渦および熱要素法による円柱まわりの非定常熱伝達に関する数値計算

Numerical Simulation of Unsteady Heat Transfer around a Circular Cylinder to a Uniform flow by a Vortex and Heat Elements Method

中村　元, 防衛大 機械工学科, 〒239-0811 横須賀市走水 1-10-20, nhajime@nda.ac.jp
亀本 喬司, 横国大 工学部生産工学科, 〒240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5

Hajime Nakamura, National Defense Academy, 1-10-20 Hashirimizu, Yokosuka, 239-0811, Japan
Kyoji Kamemoto, Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Hodogaya-ku Yokohama, 240-8501, Japan

A vortex element method based on Biot-Savalt law and the core spreading model was extended to analysis for unsteady heat transfer. Discrete heat elements were introduced into the flow field close to a wall surface in addition to nascent vortex elements. In this study, unsteady flow and heat transfer were calculated around a circular cylinder to a uniform flow in the range of Re = 200～1000, and Pr = 0.71. From the result of the present calculation, the mechanism of unsteady heat transfer in the separated flow region of the cylinder was clarified.

1．まえがき

はく離流には強い非定常性があり, 速度場と共に熱伝達特性も非定常となる．この非定常特性を実験的に捉える試みが行われている[(1),(2)] が, はく離域では速度場, 温度場共に高速に変動し，しかも挙動が複雑であるため，そのメカニズムを明らかにするのは容易ではない．そのため，数値計算によるアプローチが期待される．

渦法は，流れ場に格子を形成する必要がなく，数値積分主体の計算で安定性が良いことから，物体まわりのはく離流の計算にしばしば用いられる．また粘性拡散の考慮法として Chorin[(3),(4)] によりランダムウォーク法が，Leonard[(5)] によりコア拡散法が，Lewis[(6)] により壁面要素法が，大上ら[(7)] により拡散速度法が提案されており，渦法により，一般に非圧縮粘性流れの解析が可能であることが示されている．また，渦度方程式とエネルギー方程式の相似性を利用し，渦法を熱伝達の計算に適用する試みも行われている．Smith & Stansby[(8)] は，Vortex-in-Cell 法を用いて円柱まわりの熱伝達を計算し，レイノルズ数 Re = 23～289, プラントル数 Pr = 0.7 および 7 において, 円柱全面平均ヌッセルト数の時間平均値が実験式と良く一致することを示した．また Kamemoto & Miyasaka[(9)] は，ビオ・サバール法を用いて，高レイノルズ数（Re = 10^3～10^5）における円柱まわりの熱伝達を計算した．計算負荷軽減のため渦パネル高さを境界層厚さと同程度とし，壁面熱要素が法線方向に温度一定という近似が用いられたが，流れ場への熱輸送量に平行平板計算から求めた補正係数を乗じることで, 円柱の全面平均ヌッセルト数の時間平均値が実験式を良く一致し，ヌッセルト数分布の時間平均値も実験データと良く一致することを示した．

本研究では, 円柱はく離域の非定常熱伝達特性を数値計算により明らかにために, 上記の Kamemoto ら[(9)] の手法を基に計算精度の向上を試みた．すなわち，壁面に沿う渦層および熱層を境界層厚さより十分薄くし，熱層には法線方向に温度勾配を与えた．また離散化に起因する解の振動を抑えるため, 渦層および熱層は法線方向に２層に分割した．なお本論文では，非定常熱伝達の基本的なメカニズムを解明することに主眼を置き，比較的低レイノルズ数範囲（Re = 200～1000）で円柱まわりの二次元計算をおこなった.

記　号

C_D, C_L ：抗力係数，揚力係数
c_p ：定圧比熱
d ：円柱直径
h_t ：熱伝達率　$=\dot{q}/(T_w - T_\infty)$
Nu ：ヌッセルト数　$=h_t d/\lambda$
Nu_{rms} ：ヌッセルト数の R.M.S.値
Nu_m ：全面平均ヌッセルト数
Pr ：プラントル数　$=\nu/\alpha$
p ：圧力
$\dot{q}$ ：対流熱流束
Re ：レイノルズ数　$=u_\infty d/\nu$
T ：温度
T_∞, T_w ：主流温度，壁面温度
t ：時間
$\tilde{t}$ ：無次元時間　$=t u_\infty/d$
u ：速度
u_∞, u_0 ：主流速度，境界層外縁速度
u_d ：壁面拡散速度
α ：熱拡散率
ϕ ：前方岐点からの角度
Γ ：循環量
λ ：流体の熱伝導率　$=\rho c_p \alpha$
ν ：流体の動粘性係数
ρ ：流体の密度
ω ：渦度

添　字

f, r ：円柱の前方岐点，後方岐点
h ：熱要素
n, t ：法線方向，接線方向

2．計算手法および条件

2.1 基礎方程式　非圧縮粘性流れのナビエ・ストークス方程式と連続の式から，以下の渦度方程式が導出される．

$$\frac{\partial \omega}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot grad)\omega=(\omega\cdot grad)\boldsymbol{u}+\nu\nabla^2\omega \quad \cdots \quad (1)$$

ここで，渦度 ω は次式で定義される．

$$\omega = rot\,\boldsymbol{u} \quad \cdots \quad (2)$$

また強制対流のエネルギー式は，次式で表される．

$$\frac{\partial T}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot grad)T=\alpha\nabla^2 T \quad \cdots \quad (3)$$

