2020（令和２）年度　　修士学位論文

回転円筒を用いたフラップ周りの剥離流れ制御

Separation Control Around Trailing-Edge Flap with Rotating Cylinder

2021 年 3 月 11 日

高知工科大学大学院　工学研究科基盤工学専攻
航空宇宙工学コース

1235103　佐々木蓮

指導教員　　　荻野要介　野崎理

目次

第一章　序論

1.1　研究背景

航空機には離着陸時に主翼の前縁からはスラット，後縁からはフラップが展開され翼面積の増加に加えキャンバーの増加によって低速度での飛行時に大きな揚力を獲得する．これらの性能が向上すればより安全な離着陸や滑走距離の短縮にもつながり，また典型的な長距離双発亜音速輸送機の場合，離陸時の揚抗比が 1%増加するとペイロードが 2800lb 増加するほか，航続範囲が 150nm 増加する可能性もある[1]．高揚力装置の性能向上の手段の一つにフラップ角を大きくするという方法があるが，それにはフラップ上面に発生する剥離を抑制する必要がある．

剥離制御の方法として，現在の商用旅客機でもっとも利用されているのが小型の渦流発生器により意図的に乱流を発生させ，流れを混合し境界層の外側から運動量を壁面付近の流れに引き込み剥離を遅らせる方法である[2]．また剥離制御の実機適用例として新明和工業株式会社が製造する飛行艇 US-2[3]では，高いフラップ角の翼表面に圧縮空気を吹き出すことで境界層を制御し高い揚力と STOL 性能を獲得している．ジェットの吹き出しにおいては底面が振動するオリフィスを埋め込み，噴出と吸引を繰り返すことで流れ場に乱れを生じさせ混合促進による剥離制御を行うシンセティックジェット[4]による方法も提案されている．さらにはプラズマアクチュエータ[5]により境界層に運動量を与える方法も検討されている．その他にも剥離制御の手段として表面移動法がある．

表面移動法とは，物体表面をそれに平行な方向に動かすことでクウェット流れの要領で表面付近の流れに運動量を付与する方法である．北村ら[6]は表面移動法により低レイノルズ数における翼の空力性能を改善させ，汪ら[7]はフラップの後方にベルトを張り，モータで回転させることで剥離制御を行った．

本研究ではより簡素な機構で剥離制御を行う手段として単独翼で効果を確認した回転する円筒を翼に埋め込む剥離制御の方法[8]を，フラップに施すことでフラップに生じる剥離の制御する方法を提案する．具体的には，母翼とフラップの間にスロットのあるスロテッドフラップに対し，回転する円筒をフラップに埋め込むように設置したモデルの数値計算を行い，回転する円筒がフラップの剥離制御に効果的かどうかを評価する．

1.2　研究目的

フラップに生じる剥離を制御するために，ロバスト性が高く，部品点数を大きく削減でき，能動的に様々な環境下で剥離制御が行える可能性のある回転円筒による剥離制御法を提案する．

第二章　数値計算手法

研究目的を達成するためには，大きく分けて実験と計算の二つの方法をとることができる．実験では計測誤差はあるものの比較的信頼性の高い結果を得ることができるが，実験にかかる様々なコストを考慮すると円筒の位置や迎角といった多くのパラメータの変更が必要な本研究には妥当とは言えない．しかし数値計算はそういったパラメトリックな研究に適しており，また実験では観測できない部分でも可視化することができ現象の基礎原理を理解するためにも有用である．

そこで本研究では数値計算により本方法が剥離制御に有用であることを示す．

2.1　CFD ソフトウェア

CFD(Computational Fluid Dynamics)ソフトウェアとして，宇宙航空研究開発機構 JAXA の提供する FaSTAR(FaST Aerodynamic Routines)[9]を用いた．FaSTAR はその名の示す通り計算の高速性を重視した，航空力学分野を得意とする CFD ソフトウェアで非構造格子にも対応した圧縮性流体解析ソルバである．

2.2　計算理論

2.2.1　基本方程式

基礎方程式として用いる Navier-Stokes 方程式は

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{t}}\int_V \boldsymbol{Q}dv + \int_S \left[\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q}) - \frac{1}{Re}\boldsymbol{F}_v(\boldsymbol{Q})\right]\cdot d\boldsymbol{s} = 0 \tag{2.1}$$

となり，ここで，$\boldsymbol{Q}$は保存量ベクトルで，$\boldsymbol{F}$は非粘性ベクトル，$\boldsymbol{F_v}$は粘性ベクトル，$d\boldsymbol{s}$は面積の絶対値を持つ外向き垂直方向ベクトルである．それぞれを書き下すと

$$\boldsymbol{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix}\boldsymbol{i} + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix}\boldsymbol{j} + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix}\boldsymbol{k}$$

$$\boldsymbol{F}_v(\boldsymbol{Q}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{pmatrix}\boldsymbol{i} + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{pmatrix}\boldsymbol{j} + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{pmatrix}\boldsymbol{k} \tag{2.2}$$

となる．ρは密度，u，v，w，はそれぞれx，y，z方向の速度，eは単位体積当たりの全エネルギー，pは圧力である．$\boldsymbol{i}$，$\boldsymbol{j}$，$\boldsymbol{k}$，はそれぞれx，y，z方向の単位ベクトルである．またニュートン流体の粘性応力テンソルは

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{2.3}$$

となり，Stokes の仮定（体積粘性率が0，すなわち$\tau_{ii} = 0$）を用いると

$$\lambda = \frac{2}{3}\mu \tag{2.4}$$

となる．これを使用し，書き下すと

$$\begin{aligned}
\tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\
\tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\
\tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{2.5}$$

となる．粘性ベクトルのエネルギー成分は

$$\begin{aligned}
\beta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \\
&= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right\} \\
\beta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \\
&= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right\} \\
\beta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \frac{\partial T}{\partial z} \\
&= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma - 1)Pr} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{2.6}$$

となる．ここでμは粘性係数，κは熱伝導係数，γは比熱比である．温度勾配は理想気体の状態方程式を用いて変換する．また，これまでに示した変数は以下のように無次元化されている．

$$x=\frac{\tilde{x}}{L},\quad y=\frac{\tilde{y}}{L},\quad z=\frac{\tilde{z}}{L},\quad \rho=\frac{\tilde{\rho}}{\rho_\infty},\quad u=\frac{\tilde{u}}{a_\infty},\quad T=\frac{\tilde{T}}{T_\infty},\quad p=\frac{\tilde{p}}{\rho_\infty a_\infty^2},$$
$$e=\frac{\tilde{e}}{\rho_\infty a_\infty^2},\quad \mu=\frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty},\quad \kappa=\frac{\tilde{\kappa}}{\kappa_\infty},\quad Re=\frac{\rho_\infty a_\infty L}{\mu_\infty}=\frac{\rho_\infty U_\infty L}{\mu_\infty}\frac{a_\infty}{U_\infty}=Re_\infty\frac{1}{M_\infty}, \tag{2.7}$$
$$Pr=\frac{C_p\mu_\infty}{\kappa_\infty}$$

ここでチルダ(~)がついている変数は有次元量を，無限大（∞）がついている変数は一様流の値を示している．Lは代表長であり，a_∞は一様流音速である．さらに，Reはレイノルズ数，Prはプラントル数である．粘性係数は温度によって変化し，以下の Sutherland の式で求める．

$$\mu=\frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty}=\frac{\tilde{\mu}_{ref}}{\mu_\infty}\frac{\tilde{T}_{ref}+C}{\tilde{T}+C}\left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{ref}}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{2.8}$$

式中のμは無次元値である．また，プラントル数を一定とすると無次元化された粘性係数と熱伝導係数は等しくなる．

$$\mu=\kappa \tag{2.9}$$

また単位体積あたりの全エネルギーは

$$e=\rho\left(\bar{E}+\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2}\right) \tag{2.10}$$

と書ける．ここで，$\bar{E}$は単位質量当たりの内部エネルギーであり，等積比熱C_vを用いて以下のように変換できる．

$$\bar{E}=C_vT=\frac{1}{\gamma-1}R\cdot\frac{p}{\rho R}=\frac{1}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} \tag{2.11}$$

これを用いて全エネルギーは

$$e=\frac{p}{\gamma-1}+\rho\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2} \tag{2.12}$$

となる．さらに，音速aを用いて表すと

$$e=\rho\left(\frac{a^2}{\gamma(\gamma-1)}+\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2}\right) \tag{2.13}$$

となる．また，式中に現れる$(e+p)$は単位体積当たりの全エンタルピーhであり，以下のように書ける．

$$e+p=\frac{\gamma p}{\gamma-1}+\rho\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2}=\rho\left(\frac{a^2}{\gamma-1}+\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2}\right)=\rho H=h \tag{2.14}$$

Hは単位質量当たりの全エンタルピーである．圧力は状態方程式を用いて求める．

$$p=(\gamma-1)\left[e-\rho\frac{(u^2+v^2+w^2)}{2}\right] \tag{2.15}$$

温度は，以下の無次元化された理想気体状態方程式を用いて求める．

$$T = \frac{\gamma}{\rho} P \tag{2.16}$$

2.2.2　乱流モデル

乱流モデルには翼型の剥離を精度よく捉えられる Menter SST[10]に，開発者が 2003 年に改良を加えた Menter SST-2003[11]を利用した．

モデルは次式の2方程式モデルである．

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \min\left(P, \ \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho\omega k\right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty}\beta^* \rho\omega k + \frac{M_\infty}{Re_\infty}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_k \mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]$$

$$\frac{D\rho\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t}\min\left(P, \ \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho\omega k\right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty}\beta\rho\omega^2 + \frac{M_\infty}{Re_\infty}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \tag{2.17}$$

$$+\frac{M_\infty}{Re_\infty} 2(-F_1)\frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}$$

ただし，乱流運動エネルギーkとエネルギー散逸率ωは次のような無次元化を施されている．

$$k = \frac{\tilde{k}}{a_\infty^2}, \quad \omega = \frac{\mu_\infty \tilde{\omega}}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad \mu_t = \frac{\tilde{\mu_t}}{\mu_\infty}, \quad \nu_t = \frac{\rho_\infty}{\mu_\infty}\tilde{\nu_t} \tag{2.18}$$

式(2.8)において生成項Pは

$$P = \frac{M_\infty}{Re_\infty}\mu_t\left[S^2 - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)^2\right] - \frac{2}{3}\rho k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \tag{2.19}$$

で評価され方程式中のそれぞれのパラメータについては

$$F_1 = \tanh(arg_1^4)$$

$$arg_1 = \min\left[\frac{M_\infty}{Re_\infty}\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \quad \frac{M_\infty}{Re_\infty}\frac{500\nu}{d^2\omega}\right), \ \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}d^2}\right]$$

$$\mathrm{CD}_{k\omega} = \max\left(2\frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \ \frac{L^2}{\rho_\infty a_\infty^2}10^{-10}\right)$$

$$\gamma_1 = \frac{5}{9}, \quad \gamma_2 = 0.44 \tag{2.20}$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \qquad \sigma_{k2} = 1.0$$

$$\sigma_{\omega 1} = 0.5, \qquad \sigma_{\omega 2} = 0.856$$

$$\beta_1 = 0.075, \qquad \beta_2 = 0.0828$$

$$\beta^* = 0.09, \quad \kappa = 0.41, \quad a_1 = 0.31$$

と定義される．以上の値を用いて，乱流粘性係数は次のようになる．

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max\left(a_1\omega,\ \ \frac{M_\infty}{Re_\infty} SF_2\right)}$$
$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \tag{2.21}$$

ここで

$$F_2 = \tanh(arg_2^2)$$
$$arg_2 = \frac{M_\infty}{Re_\infty}\max\left(2\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega d},\ \ \frac{M_\infty}{Re_\infty}\frac{500\nu}{d^2\omega}\right) \tag{2.22}$$

となっている．

また，この時の一様流境界条件での乱流エネルギーk_∞と比散逸率ω_∞は NASA が制作する流体計算ソルバーである CFL3D[12]や FUN3D[13]で使用される無次元値を採用する．

$$k_\infty = 9.0\times 10^{-9},\qquad \omega_\infty = 1.0\times 10^{-6} \tag{2.23}$$

壁面上の値は

$$k_{wall} = 0,\qquad \omega_{wall} = 10\left(\frac{Re_\infty}{M_\infty}\right)^2 \frac{6\nu}{\beta_1(\Delta d_1)^2} \tag{2.24}$$

であり，Δd_1は壁面第一層格子幅である．境界層内の分布は，壁面からの距離dを用いて表すと，

$$k_{layer}\sim d^n,\qquad \frac{\beta_1 d^2\omega_{layer}}{\nu}\sim\mathrm{constant}\quad \mathrm{as}\quad \mathrm{d}\to 0 \tag{2.25}$$

となるため FaSTAR では初期値として以下の値を与える．

$$k_{ini} = k_\infty \times \min\left(1,\ d\times 10^3\right)^{3.23},\qquad \omega_{ini} = \omega_\infty + \left(\frac{Re_\infty}{M_\infty}\right)^2 \frac{6\nu}{\beta_1 d^2} \tag{2.26}$$

2.2.3　空間の離散化

セル中心有限体積法を用いる．各面での垂直方向の流束と面積を掛けたものの和で保存量の時間変化を評価する．（図2.1参照）

$$\int_S \boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q})\cdot d\boldsymbol{s} = \sum_{k\ max} [\boldsymbol{F_k}(\boldsymbol{Q})\cdot d\boldsymbol{s_k}] \tag{2.27}$$

ここで，kは各面の番号を示し，要素の面の数だけある．例として四面体では$k\ max = 4$である．

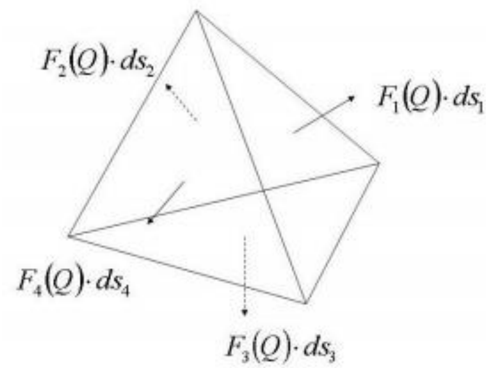


図2.1　四面体の流束発散[14]

また，各流束は以下のように求めることができる．

$$\boldsymbol{F}\cdot d\boldsymbol{s} = (f_x n_x + f_y n_y + f_z n_z)S = \boldsymbol{T^{-1}}\boldsymbol{T}(f_x n_x + f_y n_y + f_z n_z)S = \boldsymbol{T^{-1}}\boldsymbol{F_n}S \tag{2.28}$$

$$\boldsymbol{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & n_z & 0 \\ 0 & t_{1x} & t_{1y} & t_{1z} & 0 \\ 0 & t_{2x} & t_{2y} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \boldsymbol{F_n} = \begin{bmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n^2 + p \\ \rho u_n u_{t1} \\ \rho u_n u_{t2} \\ (e+p)u_n \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{T^{-1}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & t_{1x} & t_{2x} & 0 \\ 0 & n_y & t_{1y} & t_{2y} & 0 \\ 0 & n_z & t_{1z} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.29}$$

ここで，f_x，f_y，f_zはx，y，z方向の流束，$\boldsymbol{T}$は回転行列，Sは面積(スカラー量)である．回転行列の成分の(n_x，n_y，n_z)は面の法線ベクトル成分(垂直外向き)，(t_{1x}，t_{1y}，t_{1z})，(t_{2x}，t_{2y}，t_{2z})は2つの接線ベクトルである．これらの法線ベクトル，接線ベクトルは単位ベクトルである．また，u_n，u_{t1}，u_{t2}は法線方向，接線方向の速度である．(図2.2参照)ここで以下の関係式が成り立つ．

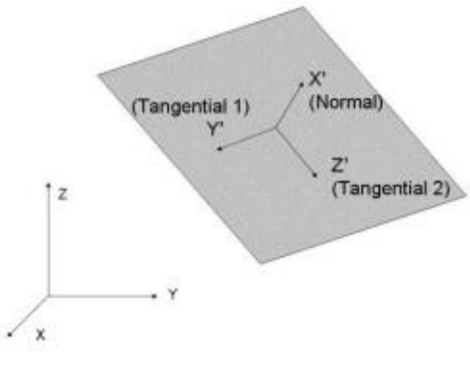


図2.2　局所座標系と全体座標系[14]

$$\boldsymbol{Q_n} = \boldsymbol{TQ}$$

$$\begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_n \\ \rho u_{t1} \\ \rho u_{t2} \\ e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & n_z & 0 \\ 0 & t_{1x} & t_{1y} & t_{1z} & 0 \\ 0 & t_{2x} & t_{2y} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \tag{2.30}$$

$\boldsymbol{Q_n}$はセル垂直方向にx軸を持つ局所座標系での保存量ベクトル，$\boldsymbol{Q}$は全体座標での保存量ベクトルである．式(2.29)の$\boldsymbol{F_n}$はセル境界面で定義され，リーマン解法では境界面を挟んだ両側の値$\boldsymbol{Q_{na}}$，$\boldsymbol{Q_{nb}}$を用いて求められる．

$$\boldsymbol{F_n} = \boldsymbol{F_n}\left(\boldsymbol{Q_{na}},\ \boldsymbol{Q_{nb}}\right) \tag{2.31}$$

ここで，$\boldsymbol{Q_{na}}$，$\boldsymbol{Q_{nb}}$は式(2.30)を使って求める．

2.2.4　非粘性流束の計算方法

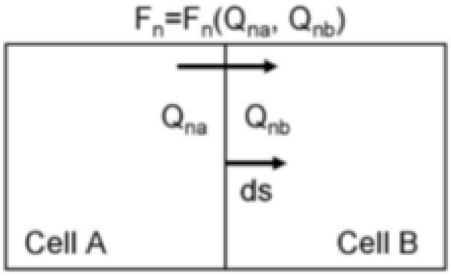


図2.3　A から見た場合のセル境界面で定義された流束[14]

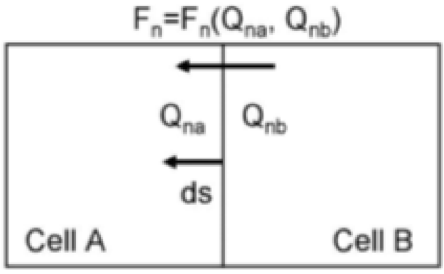


図2.4　B から見た場合のセル境界面で定義された流束[14]

非粘性流束を求める際には近似リーマン解法を用いる．セル A とセル B の保存量$\boldsymbol{Q_{na}}$と$\boldsymbol{Q_{nb}}$を用いて$\boldsymbol{F_n}$を求める．ここでセル A に対して外向きの法線ベクトル$\boldsymbol{ds}$は図2.3に示すように右向きであるので，流束の正の方向も同じ右向きである．また，セル B に対して左向きが正の方向となる．(図2.4参照)

本研究では Einfeld が提案した HLLE(Harten-Lax-van Leer-Einfeld)スキーム[15]を，JAXA の大林と和田が改良した HLLEW スキーム[16][17]を用いた．

$$\boldsymbol{F_n} = \frac{1}{2}\left[f_{1a}\begin{pmatrix} 1 \\ u \\ H \end{pmatrix} + f_{1b}\begin{pmatrix} 1 \\ u \\ H \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ P_a + P_b + \delta_2 \\ \delta_3 \end{pmatrix}\right] \tag{2.32}$$

