一様な鉛直下降流中に置かれた水平上向き加熱平板まわりの 強制-自然共存対流の流動と伝熱*

北村 健三^{*1}, 光石 暁彦^{*1}, 木村 文義^{*2}

Fluid Flow and Heat Transfer of Combined Convection over Upward-Facing, Horizontal, Heated Plates Placed in Vertical Downward Flow

Kenzo KITAMURA^{*3}, Akihiko MITSUISHI and Fumiyoshi KIMURA

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,
1-1 Hibarigaoka, Tempaku-cho, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

Experimental investigations have been carried out on combined convective flows induced around the upward-facing, horizontal heated plates placed in a vertical downward flow of forced convection. The experiments were performed both with water and air and in the ranges of the Reynolds and modified Rayleigh numbers as; $300 < Re_w < 5\,000$, $10^7 < Ra_w^* < 10^{10}$ for water, and $200 < Re_w < 2\,000$, $10^6 < Ra_w^* < 10^9$ for air. The flow fields over plates are visualized with dye and smoke. The results showed that the longitudinal vortices of which axes are parallel to the flow direction appear over the plate when the buoyancy force is beyond critical, and that the onsets of the longitudinal vortices are expressed with the non-dimensional parameter as; $Gr_w^*/Re_w^{2.5} = 4.0$ for water and $Gr_w^*/Re_w^{2.5} = 1.77$ for air. The local heat transfer coefficients of the plate were also measured. The results showed that the coefficients are increased significantly from those of the laminar wedge flows of forced convection with increasing the buoyancy force. The mechanisms and the critical conditions for the enhancement of heat transfer were also discussed.

Key Words: Combined Convection, Thermal Instability, Heat Transfer, Wedge Flow, Longitudinal Vortex

1. 緒 言

図1に示すように、鉛直下方に一様な流速で流れる流体中に、有限な大きさの加熱平板が水平上向きに設置され、平板から流れに向かって熱が移動する体系は、様々な伝熱機器・装置あるいは我々の身近で遭遇する体系の一つである。この体系下では、平板の上面側によどみ点流れ(Stagnation point flow)あるいはHiemenz flow⁽¹⁾と呼ばれる流れが生じる。このよどみ点流れ場では、岐点を中心とする広い範囲に亘って一様な熱(物質)伝達率が実現される⁽²⁾ことから、最近では、シリコンやガラス等の基板上に薄膜を形成するに当たって、このよどみ点流れがよく利用されている。例えば、横置型常圧コールドウォール熱CVD炉では、水平に設置した基板を下方からヒータで加熱し、基板上方から原料ガスを鉛直下向きに流すことにより、基板上に層流よどみ点流れを実現し、均質な薄膜を形成する方法が採用されている。このよどみ点流れを実現するには十分速い速度で原料ガスを流せば良いが、原料ガスは高価であり、原料ガスの収率を上げるためには、なる

べくガスの流量(流速)を低く抑えたいとの要求がある。一方、ガスの流速が遅くなると、加熱された基板まわりに生じる浮力が流れに影響を及ぼし、基板上の流れは、安定した層流よどみ点流れから不安定もしくは局所的に不均一な流れへと変化するものと予想される。では、浮力が作用した場合に、一体どのような流れや流動不安定が基板上に生じるかという問題であるが、著者らが調べた限り、今まで層流よどみ点境界層流れの安定性を論じた解析⁽³⁾⁽⁴⁾がわずかに試みられている程度で、実際に加熱平板上にどのような流動不安定が生じるかについては、現在でもほとんど不明のままである。

このことから、本研究では上向き加熱平板上の強制-自然共存対流の基本的な流動・伝熱特性を、実験を通じて解明することにした。具体的には、図1に示す

Fig. 1. Present flow configuration

* 原稿受付 2009年4月20日。

^{*1} 正員、豊橋技術科学大学工学部機械システム工学系(〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

