吹出しを伴う乱流内部流の熱伝達*
(吹出し開始点近傍の場合)Ali Kamel Abdel-RAHMAN*¹, 佐橋 真人*¹
鈴木 健二郎*², 萩原 良道*², 高浦 仁史*¹Turbulent Heat Transfer in a Channel with Injection
(In the Region around the Starting Point of Injection)Ali Kamel ABDEL-RAHMAN, Masato SAHASHI,
Kenjiro SUZUKI, Yoshimichi HAGIWARA and Hitoshi TAKAURA

Heat transfer experiments were carried out for a turbulent channel flow with fluid injection through one channel wall. An infrared-radiation thermometer was used for the measurement of wall temperature. Special attention was paid to the region close to the starting point of injection, where laminarization of the flow was observed in previous studies. Measurements were made at seven streamwise positions and the channel Reynolds number changed in four steps for various injection rates. It is demonstrated that all the obtained results can be correlated well if the reduction rate of Stanton number, St/St_0 , is plotted against the injection parameter B_h . The developed correlation is found to be close to the relationship established for a flat plate turbulent boundary layer. This suggests that neither the pressure gradient necessary for internal flow nor the flow laminarization seriously affect the reduction rate of the heat transfer coefficient due to fluid injection.

Key Words: Heat Transfer, Forced Convection, Internal Flow, Turbulent Flow, Injection, Laminarization

1. 結 言

吹出しを伴う流れとその熱伝達は、実際応用上重要であり、かつ現象的にも興味深い性質を有する熱流体問題の一つである。特に流れが乱流内部流の場合には、物質分離用の管形膜モジュールの特性⁽¹⁾に関連し、また管壁から加熱を受けて界面より蒸発が進行する気液環状二相流の基礎モデルでもあるため、その流動や熱伝達について多数の研究がある。しかし、それらの多くは吹出し開始点から十分下流で達成される自己保存形流れに対するものであり、吹出し開始点の近傍における研究例は多くない。

Pennell ら⁽²⁾は、吹出しを伴う円管内乱流につき実験的研究を行い、吹出し開始点近傍で流れが層流化する可能性があることを指摘した。Hagiwara ら⁽³⁾は、吹出しを伴う円管内乱流に対して数値解析を施し、その結果が十分下流の自己保存形流れの成立領域ではかなり良好であるものの、吹出し開始点近傍では Pennell らの結果との定量的な一致度が十分でないことを指摘している。著者ら⁽⁴⁾は、その一因が実験結果が不完

全であることにもあるとして、吹出しを伴うダクト内流れに対してレーザドップラー流速計による測定を行い、乱れ量に関するデータを整備するとともに、吹出し開始点近傍での層流化が、乱れの生成機構と再配分機構双方の変化に基づいて生じることを明らかにしている。一方熱伝達について見ても、流れが自己保存形となる下流域に対しては Mizushima ら⁽⁵⁾、Lombardi ら⁽⁶⁾の実験結果があるものの、前述のように層流化の生じる吹出し開始点近傍での熱伝達実験例はないようである。そこで、吹出しを伴う内部流の流動と熱伝達に関する研究の一貫として、吹出し開始点近傍での熱伝達実験を試みた。本報では、その結果について報告を行う。

