正浮力によるカルマン渦列の崩壊消滅* (後流振動と表面特性に与える流体種類の影響)

能登勝久^{*1}, 矢場田 真^{*2}, 中島 健^{*1}

Suppression of the Karman Vortex Street due to Positive Buoyancy (Effect of Fluid Type on Wake Oscillation and Surface Value)

Katsuhisa NOTO, Makoto YABATA and Tsuyoshi NAKAJIMA

Effect of fluid type on wake oscillation and surface value in suppression of the Karman vortex street due to positive buoyancy from a heated circular cylinder submerged in an upward mainstream is elucidated by numerical calculation of the Navier-Stokes equations with buoyant term and the energy equation for mercury, air and water flow. Numerical results are validated. The Strouhal number decreases abruptly at the critical Richardson number Ri_c , which can be regarded as the exact boundary between the regions of the transformed vortex street and the plume flow. The largest Ri_c is for water, the smallest is for air. The mean Nusselt number of water flow decreases abruptly at Ri_c . This is because that the local Nusselt number near the rear stagnant point decreases at Ri_c due to a formation of a twin vortex.

Key Words: Wake, Oscillatory Flow, Natural Convection, Strouhal Number, Fluid Type Effect, Nusselt Number, Separation Point, Navier-Stokes Equation, Positive Buoyancy

1. 緒 言

円柱からの空気後流に正浮力を与えれば、カルマン渦列は変形渦列、さらにブルーム流れに変化し、カルマン渦列が完全に消滅することを、能登ら⁽¹⁾⁻⁽³⁾が初めて明らかにし、この現象を「崩壊消滅」と呼んだ。その後、Changら⁽⁴⁾が崩壊消滅を扱った。

変形渦列域でリチャードソン数(以後、「 Ri 数」と記す)が増加すれば、ストローハル数(以後、「 St 数」と記す)が増大し、変形渦列域とブルーム流れ域の境界の Ri 数(以後、「臨界 Ri 数」と呼び、「 Ri_c 数」と記す)で、 St 数が急激に減少することを、空気後流で能登ら⁽²⁾⁽³⁾が初めて見いだした。しかしこの原因はまだ解明されていない。

正浮力をもつ後流(以後、「正浮力後流」と記す)を生じさせる加熱円柱の平均ヌセルト数(以後、「 Nu_m 数」と記す)は、空気に関してOosthuizenら⁽⁵⁾が円柱レイノルズ数(以後、「 Re 数」と記す)が100~3000で測定し、Changら⁽⁴⁾が Re 数100ので計算した。円柱の加熱方法はともに等温加熱である。水に関しては

北村ら⁽⁶⁾が $145 \leq Re$ 数 ≤ 3000 の等熱流束加熱の円柱で測定した。 Nu_m 数と局所ヌセルト数(以後、「 Nu 数」と記す)の関連を示したのは、北村ら⁽⁶⁾のみである。 Nu_m 数と後流パターンとの関連を、Changら⁽⁴⁾は行い、北村ら⁽⁶⁾は部分的に行い、Oosthuizenら⁽⁵⁾はまったく行わなかった。カルマン渦列の正浮力による崩壊消滅の後流パターンに与える流体種類の影響および崩壊消滅の原因を能登ら⁽⁷⁾が明らかにした。

しかし空気の崩壊消滅での St 数以外の時間変動特性、および崩壊消滅での後流の時間変動と円柱表面特性に与える流体種類の影響は、まだまったく明らかにされていない。これらは正浮力によるカルマン渦列の崩壊消滅現象をより明らかにするために、極めて重要である。

そのため本研究では流体種類を水銀、空気、水の3種類に特定し、等温加熱の円柱後流を数値シミュレートし、得た数値結果から、崩壊消滅での後流の時間変動特性(流れと温度変動、 St 数)と円柱表面特性(摩擦係数、ヌセルト数)に与える流体種類の影響を解明することを目的にする。その結果、後述のように、正浮力によるカルマン渦列の崩壊消滅の時間変動と円柱表面特性に与える流体種類の影響が極めて大きいこ

