

波形流路内の流動および熱伝達*

(第2報, 直角に2度折れ曲がる場合の実験)

泉 亮太郎**, 親 川 兼 勇***

Ryotaro IZUMI, Konyu OYAKAWA

加 賀 定**, 山 下 博 史**

Sadamu KAGA, Hiroshi YAMASHITA

1. 緒 言

熱交換器における単相強制対流場での高性能伝熱促進法として, 主流そのものをかく乱させる効果をもつ波形流路を適用することを考える。このような効果をもつものとしては管路に円板, 翼などをそう入する方法もあるが, 波形流路は管路自体を曲げることになり, 構造が簡単でかつ直接的な方法であるので, 広い応用範囲が期待できると考える。

第1報⁽¹⁾において, 流路の適切な形状を求めるための系統的研究の第1段階として, 実際の波形流路のような多数回折れ曲がり流路の基本要素となる直角に2度折れ曲がる平行2平板間流路のモデルを考え, その形状を表す曲り部間距離と流路幅との比をピッチ P として, P を変化させた場合について, 層流での流動状態および熱伝達特性(壁温一定, 熱流束一定)を差分法により数値的に計算した。その結果, 流れの衝突, かたより(加速流), はく離, 再付着などの様相, 圧力損失, 局所ヌセルト数分布および伝熱促進量が明らかとなり, 流路の折れ曲がりの効果が判明し, 適切なピッチを定める一つの指標を得た。従来この種の研究は解析の困難さより主に実験的研究が行われた。大谷ら^{(2),(3)}は種々の実用器のプレート形および波形熱交換器を用い, その流路形状およびプレート間げきなどの諸因子が平均熱伝達率におよぼす影響を検討し, さらに相当直径の取り方についても議論している。しかし局所的な流れおよび熱伝達の挙動についての詳細にはふれてないようである。一方 Sparrow ら⁽⁴⁾はナンタリン昇華法を用い, 曲り部をもつ流路において, 層流, 遷移および乱流域を含めて局所物質伝達率を測定し, この流れ場における伝熱促進について議論してい

る。これらの結果は本実験と同様な傾向を示しているが, 本実験におけるピッチ P のような形状の変化をさせてなく, 単一形状での議論であり, 形状の変化に伴う伝熱促進の相違は分からない。それゆえ, 熱交換器における最適形状を決定するには不十分と思われる。

本報は層流域での流動の観察, および乱流域も含めて局所熱伝達率の測定を行い, 層流域における流れ場と第1報の解析との比較を行うとともに, 熱伝達特性についても若干の比較を試みた。さらに次回に予定している乱流域での解析を考慮し, 乱流域における伝熱特性について言及する。曲り部の各部に形成されるはく離うずの特性および流れの再付着の様相など流動の観察, および局所熱伝達率の測定より熱伝達促進が流れの衝突あるいは再付着, および流れのかたよりに起因する加速によることを明らかにした。また形状を示すピッチ $P=2.8$ で伝熱促進が著しいことを明らかにした。各形状の促進量を知る基礎となる最大ヌセルト数 $N_{s,max}$, 平均ヌセルト数 \bar{N}_s , さらに最大熱伝達率以降管路熱伝達に移行する領域での熱伝達率に対し実験式を得た。

記 号

 α : ピッチの影響を表す定数 [式(2)で定義] H : 流路幅 (30 mm) h_s, \bar{h}, h_{max} : 局所, 平均および最大熱伝達率 L : 折れ曲がり部間距離 L_c, L_v : L 側の壁の角 l_{LM}, l_{RM} : L, R 壁における最大熱伝達率の得られる長さ (第2番めの角より) l_{LM} : L 壁のはく離うずの大きさ (L_v-C の長さ) l_{RM} : R 壁のコーナうずの大きさ (R_c-F の長さ) $N_s, N_{s,max}, \bar{N}_s$: 局所, 最大および両壁面の平均ヌセルト数 $=h_s 2H/\lambda, =h_{max} 2H/\lambda, =\bar{h} 2H/\lambda$ P : 曲り部間距離と流路幅との比 $=L/H$

* 昭和53年5月30日 第15回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和54年10月15日。

** 正員, 名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市中区千代田59)。

*** 正員, 琉球大学工学部 (〒903-01 沖縄県西原町字千原道山59)。

- ΔP : 局所壁面圧と基準圧との差
 \bar{U} : 流路内平均速度
 R_c, R_v : R 側の壁の角
 R_e : レイノルズ数 $= \bar{U} 2H/\nu$
 X, X_0, X_m : 入口より流れ方向, 曲り部まで, および最大熱伝達率位置の距離
 λ : 流体の熱伝導率
 ν : 流体の動粘性係数