2. 記 号

B_h : 吹出しパラメータ $= F/St$

C_p : 流体の定圧比熱 $\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$

$\frac{dP^+}{dx^+}$: 無次元圧力こう配 $= \frac{2h}{\rho U_m^2} \frac{dP}{dx}$

F : 吹出し比 $= V_w/U_m$

F_0 : 吹出し比 $= V_w/U_{m0}$

j_h : J ファクタ $= StPr^{2/3}$

Nu : 入口流体温度基準の局所ヌッセルト数

* 原稿受付 平成3年11月18日。

*¹ 正員、京都大学大学院(〒606-01 京都市左京区吉田本町)。

*² 正員、京都大学工学部。

$$= 2hq_w/\lambda(T_w - T_o)$$

Nu_b : バルク温度基準の局所ヌッセルト数

$$= 2hq_w/\lambda(T_w - T_o)$$

h : ダクト高さ m

P : 圧力 MPa

Pr : プラントル数 $= \mu C_p/\lambda$

q_w : 壁面熱流束 W/m^2

Re : 流路レイノルズ数 $= 2U_m h/\nu$

Re_0 : 流路入口レイノルズ数 $= 2U_{m0} h/\nu$

Re_w : 吹出しレイノルズ数 $= 2V_w h/\nu$

St : スタント数 $= Nu/(Re \cdot Pr)$

T : 温度 K

T_b : 流体混合平均(バルク)温度 K

T_{IN} : チャンパ内吹出し流体温度 K

T_o : 流路およびチャンパ入口流体温度 K

T_w : 壁温 K

U : x 方向流速成分 m/s

U_m : 断面内平均流速 m/s

U_{m0} : 入口断面内平均流速 m/s

V : y 方向流速成分 m/s

V_w : 吹出し速度 m/s

x : 流れ方向座標 m

y : 高さ方向座標 m

α : 熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$

ρ : 流体密度 kg/m^3

λ : 熱伝導率 $W/(m \cdot K)$

μ : 粘性係数 $Pa \cdot s$

3. 実験装置ならびに実験手法

3.1 実験装置 実験装置は前報⁽⁴⁾で用いたものとほぼ同じであり、その概略を図1に示す。主流流体の空気は7のプロワにより吸込まれ、整流用金網、コントラクションノズルを経て、一様速度分布で流路内に流入し、さらに速度分布を発達させるために設けた助走区間を経てテストセクションに流入する。その流量は、吹出し流体(空気)とともにバルブ9により調整

図1 実験装置

され、四分円ノズル形オリフィス6とマンメータで測定された総流量から、別途測定した吹出し流体の流量を差引いて求めた。

吹出し流体の空気はコンプレッサ5により供給され、テストセクション下部に取付けたチャンパ3を経て、多孔質板8を通してテストセクション内に一様に⁽⁴⁾吹き出される。吹出し流体の流量は、バルブ10により調整し、あらかじめ検定した円筒ノズル4およびマンメータにより測定した。

テストセクションならびにその下部のチャンパの概略を、使用する座標とともに図2に示す。座標系としては、その原点を多孔質板の上流端、すなわち吹出し開始点に設け、流れ方向に x 軸を、下壁より鉛直上向きに y 軸を取った。速度成分は x 方向成分を U 、 y 方向成分を V とする。

テストセクションの天井および側壁は透明なアクリル樹脂でできており、その幅は18 cm、高さ h は3 cmである。流路全体の床面はテストセクションを除いてアクリル樹脂でできており、テストセクションの床面には、平均粒径 $36 \mu m$ のポリエチレン樹脂微粒子でできた空孔率38%、厚さ1.9 cmの多孔質板が他の部分の床面と同一面内になるように固定してある。その幅はテストセクションと同じ18 cmであり、長さは72 cm(=24 h)である。なお、助走区間長さは300 cm(=100 h)であって、 $x/h = -3$ の位置の流れは十分発達していることが確認されている⁽⁴⁾。

本実験においては、流路入口レイノルズ数 Re_0 を6 000, 7 100, 9 000, 20 000と合計4種類に変更し、各場合に対して吹出し率 F あるいは吹出しレイノルズ数 Re_w を後に示す3ないし5種類に変更した。

3.2 熱伝達率の測定法 吹出しを伴う流れの伝熱実験の一つの問題点は、対象とする伝熱面が吹出しを行う多孔質面であるから、通常の伝熱実験のように伝熱面を通電加熱することができず、また熱電対を配して伝熱面温度を測定することができないことであ

