二次元拡大縮小流路の流動および伝熱特性*
(コーナ部の丸みの影響)

浅古 豊**, 中村 博**, Mohammad FAGHRI***

Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics in
a Converging-Diverging Duct
(Heat Transfer and Pressure Responses to Rounding of Peaks)

by Yutaka ASAKO, Hiroshi NAKAMURA, and Mohammad FAGHRI

Numerical computations were carried out to determine the heat transfer and pressure drop responses to the rounding of the peaks of a converging-diverging duct. A cosine-wall duct was selected as a representative duct which has a large degree of peak roundness. Computations were carried out for Prandtl number of 0.7, in the Reynolds number range from 100 to 1 000, for various taper angles of the duct, and for three ratios of maximum-minimum heights of the duct. The rounding of the peaks brought about a decrease in the friction factor. The heat transfer performance of the rounded duct was compared with the unrounded duct under three different constraints: fixed pumping power, fixed pressure drop and fixed mass flow. The heat transfer rate was relatively insensitive to whether the peaks were sharp or rounded.

Key Words: Convective Heat Transfer, Laminar Flow, Converging-Diverging Duct, Numerical Computation, Heat Exchanger

1. ま え が き

流路幅が流れ方向に周期的に変化する拡大縮小流路は、折れ曲がり流路に比べ圧力損失が少ないことから、高性能伝熱面として期待される。そこで、著者らは、流路幅が流れ方向に周期的に変化し、流路壁のコーナ部に丸みがない二次元拡大縮小流路の数値解析をおこない、その流動および伝熱特性を調べ、平行平板流路に比べ伝熱量が増加することを報告した⁽¹⁾。また、Sparrow らは、拡大縮小流路の熱伝達に関し、流路断面が円である拡大縮小管の実験および数値解析⁽²⁾をおこない、その流動および伝熱特性を調べ、直円管流路に比べ伝熱量が増加する場合があることを報告している。

しかし、実際の壁面ではコーナ部に丸みがある場合も考えられ、その場合の流動および伝熱特性がコーナ部に丸みがない場合のそれと異なることが予想される。そこで、著者らはコーナ部に大きな丸みをもつ拡

大縮小流路の代表として流路壁が COS 関数で表される流路(以下 COS 流路と呼ぶ)をえらび、流路が流れ方向に無限に続き、壁温一定、流れおよび熱的にも発達した領域の層流域の数値解析をおこない、コーナ部の丸みが流動および伝熱特性におよぼす影響を調べたので報告する。

2. 記 号

- A_w : 一サイクルの表面積
- B : 無次元圧力こう配〔式(11)〕
- $H_{\max}$: 最大流路幅
- $H_{\min}$: 最小流路幅
- H^* : 平均流路幅
- h, h_m : 局所および平均熱伝達係数〔式(24)〕
- K : 熱伝導率
- L : 一サイクルの長さ
- $\dot{m}$: 質量流量〔式(22)〕
- N_u, N_{um} : 局所および平均ヌセルト数〔式(27)〕
- P : 無次元周期圧力〔式(11)〕
- p, p' : 圧力および周期圧力〔式(5)〕
- Δp : 一サイクルの圧力損失
- P_r : プラントル数
- q, Q : 局所熱流束および一サイクルの伝熱量

* 昭和60年11月14日 第934回講演会において講演、原稿受付 昭和60年4月30日。

** 正員、東京都立大学工学部(〒158 東京都世田谷区深沢2-1-1)。

*** Univ. of Rhode Island (Kingston, Rhode Island, RI02881, U. S. A.)。

〔式(34)〕

Re : レイノルズ数〔式(21)〕

T : 無次元温度〔式(8)〕

t, t_b, t_w : 温度, バルク温度, 壁面温度

U, V : 無次元速度成分 $= u/(v/L), v/(v/L)$

X, Y : 無次元座標 $= x/L, = y/L$

x, y : 座標

β : 圧力こう配〔式(5)〕

δ, Δ : 壁面位置を表す関数とその無次元数
 $= \delta(y)/L$

η, ξ : 変換された座標系〔式(20)〕

θ : 広がり角

λ : バルク温度のこう配〔式(17)〕

ρ : 密度

σ : 式(15)の右辺

Ψ, Ψ_w : 流線関数 ($= \int V dX$) および壁面の流線関数

添 字

(): コーナ部に丸みがある拡大縮小流路 (COS 流路)

