底面加熱を受ける長方形くぼみ内の強制 および自然対流共存熱伝達*

稲葉 英男**, 福田 武幸**, 菅原 征洋***

Mixed, Forced and Natural Convective Heat Transfer in Cavities Heated from Bottom Surface

by Hideo INABA, Takeyuki FUKUDA, and Masahiro SUGAWARA

This experimental study concerns the mixed, forced and natural convection heat transfer in rectangular cross-section cavities heated from bottom surface. Flow visualization, temperature profiles and measurements of heat transfer from bottom heating surface are performed for various free-stream velocities, temperature differences between the free-stream and the heating surface and dimensions of the cavity. It is found that flow pattern and amount of convective heat transfer are influenced by an interaction between forced and natural convection, and there is an existence of Reynolds number's region which the amount of convective heat transfer is decreased with increasing Reynolds number. This paper correlates the experimental data in terms of Nusselt number, dimension ratio of cavity (depth/width of cavity), Grashof and Reynolds numbers according to the region of Reynolds numbers.

Key Words: Convective Heat Transfer, Forced Convection, Natural Convection, Cavity

1. 結 論

くぼみ底部よりの対流熱伝達は、粗面またはフィンによる伝熱促進、地下構造物よりの換気そして地上構造物よりの大気への熱拡散問題など工学の広い分野にわたって関連をもつものである。この種の研究としては、従来より底面加熱を有する長方形くぼみに関する解析^{(1)~(6)}および実験的研究^{(7)~(10)}が数多く報告されている。一般的に解析的研究は、流れ場を二次元層流として扱っている例が多い。一方実験的研究は、その対流熱伝達を三次元乱流状態についての報告が多いようである。これら従来の研究に共通した点は、底部加熱状態にても自然対流による影響力の弱いそして強制対流による熱輸送が主体となる領域を扱ったものである。実際の現象としては、当然のことながら強制対流よりも自然対流が熱輸送に主要な役割を果たす領域が存在する。たとえば、強制対流による主流速度が減少し、温度差による浮力の効果が增大すると自然対流による熱伝達が支配的となる。しかしながら、従来より

くぼみ内の自然対流の支配的領域より強制対流の支配的領域にわたる共存対流熱伝達に関する研究はほとんど報告されていない。本研究は最も基本的モデルとして、底面加熱を受ける単一長方形くぼみ内の流動挙動、温度分布および加熱面の熱伝達に影響を及ぼす諸因子(レイノルズ数、グラスホフ数、くぼみの寸法)の効果を実験的に解明し、熱伝達に関する無次元整理式を提案し、この種の強制・自然共存対流伝達に対する基礎的知見を得ようとするものである。

記 号

D, S, W : くぼみ部の深さ, スパン長および幅
 G_r : グラスホフ数 $= g\beta(T_h - T_\infty)W^3/\nu^2$
 g : 重力の加速度
 H : 主流流入断面の高さ
 h : 熱伝達率 $= q/(T_h - T_\infty)$
 N_u : ヌセルト数 $= h \cdot W/\lambda$
 q : 熱流束
 Re : レイノルズ数 $= U_\infty H/\nu$
 T : 温度
 T_h : 加熱面温度
 T_∞ : 主流空気温度
 U : 主流の流速

* 昭和 60 年 4 月 1 日 第 62 期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和 59 年 10 月 27 日。