* 原稿受付 1998年2月20日。

^{*1} 正員, 神戸大学工学部(☎ 657-8501 神戸市灘区六甲台)。

^{*2} 神戸大学工学部学生。

と、および St 数, Nu_m 数, 平均摩擦係数(以後, 「 C_f 数」と記す)はどの流体でも Ri_c 数で増大傾向が変化したまたは断続的に減少することが明らかになった。

主 要 記 号

- a : 温度伝導率
 C_f : 平均摩擦係数
 c_f : 局所摩擦係数
 d : 円柱直径
 F : セン断応力によって円柱表面に働く力
 f : 振動数
 g : 重力の加速度
 Gr : グラスホフ数 $= d^3 g \beta (T_w - T_\infty) / \nu^2$
 h : 熱伝達率
 L : 無次元周期
 Nu : ヌッセルト数
 p : 渦ピッチ(円柱直径で無次元化した各渦のスパイラル中心間の鉛直方向距離)
 Pe : ペクレ数 $= Re \cdot Pr$
 Pr : プラントル数 $= \nu / \alpha$
 r, θ : 半径, 円周方向座標(円柱後方岐点が $\theta = 0$, 反時計回りが正)
 Re : レイノルズ数 $= u_\infty d / \nu$
 Ri : リチャードソン数 $= Gr / Re^2$
 St : ストロハル数 $= fd / u_\infty$
 T : 無次元温度 $= (T' - T_\infty) / (T_w - T_\infty)$
 t : 無次元時刻 $= t' u_\infty / d$
 t_m : 初期かく乱の付与時間
 u, v : x と y 方向の無次元速度 $= (u', v') / u_\infty = (\partial/\partial y, -\partial/\partial x)\phi$
 u_θ, u_r : 速度の r, θ 方向成分
 U_v : 渦速度
 x, y : 鉛直と水平方向の無次元座標(原点は円柱中心) $= (x', y') / d$
 β : 流体の体膨張係数
 δV : 初期かく乱の振幅
 ζ : 無次元渦度 $= \partial u / \partial y - \partial v / \partial x$
 λ : 熱伝導率
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 τ : セン断応力
 ϕ : 流れ関数
 ω : 角速度
添 字
 c : 変形渦列とブルーム流れの境界
 m : 位置または/および時間に関する平均値

- p : ポテンシャル流れ
 x, y : x, y 方向成分
 w : 円柱表面
 ∞ : 主流位置
肩 字(添字をもたない量のみ)
 $'$: 有次元量

2. 定 式 化

2・1 物理モデル 物理モデルを図1に示す。速度 u_∞ , 温度 T_∞ の上向きの一様流内に直径 d , 表面温度 $T_w (\geq T_\infty)$ の円柱を水平に挿入する。この加熱円柱の上方に後流が生じ, この後流内に上向きの熱気流が生じる。その結果, 後流に正浮力が加わる。対象とする Re 数は $180^{(6)}$ より小さいとする。そのためこの後流は二次元⁽⁶⁾・層流・時間依存現象である。

2・2 基礎方程式系 上記の後流を支配する基礎式は二次元・層流の時間依存形の連続の式, ブーゼネスク近似の浮力項をもつナビエ・ストークス式, エネルギー式である。流れ関数と渦度を導入し, 上記の基礎式を変形すれば, 次式を得る(無次元化は記号欄参照)。

$$\zeta = \nabla^2 \phi \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ = (1/Re) \cdot (\partial^2 \zeta / \partial x^2 + \partial^2 \zeta / \partial y^2) \\ + Ri \cdot \partial T / \partial y \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \\ = (1/Pe) \cdot (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2) \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

初期分布はポテンシャル流れとした。境界条件は次式になる。

$$\begin{aligned} \text{円柱表面: } u = v = 0, \phi = 0, \zeta = \zeta_w, T = 1, \\ \text{主流: } u = 1, v = 0, \phi = \phi_\infty, \zeta = 0, T = 0. \quad \dots\dots (4) \end{aligned}$$

Fig. 1 Physical Model

3. 数 値 解 析

3.1 計算領域と格子 外側境界位置を円柱中心から半径方向に円柱半径の30~50倍の位置に設置した。流体のプラントル数(以後、「 Pr 数」と記す)が小さいほど、領域を広くする必要があった。計算領域は円柱表面と外側境界に挟まれる領域である。計算領域内に半径方向に格子幅が増大するO形の構造格子を生成した。円柱の前方岐点を通過する半径方向の位置にブランチカットを入れた。

