

Heat Transfer Characteristics of Freon gas (R114) in a Rectangular Square Separated by a Vertical Partition

藤井, 哲
九州大学機能物質科学研究所

小山, 繁
九州大学機能物質科学研究所

朴, 昞徳
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6548>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 2 (2), pp.275-285, 1988-12-28. Institute of Advanced
Material Study Kyushu University

バージョン :

権利関係 :



隔壁で仕切られた長方形閉空間内でのフロンガス (R 114) の自由対流伝熱特性

藤井 哲・小山 繁・朴 昞 徳

Heat Transfer Characteristics of Freon gas (R114) in a Rectangular Square Separated by a Vertical Partition

Tetsu FUJII, Shigeru KOYAMA and Byung-Duck PARK

Experimental results for natural convection of Freon gas (R114, $Pr=0.7$) in a fully-partitioned rectangular enclosure in the range $10^5 \leq Ra_x \leq 10^{10}$ are presented and compared with those of air which were obtained from the same apparatus, particularly concerning the vertical temperature distributions of the fluid and partition, the grade of temperature stratification of the fluid, and the vertical distributions of heat flux across the partition and heat transfer coefficient on the partition surface. The relation between local Nusselt number and Rayleigh number is correlated as follows:

For air

$$Nu_x = 0.42 Ra_x^{0.3} \quad \text{for } 10^5 \leq Ra_x \leq 2 \times 10^7$$

For Freon gas

$$Nu_x = 0.068 Ra_x^{0.4} \quad \text{for } 2 \times 10^7 \leq Ra_x \leq 8 \times 10^9$$

The local Nusselt numbers are higher than previous results for an isolated vertical plate, and the Rayleigh number at which the transition from laminar to turbulent takes place is much smaller.

1. 緒 言

異なる温度を持つ平行な二平板を含む長方形閉空間内の熱伝達現象に関しては、Ostrach^{1,2)}、Catton³⁾及びHoogendorn⁴⁾がまとめているように、1958年にBatchelor⁵⁾が最初の研究を行って以来、数多くの理論的及び実験的研究がなされている。しかし、これらの研究の大部分は単純閉空間を取り扱ったものである。最近、実際の建物及び太陽熱集熱器などへの応用に主眼をおいて、床または天井、あるいは床及び天井に部分隔壁がある長方形閉空間に関する研究⁶⁻¹⁷⁾及び完全隔壁で仕切られた閉空間に関する研究¹⁸⁻²¹⁾が盛んに行われるようになった。部分隔壁の場合は比較

受理日 昭和63年12月26日

的広範囲のレイレイ数について実験結果が得られているが、完全隔壁の場合は、いずれも低レイレイ数の層流自然対流を数値解析したものである。著者らは、前報²²⁾において、厚い隔壁で仕切られている長方形閉空間に関して、空気を供試流体として用いた場合の温度成層、隔壁の熱流束、温度及び熱伝達係数の分布、さらにそれらに及ぼすふく射の影響を、レイレイ数 $Ra_x = 5 \times 10^4 \sim 2 \times 10^7$ の範囲で実験的に検討した。本報では、空気とほぼ同じプラントル数 ($Pr=0.7$) を持ち、かつ空気の約6倍の密度を持つフロンガス (R114; $C_2Cl_2F_4$) を供試流体とし、前報と同一の実験装置を用いて、厚い隔壁で仕切られている長方形閉空間の熱伝達特性を実験的に検討する。なお、フロンガスを供試流体として用いれば、実物の室内空間の熱伝達を約

1/5 の縮尺模型で模擬できる可能性が期待される。

2. 記 号

- g : 重力の加速度, m/s^2
- H : 実験装置の高さ, m
- Nu_H : 隔壁の平均ヌセルト数, 式 (15)
- Nu_x : 隔壁の局所ヌセルト数, 式 (11)
- Pr : プラントル数
- q : 局所対流熱流束, W/m^2
- q^* : 隔壁通過熱流束, W/m^2
- \bar{q}_c : 平均対流熱流束, W/m^2
- Ra_H : 隔壁の平均レイレイ数, 式 (16)
- Ra_x : 隔壁の局所レイレイ数, 式 (12)
- T : 温度, $^{\circ}C$
- ΔT : 温度差, 式 (10)
- T_c : 冷却面温度
- T_{fc} : 冷却面側の内部流体の温度
- T_{fh} : 加熱面側の内部流体の温度
- T_h : 加熱面温度
- T_{pc} : 冷却面側の隔壁表面温度
- T_{ph} : 加熱面側の隔壁表面温度
- t : 無次元温度, 式 (1), (2), (3), (4)
- X : 隔壁下端から鉛直上方に測った距離, m , 図 3
- X^* : 前縁から隔壁に沿う流れの方向に測った距

離, m , 図 3

- Z : 実験装置の奥行き長さ, m
- α : 局所熱伝達係数, $W/m^2 K$, 式 (9)
- λ : 流体の熱伝導率, $W/m^2 K$
- ν : 動粘度, m^2/s
- ϵ : 高さ方向の温度成層の無次元勾配, 式 (5), (6)

添字

1/2 : 位置 $X=H/2$ での値

3. 実験装置及び実験方法

図 1 に実験装置の概略及び冷却水の系統を示す。詳細は文献 (23) 参照のこと。図 2 は容器の中央断面図である。実験装置は加熱面からの熱流束を正確に算定できるように加熱面を中心として左右対称な構造となっており、4つの閉空間から構成されている。これらの閉空間はいずれも高さ 479mm, 幅 142.5mm, 奥行き 755mm である (高さ/幅のアスペクト比は 3.33)。高さはフロンガス (R114) を用いた実験でレイレイ数が実物の室内空間でのレイレイ数 ($Ra_H=10^9 \sim 10^{10}$) と同じオーダーになるような寸法である。幅は、対向した二つの鉛直平板回りの境界層が相互に干渉しなくなるような平板間距離より十分大きく、かつ側壁、天井面及び床面からのふく射の影響が小さくなるような寸