2. 実験装置および方法

実験装置の概要を図1に示す。内部流動が観察できるように透明アクリル板製長方形断面 150×30 mm の流路を水平に設置した。曲り部は入口より 1500 mm (管路幅の 50 倍) の位置にある。側壁には圧力損失を知るために $\phi 0.4$ mm の静圧孔が 58 本設けられている。各形状について、 R_e 数を変化させ染料 (ローダミン B, フルオレセイン) をトレーサとして流脈およびはく離うずなど流動の様子を観察した。なお記述を簡潔にするために、図1に示す流れの特徴点の記号を用いる。また流れ方向に向かって左側の壁面を L 壁、右側の壁面を R 壁とする。局所壁面圧力分布の測定は低速の場合困難なため $R_e = 8000$ のみについて行った。また管路壁面熱伝達率の測定は 20 mm 厚さのベークライト板に 30μ のステンレスはくを接着し、直接通電を行い熱流束 q 一定条件の伝熱面を用いた。壁面温度 t_w ははく裏面にはんだ付けされた $\phi 70 \mu$ の Cu-Co 熱電対により、流入空気温度は加熱開始点上流にそう入された熱電対により測定した。一方流体バルク温度 t_b は計算より求め、局所熱伝達率は $h_s = q/(t_w - t_b)$ より求めた。なお熱伝達の実験には流体として空気を用い、可視化および壁面圧力測定には水を用いた。実験は $P=1 \sim 4$, $R_e=300 \sim 10000$ の範囲で行った。

3. 実験結果および考察

3.1 P および R_e 数による流動の変化 波形流路内の流動の様子は P により異なる。代表例として、

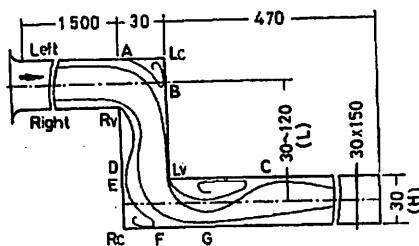


図1 曲り部形状および流れの特徴点

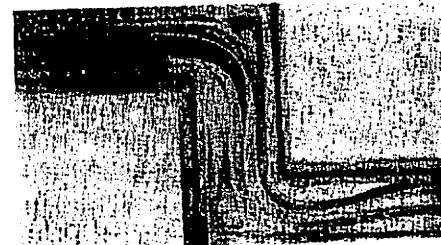
レイノルズ数 $R_e=300$ の場合、形状の変化による層流域における流動の相違をみるために、 $P=1, 2, 3, 4$ と変化させた染料による流脈をそれぞれ図2(a)~(d)に示す。なお染料による流脈の可視化のほかにアルミ粉末を用いて流線の観察も行ったが、両者ともほとんど同様の流れ模様を示したので、ここでは染料を用いた可視化の結果のみを示した。まずL壁をみると、A点でコーナ部のせき止めにより流れははく離し、コーナ部 L_c でコーナうずを形成する。さらに角部 L_v で再びはく離し、点Cで再付着する。これらの流れの状態は $P \geq 2$ では P によりほとんど変化しない。 L_c でのコーナうず領域の大きさが一定であるため、 P が小さくなるにつれてB点と L_v の距離が



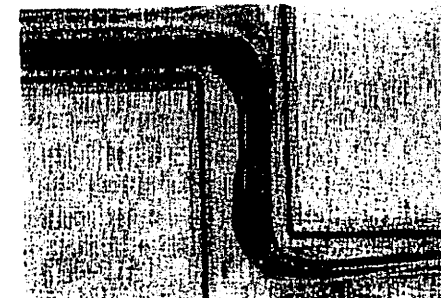
(a) $P=1$



(b) $P=2$



(c) $P=3$

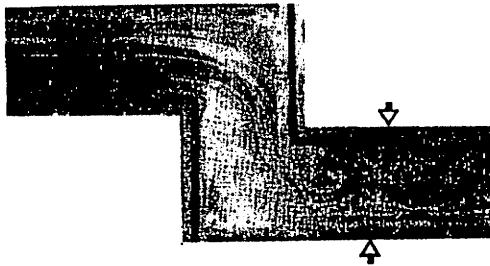


(d) $P=4$

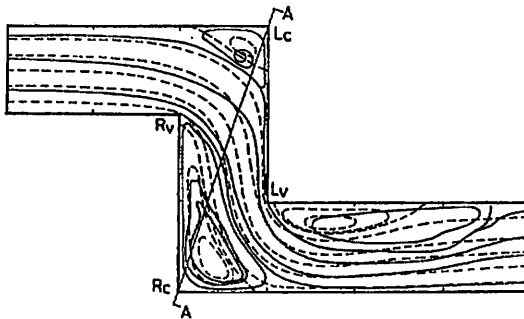
図2 P を変化させた場合の流れの様子 ($R_e=300$)

表1 うず領域の大きさ ($R_e=300$)

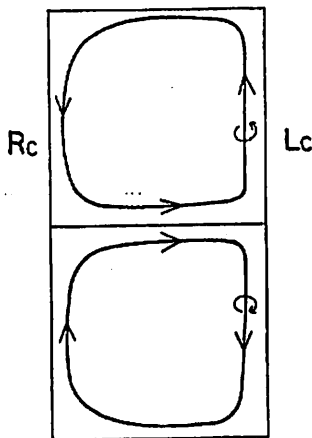
	P	可視化	解析	両者の比
l_{LH}/H	1	3.0	1.33	2.26
	2	2.6	1.88	1.38
	3	2.2	1.59	1.38
	4	1.9	1.52	1.25
l_{RH}/H	1	1.1	0.90	1.22
	2	1.3	0.90	1.44
	3	1.0	0.71	1.41
	4	0.8	0.62	1.29