ここで渦度方程式（1）およびエネルギー式（3）をラグランジュ座標系で表すと，

$$\frac{d\omega}{dt}=(\omega\cdot grad)\boldsymbol{u}+\nu\nabla^2\omega \quad \cdots \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt}=\alpha\nabla^2 T \quad \cdots \quad (5)$$

となる．二次元流れの場合，渦度方程式は

$$\frac{d\omega}{dt}=\nu\nabla^2\omega \quad \cdots \quad (6)$$

と簡単になる．エネルギー式（5）は渦度方程式（6）と同形であるため，渦法の渦要素生成と同様な手法で熱要素を導入し，温度場の解析が可能であると考えられる．

2.2 ビオ・サバール則　Wu and Thompson[10] により示されているように，渦度の定義式（2）から以下に示すビオ・サバール則を導出することができる．

$$\boldsymbol{u}=\int_V \omega_0\times\nabla_0 G\,dV - \int_S [(\boldsymbol{n}_0\cdot\boldsymbol{u}_0)\cdot\nabla_0 G+(\boldsymbol{n}_0\times\boldsymbol{u}_0)\times\nabla_0 G]\,dS \quad \cdots \quad (7)$$

ここで添字 0 は位置 $\boldsymbol{r}_0$ での変数，微分および積分を示し，$\boldsymbol{n}_0$ は境界面 S の単位法線ベクトルを示す．また，G はデルタ関数 $\delta(r-r_0)$ のスカラーラプラス方程式の基本解であり，二次元の場合は次式で与えられる．

$$G=-\frac{1}{2\pi}\log R \quad \cdots \quad (8)$$

ここで，$R=|\boldsymbol{R}|=|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|$ である．

式（7）の右辺第１項は流れ場に存在する渦度から誘起される速度を表し，第２項は物体表面の吹き出しおよび渦分布に起因する速度を表す．

2.3 圧力計算法　圧力ポアッソン方程式は次式で表される．

$$\nabla^2 p=-\rho\,\mathrm{div}(\boldsymbol{u}\cdot\mathrm{grad}\,\boldsymbol{u}) \quad \cdots \quad (9)$$

またベルヌーイ関数 H は次式で定義される．

$$H=\frac{p}{\rho}+\frac{u^2}{2} \quad \cdots \quad (10)$$

式（9），(10) より，次の積分方程式を導くことができる[11].

$$\beta H+\int_S H\frac{\partial G}{\partial n}dS=-\int_V \nabla G(\boldsymbol{u}\times\omega)\,dV - \nu\int_S\left\{G\cdot\boldsymbol{n}\cdot\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}+\boldsymbol{n}\cdot(\nabla G\times\omega)\right\}dS \quad \cdots \quad (11)$$

ここで β は流れ場で 1，物体表面 S で 1/2 となる定数で，G は式（8）で与えられる基本解である．式（11）を用いると，格子形成をすることなく，直接圧力を計算することができる．

2.4 渦要素導入法　図１に渦要素導入の模式を示す．物体表面に境界層厚さに比べて十分薄い２層からなる渦層を想定し，接線方向に細かく分割した．また壁面に隣接した第１層の各要素の中央高さに渦パネルを設置した．渦パネル上の循環は第１層の各要素内に渦度一定で分布するとした．すなわち，第１層の各要素内では法線方向に線形の速度勾配を持つものとした．第１層各要素外縁の法線速度 u_n は，連続の条件および物体表面でのすべりなし条件により，以下の式で表される．

$$u_{ni}=\frac{1}{s_i}\left(\frac{h_i\,u_{ti}}{2}-\frac{h_{i+1}\,u_{ti+1}}{2}\right) \quad \cdots \quad (12)$$

ここで，s は第１層各要素の外縁長さ，h は外縁端の高さ，u_t は外縁端での接線速度である．式（7）および（12）から，次ステップの渦パネル上の循環量を求めることができる．

第１層各要素の渦度は，Rayleigh 問題として知られる急発進した平板上の拡散速度

$$u_{di}=\frac{1.136^2\nu}{h_i+h_{i+1}} \quad \cdots \quad (13)$$

で外縁から外側に拡散するとし，$u_{ni}+u_{di}>0$ の時に，厚さ $h_{vor}=(u_{ni}+u_{di})dt$，長さ s_i，渦度 $\omega_{vor}=\Gamma_i/(A_i+h_{vor}s_i)$ の矩形渦要素が第１層第 i 要素外縁に隣接して生成するとした．Γ は渦パネルの循環量，A は第１層渦要素の面積である．

第２層の各渦要素も，第１層と同様渦度一定とした．各要素は式（15）を基にタイムステップ毎に法線方向にコア拡散し，前述の第１層外部に生成した矩形渦要素と共に，一旦誘起速度に従って移動する．その後，図１に示す第２層各要素領域において，循環量の再配置を行った．拡散および移動により第２層の外側に移動した循環量 $\Delta\Gamma$ は，渦 blob として流れ場に放出した．渦 blob 中の渦度分布は，以下の式で与えた．

$$\omega(r)=\frac{\Delta\Gamma}{\pi\,\varepsilon_j^2}\exp\left\{-\left(\frac{r-r_j}{\varepsilon_j}\right)^2\right\} \quad \cdots \quad (14)$$