図2 テストセクション

る。本研究では、次の方法を採用した。

多孔質板表面における対流熱伝達熱流束 q_w は、主流流体の入口温度(室温) T_0 を基準温度として定義した熱伝達率 α を用いると

$$q_w = \alpha(T_w - T_0) \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表される。ここで、 T_w は多孔質板表面温度である。また、各断面位置の流体混合平均(バルク)温度 T_b を基準とする熱伝達率 α_b を用いると、

$$q_w = \alpha_b(T_w - T_b) \quad \dots\dots\dots (2)$$

と表される。ところで、吹出し流体が流路中に持ち込む過剰エンタルピー q_i は、

$$q_i = \rho C_p V_w (T_w - T_0) \quad \dots\dots\dots (3)$$

である。 q_i と上記の対流熱伝達熱流束 q_w との和は、吹出し面から流路に輸送される総熱流束 q_t に等しく、その値は、多孔質板単位面積あたりに吹き出される流体の温度を、流路入口温度 T_0 (室温) からチャンバ内温度 T_{in} にまで高めるに要した熱量に等しい。よって、

$$q_t = q_i + q_w = \rho C_p V_w (T_{in} - T_0) \quad \dots\dots\dots (4)$$

が成立する。ここで、 ρ 、 C_p 、 V_w はそれぞれ吹出し流体の密度、定圧比熱および吹出し速度である。温度変化に対して ρ と V_w の積は一定である。 C_p の値は変化するが、温度差 $(T_{in} - T_0)$ が大きくないものとしてその変化を無視し、その値を温度 T_0 で評価する。

式(1)と式(3)を式(4)に代入すると

$$\alpha = \rho C_p V_w \frac{T_{in} - T_w}{T_w - T_0} \quad \dots\dots\dots (5)$$

あるいは

$$Nu = F_0 Pr Re_0 \frac{T_{in} - T_w}{T_w - T_0} \quad \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。すなわち、この式を利用すると、流体の物性値 Pr が既知であり、実験条件として吹出し比 F_0 と流路入口レイノルズ数 Re_0 を定めただうえで、 T_{in} 、 T_0 とともに局所の多孔質板表面温度 T_w を測定すれば、吹出しを伴う面における熱伝達率 α あるいはそれに対応するヌッセルト数 Nu が測定できる。なお、熱伝達率 α_b とそれに対応するヌッセルト数 Nu_b は、次のバルク温度 T_b を用いると、 α と Nu から換算できる。すなわち、吹出しによる質量流量の増加とそれにより流路に持ち込まれる総熱流束 q_t を考慮したエネルギー式、

$$\rho U_m = \rho U_{m0} + \frac{\rho V_w x}{h} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{d}{dx} [\rho C_p U_m h (T_b - T_0)] = q_t \quad \dots\dots\dots (8)$$

から次式を得る。

$$T_b = T_0 + \frac{F_0 x (T_{in} - T_0)}{h + F_0 x} \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(4)、(5)を用いて伝熱実験を行うには、吹出し流体のチャンバ内温度 T_{in} を、主流流体入口温度 T_0 とは相違する温度に保たねばならない。本実験では、図2に示したようにチャンバ内にヒータを設置して、チャンバ内の吹出し流体温度 T_{in} を主流流体入口温度 T_0 より 10 K 程度高め、かつファンによって ± 0.2 K の範囲内で均一に保った。温度 T_{in} と T_0 は熱電対により測定した。 T_{in} にはチャンバ内に配した7対の熱電対による測定温度の平均値をあてた。

多孔質板表面温度 T_w の測定は $x/h = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 6.0, 7.0, 12.0$ の7箇所で行った。この測定には、赤外線放射温度計(日本アビオニクス社製コンパクトサーモ TVS-2000)を用いた。図2に示すように、テストセクションのアクリル樹脂製天井壁には、各測定断面のスパン方向中央線上に CaF_2 ガラスフィルタ窓が設けられている。この窓を通して、多孔質板表面(面積 6.25 mm^2)から放射される赤外線を鉛直上方からカメラヘッドにより受光し、そのエネルギーレベルを電気出力信号に変換し、それをイメージプロセッサで温度信号に変換かつデジタル化させて記録した。なお、カメラヘッド受光部の光量子形検出器(素子: インジウムアンチモン)出力特性を向上させるために、アルゴンガスによる冷却を行った。

赤外線放射温度計による出力は、測定面のふく射率に依存する。本研究では、予備実験として対象となる赤外域で黒体に極めて近い特性を持つ静電植毛フィルムと多孔質板とを併置し、室内の温度を $17 \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲で変更し、両面の温度を裏面に配した熱電対により別途観測しつつ、 CaF_2 ガラスフィルタ窓を通して両面に対する測定値を求め、それらを対比して検定線図を求めて、伝熱実験で使用した。