$P=2, R_e=1000$
図3 流れの様子



(a) 可視化による流れと解析⁽²⁾による流れの比較 ($R_e=300, P=2$)



(b) コーナ部二次流れ [(a) の A-A 断面]
図4

短くなるだけである。ただ $P=1$ の場合には点 C が他に比べて下流に延びるようである。一方 R 壁については R_v, R_c の距離によって流れの様子が異なる。すなわち P が小さい場合には R_v, R_c, F の領域に 1 個のコーナうずが形成される。このうず領域の曲り部間面積に占める割合は P が大きい場合に比べて大きく、しかも非常に緩慢な流動をしており、後述する局所熱伝達率を低下せしめる。 $P=2$ ではまだ 1 個の細長いコーナうず領域が形成され、 $P \geq 3$ となるとうずは角部 R_v のはく離うずとコーナ部 R_c のコーナうずに分離し、図 1 に示す点 D, E があらわれ、この領域で熱伝達率の極大値をもつ。

つぎにレイノルズ数による流動変化の例として図 3 に $P=2, R_e=1000$ の場合を示す。なお図中に後述する最大熱伝達率の得られる L, R 壁における位置 (それぞれ l_L, l_R) を示す。 $R_e=300$ の場合 (図 2 参照), L_v ではく離するせん断層は層流のままであり、はく離うず域に定常の層流うずを形成しているが、 $R_e=1000$ となるとはく離せん断層は乱流に移り、せん断層は点 C に再付着する。また図 10 (a) によれば、 $R_e \geq 1000$ で l_L/H はほぼ一定となることより、 $R_e \geq 1000$ で、はく離うず域は準定常乱流うずが形成されていると思われる。また R 壁では、 R_v ではく離するせん断層で生成される乱れを伴う流れが点 G 近傍で加速される。その位置 G も $R_e \geq 2000$ では図 10 (b) より $l_R/H \approx 2.0$ で一定値となる。

3.2 可視化による流動と解析との比較 第1報における解析は二次元定常非圧縮性流とし、流体は曲り部入口で十分に発達した層流の速度分布を仮定し、計算は差分法により数値的に行った。このようにして求めた流れと、可視化より求めた流れ (定常流の場合には流れと見なして良い) とを比較する。例として $R_e=300, P=2$ の可視化写真図 2 (b) を解析結果と比較したのが図 4 (a) である。図中実線が可視化による流れ、鎖線が解析結果である。両者は、はく離点およびうず領域など全体的に良い一致を示す。ただ壁にできる L_v 下流のうず領域の大きさ、および R 壁にできる R_c のコーナうず領域の大きさは表 1 に示すように可視化による結果は解析結果に比べて若干大きい。P による変化の傾向はほぼ一致する。

一般に粘性流体が曲り部を曲折して流れる場合、流速の大きい部分が遠心力のため外側に強くおし寄せられることによって二次流れが発生する。本実験の場合図 2 (b), (c) では明確ではないが、原因

のカラー写真から確かめられるように、曲り部を過ぎた所で二次流れの存在のため異なる流路断面内の流脈が交わっている。すなわち L_c および R_c のコーナーを観察すると、前者においては中央部より上、下壁方向に線状のうず管が延び、後者では逆に上、下壁より中央部にうず管が集まる。この様子を図 4(b) に示す [図 4(a) の A-A 断面]。ここで中央断面をみると R 側では主流は R 壁より離れるように偏流し、 R_c にできるコーナーをを広げる。また L 側では、 L_c - L_v 壁に主流が強くおしつけられるため、壁に沿う流れは増速され、主流が壁に平行に角 L_v を直角に曲がる [図 4(a) の実験]。しかし解析では上下壁面は無限に長いものと考えており、図 4(b) に示す二次流れは存在しない。それゆえに、図 4(a) の実験線に示されるように、主流は壁に平行に沿ってなく、角 L_v をみかけ上直角より小さい角度で曲がるようになり、うず域は実験結果に比べて狭まる。P が大きくなり、 L_c - L_v の平行部が長くなれば、主流は壁に平行となるので上述の効果は小さくなり、R、L 壁におけるそれぞれのうず域について、解析に比べて実験結果の大きくなる割合は小さくなるであろう。事実表 1 の l_{LM} , l_{RM} のそれぞれの値の実験結果と解析との比は、 $P=3$ で約 1.4 倍であるが、 $P=4$ では約 1.25 倍となる。

3.3 壁面圧力分布 はく離域の大きさ、うずの強さを壁面静圧分布よりほぼ知ることができる。曲り部より上流 80 mm における静圧を基準値 (R 壁では R_v より 50 mm) とし、L 壁における実験値を図 5 に示す。なお横軸は曲り部を含めた長さとした。図中には比較の例として $P=3$, $R_e=300$ の場合の解析結果も鎖線で示した。低速での静圧測定が困難なため、実験値は $R_e=8000$ の場合のものであり、両者の直