ここで，r_j，ε_j は，blob の中心位置およびコア半径である．

またコア半径 ε_j は，タイムステップ毎に以下の式でコア拡散する．

$$\frac{d\varepsilon_j}{dt}=\frac{c^2\nu}{2\varepsilon_j} \quad \cdots \quad (15)$$

ここで，拡散係数 c は 2.0 である．

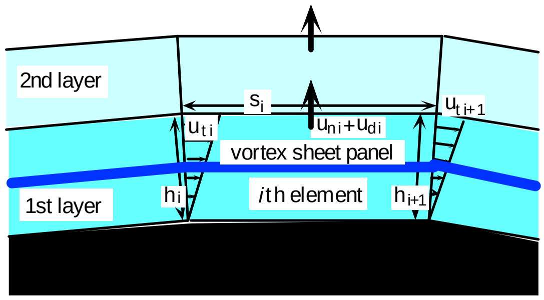


Fig. 1　Thin vorticity layer and nascent vortex element

2.5 熱要素導入法　図２に熱要素生成の模式を示す．物体表面に温度境界層厚さに比べて十分薄い２層からなる熱層を想定し，接線方向に細かく分割した．壁面に隣接した第１層には法線方向に線形の温度勾配を与え，壁面から第１層への熱流束 $\dot{q}$ はフーリエの法則により求めた．

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dn} = -\rho c_p \alpha \frac{dT}{dn} \quad \cdots\cdots \quad (16)$$

ここで n は壁面の法線方向を表す．壁面から第 i 要素に移動する熱量 Q_{wi} は次式で表される．

$$Q_{wi} = \dot{q}_i\, dt\, s_{bi} = \rho c_p \alpha \frac{T_{wi} - T_{1i}}{(h_{hi} + h_{hi+1})/2} dt\, s_{bi} \quad \cdots \quad (17)$$

T_w は壁面温度，T_1 は第１層外縁温度，s_b は第１層各要素の壁面上の長さ，h_h は外縁端の高さである．第１層内で法線方向に速度勾配一定であるとすると，第 i 要素左端から流入する熱量 Q_{t1i} および右端へ流出する熱量 Q_{t1i+1} は，それぞれ次式で表される．

$$Q_{t1i} = \int_0^{h_{hi}} \rho c_p T u\, dt\, dn = \frac{1}{2}\rho c_p T_{wi} u_{hti} h_{hi} dt \left(1 - \frac{2}{3}\frac{T_{wi} - T_{1i}}{T_{wi}}\right) \quad \cdots \quad (18)$$

$$Q_{t1i+1} = \int_0^{h_{hi+1}} \rho c_p T u\, dt\, dn = \frac{1}{2}\rho c_p T_{wi+1} u_{hti+1} h_{hi+1} dt \left(1 - \frac{2}{3}\frac{T_{wi+1} - T_{1i+1}}{T_{wi+1}}\right) \quad (19)$$

ここで u_{ht} は第１層各要素外縁端での接線速度である．境界条件として壁面温度 T_w または 壁面での熱流束 $\dot{q}$ が与えられれば，第１層外縁温度 T_1 を求めることで式（17）～（19）を解くことができる．

第１層外縁から第２層に流出する熱量 Q_{12} は

$$Q_{12i} = Q_{wi} + Q_{t1i} - Q_{t1i+1} \quad \cdots\cdots \quad (20)$$

である．この熱量は $u_{hni} + u_{hdi}$ で第１層外縁から流出するため，厚さ $h_{heat} = (u_{hni} + u_{hdi})dt$，長さ s_{hi}，熱量 Q_{12i} の矩形熱要素が第１層外縁に隣接して生成するとした．ここで u_{hn} は第１層外縁での法線速度であり，u_{hd} は第１層外縁での壁面からの温度拡散速度で，次式で表される．

$$u_{hdi} = \frac{1.136^2 \alpha}{h_i + h_{i+1}} \quad \cdots\cdots \quad (21)$$

第２層の各熱要素には，法線方向に半ガウス分布をした温度分布を持たせた．各要素は式（23）を基にタイムステップ毎に法線方向にコア拡散し，前述の第１層外部に生成した矩形熱要素と共に，一旦誘起速度に従って移動する．その後，図２に示す第２層各要素領域において，熱量の再配置を行った．

拡散および移動により第２層の外側に移動した熱量は，熱 blob として流れ場に放出した．熱 blob 中の温度分布は，以下の式で与えた．

$$T(r) = \frac{\Delta Q}{\pi \varepsilon_{hj}^2} \exp\left\{-\left(\frac{r - r_{hj}}{\varepsilon_{hj}}\right)^2\right\} \quad \cdots\cdots \quad (22)$$

また，コア半径 ε_{hj} はタイムステップ毎に以下の式でコア拡散する．

$$\frac{d\varepsilon_{hj}}{dt} = \frac{c^2 \alpha}{2\varepsilon_{hj}} \quad \cdots\cdots \quad (23)$$