< >: コーナ部に丸みがない拡大縮小流路

||: 平行平板流路

3. 基礎式および境界条件

流路形状を図1に示す。図1に示すように、流路は左右対称で、同一の形状変化が流れ方向 (y 方向) に無限に続くものとする。図1中の破線は前報⁽¹⁾で報告したコーナ部に丸みがない場合の壁面形状である。以下この流路をコーナ部に丸みがない流路と呼ぶ。実線で表される COS 流路の $y=L/4, 3L/4$ における壁面の傾斜と破線で表されるコーナ部に丸みがない流路の壁面の傾斜が等しいとすると、COS 流路の形状を表す関数 $\delta(y)$ は次式で表される。

(a) 流路形状と座標系 (b) 等 η, ξ 線

図 1

$$\delta(y) = \frac{H_{\max} + H_{\min}}{4} - \frac{H_{\max} - H_{\min}}{4} \cos \frac{2\pi y}{L} \quad \dots\dots\dots (1)$$

流路の広がり角 θ と流路幅 $H_{\max}, H_{\min}$ を図1のようにえらべば、式(1)の $(H_{\max} + H_{\min}), (H_{\max} - H_{\min})$ と $H_{\max}/H_{\min}, \theta$ との間には

$$H_{\max} + H_{\min} = \frac{\frac{H_{\max}}{H_{\min}} + 1}{\frac{H_{\max}}{H_{\min}} - 1} \frac{2L}{\pi} \tan \theta$$

$$H_{\max} - H_{\min} = \frac{2L}{\pi} \tan \theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

コーナ部に丸みのない流路の最大流路幅/最小流路幅を $(H_{\max}/H_{\min})'$ とすると、COS 流路の $H_{\max}/H_{\min}$ との間には

$$\frac{H_{\max}}{H_{\min}} = \frac{(\pi + 2) \left(\frac{H_{\max}}{H_{\min}} \right)' + (\pi - 2)}{(\pi - 2) \left(\frac{H_{\max}}{H_{\min}} \right)' + (\pi + 2)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

前報では $(H_{\max}/H_{\min})' = 1.2, 1.5, 2$ について計算した。この値に対応する $H_{\max}/H_{\min}$ は 1.123, 1.292, 1.539 となる。本報ではこの破線で表されるコーナ部に丸みがない拡大縮小流路と実線で表される COS 流路の圧力損失および伝熱特性を比較する。

本報では壁面温度一定の場合の発達領域を解析する。発達領域のとり扱いについては、Patankar⁽³⁾に詳述されているので、ここではその概略を述べる。発達領域ではいずれのサイクルにも同一の流れ場が作られる。圧力はそれぞれのサイクルの中では分布するが、あるサイクルの圧力と隣のサイクルの圧力との間には次式の関係が成り立つ。

$$p(x, y) - p(x, y+L) = p(x, y+L) - p(x, y+2L) = p(x, y+2L) - p(x, y+3L) = \dots \quad \dots\dots (4)$$

式(4)は任意の x, y で成り立つので、圧力 p は次式で表すことができる。

$$p(x, y) = -\beta y + p'(x, y) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに β は式(6)で表される定数である。また、 p' には式(7)なる関係がある。

$$\beta = [p(x, y) - p(x, y+L)]/L \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$p'(x, y) = p'(x, y+L) = p'(x, y+2L) = \dots \quad \dots\dots\dots (7)$$

流体の温度は一サイクルごとに壁面温度に近づく。そこで、無次元温度 T を次式で定義する。

$$T(x, y) = [t(x, y) - t_w]/(t_b - t_w) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、

$$t_b - t_w = \int_0^s (t - t_w) |v| dx / \int_0^s |v| dx \quad \dots\dots\dots (9)$$

無次元温度 T が次式を満たす領域を熱的に発達した領域と定義した。

$$T(x, y) = T(x, y + L) = T(x, y + 2L) = \dots \quad (10)$$

したがって、いずれのサイクルにも同一の無次元温度場が作られるので、一サイクルの流れ場および無次元温度場を計算する。

流体の物性値が温度によって変わらないとし、次式で定義した無次元量を用いれば

$$\begin{aligned} X &= x/L, \quad Y = y/L, \\ U &= u/(\nu/L), \quad V = v/(\nu/L), \\ P &= p'/\rho(\nu/L)^2, \quad B = \beta L/\rho(\nu/L)^2 \quad \dots (11) \end{aligned}$$