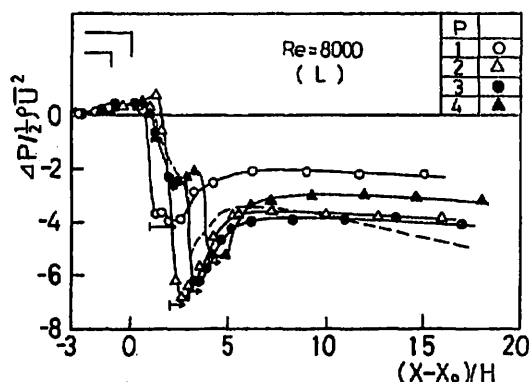
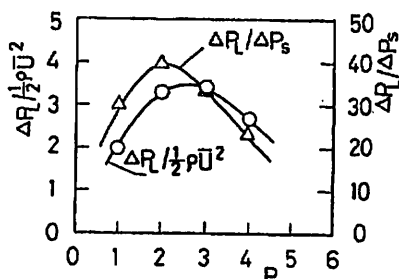


図 5 P による壁面圧力分布の変化

接の比較はできないが、定性的に良い一致を示している。 $P \geq 3$ で、 L_c より L_v 間の分布に極大が見れる。これは図 2 よりわかるように $P \geq 3$ で対壁 R_v - R_c にできるはく離うずとコーナーうずが分離するため、その境界の領域で流路断面積が増すことに起因している。はく離うずの中心と見なせる最低圧の位置が解析位置よりやや下流にずれるようである。 L_v より最低圧までの距離 l_p (図中横向きの矢印で示す) は $P \geq 2$ で、P によらず $l_p/H \approx 0.7$ となる。また最低圧は $P=2$ の場合に $\Delta P / [(1/2)\rho U^2] \approx -7.0$ と最も大きく、また曲り部による損失と見なせる下流における $\Delta P / [(1/2)\rho U^2]$ の値は、 $P=2, 3$ と $\Delta P / [(1/2)\rho U^2] \approx -4.0$ と最大となる。すなわち $P=2, 3$ で最大損失となるのは解析 ($R_e=300$) と同じであり、 R_e 数にはあまり関係しない。なお嵩ら⁽³⁾は直角に 1 度折れ曲がる場合の圧力分布に対し、ポテンシャル理論による解析と実験と比較しており、コーナ (L_c) をすぎた近傍において本実験と類似の圧力分布を示している。つぎに図 6 に圧力係数 $\Delta P / [(1/2)\rho U^2]$ より直管による圧力損失を差し引いた値 $\Delta P_L / [(1/2)\rho U^2]$ を各 P に対して示す。 $P=2 \sim 3$ で極大となる。また図中に曲り部も含めた流路長さ (曲り部を含めて上流、下流にそれぞれ $X/H=1$ の領域) に相当する管摩擦損失の値 ΔP_s との比 $\Delta P_L / \Delta P_s$ も示す。これは $\Delta P_L / [(1/2)\rho U^2]$ の分布より、 $P=2$ 側で最大値を取る傾向となる。P による圧力損失の傾向は、 $R_e=300$ の場合の解析結果とはほぼ同じである。

3.4 局所熱伝達分布 まず低いレイノルズ数の場合の局所熱伝達分布について述べる。うずの形成およびその挙動は P と、レイノルズ数によって異なる。流動の観察より、 $R_e=300$ では、L、R 壁に形成されるうずは、 $R_e=1000$ に比べて非常に緩慢な流動をし層流的である。このことより、 $R_e=300$ では曲り部に二次流れは存在するが、二次元層流と見なして得た解析と、たとえば可視化、静圧

図 6 圧力損失 ($R_e=8000$)

分布の実測値との良い対応を考えると、局所熱伝達分布も良い対応をするものと思われる。図7に $P=3$ で、 $Re=300$ および 1000 の場合の R 壁における局所熱伝達率分布と解析(熱流束一定の場合)との比較を試みる。なお図の横軸は最初の曲り部より曲り部も含めた全伝熱面長さとした。解析では加熱開始点より熱伝達率は減少する。なお R_v で熱伝達率はかなり大きくなり、実験結果と異なるが、全体の分布の傾向は類

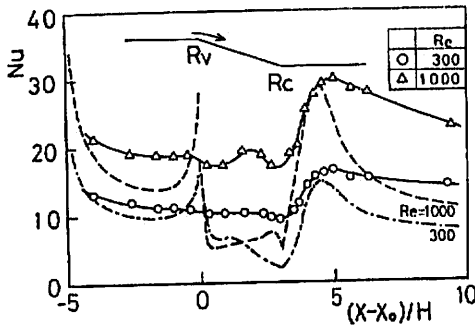
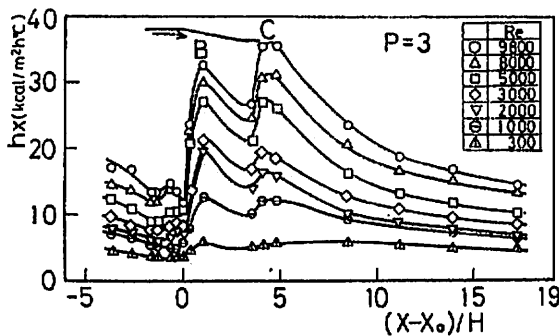
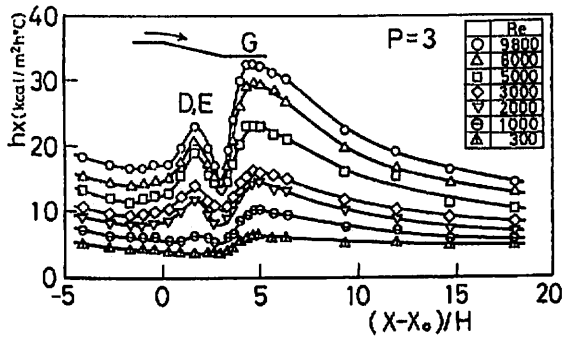