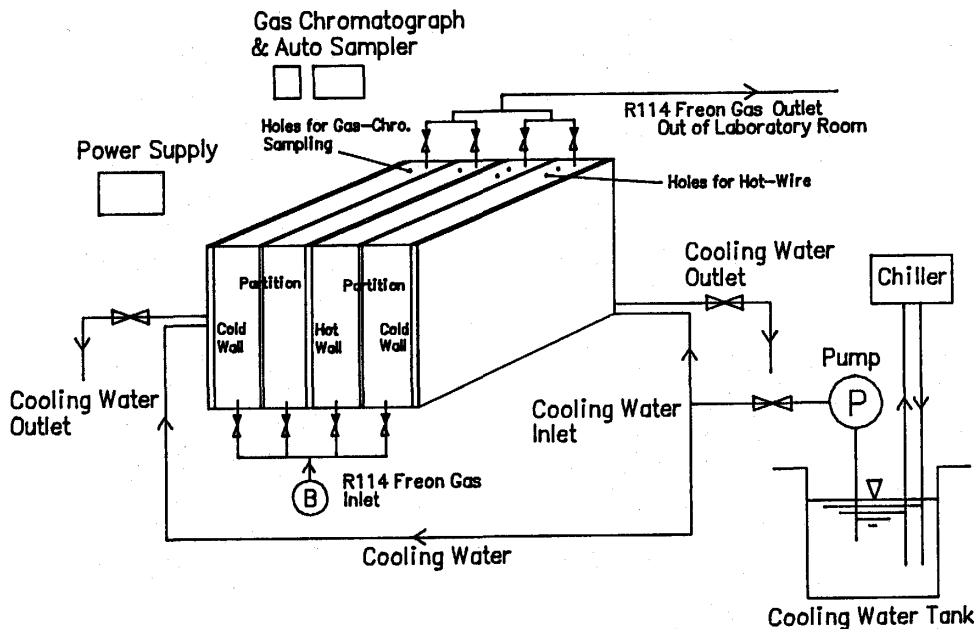


Fig. 1 Experimental apparatus and cooling water circuit

法である。奥行きは、側壁からのふく射の影響ができる限り小さく、かつホログラフィ干渉法による温度場の光学的観察が精度よくできるような寸法である。発熱体は幅 150mm 厚さ 76 μ m の5枚の面状発熱体(ダイキン(株); フロトロン, 高導電性四フッ化エチレン樹脂)をベークライト板の外側にはりつけ、上端で並列通電する構造になっている。この発熱体を0.3mm厚さの電気絶縁シートを介して厚さ3mmのアルミニウム板ではさみ、加熱面を構成した。冷却面は厚さ4mmの銅板の背後に内径10mmの2本の銅パイプを面を覆うように銀ろう付けしたもので、パイプ内に約10°Cの冷水を流すことにより、冷却を行った(冷却水の温度上昇は約0.2°C)。隔壁には、その表裏で十分な温度差が得られるように厚さ約10mmの亚克力板を用いた。隔壁端面と容器の間にはスポンジシールをはさみ込んだ。これは隔壁端面から容器への熱伝導損失を減らすため及び空気の流通を防ぐためである。隔壁面及び加熱面には黒体塗料(アサヒペン; つや消し黒色耐熱塗料)を吹き付けた。なお、その他の面は厚さ10mmの亚克力板で、天井及び床にはその内表面に厚さ50 μ mのアルミ蒸着フィルム(中川ケミカル(株); カッティングシート)をはりつけた。側面の内面にはアルミ蒸着した厚さ3mmの亚克力板をとりつけた。実験装置はガスケット用シリコンゴムで完全に密封し、厚さ60mmの発泡スチロールで断熱した。

供試流体のフロンガス(R114)は、図1に示すように、各閉空間の側面上、床端から上方10mmの位置に設けられた ϕ 6mmの穴を介してガスボンベから導入され、排気は、天井面上、反対側の側面端から中央の方向に50mm離れた位置に設けられた ϕ 10mmの穴を介して実験室外に放出される。ガスボンベと実験装置との連結には外径6mm(内径3mm)の銅パイプを用い、排気孔と実験室外との連結にはビニールチューブを用いた。実験装置内部のフロンガスの充填の程度はガスクロマトグラフによる組成分析と熱線プローブの伝熱特性から確かめた。なお、ガスクロマトグラフの試料採取用のステンレスパイプ及び熱線のプローブは、それぞれ天井面に設けられた ϕ 1mm及び ϕ 6mmの穴にコンプレッションフィッティングを用いて取り付けられている。また、実験装置の水平は水滴形水準器で確かめた。

図2の○印は容器中央断面における壁面温度及び空気温度測定用熱電対の温接点位置を示す。合計121本

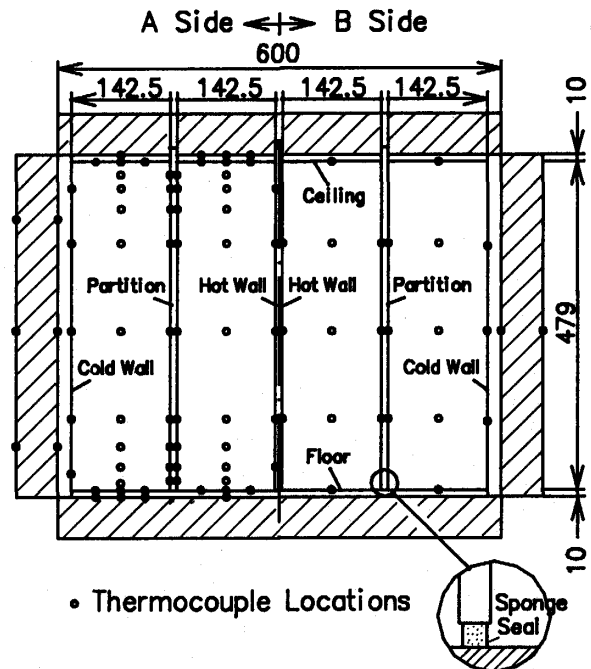


Fig. 2 Cross sectional view of the experimental apparatus

の熱電対はすべて線径50 μ mの銅・コンスタンタン線である。壁面温度測定用熱電対はけがき溝に埋めこんで瞬間接着剤で固定した。空気温度測定用熱電対は2本の鉛直の ϕ 3mm木製丸棒(間隔10mm)の間に温接点を中心になるように張ることによって固定した。熱電対起電力の測定には120チャンネル多点温度記録計と3ペンレコーダを併用した。以下に示す実験結果には図2のA側のものを採用した。

実験は次の手順で行った。まずフロンガス(R114)を実験装置内に充填し、実験装置内のフロンガス濃度が99%以上であることを、ガスクロマトグラフ及び熱線プローブによって確かめた。次に、冷却水を流し、2つの冷却面表面温度(高さ238mmの位置)がほぼ等しい設定値(約12°C \pm 0.3°C)になるように冷却水流量を調節した。同時に発熱体に通電し、加熱面表面温度(高さ238mmの位置)が設定値(36°C($T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$), 48°C($T_h - T_c = 36^\circ\text{C}$), 60°C($T_h - T_c = 48^\circ\text{C}$))の3種類になるように加熱量を調節した。各点の温度が定常になった時に測定を開始した。この間約18時間を要した。

