667. 高圧気体中の介在する水平環状断熱層の 伝熱特性, (I)

内外面一定温度に対する解析

下村 寛昭*, 岡本 芳三*

(1978年 1月14日 受理)

(1978年 5月13日 再受理)

*Heat Transfer Characteristics of Horizontal Annular Insulation
Layer with High Pressure Gases, (I)*

Analysis for Constant Temperature

By Hiroaki SHIMOMURA and Yoshizo OKAMOTO

Natural convective heat transfer in horizontal annular thermal insulation layer which are vital in very high temperature reactor (VHTR) piping technologies are analyzed.

The product of Rayleigh number and Darcy number $RaDa$ and the ratio of outer and inner radius of the annular layer r_o/r_i are found to be governing parameters of the mean heat transfer characteristics.

Relative increase of mean effective thermal conductivity $(\lambda_e/\lambda)_m$ is formulated from numerical analysis as follows:

$$(\lambda_e/\lambda)_m = 0.168(r_o/r_i - 0.924)(RaDa)^{1/2}, \quad (1.25 \leq r_o/r_i \leq 3.0, (\lambda_e/\lambda)_m \geq 1).$$

In the region for $(\lambda_e/\lambda)_m \geq 1$, the amplitude of local heat flux and effective conductivity increase notably with $RaDa$ and r_o/r_i . Because of mentioned above, thermal design of annular insulation with empirical thermal conduction model is found to be insufficient.

KEYWORDS: HTGR type reactors, piping, heat transfer, natural convection, thermal conductivity, numerical solution, analytical solution

I. 序 論

ガス冷却型原子炉の高温化を達成しようとする場合、高温ガス流路および炉容器などの強度維持のため、高圧の冷却ガス雰囲気中において断熱層を取り付けることが必要となる。特に、原子炉で発生した熱エネルギーを各種のプロセス・ヒートとして直接利用を図ろうとする場合、配管による高温高圧ガスの輸送の重要性が高まる。この場合、配管形式としては耐圧管内にセラミックウールおよび薄肉金属管等で構成した環状断面を有する断熱層を設け、中心部に高温高圧ガスを流すことが考えられる。

このような特殊環境下での断熱層に関する主要な問題点を列記すれば次のとおりである。

- (1) 気体の動粘性係数および温度伝導率は大略、圧力に反比例するため、Rayleigh数 Ra は圧力の2乗に比例して上昇する。
- (2) Ra の上昇につれて断熱層内の伝熱に占める対流熱伝達の割合が増加し、全伝熱量が増すと同時に見掛けの局所熱伝導率の変化幅が大きくなる。
- (3) 構造材の熱膨張の結果、各部に間隙が生じて間隙内の対流を生じ、放熱の増加および局所過熱を

* 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

促進する。その結果、構造材の強度上に好ましくない結果をもたらす。

- (4) 少なくとも高温面近傍の断熱層内での放射伝熱の割合が増加する。
- (5) 断熱材と雰囲気ガスとの間に生ずる不純物移行および圧力激変時の安全上の問題がある。

以上に挙げた諸問題は、従来技術ではほとんど考慮されずその要求も少なかったもので、単に熱伝導モデルによる簡単な熱計算を行うのみであった。すなわち、従来の断熱設計法では形状、方向、温度差等は問題とならず、それぞれの「断熱材」の見掛けの熱伝導率を測定し、その測定値を一種の物性値とみなして、形状、寸法、方向および温度差などの構造的条件と無関係な熱伝導計算を行うことによって要求が満たされた。上述のような熱伝導モデルによる従来の計算法によって高圧気体を含む断熱層の熱特性を求める場合、断熱層の厚さ、高さ、半径、取付け時のかさ比重によって定まる透過率、および重力に対する方向等の断熱層の構造的条件は、定量的な評価の対象とならず、介在気体の物性値の変化を定量的に評価することも不可能となる。

このような断熱層に対する経験的な手法に対して、主として一般多孔質層における自然対流に着目した次のような研究がある。まず、Horton, Rogers らの一連の研究⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾およびLapwood⁽⁵⁾の研究は、水平多孔質層内の対流発生機構を明らかにした。また、甲藤⁽⁶⁾は水平多孔質層における対流発生限界に関して前2者の研究をより精密化した。ついで、増岡⁽⁷⁾, Elder⁽⁸⁾およびCaltagirone⁽⁹⁾は水平層内の対流発生時の伝熱特性を明らかにした。