図7 局所ヌセルト数と解析との比較 ($P=3$ の場合)



(a) L 壁



(b) R 壁

図8 局所熱伝達率分布

似のように思われる。両者は R_c のコーナ領域で流れのよどみにより分布は極小値を取り、その後極大値を経て管路流れによる特性に移行する。本実験における下流での測定位置は管路幅の約 17 倍までであり、十分に発達するほど長くないため下流で $Nu=6.561^{(6)}$ とはならない。森ら⁽⁷⁾は水平円管を用いた強制対流熱伝達の実験において、とくに層流域で自然対流による二次流れの影響を受け、熱伝達率はかなり大きくなることを示している。本実験とは伝熱面形状の相違により直接の比較はできないが、 $Re=300$ の場合の R_v 、 R_c 間での解析と実験との違いがかなり大きいことは、上述の二次流れの影響、および3.2節で述べた二次流れに起因していると思われる。さらに低速の場合には管路裏面への熱損失の影響もかなり大きいようである。 $Re=1000$ の場合、 $Re=300$ に比べて R_v 、 R_c の面上で熱伝達率に hump のある異なる分布を示し、また解析より大きな値をとる。これは $Re=1000$ となると、 R_v ではなく離せん断層は乱流に遷移し再付着すること、かつはく離うずと壁面との干渉によるものと思われる。なお下流における極大値の位置は $Re=300, 1000$ いずれも解析の値よりわずかに後退している。

つぎにレイノルズ数を層流域を越えて変化させた場合の局所熱伝達率の分布の変化を L 、 R 壁の各々の最初の曲り部からの距離を横軸に取り、 $P=3$ で、 L および R 壁について図8(a)、(b)に示す。まず L 壁について述べる。 $Re \geq 1000$ で二つの極大値の位置はそれぞれ図1に示す点 B 、 C に対応する。加熱開始点より熱伝達率 h_x は一定こう配で下降し、最初のはく離点 A 近傍において h_x はわずかに上昇するが、すぐに下降し L_c で極小となる。その位置で再び極大値を取る。その後 L_v 下流のうず域の存在により下降し、再付着点 C 近傍にて極大値を取る。この B 、 C における極大熱伝達率 h_B 、 h_C をみると、 $Re \leq 3000$ では $h_B > h_C$ 、 $Re \geq 5000$ では $h_B < h_C$ となっている。このことは Re 数が小さい場合には流れの加速による効果が大きであるが、 Re 数が大きくなると L_v 下流ではなく離せん断層の再付着が、熱伝達促進に与える効果が顕著になることを示唆している。なお $Re=300$ の場合には可視化写真よりも分かるように再付着点は下流に延びる。それに対応し h_x はなだらかな曲

線を描き, $Re \geq 1000$ に比べて下流で最大となる。つぎに R 壁について述べる。Rv には離れ点 D 近傍にて流れは再付着する。その位置近傍にて熱伝達率は極大となる。その後 Rc で極小値をとり点 G 近傍で極大値をとる。この G は対壁 Lv-C に存在するうず域のため R 壁へのかたより (加速効果) を受けた流れの衝突の位置に対応している。なおここでも, $Re=300$ の場合に Rv の下流 D で極大値をとらないのは前述のとおりである。解析結果によれば, L, R 壁のそれぞれの点 C, G 近傍における最大熱伝達率を比較すると R 壁における値が大きい。このことはレイノルズ数とともに顕著となる。しかし実験では $Re=300$ を除いて L 壁の点 C 近傍における値が点 G 近傍に比べて大きい。一般に層流域の Re 数範囲でも, Re 数が大きくなると角 Lv からのはく離せん断層は不安定であり, 層流から乱流へ遷移する。したがって再付着する分割流線上の乱れが熱伝達に寄与したものと考えられる。Sparrow⁽⁴⁾ も波形管路において最初に流体が当たる面における熱伝達率が, 流れの背面におけるのより大きいという同様な結果を得ている。