^{*2} 正員、兵庫県立大学大学院工学研究科機械系工学専攻(〒671-2280 姫路市書写2167)。

E-mail: kitamura@mech.tut.ac.jp

体系, すなわち一様な流速 u_∞ および温度 T_∞ の鉛直下降流中に, 有限な大きさの加熱平板が水平上向きに設置された体系を対象に, まず流れの可視化を行い, 浮力の作用により, 上向き平板上にどのような流動不安定あるいは流れの変化が生じるかを調べることにした. また, この流動不安定が加熱平板の局所の伝熱特性に如何なる影響を及ぼすかを, 感温液晶を用いた平板表面温度の可視化および熱電対を用いた局所熱伝達率の測定を通じて探ることにした. 体系をなるべく単純化するため, 試験平板には2次元矩形平板を用い, 平板を等熱流束条件で加熱した. また試験流体として, 実験が容易な常温の水および空気を用いることにした. 本研究で得られる一連の成果は, 上述した熱 CVD による製膜問題だけでなく, 様々な発熱物体まわりの流動・伝熱問題あるいは局地気象学の問題などにも有益な資料を提供するものと考えている.

2. 実験装置および測定

本研究で用いた実験装置の構成および主要な寸法諸元を図2に示す. 図2(a)は水実験用の縦型回流水槽, 図2(b)は空気実験用の縦型吸込式小型風洞を示している. まず, 図2(a)の回流水槽であるが, リザーバに溜められた水は, ポンプにより上部整流胴内に送り込まれ, 整流胴内に設置されたメッシュ, アルミハニカムおよび縮流ノズルを経て, 一様かつ低乱れ度の流れに整流された後, 断面 $250 \times 250 \text{ mm}^2$ の試験ダクト内に流入する. その後, ダクトを出た水はリザーバへと戻る. 一方, 図2(b)の縦型風洞であるが, 実験室内の空気を整流胴上部から吸い込み, メッシュ, アルミハニカムおよび縮流ノズルにより一様かつ低乱れ度の流れに整流する. その後, 空気は断面 $300 \times 300 \text{ mm}^2$ の試験ダクト内に流入し, ブローにより実験室内へ排出される.

試験平板は上述した水および空気用試験ダクト内に, 縮流ノズル出口より 150 mm 下方の地点に水平上向きに設置した. 回流水槽内を流れる水の流量はダクト下流側に設けた流量調整弁で, また風洞内を流れる空気の流量はブローの回転数を電圧調整器で調節することにより, それぞれ所定の値に設定した. なお, 試験平板設置位置におけるダクト内の流速を LDV により計測した結果によれば, 水のダクトでは壁面から 20 mm , 空気のダクトでは壁面から 30 mm 以内の領域を除いたダクト中心断面内で, 時間平均流速は $\pm 3\%$ の範囲内で一様であり, その乱れ度は最大でも $5 \sim 7\%$ 以下であった.

つぎに, 本実験で用いた試験平板を図2(c)に示す. 水実験用の試験平板には長さ $L = 240 \text{ mm}$, 幅 $W = 50$ および 75 mm の2種類を, また空気実験用には長さ $L =$

290 mm , 幅 $W = 50, 70$ および 100 mm の3種類の試験平板を製作・使用した. 平板のアスペクト比を高くすることにより, 平板上の流れが2次元的になるようにした. これら試験平板は, アクリル板の片側表面に厚さ $30 \mu\text{m}$ のステンレス箔を貼り付けたもので, 箔に交流を通电することにより等熱流束条件で加熱した. また, これら試験平板の裏面側に厚さ 20 mm の発泡スチロール製断熱板を2枚接着し, 熱伝導損失を防止した. 試験平板の流れ方向の局所熱伝達率を測定するため, 平板のスパン方向中心線上の箔ヒータ裏面に線径 $100 \mu\text{m}$ のK型熱電対を, 所定の間隔でスポット溶接し,