3.2 セルペクレ数効果 Pr 数が大きければ、セルペクレ数効果⁽⁹⁾と大きい温度こう配が発生するため、格子幅を他の Pr 数の格子幅より小さくした。

3.3 離散化とアルゴリズム 時間を後退差分(一次精度)、空間を中心差分(二次精度)で離散化した。式(1)をSOR法、式(2)と式(3)をADI法、行列をトーマス法で解いた。数値計算は単精度で実行した。

3.4 初期かく乱 x 軸に対称な初期分布が x 軸に非対称な分布に時間発展するために、何らかの数値的なかく乱が必要である。安定スキームでも丸め誤差は計算実行中に発生する。この丸め誤差は初期かく乱の役割を果たす。しかしその発生挙動は格子数、格子間隔、SOR法でのスイープ方向などに依存するため信頼性に欠ける。よって本計算では積極的に次式の初期かく乱を $0 \leq t \leq t_m$ の期間に与えた。初期かく乱の振幅、振動数、付与時間の条件はあらかじめ検討した。

$$(u_\theta)_w = \delta V \cdot \sin(2\pi\omega t),$$

$$(u_r)_w = 0 \dots \dots \dots (5)$$

3.5 ポアソン式の収束判定の許容値 プルーム流れの時間変化の振幅は極めて微弱だった。この微弱な時間変動の捕獲のために、式(1)のSOR法の収束判定の許容値をより小さくする必要がある。例えば $Ri=1.0$ で許容値は 10^{-7} だった。

3.6 渦認識 固体壁に接しない渦を認識⁽¹⁰⁾するための最適物理量は流脈で、次に渦度である。そのため流れ関数の数値データを用いて、統合流脈を計算した。流脈粒子の挿入位置は $x=0, |y|=0.56 \sim 0.71$ である。注入粒子数は上記の円柱左右域にそれぞれ等間隔に30個ずつ、合計60個である。注入の時間間隔は $\Delta t=0.135$ である。求めた流脈域は $0 \leq x \leq 15.1$ である。渦度値は基礎式に含まれる従属変数の数値データとして求める。

3.7 計算条件 Re 数は70である。流体種類は水銀、空気、水で、これらの Pr 数は280 Kでそれぞれ0.299, 0.72, 10.5である。主流速度と円柱直径がそれぞれ一定であれば、 Ri 数は円柱表面と主流の温

度差に比例する。円柱温度条件を $0.0(\text{等温}) \leq Ri \leq 1.0$ とした。

3.8 数値解の妥当性 等温の $Re=70$ の後流の計算流脈はFreymuthら⁽¹¹⁾の可視化実験画像に、計算渦ピッチの3.13はFreymuthら⁽¹¹⁾の画像値に、計算 St 数の0.14はGerrard⁽¹²⁾とWilliamson⁽⁸⁾の値に、水銀と空気の計算 Nu_m 数の1.39と4.45はそれぞれGrosh⁽¹³⁾とMcAdams⁽¹⁴⁾の値に一致した。

正浮力後流では、渦列が確かに崩壊消滅することが空気流れの可視化実験⁽²⁾⁽³⁾で実証された。空気の $Ri=0.2, 0.4, 0.6$ の Nu_m 数は $Ri=0$ の Nu_m 数の1.05, 1.10, 1.14倍だった。これらの値はOosthuizenら⁽⁵⁾の測定値と一致した。よって本計算の方法と結果は妥当性の必要条件を満足した。

4. 後流パターンの時間変化

等温($Ri=0$)では、後流にカルマン渦列が生じる⁽⁷⁾。 Ri 数の増加によって、後流は変形渦列、さらにブルーム流れへと変化した。さらに Ri 数の増加によって、円柱上のはく離点は移動し、はく離点間距離は減少し、下流の後流幅の減少と対応した。 $Ri=0.1$ では、水銀、空気、水ともに変形渦列である。その流脈の時間変動を図2に示す。流脈は図2のように規則変動する。図2から低 Pr 数ほど変動周期が短い。