ここで，拡散係数 c は 2.0 である．

2.6 計算条件　レイノルズ数範囲 $Re = u_\infty d/\nu = 200$～1000 において，円柱まわりの流れおよび熱伝達の計算を行った．プラントル数は $Pr = 0.71$ とし，円柱壁面の分割数を $n = 100$，タイムステップを $dt = 0.05\, u_\infty / d$ とした．渦パネル高さは，レイリ境界層の dt での排除厚さ $h_p = 1.136\sqrt{\nu\, dt}$ とし，渦層第１層および第２層の厚さをそれぞれ $2h_p$，h_p とした．また，熱層第１層および第２層の厚さはそれぞれ $2h_{hp}$，h_{hp} とした．ただし $h_{hp} = 1.136\sqrt{\alpha\, dt}$ である．円柱表面は無次元温度 $T_w = 1$ の等温壁とし，主流温度を $T_\infty = 0$ とした．また熱層第２層外縁より h_{hp} 外側の位置に温度参照点を設け，そこでの温度 T_r と壁面温度 T_w 間を余誤差関数で外挿し，第１層外縁温度 T_1 を求めた．

なお計算負荷軽減のため，円柱中心より $2d$ 以上離れた渦 blob については，複数の blob がコア半径の 1/10 以内に接近した場合，循環が正のものと負のもの別々に統合した．また熱 blob については，全領域において，複数の blob がコア半径の 1/5 以内に接近したときに統合した．以上の操作は，円柱壁面近傍での流れおよび熱伝達の計算結果に影響を与えない．

３．計　算　結　果

3.1 平板境界層　本計算手法の妥当性を検証するために，まず平板層流境界層の計算を行い，速度および温度分布を理論値と比較した．本計算は任意形状物体まわりの流れに適用可能であるため，計算条件を円柱計算の場合と同一とし，物体の形状のみを平板状にした．なお壁面は 66 に等分割し，１壁面要素の長さが円柱計算の場合と同一となるようにした．図３に $Re = u_\infty L/\nu = 500$ の場合の渦要素分布を示す．平板が急発進してからの経過時間は $\tilde{t} = t u_\infty / L = 5$ であり，定常状態となっている．また平板上下面には対称な境界層が形成されている．図４ (a), (b) に，平板中央（$x/L = 0.5$）での境界層速度および温度分布を，図５に平板上のヌッセルト数分布を示す．本レイノルズ数範囲（$Re = 200$～1000）で，

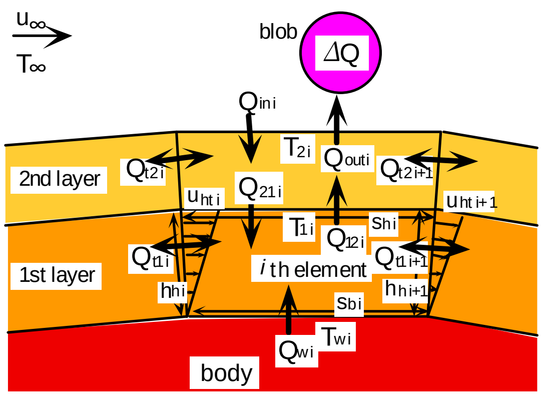


Fig. 2　Thin thermal layer and nascent heat element

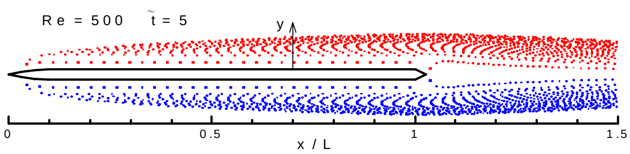
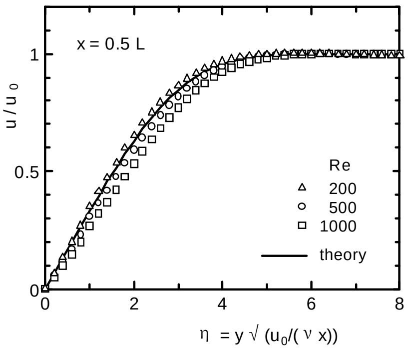
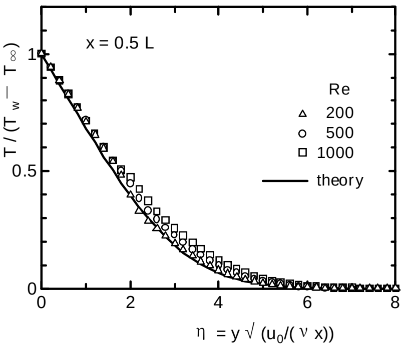


Fig. 3　Vortex element distribution around a flat plate for $Re = 500$, $\tilde{t} = t u_\infty / L = 5$



(a) velocity distributions



(b) temperature distributions

Fig. 4 Comparison of velocity and temperature distributions in the flat plate boundary layer with theory for Re = 200, 500 and 1000 at x/L = 0.5