無次元の基礎式は⁽¹⁾

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (12)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} - \frac{\partial P}{\partial X} \quad (13)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} - \frac{\partial P}{\partial Y} + B \quad (14)$$

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) + \frac{\sigma}{Pr} \quad (15)$$

ここに

$$\sigma = [2(\partial T/\partial Y) - Pr VT] \lambda + T(\lambda^2 + \partial \lambda/\partial Y) \quad (16)$$

$$\lambda = [d(t_b - t_w)/dY]/(t_b - t_w) \quad (17)$$

σ および λ は周期関数で、壁温一定の境界条件に固有のものである。値は式(15)を解く際に決定される。

境界条件は壁面上で

$$U = V = 0, \quad T = 0 \quad (t = t_w) \quad (18)$$

対称軸上で

$$\partial V/\partial X = \partial T/\partial X = 0, \quad U = 0 \quad (19)$$

サイクルの入口、出口は周期境界条件である。

4. 数値計算法

著者らの一人が先きに提案した座標変換法⁽⁴⁾を用いて数値計算をおこなった。ここではその概略を述べる。まず、 x, y 座標を次式を用いて η, ξ 座標へ変換する。

$$\eta = X/\Delta(Y), \quad \xi = Y \quad (20)$$

ここに $\Delta(Y) = \delta(y)/L$

この座標変換をおこなうと、 $0 < \eta < 1, 0 < \xi < 1$ が計算領域となる。等 η, ξ 線を図1(b)に示す。図1(b)中の $\eta = \eta_1, \eta = \eta_2, \xi = \xi_1, \xi = \xi_2$ に囲まれた領域をコントロールボリュームとして微分方程式を体積分し、さらに SIMPLE 法⁽⁵⁾と同様の方法で代数方程式へ変

換する。差分近似には Power Law 差分近似⁽⁵⁾を用いた。得られた代数方程式の解法には Line-by-Line 法⁽⁶⁾を用いた。

計算は $(H_{\max}/H_{\min})' = 1.2, 1.5, 2$ に対応する $H_{\max}/H_{\min} = 1.123, 1.292, 1.539$ についておこなった。 θ は前報と同様 5, 10, 15°, プラントル数 Pr は 0.7 とした。 B の値にはレイノルズ数 Re がほぼ 100, 200, 500, 700, 1000 となるよう五とおりの値を与えた。計算に用いた格子系は η - ξ 面上で等間隔の 18×34 である。格子点数の影響を調べる目的で、格子点数が 26×50 の計算を一流路形状についておこなった。その結果、同一圧力こう配のもとで、レイノルズ数 Re , ヌセルト数 Nu にそれぞれ最大 3, 2% の差異がみられた。 Re は次式で定義した。

$$Re = 2\dot{m}/\mu \quad (21)$$

ここに $\dot{m}$ は質量流量で次式から計算される。

$$\dot{m} = 2\mu \int_0^{H_{\min}/2L} V_{Y=0} dX \quad (22)$$

流路の一サイクルにおける圧力損失と流路幅が $H^* = [(H_{\max} + H_{\min})/2]$ の平行平板流路の長さ L の区間の圧力損失との比は次式で表される⁽¹⁾。

$$(\Delta p/L)_{\text{c}}/(\Delta p/L)_{\text{p}} = B(H^*/L)^3/(6Re) \quad (23)$$

局所熱伝達率 h および一サイクルの平均熱伝達率 h_m は次式で定義した。

$$\left. \begin{aligned} h &= q/(t_w - t_b) \\ h_m &= Q/A_w(t_w - t_b) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

ここに、 q は局所熱流束、 A_w は一サイクルの両壁面の表面積、 Q は両壁面から流体への伝熱量、 $t_w - t_b$ は代表温度差で、対数平均温度差を代表温度差に選べば

$$\overline{t_w - t_b} = (t_w - t_b)_{Y=0}(1 - \gamma) / \left(- \int_0^1 \lambda dY \right) \quad (25)$$

ここに

$$\gamma = e^{\int_0^1 \lambda dY} \quad (26)$$

局所ヌセルト数⁽⁴⁾および平均ヌセルト数は

$$\begin{aligned} Nu &= h(2H^*)/K \\ &= \frac{[1 + (\partial \Delta/\partial Y)^2]^{1/2} (2H^*/L) \partial T}{\Delta \partial \eta} \\ Nu_m &= h_m(2H^*)/K = - \frac{L}{l} \int_0^1 \lambda dY (H^*/L) \\ &\quad \left[\left(\frac{Re Pr}{2} \right) - 2 \int_0^{H_{\min}/2L} (\lambda T + \partial T/\partial Y) dX \right] \quad (27) \end{aligned}$$