Ric 数は、流脈分布のパターン⁽⁷⁾から、水銀で0.15~0.20、空気でも0.15~0.20、水で0.30~0.35だった。しかし上記の Ric 数の決定方法はパターン認識によっているため、 Ric 数を明確に決定することは困難だった。

5. 流れと温度の変動

5.1 流れ関数 流れ関数の時間変化を図3に示す。等温と正浮力後流のそれぞれの変動振幅は時間によって変化せず、一定である。よって本計算で等温と正浮力後流で安定な数値解が得られた。正浮力によって変動振幅は若干減少した。このことは正浮力による後流速の増大、よって流線間隔の減少のため、正浮力によって生じた変形渦列が、等温のカルマン渦列より非対称性が弱いことを意味する。図3で正浮力によって変動周期も若干減少した。ここで後流速度とは後流幅での位置的および時間的な平均速度、後流幅とは主流速度域でないいわゆる後流域の水平方向距離である。

5.2 速度変動 等温渦列と変形渦列の高さ一定断面上の速度波形を図4に示す。対称面から離れば、振幅は増大し、波形は正弦波状になり、さらに離

Fig. 2 Time Sequence of Streakline at $Re=70$ and $Ri=0.1$ Fig. 3 Stream Function of Water at $Re=70$, $(x, y)=(10, 0)$ and $(\delta V, \omega, t_m)=(1.006, 444, 0.002\ 25)$ Fig. 4 Time-Dependent Velocity at $Re=70$ and $x=10$

Fig. 5 Time-Dependent Temperature at $Re=70$ and $x=10$

れれば振幅は減少する。等温と比較し、 $Ri=0.1$ では、最大振幅は、正浮力によって、水銀と水では 83% 増大し、空気では 25% 減少した。プルーム流れでの変動、よって最大振幅は極めて微小だった。このように、水銀と水の最大振幅は、正浮力によっていったん増大し、さらに大きい Ri 数で減少することが特徴である。なお変動振幅は各後流パターン⁽⁷⁾での流線間隔の粗密変化である。最大振幅位置の y 値は正浮力によって減少した。このことは正浮力による後流幅の減少と対応する。

5.3 温度変動 温度波形を図 5 に示す。速度波形と同様に温度波形でも、振幅は、高さ一定断面上を対称面から離れれば、増大し、さらに離れれば減少した。等温と比較し、 $Ri=0.1$ では、最大振幅は、正浮力によって、水銀では 43% 増大し、空気では 6% 減少し、水では 23% 減少した。プルーム流れの変動、よって最大振幅は極めて微小だった。このように、水銀の最大振幅は、正浮力によっていったん増大し、さらに大きい Ri 数で減少することが特徴である。

上記のように水銀の速度と温度変動の最大振幅の正浮力による増減傾向は空気のそれと極めて異なる。すなわち変化傾向は、流体種類によってそれぞれ異なっており、 Pr 数の順序でない。このことは同一 Ri 数での後流パターン⁽⁷⁾が各流体ごとに異なることに起因する。

5.4 周期 速度と温度波形で、どの後流でも、対称面とその近傍の周期は、対称面から離れた領域の周期の 2 倍だった。さらに対称面から離れた領域の周期は位置によって変化せず、一定だった。速度と温度の変動周期は一致した。よって流れと温度変動は確かに連動する。周期は水銀 ($Ri=0.1$) < 空気 ($Ri=0.1$) <

Fig. 6 Strouhal Number at $Re=70$

水 ($Ri=0.1$) < 等温の順序で大きい。

5.5 位相 どの後流も y が増加すれば、速度と温度位相はともに遅れた。この原因は次のとおりである。下流域の高さ一定断面上で、時間平均的に対称面上の温度が最も高い。よって正浮力が最も作用しやすい位置は対称面上である。この位置に正浮力がまず誘起され、速度と温度変動が横方向に伝ばする。そのため y が増加すれば、速度と温度変動の位相がともに遅れる。

速度と温度の位相遅れはともに、正浮力によって増大した。位相の伝ば度合は、速度でも温度でも、低 Pr 数ほどよく伝ばし、等温 < 水 ($Ri=0.1$) < 空気 ($Ri=0.1$) < 水銀 ($Ri=0.1$) の順序で大きい。