図3は実験結果の整理に使用する閉空間の記号及び座標系である。 T_c は冷却面表面温度、 T_{fc} は冷却面側の内部流体の温度、 T_{pc} 及び T_{ph} はそれぞれ冷却面側及び加熱面側の隔壁表面温度、 T_{sh} は加熱面側の

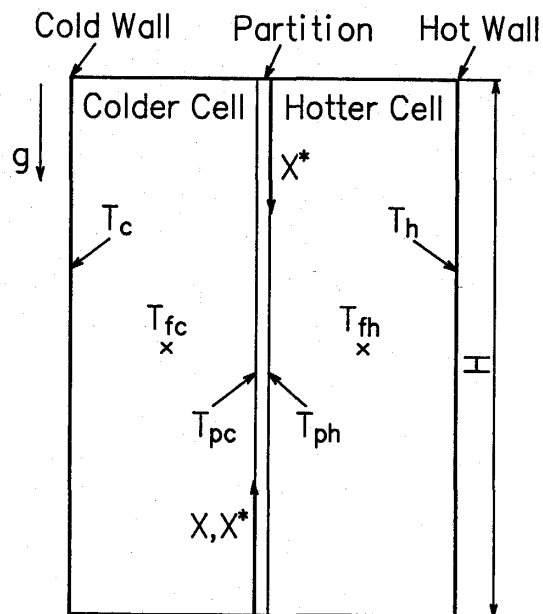


Fig. 3 Coordinates and symbols

内部流体の温度、 T_h は加熱面表面温度、 H は閉空間の高さ、 g は重力加速度、 X 及び X^* はそれぞれ伝熱面下端から鉛直上方に測った距離及び前縁から隔壁に沿う流れの方向に測った距離である。

4. 実験結果及び考察

4.1 隔壁に沿う自由対流境界層流れの観察

図4は冷却面側の隔壁表面に形成された境界層流れ

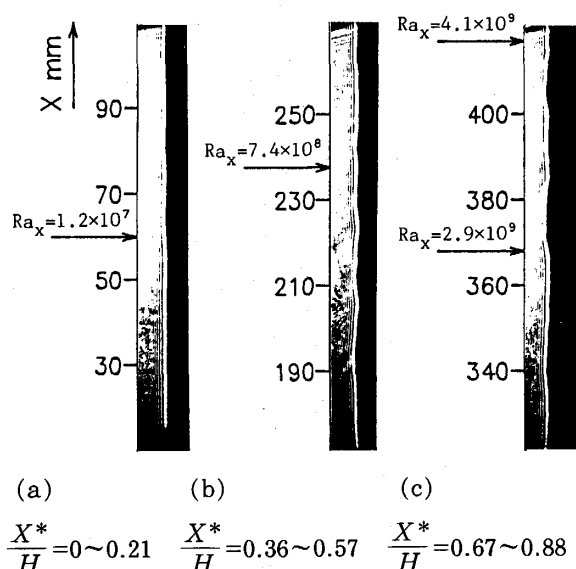


Fig. 4 Shadowgram showing the boundary layer along the partition facing the colder cell ($T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$)

のシャドウグラフによる可視化写真例である。図 (a), (b) 及び (c) は、それぞれ $X^*/H=0\sim 0.21$, $0.36\sim 0.57$, 及び $0.67\sim 0.88$ の領域に対応する。本実験では、床面近傍の境界層が揺動し、その擾乱波が上方に増幅されながら伝播することが観察された。床面近傍の境界層の揺動は冷却面で形成された乱れが十分減衰することなしに隔壁まで到達することによるものと考えられる。なお、前報²²⁾の空気の実験では隔壁に沿う自由対流境界層は層流であり、上述のような揺動現象は観察されなかった。

4.2 伝熱面、内壁面及び内部流体の温度分布

図5 (a), (b) 及び (c) はそれぞれ温度差 $T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$, 36°C 及び 48°C について容器の中央断面における隔壁表面 (●印), 加熱面 (□印), 冷却面 (△印) 及び内部流体 (○印) の高さ方向の温度分布、及び天井と床の内外面の温度 (◇印) をプロットしたものである。隔壁を挟んで加熱面側と冷却面側の温度分布形は容器の中心線に対してほぼ対称形となっている。加熱面及び冷却面の表面温度においては、中央高さの温度に比べて天井面近傍の温度が高くなっている。また、加熱面の $X=110\text{mm}$ の位置での温度は他の位置でのそれに比して若干低い。しかしながら、加熱面及び冷却面の温度は、両者の温度差の大きさを考慮すれば、いずれもほぼ一様と見なしてよい。隔壁表面温度と内部流体温度は、いずれも $X/H=0.25\sim 0.75$ の範囲で高さ方向にほぼ直線的に高くなっている。一方、 $X/H=0\sim 0.25$ 及び $X/H=0.75\sim 1$ の範囲では、隔壁表面及び内部流体の温度分布は直線的ではない。この主な原因は天井面及び床面に沿う流れによるものである。

図6 (a), (b) 及び (c) は、それぞれ温度差 $T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$, 36°C 及び 48°C について隔壁表面 (●印), 加熱面 (□印) 及び冷却面 (△印) の中央高さ $X/H=0.5$ における奥行き方向の温度分布をプロットしたものである。奥行き方向に若干温度分布があるが、閉空間内には高さ及び水平方向の二次元的温度場が形成されていると考えてよい。

図7は図5のデータより求めた内部流体及び隔壁表面の無次元温度分布である。○, △及び□印は、それぞれフロンガス (R114) を供試流体として用いた場合の温度差 $T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$, 36°C 及び 48°C の結果であり、×印は前報²²⁾の空気の実験結果の一例 ($T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$) である。各無次元温度は次の諸式で定義される。