垂直平板に沿う多孔質内の自然対流、熱伝達については、境界層モデルを多孔質内に適用した増岡⁽⁷⁾の研究があり、増岡ら⁽¹¹⁾はさらに環状断熱層の実験的研究を行うとともに、無限多孔質中の水平円柱の自然対流を解析した。

垂直伝熱面を有する閉鎖多孔質層内の自然対流については、Chanら⁽¹²⁾の研究およびSociété Bertin社⁽¹³⁾の研究がある。以上の諸研究は、水平または垂直伝熱面に沿う断熱層の熱特性に関して有用な知見を与える。

高圧ガス配管等の耐圧壁内側における水平環状層内の自然対流については、越後ら⁽¹⁴⁾の数値計算がある。

本報は水平環状断熱層に関する前記諸問題のうち、第1段階として断熱層内における流体の自然対流の影響についての知見を得るため、流体の運動にDarcyの法則を適用した基礎式とその取扱について述べ、数

値計数結果から、水平環状断熱層の伝熱特性に対する支配パラメータとの影響について報告する。

II. 理 論

1. 理論の前提

断熱層内の自然対流熱伝達に関する理論的取扱いに当って、次の前提が満足されるものとする。

- (1) 断熱層は均質かつ等方的である。
- (2) 材質は流体の流れに対して透過性を有する。
- (3) 断熱層内の放射熱伝達は、伝導および対流熱伝達に比較して充分小さい。
- (4) 流体が内外壁面から受ける粘性剪断力は、断熱層の構成要素である繊維または粒子から受ける平均的抵抗力に対して無視し得る。

2. 基礎式

対象とする断熱層は、通常高温用として用いられる平均繊維径 $10\mu\text{m}$ 程度以下のセラミックウール等を考える。このような微細な繊維の集合体である断熱層については、断熱層を透過する流体の流れに対して、圧力降下と見掛け流速 u が比例するDarcyの法則が成立する。すなわち、

$$\rho g - \text{grad } p = \frac{\mu}{K} u \cdot \varepsilon \quad (1)$$

ここに、 ρ : 流体密度
 g : 物体力ベクトル
 p : 流体圧力
 μ : 流体の粘性係数
 K : 断熱層の透過率
 u : 断熱層内の空隙内平均流体速度ベクトル
 ε : 断熱層の気孔率

(1)式において、右辺は断熱層を形成する固体と透過流体との摩擦力を示し、透過率 K は複雑な固体の集合体中における流体の巨視的な流れ易さを示す数値である⁽¹⁵⁾。断熱層の透過率についてはいまだ確立された計算法は存在しないが、気孔率または充填密度、個々の繊維等の大きさと配列状態、および粗大粒子の混合割合などによって大きく変化する⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。

(1)式において、流体の慣性力は無視されているが、後に述べるように、 K が $10^{-11} \sim 10^{-8} \text{ m}^2$ であるのに対して、断熱層の内径は数10 cm以下でRayleigh数 $\times$ Darcy数 $RaDa$ は数1,000以下であることを考

* 充填物の占める体積を無視した見掛け流速(superficial velocity) u_s で、多孔質空隙内の平均流速 u と気孔率 ε との関係は $u = u_s / \varepsilon$ である。

慮すれば充分無視し得る。また、(1)式において、Chanら⁽¹²⁾が行なったような流体の粘性剪断力を示す $\mu \nabla^2 u$ を付加する運動方程式とする場合もある⁽¹⁴⁾。その場合、運動方程式の境界条件としては伝熱面における法線および接線速度成分がゼロなる条件のみとし、断熱層内部の流れについては巨視的な取扱いと、Darcy法則によるものとしている。すなわち、Chanらの方法は速度成分について微視的取扱いと巨視的取扱いを混在させ、微視的取扱いの容易な伝熱面についてのみ境界条件を与えている。

本報では前節の前提(4)により、断熱層内の流体運動に対する伝熱面の影響は相対的に小であり、無視し得るとする。したがって、Fig. 1に示すような無限水平環状断熱層に対する基礎式は、定常状態において(2)~(5)式で与えられる。