ここで$\boldsymbol{F_n}$をセル A から見た場合で評価している．(図 2.3 及び図 2.4)セル B から評価する場合は$-\boldsymbol{F_n}$とすればよい．

$$f_{1a} = \rho_a\left(u_a + \hat{\lambda}_1\right) + \delta_1$$
$$f_{1b} = \rho_b\left(u_b + \hat{\lambda}_1\right) + \delta_1$$
$$\delta_1 = -\frac{\left(\hat{\lambda}^+ \frac{\Delta p}{\bar{c}} + \hat{\lambda}^- \bar{\rho}\Delta u\right)}{2\bar{c}}, \quad \delta_2 = -\left(\hat{\lambda}^+ \bar{\rho}\Delta u + \hat{\lambda}^- \frac{\Delta p}{\bar{c}}\right), \quad \delta_3 = -\left(\hat{\lambda}_1 \Delta p + \bar{u}\delta_2\right) \tag{2.33}$$
$$\hat{\lambda}^+ = \frac{\hat{\lambda}_2 + \hat{\lambda}_3}{2} - \hat{\lambda}_1, \quad \hat{\lambda}^- = \frac{\hat{\lambda}_2 - \hat{\lambda}_3}{2}$$

ここで,

$$\hat{\lambda}_1 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} u_{ave} - 2\frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} - 2\delta \min\left(b^+, \ b^-\right)$$
$$\hat{\lambda}_2 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-}(u_{ave} + c_{ave}) - 2\frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} \tag{2.34}$$
$$\hat{\lambda}_3 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-}(u_{ave} - c_{ave}) - 2\frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-}$$

である．平均値(ave)は Roe 平均[18]を用いる．

$$\rho_{ave} = \sqrt{\rho_a \rho_b}$$
$$u_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_a} u_a + \sqrt{\rho_b} u_b}{\sqrt{\rho_a} + \sqrt{\rho_b}}$$
$$c_{ave}^2 = (\gamma - 1)\left(H_{ave} - \frac{1}{2} u_{ave}^2\right) \tag{2.35}$$
$$H_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_a} H_a + \sqrt{\rho_b} H_b}{\sqrt{\rho_a} + \sqrt{\rho_b}}$$

その他のパラメータは,

$$\delta = \min\left[\frac{\rho_a(u_a - b^L) + \rho_b(b^R - u_b)}{\sigma_1(b^R - b^L)}, \ \frac{1}{2}\right]$$
$$\sigma_1 = |\rho_b - \rho_a - \Delta' P / c_{ave}^2|$$
$$b^R = \max\left(u_{ave} + c_{ave}, \ u_{nb} + c_b\right)$$
$$b^L = \min\left(u_{ave} - c_{ave}, \ u_{na} - c_a\right) \tag{2.36}$$
$$b^+ = \max\left(0, \ b^R\right)$$
$$b^- = \min\left(0, \ b^L\right)$$

及び

$$\Delta' P = \max\left[|P_b - P_a|,\ \max\left(S_{wa}S_{ca}|gradP_a|,\ S_{wb}S_{cb}|gradP_b|\right)\right],\ \sin n(P_b - P_a)$$

$$S_{wa} = \begin{cases} 0.5 & \text{for } u \cdot gradP_a > 0 \\ 0.0 & \text{for } u \cdot gradP_a < 0 \end{cases} \qquad (2.37)$$

$$S_{ca} = \begin{cases} 1.0 & \text{for } |gradP_a| - \dfrac{4000}{\gamma} > 0 \\ 0.0 & \text{for } |gradP_a| - \dfrac{4000}{\gamma} < 0 \end{cases}$$

となっている．

2.2.5　粘性流束の計算

粘性流束を評価する際，面上の勾配が必要となる．次式のようにセル A とセル B の勾配の平均量を面上の値として計算すると even-odd 不安定が発生する．

$$\overline{\nabla \boldsymbol{Q}}|_{face} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\nabla} Q_a + \boldsymbol{\nabla} Q_b) \qquad (2.38)$$

そのためここでは次式を用いて面上の値を計算する．式中のx_a及びx_bはセル A 及びセル B の位置ベクトルで$\boldsymbol{L_{ab}}$はセル A の中心からセル B の中心に向かうベクトルである．そのベクトル方向の勾配が差分で得られる勾配($(\boldsymbol{Q_b} - \boldsymbol{Q_a})/|\boldsymbol{L_{ab}}|$)になるように補正している．勾配以外の諸変数（密度，温度，速度など）はセル A とセル B の平均値を用いる．

$$\boldsymbol{\nabla Q}|_{face} = \overline{\boldsymbol{\nabla Q}}|_{face} - \left(\overline{\boldsymbol{\nabla Q}}|_{face} \cdot \frac{\boldsymbol{L_{ab}}}{|\boldsymbol{L_{ab}}|} - \frac{\boldsymbol{Q_b} - \boldsymbol{Q_a}}{|\boldsymbol{L_{ab}}|}\right)\frac{\boldsymbol{L_{ab}}}{|\boldsymbol{L_{ab}}|},\quad \boldsymbol{L_{ab}} = x_b - x_a \qquad (2.39)$$

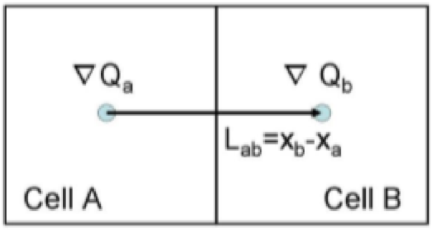


図2.5　面上での勾配[14]

式（2.2）より$(n_x,\ n_y,\ n_z)$を垂直ベクトルにもつ面に対する粘性ベクトルは以下のように書ける．

$$\boldsymbol{F_v}(\boldsymbol{Q}) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \tau_{xx} & \tau_{yx} & \tau_{zx} \\ \tau_{xy} & \tau_{yy} & \tau_{zy} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \tau_{zz} \\ \beta_x & \beta_y & \beta_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} \qquad (2.40)$$

マトリックス中の応力は式（2.6）及び式（2.39）を用いて求める．

2.2.6　勾配計算法

勾配計算法には嶋らによって提案された GLSQ 法[19]を用いている．GLSQ 法とは壁面近くの薄く曲がった格子には Green-Gauss 法[20]を，壁から離れたところでは重み付き最小二乗法[20]を使うハイブリット手法である．

$$[\beta\boldsymbol{M} + 2(1-\beta)V\boldsymbol{I}]\nabla q = \beta\sum_j \overline{\omega}_j L_j \Delta\overrightarrow{x_{ij}}\Delta q_j + (1-\beta)\sum_j s_j\overrightarrow{x_{nj}}\Delta q_j \tag{2.41}$$

上式を用いて勾配を求める．ここで

$$\beta \in \left[0,\ 1\right]$$

$$\boldsymbol{M} = \begin{pmatrix} I_{XX} & I_{XY} & I_{ZX} \\ I_{XY} & I_{YY} & I_{YZ} \\ I_{XZ} & I_{YZ} & I_{ZZ} \end{pmatrix}$$

$$I_{AB} = \sum_j \overline{\omega}_j \Delta A_j \Delta B_j \tag{2.42}$$

$$\overline{\omega}_j = \left(2\frac{l_j}{L_j}\right)^2 \frac{s_j}{L_j}$$

$$\beta = \min\left(1,\quad \frac{V}{\max(\Delta x_j)\max(s_j)}\right)$$

である．βが Green-Gauss 法と重み付き最小二乗法を切り替えるパラメータであり，$\beta = 0$で Green-Gauss 法に，$\beta = 1$で重み付き最小二乗法になる．

2.2.7　流束制限関数

求めた勾配を用いてセル内を再構築し，流束を計算する面上の値を計算する．セル内の分布を，勾配を用いて線形で再構築する場合には，通常では以下の式を用いる．

$$Q'_{ai} = Q_a + \boldsymbol{\nabla}Q_a \cdot \boldsymbol{r_{ai}} \tag{2.43}$$

Q'_{ai}は再構築された面上の値，Q_aはセルの平均値，∇Q_aは勾配，r_{ai}はセル中心から面に向かうベクトルである．（図2.6参照）非粘性流束を計算する際に使用する値を平均値(Q_a，Q_b)から再構築された値(Q'_a，Q'_b)にすることで高次精度化が可能である．今回は，線形内挿しているので空間２次精度である．

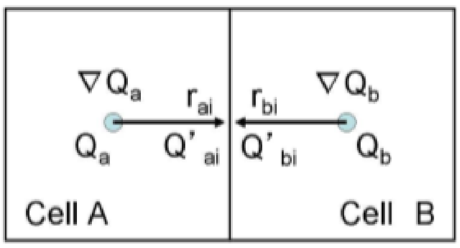


図2.6　勾配再構築法[14]

しかし，通常は単調性を維持し安定して計算を行うために，制限関数（リミタ）Φ_aを使用

する．

$$\widehat{Q}'_{ai} = Q_a + \Phi_a \boldsymbol{\nabla} Q_a \cdot \boldsymbol{r_{ai}} \tag{2.44}$$

本研究ではJAXAの菱田らが作成した数値拡散を抑えながら良好な収束性をもつHishidaリミタ van Leer型[21]を使用した．

Hishidaリミタは不当間隔格子に対応し，Venkatakrishunanリミタ[22]と同様に微分不連続のない関数を用いたリミタである．セルAでのリミタΦ_aを決める際にはまずセルAの周りのセルとの最大の差ΔQ_{max}，ΔQ_{min}を求める．

$$\begin{aligned} \Delta Q_{max} &= \max\left(Q_{neighbor} - Q_a\right) \\ \Delta Q_{min} &= \min\left(Q_{neighbor} - Q_a\right) \end{aligned} \tag{2.45}$$

次に，勾配制限をかけない状態で，隣接するセルBの中心まで外挿した再構成値Q_{ab}を求め，再構成値と代表値との差と，上式で算出した最大差との比Δ'_{ai}をとる．

$$\begin{aligned} Q_{ab} - Q_a &= \boldsymbol{\nabla} Q_a \cdot (\boldsymbol{r_{ai}} - \boldsymbol{r_{bi}}) \\ &\approx (\boldsymbol{\nabla} Q_a \cdot \boldsymbol{r_{ai}}) \times \boldsymbol{r_{ab}} \end{aligned} \tag{2.46}$$

ここで

$$\boldsymbol{r_{ab}} = \frac{\boldsymbol{r_{ai}} + \boldsymbol{r_{bi}}}{\boldsymbol{r_{ai}}} \tag{2.47}$$

と定義する．

$$\Delta'_{\boldsymbol{ai}} \begin{cases} \dfrac{\Delta Q_{max}}{Q_{ab} - Q_a} & \text{if } Q_{ab} - Q_a > 0 \\ \dfrac{\Delta Q_{min}}{Q_{ab} - Q_a} & \text{if } Q_{ab} - Q_a < 0 \end{cases} \tag{2.48}$$

次に，勾配制限関数の候補値Φ_{ai}を評価する．Hishidaリミタでは関数として，van Leer型とvanAlbada型があるが，本研究で使用したvan Leer型は

$$\Phi_{ai} = \begin{cases} 0 & \Delta'_{ai} < 0 \\ r_{ab}\Delta'_{ai}\left(1 + \dfrac{1 - r_{ab}}{2}\Delta'_{ai}\right) & 0 \leq \Delta'_{ai} < {}^{1}/_{r_{ab}} \\ 1 + \dfrac{2r_{ab} - 1}{2(1 - r_{ab})}(1 - \Delta'_{ai})^2 & {}^{1}/_{r_{ab}} \leq \Delta'_{ai} < 1 \\ 1 & \Delta'_{ai} \geq 1 \end{cases} \tag{2.49}$$

最後に，セルAに接するすべての面に対してΦ_{ai}を計算し最後にその最小値を計算する．

$$\Phi_a = \min(\Phi_{ai}) \tag{2.50}$$

2.2.8 U-MUSCL補間

U-MUSCL補間[23]を用いると式(2.43)の代わりに以下の式を用いる．

$$Q_{ai} = Q_a + \frac{\chi}{2}(Q_b - Q_a) + (1 - \chi)\boldsymbol{\nabla} Q_a \cdot \boldsymbol{r_{ai}} \tag{2.51}$$

係数$\chi = 0$のとき，式(2.41)と同じ空間2次精度となり，$\chi = 1/3$のとき空間3次精度，$\chi = 1$

のときに面上の左と右の値が同じになる．つまり係数を 0 から 1 に近づけることで面での左と右の値の差を小さくし，結果として数値粘性を小さくすることができる．実用的には χ =0.5 とする場合が多く本計算においても χ =0.5 としている．

2.2.9　時間積分法

時間積分法には LU-SGS（Lower Upper Symmetric Gauss Seidel）法[24]を使用している．一次の後退 Euler 法を用いて，さらに流束の変化をヤコビアンで線形近似すると，離散式は下式のようになる

$$\left(\frac{V_i}{\Delta t}\boldsymbol{I} + \frac{\boldsymbol{\partial F_{ij}}}{\boldsymbol{\partial Q_i}}\right)\Delta Q_i = \boldsymbol{R_i} \qquad (2.52)$$

ここで V_i はセル i の体積，Δt は時間刻み，$\boldsymbol{F_{ij}}$ はセル i とセル j の間のフラックス，ΔQ_i はセル i の保存量ベクトルの変化量，R_i はセル i の右辺（非粘性及び粘性フラックスの和）である．また $\boldsymbol{\partial F_{ij}/\partial Q_i}$ はヤコビアン行列である．

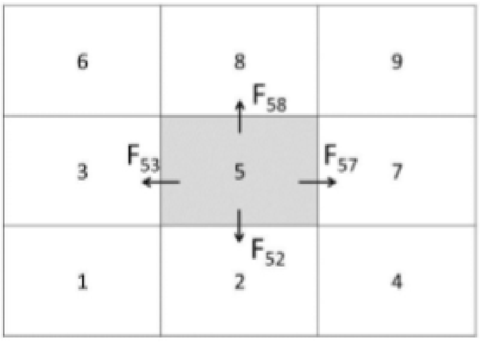


図2.7　セルの配置及び流束[14]

例えば図2.7のようなセル番号の配置の場合を考える．（Cuthill-Mckee 法で並び替えをすると，セル番号は実際このような並び順になる．）セル番号5について式（2.52）を記すと

$$\begin{pmatrix}0 & \frac{\partial \boldsymbol{F_{52}}}{\partial \boldsymbol{Q_2}} & \frac{\partial \boldsymbol{F_{53}}}{\partial \boldsymbol{Q_3}} & 0 & \frac{V_i}{\Delta t}\boldsymbol{I}+\frac{\partial \boldsymbol{F_{52}}}{\partial \boldsymbol{Q_5}}+\frac{\partial \boldsymbol{F_{53}}}{\partial \boldsymbol{Q_5}}+\frac{\partial \boldsymbol{F_{57}}}{\partial \boldsymbol{Q_5}}+\frac{\partial \boldsymbol{F_{58}}}{\partial \boldsymbol{Q_5}} & 0 & \frac{\partial \boldsymbol{F_{57}}}{\partial \boldsymbol{Q_7}} & \frac{\partial \boldsymbol{F_{58}}}{\partial \boldsymbol{Q_8}} & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\Delta Q_1\\ \Delta Q_2\\ \Delta Q_3\\ \Delta Q_4\\ \Delta Q_5\\ \Delta Q_6\\ \Delta Q_7\\ \Delta Q_8\\ \Delta Q_9\end{pmatrix}$$

$$=\begin{pmatrix}R_1\\ R_2\\ R_3\\ R_4\\ R_5\\ R_6\\ R_7\\ R_8\\ R_9\end{pmatrix} \tag{2.53}$$

となる．左辺のフラックスは一次精度を採用しているのでフラックスは隣り合うセルの値だけで決まる. LU-SGS では, この行列を下三角行列$\boldsymbol{L}$, 対角行列$\boldsymbol{D}$, 上三角行列$\boldsymbol{U}$に分ける. 上の例では，セル番号が5より小さいセル番号2と3が$\boldsymbol{L}$に属し，セル番号が5より大きいセル番号7と8が$\boldsymbol{U}$に属する．下記のように LDU 分解を行い

$$(\boldsymbol{L}+\boldsymbol{D}+\boldsymbol{U})\Delta \mathrm{Q} \approx (\boldsymbol{L}+\boldsymbol{D})\boldsymbol{D}^{-1}(\boldsymbol{D}+\boldsymbol{U})\Delta Q \tag{2.54}$$

以下の二段階のステップで解く．

$$\begin{aligned}(\boldsymbol{L}+\boldsymbol{D})\Delta Q^{*} &= \boldsymbol{R} \qquad \text{forward sweep}\\ (\boldsymbol{D}+\boldsymbol{U})\Delta \mathrm{Q} &= \boldsymbol{D}\Delta Q^{*} \qquad \text{backward sweep}\end{aligned} \tag{2.55}$$

また, ヤコビアンは 1 次精度とし, フラックスを Rusanov 法（one-wave 近似）で評価する. つまりはフラックスを

$$\boldsymbol{F_{ij}}=\frac{1}{2}\left[\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q_i})+\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q_j})-\rho_A(\boldsymbol{Q_j}-\boldsymbol{Q_i})\right] \tag{2.56}$$

のように近似する．ここで，$\boldsymbol{\rho_A}$は最大固有値の絶対値である．また図に示すようなセル$\boldsymbol{i}$から外側に向いている法線ベクトルを正の方向としている．この式を用いてヤコビアンを計算すると，

$$\frac{\partial \boldsymbol{F_{ij}}}{\partial \boldsymbol{Q_i}}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{F_i}}{\partial \boldsymbol{Q_i}}-\rho_A\boldsymbol{I}\right), \qquad \frac{\partial \boldsymbol{F_{ij}}}{\partial \boldsymbol{Q_j}}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{F_j}}{\partial \boldsymbol{Q_j}}+\rho_A\boldsymbol{I}\right) \tag{2.57}$$

となる．これを用いると対角項の成分において，ヤコビアンの部分がキャンセルされ,

$$D_i=\sum_{j\in D(i)}\left(\frac{V_i}{\Delta t}+\frac{1}{2}\sum_{j\in D(i)}\rho_{Aj}S_j\right)\boldsymbol{I} \tag{2.58}$$

のようにスカラーに近似できる．このようにすることにより，行列の反転をなくし，スカラ

ーの割り算にすることができる．さらに，スイープ中での計算においても，

$$\frac{\partial \boldsymbol{F_{ij}}}{\partial \boldsymbol{Q_i}}\Delta Q_i=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{F_i}}{\partial \boldsymbol{Q_i}}\Delta Q_i-\rho_A\Delta Q_i\right)\approx\frac{1}{2}(\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q_i}+\boldsymbol{\Delta Q_i})-\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q_i})-\rho_A\Delta Q_i) \tag{2.59}$$

と近似すれば，さらに行列計算のない matrix-free の陰解法ができる．また，粘性項のフラックス直接使用せず，最大固有値で考慮する．最終的に，LU-SGS 法は以下の二段階ステップで解く．

$$\Delta Q_i^*=D_i^{-1}\left[R_i-\tfrac{1}{2}\textstyle\sum_{j\in L(i)}\left[\left(F\left(Q_j+\Delta Q_j^*\right)-F\left(Q_j\right)-\rho_A\Delta\vec{Q}_j^*\right)S_{ij}\right]\right] \qquad \textit{forward sweep}$$

$$\Delta Q_i=\Delta Q_i^*-D_i^{-1}\tfrac{1}{2}\textstyle\sum_{j\in U(i)}\left[\left(F\left(Q_j+\Delta Q_j\right)-F\left(Q_j\right)-\rho_A\Delta Q_j\right)S_{ij}\right] \qquad \textit{backward sweep}$$

$$R_i=-\sum_{j\in i}\left[F_{ij}S_{ij}\right], \qquad D_i=\sum_{j\in U(i)}\left(\frac{V_i}{\Delta t}+\frac{1}{2}\sum_{j\in D(i)}\rho_A S_j\right)\boldsymbol{I} \tag{2.60}$$

$$\rho_A=\vec{\mathbf{U}}\cdot\vec{\boldsymbol{n}}+c+\frac{2\mu}{Re\rho h}$$

ここで，式中の流束Fは以下の式によって求める．

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{Q})=\begin{pmatrix}\rho u_n\\ \rho u_n u+pn_x\\ \rho u_n v+pn_y\\ \rho u_n w+pn_z\\ \rho u_n H\end{pmatrix} \tag{2.61}$$

u_nは垂直方向速度でnは垂直方向のベクトルである（セルiに対して外向き）．前進スイープでは，セル番号 1 番から最大のセル番号まで順にスイープする．この手法では，セルiに属する面 j を Lower（$j\in L(i)$，セル番号がiよりも小さいセル番号と接する面）と Upper（$j\in U(i)$，セル番号がiよりも大きいセル番号に接する面）に分ける．ΔQ^*はすでに更新されたものを使って計算する．同様に，後退スイープでも更新された$\boldsymbol{\Delta Q}$を用いて計算する．番号のつけ方によって Lower と Upper のバランスが悪くなり，収束性悪化の原因となるため FaSTAR では Cuthill-Mckee 法を使ってセル番号，面番号の並び替えをしている．