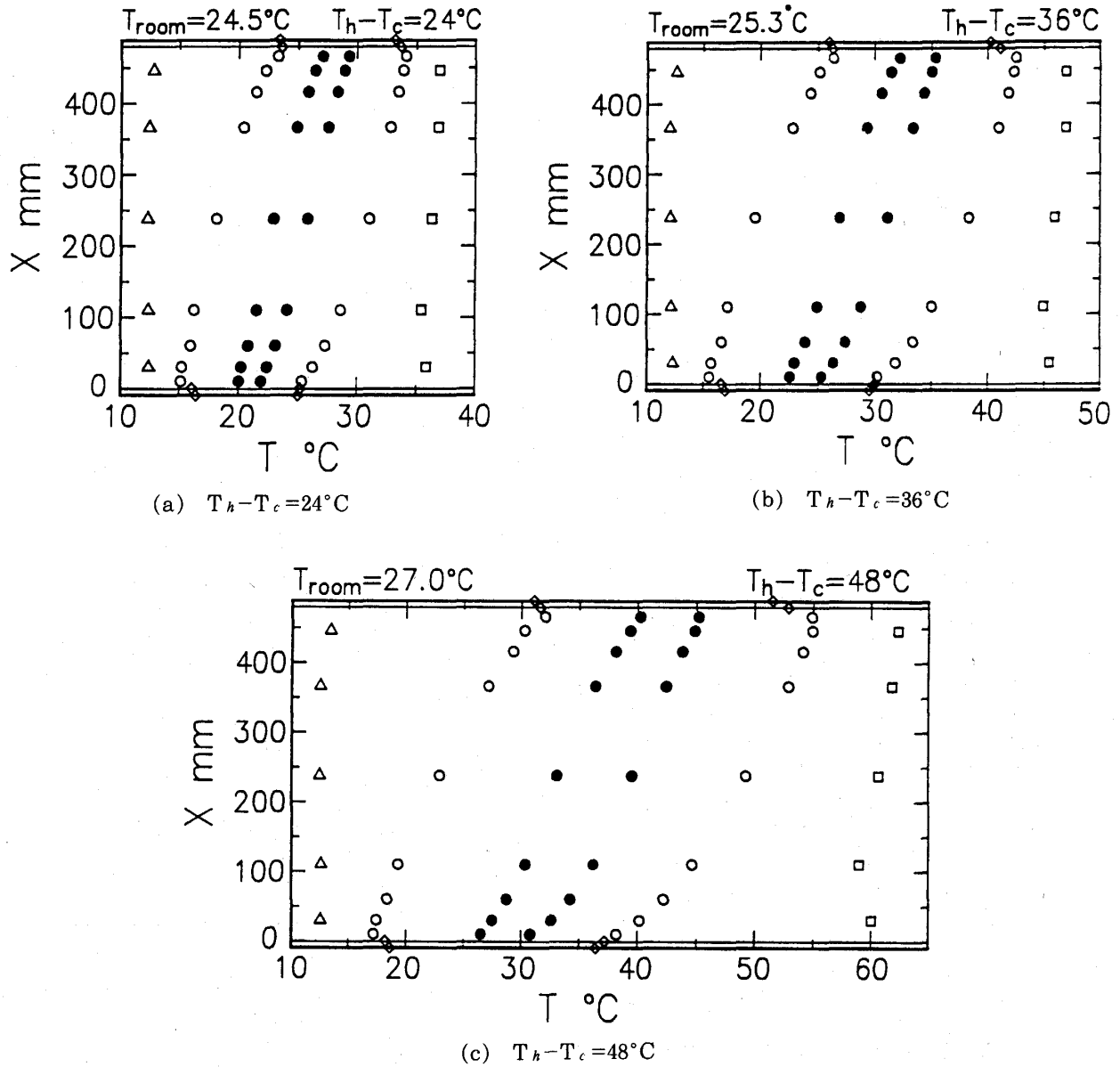


Fig. 5 Vertical temperature distributions of the fluid (○), partition (●), cold wall (△) and hot wall (□)

(a) 冷却面側内部流体

$$t_{fc} = \frac{T_{fc} - (T_{fc})_{1/2}}{(T_{pc} - T_c)_{1/2}} \quad (1)$$

(b) 冷却面側の隔壁

$$t_{pc} = \frac{T_{pc} - (T_{fc})_{1/2}}{[(T_h - T_c)/2]_{1/2}} \quad (2)$$

(c) 加熱面側の隔壁

$$t_{ph} = \frac{T_{ph} - (T_{ph})_{1/2}}{[(T_h - T_c)/2]_{1/2}} \quad (3)$$

(d) 加熱面側内部流体

$$t_{fh} = \frac{T_{fh} - (T_{fh})_{1/2}}{[(T_h - T_{ph})/2]_{1/2}} \quad (4)$$

ここに、添字 1/2 は中央高さでの値を示す。加熱面側及び冷却面側のフロンガスの内部流体温度分布は、 $X/H=0.25\sim 0.75$ の中央部で空気のそれに近いが、天井面あるいは床面に近づくにつれて両者の差異は大きくなる。また、フロンガスの場合の隔壁表面温度の高さ方向勾配は空気の場合に比して若干大きい。