Fig. 1 Coordinate system of annular insulation layer

この場合、一般の自然対流解析と同様に、浮力に関する密度変化以外の物性値は一定値と仮定する。

連続の式：

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial \phi} = 0 \quad (2)$$

Darcy 法則：

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g \cos \phi = \frac{\mu \epsilon}{K} u \quad (3)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial \phi} - \rho g \sin \phi = \frac{\mu \epsilon}{K} v \quad (4)$$

エネルギー式：

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial \phi} = a_m \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} \right) \quad (5)$$

ここに、 u, v ：それぞれ r, ϕ 方向の巨視的速度成分

T ：絶対温度

a_m ：断熱層に対する温度伝導率

甲藤ら⁽⁶⁾の指摘したとおり、 a_m は次式で与えられる。

$$a_m = \lambda_m / (C_p \cdot \rho)_f \quad (6)$$

ここに、 λ_m ：断熱層内の自然対流が充分弱く、断熱層内の伝熱は伝導のみによると見なせる場合の熱伝導率

$(C_p \cdot \rho)_f$ ：流体の熱容量

基礎式に対する境界条件は(7)~(11)式によって与えられる。まず、内外面温度一定として

$$r = r_i; \quad T = T_i \quad (0 \leq \phi \leq \pi) \quad (7)$$

$$r = r_o; \quad T = T_o \quad (0 \leq \phi \leq \pi) \quad (8)$$

流れおよび温度場は垂直軸に対称であることより

$$\phi = 0, \pi; \quad \partial T / \partial \phi = 0 \quad (r_i \leq r \leq r_o) \quad (9)$$

$$\phi = 0, \pi; \quad v = 0 \quad (r_i \leq r \leq r_o) \quad (10)$$

内外両面は固体壁で覆われているとして、

$$r = r_i, r_o; \quad u = 0 \quad (0 \leq \phi \leq \pi) \quad (11)$$

以上の境界条件において特徴的なことは、内外両壁面($r = r_i, r_o$)にて $v \neq 0$ であることである。すなわち、壁面において巨視的な流速の滑りが許される。これは断熱層を形成する個々の固体表面近傍での速度分布を微視的に取り扱わないことと同様に、壁面近傍での速度成分についても微視的に取り扱わないことを意味する。このような巨視的取扱いは断熱層がきわめて多数の微細な固体で構成され、かつ、それらの平均間隔が充分小さい場合には許容し得る。ちなみに、実用セラミックウール断熱材の平均径は数 μm ないし数 $10 \mu\text{m}$ であり、平均間隔は平均径の10倍以下である。

次に流体の密度変化を

$$\rho = \rho_0 \{1 - \beta(T - T_o)\} \quad (12)$$

で表わし、無次元流れ関数 ϕ を導入して、

$$u = \frac{a_m}{r_i R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \quad (13)$$

$$v = -\frac{a_m}{r_i} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \quad (14)$$

とすれば、(2)式は満足されて次の無次元式が得られる。

$$-RaDa\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\sin\phi+\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial\phi}\cos\phi\right) \\ =\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}+\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial R}+\frac{1}{R^2}\cdot\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} \quad (15)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\phi}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial R}-\frac{\partial\psi}{\partial R}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial\phi} \\ =R\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial R^2}+\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial R}+\frac{1}{R^2}\cdot\frac{\partial^2\theta}{\partial\phi^2}\right) \quad (16)$$

ただし, $R=r/r_i$

$$\theta=(T-T_0)/(T_i-T_0)$$

$$Ra=g(T_i-T_0)r_i^3/(T_0\alpha_m\nu\epsilon)$$

$$Da=K/r_i^2$$

境界条件は(7)~(11)式より, 次のように与えられる。

$$R=1; \quad \theta=1 \quad (0\leq\phi\leq\pi) \quad (17)$$

$$R=R_0; \quad \theta=0 \quad (0\leq\phi\leq\pi) \quad (18)$$

$$\phi=0, \pi; \quad \partial\theta/\partial\phi=0 \quad (1\leq R\leq R_0) \quad (19)$$

$$\phi=0, \pi; \quad \partial\psi/\partial R=0 \quad (1\leq R\leq R_0) \quad (20)$$

$$R=1, R_0; \quad \partial\psi/\partial\phi=0 \quad (0\leq\phi\leq\pi) \quad (21)$$