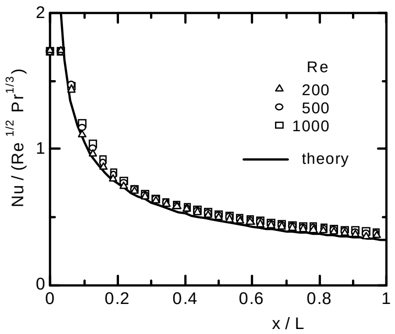
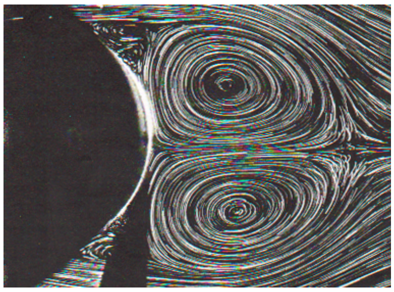
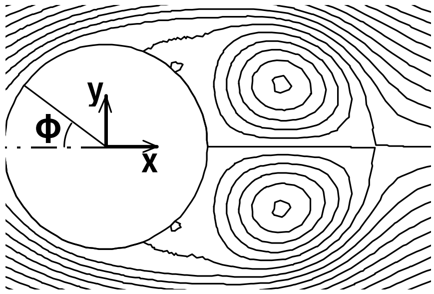


Fig. 5 Comparison of Nusselt number distributions on a flat plate with theory for Re = 200, 500 and 1000



(a) flow visualization by Bouard & Coutanceau[12]



(b) calculated stream line

Fig. 6 Comparison of flow structure behind a circular cylinder with experiment for Re = 550 at $\tilde{t}$ = 2.5

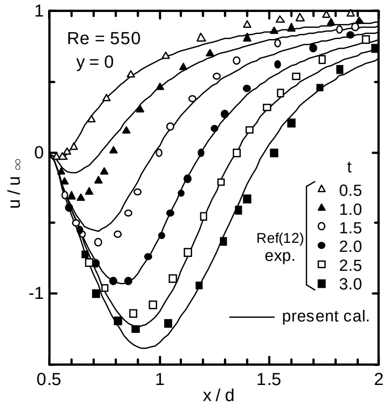


Fig. 7 Comparison of velocity distribution in the wake with experiment for Re = 550 at y = 0

理論値と良く一致している．

3.2 円柱双子渦　円柱はく離域の計算の妥当性を検証するため，急発進した円柱の初期過程に形成される双子渦内の速度分布を実験データと比較した．図６ (a) に Bouard & Coutanceau[12] による可視化写真を，図６ (b) に，本計算で得られた流線を，レイノルズ数 Re = 550， $\tilde{t}$ = 2.5 の場合について示す．はく離点近傍の二次渦に相違が見られるが，大きな構造は可視化写真と良く一致している．また図７に，双子渦中心線上（ y = 0）の速度分布を Bouard & Coutanceau [12] の測定結果と比較して示す． $\tilde{t}$ =0.5～3 において，本計算結果は実験データと良く一致している．

3.3 円柱まわりの流れと熱伝達　図８に， Re = 500 の抗力係数 C_D，揚力係数 C_L，全面平均ヌッセルト数 Nu_m の時間変化を示す．ここで C_D および C_L は，圧力抗力と摩擦抗力の和とした． $\tilde{t} > 10$ から渦放出による振動が始まり， $\tilde{t} > 35$ で周期的になる． C_L は，上下一対の渦放出で１回振動するのに対し，C_D，Nu_m は上下それぞれの渦放出で１回振動するため，振動数が２倍になる．

図９に， Re = 500， $\tilde{t}$ = 52.5 での渦要素分布，流線，および温度分布を示す．円柱背後には渦放出に対応した渦要素の集団が規則的に配列している．また渦要素が集中している高渦度領域で流線が大きく曲げられる．また，高渦度領域には熱要素も集中するため，渦要素分布に対応した高温域が形成されている．

図 10 に， Re = 200 のヌッセルト数分布を示す． Nu は渦放出が周期的になる $30 \le \tilde{t} \le 60$ 間の平均値とし，Nu_{rms} はその間の R.M.S. 値である．円柱前方岐点で Nu は極大となり，はく離点に向かって低下する．はく離点のやや後方で Nu が極小となり，そこから後方岐点に向かい上昇する．また，はく離域では渦放出に起因する温度変化にさらされるため，Nu_{rms} が大きくなる．Re = 500, 1000 の場合も Re = 200

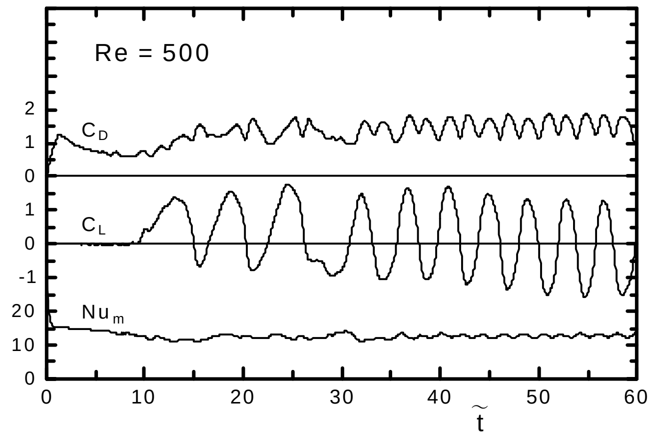
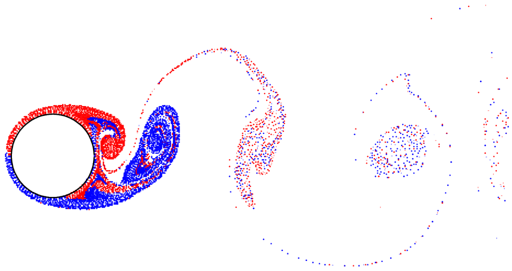
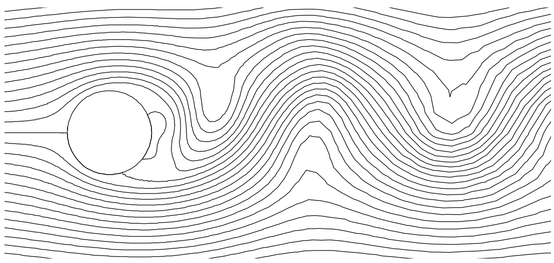