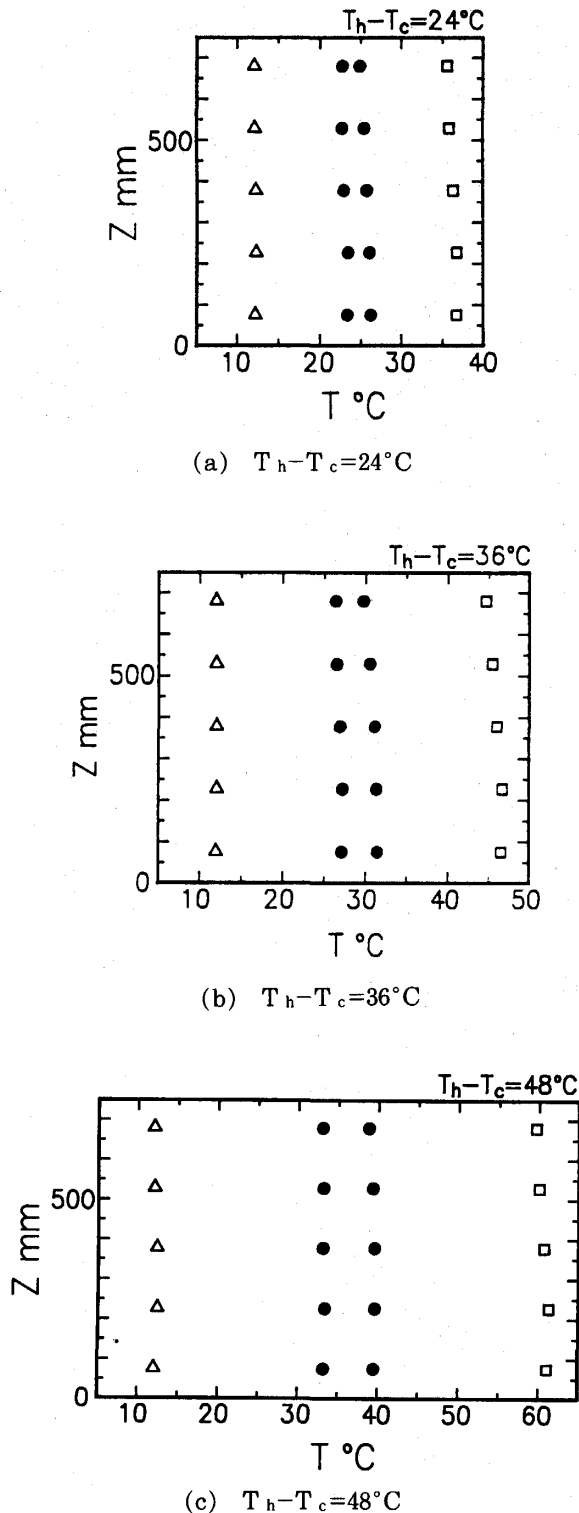


Fig. 6 Horizontal temperature distributions of the partition (●), cold wall (△) and hot wall (□)

4.3 流体の温度成層の勾配

図8は温度成層ができている内部流体の高さ方向の温度勾配 $\Delta T_f / \Delta X$ を $(T_h - T_{ph})_{1/2} / H$ あるいは $(T_{pc} - T_c)_{1/2} / H$ に対してプロットしたものである。 $\Delta T_f / \Delta X$ は図5の天井面及び床面近傍を除く $X/H = 0.25 \sim 0.75$ の直線的な温度分布より求めた。フロンガス (R114) のデータを○印, 前報の空気の結果を×印で示す。フロンガスの $\Delta T_f / \Delta X$ は, $(T_h - T_{ph})_{1/2} / H$ あるいは $(T_{pc} - T_c)_{1/2} / H$ に対して直線的であり, 冷却面側の $\Delta T_f / \Delta X$ の値は同一温度条件 ($T_h - T_c = \text{一定}$) の加熱面側の $\Delta T_f / \Delta X$ の値にほぼ等しい。また, フロンガスの $\Delta T_f / \Delta X$ は, 横座標が等しい場合, 空気の結果より高い値をとる。加熱面側及び冷却面側の温度成層勾配 ξ をそれぞれ次式で定義する。

$$\text{加熱面側} \quad \xi = \frac{\Delta T_{fh} / \Delta X}{(T_h - T_{ph})_{1/2} / H} \quad (5)$$

$$\text{冷却面側} \quad \xi = \frac{\Delta T_{fc} / \Delta X}{(T_{pc} - T_c)_{1/2} / H} \quad (6)$$

式(5)及び(6)で求めた ξ の値は, フロンガスでは0.71~0.75で, 空気では0.56~0.66となり, フロンガスの方が空気の場合より高い値をとる。図8には加熱面と冷却面からなる単純閉空間に関する従来の理論及び実験の結果も示している。空気を用いた Eckert ら²⁴⁾ 及び Mynett ら²⁵⁾ の ξ の実験値はそれぞれ0.6及び0.7~0.8であり, 水を用いた Cowan ら²⁶⁾, Ozoe ら²⁷⁾ 及び Giel ら²⁸⁾ の ξ の実験値はそれぞれ0.54, 0.64及び0.54である。破線は Raithby ら²⁹⁾ による解析解であるが, $Pr=0.72$ の場合 $\xi=0.86$, $Pr > 1$ の場合 $\xi=0.44 \sim 0.58$ となる。単純閉空間に関する従来の研究より, 空気の場合の温度成層の勾配は水のそれよりも大きい傾向にあることが分かる。

4.4 隔壁通過熱流束の分布

図9は隔壁を通過する伝導熱流束の高さ方向の分布を示したものである。隔壁通過熱流束は隔壁両面の温度差の測定値とその熱伝導率 ($0.209 \text{ W/m}^2 \text{ K}$) より算出した。隔壁厚さは 9.85 mm であるが, 温接点間の距離は 9.60 mm であり, 熱流束の計算には後者の値を用いた。白抜き印はフロンガス (R114) の結果, 黒塗り印は前報²²⁾の空気の結果である。フロンガス及び空気のいずれの場合も隔壁通過熱流束は $X/H=0.5$ の中央高さで最大となり, その位置から上下端方向に向かって中央高さに対してはほぼ対称に減少する。また, 温度差 $T_h - T_c$ が同一の場合, フロンガスの隔壁通過

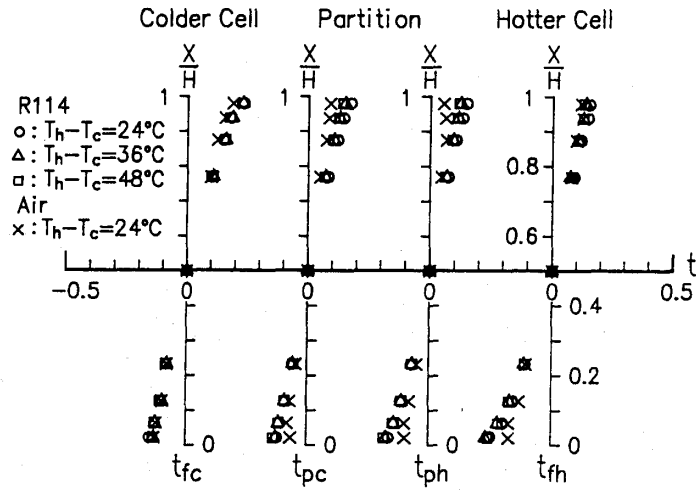


Fig. 7 Dimensionless vertical temperature distributions of the fluid and partition