Fig.2. Experimental apparatus

局所壁温 T_{wx} を計測した。なお、空気の伝熱実験では、対流伝熱量に比してヒータ表面からの放射熱損失および裏面への熱伝導損失が無視できないと考えられる。そこで、実験ではこの放射熱流束 q_r を無限空間への放射を仮定し、次式により求めることにした。

$$q_r = \varepsilon \sigma (T_{wx}^4 - T_\infty^4) \quad (1)$$

ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数、 ε は平板表面の放射率であり、予め検定したステンレス箔の放射率 $\varepsilon = 0.16$ を採用した。また、 T_∞ は強制対流主流温度であり、縮流ノズル出口部に設置した熱電対により測定した。一方、平板裏面側への熱伝導損失であるが、発泡スチロール断熱材の表裏面に熱電対を接着し、その温度差を基に、一次元熱伝導を仮定し、漏洩熱流束 q_{cond} を求めた。そして、平板表面の対流熱流束 q_w を、ヒータ加熱量から求めたジュール熱流束 q_j から、上の放射損失熱流束 q_{rad} および熱伝導損失熱流束 q_{cond} を差し引く、すなわち $q_w = q_j - (q_{rad} + q_{cond})$ で算出した。さらに、この対流熱流束 q_w を基に、局所熱伝達率 h_x を次式で定義し、その値を求めた。

$$h_x = q_w / (T_{wx} - T_\infty) \quad (2)$$

なお、本実験範囲内で q_{rad} および q_{cond} は、空気の場合、ジュール発熱熱流束 q_j に対してそれぞれ 7-9%、10-12% 程度の値となった。また、水の場合 q_{cond}/q_j の値は 2-4% 程度となった。

一方、本実験では平板まわりの流れを、水については蛍光染料で、また空気については線香の煙により可視化した。これら染料および煙は、試験平板に貼り付けた箔ヒータ間の隙間に開けたスリットから膜状に流出させた。以上の実験装置により実現された強制対流主流流速 u_∞ および平板幅 W 基準のレイノルズ数 Re_W ($= u_\infty W / \nu$) および修正レイリー数 Ra_W^* ($= g \beta q_w W^4 / (\lambda \alpha \nu)$) は、水の場合、 $300 < Re_W < 5000$, $10^7 < Ra_W^* < 10^{10}$ 、空気の場合、 $200 < Re_W < 2000$, $10^6 < Ra_W^* < 10^9$ であった。なお、これら無次元数中の体膨張率 β 以外の物性値については、膜温度 T_f ($= (T_{wx} + T_\infty) / 2$) で評価し、また体膨張率 β については、水では以下の式(3)により、また空気では、 $\beta = 1/T_\infty$ で求めた。

$$\beta = \frac{\rho_\infty - \rho_f}{\rho_f (T_f - T_\infty)} \quad (3)$$

3. 実験結果および考察

3.1 流れの可視化 まず平板まわりにどのような流れが生じるか、染料および煙をトレーサとした可視化により調べてみた。その代表的な結果を水および空

気の場合について、図3および図4にそれぞれ示す。これらの図はいずれも、強制対流主流速 u_∞ を一定に保ち、熱流束 q_w を順次増加させていったときの可視化結果を示したものである。平板の長手方向斜め上から写真を撮影しており、強制対流主流は、図3(a)の矢印に示すように上から下に向かって流れ、図中 center と記した平板中央部で平板に衝突した後、手前側と奥側に分岐し、平板の両端部(edge)に向かって流れていく。まず、平板を加熱しない図3(a)の結果であるが、スリットから出た染料は、平板表面に沿って膜状に流れ、そのまま平板の両端部へと至っている。この可視化結果から、平板上には層流よどみ点流れが実現されていることが分かる。つぎに平板を加熱し、熱流束を増加させていくと、熱流束の低い場合は、図3(a)と同様、平板上に層流よどみ点流れが発達するが、熱流束を 1000 W/m^2 まで増加させると、図3(b)に示すように、染料の一部が筋状に立ち上がるようになる。そして、さらに熱流束を増加させていくと、図3(c)あるいは図3(d)に示すように、平板から立ち上がる筋の数が増え、しかもその高さが高くなる様子が読み取れる。なお、この筋は、熱流束が小さな場合はほぼ同じ位置に留まるが、熱流束が大きくなるにつれて平板のスパン方向に動き始め、筋同士が合体する現象が見られるようになる。また、図には示していないが、さらに熱流束を増加させていくと、筋はさらに高く立ち上がり、また形が崩れて不規則となり、平板上の流れは複雑かつ乱