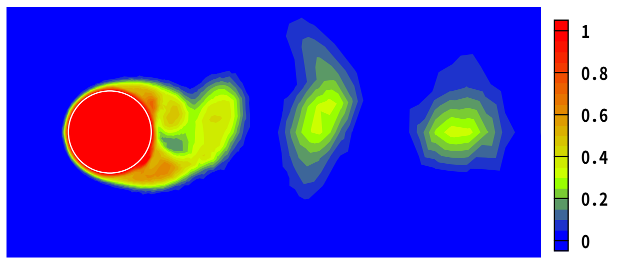
Fig. 8 Time histories of C_D, C_L and Nu_m of a circular cylinder for Re = 500



(a) distribution of vortex elements



(b) stream line



(c) temperature distribution

Fig. 9 Flow pattern around a circular cylinder for *Re* = 550 at $\tilde{t}$ = 52.5

と同様の傾向を示すが，*Re* が高いほど *Nu* の極小位置が前進し，後方岐点での *Nu* の上昇が顕著になる．図 10 には，Krall & Eckert(13) の実験値（*Re* = 205），Karniadakis(14) の spectral element 法による計算結果（*Re* = 200），喜ら(15) の複合格子系差分法による計算結果（*Re* = 218）を比較のため示した．いずれの計算結果も本計算結果と同様な分布を示すが，Krall & Eckert の実験値とは，本計算結果が最も良く一致している．本計算結果は，はく離点近傍の $90° \leq \phi \leq 130°$ で実験データとのずれが大きくなるが，この原因としては，第１層で仮定している速度および温度勾配一定の条件が成り立たないこと，または温度参照点と壁面の間の温度分布が余誤差関数で近似できないことが考えられ，今後検討が必要である．

図 11 に，全面平均ヌッセルト数の時間平均値を示す．また比較のため，Kramers(16)，McAdams(17)，Douglas & Churchill(18) の実験式も示した．本計算結果は実験式と良く一致しているが，*Re* が高くなるほど実験式との差が大きくなる傾向がある．これは，*Re* が高くなると流れの三次元性の影響が大きくなるためと考えられ，さらに高レイノルズ数範囲の熱伝達現象を正確に計算するためには三次元計算が必要となる．

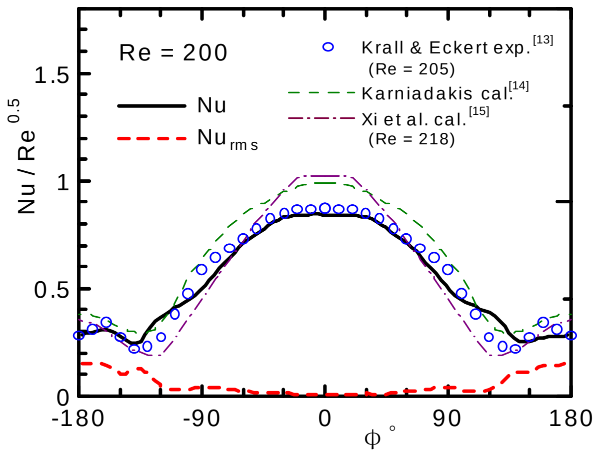


Fig. 10 Nusselt number distribution around a circular cylinder for *Re* = 200

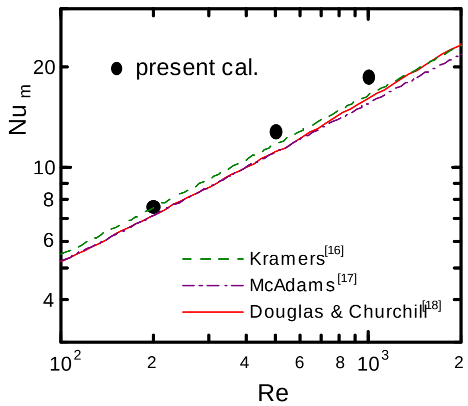
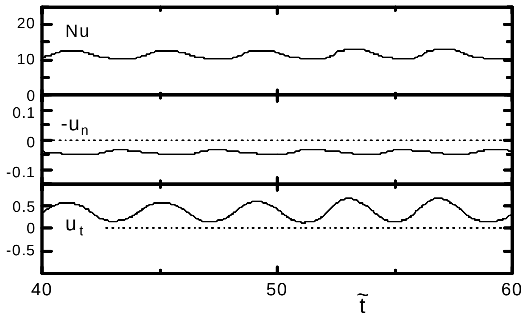
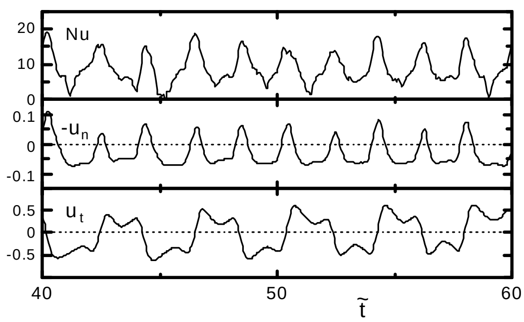