ここに l は一サイクルの壁面の長さである。

5. 計算結果

$\theta=15^\circ$, $H_{\max}/H_{\min}=1.539$ の流線および局所ヌセルト数を図2に示す。図2中の流線の値 Ψ/Ψ_w は、はく離うず内部の流線を除き、 $\Delta\Psi/\Psi_w=0.1$ 間隔で、対称軸上で $\Psi/\Psi_w=0$ 、壁面上で $\Psi/\Psi_w=1$ である。はく離うず内部の流線の値は図2(e)の場合、 $\Psi/\Psi_w=1.005$ 、図2(f)の場合、 $\Psi/\Psi_w=1.01$ である。図2に示した流線のレイノルズ数 Re の範囲は194~972である。 $Re<300$ では、はく離のうずはみられず、その流れのパターンは図2(a)とほぼ同じである。 $Re>300$ では、流れのはく離がみられ、その大きさは Re の増加とともに大きくなる。これはレイノルズ数 Re が大きくなると、流体の慣性力が大きくなり、流体が壁面に沿って急に曲がることができなくなるためである(図2(e))。コーナ部に丸みがない場合の流線を図2(f) [$(H_{\max}/H_{\min})'=2$] に示す。コーナ部に丸みがない場合のはく離うずの大きさは、COS 流路のそれに比べわずかに大きく、その流れもわずかに強い。

局所ヌセルト数は流路の縮小部で高く、拡大部で低い。レイノルズ数 Re の増加とともに、はく離うずが形成されるにもかかわらず、局所ヌセルト数には大きな変化はみられない。COS 流路の局所ヌセルト数の分布は図2(f)に示したコーナ部に丸みがない場合の分布に比べなめらかである。

COS 流路の一サイクルの圧力損失と平行平板流路の長さ L の区間の圧力損失との比〔式(23)〕とレイノルズ数 Re との関係を図3に示す。平行平板流路の流路幅は拡大縮小流路の平均流路幅 $H^*=[(H_{\max}+H_{\min})/2]$ である。したがって、両者のレイノルズ数が等しい時には、COS 流路の $y=L/4$ の位置における平均流速と平行平板流路の平均流速は等しい。図3中の一点鎖線はコーナ部に丸みがない場合の結果⁽¹⁾で

ある。コーナ部に丸みがあるなしにかかわらず、拡大縮小流路の圧力損失は平行平板流路の圧力損失より多い。しかしコーナ部に丸みがある場合の圧力損失は $H_{\max}/H_{\min}=1.123$, $\theta=15^\circ$ の場合を除き、丸みがない場合の圧力損失より少なく、 $H_{\max}/H_{\min}=1.539$, $\theta=15^\circ$ の場合には最大30%程度圧力損失が低下する。一方、圧力損失が増加する $H_{\max}/H_{\min}=1.123$, $\theta=15^\circ$ の場合には最大5%程度圧力損失が増加する。

一サイクルの平均ヌセルト数とレイノルズ数 Re との関係を図4に示す。発達した平行平板流路のヌセルト数はプラントル数、レイノルズ数に無関係に7.54であるが、拡大縮小流路のヌセルト数は基礎式から明らかのように、プラントル数 Pr (ここでは0.7のみ)、レイノルズ数 Re と広がり角 θ 、流路幅比 $H_{\max}/H_{\min}$ の関数である。その値は7.54より大きい場合と小さい場合がある。熱伝達に及ぼすコーナ部の丸みの影響については伝熱量の比較のところで述べる。