また，今回，CFL 固定の局所時間刻み（Local time stepping)を用いているため，

$$\Delta\mathrm{t}=\mathrm{CFL}\frac{V_i}{\max(\rho_A)} \tag{2.62}$$

となる．CFL はクーラン数，$\max(\rho_A)$はセルiに属する面jの中での最大値であり

$$D_i=\sum_{j\in i}\left(\frac{V_i}{\Delta t}+\frac{1}{2}\sum_{j\in i}\rho_{Aj}S_j\right)I=\sum_{j\in i}\left(\frac{\max(\rho_A)}{CFL}+\frac{1}{2}\sum_{j\in i}\rho_{Aj}S_j\right)I \tag{2.63}$$

となる．

第三章　円筒設置位置及び円筒直径の選定

翼形状を変更せずにフラップ上面に速度境界条件を与え，その範囲を徐々に限定することでフラップ上面に発生する剥離を抑制し，円筒直径をフラップ翼弦長の 10%以下にできるような設置位置と直径を調査した．

3.1　計算対象

円筒を設置する翼型は NLR 7301 Multi Element Airfoil であり，この翼型はオランダの航空宇宙研究所 NLR により設計され，多くの研究者に研究対象とされている母翼とフラップの 2 翼素の翼モデルである(図 3.1 参照)．この翼型は母翼の翼弦線とフラップの翼弦線がなす角度であるフラップ角が 20deg の状態で研究対象とされる場合がほとんどであるが，本研究ではフラップ角が大きい時に生じる剥離を抑制することを目的としているため，フラップ角を 40deg とした翼モデルを作成し使用した．また，その他の翼モデルの諸元は表 3.1 の通りである．

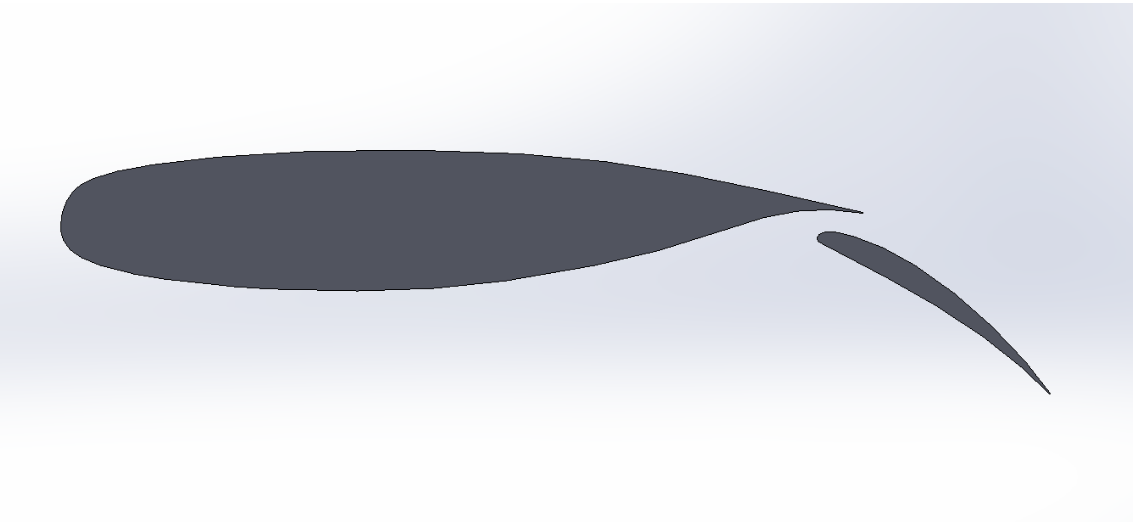


図 3.1　フラップ角 40deg の NLR7301 Multi Element Airfoil

表 3.1　翼モデルの諸元

Basic airfoil chord[m]	0.57
Flap chord[%]	32
Flap angle[deg]	40
Flap gap widths[%]	2.6
Overlap[%]	5.3

3.2　計算格子

格子生成には流体解析用メッシュジェネレータの Pointwise を使用した．格子は複雑なモデル形状に適応しやすい非構造格子を採用した．母翼周りに 410 点，フラップ周りに 410 点，外部境界に 500 点配置した．また境界層格子として$y^{+}=1$ としたときの初期格子高さ5.7×10^{-6}かつ成長率を 1．2 とし 30 層作成した．総セル数は約 14 万セルである．図 3.2 は作成した計算格子の翼付近の拡大図である．

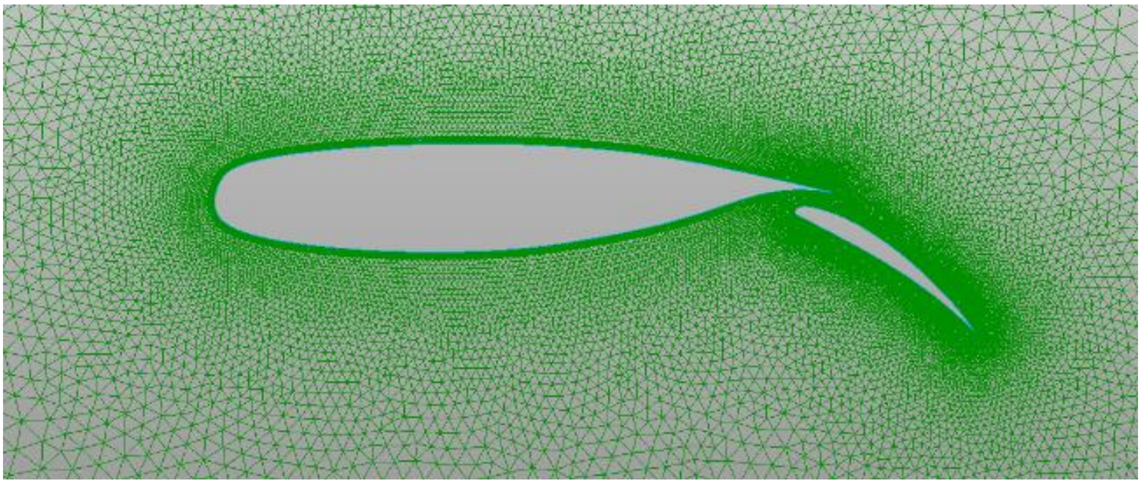


図 3.2　翼周りの計算格子

3.2.1　計算領域

計算領域は翼モデルを中心に半径が基準翼弦長の 20 倍の長さを半径とした円で構成している．（図 3.3 参照）

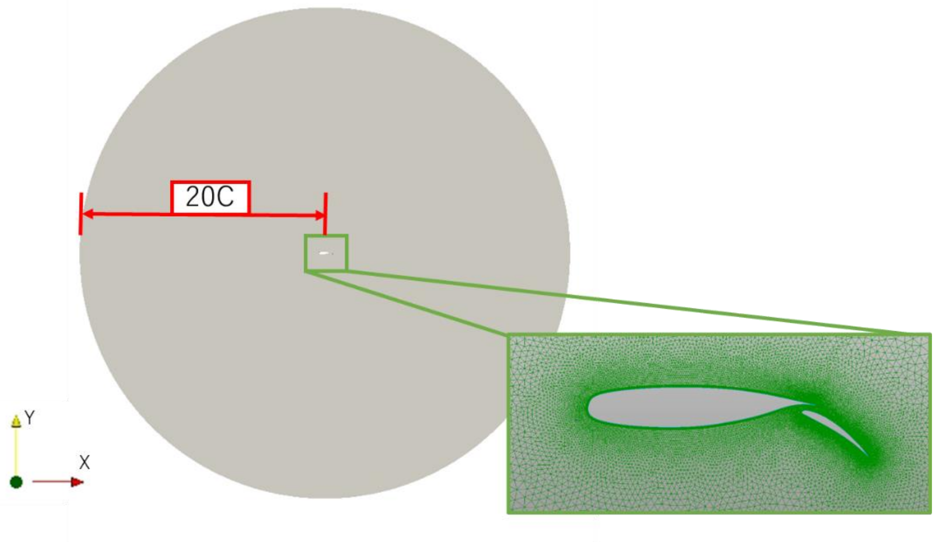


図 3.3　計算領域参考図

3.2.2　境界条件

図 3.4 に対応する境界条件は表 3.2 の通りである．赤線で示す MW(Moving Wall)境界に関してはフラップ表面に平行な向きに速度の分布がある移動壁条件を適用し，回転円筒による円筒近傍の流れに運動量を付与する効果を翼形状を変更せずに模擬している．図 3.4 は例としてフラップの 50~100%位置を移動壁条件とした場合の境界条件配置図である．またこの時の速度は後述する主流流速と同値を与えている．また比較のために MW 境界の移動壁の速度を 0 としたケース（つまり通常のフラップ）も掲載する．

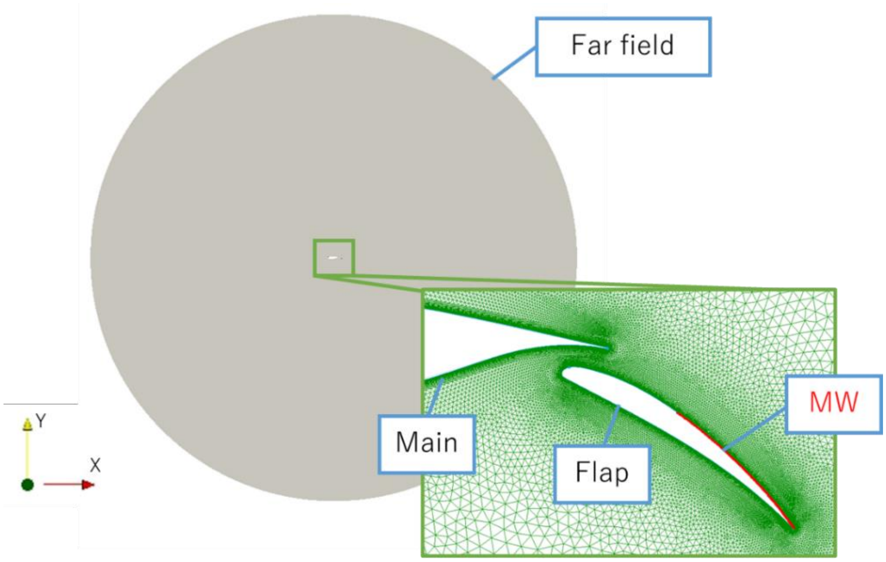


図 3.4　境界条件対応図

表 3. 2　境界条件対応表

Far field	Uniform flow
Main	Viscous wall
Flap	Viscous wall
MW	Moving wall

3.2.3　主流条件

主流条件は表 3 .3の通りで航空機の離着陸を想定した条件である．このときの主流流速は約63m/s である．

表3.3　主流条件

Main flow Reynolds number[-]	2.51×10^6
Main flow Mach number[-]	0.185
Angle of attack[deg]	6
Main flow pressure[Pa]	103512.747
Main flow temperature[K]	288.15

3.3 計算結果及び考察

まず始めに MW が設定されていない場合（つまり通常のフラップの場合）のマッハ数分布を図 3.5 に示す．また，この時のフラップ近傍のマッハ数分布に流線を分布させた図 3.6 より，フラップ上面には大きな剥離渦が存在していることが分かる．

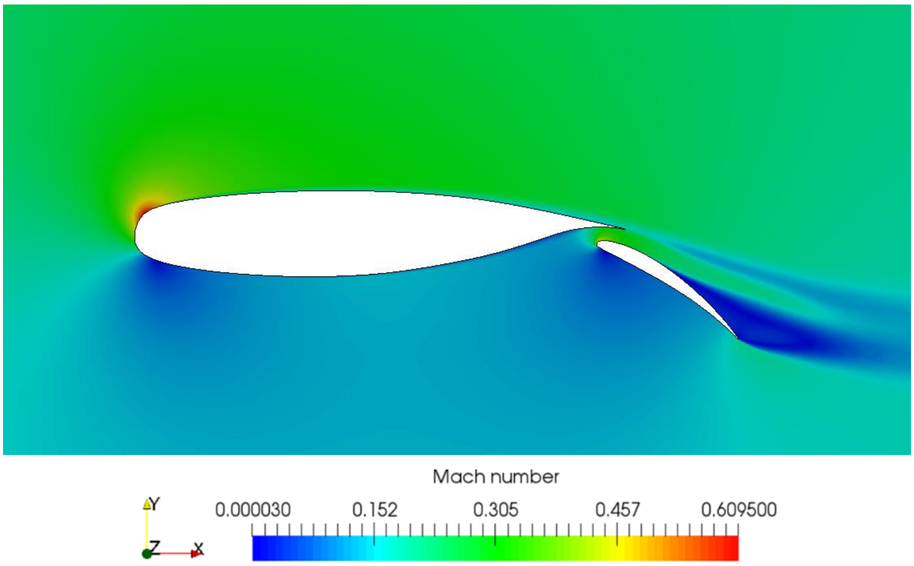


図 3.5　移動壁条件を用いていないときのマッハ数分布

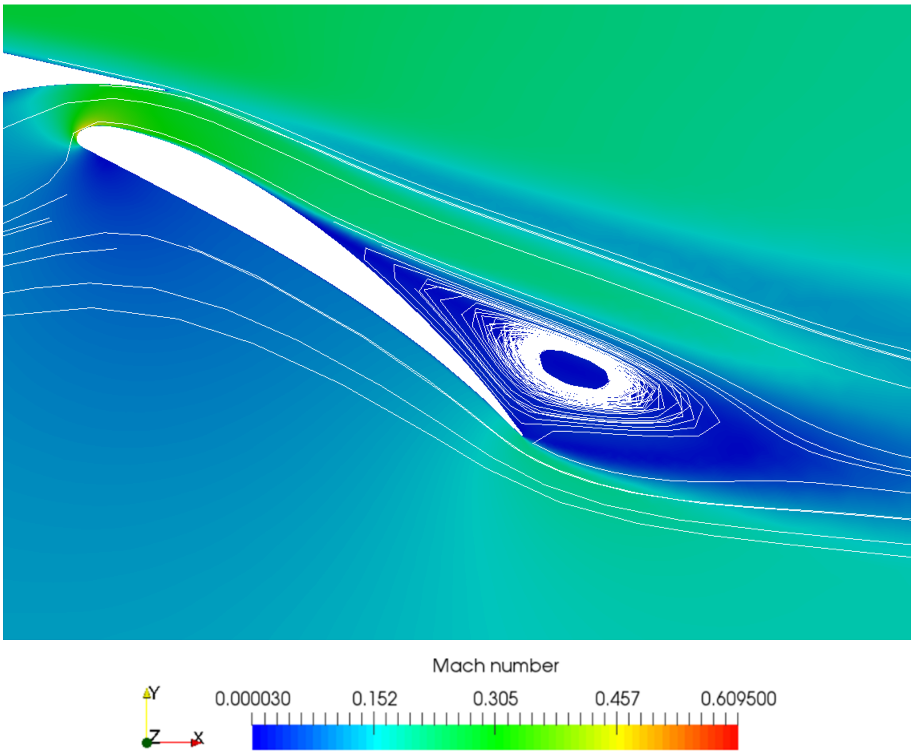


図 3.6　移動壁条件を用いていないときのフラップ周りのマッハ数分布と流線

このような流れ場となる翼モデルに対してフラップ上面の一部を移動壁とし，その領域を徐々に限定していくことで回転円筒の設置位置として適した場所を調査する．まずはフラップ上面の 0~50%位置に移動壁を適用した場合と 50~100%位置に適用した場合とを比較する．図 3.7 と図 3.8 はそれぞれの場合のマッハ数分布である．この時 0~50%位置を移動壁とした場合，フラップ後方には大きな低マッハ数領域が存在するのに対して 50~100%位置に移動壁条件を与えた場合，低マッハ領域は見られない．ここで 0~50%位置に移動壁を与えた場合のマッハ数分布に流線を分布させたものが図 3.9 である．図よりフラップ後縁付近に大きな剥離渦が確認でき剥離を抑制できなかったことがわかる．このことから 50~100%位置を 2 分割し，同様に流れ場を調査する．