本実験で採用する熱伝達率測定法は、吹出し面の熱伝達率測定に応用できる利点があるが、吹出しがない場合($F=0$ の場合)の熱伝達率が測定できない不便がある。この点については後に別途検討を加えることにする。なお、この方法では熱的境界条件が等温条件でも、また等熱流束条件でもなく、基本的境界条件のいずれにも相当しないが、乱流熱伝達率は熱的境界条件の種類によって大きく変わらない特性があるので、本研究では問題としなくてもよいであろう。

4. 実験結果ならびに考察

4.1 基礎的検討 上述のように、本測定法では、吹出しを行わない場合の熱伝達率を直接測定すること

ができない。そこで本研究では、吹出し率を変化させた場合の熱伝達率データを $F=0$ に対して外挿してその値を求めた。その方法についての検討結果をまず述べる。

図3と図4に、2種類の流路入口レイノルズ数 $Re_0=7100, 20000$ に対する実験結果を例示した。図3, 4中の吹出しを行った場合の結果は、すべて流体の入口温度基準のヌッセルト数 Nu を示す。図3, 4から、 Re_0, F の値にかかわらず、 $x \geq 0$ の全領域で熱伝達率が下流に向かって低下すること、各位置の熱伝達率は F の増大とともに低下すること、がわかる。

図5(a), (b)に、例として $x/h=0.5, 3.0$ の2箇所の位置を選び、その位置での $Re_0=6000, 7100, 9000, 20000$ の場合に対する、ヌッセルト数 Nu の吹出し率による変化様式を示した。この例から、ヌッセルト数 Nu は吹出し率の増大とともに低下すること、 Nu の F に対する依存性は本実験の範囲では、ほぼ直線的であることがわかる。

図5中に示した実線は、最小二乗法によって求めた各吹出し比に対する実験結果の直線近似式である。こ

の近似式と縦軸 $F=0$ との交点に相当するヌッセルト数 Nu_0 を、各レイノルズ数、各 x 位置に対して求めて、図3, 4中に示した(▲印は流体入口温度基準のヌッセルト数 Nu_0 の値、●印はバルク温度基準のヌッセルト数 Nu_{b0} の値である)。図5中には、これと対比するための参考として、平行平板間チャンネル乱流における片面加熱温度助走区間に対する Hatton-Quarmby(以下 HQ と略す)の解析結果⁽⁷⁾とダクト内乱流の温度助走区間に対する Bhatti-Shah(以下 BS と略す)による実験結果の整理式⁽⁸⁾を、それぞれ実線と破線で示した。BS の整理式には、彼らが言う $\pm 15\%$ の精度の幅を付した。なお、本実験結果はすでに述べたようにダクトのスパン方向中央部の局所値に対応するが、HQ の解析および BS の整理式は、いずれも各断面における伝熱面全ぬれぶち長さに対する平均値を表している。

本実験の Nu_{b0} の値は、HQ の解析値とは比較的類似しているが、BS の整理式よりかなり高い。Brun-drett-Burroughs⁽⁹⁾ によると、周方向温度分布を一樣に保った正方形ダクト(アスペクト比1)を用いた場合

図3 局所ヌッセルト数

図4 局所ヌッセルト数

(a)

(b)

図5 局所ヌッセルト数の吹出し比による変化

には、熱流束(したがって熱伝達率)の周方向分布は壁面せん断応力の分布と一致している。いっぽう、本実験のダクトより小さいアスペクト比(=3)を持つダクト内乱流に対しては、Nakayama ら⁽¹⁰⁾によると、スパン方向中央部におけるせん断応力は、その全ぬれぶち長さに対する平均値より15~20%大きくなっている。これらのことからすると、本実験におけるダクトスパン方向中央部の局所ヌッセルト数が、HQの解析、BSの整理式より高い値となることは不思議ではない。しかし、著者らの調査では、彼らの値をどの程度引き上げればスパン方向中央位置の局所値として合理的な値になるか、またHQの解析とBSの整理式のどちらがより正確か、を判断し得る確固とした知見はないようである。そこで、以下では定量的な議論はひとまずおいて、主として吹出しによるヌッセルト数(あるいはスタントン数)の低下率の議論を行うことにし、その際に必要となる吹出しがない場合のヌッセルト数には、本実験値の $F=0$ に対する外挿値をあてることとする。