したがって, (15), (16)式の解は2つのパラメータ($RaDa$)および $R_0(=r_0/r_i)$ の値により一義的に定まる。

自然対流による実効熱伝導率の相対増加(無次元実効熱伝導率) λ_e/λ は, 環状断熱層の対数平均径を基準として次のように示される。

$$(\lambda_e/\lambda)_i=-(\partial\theta/\partial R)_{R=1}\ln R_0 \quad (22)$$

$$(\lambda_e/\lambda)_0=-(\partial\theta/\partial R)_{R=R_0}R_0\ln R_0 \quad (23)$$

したがって, 円周方向平均の無次元実効熱伝導率 $(\lambda_e/\lambda)_m$ は

$$-(\lambda_e/\lambda)_m=\frac{1}{\pi}\ln R_0\int_0^\pi\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)_{R=1}d\phi \\ =\frac{R_0}{\pi}\ln R_0\int_0^\pi\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)_{R=R_0}d\phi \quad (24)$$

となる。なお, 熱流束の局所および平均値の比(無次元熱流束) $(q/q_m)_\phi$ は次式で与えられる。

$$(q/q_m)_\phi=\pi\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)_{R=1, R_0}/\int_0^\pi\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)_{R=1, R_0}d\phi \quad (25)$$

以上の諸式から自然対流による無次元平均実効熱伝導率 $(\lambda_e/\lambda)_m$ は

$$(\lambda_e/\lambda)_m=f(RaDa, R_0) \quad (26)$$

と表わすことができる。

3. 数値計算

(15), (16)式を与えられた境界条件のもとで解くこ

とにより, 対流の様相と温度分布が明らかになる。差分近似に当り, エネルギー式(16)の非線形項によって生ずる解の不安定性を排除するため, 対流項は, いわゆる風上差分近似⁽¹⁸⁾とした。このため, パラメータ R_0 および $(RaDa)$ が充分大きい領域においても, 数値計算上の不安定性はなく解の収束は良好である。数値計算は逐次過緩和法(SOR)を使用し, 大要以下の手順によった。

まず, 無次元流れ関数 ψ を全格子点 i, j について $\psi_{ij}=0$ とし, 無次元温度 θ_{ij} は半径方向に直線的な1~0間の分布を与える。これらの ψ_{ij} および θ_{ij} を用い, 与えられた境界条件下において差分式化した(15)式から改良された $(\psi_{ij})_{(n)}$ を求める。この $(\psi_{ij})_{(n)}$ を用いて, (16)式の差分式から $(\theta_{ij})_{(n)}$ を求めて1回の計算サイクルを終了する。以下このような計算サイクルを継続し, 次のような収束判定条件を満足したとき解は収束したものとして, 計算を完了する。

$$(\sum_{ij}|\theta_{ij(n)}|-\sum_{ij}|\theta_{ij(n-1)}|)/\sum_{ij}|\theta_{ij(n)}|\leq E \quad (27)$$

ここに, $(n), (n-1)$: それぞれ繰返し回数 $n, (n-1)$ 回を意味する

E : 収束判定誤差(1×10^{-6})

計算実行時の格子点数は半径方向および円周方向ともに41とした。この場合, 半径方向メッシュ幅は本報に述べる計算範囲では温度境界層厚さに比較して, 充分小である。計算時間は2つのパラメータ($RaDa$)および R_0 とSOR法の加速係数 ω に大きく依存し, 上記条件にて1ケース当たり, 最小30sec程度から最大10min程度である。なお, 使用計算機はFACOM-230-75であり, 相対形式化したプログラムを用いた。

III. 計算結果と考察

1. 熱特性

Fig. 2(a), (b)およびFig. 3(a), (b)は, $R_0=2.0$, $RaDa=50$ および500に対する計算結果から等温線および流線を図示したものである。Fig. 3の図中に示す流れ関数の値は最大値 ψ_{max} と最小値 ψ_{min} の間で正規化した値であり, 両者の値の差 $(\psi_{max}-\psi_{min})$ は図に示すとおりである。

Fig. 4(a), (b)は, (22)および(23)式の定義による対数平均径基準の局所無次元実効熱伝導率 (λ_e/λ) と(25)式の定義による局所無次元熱流束 (q/q_m) を示す。