さて, P による流れ場の変化は L 壁におけるよりも, はく離りうずとコーナうずとの合体または分離を含む R 壁において顕著である。そこで R 壁における局所熱伝達分布の P による変化の例として $Re=8000$ の場合について図 9 に示す。 $P \geq 3$ で分布に 2 個のピークをもつ。第 1 のピークは Rv-Rc 間 D において流れが再付着することにより, 第 2 ピークは流れのかたよりの加速流の衝突により点 G で得られる。一方 $P \leq 2$ では 1 個のピークをもつ。とくに $P=1$ の場合, 可視化結果よりも明かなように, Rv, Rc, F の領域に 1 個のはく離りうずが形成され (この場合 $P \geq 3$ で可視化より得られる D, E は存在しない), 伝熱を促進する因子 (再付着, 加速流) が無い。むしろ

大きな停滞うずのため熱伝達率を減少せしめる。 $P=2$ では $P=1$ に比べてわずかに熱伝達率の上昇がみられる程度で明確なピークを示さず, $P \geq 3$ の第 2 ピークに対応するピークが 1 個存在する。これらのピークは P にかかわらず点 G 近傍にて得られる。全体をみると, 第 1 ピーク値は P が大きくなるにつれて大きくなる。G における加速流の衝突による熱伝達率の増進の度合は $P=3$ で主も大きくなる。すなわち $P=3$ では Rc のコーナ域の大きさは $P=2$ に比べて小さくなり加速効果は減少するであろうが, Rv-Rc のはく離りうずとコーナうずが分離し始める形状であり, はく離せん断層の乱れは他の P に比べて大きくなるであろう。一方 $P=1$ になると Rv-Rc の両うずは完全に分離し, Rc のコーナうず域は小さくなる。これらのことより Rv-Rc の両うずの合体・分離および Rc のコーナうずの大きさより $P=3$ で大きな熱伝達率の極値が得られる。このことは波形管路における熱伝達促進が第 2 ピーク値に支配されると考えて良い。以上のように熱伝達促進は, はく離せん断層の乱流への遷移を伴う再付着, および流路縮小による加速流による。このことは Re 数がある程度大きくなると顕著となる。そこで最大熱伝達率がレイノルズ数および P にどのように依存するかを調べるに先立ち, 図 10 (a), (b) にその得られる位置 l_L, l_R を求めた。まず l_L は $Re \geq 1000$ で, Re 数には無関係で P の依存性も少なく, 平均として $l_L/H \approx 1.7$ である。 $Re=300$ の場合には $Re \geq 1000$ の値に比べて約 2 倍, とくに $P=1$ では約 4 倍の延びとなる。つぎに l_R について, $Re \geq 2000$ で $l_R/H \approx 2.0$ であるが, 低い Re 数では, P が小さくなると l_R は増加する傾向にある。前述の局所熱伝達分布において, $P=4$ になれば Rv と Rc 間で再付着が十分に行われることにより, 第 1 ピークは第 2 ピーク値とほぼ同程度まで上昇する。

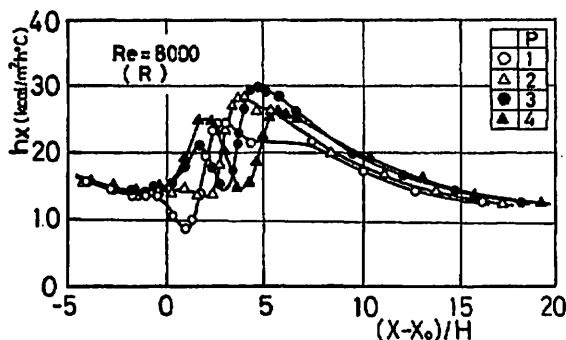


図 9 P による局所熱伝達率分布の変化

3.5 最大および平均熱伝達率 前述の l_R (R 壁の G 点) で得られる最大熱伝達率を整理すると図 11 (a) となる。 $Re=300$ を除くと

$$N_{\max} = 0.21 a^{0.5} Re^{0.5} \dots\dots\dots (1)$$

で整理できる。図 9 にみられるように h_{\max} (後述の \bar{h} についても同様, また図 13 参照) は P とともに増加するが, $P=2 \sim 3$ で極大値をもつ。この点を考慮し式 (1) の a をつぎのように定めた。

$$a = 12.3 - (P - 2.8)^2 \quad (1 \leq P \leq 4) \dots\dots\dots (2)$$

すなわち P による伝熱促進量の増大を示す目安となる。これは伝熱促進のため流路内に円柱、または伝熱面におうとをつけた場合に、あるピッチで最大の熱伝達率が得られるという大谷ら⁽⁹⁾の結果と類似である。

一方 L 壁にも同様に、 $Re=300$ を除いて、 l_L における N_{max} は図 11 (b) より

$$N_{max}=0.28\alpha^{0.5}Re^{0.5} \dots\dots\dots (3)$$

で表される。これより各 P に対して L 壁における値が R 壁に比べて 17% 大きいことが分かる。この結果は L 、 R 壁のそれぞれの平均熱伝達率についても同様である。ここで、 N_{max} に対する Re 数の依存性について述べると、馬