Fig.3. Visualized flow field over plate (Water, $W=75\text{mm/s}$, $u_\infty=1.0\text{cm/s}$)

れた流れへと移行していくことを確認している。図4に示した空気の可視化結果も、基本的に水と同様であり、この場合、熱流束 q_w が 50W/m^2 を越えた辺りから、図4(b)に示すような煙の筋が平板上に観察されるようになる。さらに熱流束を増加させていくと、図4(c), (d)に示すように、煙の筋の数および高さが高くなっていく。また、同時に筋が左右に揺動して、筋同士の合体が頻繁に起こるようになる。そして、平板上の流れは最終的に不規則かつ乱れた流れへと遷移していく。

ところで、本体系下でこのような染料や煙の筋が生じることは、今まで全く報告されておらず、本可視化結果は、上向き加熱平板上のよどみ点流れの不安定現象を初めて明らかにした点で重要といえる。そこで本研究では、このような筋が生じるメカニズムについて、流れの可視化によりさらに詳しく調べてみた。図5(a)は、空気の場合について、筋まわりの流れを平板の横方向からクローズアップ撮影した結果を示している。この図から、煙の筋が立ち上がる部分に一对のマッシュルーム型の渦が生じている様子が読み取れる。この渦は流れ方向に軸をもつ縦渦であり、図4に示す煙の筋は、この縦渦の発生に伴って生じることが分かる。つぎに、この煙が立ち上がっている部分を平板の正面側から写真撮影した結果を図5(b)に示す。この図を見ると、煙は平板中心で最も高く立ち上がり、立ち上がった煙は平板端部に向かって左右対称に流れていくことが分かる。この煙の外縁は、図5(a)のマッシュルーム渦の傘の頂上部分に、また図5(b)で煙の外縁から少し下方に連続した薄い煙の筋が見えるが、この筋は傘の下部分に相当している。このように縦渦の形成に伴って、平板上に連続した渦管が形成される現象は工学的に非常に興味深いといえる。

3・2 縦渦の発生開始条件 以上の可視化結果より、浮力がある程度以上大きくなると、平板上に流れ方向に軸をもつ縦渦が発生し、これに伴って平板上の流れ

Fig. 4. Visualized flow field over plate (Air, $W=100\text{mm}$, $u_\infty=0.12\text{m/s}$)

Fig. 5 Visualization of longitudinal vortex

(a) Water

(b) Air

Fig. 6 Conditions for the onset of longitudinal vortices

は単純な層流よどみ点流れから変化していくことが分かった。この縦渦がどのような条件で発生するかという問題は工学的に興味あるばかりでなく、前述した熱CVDによる均質薄膜形成の限界流速を明らかにする上で重要と考えられる。そこで本研究では、これら流れの可視化を、平板幅 W 、主流速 u_∞ および熱流束 q_w を系統的に変化させた場合について行い、縦渦の発生開始条件を調べてみた。その結果を水および空気について、それぞれ図 6(a), (b) に示す。両図とも、横軸に強制対流主流速度 u_∞ をとり、縦軸にその流速条件下で、平板上に縦渦が発生し始める熱流束 q_w をプロットしたもので、平板幅 W をパラメータにとっている。この両図から、縦渦が発生し始める熱流束は、流速が低くなるに従って低くなること、また、平板幅 W が大きくなるほど、より低い熱流束で縦渦が生じ始めることが分かる。とくに縦渦の発生が平板の大きさに依存する後者の結果は、熱CVDで基板上に均一な製膜を行なうには、基板が大きくなるほど、より早い速度で原料ガスを流す必要があることを示唆しており、重要な結果と考えられる。