COS 流路の伝熱量と平行平板流路の伝熱量およびコーナ部に丸みがない拡大縮小流路の伝熱量を Sparrow ら⁽⁷⁾と同様、同一ポンプ力、同一圧力損失、同一質量流量のもとで比較した。同一ポンプ力の場合、COS 流路と平行平板流路のポンプ力の関係は

$$m_{(1)} \beta_{(1)} = m_{(2)} \beta_{(2)} \dots\dots\dots (28)$$

無次元量で表せば

$$Re_{(1)} B_{(1)} = Re_{(2)} B_{(2)} \dots\dots\dots (29)$$

平行平板流路のレイノルズ数 Re と無次元圧力こう配 B との間には

$$Re_{(1)} = B_{(1)} (H^*/L)^3 / 6 \dots\dots\dots (30)$$

なる関係がある。これを式(29)へ代入すれば、COS 流路と平行平板流路のレイノルズ数との関係は次式で表される。

$$Re_{(1)} = [(H^*/L)^3 Re_{(2)} B_{(2)} / 6]^{1/2} \dots\dots\dots (31)$$

同様に、同一圧力損失および同一質量流量の場合の

図2 流動状態および局所ヌセルト数 ($H_{\max}/H_{\min}=1.539$, $\theta=15^\circ$)

COS 流路と平行平板流路のレイノルズ数との関係はそれぞれ次式で表される。

$$Re_{eq1} = B_{eq1} (H^*/L)^3 / 6 \quad (32)$$

$$Re_{eq1} = Re_{eq2} \quad (33)$$

壁面から流体への伝熱量 Q は式(24)～(27)から次式で表される。

$$Q = \frac{N_{um} K (t_w - t_b)_{r=0} (1 - \gamma)}{2H^* - \int_0^1 \lambda dY} A_w \quad (34)$$

COS 流路の一サイクルあたりの伝熱量 Q_{eq1} と平行平板流路の長さ L の区間の伝熱量 Q_{eq2} との比 Q_{eq1}/Q_{eq2} と COS 流路のレイノルズ数との関係を図5～7に示す。図5は同一ポンプ力の場合の伝熱量の比、図6は同一圧力損失の場合の伝熱量の比、図7は同一質量流量の場合の伝熱量の比である。この値は比較の条件、流路形状、レイノルズ数によって1以上の場合と1以下の場合がある。しかし、いずれの場合にも、レイノルズ数が大きくなるとこの値は1以上となり、COS 流路の伝熱量は平行平板流路の伝熱量より同一ポンプ力の場合最大13%、同一圧力損失の場合最大12%、同一質量流量の場合最大14%増加する。

図3 圧力損失とレイノルズ数との関係

図4 平均ヌセルト数とレイノルズ数との関係

COS 流路の伝熱量 Q_{eq1} とコーナ部に丸みのない拡大縮小流路の伝熱量 Q_{eq2} との比を図8～10に示す。記号< >はコーナ部に丸みのない拡大縮小流路を表す。図8は同一ポンプ力の場合の伝熱量の比、図9

図5 Q_{eq1}/Q_{eq2} とレイノルズ数 Re との関係 (同一ポンプ力)

図6 Q_{eq1}/Q_{eq2} とレイノルズ数 Re との関係 (同一圧力損失)

図7 Q_{eq1}/Q_{eq2} とレイノルズ数 Re との関係 (同一質量流量)

図 8 q_c/q_{c0} とレイノルズ数との関係 (同一ポンプ力)

図 10 q_c/q_{c0} とレイノルズ数との関係 (同一質量流量)

図 9 q_c/q_{c0} とレイノルズ数との関係 (同一圧力損失)

は同一圧力損失の場合の伝熱量の比、図 10 は同一質量流量の場合の伝熱量の比である。この値は比較の条件、流路形状およびレイノルズ数によって 1 以上の場合と、1 以下の場合があるが、いずれの場合にも 0.94~1.07 の範囲内にある。熱伝達におよぼすコーナ部に丸みの影響は圧力損失に及ぼす影響に比べるとかなり小さい。

6. ま と め

コーナ部に大きな丸みをもつ拡大縮小流路の代表として COS 流路をえらび、壁温一定、流れおよび熱的にも発達した領域を数値解析し、コーナ部の丸みが流動および伝熱特性に及ぼす影響を調べた。

(1) コーナ部に丸みがあるなしにかかわらず、拡大縮小流路の圧力損失は平行平板流路の圧力損失より多い。しかし COS 流路の圧力損失は圧力損失がわず

かに増加する $H_{\max}/H_{\min}=1.123$, $\theta=15^\circ$ の場合を除けば、丸みがない場合の圧力損失より最大 30 % 程度低下する。

(2) COS 流路の伝熱量は流路形状、レイノルズ数によって、平行平板流路の伝熱量より多い場合と少ない場合がある。しかし、レイノルズ数が多い場合の COS 流路の伝熱量は平行平板流路の伝熱量より、同一ポンプ力の場合最大 13 %、同一圧力損失の場合最大 12 %、同一質量流量の場合最大 14 % 増加する。