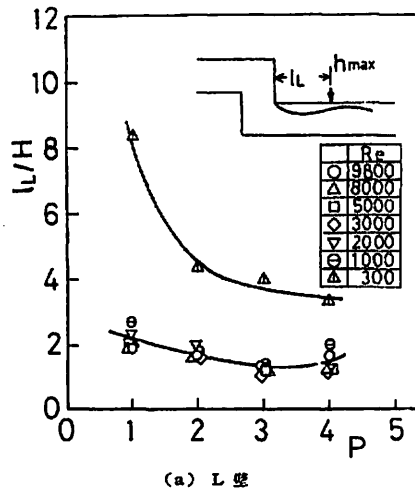
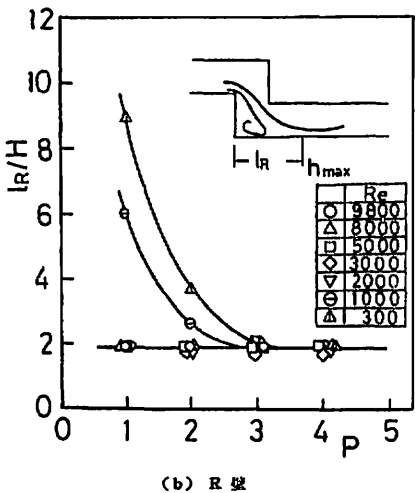

 (a) L 壁

 (b) R 壁

図 10 最大熱伝達率の位置

淵ら⁽⁹⁾は再付着する噴流の再付着点近傍熱伝達を $N_{max} \propto Re^{0.58}$ と与え、噴流が未発達の状態ではレイノルズ数のべき数が小さくなる傾向にあることを示している。また Kays ら⁽¹⁰⁾は急拡大管の実験(相当直径を代表長さとして $Re=70\,000 \sim 205\,000$ の場合)で短いうず域と長いうず域の再付着点でのそれぞれの熱

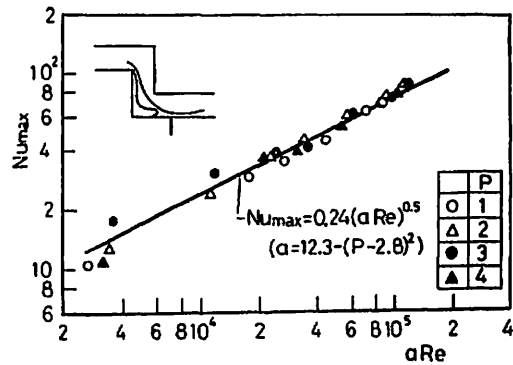
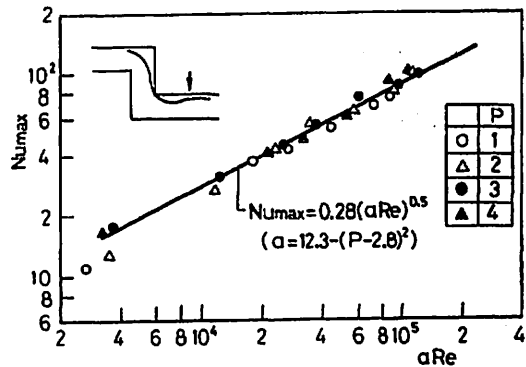

 (a) R 壁

 (b) L 壁

図 11 最大ヌセルト数の整理

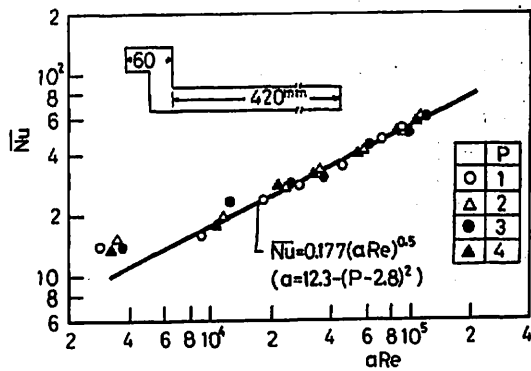


図 12 平均ヌセルト数

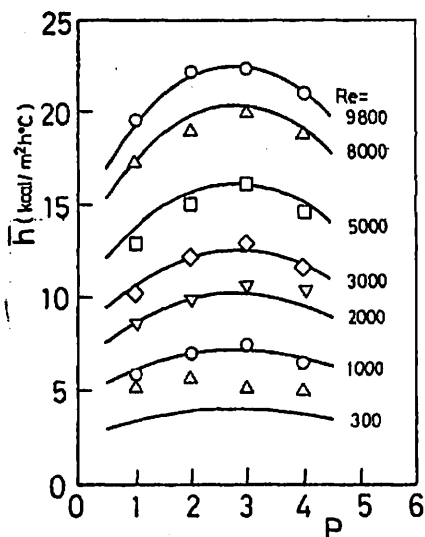
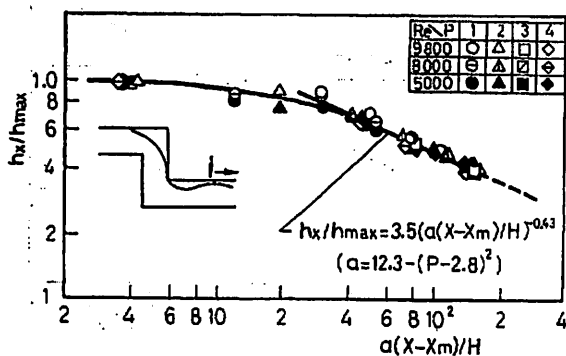
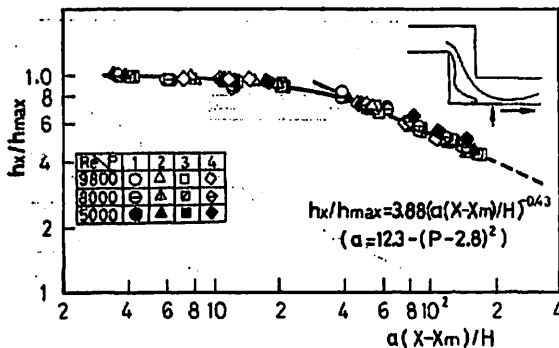