Fig. 11 Overall averaged Nusselt number of a circular cylinder



(a) at $\phi = 92°$



(b) at rear stagnation point ($\phi = 180°$)

Fig. 12 Time histories of of *Nu*, $-u_n$ and u_t for *Re* = 500

4．円柱はく離域の熱輸送機構

図 12 に，ヌッセルト数 Nu，壁面近傍（渦層第 1 層外縁）での法線速度 $-u_n$，接線速度 u_t の時間変動波形を，$\phi = 92°$ および 180° において示す．層流域である $\phi = 92°$ では，はく離せん断層の振動と同期して，諸量はいずれも渦放出周波数で振動する．また，接線速度 u_t が大きいときに上流から低温の流体が多く流入し，ヌッセルト数が上昇する．後方岐点 $\phi = 180°$ では，上下それぞれのはく離せん断層からの渦放出の影響を受け，法線速度およびヌッセルト数は渦放出の 2 倍の周波数で振動する．そして $-u_n$ が極大の時，すなわち後方から低温の流体が多く流入する時，ヌッセルト数が極大になる．また，ヌッセルト数の変動は層流域に比べ非常に大きくなる．

円柱はく離域での非定常熱伝達の機構を明らかにするため，$\tilde{t} = 0.5$ 毎の円柱まわりの温度分布変化を図 13 に示す．図中には，循環の向きおよびそれによって誘起される流れ方向を矢印で示した．$\tilde{t} = 50.5$ では，円柱背後に形成された一対の循環により，低温の流体が後方岐点に流入し，図 12 に示すように $\phi = 180°$ で $-u_n$ が極大になると共にヌッセルト数が極大になる．また時間と共に上下の循環の位置が変化し，$\tilde{t} = 51.5$ では低温の流体の流入位置が上方に移動し，$\phi = 150°$ 付近で熱伝達が上昇するが，$\phi = 180°$ ではヌッセルト数が極小になる．また，$\tilde{t} = 52.5$ には $\tilde{t} = 50.5$ の分布を上下反転させた形となるため，再び $\phi = 180°$ でヌッセルト数が極大になる．一連の図より，はく離域での熱伝達変動は，円柱背後に形成された一対の循環の運動により引き起こされることがわかる．図 14 には，はく離域の熱伝達分布の時間変化を示す．後方から低温の流体が流入することにより形成される高熱伝達域が，後方岐点を中心に，時間と共にジグザクに移動していく様子がわかる．

5．結　　論

渦法に熱要素を導入することで，強制対流熱伝達の計算に拡張し，円柱まわりの非定常熱伝達の二次元数値解析を行った．レイノルズ数範囲は Re = 200～1000，プラントル数は $Pr = 0.71$ である．

1．本計算で得られた円柱まわりのヌッセルト分布の時間平均値および全面平均ヌッセルト数の時間平均値は，本レイノルズ数範囲で実験データと良く一致し，本計算手法の妥当性が示された．

2．円柱背後に形成される一対の循環により逆流が誘起され，後方の低温の流体が円柱背面に流れ込むことが，はく離域での熱伝達を高める原因になっていることが，本計算により明らかになった．渦放出に伴い，円柱背後の循環が上下に運動するため，それと共に高熱伝達域は後方岐点を中心に上下に移動する．

文　　献

(1) 河村隆雄・田中誠司・熊田雅弥・馬淵幾夫，後向きステップ再付着領域の熱伝達の時空間的非定常特性，機論，**54**-504，Ｂ(1988)，2114-2119.

(2) Kumada, M., Ishihara, K. and Kato, M., Unsteady Characteristics of Heat Transfer on a Separated Region of a Circular Cylinder, *Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, Vol. 2, (1992), 37-42.

(3) Chorin, A.J., Numerical Study of Slightly Viscous Flow, *J. Fluid Mech.*, **57**-4(1973), 785-796.