温度変動は流れ変動より伝わり難いため、温度変動の位相は、速度変動より、ごくわずかに遅れた。

6. 後流振動

6.1 渦ピッチと渦速度 どの流体でも渦ピッチ

は正浮力によって変化せず、 $p=3.13$ だった⁽⁷⁾。渦速度は後流速度に比例し、後流速度は後流幅に逆比例する。よって渦速度は後流幅に逆比例する。同一 Ri 数で、後流幅は水銀<空気<水<等温の順序で大きい、渦速度は等温<水<空気<水銀の順序で大きい。

6.2 ストロークハル数 St 数は次式である。

$$St = fd/u_{\infty} = 1/L \quad \dots\dots\dots (6)$$

等温カルマン渦列、変形渦列、ブルーム流れの卓越周期を、流れ関数、速度、温度の各波形、および流脈、流線、等渦度線、等温線の各時系列分布から求めた。それらの周期は一致した。 St 数の Ri 数による変化を図6に示す。

6.3 変形渦列域での St 数の増大 変形渦列域で Ri 数が増加すれば、 St 数が増大する。この原因は次のとおりである。 St 数と渦速度 U_v と渦ピッチ p の間に次式の関係が成立する。

$$St = U_v/p \quad \dots\dots\dots (7)$$

6.1 節の渦ピッチと渦速度の結果と式(7)から、 Ri 数が増加すれば、 St 数は等温<水<空気<水銀の順序で大きくなるのがわかる。

6.4 ブルーム流れでの低 St 数 ブルーム流れ域の St 数は極めて小さい。ブルーム流れの振動現象は線熱源からのブルームの揺動現象⁽¹⁵⁾に極めて類似する。そのためブルーム流れの振動数も揺動振動数⁽¹⁵⁾のオーダだった。

6.5 St 数の急激減少と Ri_c 数 どの流体でも、 Ri_c 数で、 St 数は急激に減少した。空気の正浮力後流の実験^{(2),(3)}でも、 Ri_c 数で St 数は急激に減少した。 St 数の急激減少の原因は次のとおりである。

正浮力後流で Ri 数が増加すれば、渦列現象は弱まり、ブルーム現象が強まる。すなわち変形渦列域では、渦列現象とブルーム現象の両者が生じているが、渦列現象がブルーム現象より、より支配的である。変形渦列域では、6.3 節のように、 Ri 数の増加によって St 数は増大する。一方、ブルーム流れ域では、ブルーム現象と渦列現象の両者が生じているが、ブルーム現象が渦列現象より、より支配的である。ブルーム現象は6.4 節のように低振動数である。

Ri_c 数で渦列支配現象からブルーム支配現象に入れ替わるため、 St 数が急激に減少する。上記の Ri_c 数の意味から、 Ri_c 数を変形渦列とブルーム流れの境界 Ri 数と定量的に定めることは確かに合理的である。 Ri_c は空気<水銀<水の順序で大きく、 Pr 数の順序でなく、後流渦度の消滅割合の順序⁽⁷⁾と逆である。なお Ri_c 数の決定は流脈分布では困難だった。

Fig. 7 Local Wall Shear Stress at $Re=70$ and $t=104.0, 105.3, 106.7$

Fig. 8 Time- and Space-Averaged Mean Wall Shear Stress at $Re=70$

7. 円柱表面特性

7.1 局所摩擦係数 瞬時の局所摩擦係数(以後、「 c_f 数」と記す)は次式である。

$$c_f = \tau_w / (\rho u_{\infty}^2 / 2) = (2/Re) \zeta_w \quad \dots\dots\dots (8)$$

c_f 数の時間変動を図7に示す。黒矢印ははく離点を示す。正浮力によって、はく離点は、後方岐点に、高 Pr 数ほど、より近づく。 c_f 数分布で特定したはく離点位置は、ゼロ流線⁽⁷⁾で特定した位置に一致した。

正浮力後流での同一 Ri 数の c_f 数分布は、 Pr 数によって大きく異ならない。 c_f 数の最大値と最小値の位置はともに、はく離点の十分な外側に存在する。 Ri 数が増加すれば、境界層内速度の増大によって、 c_f 数は増大し、はく離点間距離の減少によって後方岐点近傍の c_f 数の分布が変化する。