図 13 平均熱伝達率



(a) L 壁



(b) R 壁

図 14 最大熱伝達率位置以降の局所熱伝達率

伝達が $N_{umax} \propto Re^{0.090}$ と $Re^{0.508}$ になることを示している。これらのことより本実験におけるレイノルズ数の依存が 0.5 乗となるのは $Re \leq 10000$ の範囲で成り立つものと考えられる。

つぎに曲り部上流 $X/H=1$ より下流 $X/H=14$ までの平均ヌセルト数 \bar{N}_u を整理すると図 12 となり、つぎの式で表現できる。

$$\bar{N}_u = 0.177 a^{0.5} Re^{0.5} \dots\dots\dots (4)$$

式 (2), (4) より平均熱伝達率 \bar{h} は

$$\bar{h} = 0.089 \frac{\lambda}{H} [12.3 - (P-2.8)^2]^{0.5} Re^{0.5} \dots\dots\dots (5)$$

で表現できる。この式により評価される \bar{h} と実験値との比較を、 Re をパラメータにして、 P に対して示すと図 13 となる。

3.6 最大熱伝達率以降の局所熱伝達率分布の整理

h_{max} 以降、発達した管路内熱伝達の値へと漸移的に移行する。いま h_{max} の位置を x_m (管路入口からの距離) とし、 $(x-x_m)/H$ で h_{max} 以降の局所分布 h_x/h_{max} を整理すると

$$h_x/h_{max} \propto \{(x-x_m)/H\}^{-n} \dots\dots\dots (6)$$

となる。 n は Re 数の範囲によって異なる。

各 P に対して $Re \leq 1000$ では $n=0.3$ であり、 $Re \geq 2000$ では $n=0.43$ で表される。ここで a を考慮し、各 P について整理すると、まず L 壁については図 14(a) に示すように

$$h_x/h_{max} = 3.5 [a(X-X_m)/H]^{-0.43} \dots\dots\dots (7)$$

($2000 \leq Re \leq 10000$)

となる。同様に R 壁については図 14(b) より

$$h_x/h_{max} = 3.88 [a(X-X_m)/H]^{-0.43} \dots\dots\dots (8)$$

($2000 \leq Re \leq 10000$)

で表現できる。

4. 結 論

平行 2 平板より成る流路を直角に 2 度折り曲げた場合の熱伝達に関し、可視化による流動に留意し実験を行いかつ第 1 報⁽¹⁾の解析との比較を行い、つぎの諸点を明らかにした。

(1) 曲り部に形成されるうず領域の大きさおよび形状の P による変化の傾向は解析結果と良く対応する。なお $P=2 \sim 3$ を境にしてうず形成が異なる。

(2) 壁面圧力分布の測定より、曲り部による圧力損失は $P=2 \sim 3$ で最大となる。

これは本実験の R_0 数範囲で R_0 数にあまり関係なく、解析結果とも一致する。また熱伝達の測定より低い R_0 数の場合の局所熱伝達率も、解析結果と類似の分布を示す。

(3) 最大熱伝達率は L 、 R 壁とも第2番めの角よりほぼ $(1.7 \sim 2)H$ 下流の位置で得られ、前者ははく離せん断層の再付着、後者は(流れのかたよりによる)加速流の衝突による。

(4) 最大熱伝達率、平均熱伝達率さらに最大熱伝達率以降管路熱伝達への移行域の局所熱伝達率を P による伝熱促進の目安となる因子 a を導入し、それらの実験式を得た。

文 献

- (1) 泉・ほか2名, 機論, 46-412, B (昭 55), 2375.
- (2) 大谷・ほか3名, 化学工学, 31-9 (昭 42), 872.
- (3) 大谷・ほか3名, 化学工学, 32-11 (昭 43), 1127; 35-5 (昭 46), 587.
- (4) Goldstein, L.Jr. and Sparrow, E.M., *Trans. ASME, Ser. C*, 99-2 (1977), 187.
- (5) 岩・ほか2名, 空気調和・衛生工学論文集, 5 (昭 52), 21.
- (6) Shah, P.K. and London, A.L., *Advances in Heat Transf., Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Suppl. 1, (1978), 196, Academic Press.
- (7) 森・ほか3名, 機論, 39-219 (昭 39), 1378.
- (8) 馬淵・ほか2名, 機論, 39-323 (昭 48), 2151.
- (9) Kays, W.M. and Filetti, E.G., *Trans. ASME, Ser. C*, 89-2 (1967), 163.