(4) Chorin, A.J., Vortex Sheet Approximation of Boundary

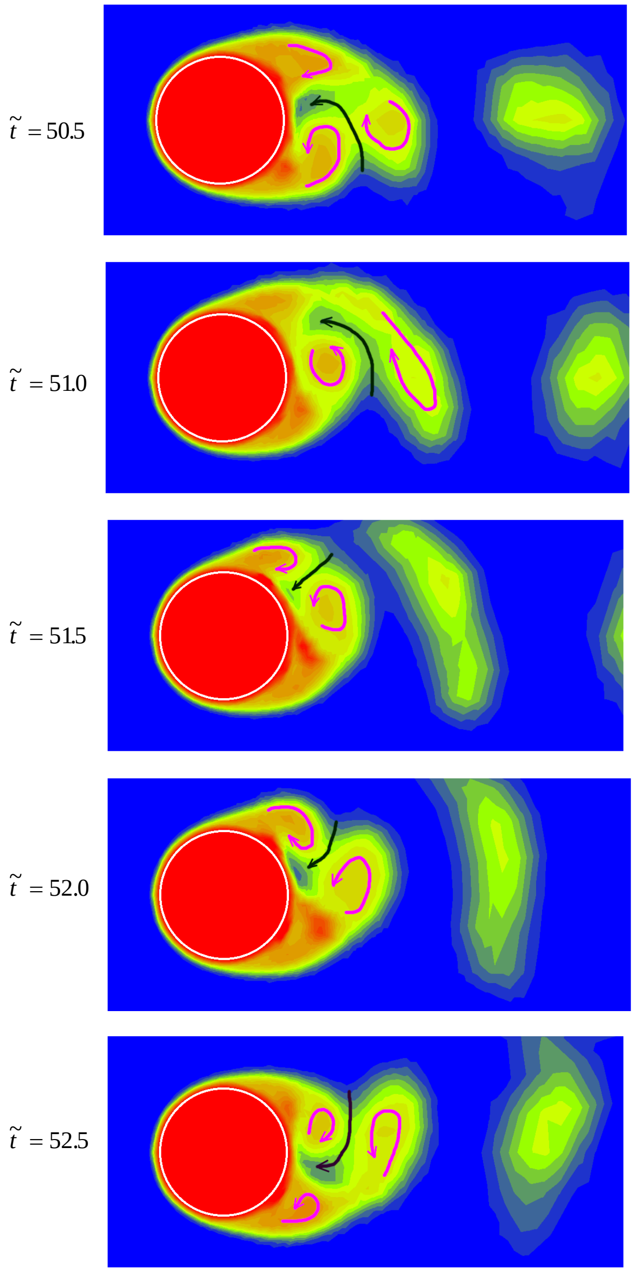


Fig. 13　Time variation of temperature distribution around a circular cylinder for Re = 500

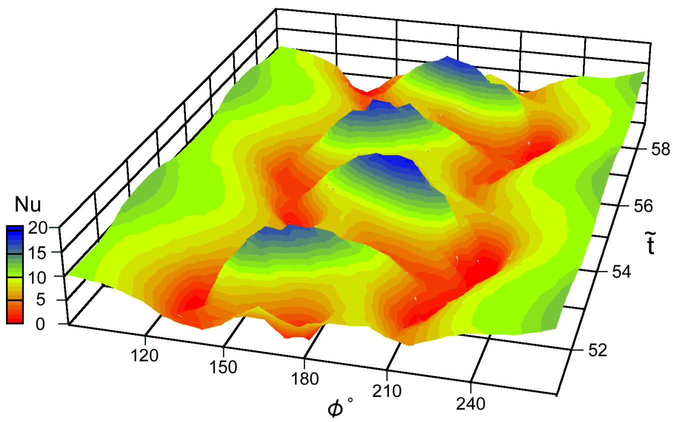


Fig. 14　Time history of Nu distribution in the separated flow region behind a circular cylinder for Re = 500

Layers, *J. Computational Physics*, **27**(1978), 428-442.
(5) Leonard, A., Vortex Methods for Flow Simulation, *J. Computational Physics*, **37**(1980), 289-335.
(6) Lewis, R.I., Surface Vorticity Modeling of Separated Flows from Two-Dimensional Bluff Bodies of Arbitrary Shape, *J. Mech. Eng. Science*, **23**-1(1981), 1-12.
(7) 大上芳文・赤松映明，粘性拡散モデルによるレイノルズ数依存性離散渦法，機論，54-505，Ｂ(1988)，2283-2290.
(8) Smith, P.A. and Stansby, P.K., An Efficient Surface Algorithm for Random-Particle Simulation of Vorticity and Heat Transport, *J. Computational Physics*, **81**(1989), 349-371.
(9) Kamemoto, K. and Miyasaka, T., Development of a Vortex and Heat Elements Method and Its Application to Analysis of Unsteady Heat Transfer around a Circular Cylinder in a Uniform Flow, *Proc. of 1st Int. Conf. on Vortex Methods*, Kobe Nov. 4-5, (1999), 191-203.
(10) Wu, J.C. and Thompson, J.E., Numerical Solutions of Time-Dependent Incompressible Navier-Stokes Equations Using an Integro-Differential Formulation, *Computers & Fluids*, **1**(1973), 197-215.
(11) Uhlman, J.S., An Integral Equation Formulation of the Equation of Motion of an Incompressible Fluid, *Naval Undersea Warfare Center T.R.*, (1992), 10, 086.
(12) Bouard, R. and Coutanceau, M., The Early Stage of Development of the Wake Behind an Impulsively Started Cylinder for $40 < Re < 10^4$, *J. Fluid Mech.*, **101**-3(1980), 583-607.
(13) Krall, K.M. and Eckert, E.R.G., Local Heat Transfer around a Cylinder at Low Reynolds Number, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, **95**(1973), 273-275.
(14) Karniadakis, G.E., Numerical Simulation of Forced Convection Heat Transfer from a Cylinder in Crossflow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31**-1(1988), 107-118.
(15) 喜冠南・鳥越邦和・川端克宏・鈴木健次郎，複合座標格子系による物体まわりの熱流体非定常数値解析，機論，61-585，Ｂ(1995)，1796-1803.
(16) Kramers, H.A., *Physics*, **12**(1946), 61.
(17) McAdams, W.H., *Heat Transmission*, 3rd ed., (1954), McGraw-Hill, 259.
(18) Douglas, M.J.M. and Churchill, S.W., *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, **52**-18(1956), 23.