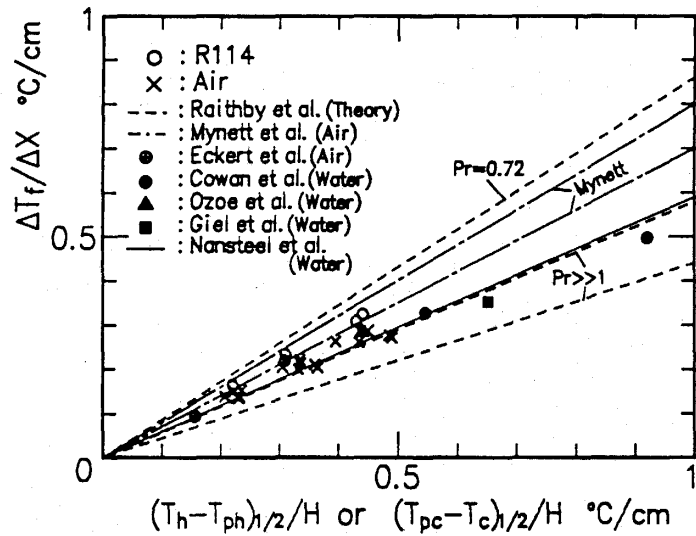


Fig. 8 Temperature stratification of the fluid

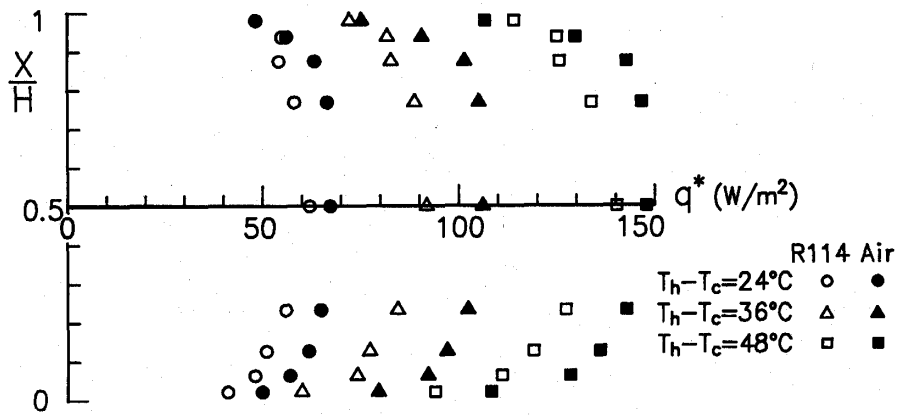


Fig. 9 Distributions of heat flux across the partition

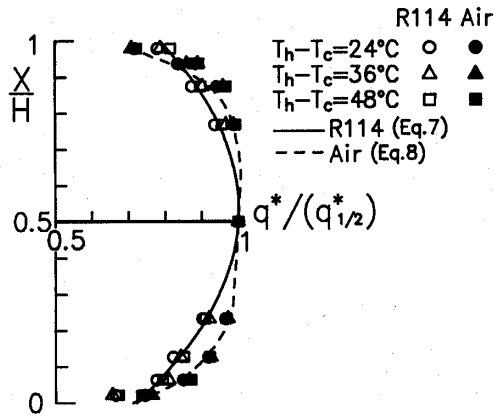


Fig. 10 Normalized distributions of heat flux across the partition

熱流束は空気の場合より小さい。

図10は図9の隔壁通過熱流束の高さ方向分布を $X=H/2$ の隔壁中央高さの熱流束で無次元化したものである。記号は図9の場合と同一である。フロンガスと空気の場合とで隔壁通過熱流束分布の形状は異なる。空気の場合分布形はフロンガスのそれに比して中央部で平坦である。この原因として、フロンガスの場合の隔壁通過熱流束は対流熱伝達によって支配されるのに対し空気の場合は対流と輻射の共存熱伝達によって支配されること、フロンガスの場合の天井面及び床面に沿う流れの厚さは空気の場合よりも厚いこと等が考えられる。また、フロンガス及び空気のいずれの場合も、無次元隔壁通過熱流束の分布形は温度差 $T_h - T_c$ によってあまり変化しない。これらの分布形は次のように近似できる。

フロンガスの場合

$$q^*/q^*_{1/2} = 0.720 + 1.054 (X/H) - 0.987 (X/H)^2 \quad (7)$$

空気の場合

$$q^*/q^*_{1/2} = 0.71 + 2.61 (X/H) - 8.94 (X/H)^2 + 13.08 (X/H)^3 - 6.81 (X/H)^4 \quad (8)$$

参考までに、式(7)及び(8)をそれぞれ実線及び破線で示した。

4.5 隔壁の局所熱伝達係数

図11に隔壁の局所熱伝達係数を示す。白抜き印はフロンガス(R114)の結果、黒塗り印は前報の空気の結果である。局所熱伝達係数 α は次式で求めた。

$$\alpha = q / \Delta T \quad (9)$$

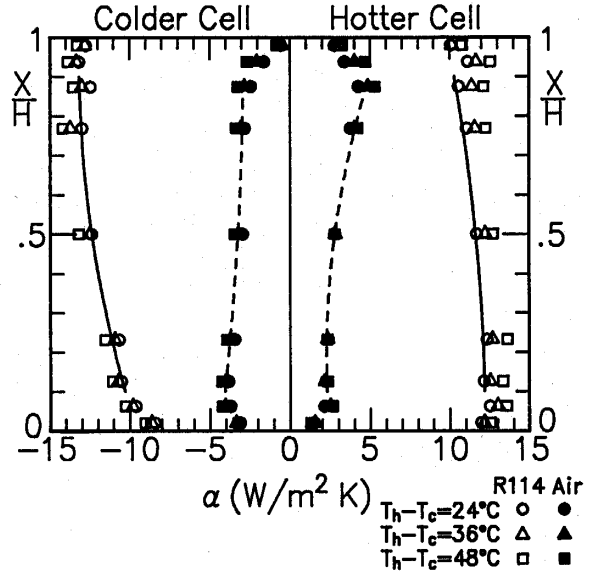


Fig. 11 Local convection heat transfer coefficient for the partition

ここに、

$$\Delta T = (T_{fh} - T_{ph}) \text{ あるいは } (T_{pc} - T_{fc}) \quad (10)$$

ここで q は X における局所対流熱流束であり、フロンガスの場合は輻射の吸収性が非常に強い³⁰⁾ので隔壁通過熱流束が q に等しいとした。また、前報に示されているように、空気の場合は隔壁通過熱流束から輻射熱流束を差し引いて q が計算されている。天井面及び床面近傍を除けば、空気の場合の熱伝達係数は流れ方向に減少する傾向にあり、フロンガスの場合の熱伝達係数は流れ方向に増加する傾向にある。両者の傾向の相違は流れが層流であるか乱流であるかによるものと考えられる。