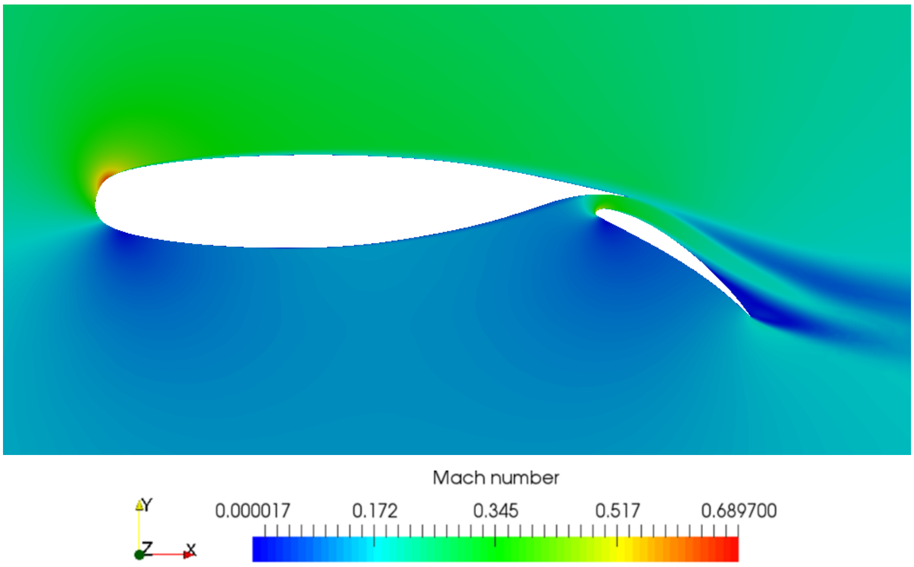


図 3.7　0~50%位置を移動壁としたときのマッハ数分布

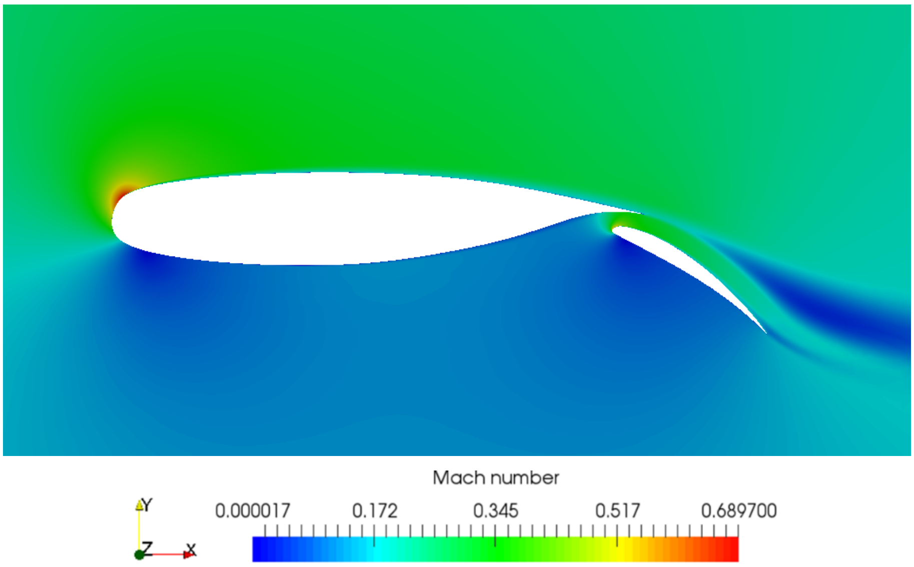


図 3.8　50~100%位置を移動壁とした場合のマッハ数分布

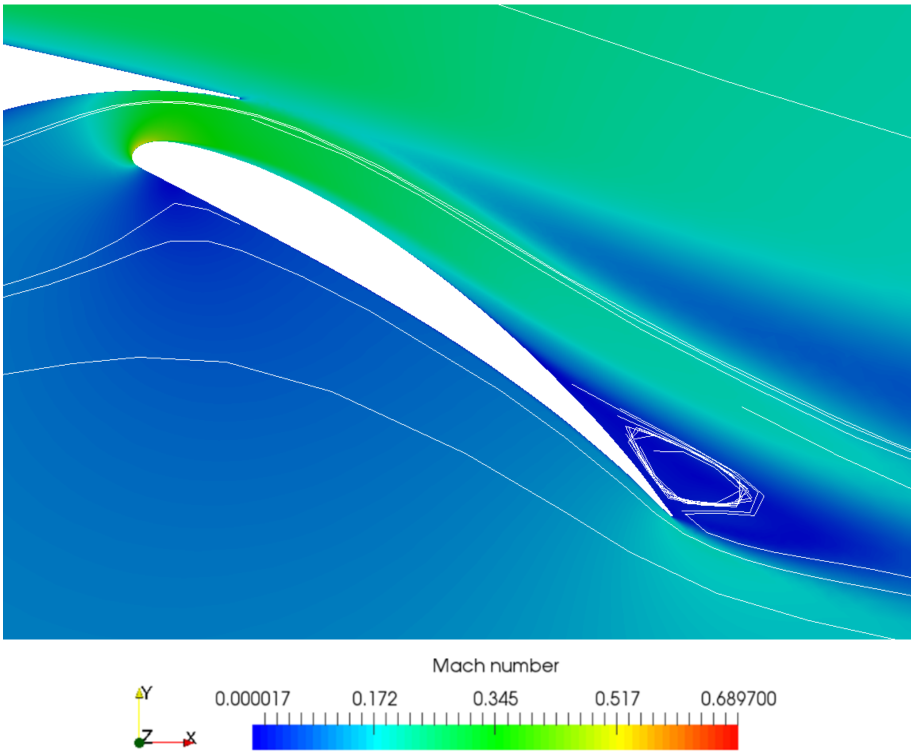


図 3.9　0~50%位置を移動壁とした場合のフラップ周辺のマッハ数分布及び流線

図 3.10 と図 3.11 はフラップ上面の 50~75%位置と 75~100%位置にそれぞれ移動壁境界条件を適用した場合のマッハ数分布である．図よりどちらの場合においてもフラップ上方の大きな低マッハ数領域を解消することができた．ここでそれぞれの場合におけるフラップ近傍で最もマッハ数が低い領域に着目し剥離の有無を確認する．図 3.12 左図は 50~75%位置に移動壁条件を与えた時のマッハ数分布のフラップ周辺の拡大図であり，右図はフラップ後縁付近の低マッハ数領域を拡大し速度ベクトルを分布させた図である．この図から 50~75%位置の場合は大きな低マッハ領域は解消できたがフラップ上面に生じた剥離を完全に抑制することはできていないことがわかる．図 3.13 左図が 75~100%位置に移動壁条件を与えた場合におけるマッハ数分布のフラップ周辺の拡大図である．ここでフラップ上面近傍の流れで最もマッハ数が低い領域は赤枠の移動壁境界の直前の領域であった．図 3.13 右図はその赤枠部分を拡大し速度ベクトルを分布させた図である．図より 75~100%位置の場合はフラップ上面近傍の流れは剥離していなかったことが分かる．このことから 75~100%位置をさらに細かく区切って調査した．

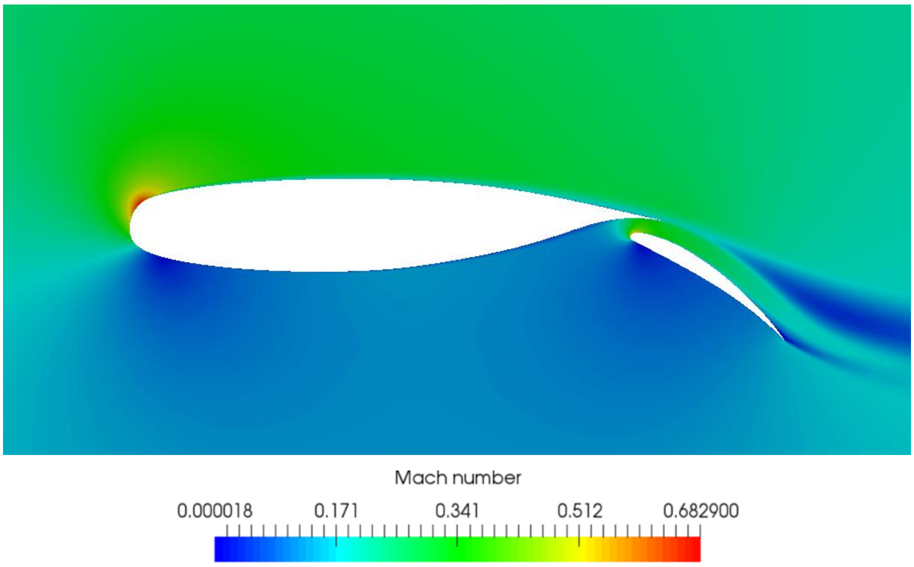


図 3.10　50〜75%位置を移動壁とした場合のマッハ数分布

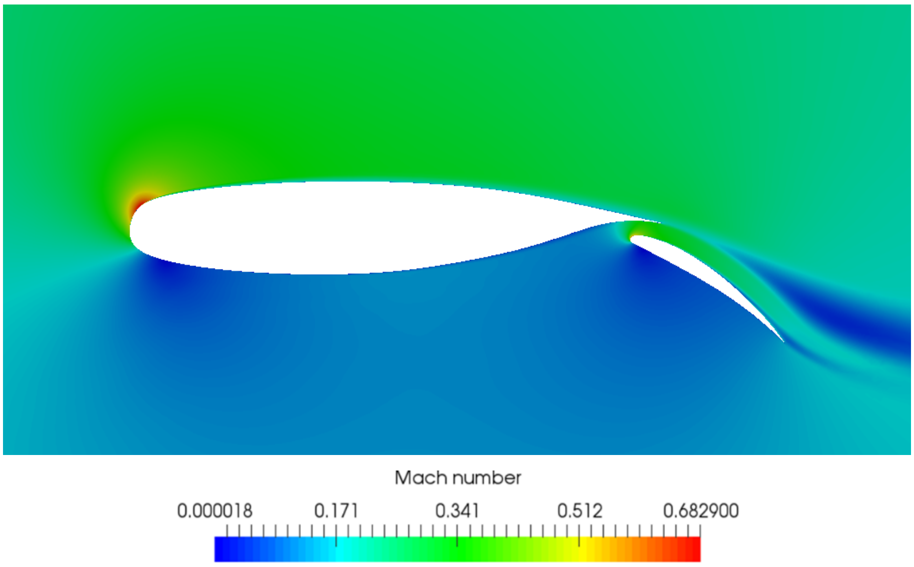


図 3.11　75~100%位置に移動壁条件を与えた場合のマッハ数分布

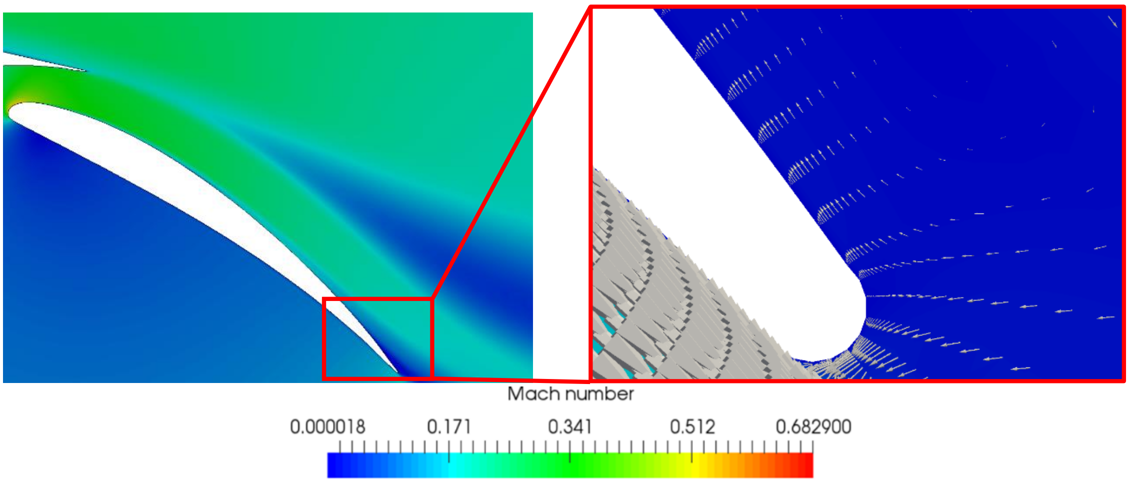


図 3.12　左図　50~75%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ近傍のマッハ数分布と
右図　フラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル分布

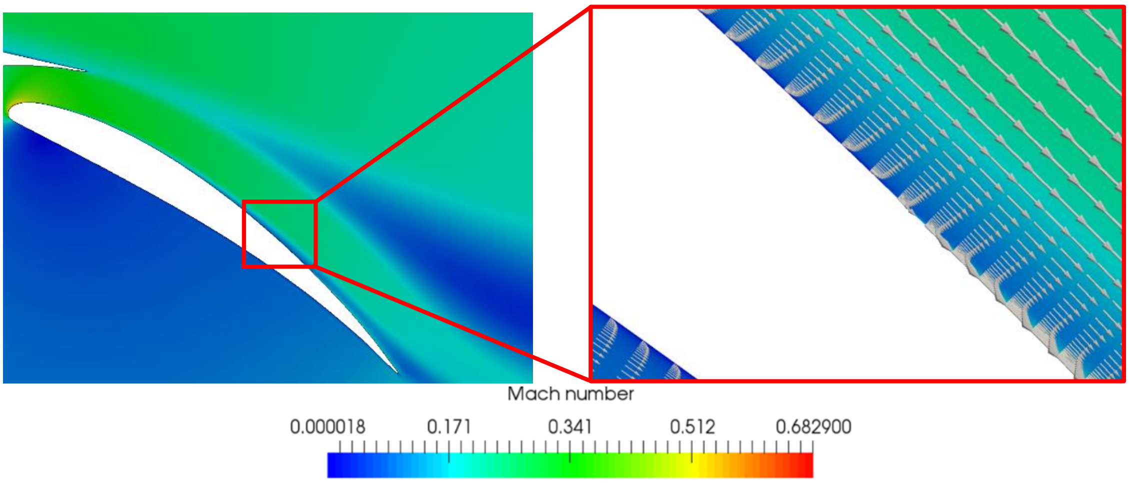


図 3.13　左図　75~100%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ近傍のマッハ数分布と
右図　MW 境界直前のマッハ数分布と速度ベクトル分布

図 3.14 と図 3.15 はそれぞれフラップ上面の 75~87.5%位置，87.5~100%位置を移動壁境界条件としたときのマッハ数分布である．87.5~100%位置に移動壁境界条件を与えた場合，フラップ後方に大きな低マッハ領域が広がっている．図 3.16 左図は 75~87.5%位置に移動壁境界条件を設定した場合のフラップ近傍のマッハ数分布であり，右上図が MW 境界条件の直前，右下図がフラップ後縁近傍のマッハ数分布に速度ベクトルを分布させたコンター図である．この 2 か所はフラップ近傍で最もマッハ数が低い領域である．右図のそれぞれの図からどちらの位置においてもフラップ表面の流れに剥離は確認されなかった．図 3.17 は 87.5~100%位置に移動壁境界条件を与えた時のフラップ近傍のマッハ数分布に流線を分布させた図である．フラップ後方の低マッハ領域には剥離渦が存在しフラップ後方の剥離を抑制できなかったことが分かる．このことからフラップ上面の 81.25~87.5%位置を 2 等分

して移動壁境界条件を適用する．

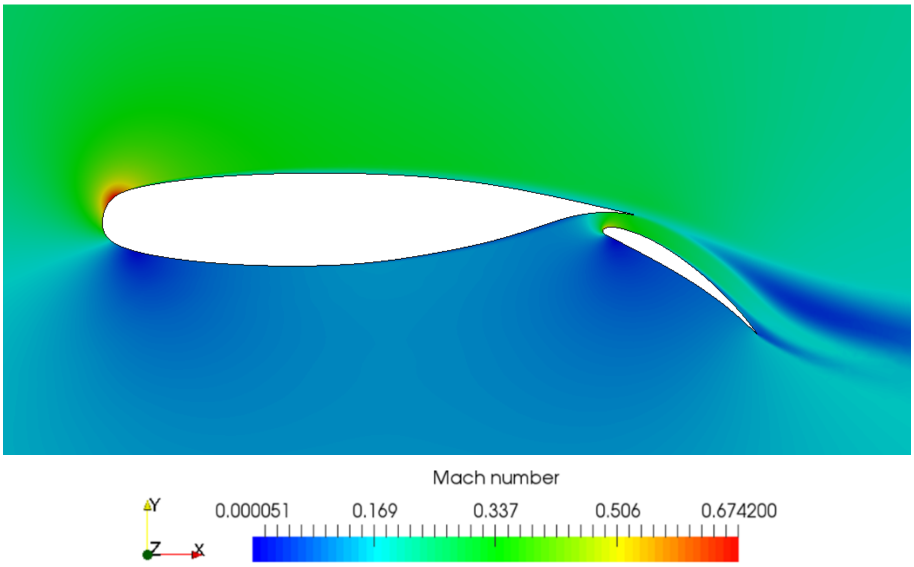


図 3.14　75~87.5%位置に移動壁条件を与えた場合のマッハ数分布

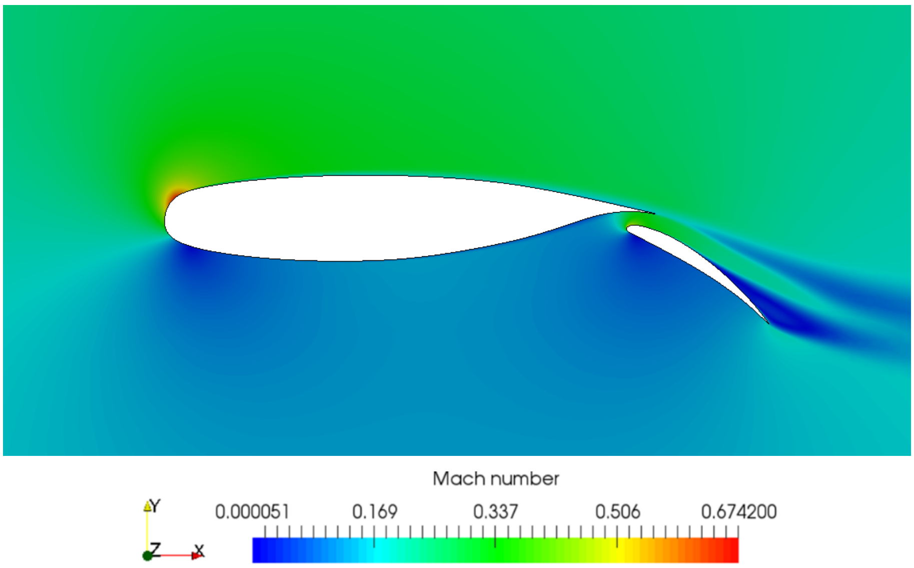


図 3.15　87.5~100%位置に移動壁条件を与えた場合のマッハ数分布

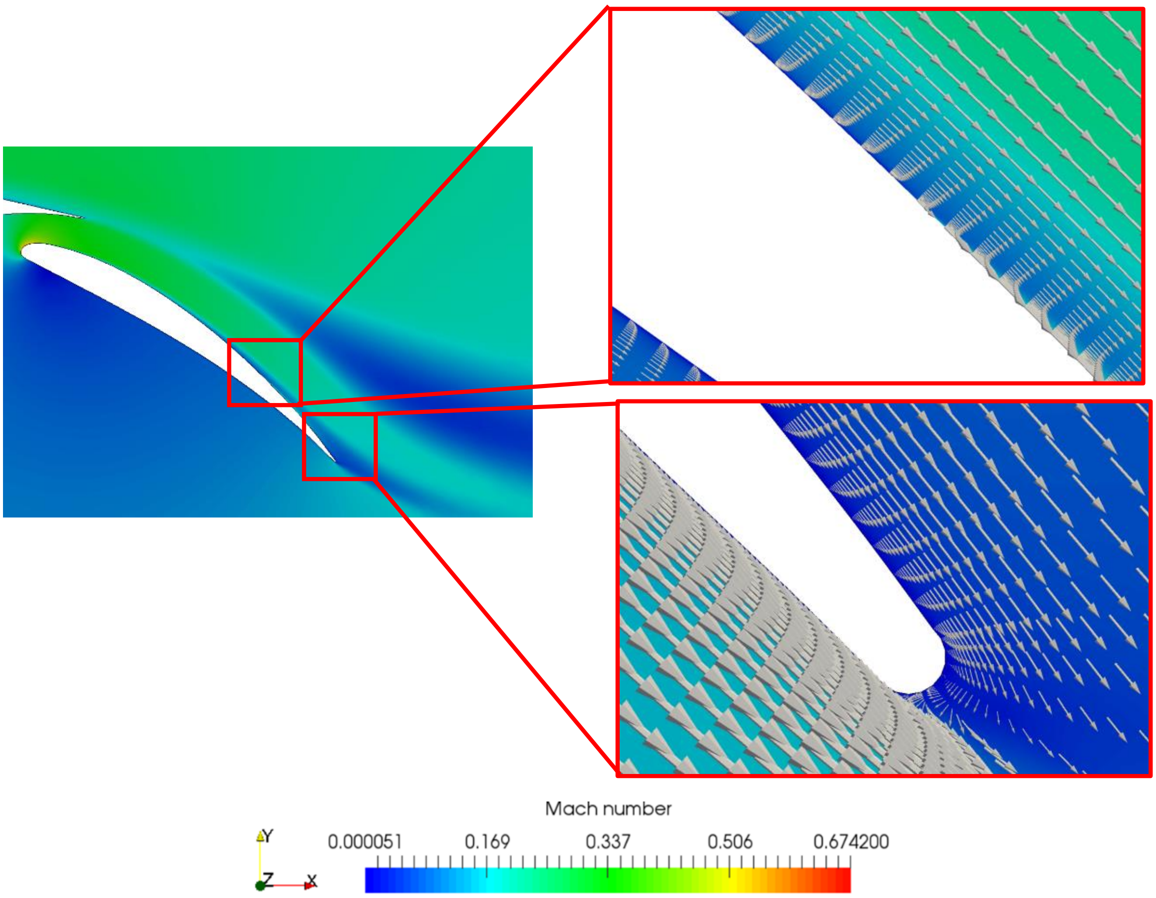


図 3.16　左図　75~87.5%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ周辺のマッハ数分布と右上図　MW 境界直前のマッハ数分布及びベクトル分布図，右下図　フラップ後縁周辺のマッハ数分布及びベクトル分布図