7.2 平均摩擦係数 瞬時の τ_w を円柱周りで積分した値 F の x 方向と y 方向成分 F_x と F_y はそれぞれ次式になる.

$$C_{fx} = F_x / (\rho u_\infty^2 / 2) \\ = (2/Re) \int \zeta_w \cdot \sin \theta d\theta \dots\dots\dots (9)$$

$$C_{fy} = F_y / (\rho u_\infty^2 / 2) \\ = -(2/Re) \int \zeta_w \cdot \cos \theta d\theta \dots\dots\dots (10)$$

$$C_f = F / (\rho u_\infty^2 / 2) \\ = (C_{fx}^2 + C_{fy}^2)^{1/2} \dots\dots\dots (11)$$

時間平均の C_f 数の Ri 数による変化を図8に示す. 変形渦列域とブルーム流れ域で Ri 数が増加すれば, C_f 数は増大し, 水銀のほうが水より, より増大する. このことは, 低 Pr 数ほど, 浮力流れがより大きく, 境界層内速度がより増大するためである.

Ri_c 数で C_f 数の増大傾向が変化または断続的に減少する. このことは, 変形渦列の形成域の流れは時間変動するが, ブルーム流れでは双子渦が発生し, 円柱周囲の流れが安定化するためである. なお増大傾向が変化する近傍では, 細かく Ri 数を変化させて計算したが, 図8では計算点を間引いてプロットしてある.

7.3 局所伝熱量 瞬時の Nu 数は次式になる.

$$Nu = d \cdot h / \lambda = -(\partial T / \partial r)_w \dots\dots\dots (12)$$

Nu 数の時間変化を図9に示す. 黒矢印ははく離点位置を示す. 等温渦列と変形渦列の同一 Ri 数で, 高 Pr 数ほど後方岐点近傍により顕著な二つの極小値をもち, Nu 数は二つの極小値間で時間変動した. 二つの極小値は温度ひずみ⁽⁷⁾に起因する. 二つの極小値の位置ははく離点のやや内側に存在する. Ri 数が増

加し, ブルーム流れになれば, 時間変動が抑制され, さらにはく離点間距離が減少し, 二つの極小値近辺の変化具合は緩慢になり, 同時に後方岐点近傍の Nu 数が減少した. 水では図9(b)のように, 一つの極小値をもち, 後方岐点近傍の Nu 数が減少する.

7.4 平均伝熱量 瞬時の Nu_m 数は次式になる.

$$Nu_m = d \cdot h_m / \lambda = \int Nu d\theta / \pi \dots\dots\dots (13)$$

時間平均の Nu_m 数の変化を図10に示す. Nu_m 数を Ri 数が零の Nu_m 数の Nu_{m0} で規格化した. 低 Pr 数ほど, 正浮力によって Nu_m 数はより増大する. このことは, 低 Pr 数ほど浮力流れがより大きいため, 境界層内速度がより大きくなって, その結果, 境界層の流体が円柱からより多くの熱を持ち去るためである.

7.5 変形渦列での Nu_m 数の従来研究との比較

Chang ら⁽⁴⁾ は変形渦列域で Ri 数が増加しても, Nu_m 数が増大しない結果を示した. しかしこの原因を明らかにしなかった. しかし本計算では, どの流体の変形渦列域でも, Ri 数が増加すれば, 境界層内速度と St 数がともに増大するため, Nu_m 数は確かに増大した.

7.6 Ri_c 数での Nu_m 数の断続的減少 水銀と空気では, Ri_c 数で Nu_m 数の増大傾向が変化する. このことは変形渦列とブルーム流れの後流パターンの相違に起因する. 水では Nu_m 数が Ri_c 数で断続的に減少する. なお増大傾向が変化する近傍では, 細かく Ri 数を変化させて計算したが, 図10では計算点を間引いてプロットしてある. 断続的減少の原因は次のとおりである. Ri 数の増加によってはく離点間距離が減少し, ブルーム流れでは後方岐点近傍に円柱表面に付着する双子渦が発生する. ほぼ対称分布の双子渦に