図12は隔壁の局所ヌセルト数 Nu_x と局所レイレイ数 Ra_x との関係を示す。 Nu_x 及び Ra_x の実験値は次式によって求めた。

$$Nu_x = \frac{\alpha X^*}{\lambda} \quad (11)$$

$$Ra_x = \frac{g \Delta T X^{*3}}{\nu^2 (T_f + 273.15)} Pr \quad (12)$$

ここに、 X^* は図3に示すように加熱面側は上端から下端に向かって、冷却面側はその逆方向に測った距離、即ち壁に沿う境界層の流れの方向に測った距離である。フロンガス(R114)の物性値は $(T_{ph} + 0.38 \Delta T)$ 、 $(T_{pc} - 0.38 \Delta T)$ における値で藤井ら³¹⁾の式を用いた。○印はフロンガスのデータであり、×印は前報の空気のデータ(但し $T_h - T_c = 24^\circ\text{C}$ のみ)である。フロン

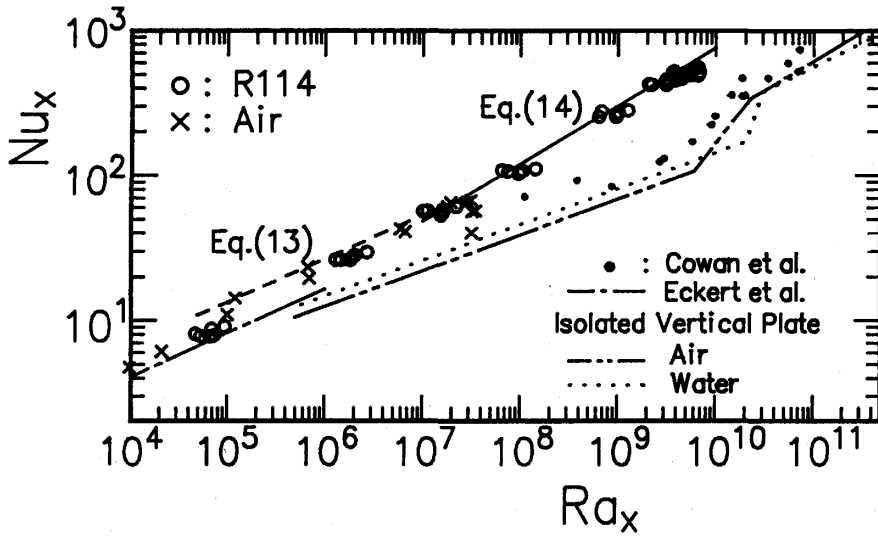


Fig. 12 Local Nusselt number for the partition

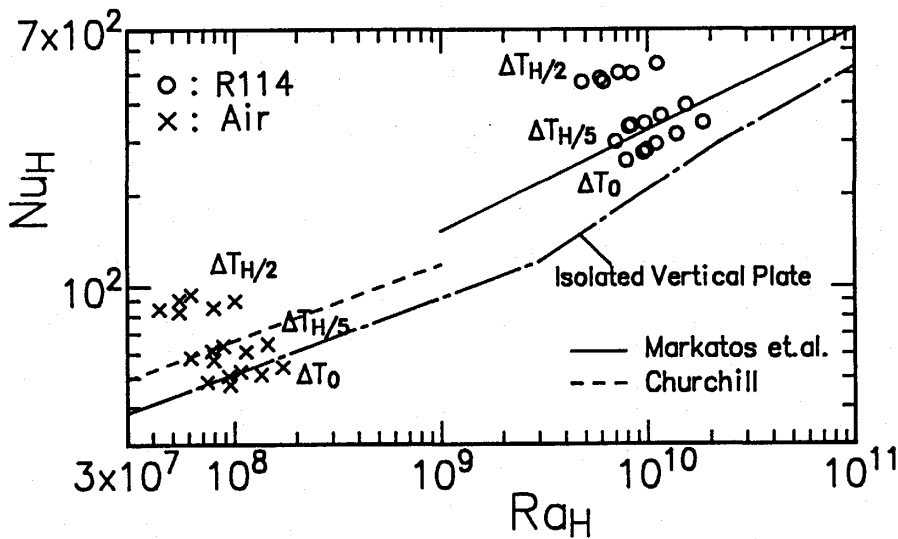


Fig. 13 Average Nusselt number for the partition

ガスと空気のデータは、 $10^5 \leq Ra_x \leq 2 \times 10^7$ (フロンガスの場合 $0.06 < X^*/H < 0.11$, 空気の場合 $0.11 < X^*/H < 0.89$) の範囲でよく一致しており、次式で近似できる。

$$10^5 \leq Ra_x \leq 2 \times 10^7 \text{ で} \quad Nu_x = 0.42 Ra_x^{0.3} \quad (13)$$

なお、式 (13) より低い $Ra_x = 10^5$ 近傍のフロンガスのデータは $X^*/H = 0.02$ のデータであり、式 (13) より低い $Ra_x = 3 \times 10^7$ 近傍の空気のデータは $X^*/H = 0.94$ のデータである。また、 $2 \times 10^7 \leq Ra_x \leq 8 \times 10^9$ ($0.11 < X/H < 0.94$) のフロンガスのデータは次式で近似できる。

$$2 \times 10^7 \leq Ra_x \leq 8 \times 10^9 \text{ で} \quad Nu_x = 0.068 Ra_x^{0.4} \quad (14)$$

一点鎖線は単純閉空間内の空気に関する Eckert ら²⁴⁾の結果であり、著者ら²²⁾の空気に関する結果と勾配は一致するが値は低い。また●印は単純閉空間内の水に関する Cowan ら²⁶⁾の乱流のデータであるが、本実験値より低い。比較のため、藤井³²⁾によって提案された一様伝熱面温度、一様流体温度の単独鉛直平板まわりの空気及び水の局所ヌセルト数とレイレイ数の相関関係をそれぞれ2点鎖線及び点線で示す。隔壁まわりの本実験結果は2点鎖線及び点線で表される空気及び水の式に比して層流域及び乱流域のいずれにおいても約

65%高い。また本実験では、単独鉛直平板の場合に見られるような遷移領域での熱伝達の急激な上昇は観察されなかったが、層流から乱流への遷移はより低いレイレイ数で生じているものと考えられる。