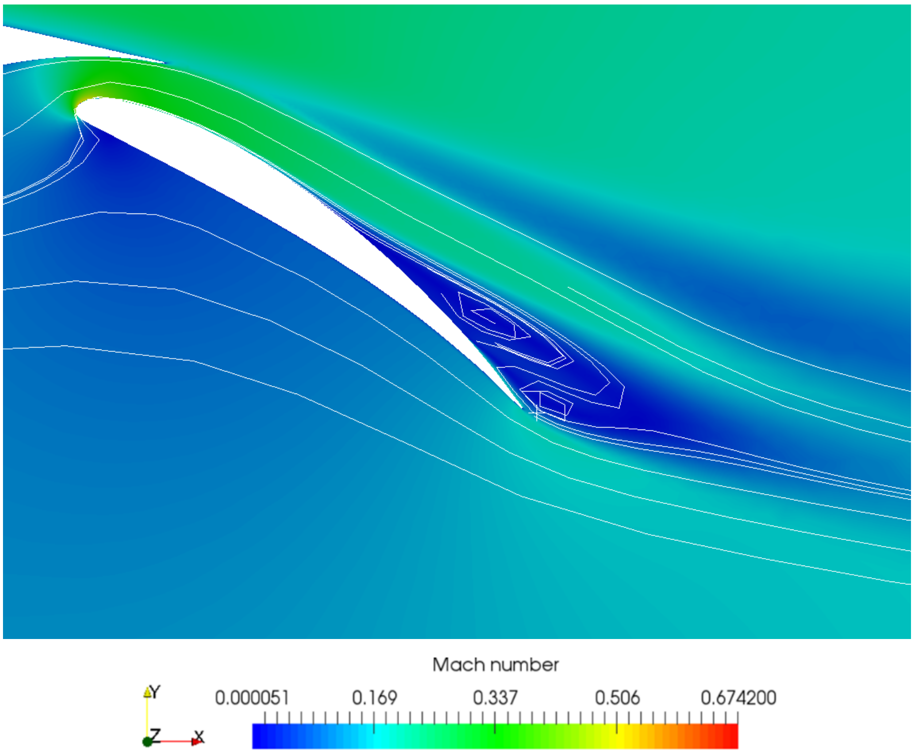


図 3.17　87.5~100%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ周辺のマッハ数分布と流線

図 3.18 と図 3.19 はそれぞれフラップ上面の 75~81.25%位置，81.25~87.5%位置を移動壁境界条件としたときのマッハ数分布である．また図 3.18 の 75~81.25%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ後縁付近を拡大し速度ベクトルを分布させたのが図 3.20 である．この図からフラップ上面で大きな低マッハ領域は見られないがフラップ後縁付近では剥離が起きていたことが確認できた．図 3.21 の左上が 81.25~87.5%に移動壁条件を与えた場合のフラップ周辺のマッハ数分布であり右上が移動壁面直前，右下が後縁付近のマッハ数分布及び速度ベクトルの分布である．

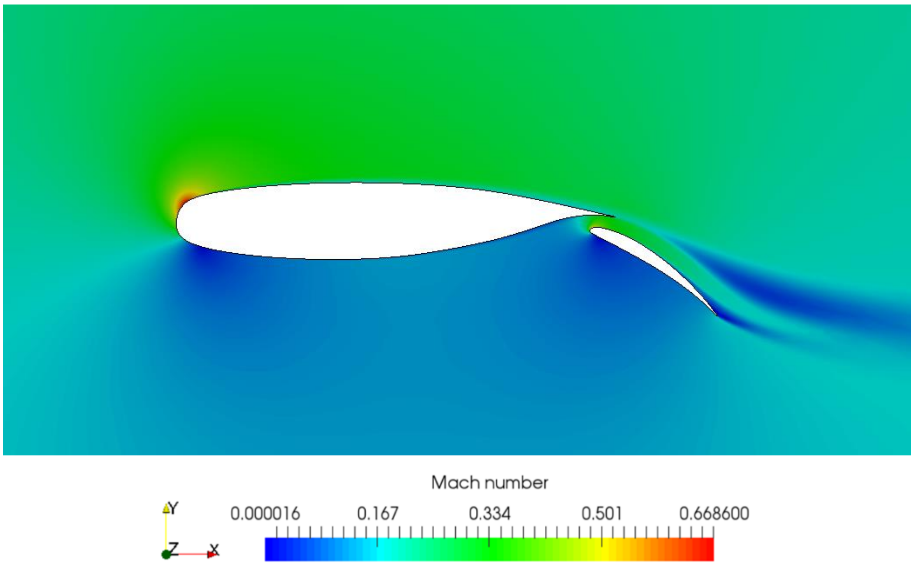


図 3.18　75.5~81.25%位置に移動壁条件を与えた場合のマッハ数分布

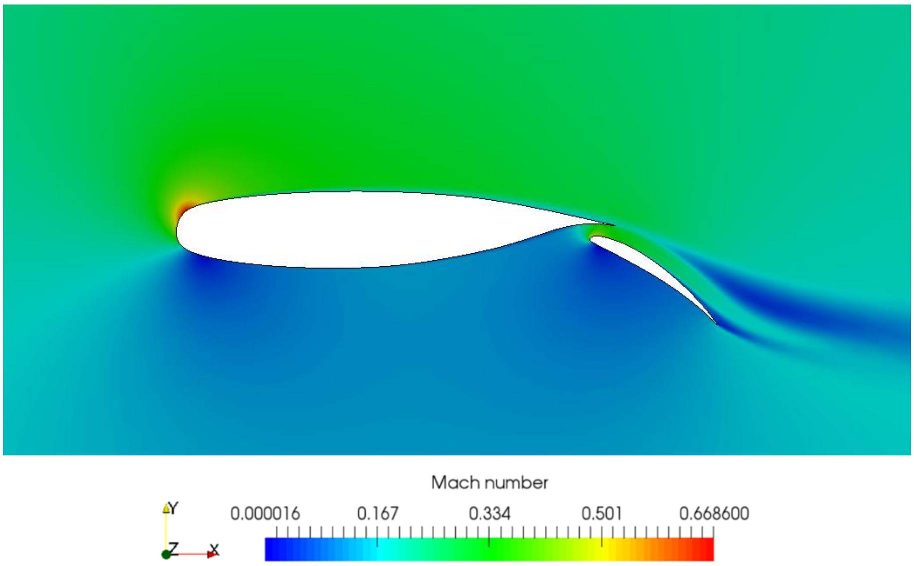


図 3.19　81.25~87.5%位置に移動壁条件を与えた場合のマッハ数分布

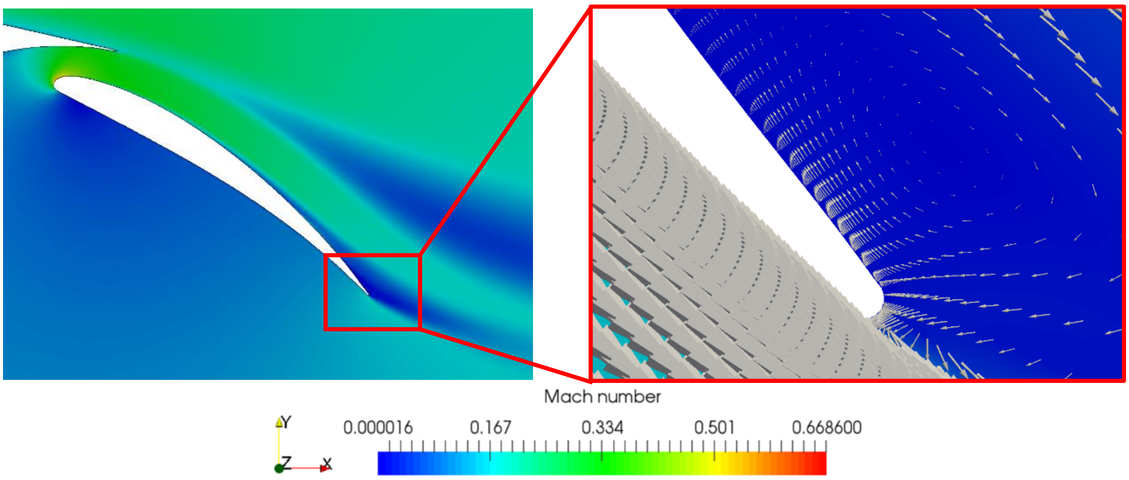


図 3.20　左図　75~81.25%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップのマッハ数分布と右図　フラップ後縁付近のマッハ数及び速度ベクトル分布

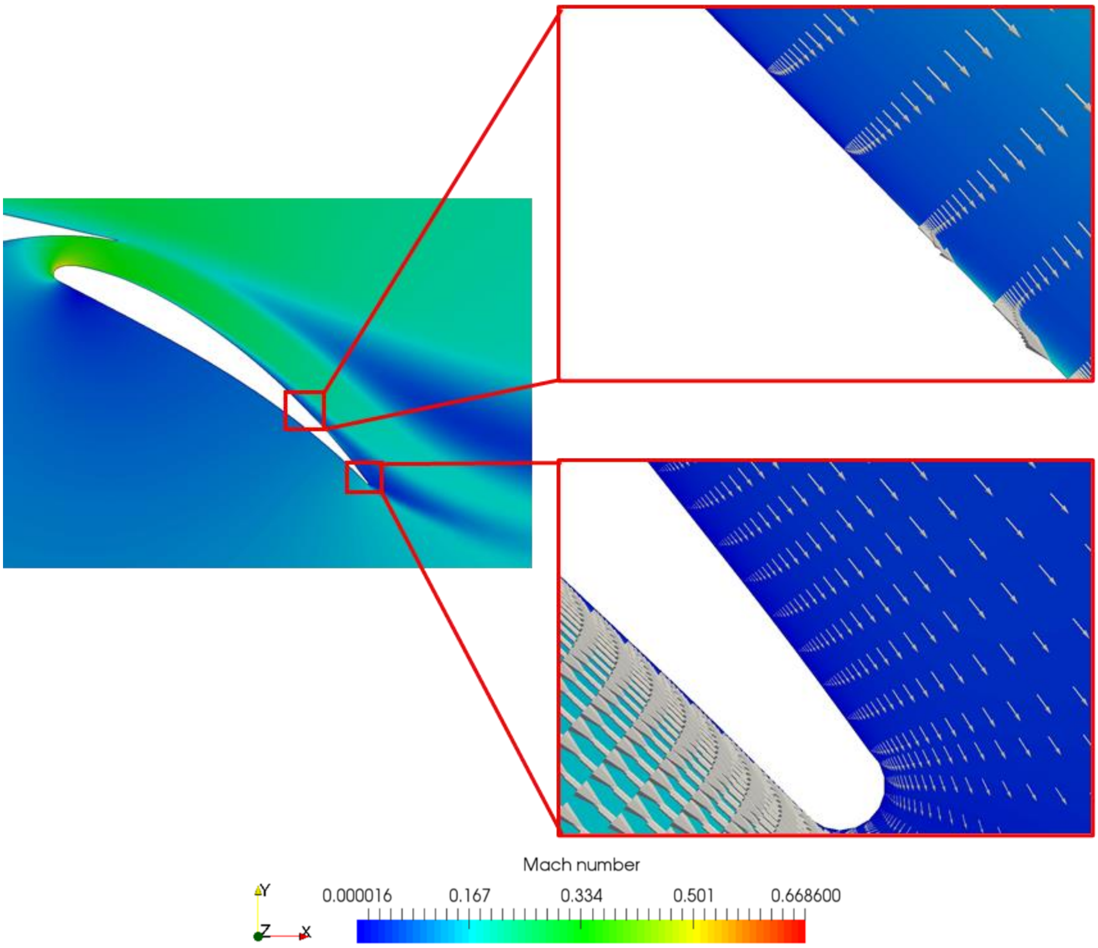


図 3.21　左図　81.25~87.5%位置に移動壁条件を与えた場合のフラップ周辺のマッハ数分布と右上図　移動壁境界直前のマッハ数及び速度ベクトル分布，右下図　フラップ後縁付近のマッハ数及び速度ベクトル分布

以上の結果から回転円筒を設置する場所としてフラップ上面の前縁から 81.25~87.5%の位置の中央にあたる 84.375%位置を中心とし，直径が 81.25%位置から 87.5%位置までの直線距離である約 9.6mm の円筒を設置することとした．また，この位置は移動壁条件が無い場合の剥離点からフラップ翼弦長の 20%程度後方に位置する．

第四章　回転円筒設置時の流れ場の検証

第三章で決定した円筒をフラップに設置した翼モデルを作成し流れ場を検証する.

4.1　計算対象

計算対象のフラップ付きの翼モデルを図 4.1 に示す. 翼モデルは, 第三章で述べた通りフラップの前縁から 84.375%位置(81.25~87.5%位置のちょうど半分の位置)を中心とし, 直径が約 9.6mm(81.25%位置と 87.5%位置との直線距離に相当する)の円筒をフラップに埋め込むように設置している. また, 円筒とくりぬかれたフラップとの隙間は 0.5mm としている. 諸元を表 4.1 に示す. また, 比較のために円筒を設置していないモデルの計算結果も掲載している.

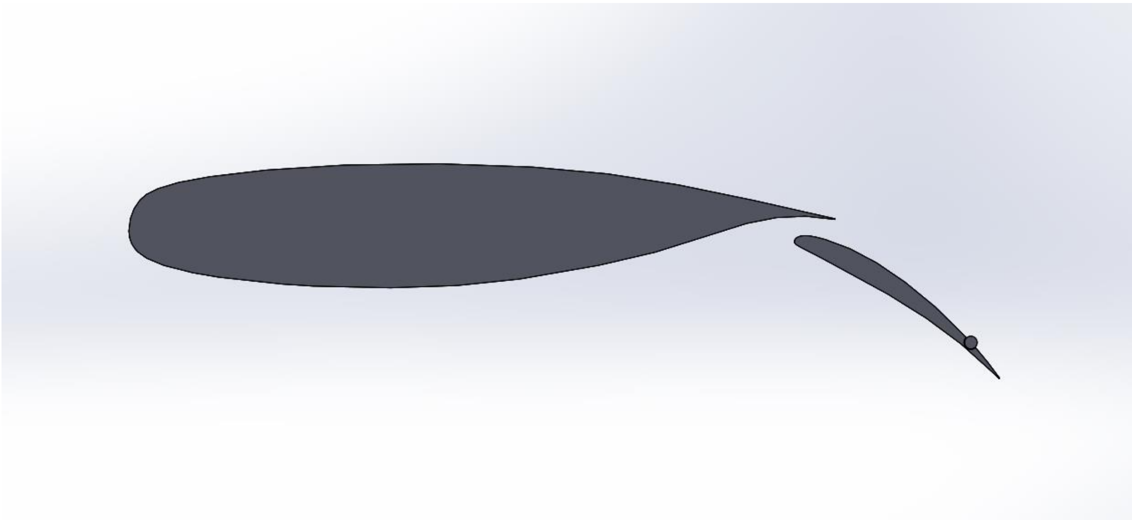


図 4.1　円筒付きの翼モデル

表 4.1　円筒付き翼モデルの諸元

Basic airfoil chord[m]	0.57
Flap chord[%]	32
Flap angle[deg]	40
Flap gap widths[%]	2.6
Overlap[%]	5.3
Cylinder position[%]	84.375
Cylinder diameter[mm]	9.6388

4.2　計算格子

図 4.2 に計算に使用した計算格子を示す.母翼周りには 820 点,フラップ周りに 1120 点,円筒には 400 点を配置した．外部境界は段階ごとに格子の粗密を変更しており，翼モデルを中心に半径が翼弦長の 20 倍離れた境界で 1000 点，翼モデルを中心に半径が翼弦長の 50 倍離れた境界にも 1000 点の格子点を配置した．境界層格子として$y^{+}=1$ としたときの一層目格子高さ 5.6×10^{-6} の成長率 1.2 で 30 層を生成した.

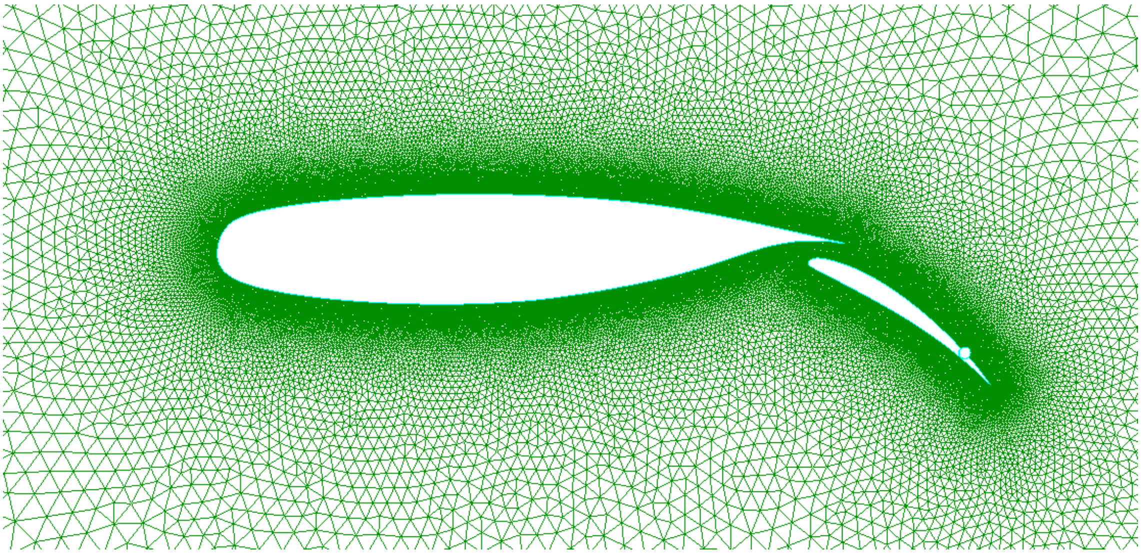


図 4.2　翼モデル周りの計算格子

4.2.1　計算領域

計算領域は翼モデルを中心に半径が基準翼弦長の 50 倍の大きさの円で構成されている.（図 4.3）

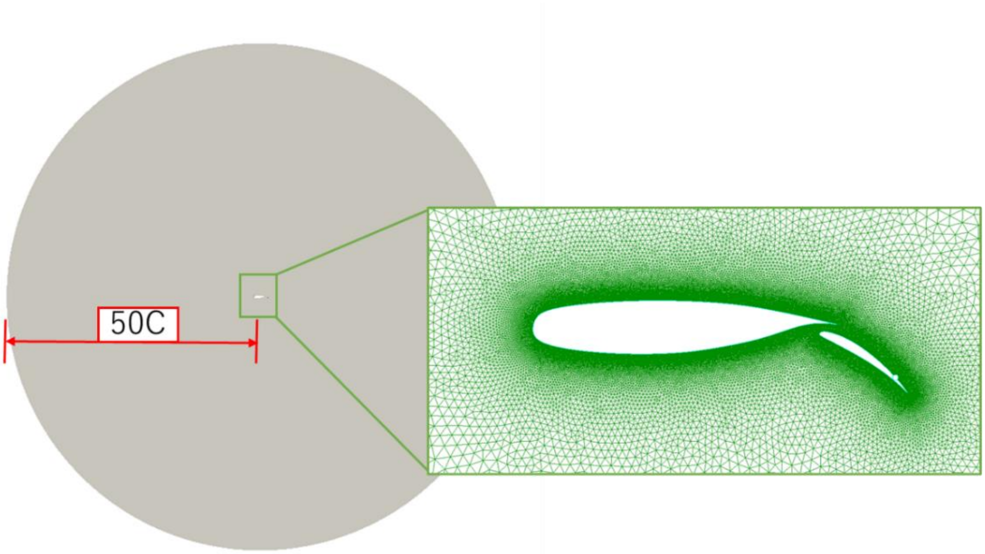


図 4.3　計算領域概略図

4.2.2　境界条件

図 4.4 に対応する境界条件を表 4.2 に示す．ここで，Cylinder の境界条件に関して，実際に回転しているのではなく第三章と同様に壁面に平行な向きに速度の分布のある移動壁(Moving wall)条件を適用することで回転による円筒近傍の流れへ運動量を付加する効果を模擬している．また移動壁条件で与えた速度は回転円筒の周速と主流流速との速度比で与えており，今回は 0 倍， 1 倍， 2 倍， 3 倍の時の計算結果を掲載する．定義式を式(4.1)に示す．