そこで本研究では、上の実験で得られた値を無次元整理することにより、縦渦の発生を支配するパラメータを探ってみた。図 7 は、その結果を示したもので、縦軸に平板幅 W を代表長さとする修正グラスホフ数 Gr_W^* ($= g\beta q_w W^4 / \lambda \nu^2$) をとり、横軸に同じく W を代表長さとするレイノルズ数 Re_W ($= u_\infty W / \nu$) をとって実験値を整理した結果を表している。図 7(a) は水、7(b) は空気の結果を示したものである。この両図から、水および空気の実験値は、平板幅 W 、主流速度 u_∞ および熱流束 q_w の如何に依らず、図中実線で示す直線のまわりにそれぞれまとまることが分かる。ここで、この直線を式で表すと以下のようにになった。

$$Gr_W^* / Re_W^{2.5} = 4.0 \quad (\text{water}) \quad (4)$$

$$Gr_W^* / Re_W^{2.5} = 1.77 \quad (\text{air}) \quad (5)$$

これら図 7 中の実線よりも左上の領域では平板上に縦渦が発生し、右下の領域では層流よどみ点流れが実現される。また、上の結果は縦渦の発生が無次元パラメータ ($Gr_W^* / Re_W^{2.5}$) により支配されることを示している。

3・3 伝熱特性 前節の流れの可視化結果から、浮力がある程度以上強くなると、水平上向き加熱平板上に縦渦が発生することが明らかとなった。このような縦渦の発生は、平板まわりの伝熱特性に当然影響を及ぼすであろう。そこで本研究では、つぎに平板の局所熱伝達率の測定を行い、平板上の流動と伝熱特性

との関連を調べることにした。

伝熱実験に先立ち、縦渦の発生が平板の伝熱特性に及ぼす影響を定性的に把握するため、感温液晶を平板表面に貼り付け、温度分布の可視化を行なってみた。その代表的な結果を図 8 に示す。この図 8 は、図 3, 4 の流れの可視化と同様、平板の横方向斜め上から写真撮影したもので、原図はカラーである。モノクロの本図では色の変化が不明であるが、図中の平板端部付近の黒く見える部分が実際には茶褐色で温度が低い部分を示している。また、図中白い矢印で記した個所に、平板を横断する方向に筋が発生している様子が読み取れるであろう。この筋の部分は実際には青色となっており、温度が周辺に比べて高くなっている。

Fig.7 Non-dimensional condition for onset of longitudinal vortex

Fig.8 Visualization of surface temperatures of test plate (Water, $W=75\text{mm}$, $u_\infty=1.0\text{cm/s}$, $q_w=2000\text{W/m}^2$)

この高温筋と図 3(d)に示した流れの可視化結果を対比したところ、高温筋の部分は染料の筋が立ち上がる部分に対応していることが分かった。なお、この高温筋も染料筋と同様、時間の経過に伴って平板のスパン方向に移動していく。

