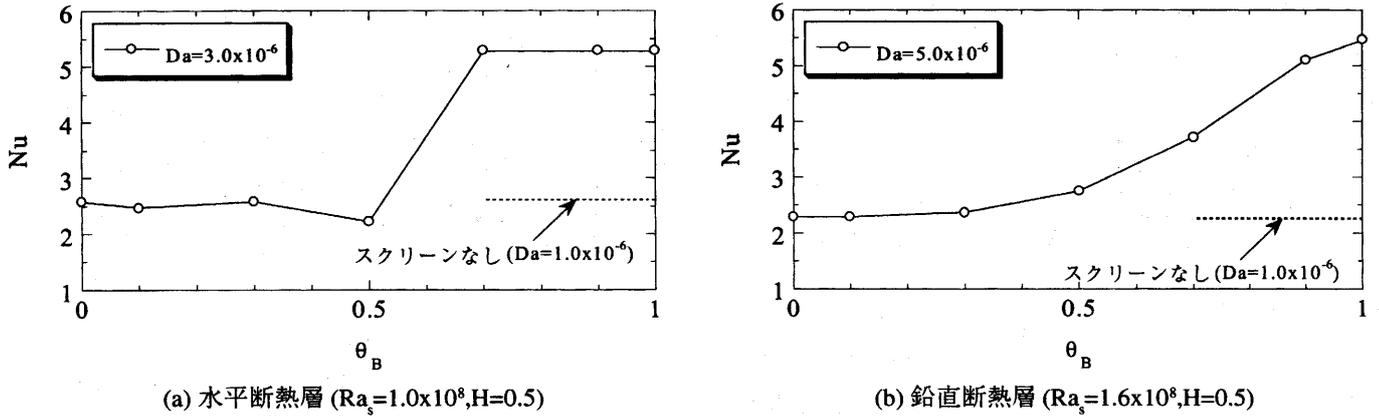
図8 熱伝達特性 (鉛直断熱層)

4.2 感温スクリーン設置の熱伝達に及ぼす影響

(1) 水平断熱層 図7に水平断熱層における熱伝達特性を示す。感温スクリーンの流動抵抗の生じない無次元閉塞温度  $\theta_B = 1$  の場合の熱伝達特性は、感温スクリーンを設置していない場合の従来の解析 (図7中の点線)<sup>(9)~(11)</sup>とほぼ一致している。無次元閉塞温度  $\theta_B$  が低下すると、設置位置によらず、層内温度分布と連成した感温スクリーン固体壁部の流動抵抗による仕切り効果のため、高温面から低温面への対流によるエンタルピーの直接輸送が低減され、無次元閉塞温度  $\theta_B < 0.3$  では、伝熱面全体を仕切る仕切り板を設置した場合程度まで熱伝達は抑制される。抑制の程度を設置位置  $H$  で比較すると、設置位置  $H = 0.5$  の場合が最も大きく、また設置位置  $H = 0.5$ 、無次元閉塞温度  $\theta_B < 0.5$  の場合、対流の発生限界は、

感温スクリーンを設置していない場合の理論における対流発生限界多孔質レーレー数  $Ra_s k/s^2 = 4\pi^2$ <sup>(6),(7),(8)</sup>から  $Ra_s k/s^2 = 100$  程度にまで増大している。

(2) 鉛直断熱層 図8に鉛直断熱層における熱伝達特性を示す。感温スクリーンの流動抵抗の生じない無次元閉塞温度  $\theta_B = 1$  の場合の熱伝達特性は、感温スクリーンを設置していない場合のコア部温度成層を考慮した場合の解析結果 (図8中の実線)<sup>(8)</sup>とほぼ一致している。無次元閉塞温度  $\theta_B$  が低下すると、水平断熱層と同様に設置位置によらず、熱伝達の抑制効果は大きくなる。抑制の程度を設置位置  $H$  で比較すると、設置位置  $H = 0.5$  の場合が最も大きい。これは設置位置が層の中心からずれている場合 ( $H = 0.2, 0.8$ )、層厚さのより厚い側の対流が発達するためである。ここで図8中に破線で示す

図9 平均ヌセルト数に及ぼす  $\theta_B$  の影響

式<sup>(3)</sup>は、不透過性かつ完全な等温仕切り壁を  $H=0.5$  に一枚設置した場合の解析結果である。この場合との比較から、感温スクリーンの仕切り効果による熱伝達抑制効果の程度をみる。