4.5 隔壁の平均熱伝達係数

図13に隔壁の平均ヌセルト数 Nu_H と平均レイレイ数 Ra_H との関係を示す。 Nu_H と Ra_H の実験値はそれぞれ次式によって求めた。

$$Nu_H = \frac{\bar{q}_c H}{\lambda \Delta T} \quad (15)$$

$$Ra_H = \frac{g \Delta T H^3}{\nu^2 (T_f + 273.15)} Pr \quad (16)$$

ここで \bar{q}_c は平均対流熱流束（フロンガスでは隔壁通過熱流束と等しいとし、空気の場合は隔壁通過熱流束から輻射熱流束を除いたものを用いた）であり、代表温度差 ΔT として

$$\Delta T_{H/2} = T_{px=H/2} - T_{fx}^*_{-H/2}$$

$$\Delta T_{H/5} = T_{px=H/2} - T_{fx}^*_{-0.22H}$$

$$\Delta T_0 = T_{px=H/2} - T_{fx}^*_{-0.02H}$$

の3種類の場合についてデータ整理を試みた。その際フロンガス及び空気の代表物性値 λ , ν 及びプラントル数 Pr として、温度が $(T_{ph} + 0.38\Delta T)$ 及び $(T_{pc} - 0.38\Delta T)$ における値を用いた。○及び×印はそれぞれフロンガス及び前報²²⁾の空気のデータである。また、実線及び破線は、それぞれ Markatos³³⁾の単純閉空間における乱流数値計算結果及び Churchill³⁴⁾が提案している単純閉空間における層流の平均ヌセルト数と平均レイレイ数の関係である。 $\Delta T = \Delta T_{H/5}$ とした実験値は単純閉空間に関する Churchill 及び Markatos らの結果と最もよく一致する。参考までに、藤井³²⁾によって提案された単独鉛直平板まわりの層流及び乱流の平均ヌセルト数と平均レイレイ数との関係を一点鎖線で示す。

5. 結 論

一様温度の鉛直な加熱面及び冷却面で構成される長方形閉空間が鉛直な完全隔壁で仕切られた場合の乱流伝熱特性を明らかにするために、プラントル数が空気とほぼ同じであるフロンガス (R114) を用いて実験を行った。そして、フロンガスの結果と、同一実験装置で先に行った空気の結果と比較検討し以下の結論を得た。

(1) フロンガスを用いた場合の流体及び隔壁の高さ

方向温度分布、流体の温度成層の勾配及び隔壁通過熱流束分布は空気を用いた場合の結果と類似である。

(2) 隔壁の局所熱伝達係数は、天井面及び床面近傍を除き、空気の場合境界層の流れ方向に減少し、フロンガスの場合境界層の流れ方向に増加する。

(3) 隔壁の局所ヌセルト数と局所レイレイ数の関係は、 $10^5 \leq Ra_x \leq 2 \times 10^7$ の範囲では式 (13) で、 $2 \times 10^7 \leq Ra_x \leq 8 \times 10^9$ の範囲では式 (14) で近似できる。また、隔壁の局所ヌセルト数は、単純閉空間に関して得られた水及び空気の結果よりも高い値を示す。

(4) 代表温度差 $\Delta T_{H/5}$ で求めた長方形閉空間内の平均ヌセルト数と平均レイレイ数の相関関係は、隔壁がない単純閉空間に関する相関関係とよく一致する。

なお、本実験にあたって、大学院修士1年生坂田敏也君の協力を得た。ここに記して謝意を表す。

文 献

- 1) Ostrach, S., Adv. Heat Transfer, 8 (1972), 161.
- 2) Ostrach, s., 7th Int. Heat Transfer Conf., 1 (1982), 365.
- 3) Catton, I., 6th Int. Heat Transfer Conf., 6 (1978), 13.
- 4) Hoogendorn, C. J., 8th Int. Heat Transfer Conf., 1 (1986), 111.
- 5) Batchelor, G. K., Quart. Appl. Maths., X-3 (1958), 209.
- 6) Nansteel, M. W. and Grief, R., J. Heat Transfer, 103-4 (1981), 623.
- 7) Nansteel, M. W. and Grief, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 27-4 (1984), 561.
- 8) Lin, N. N. and Bejan, A., Int. J. Heat Transfer, 26-12 (1983), 1867.
- 9) Bauman, F., et al., ASHARE Trans., 89 (1980), 215.
- 10) Bajorek, S. M. and Lloyd, T. R., J. Heat Transfer, 104 (1982), 527.
- 11) Chang, L. C., et al., J. Heat Transfer, 105 (1983), 89.
- 12) Jetli, R., et al., Num. Heat Transfer, 10 (1986), 521.
- 13) Zimmerman, E. and Acharya, S., Int. J. Heat Mass Transfer, 30-2 (1987), 319.
- 14) Acharya, S. and Tsang, C. H., Num. Heat Transfer, 8 (1985), 407.
- 15) Weber, D. D., Ph. d. thesis, Dep. of Physics, Univ. of Idaho, Moscow, Idaho (1980).
- 16) Tsang, C. H. and Acharya, S., Num. Heat

- Transer, **9** (1985), 217.
- 17) Anderson, R. and Kreith, F., *Adv. Heat Transfer*, **18** (1987), 1.
- 18) Anderson, R. and Bejan, A., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **24-10** (1981), 1611.
- 19) Tong, T. W. and Gerner, F. M., *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, **13** (1986), 99.
- 20) Ho, C. J. and Yih, Y. L., *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, **14** (1987), 91.
- 21) 中村 博, 浅古 豊, 平田東彦, *機論*, **50-459**, B (昭59), 2647.
- 22) 藤井 哲, 小山 繁, 小金井真, *空気調和・衛生工学会論文集*, **35** (1987), 61.
- 23) 小金井真, 九州大学博士論文, (昭62).
- 24) Eckert, E. R. G. and Carlson, W. O., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **2** (1961), 106.
- 25) Mynett, J. A. and Duxburg, D., *5th Int. Heat Transfer Conf.*, **3** (1974), 119.
- 26) Cowan, G. H., et al., *7th Int. Heat Transfer Conf.*, **2-NC13** (1982), 195.
- 27) Ozoe, H., et al., *J. Heat Transfer*, **105-4** (1983), 782.
- 28) Giel, P. W. and Schmidt, F. W., *8th Int. Heat Transfer Conf.*, **4** (1986), 1459.
- 29) Raithby, G. D., et al., *J. Heat Transfer*, **99-2** (1977), 287.
- 30) Matheson Unabridged Gas Data Book; A compilation of Physical and Thermodynamic Properties of Gases (Matheson Gas Products, East Rutherford, N. J., 1974).
- 31) 藤井 哲, 野津 滋, 本田博司, 九州大学生産科学研究所報告, **67** (1978), 43.
- 32) 藤井 哲, *伝熱工学の進展*, **3** (1974), 1.
- 33) Markatos, N. C. and Pericleous, K. A., *Int. Heat Mass Transfer*, **27** (1984), 775.
- 34) Churchill, S. W., *Heat Exchanger Hand Book*, sec. 2. 5. 8. (1982).