Fig. 2~4より明らかなように, $RaDa$ の値の増加に伴い温度分布は非同心的となり, 半径方向温度分布は単調減少しなくなることがわかる。また, 半径

Fig. 2 Dimensionless temperature (θ) distribution in horizontal annular insulation layer

Fig. 3 Dimensionless stream function (ψ) distribution in horizontal annular insulation layer

方向温度勾配およびそれから求まる半径方向熱流束および実効熱伝導率も、 $RaDa$ の値が増加するにつれて円周方向に大きな変化を生ずる。これは $RaDa$ の値が増加するほど、対流熱輸送が熱伝導に比較して相対的に増加することによるが、内外径比 R_0 の増加によっても同様な結果を生ずる。 R_0 の増加につれて、見掛けの熱伝導率が増加する原因としては、次のように考えることができる。すなわち、 R_0 が充分大であり、かつ $RaDa$ の値が比較的大で対流熱伝達が支配的な場合には、内壁から見た熱伝達係数は外径の値にほとんど影響されないと考えられる。したがって、断熱層の厚さおよび対数平均径を基準とする見掛けの実効熱伝導率は層の厚さとともに見掛け上増加することになる。換言すれば、 $RaDa$ の値が充分大なとき、内壁外側の断熱層内における伝熱は壁近傍の境界層内での伝熱が主体となる。

Fig. 4 (a), (b) からわかるように、 $RaDa$ の値が大であれば対流熱伝達が相対的に大きくなる結果、外壁における q/q_m も円周方向に大きな偏差を生ずる。

これは断熱層の内壁外面に沿って上昇する高温流体が、 $RaDa$ の値の増加とともに外壁上部へ集中的に上昇する傾向を生ずるためである。

2. 慣性項の影響

ここで、基礎式(3)および(4)の誘導に際して触れた慣性項について検討する。まず、(3)および(4)式に対応する流体の慣性力を考慮した運動方程式は次の(28)および(29)式によって示される。

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial \phi} - \frac{v^2}{r} \right) \\ = - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\mu \epsilon}{K} u + \rho g \cos \phi \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \cdot \frac{\partial v}{\partial \phi} + \frac{uv}{r} \right) \\ = - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial \phi} - \frac{\mu \epsilon}{K} v - \rho g \sin \phi \end{aligned} \quad (29)$$

Fig. 4 Distribution of local relative conductivity and heat flux

上の2式に、(15)式の場合と同様に流れ関数 ϕ を導入して圧力勾配を消去すれば次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{Da}{Pr} \left(\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial^3 \phi}{\partial R^3} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \cdot \frac{\partial^3 \phi}{\partial R^2 \partial \phi} \right. \\ & - \frac{1}{R^3} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \cdot \frac{\partial^3 \phi}{\partial \phi^3} + \frac{1}{R^3} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial^3 \phi}{\partial R \partial \phi^2} \\ & + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} - \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial \phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \\ & \left. - \frac{1}{R^3} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) \\ & = \frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial \phi^2} \\ & + RaDa \left(\frac{\partial \theta}{\partial R} \sin \phi + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \phi} \cos \phi \right) \quad (30) \end{aligned}$$

ここに、 $Pr = \nu/a_m$

(30)式において、左辺が右辺に比較して無視し得るとすれば(30)式は(15)式に等しくなり、慣性項の影響は無視し得ることになる。そこで(15)、(16)式から得られた無次元流れ関数の解から(30)式の右辺の値に対する左辺の値の相対的大きさを求めると次のようになる。すなわち、(30)式左辺の係数 Da/Pr を実在する断熱層に対する充分安全側(高目)の値として、 $Da/Pr = 1 \times 10^{-8}$ と仮定したとき、左辺の右辺に対する比は $R_0 = 1.5$ の場合、 $RaDa$ の値が $10, 10^2, 10^3$ および $5 \times$

10^3 に対して、それぞれ $10^{-8}, 10^{-5}, 10^{-4}$ および 10^{-4} 台の値となる。

したがって、(30)式の左辺の値は右辺に比較して充分小であり、慣性項を無視した(15)式を用いることは妥当な結果を与えるものと考えられる。なお、工業的装置において $RaDa > 5,000$ となる例は、まれであることを付記する。