(3) COS 流路の伝熱量は流路形状、レイノルズ数によって、コーナ部に丸みがない拡大縮小流路の伝熱量より多い場合と少ない場合があるが、その比は 0.94~1.07 の範囲にあり、熱伝達に及ぼすコーナ部の丸みの影響は小さい。

文 献

- (1) Faghri, M. and Asako, Y., *ASME Paper*, 84-WA/HT-12, (1984).
- (2) Sparrow, E. M. and Prata, A. T., *Numer. Heat Transf.*, 6-4 (1983), 441.
- (3) Patankar, S. V., ほか 2 名, *Trans. ASME, Ser. C*, 99-2 (1977), 180.
- (4) Faghri, M., ほか 2 名, *Numer. Heat Transf.*, 7-2 (1984), 183.
- (5) Patankar, S. V., *Numer. Heat Transf.*, 4-4 (1981), 409.
- (6) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid flow*, (1980), 64, McGraw-Hill.
- (7) Sparrow, E. M. and Comb, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 26-7 (1983), 993.

討 論

〔質問〕 黒崎 晏夫〔東京工業大学工学部〕

波形流路と貴報での拡大縮小流路の性能比較として、平均流路幅(拡大縮小流路ではいくつかあるが)が同じ二つの流路において、流量同一の場合の抵抗、伝

熱特性はどのように異なるのであろうか(その場合の、板の凹凸程度は同じと考えることにする)。

〔回答〕 拡大縮小流路のいずれか一方の壁面を流れ方向に 1/2 サイクルずらせば、流路幅が拡大縮小流

付図 1 拡大縮小流路および波形流路の圧力損失とレイノルズ数との関係

付図 2 拡大縮小流路と波形流路の伝熱量の比とレイノルズ数との関係

路の平均流路幅に等しい波形流路がえられる。著者らは波形流路についての数値解析もおこなっているが⁽¹⁾、そこでは流路幅がかなり狭い場合を扱っている。そこで、流路の広がり角 $\theta=15^\circ$ を対象に、流路幅が拡大縮小流路の平均流路幅に等しい波形流路の計算を $Re=100\sim 1000$ の範囲でおこなった。流路幅比 $H_{\max}/H_{\min}$ が 1.123, 1.292, 1.539 の拡大縮小流路の平均流路幅 H^*/L はそれぞれ 1.474, 0.6699, 0.4019 である。圧力損失に関し、図 3 と同様、平行平板流路の圧力損失との比の形で整理し、付図 1 に示す。付図 1 中の実線は拡大縮小流路の、一点鎖線は波形流路の圧力損失である。拡大縮小流路の圧力損失は波形流路のそれより、流量によって多い場合と少ない場合がある。次に、一サイクルあたりの伝熱量を同一ポンプ力、同一圧力損失、同一質量流量のもとで比較した。結果を付図 2 に示す。付図 2 の縦軸は拡大縮小流路の伝熱量 Q_c と波形流路の伝熱量 Q_w の比である。いずれの場合の場合にも、レイノルズ数が高くなると、拡大縮小流路の伝熱量は波形流路の伝熱量より減少するが、 Re

$=100$ 程度ではほぼ同一である。なお、拡大縮小流路と波形流路の流動および伝熱特性の比較に関しては文献(付 1)の結果と合せて報告する予定である。

〔質問〕 棚沢 一郎

〔東京大学生産技術研究所〕

貴研究で対象とされている流路は波形流路と類似しているが、実際の熱交換器等への応用を考えた場合、波形流路のほうがコンパクトネスの点で有利と思われる。したがって、本研究の二次元拡大縮小流路の伝熱・流動性能のほうが、波形流路に比べて優れていないと実用上の利点は少なくなると考えられるがいかがか。

〔回答〕 拡大縮小流路の場合、その平均流路幅を狭くしていくと両壁面が縮小部で接触するため、最小平均流路幅が存在する。それに対し、波形流路の場合には限りなく両壁面を近づけることができる。このことから、著者らも波形流路のほうがコンパクトネスの点では有利であると考えている。拡大縮小流路の平均流路幅と波形流路の流路幅が等しい場合の両流路の流動および伝熱特性の比較に関しては黒崎氏への回答を参照されたい。

(付 1) 浅古・中村・Faghri, M., 第 22 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 60), 518.