以上の可視化結果を参考にして、つぎに熱電対を用いて、平板の流れ方向の局所熱伝達率を定量的に測定してみた。そのうち、主流流速が十分大きく、平板上に強制対流層流よどみ点流れが生じている場合の局所熱伝達率を測定した例を図 9 に示す。この図 9 は、空気を試験流体とし、幅 50mm の平板中心から流れ方向距離 x の地点における局所熱伝達率 h_x をプロットしたものである。流速を $u_\infty=0.20\text{m/s}$ 一定に保ち、熱流束を順次増加させている。なお、この流速条件下では、図 6(b)に示したように熱流束が最大となる $q_w=250\text{W/m}^2$ でも平板上に縦渦は発生しない。ところで、本研究で取り扱うよどみ点流れについては、くさび角 π の層流くさび流れとみなすことができる。この層流くさび流れについては、相似変数を用いた流動・伝熱解析が甲藤⁽²⁾により行なわれており、くさび角 π のよどみ点流れに対しては、以下のような伝熱相関式が提案されている。

$$Nu_f = 0.712 Pr^{0.4} Re_W^{1/2} \quad (6)$$

ここで、 Nu_f および Re_W は板幅基準の平均ヌセルト数($=h_{mf} \cdot W/\lambda$)およびレイノルズ数($=u_\infty W/\nu$)であり、上式の適用範囲は $Pr=0.5\sim 5$ である。比較のため、この相似解から算出した熱伝達率を図 9 中に実線で記した。

さて、本実験で得られた局所熱伝達率は、図中に記した熱流束範囲内では熱流束に依存せず、ほぼ同一の分布を示すこと、また、実験値は平板中心付近では解析解に一致しているのに対して、平板の端部にいくほど高い値を示すことが分かる。なお、水を試験流体とした場合にも、これと同様な結果が得られている。このように実験値と解析値が相違する原因であるが、解析と実験との体系の違いが考えられる。すなわち、くさび流れの解析では長さ無限の平板が無限に広い一様流中に設置された体系を想定しているのに対して、本実験では平板の大きさは有限であり、一様流が実現される領域も有限な大きさのダクト内に限られる。このため、平板による流れのブロックが生じ、平板表面に沿う境界層外縁速度が平板端部に行くほど加速されること、また、平板端部付近で流れの方向が急激に変化することなどによって、熱伝達率が平板端部に向かって高くなると考えられる。なお、本体系と若干体系が異なるが、有限な大きさの加熱角柱前面の熱伝達

率を測定した五十嵐⁽⁵⁾の実験でも、熱伝達率が角柱端部に行くにつれて高くなる結果が報告されている。

さて、上述した局所熱伝達率が熱流束に依存しない結果は強制対流の特徴と考えられる。そこで、本研究ではこの強制対流の伝熱特性を平板の平均ヌセルト数を算出することにより調べてみた。図 10 は、強制対流が支配的と考えられる条件下で、平板の平均ヌセルト数 $Nu_f (=h_{mf} \cdot W/\lambda)$ を求め、横軸にレイノルズ数 $Re_W (=u_\infty W/\nu)$ をとって実験値を整理した結果を示したものである。この図から、水および空気に対する本実験結果はいずれもレイノルズ数の 1/2 乗に比例し、以下のように表せることが分かる。

$$Nu_f = 1.62 Re_W^{1/2} \quad (\text{for water}) \quad (7)$$

$$Nu_f = 0.72 Re_W^{1/2} \quad (\text{for air}) \quad (8)$$

なお、これら実験値は前述したように平板端部付近で熱伝達率が層流くさび流れの値より高くなるため、図中点線で記した甲藤の伝熱相関式(6)から予測される値に比べて、空気の場合約 20%、水の場合約 10%程度高い値を示している。

以上の強制対流の実験結果を踏まえて、つぎに平板上に縦渦が生じるような強い浮力作用下での伝熱特性

Fig.9 Local heat transfer coefficients for forced convection (Air, $W=50\text{mm}$, $u_\infty=0.2\text{m/s}$)