** 正員、北見工業大学 (〒090 北海道北見市公園町 165)。

*** 正員、秋田大学鉱山学部 (〒010 秋田市手形学園町 1-1)。

X, Y, Z : 直角座標系

δ^* : くぼみ前縁位置における速度境界層の排除長さ

β : 体膨張係数

λ : 熱伝導率

ν : 動粘性係数

2. 実験装置および方法

実験で用いた風洞は、吸込形で、測定部は高さ (H) 200 mm, スパン (奥ゆき長さ s) 300 mm の断面をもつ長さ (L) 1850 mm の長方形である。測定部の上流側には、しほり比が 0.06 の縮流部そして断面積 1 m^2 の整流部が設けてある。供試長方形くぼみは、風洞測定部の先端より 1570 mm 下流側の風洞の底面に設けられた。長方形くぼみの詳細が図 1 に示されている。風洞内の空気流の速度・乱れの測定には熱線風速計を用い、プローブは温度補正可能な W 形 (直径 $5 \mu\text{m}$ タングステン線) を採用した。たお、低速領域の風速測定には、直径 $70 \mu\text{m}$ のコンスタンタン線を熱源としたスモークワイヤにより発生した煙の流れ分布を発煙より一定時間後に写真撮影して流速を判定するスモークワイヤ法も併用した。表 1 には、くぼみの上流 2 cm の風洞床面における境界層の特性を示してある。表 1 における境界層流の状態は、Yamamoto⁽⁹⁾らの方法および境界層の速度分布を層流に対する Blasius の解および乱流の $1/7$ 乗速度分布側と比較する方法により定めてある。また、主流の乱れ強さは 0.8% 以下であった。長方形くぼみ内の試験部は、奥ゆき方向 (Z 方向) の熱損失を極力少なくするためにはその両端を 50 mm 長さの補償部で囲まれた奥ゆき方向に 200 mm の長さを有する垂直側壁 (厚さ 1 mm のベークライト板) およびくぼみ底部の加熱壁により囲まれる空間である。長方形くぼみの底面となる加熱部は、厚さ 6 mm の銅板で製作された加熱壁、その背後に伝達熱測定用熱流計 (厚さ 1.5 mm) を介して加熱源としての主マイカヒーター (最大出力 1 kW) そして厚さ 5 mm の石こうボ

ードを介して主ヒータと同容量の補償用マイカヒータより構成されている。極力加熱部より側壁への直接伝導伝熱による熱移動を抑える目的より、1 mm 厚さの隙間を側壁と加熱部の間に設けてある。さらに試験部より、前述の奥ゆき方向 (Z 方向) への熱損失軽減のために、長さ 50 mm の加熱部および補償空間が試験部両側に設けてある。

試験部寸法は、くぼみの深さ D を 10, 30, 50 mm および 100 mm の 4 種類そして幅 W を 10, 20, 30 mm および 50 mm の 4 種類に変化させた。なお、加熱壁面および側壁面による放射伝熱の影響を極力少なくする目的により、厚さ $30 \mu\text{m}$ のアルミニウムはくを壁面にはり付けてある。その放射率 ε は 0.06 であり、本実験の温度範囲では、放射伝熱量の全伝達熱量に対する割合は小さいものと推定される。試験部から外部環境への熱損失を極力少なくするために、試験部周囲は整然とグラスウール保温材を充てんしてある。試験部より側壁を介しての熱損失は、両側壁に取付けた熱流計により算定した。本実験範囲においての側壁よりの熱損失は総熱量の 2~4% 程度であった。くぼみ内の温度分布は、 $Y=0.1D, 0.5D$ および D の位置に設けたトラバース装置に取付けた C-C 熱電対 (直径 0.1 mm) を水平方向 (X 方向) に移動させることにより測定した。加熱面の熱的条件としては、加熱面である銅板表面の 5 箇所に埋め込んだ熱電対による温度分布測定結果よりその表面の温度むらが 0.5°C 以内と小さいことより、比較的等温熱境界条件に近いと考えられる。実験データは、試験部の熱的および流動的に定常状態に達した後、採取した。無次元量算出に必要に物性値は、主流温度 T_∞ と加熱面温度 T_h の算術平均温度により決めた。さらに長方形くぼみ内の流動挙動は、スモークワイヤ法による煙の可視観察および垂鉛ステアレットの白色微粉末を試験部に浮遊させて、その流跡を観察することにより把握した。

3. 実験結果とその考察

図 2 は、 $D/W=1$ ($W=50 \text{ mm}$) および $Gr=8.1 \sim 8.5 \times 10^5$ の場合の種々のレイノルズ数 Re におけるく

図 1 実験装置の概要

表 1 主流の特性

U_∞ (m/s)	Re	δ^*	Re_{x0}	境界層流れ
0.29	3.6×10^3	11.9	3.0×10^4	層流域
0.51	6.9×10^3	7.6	3.5×10^4	層流域
0.80	9.9×10^3	6.5	1.3×10^5	遷移域
1.05	1.3×10^4	6.1	1.8×10^5	遷移域
1.98	2.5×10^4	5.8	6.6×10^5	乱流域
3.41	4.4×10^5	5.1	2.3×10^6	乱流域