#### 4.3 感温スクリーン設置による断熱性能の自己制御化

図9に無次元閉塞温度  $\theta_B$  と平均ヌセルト数  $Nu$  の関係を示す。図9(a)が水平断熱層、図9(b)が鉛直断熱層の場合である。また、それぞれ対流の駆動力であるレイレー数  $Ra_s$  を固定し、ダルシー数を小さく設定した、感温スクリーンを設置していない断熱層の平均ヌセルト数と比較している。熱伝達特性すなわち断熱性能は、感温スクリーンの無次元閉塞温度  $\theta_B$  によって変えることが可能であることがわかる(本研究のように、感温スクリーンが無次元閉塞温度  $\theta_B$  より高い温度の流体を仕切る場合、 $\theta_B$  が低くなると熱伝達抑制の効果は大きくなるが、逆に感温スクリーンが無次元閉塞温度  $\theta_B$  より低い温度の流体を仕切るようにすれば、熱伝達抑制の効果は、感温スクリーンを設置していない場合と比較して、 $\theta_B=0$  で零となり、 $\theta_B$  が高くなると大きくなると考えられる)。また  $\theta_B=0$  の場合の平均ヌセルト数は、水平、鉛直の両断熱層ともダルシー数を小さく設定した、感温スクリーンを設置していない断熱層の平均ヌセルト数とほぼ等しくなっている。これは、感温スクリーンを設置すれば、ダルシー数を大きくする、すなわち断熱材の充てん量を少なくしても、感温スクリーンの仕切り効果が作用する領域では、充てん量の多い断熱材と同等の断熱性能が得られることを意味している。ここで、感温スクリーンの無次元閉塞温度  $\theta_B$  は、感温スクリーンの持つ抵抗変化特性により、加熱面、冷却面温度によって一義的に決まる(著者らは、流体層に形状記憶合金で構成した感温スクリーンを設置した実験を行っており、その際の感温スクリーンの抵抗変化温度は  $60^\circ\text{C}$  であり、無次元閉塞温度  $\theta_B$  は、冷却面温度で変化させている<sup>(3),(4)</sup>)。よって、伝熱面温度が変われば無次元閉塞温

度  $\theta_B$  が変わり、熱伝達特性は、下限 ( $\theta_B=0$ ) と上限 ( $\theta_B=1$ ) の間を変化することになる。換言すれば、感温スクリーンは、伝熱面温度レベルによって熱伝達抑制の程度を自動的に切り替えることができる。すなわち、感温スクリーンを断熱材に設置すると、従来の断熱材よりも充てん量を減らすことができ、また、環境の温度レベルによって、最適な断熱性能が自動的に選択されるようなインテリジェントな伝熱制御が可能となる。

## 5. 結 言

下方から加熱され、上方から冷却され、側面は断熱された水平断熱層、および側方から加熱、対向面が冷却され、上下面は断熱された鉛直断熱層に生じる自然対流に対し、層内に温度分布変化に追従し流動抵抗が変化する感温スクリーンを設置した場合の対流パターン変化ならびに熱伝達特性変化について、数値解析から検討し、次の結論を得た。

- (1) 感温スクリーンを断熱層に設置すると、感温スクリーン部の流動抵抗による仕切り効果のため、高温面から低温面への対流によるエンタルピーの直接輸送が低減され、熱伝達は抑制される。
- (2) 熱伝達抑制の程度は、感温スクリーンの閉塞温度ならびに設置位置によって異なる。
- (3) 感温スクリーンを断熱層に設置すると、従来の断熱材よりも充てん量を減らすことができる。また、環境の温度レベルによって、最適な断熱特性が自動的に選択されるようなインテリジェントな伝熱制御が可能となる。

最後に、本研究に対して平成13年度、14年度日本学術振興会科学研究費〔奨励研究(A)、13750176〕の補助を受けたことを記して謝意を表す。

## 文 献

- (1) 増岡隆士・谷川洋文・鶴田隆治・伊崎弘, 機論, 59-568, B

- (1993), 3967-3973.
- (2) 増岡隆士・谷川洋文・鶴田隆治・伊崎弘, 機論, 60-572, B (1994), 1430-1435.
  - (3) 谷川洋文・増岡隆士・小松直樹・井上達哉, 機論, 67-660, B (2001), 2068-2074.
  - (4) 谷川洋文・増岡隆士・井上達哉, 機論掲載決定
  - (5) 甲藤好郎・増岡隆士, 機論, 32-243, (1966), 1708-1717.
  - (6) Van Doormaal, J.P. and Raithby, G.D., Numer. Heat Transf., 7 (1984), 147-163.
  - (7) Horton, C.W. and Rogers, F.T., J. Appl. Phys., 16, (1945), 367-370.
  - (8) Lapwood, E.R., Proc. Camb. Philos. Soc., 44, (1948), 508-521.
  - (9) 増岡隆士, 機論, 37-293, (1971), 90-96.
  - (10) Gupta, V.P. and Joseph, D.D., J.Fluid Mech., 57-3 (1973), 491-514.
  - (11) 日本機械学会, 伝熱ハンドブック, (1993), 112.
  - (12) 増岡隆士・横手洋一郎・勝原哲治, 機論, 46-410, B (1980), 1993-1999.
  - (13) 増岡隆士・下村寛昭, 原研施設共同利用研究経過報告書(東京大学原子力研究総合センター), UTRCN-G-10 (1980), 332-334.