Fig.10 Average Nusselt numbers for forced convection

を探索することにする。図 11 は、強制対流流速が比較的低い条件下で、平板の局所熱伝達率を測定した例を水 (図 11(a)) および空気 (図 11(b)) について示したものである。両図とも図 10 と同様、平板中心から距離 x の地点における熱伝達率をプロットし、式(6)から計算した強制対流くさび流れの解析値を実線で記した。まず、図 11(a)の水の結果であるが、熱流束が低い $q_w = 1000, 2000 \text{ W/m}^2$ の場合、熱伝達率は熱流束によらずほぼ同一の分布を示し、とくに平板中心付近ではくさび流れの解析値に一致することが分かる。一方、 q_w が 5000 W/m^2 を越えた辺りから、熱伝達率は熱流束に依存するようになり、 q_w の増加と共に平板全面に亘って単調に高くなっていく。これと同様な結果は、図 11(b)の空気の場合についてもいえる。すなわち、この場合熱流束が $q_w = 34 \text{ W/m}^2$ 以下では熱伝達率は一定な分布を示すのに対して、 69 W/m^2 以上になると、熱流束とともに熱伝達率は単調に高くなっていく。これら平板の熱伝達率が増加し始める条件と、図 6 に記した縦渦の発生開始条件を対比してみると、両者はほぼ一致していることが分かる。では、縦渦が発生するとなぜ熱伝達率が高くなるかという問題であるが、これは図 12 に模式的に示したように、平板上に縦渦が発生すると、縦渦の立ち上がり部分(Stem) に向かうスパン方向の流れが生じ、この流れによって平板に沿う境界層厚さが薄くなるためと考えられる。なお、この境界層の厚さ δ であるが、層流くさび流れの相似解析解⁽⁶⁾を基に計算したところ、本実験範囲内では $\delta = 2 \sim 6 \text{ mm}$ 程度の値となった。これに対して、縦渦のスケールは加熱条件によって大きく異なるが、境界層厚さのおよそ数倍程度のスケールを有している。

さて、本研究では上述した平板の局所熱伝達率の測定を、平板幅 W 、熱流束 q_w および強制対流流速 u_∞ を系統的に変化させた場合について行なっている。そこで、これらの測定により得られた局所熱伝達率から

Fig.12 Mechanisms of heat transfer enhancement by vortex

Fig.13 Non-dimensional correlation for average Nusselt numbers

Fig.11 Local heat transfer coefficients of combined convection

平板の平均ヌッセルト数 Nu_m を求め、この平均ヌッセルト数について各種の無次元整理を試みることにし、平板まわりの伝熱特性と流動との関連を探ることとした。その結果、最もデータが良くまとまったのが、縦軸に実験で得られた平板の平均ヌッセルト数 Nu_m をそれと同じレイノルズ数 Re_W におけるよどみ点流れの平均ヌッセルト数 Nu_f で割った値 (Nu_m/Nu_f) をとり、横軸に浮力と慣性力の比を示す無次元パラメータ ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) をとって整理した場合であった。ここで、よどみ点流れの平均ヌッセルト数 Nu_f は、式(7)および式(8)から求めた。このように整理すると、水および空気に対する本実験値は、若干のばらつきが認められるものの、平板幅 W 、熱流束 q_w 、主流流速 u_∞ の如何に依らず、それぞれ図 13(a)および図 13(b) に示すようにまとまった。また、これら両図より、無次元パラメータ ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) の値が、水の場合およそ 2.5、空気の場合およそ 1.2 以下の領域では、平板の平均ヌッセルト数 Nu_m が、よどみ点流れのヌッセルト数 Nu_f に一致することが分かる。このヌッセルト数が一致する領域を、本研究では強制対流域と定義すると、強制対流域は水および空気について、それぞれ ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) < 1.2, ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) < 2.5 と表される。一方、($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) の値がこれよりも大きくなると、平均ヌッセルト数は強制対流値よりも高くなる。従って、この領域は共存対流域と見なせる。さらに、これら平均ヌッセルト数から求めた強制-共存対流のしきい値 ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) と、図 13 中に矢印で示した縦渦が生じ始める条件とを比較してみると、前者の方が水および空気とも若干ではあるが低く、平板上に縦渦が生じ始める以前に、熱伝達率はよどみ点流れの値よりも高くなり始めていることが分かる。