くぼみ内の流動挙動の大筋をスケッチしたものである。図2(a)は、主流速度 $U_\infty=0$ m/s の自然対流のみが存在する場合でくぼみ上部の周囲環境よりの冷気がくぼみの左壁より流入し、くぼみ底部において熱交換後、右壁に沿って流出する整然とした流れが存在する。この場合の流れは、若干 Z 方向への流れも存在するが、主として二次元性の強い流動挙動であった。図2(b)は、主流速度を $U=0.16$ m/s ($Re=1.4 \times 10^3$) とした場合の流れを示したもので、くぼみ内の循環流れは、 $Re=0$ の場合とは逆方向の右壁より流入し、くぼみ底の加熱面にて熱交換後、左壁に沿って上昇しその流出する流体塊の一部は主流と混合し、外部へ流出する様子が理解できる。また、右壁上部より主流の一部がくぼみ内に流入する様子も観察され、比較的三次元性の強い流動挙動となっている。 $U=0.45$ m/s ($Re=4.4 \times 10^3$) の場合の例が図2(c)に示されている。この場合の流動挙動は前二者の場合と異なり、ほとんど主流の流入がくぼみ内に観察されず、くぼみ内には一つの循環渦が存在する。くぼみ底部よりの高温循環渦は、上部の主流と $Y=D$ 近傍にて熱交換をし、再びくぼみ底へ下降する比較的二次元性の強い流れとなり、くぼみはちょうど主流によりふたをされたような形となっている。図2(d)は、 $U=3.6$ m/s ($Re=3.4 \times 10^4$) の主流が乱流の場合における流動挙動を示したもので、主流は右壁に衝突し、その流れは分岐し一部はくぼみ内に流入し、他はくぼみ上部を下流に向か

って流れる。くぼみ内に流入した流れはくぼみ底にて熱交換を終えた後、左壁に沿いつ Z 方向に向かいながら主流と混合し、下流に流出する比較的三次元性の強い流動状態となった。

さらに、くぼみ寸法の効果としては、 $D/W > 1$ の場合にはくぼみ内に複数の循環渦の存在のため、主流が直接加熱壁と熱交換する機会が少なくなる流動挙動となった。また $D/W < 1$ の場合には、主流が直接加熱面に再付着する様子も観察され、かなり $D/W > 1$ の場合とその流動の様相が異なっていた。

図3は、図2の実験と対応した条件における種々のレイノルズ数に対するくぼみ内の $Z=150$ mm ($Z=S/2$)、 $Y=5$, 25 mm および 50 mm の位置における X 方向の温度分布を示したものである。図3(a)は、 $Re=0$ の自然対流のみ存在する場合の温度分布であり、 $X=0$ mm の左壁側近傍の空気温度が低く、そして $X=50$ mm の右壁側近傍の温度が高いことより、図2(a)の流れ模様のスケッチで示したように、左壁側よりの冷たい空気の流入および熱交換の終えた暖い空気が右壁側より流出する流動挙動と対応するものである。図3(b)は、 $Re=1.4 \times 10^3$ の例であり、この場合の温度分布の傾向は、図3(a)の $Re=0$ とは逆の傾向の温度分布となっている。すなわち、 $X=50$ mm の右壁側の空気温度が低くなっており、この領域より上部からの冷気の侵入の様子が理解でき、そして底面の加熱壁により暖められた空気は、左壁に沿って上昇

図2 種々のレイノルズ数における流れ模様

図3 くぼみ内の温度分布

することがこの温度分布より推定できる。図3(c)は、さらに流速を増大した $Re=4.4 \times 10^3$ の場合の例であり、全体的傾向は図3(b)の温度分布と類似した結果となっているが、 $Y=50$ mm の位置における温度分布が全体的に低く、一方 $Y=5$ mm および 25 mm については、 X 方向にわたっての温度分布の変化が小さくなっている特徴を有している。このことは、冷たい主流空氣がくぼみ内へほとんど侵入していないことを意味するものと言えよう。図3(d)は、主流速度の大きい $Re=3.4 \times 10^4$ の場合の例で、全体的に右壁近傍の空氣温度が低く、一方左壁においては $Y=5$ mm および 25 mm の位置における温度分布が高く、そして $Y=50$ mm のくぼみ入口の温度分布は、ほぼ一定の低い温度となっている。これは、図2(d)の流動挙動において示したように、右壁側より侵入した冷たい空氣がくぼみ底部で熱交換を終えた後の暖い空氣が、奥ゆき方向(Z 方向)より流出する三次元性の強い流れ状態によるものと思われる。