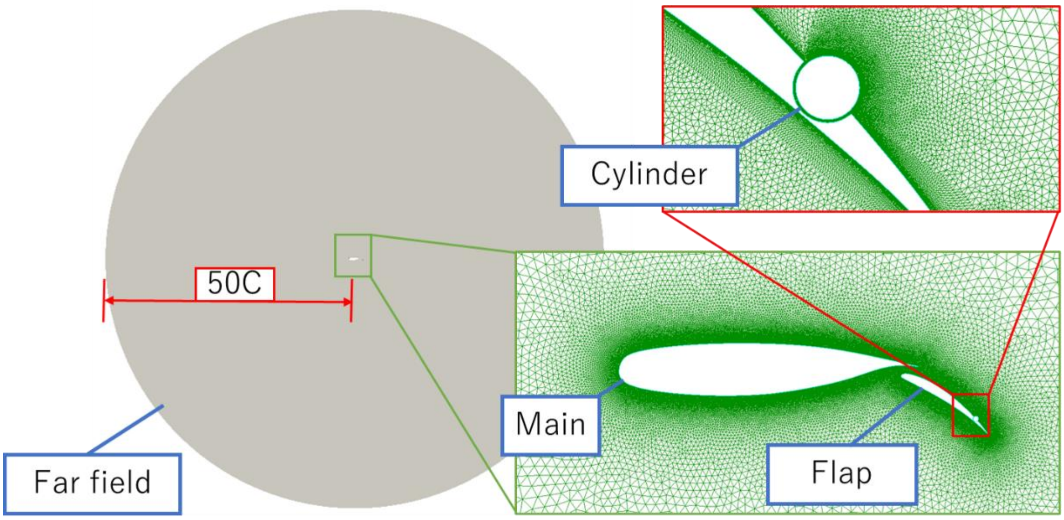


図 4.4　境界条件対応図

表 4.2　境界条件対応表

Far field	Uniform flow
Main	Viscous wall
Flap	Viscous wall
Cylinder	Moving wall

$$\mathrm{V\_ratio} = \frac{\text{Cylinder peripheral velocity}}{\text{Main flow velocity}} \tag{4.1}$$

4.2.3　主流条件

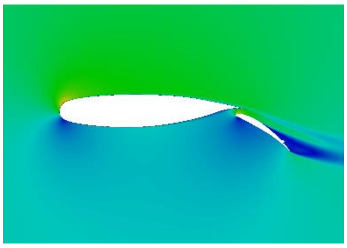
主流条件を表4.3に示す．主流マッハ数や温度などは第三章と同じであるが，本章では迎角を2deg から14deg まで2deg 刻みで計算した. なお, この時の主流流速は約63m/s である.

表4.3　主流条件

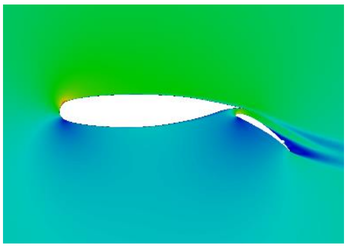
Main flow Reynolds number[-]	2.51×10^6
Main flow Mach number[-]	0.185
Angle of attack[deg]	2-14
Main flow pressure[Pa]	103512.747
Main flow temperature[K]	288.15

4.3　計算結果及び考察

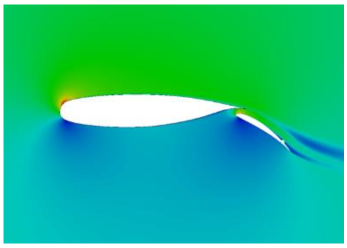
迎角α=2でそれぞれの条件でのマッハ数分布を図4.5に示す．(e)は円筒未設置時のマッハ数分布であり参考として掲載する． (a)(b)の場合フラップ上面に低マッハ領域が広がっているが V_ratio を大きくすることで低マッハ領域が減少し，(d)ではほとんど解消されていることが確認できる．円筒設置時の低マッハ領域がケースに関して剥離の有無を調査した結果が図4.6，図4.7，図4.8である．図4.6は(a)のフラップ近傍のマッハ数分布と流線である．図より円筒上方に剥離渦が生じているのが分かる．図4.7は(b)のフラップ近傍のマッハ数分布と流線である．(a)と比較し低マッハ領域が減少しているが円筒上方の剥離渦は解消しきれていないことが分かる．図4.8は(c)のフラップ上面近傍で最もマッハ数が低い領域であったフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルである．図より V_ratio=2の時円筒上方の剥離渦は解消されたことが分かる．



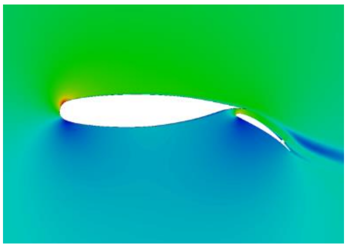
(a)V_ratio=0



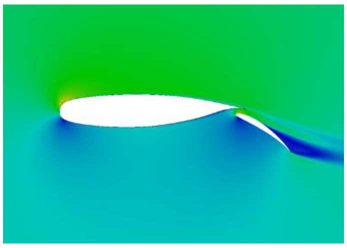
(b)V_ratio=1



(c)V_ratio=2



(d)V_ratio=3



(e)円筒未設置

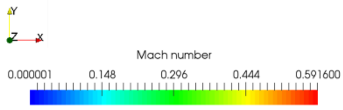


図4.5　α =2でのマッハ数分布

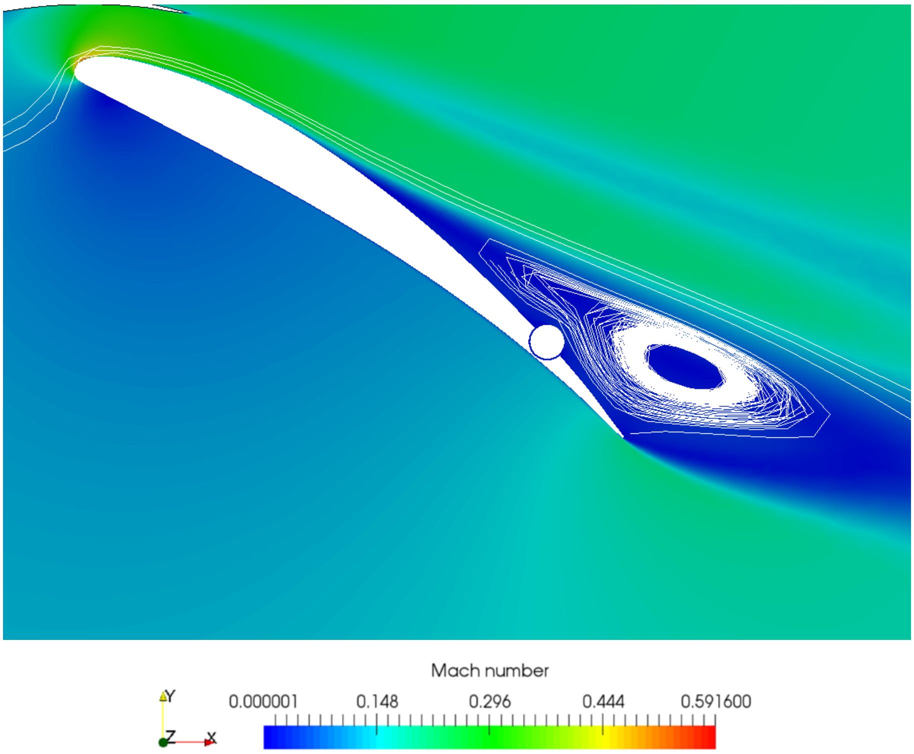


図4.6　V_ratio=0でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α =2)

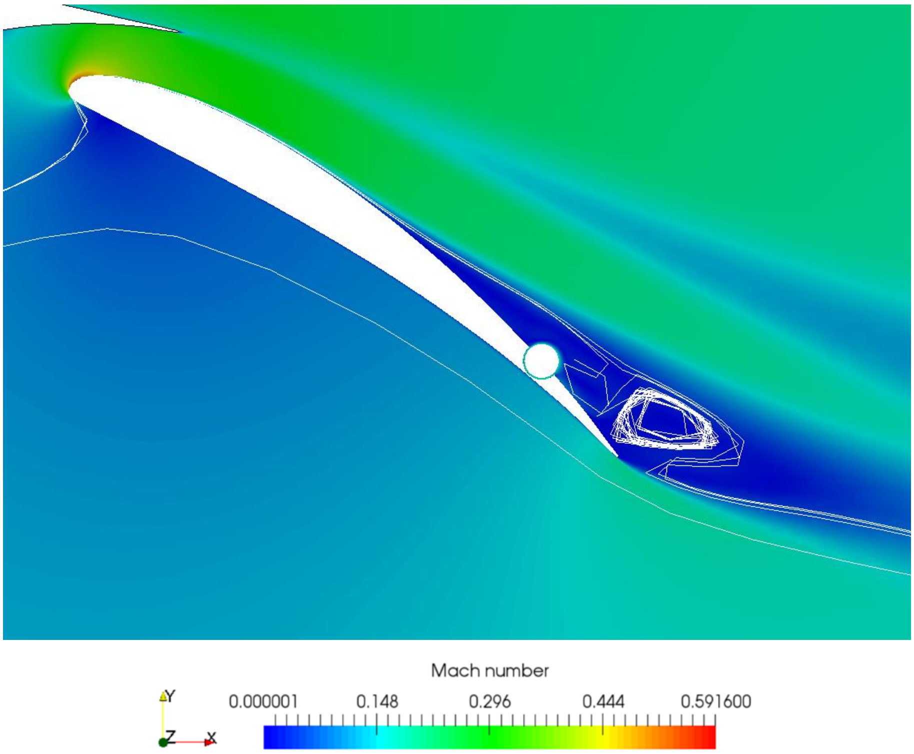


図4.7　V_ratio=1でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線（α=2）

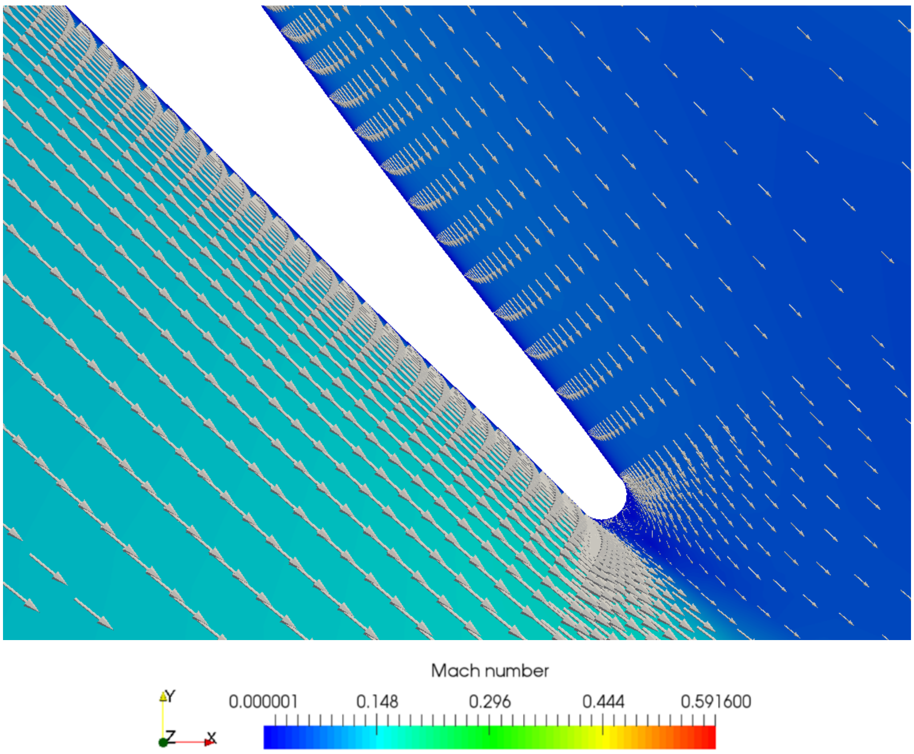
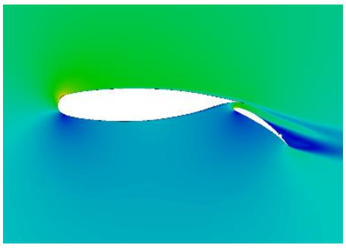
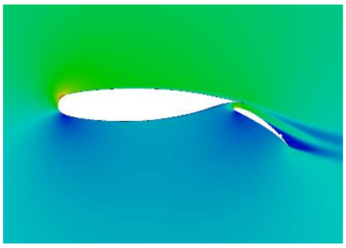
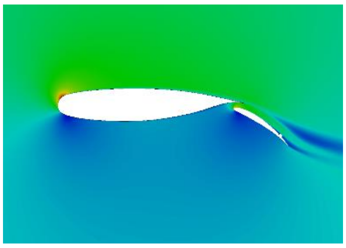


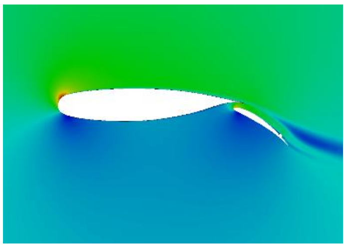
図4.8　V_ratio=2でのフラップ後縁近傍のマッハ数分布及び速度ベクトル（α=2）

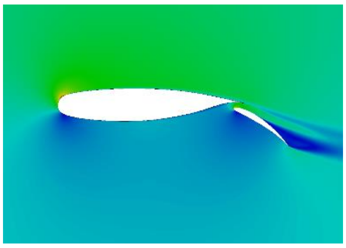
図4.9にα=4でのそれぞれのケースでのマッハ数分布を示す．(a)(b)ではフラップ上方に低マッハ領域が広がっており，V_ratio を上昇させると低マッハ領域が減少していくことが確認できる．そして(d)では低マッハ領域がほぼ解消されている．こちらも同様に円筒設置時の低マッハ領域が確認できた(a)(b)(c)について剥離の有無を調査する．図4.10は(a)でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線である．図より(a)では円筒上方に剥離渦が生じていることが確認できる．図4.11は(b)でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線であり，(a)のときと比較して低マッハ領域は減少しているが剥離渦がまだ残っていることが分かる．図4.12は(c)でのフラップ周辺で最もマッハ数の低い領域の後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルである．図より剥離渦が解消されフラップ後縁まで壁面に沿った流れが存在することが分かる．