以上、本研究では系統的な流れの可視化および局所熱伝達率の測定を通じて、水平上向き加熱平板まわりに生じる共存対流の流動と伝熱について検討を行なった。著者らの知る限り、このような実験を遂行した例は他に無く、本研究で得られた一連の成果は、熱 CVD 法による薄膜形成問題、あるいは様々な発熱機器の熱設計を行うための基礎資料として、また今後試みられるであろう数値解析の検証用データベースとして活用されるものと考えている。

4. 結 言

本研究では、一様な流速で鉛直下方に流れる流体中に、有限な大きさの加熱平板を流れに直交して、水平上向きに設置した場合について、平板まわりに生じる強制-自然共存対流の流動と伝熱を、可視化および伝

熱実験により探った。試験流体にはプラントル数の異なる水および空気を用い、試験平板には等熱流束条件で加熱した 2 次元平板を用いた。実験は平板幅 W 基準のレイノルズ数 Re_W および修正レイリー数 Ra_W^* が、水については、 $300 < Re_W < 5000$, $10^7 < Ra_W^* < 10^{10}$ 、空気については、 $200 < Re_W < 2000$, $10^6 < Ra_W^* < 10^9$ の範囲で行った。

まず上向き加熱平板上の流れを、染料および煙により可視化してみた。その結果、以下の知見が得られた。

(1) 浮力が小さな場合、平板上には平板中心を岐点とする層流よどみ点が生じる。一方、浮力がある値よりも大きくなると、平板上には流れ方向に軸をもつ縦渦が生じ始め、さらに浮力を増加させていくと、この縦渦の数が増えると共に、スケールも大きくなる。

(2) この縦渦が平板上に発生し始める条件は、浮力と慣性力の比を表す無次元パラメータ ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) によって予測でき、水の場合 ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) = 4.0、空気の場合、($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) = 1.77 で表せる。ここで、 Gr_W^* および Re_W は、平板幅 W 、強制対流主流流速 u_∞ 、熱流束 q_w をそれぞれ代表長さ、速度および熱流束とする修正グラスホフ数 Gr_W^* およびレイノルズ数 Re_W である。

つぎに平板の局所および平均熱伝達率を測定した。その結果、以下の知見が得られた。

(3) 平板の局所熱伝達率は、上述した縦渦の発生に伴って、層流よどみ点流れのそれよりも高くなる。

(4) 平板の平均ヌッセルト数は、無次元パラメータ ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) により整理でき、このパラメータの値が、水の場合 ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) < 2.5、空気の場合 ($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) < 1.2 では、よどみ点流れのヌッセルト数に一致する。一方、($Gr_W^*/Re_W^{2.5}$) の値が上の値よりも大きければ、よどみ点流れの平均ヌッセルト数よりも高くなる。

文 献

- (1) Hiemenz, K., Die Grenzschicht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszylinder, Göttingen Dingl. Polytech. J. 326(1911) pp.321.
- (2) Katto, Y., Outline of Heat Transfer (in Japanese), (1977), p.71, Yokendo Ltd.
- (3) Chen, K., Chen, M.M. and Sohn, C.W., Thermal Instability of Two-Dimensional Stagnation Point Boundary Layers", J. Fluid Mechanics, Vol.132 (1983), pp.49-63.
- (4) Amaouche, M. and Boukari, D., "Influence of Thermal Convection on Non-orthogonal Stagnation Point Flow", International Journal of Thermal Sciences, Vol.42 (2003), pp.303-310.
- (5) Igarashi, T., Fluid Flow and Heat Transfer around a Square Prism, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, 50-452 (1984), pp.1173-1181.
- (6) Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory (7th.ed.)", p.817 (1979), McGraw-Hill.