3. 平均実効熱伝導率

Fig. 5 は、(24)式の定義による平均無次元実効熱伝導率 $(\lambda_e/\lambda)_m$ と $RaDa$ および R_0 との関係を示す。図中○印は数値解を示し、実線はこれらの点を近似した次式を示す。

$$(\lambda_e/\lambda)_m = 0.168(R_0 - 0.924)(RaDa)^{1/2} \quad (31)$$

ただし、近似の条件は $1.25 \leq R_0 \leq 3.0$, $RaDa \leq 1 \times 10^4$ であり、 $(\lambda_e/\lambda)_m \geq 1.0$ とする。なお、数値解と(31)式との誤差は $\pm 6\%$ 以内である。

図中に示す増岡らの実験点⁽¹¹⁾は $R_0 = 1.4925$ の水平環状隙間内にガラス球を充填し、空隙内に蒸留水を満たして得た値である。使用ガラス球の直径 d は 2.8 および 4 mm の2種であり、空隙率 ϵ は 0.394, 0.373 および 0.383 である。図のように、実験値は数値解と比較してやや高目の値を与えるが、この原因としては次のように考えることができる。

Fig. 5 $Ra Da$ vs. mean relative thermal conductivity

ガラス球が大きい場合、壁面付近には平均空隙率より大きい層が生じ、かつ層の厚さは大となる。このため伝熱面近くの $Ra Da$ の値は平均を上回り、したがって、大径球による実験値は見掛け上大きい $(\lambda_e/\lambda)_m$ を与えるものと考えられる。断熱層を構成する断熱材繊維の大きさは数 $10 \mu m$ 程度であり、上記のような問題は生じない。したがって、(31)式によって示される $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値は断熱層を対象とする場合には問題なく使用し得ると考えられる。(31)式からも明らかなように、自然対流を無視できない断熱層の実効熱伝導率は、断熱材素材に固有の値でないことに充分注意しなければならない。

また、(31)式から次のような興味ある事項を挙げることができる。

- (1) 断熱層の内径 r_i および $Ra Da$ の値が一定のとき、対数平均径 $(r_o - r_i)/\ln(r_o/r_i)$ を基準とする平均実効熱伝導率 $(\lambda_e)_m$ は厚さ $(r_o - r_i)$ に比例して増加する。
- (2) 気体の動粘性係数および温度伝導率は気体圧力にほぼ反比例する。したがって、(31)式が $(\lambda_e/\lambda)_m$

>1 を与える領域では断熱層の熱損失は圧力にほぼ比例して増加する。

- (3) 断熱層の外形、圧力および温度条件が等しいとき、 $(\lambda_e/\lambda)_m$ は断熱層の透過率 K の $1/2$ 乗に比例して増加する。
- (4) 一般に断熱層の伝導のみによる見掛けの熱伝導 (λ) は、断熱層の充填密度に比例して上昇する。他方、上に述べたように (K) は充填密度の上昇とともに低下するから $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値は減少する。ゆえに、断熱層の自然対流を含む実効熱伝導率 (λ_e) を最小にする最適充填密度が存在する。
- (5) 自然対流が無視できない場合、すなわち(31)式が $(\lambda_e/\lambda)_m > 1$ を与える場合、断熱層を通過する全熱損失は内外面温度差の 1.5 乗に比例して増加する。

IV. 結 論

水平環状断熱層内の内外面温度一定の場合に対する自然対流解析結果から以下の結論が得られる。

- (1) 平均無次元実効熱伝導率 $(\lambda_e/\lambda)_m$ は少なくとも

$RaDa \leq 1,000$ に対して、次式で近似し得る。

$$(\lambda_e/\lambda)_m = 0.168(R_0 - 0.924)(RaDa)^{1/2}$$

ただし、近似可能範囲は $1.25 \leq R_0 \leq 3.0$ で、

$$(\lambda_e/\lambda)_m \geq 1.0$$

- (2) 上記より、自然対流が無視できない水平環状断熱層の平均無次元実効熱伝導率 $(\lambda_e/\lambda)_m$ と諸因子との関係は次のとおりである。