(a)V_ratio=0


(b)V_ratio=1


(c)V_ratio=2


(d)V_ratio=3


(e)円筒未設置

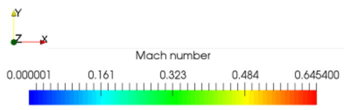


図4.9　α=4でのマッハ数分布

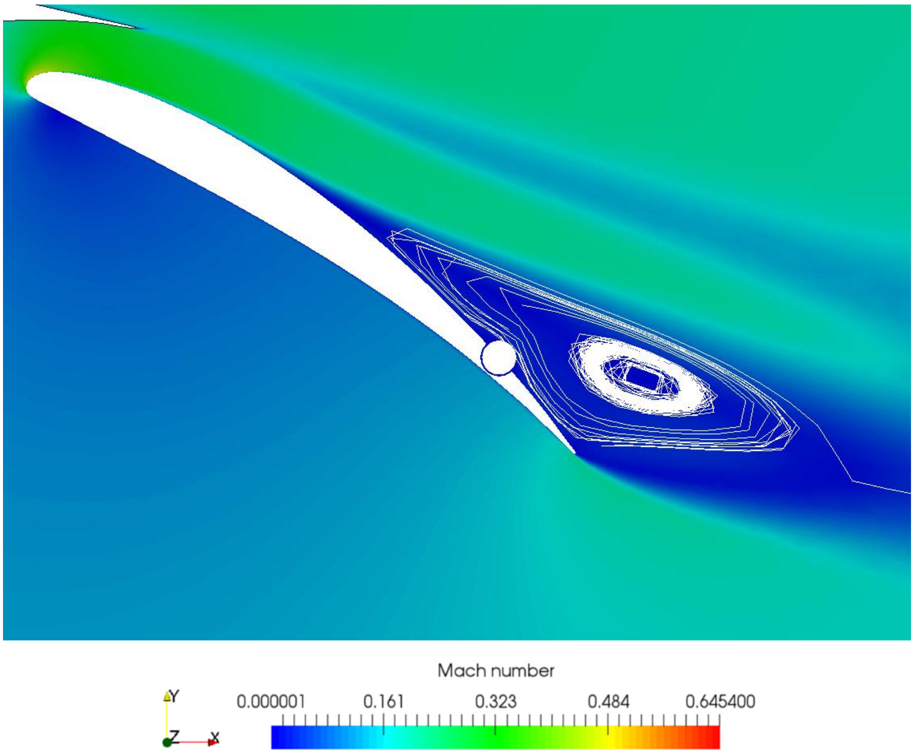


図4.10　V_ratio=0でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線（α=4）

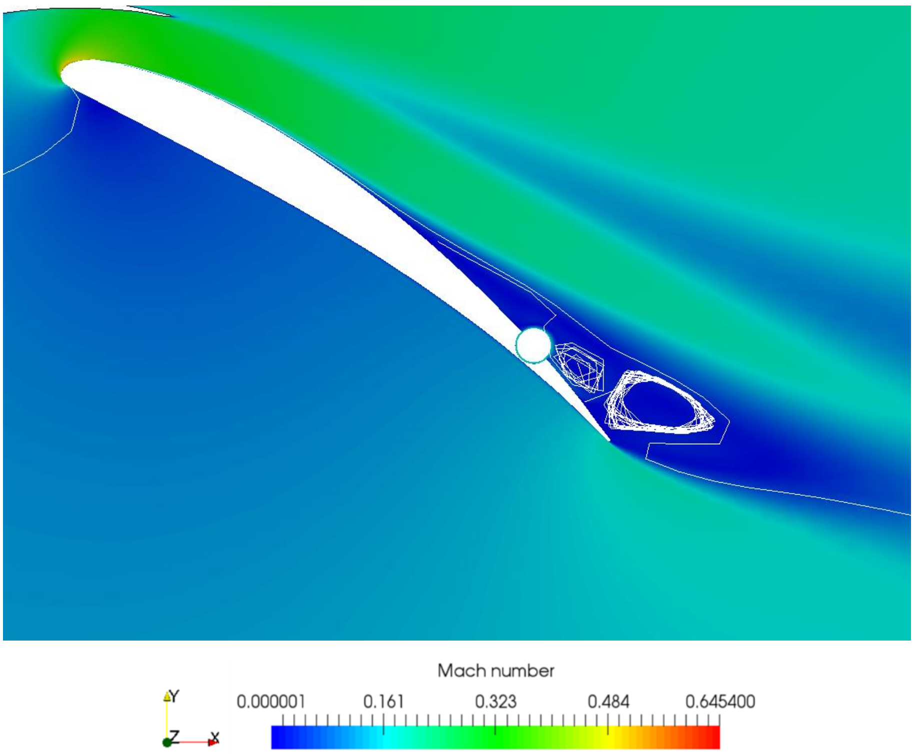


図4.11　V_ratio=1でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線（α=4）

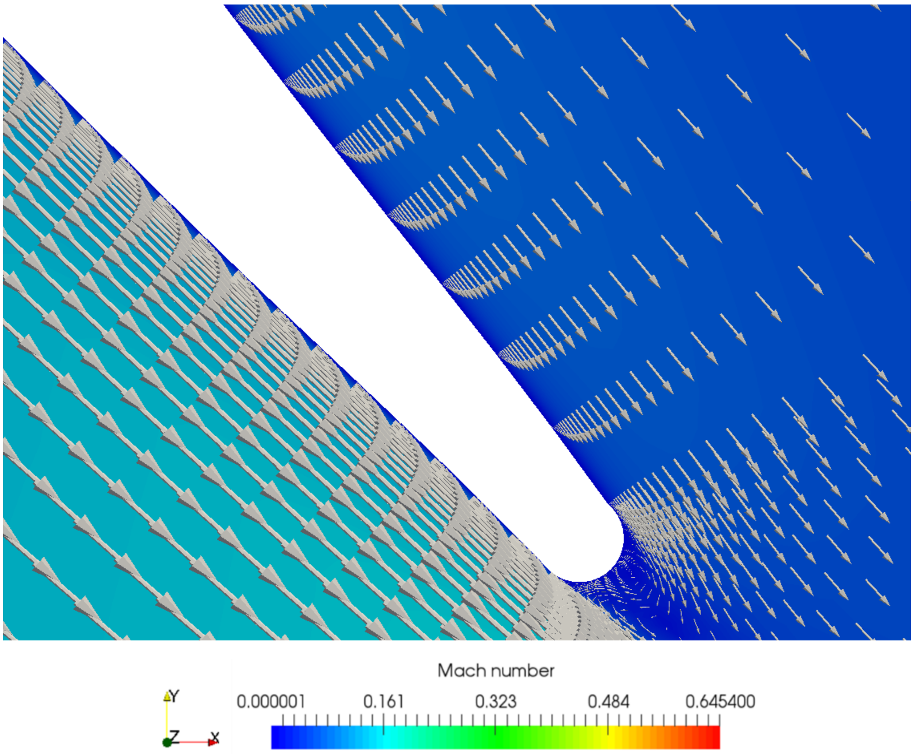
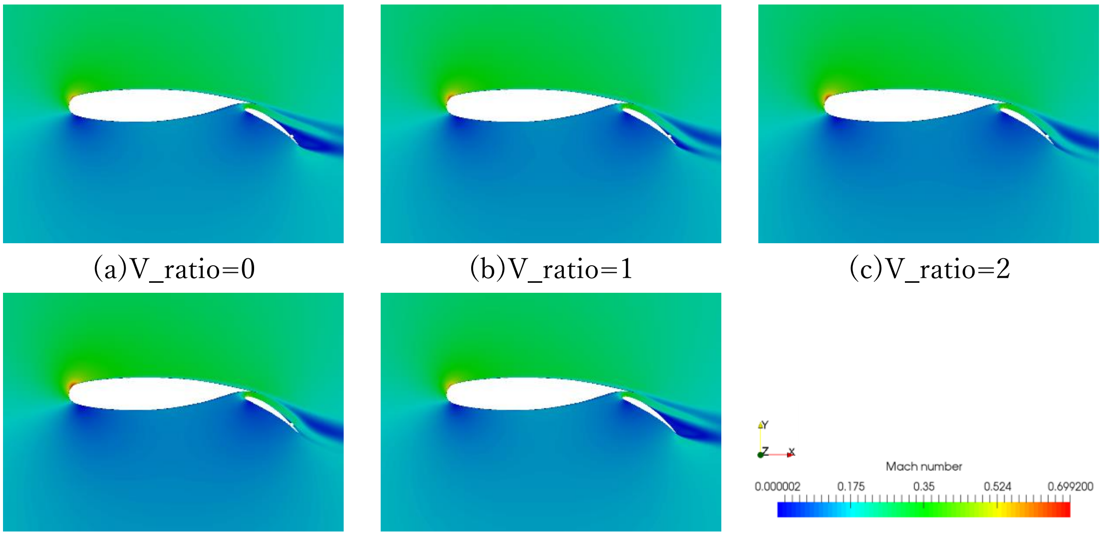


図4.12　V_ratio=2でのフラップ後縁のマッハ数分布と速度ベクトル(α =4)

図4.13に α =6で各ケースでのマッハ数分布を示す．(a)ではフラップ上面に低マッハ領域が広がっているが(b)では低マッハ領域が大きく減少し(c)(d)ではほとんど見られなくなっていることが分かる．(a)でのフラップ上方のマッハ数分布と流線を図4.14に示す．円筒上方に剥離渦が確認できる．図4.15は(b)でのフラップ近傍のマッハ数分布に流線を分布させている図であり(a)の時に生じていた円筒上方の剥離渦は解消することができた．しかし，図4.16ではフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルを分布させており，それによると後縁の直前では小さな剥離が存在することが分かる．図4.17では(c)でのフラップ後縁でのマッハ数分布と速度ベクトルを図示しており，図より(b)では解消しきれなかった小さな剥離も解消することができたことが分かる．



(a)V_ratio=0　(b)V_ratio=1　(c)V_ratio=2

(d)V_ratio=3　(e)円筒未設置

図4.13　α =6でのマッハ数分布

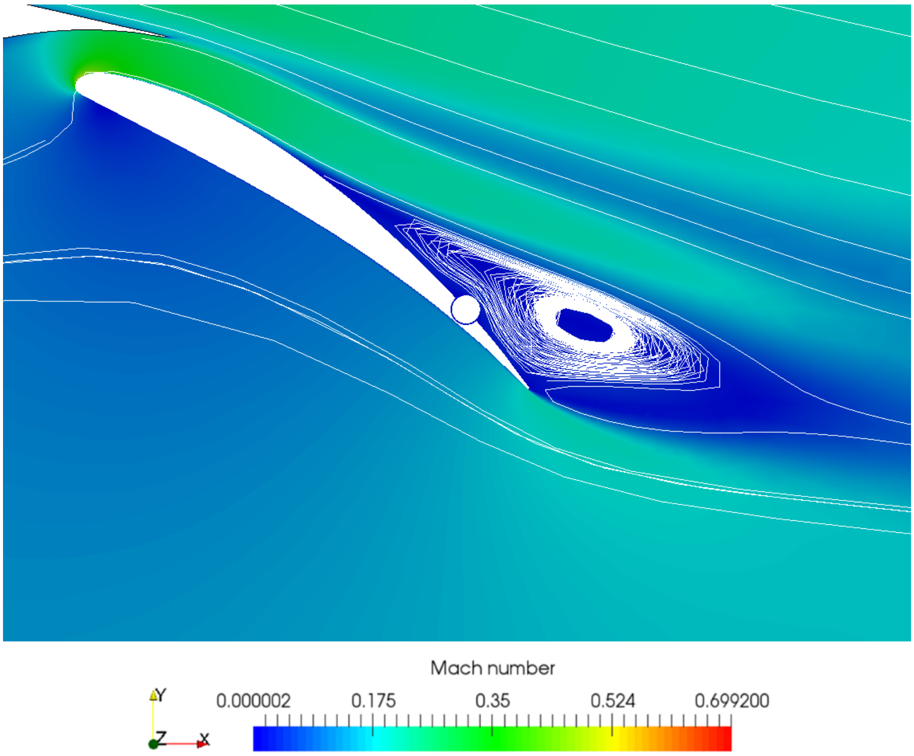


図4.14　V_ratio=0でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α =6)

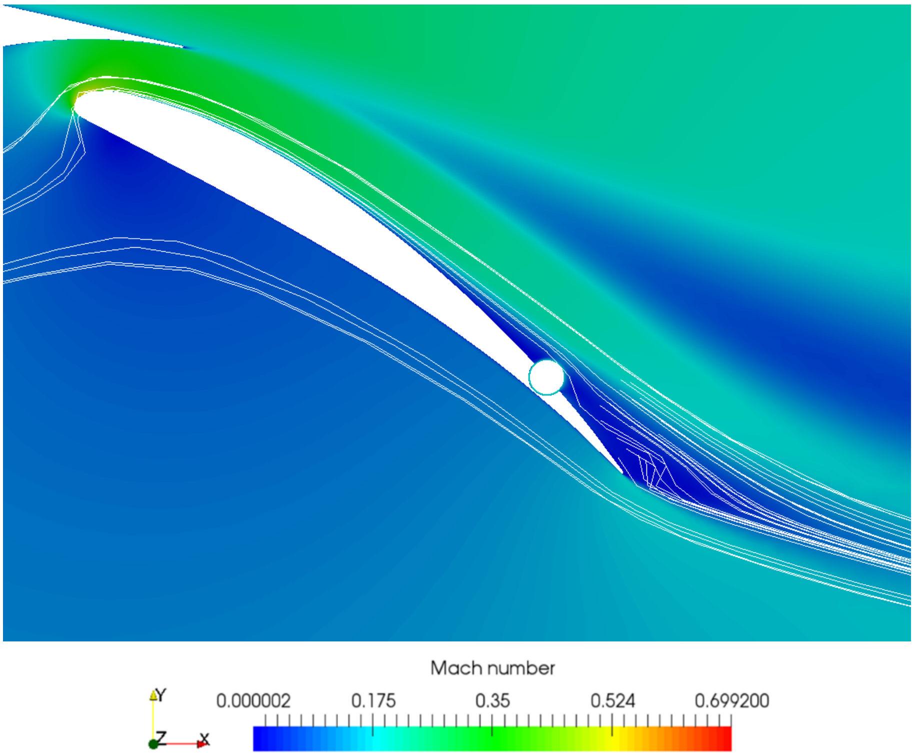


図4.15　V_ratio=1でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α=6)

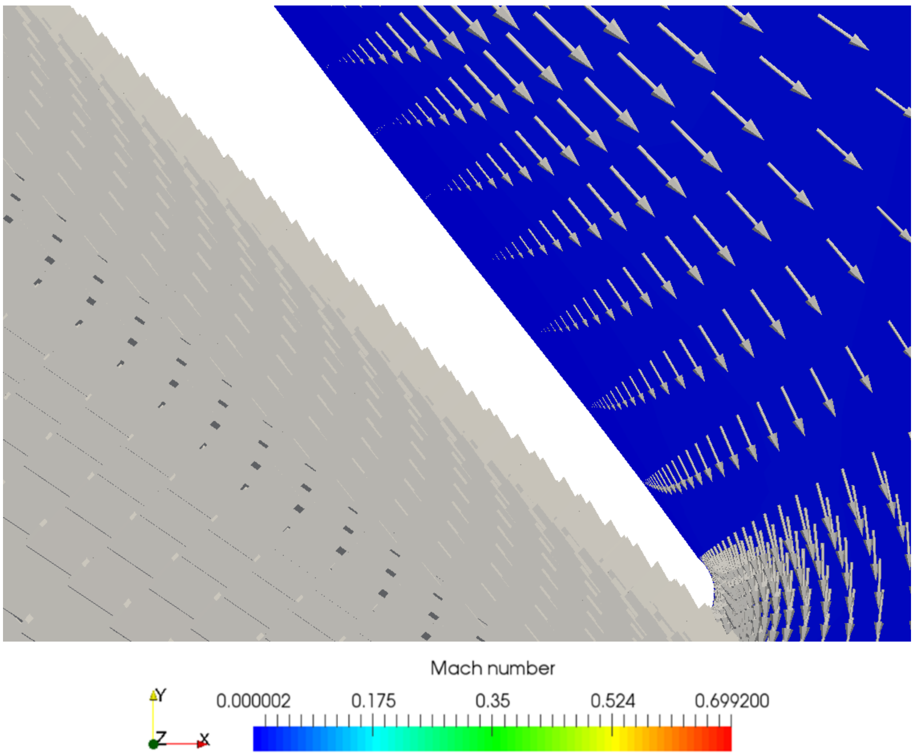


図4.16　V_ratio=1でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=6)

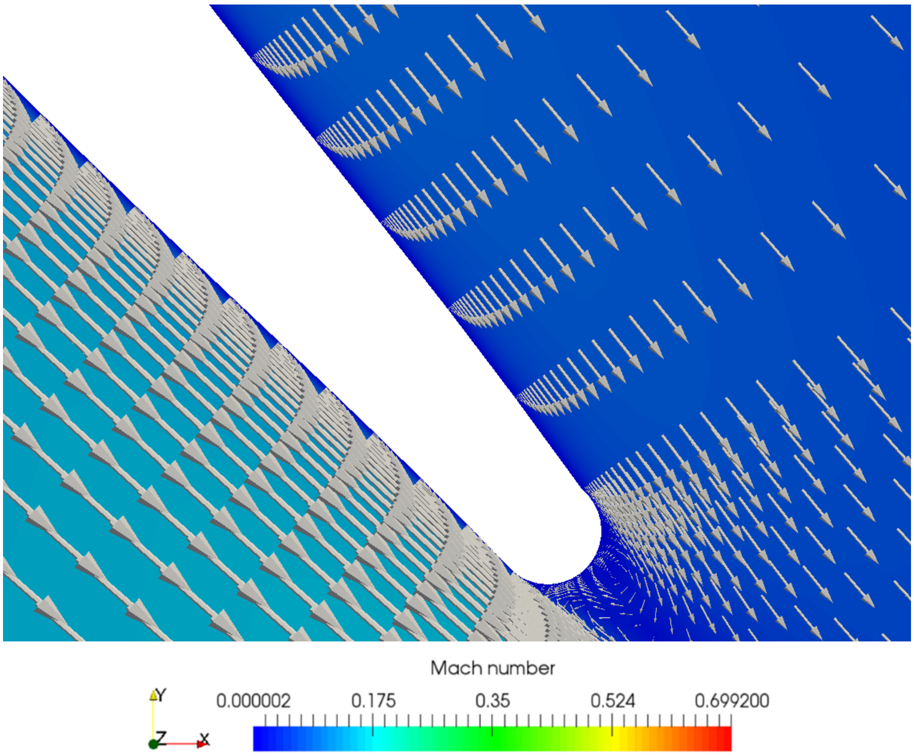
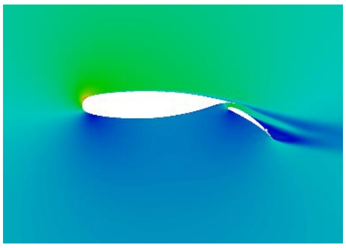
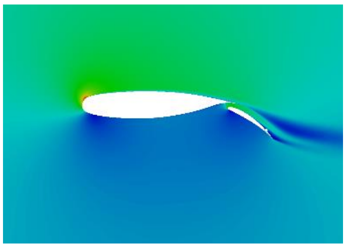


図4.17　V_ratio=2でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α =6)

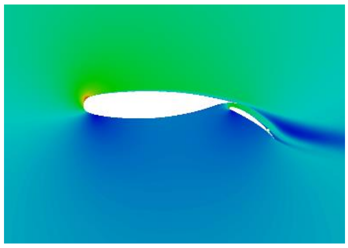
図4.18では α =8でのマッハ数分布を示している．図では(a)でフラップ上方に広い低マッハ領域が存在しているが(b)ではそれが大きく減少し(c)(d)ではほとんど見られなくなっていることが分かる．図4.19は(a)でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線であり円筒上方に剥離渦が確認できる．図4.20では(b)でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線から円筒上方の剥離渦が解消されていることが分かる．図4.21は(b)でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルであるが，後縁付近では小さな剥離渦が存在している．図4.22は(c)での後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルである．図より(b)の時に解消しきれなかった小さな剥離を完全に解消することができた．



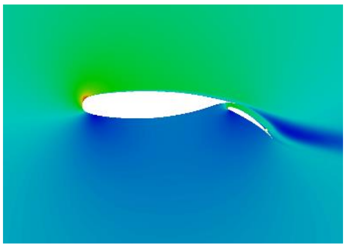
(a)V_ratio=0



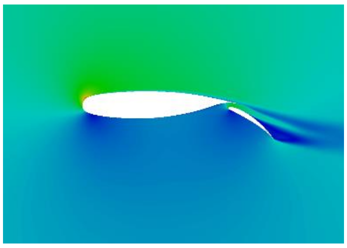
(b)V_ratio=1



(c)V_ratio=2



(d)V_ratio=3



(e)円筒未設置

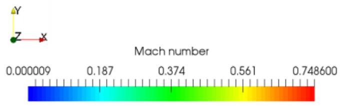


図4.18　α =8でのマッハ数分布

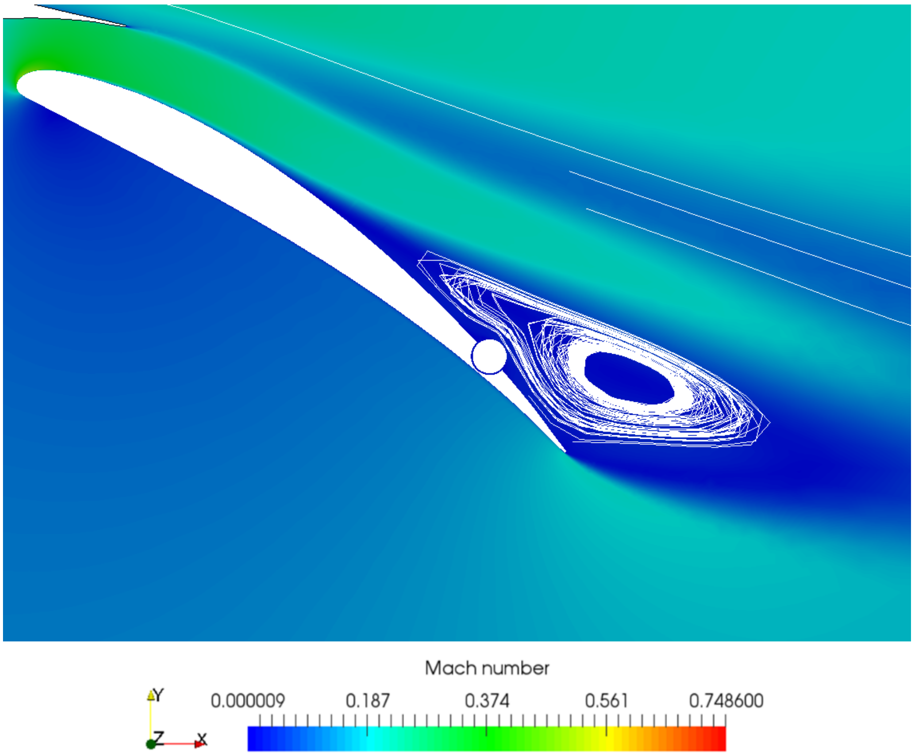


図4.19　V_ratio=0でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α =8)

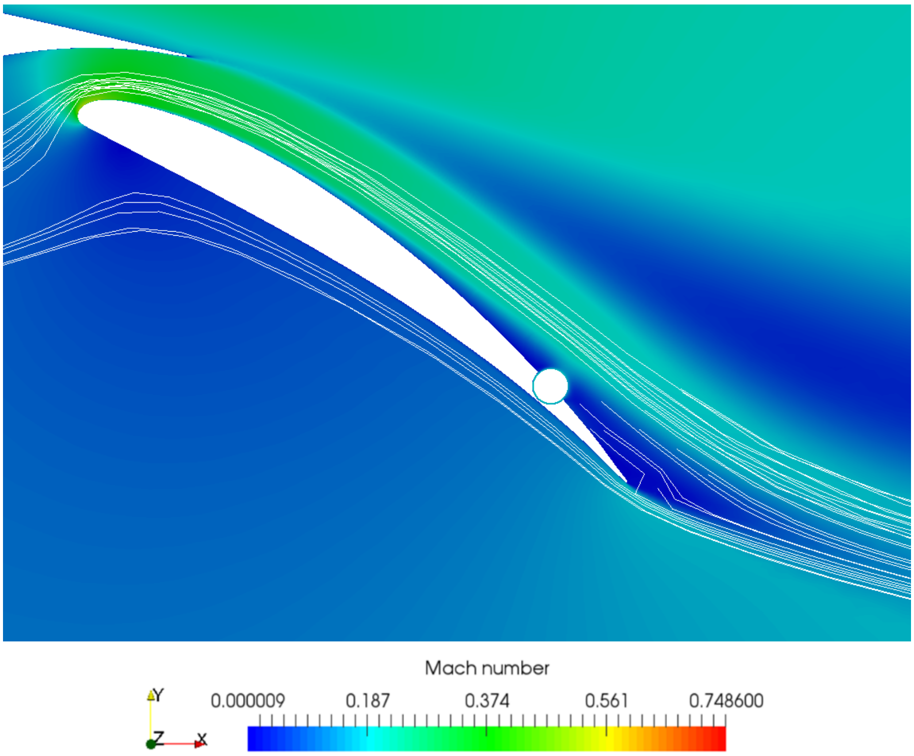


図4.20　V_ratio=1でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α=8)