この種の強制対流と自然対流の共存熱伝達の問題においては、その条件において両者の全体の熱伝達に占める割合が異なっている。本研究は、特に自然対流熱伝達の寄与の大きな低主流速度における対流熱伝達を扱っている。まず、 $Re=0$ の主流速度が零の自然対流のみが存在する場合の平均熱伝達に関する実験結果を無次元整理すると、次のような実験式が相対誤差 $\pm 9\%$ 以内で最小二乗法により誘導された。

$$Nu = 0.483(D/W)^{-0.208} Gr^{0.258} \dots\dots\dots (1)$$

$$0.2 \leq D/W \leq 5, 3.1 \times 10^3 \leq Gr \leq 8.6 \times 10^5$$

式(1)で示されるように、 $Re=0$ の場合には、ヌセルト数 Nu は、グラスホフ数 Gr と寸法比 D/W の関数として表現することができる。

図4は、強制対流が存在($Re>0$)とする場合の $W=50$ mm に対するヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係を示したものである。この図4より、低レイノルズ数領域では、レイノルズ数 Re の増大とともにヌセルト数 Nu の減少が見られる。一方高レイノルズ数領域では、逆にレイノルズ数 Re の増加とともにヌセルト数 Nu の増加傾向となる。これらのヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係は、次のように説明できよう。低レイノルズ数領域では、対流熱伝達に及ぼす強制対流の影響が図2(b)および図2(c)の流動挙動に示されるように、自然対流の効果よりも小さいことに起因すると考えられる。特に、図2(c)の場合においては、主流がくぼみ内に直接流入することが少なく、主流とくぼみ底の加熱面との熱交換は、くぼみ内に存在する循環流れを介してくぼみ入口付近にて行われる。そして、その交換熱量がくぼみ内に存在する循環流れ(主に自然対流)に左右され、 $Re=0$ の自然対流のみの場合に観察されたような冷気が直接、加熱面近傍まで侵入するときよりも主流速度の存在する低レイノルズ数領域での対流熱輸送は減少するものと思われる。一方高レイノルズ数領域においては、図2(d)の

図4 スセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係 ($W=50$ mm)

図5 スセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係 ($W=30$ mm)

図6 スセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係 ($W=20$ mm)

図7 スセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係 ($W=10$ mm)

流動挙動からも判断されるように強制対流の影響が強くなり主流がくぼみ内に流入し、冷気が直接くぼみ内で熱交換するために、その伝達熱量も増加し、結果としてレイノルズ数 Re の増大とともにヌセルト数 Nu の増大となる。さらに図4より、同じレイノルズ数でもグラスホフ数の大きいもののほどヌセルト数の値が大きく、そして寸法比 D/W の小さいもののほど大きなヌセルト数となることが理解できよう。図4には参考のために、くぼみの存在しない等熱流束加熱水平平板上の強制対流に関する提案されている実験⁽⁹⁾式を破線で示しさらに、自然対流の影響の小さい領域における底面にて等熱流束加熱を受けるくぼみ内の強制対流熱伝達に関する実験式⁽¹¹⁾を実線で示してある。これらのことより、この種の自然対流と強制対流が共存する場合のヌセルト数 Nu はレイノルズ数の領域により、次の関数関係で表現できよう。

$$Nu = C(D/W)^l Gr^m Re^n \dots\dots\dots (2)$$

図5は、 $W=30$ mmの場合におけるヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係を示したものである。この場合には、全体的には図4で示された $W=50$ mmのヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係と類似した傾向を示すが、そのレイノルズ数に対するヌセルト数の変化割合に差が生じていることが理解できる。 $W=20$ mmおよび10 mmにおけるヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係が図6および図7に示されている。これら図4～図7を比較してみると、特にくぼみの幅の小さい $W=10$ mmの場合には、レイノルズ数 Re の増大とともにヌセルト数 Nu の減少するレイノルズ数の領域が高レイノルズ数側に移行していることがわかる。これは、くぼみの幅が小さいことにより主流のくぼみ内への侵入が阻害されていることに起因するものと思われる。これらの結果をもとに各 W に応じて、式(2)により最小二乗法により実験式を誘導すると、本実験条件の範囲で次のようになる。なお式(3)～(10)は、相対誤差 $\pm 8.7\%$ 以内で実測値を表す。