Fig. 9 Local Nusselt Number at $Re=70$ and $t=104.0, 105.3, 106.7$

Fig. 10 Time- and Space-Averaged Mean Nusselt Number at $Re=70$

接するはく離点間の円柱表面では熱がより逃げ難くなる。そのため、双子渦に接する領域の Nu 数が、例えば図 9(b) のように、より減少し、その結果、 Nu_m が減少する。

7・7 Nu_m 数の断続的減少の検出の困難さ 上記の Nu_m 数の断続的減少は、後流パターンと Nu 数分布を考慮した本研究で初めて見いだされ、従来研究で見いだされていない。このことは、本数値計算が精密であること、および従来の北村ら⁽⁶⁾の水での実験条件が本研究と異なる(Re 数が大きく、等熱流束加熱)ことに起因すると考えられる。

8. 結 論

(1) 水銀の速度と温度変動の最大振幅の正浮力による増減傾向は空気のと極めて異なる。すなわち変化傾向は、流体種類によってそれぞれ異なって、 Pr 数の順序でない。このことは同一 Ri 数での後流パターンが各流体ごとに異なることに起因する。

(2) 速度と温度の変動周期は一致し、流れと温度変動は確かに連動する。温度変動の位相は、どの流体でも速度変動の位相より、ごくわずかに遅れた。

(3) どの流体でも変形渦列で Ri 数が増加すれば St 数が増大する。その増大度合は低 Pr 数流体ほど大きい。これらの原因を、渦ピッチ一定での渦速度の変化で説明できた。

(4) どの流体でも、 Ri 数が増加すれば、 St 数は臨界 Ri 数で急激に減少する。この St 数の急激減少の原因は、渦列現象とブルーム現象の支配現象の入替わりで説明できる。

(5) 上記の Ri_c 数での St 数の急激変化によって、変形渦列域とブルーム流れ域の境界の Ri 数を明確に決定できる。

(6) Ri_c 数は Pr 数の順序でなく、空気<水銀<水の順序で大きい。この順序は後流渦度の消滅度合の

順序⁽⁷⁾と逆である。

(7) どの流体でも、変形渦列域とブルーム流れ域で Ri 数が増加すれば、 Nu_m 数と C_f 数は増大する。その増大の度合は低 Pr 数流体ほど大きい。

(8) しかしどの流体でも、 Ri 数が増加すれば、 Ri_c 数で、 C_f 数と Nu_m 数は増大傾向が変化するか断続的に減少する。この原因は変形渦列とブルーム流れの形成域の熱流動特性が異なるためである。断続的減少の原因は双子渦の発生によってはく離点間の Nu 数が減少するためである。

上記のように水の崩壊消滅で、 Ri_c 数で St 数と Nu_m 数が不連続に変化(カストロフィー)した。カルマン渦列の正浮力による崩壊消滅の熱流体現象で、カストロフィー現象が生じることは興味深い。

文 献

- (1) 能登勝久・松本隆一, 機論, **50**-460, B(1984), 3015-3023.
- (2) Noto, K., ほか 2 名 (Yang, W. J., ed.), *Flow Visualization*, III (1985), 348-352, Hemis. Publ.
- (3) Noto, K., ほか 2 名, *AIAA Paper*-84-1547 (1984).
- (4) Chang, K. S. and Sa, J. Y., *J. Fluid Mech.*, **220** (1990), 253-266.
- (5) Oosthuizen, P. H. and Madan, S., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **93**-2(1971), 240-242.
- (6) 北村健三・ほか 2 名, 機論, **57**-534, B(1991), 670-675.
- (7) 能登勝久・ほか 2 名, 機論, **64**-623, B(1998), 2311-2318.
- (8) Williamson, C. H. K., *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **12** (1996), 150-168.
- (9) Fletcher, C. A. J., *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, (1998), Springer-Verlag.
- (10) Noto, K., *Theoret. Appl. Mech.*, **40** (1991), 311-318.
- (11) Freymuth, P., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **29**-4 (1986), 1321-1323.
- (12) Gerrard, J. H., *Philos. Trans. R. Soc., London, Ser. A*, **228** (1978), 351-382.
- (13) 甲藤好郎, 伝熱概論, (1964), 157, 養賢堂.
- (14) McAdams, W. H., *Heat Transmission*, 3rd ed., (1954), 259, McGraw-Hill.
- (15) Noto, K., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **3** (1989), 428-434.