なお、BSの整理式を含めて、ダクト内乱流の助走区間熱伝達に対する整理式は、いずれも円管内乱流に対する知見から、十分発達した領域のヌッセルト数を等価水力直径の概念を用いて推定し、それに円管内乱流における温度助走区間に対する整理式を組合せる形式の手法に立脚している。しかし、その妥当性を裏付ける実験データは必ずしも十分ではない。したがって、前記の局所値と伝熱面全ぬれぶち長さに対する平均値の相互関係を含めて、ダクト内乱流助走区間熱伝達については、今後とも検討を継続する必要がある。

4.2 吹出しの影響 図6に、一例として $x/2h=3.0$ の位置における Nu/Nu_0 の Re_w に対する変化様式を示した。図6から、入口レイノルズ数 Re_0 が大きいほど、吹出しレイノルズ数 Re_w に対する Nu/Nu_0 の

図6 ヌッセルト数低減率の吹出し比による変化

低下率は小さいことがわかる。そこで図7には、全実験データを、 Nu/Nu_0 の値の吹出し率 F に対する変化様式の形に整理して、再掲した。 F 、 Re_w 、 Re_0 の間には

$$F = \frac{Re_w}{Re_0 + (x/h)Re_w} \quad \dots\dots\dots (10)$$

の関係があるので、図6に認められる Nu/Nu_0 の低下率の入口レイノルズ数 Re_0 による相違は縮小し得ると期待される。しかしながら、図7に見られるようにこの形式の整理では良好な実験結果の整理は得られない。

図8に、スタントン数 St の低下率を、吹出しパラメータ B_h に対して図示した。この整理方法(あるいは摩擦係数低下率の類似整理方法)は、吹き出しを伴う乱流境界層^{(11)~(13)}において通常使用される整理方法である。図8から、本実験値を吹出しパラメータ B_h に対して整理すると、入口レイノルズ数 Re_0 、吹出しレイノルズ数 Re_w 、測定位置などによらず、全実験値がほぼ同一の曲線で整理できることがわかる。図8中

図7 局所ヌッセルト数の吹出しレイノルズ数による変化

図8 吹出しパラメータによる整理

図9 本実験値と自己保存域データとの比較

の点線は Kays-Moffat⁽¹¹⁾ による、吹き出しを伴う乱流境界層に対する経験式

$$\frac{St}{St_0} = \left[\frac{\ln(1+B_h)}{B_h} \right]^{1.25} (1+B_h)^{0.25} \quad \dots\dots\dots (11)$$

であり、本実験値と大きく相違しない。なお、図8中の実線は点線と同じ関数形で指数のみを変え、また破線はより簡単な関数形として指数関数を選び、それぞれ作成した整理式である。

$$\frac{St}{St_0} = \left[\frac{\ln(1+B_h)}{B_h} \right]^{1.8} (1+B_h)^{0.5} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{St}{St_0} = \exp(-0.26B_h) \quad \dots\dots\dots (13)$$

なお、吹き出し比 F の値がただか 0.01 程度なので、局所の流路レイノルズ数 Re と流路入口レイノルズ数 Re_0 の差異は式(7)から最大 25% 程度となる。このため、 Nu/Nu_0 を B_h に対して図示しても図8と大差ない結果となるので、図7と図8の差異は横軸にとった B_h と F の差異に基づいている。このことと関連して図9に自己保存領域に対する Mizushima ら⁽⁵⁾ および Lombardi ら⁽⁶⁾ の実験値と本実験データを比較した。本実験値としては、自己保存領域に最も近い最下流位置のデータを図示した。図9の横軸、縦軸は圧力こう配で除した形になっているが、基本的にはスタントン数 St を吹き出し比 F に対して整理したものとなせ。整理に必要な圧力こう配は今回測定していないので、馬場⁽¹⁴⁾ の類似条件に対する測定値を利用した。ただし、 Re_0 と F の値には、それぞれ今回の測定値とは最大 9% および 13% の差異がある。なお、図9中の実線は Mizushima ら⁽⁵⁾ の提示した相関式をわずかに修正した式

$$-\frac{j_h}{\frac{dP^+}{dx^+}} = 3.0 \frac{F}{\frac{dP^+}{dx^+}} - 0.94 + \frac{1.43}{\frac{F}{\frac{dP^+}{dx^+}} + 1.2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