$$\begin{aligned} (a) \quad & W=50 \text{ mm}, 0.2 \leq D/W \leq 2, \\ & 3.0 \times 10^5 \leq Gr \leq 8.6 \times 10^5 \\ & 1.4 \times 10^3 \leq Re \leq 4.5 \times 10^3; \\ & Nu = 1.06(D/W)^{-0.121} Gr^{0.258} Re^{-0.127} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 8.5 \times 10^3 \leq Re \leq 4.2 \times 10^4; \\ & Nu = 1.72 \times 10^{-3}(D/W)^{-0.121} Gr^{0.258} Re^{0.627} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (b) \quad & W=30 \text{ mm}, 0.33 < D/W < 3.33, \\ & 5.7 \times 10^4 \leq Gr \leq 1.9 \times 10^5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 1.45 \times 10^3 \leq Re \leq 7 \times 10^3; \\ & Nu = 1.14(D/W)^{-0.138} Gr^{0.258} Re^{-0.141} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 8 \times 10^3 \leq Re \leq 4.5 \times 10^4; \\ & Nu = 2.22 \times 10^{-3}(D/W)^{-0.138} Gr^{0.258} Re^{0.575} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (c) \quad & W=20 \text{ mm}, 0.5 \leq D/W \leq 5, \\ & 2 \times 10^4 \leq Gr \leq 6.1 \times 10^4 \\ & 1.4 \times 10^3 \leq Re \leq 4.5 \times 10^3; \\ & Nu = 1.55(D/W)^{-0.154} Gr^{0.258} Re^{-0.217} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 5.6 \times 10^3 \leq Re \leq 4.6 \times 10^4; \\ & Nu = 2.41 \times 10^{-3}(D/W)^{-0.154} Gr^{0.258} Re^{0.554} \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (d) \quad & W=10 \text{ mm}, 1 \leq D/W \leq 5, \\ & 3.1 \times 10^3 \leq Gr \leq 7.3 \times 10^3 \\ & 1.5 \times 10^3 \leq Re \leq 1.02 \times 10^4; \\ & Nu = 2.85(D/W)^{-0.187} Gr^{0.258} Re^{-0.293} \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 2 \times 10^4 \leq Re \leq 4.6 \times 10^4; \\ & Nu = 3.98 \times 10^{-3}(D/W)^{-0.187} Gr^{0.258} Re^{0.402} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

4. 結 論

底面加熱を受ける長方形くぼみ内の対流熱伝達に及ぼす強制対流および自然対流の効果が、低レイノルズ数領域の実験より解明され、特に低レイノルズ数領域においては、主流速度が増大しても、ヌセルト数の増大とならないレイノルズ数の領域が存在することが判明した。さらに、各くぼみ幅に対する対流伝達に関する無次元実験式が二つのレイノルズ数の領域に区分することにより、誘導することが可能となり、この種共存対流に関する基礎資料を得ることができた。

文 献

- (1) Kawaguti, M., *J. phys. Soc. Jpn.*, 16-12(1961-11), 2307.
- (2) Gosman, A. D., ほか4名, *Heat and Mass Transfor in Recirculating Flow*, (1969), 23, Acad. Press.
- (3) Torrance, K., ほか7名, *J. Fluid Mech.*, 51-2 (1972), 221.
- (4) 山本・ほか2名, 機論, 43-371(昭52-4), 2662.
- (5) 稲葉・和田, 機講論, No. 928 (昭59-11), 42.
- (6) Chen, C. J. and Yoon, Y. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 105-2(1983), 639.
- (7) Aung, W., 文献(6)の505ページ.
- (8) 吉原・ほか2名, 機論, 44-378(昭53), 659.
- (9) Yamamoto, H., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-3(1979), 475.
- (10) 桧和田・ほか2名, 機論, 49-445, B(昭58-2), 1895.
- (11) 山本・ほか2名, 機論, 50-450, B(昭59-2), 452.

討 論

〔質問〕 小 山 繁〔九州大学生産科学研究所〕

(1) $U_{\infty}=0$ m/sでの流れ場は通常図2(a)のようにはならないものと思われるが、いかがか。

(2) 提案された実験式(3)~(10)の適用範囲を限定するのに、 G_r , Re および D/W だけでなく W をも指定する必要があることは、実験式が現象を支配するパラメータで表現されていないことを示しているものと思われる。著者のお考えをお聞かせ願いたい。

(3) $\pm 8.7\%$ 程度の実験値のばらつきに対して、実験式中の定数を3けたとる必要があるのか。

〔回答〕 (1) 図2はくぼみ内の流動挙動の大筋をスケッチしたものであり、図2(a), $U_{\infty}=0$ m/s(自然対流の影響で周囲空気が流動する)の流れ挙動を補足説明すると次のようになる。すなわち、奥ゆき方

向(z 方向)の流れも存在するが主に左側より冷気の浸入そして底面の加熱壁にて熱交換後の暖気が右壁に沿って上昇する比較的二次元性の強い様子が観察され、この流れは少しのゆらぎを伴うものであった。

(2) この種の研究においてはいつも代表長さの与え方が問題となる。本研究においては、無次元寸法として D/W を採用したが、 W に応じて熱伝達量の変化が大きいかつ複雑となることにより、 W ごとの実験式を誘導したしだいである。今後最適な代表長さの決定に対する研究を行うつもりである。

(3) 測定精度の問題があるかもしれないが、実測パラメータの値が有効数字3けたをとれることより、本実験式の定数を3けたとしてある。