- (a) $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値は透過率の $1/2$ 乗に比例する。
 (b) $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値および放熱量は介在気体の圧力にはほぼ正比例する。
 (c) $RaDa$ の値が一定のとき、 $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値は断熱層の厚さ $(r_0 - r_i)$ に比例し、放熱量は断熱層の対数平均径 $(r_0 - r_i)/\ln(r_0/r_i)$ に比例する。
 (d) 平均温度一定のとき、 $(\lambda_e/\lambda)_m$ の値は内外面温度差の $1/2$ 乗、放熱量は 1.5 乗にほぼ比例する。

以上の結論は高Rayleigh数の条件下における断熱層内の伝熱が熱伝導を主体とするものでなく、流体の運動に対して特殊な条件がある場合の対流熱伝達の一形態を示すものである。したがって、高Rayleigh数条件での断熱層の設計にあたり、従来の経験的方法によって得られたデータを用いることに対しては慎重でなければならない。

終りに、九州大学教授越後亮三氏、九州工業大学助教増岡隆士氏および日本原子力研究所河村 洋氏より、本研究に対して種々の有益な意見ならびに批判を頂いたことを記し、ここに感謝の意を表する。

—参考文献—

- (1) HORTON, C.W., ROGERS, Jr., F.T.: *J. Appl. Phys.*, **16**(5), 367~370 (1945).
- (2) MORRISON, H.L., et al.: *ibid.*, **20**(11), 1027~1029 (1949).
- (3) ROGERS, Jr., F.T., MORRISON, H.L.: *ibid.*, **21**(11), 1177~1180 (1950).
- (4) ROGERS, Jr., F.T., et al.: *ibid.*, **22**(12), 1476~1479 (1951).
- (5) LAPWOOD, E.R.: *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **44**, 508~521 (1948).
- (6) 甲藤好郎, 増岡隆士: 機械学会論文集(第2部), **32**(24), 1708~1717 (1966).
- (7) 増岡隆士: 同上, **37**(293), 90~96 (1971).
- (8) ELDER, J.W.: *J. Fluid Mech.*, **27**, Pt.1, 29~48 (1967).
- (9) CALTAGIRONE, J.P.: *ibid.*, **72**, Pt. 2, 269~287 (1975).
- (10) 増岡隆士: 機械学会論文集(第2部), **34**(259), 491~500 (1968).
- (11) 増岡隆士, 勝原哲治: 機械学会九州支部講演論文集, No. 728-2, p. 57~60 (1972).
- (12) CHAN, B.K., et al.: *J. Heat Transfer*, **92**(1), 21~27 (1970).
- (13) Société Bertin Cie: *EUR-4879f*, (1972).
- (14) 越後亮三, 他: 機械学会第875回講演会, 熱工学講演論文集, No.760-19, p. 60 (1976).
- (15) CARMAN, P.C.: "*Flow of Gases through Porous Media*", (1956), Butterworth.
- (16) FURBER, B.N., DAVIDSON, J.: *2nd Meeting on PC-RPV and Their Therm. Iso.*, No.28, (1968).
- (17) 下村寛昭: 本会昭50年会要旨集(I), C20, (1975).
- (18) de Vahl DAVIS, G., MALLINSON, G.D.: *Comput. Fluids*, **4**(1), 65~43 (1976).

○「核融合炉材料研究計画」シンポジウム○

主催 日本金属学会, 協賛 本会

とき 10月2日(月) 13:30~17:00

ところ 富山大学教養学部 427号室 (富山市五福3190)

プログラム(参加費は不要)

司会 (東大) 菅野昌義

1. 核融合炉材料研究計画。 (東理大) 橋口隆吉
2. 原研における核融合炉材料研究の現状と将来。 (原研) 長崎隆吉

司会 (北大) 竹山太郎

3. ASTM・構造材料の照射効果シンポジウム等報告。 (東大) 井形直弘

4. 自由討論(照射設備など)

照会先 (☎980) 仙台市荒巻字青葉

日本金属学会 (Tel.0222-23-3685)

核融合研究の進歩と 動力炉開発への展望

(「核融合炉調査」研究専門委編)

好評発売中!!

B 5 判, タイプオフセット印刷, 575p.(1976.8.)

定価 8,000円 (会員特価 6,000円), 千300円

内容詳細は本誌Vol.18, No.7 (p.469) 参照。