である。図9から、本実験値が文献(5)、(6)の実験値のばらつきの範囲内で彼らのデータと合致すること、また自己保存領域外のデータにも適用でき、かつばらつきが少ない点で、図8の整理方法がこの整理方法より優れていることがわかる。

図8の結果のように、レイノルズ数や位置によらず、しかも乱流境界層の結果とも大差ない整理が可能であること、しかも比較的レイノルズ数が遷移レイノルズ数に近く、かつ吹き出し開始点に近い場合のように、層流化傾向が認められる場合にも、また比較的レイノルズ数が高く、かつ吹き出し開始点から遠くて、自己保存領域に近い流れ様式位置でも、吹き出しに伴う熱伝達率の低減様式が大きく相違しないことは、熱伝達の低減率に及ぼす、チャンネル流で不可避的な流れの加速やそれに伴う圧力こう配の影響、さらには層流化現象の影響などが小さいことを示唆している。

5. 結 論

吹き出しを伴うダクト内乱流における吹き出し面温度を、赤外線放射温度計を用いて測定して局所の熱伝達率を評価した。その結果、吹き出し開始点近傍における熱伝達率の吹き出しによる低下率が、吹き出しパラメータを用いて良く整理できること、すなわち流路レイノルズ数が比較的 low、層流化傾向がある場合も、またレイノルズ数が比較的高い場合や、下流の自己保存流れ領域に近い位置でのデータなどが吹き出しパラメータを用いると、ほぼ一つの相関式で整理できること、その相関式は吹き出しを伴う乱流境界層に対するものと類似していることを明らかにした。このことから、吹き出しによる熱伝達の低下率は、内部流に特有の圧力こう配や流れの加速などに大きくは依存しないことが示唆された。

文 献

- (1) 伊藤・平田・坂田・和田, 化学工学論文集, 14-5(1988), 676-684.
- (2) Pennel, W. T., Eckert, E. R. G. and Sparrow, E. M., *J. Fluid Mech.*, 52(1972), 451-464.
- (3) Hagiwara, Y., Suzuki, K. and Kawai, M., *Proc. 3rd Asian Congr. Fluid Mech.* (1986), 378-381.
- (4) 鈴木・馬場・Abdel-Rahman, A. K.・萩原, 機論, 54-499, B(1988), 709-715.
- (5) Mizushima, T., Ogino, F. and Fukuda, T., *J. Chem. Eng. Jpn.* 10(1977), 428-434.
- (6) Lombardi, G., Sparrow, E. M. and Eckert, E. R. G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 17(1974), 429-437.
- (7) Hatton, A. P. and Quarmby, A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6(1963), 903-914.
- (8) Bhatti, M. S. and Shah, R. K. (Kakac, S., ほか2名編), *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*,

- (1987), 4.1-4.166, Jocrn Wiley.
- (9) Brundrett, E and Burroughs, P. R., *Int. J. Heat Mass Trans.* **10**(1967), 1133-1142.
- (10) Nakayama, A., Chow, W. L. and Sharma, D., *J. Fluid Mech.*, **128**(1983), 199-217.
- (11) Kays, W. M. and Moffat, R. J. (Lauder, B. E., ed.), *Studies in Convection*, (1975), 223-319, Academic Press, London.
- (12) 鈴木, 機論(第2部), **42**-353(1981), 226-235.
- (13) Suzuki, K., *Mem. Fac. Eng, Kyoto Univ.*, **42**-2(1980), 153-173.
- (14) 馬場, 京都大学修士論文, (1987).
-