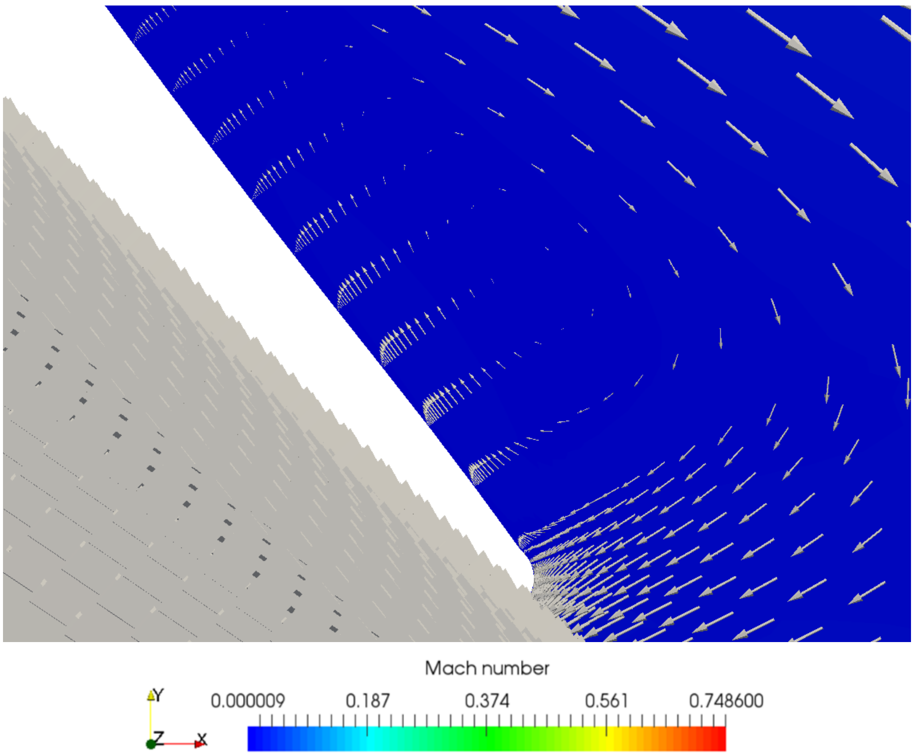


図4.21　V_ratio=1でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=8)

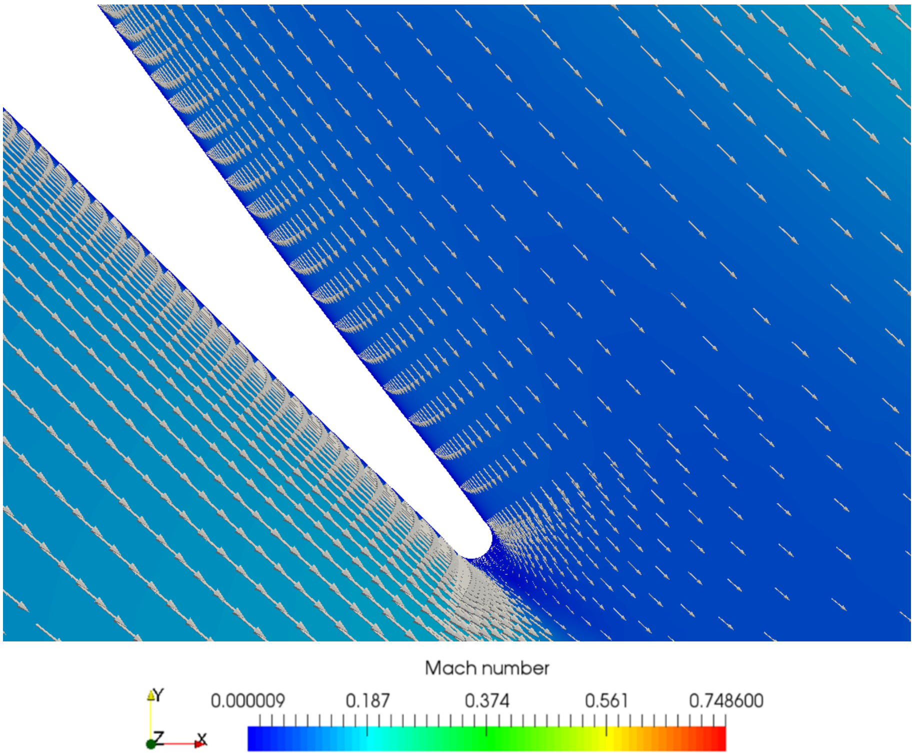
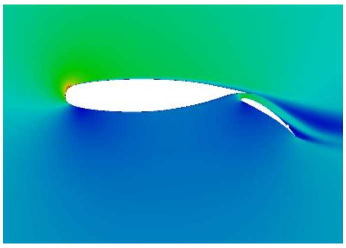
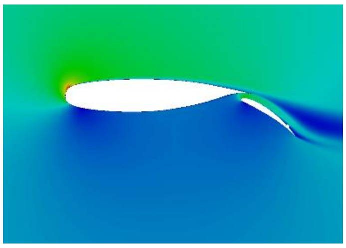


図4.22　V_ratio=2でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=8)

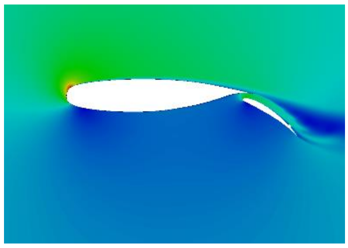
図4.23はα=10でのマッハ数分布である．　どのケースもフラップ上面の低マッハ領域は小さいことが分かる．図4.24の(a)でのフラップ後縁のマッハ数分布及び流線の分布から，低マッハ領域は小さいがフラップ後縁では剥離が生じていたことが分かる．またα=0に関しては円筒未設置の(e)においても低マッハ領域が小さいため確認のために図4.25に(e)のフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルを示している．この図から円筒を設置していない状態でもフラップ後縁では剥離していたことが分かる．図4.26は(b)でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトルである．フラップ後縁では小さな剥離を生じているが図4.27の(c)でのマッハ数分布と速度ベクトルでは剥離を解消できていることが確認できる．



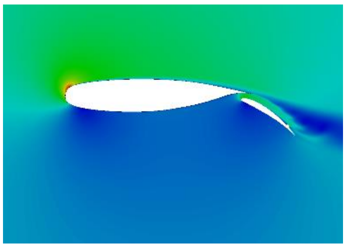
(a)V_ratio=0



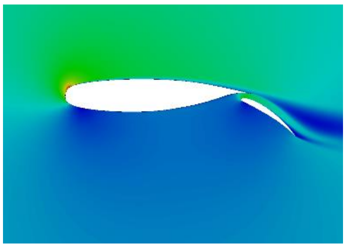
(b)V_ratio=1



(c)V_ratio=2



(d)V_ratio=3



(e)円筒未設置

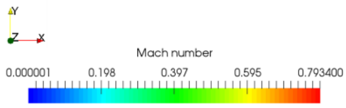


図4.23　α=10でのマッハ数分布

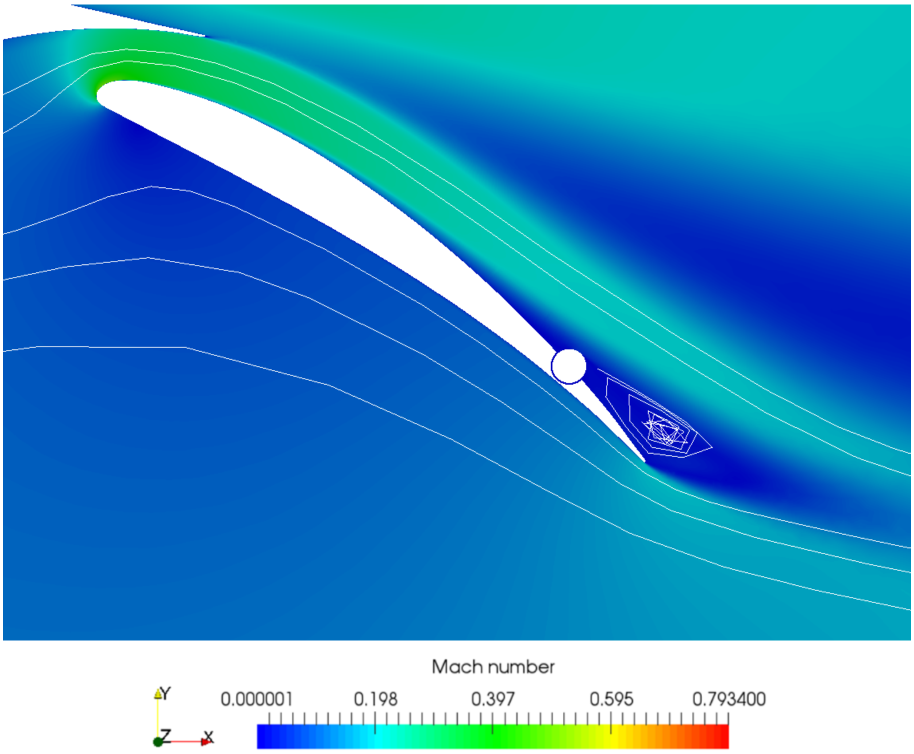


図4.24　V_ratio=0でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と流線(α=10)

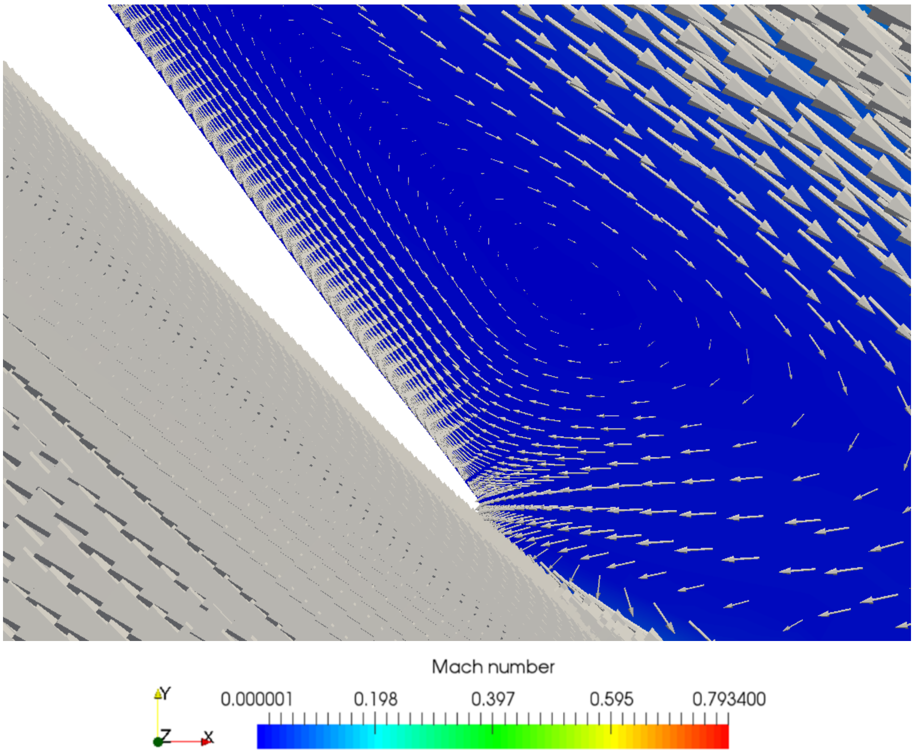


図4.25　円筒未設置時のフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=10)

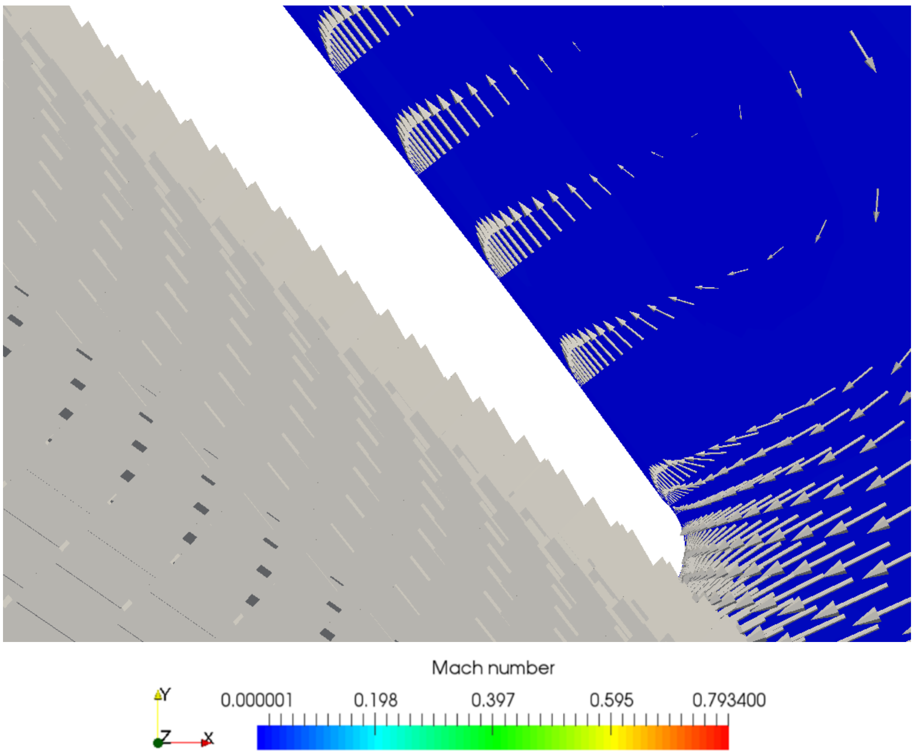


図4.26　V_ratio=1でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=10)

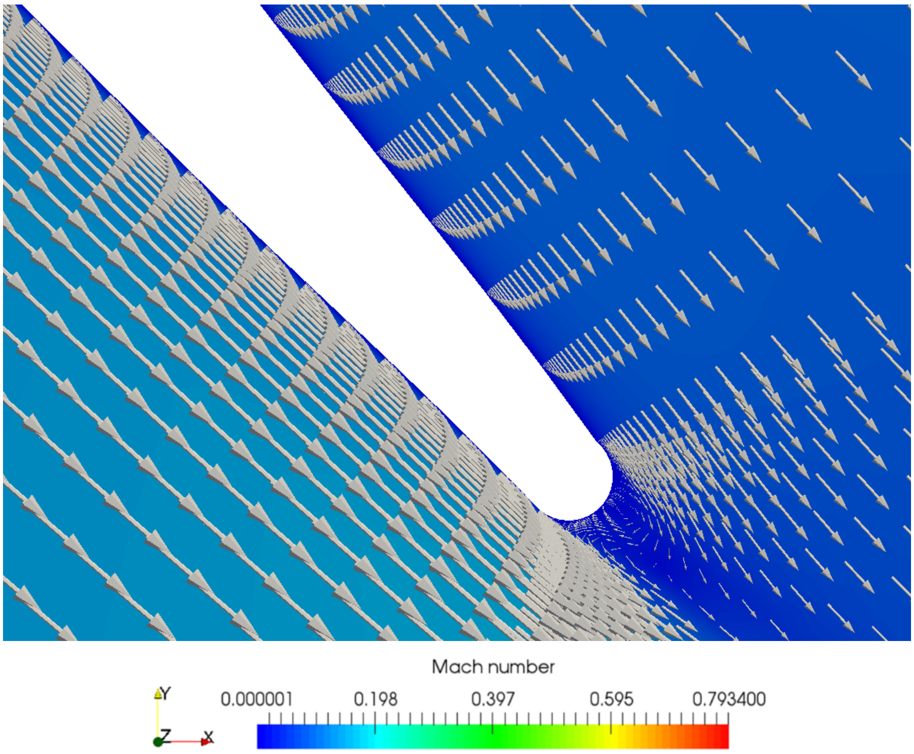
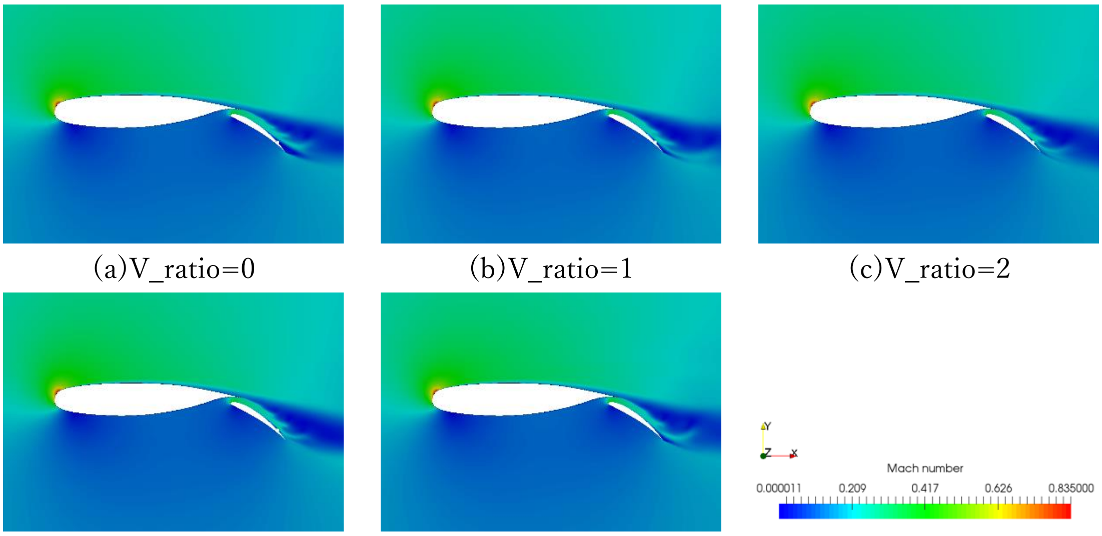


図4.27　V_ratio=2でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=10)

図4.28はα=12でのマッハ数分布である．どのケースにおいても低マッハ領域はフラップ近傍の小さな領域にとどまっている．図4.29は(a)でのフラップ後縁近傍のマッハ数分布と流線であり小さな剥離渦が存在していることが分かる．さらに母翼の粘性により遅くなった母翼後流と母翼とフラップ間を流れる早い流れとのせん断によりケルビン・ヘルムホルツ不安定が確認できる．図4.30は(e)でのフラップ後縁のマッハ数分布と速度ベクトルである．この図から円筒を設置していない状態でもフラップ上で剥離が生じていたことが分かる．図4.31は(b)でのフラップ後縁近傍のマッハ数分布とベクトル分布であり小さな剥離が生じている．図4.32では(c)でのフラップ後縁近傍のマッハ数分布と速度ベクトルであり後縁に生じた剥離を完全に解消することができた．



(a)V_ratio=0　(b)V_ratio=1　(c)V_ratio=2
(d)V_ratio=3　(e)円筒未設置

図4.28　α =12でのマッハ数分布

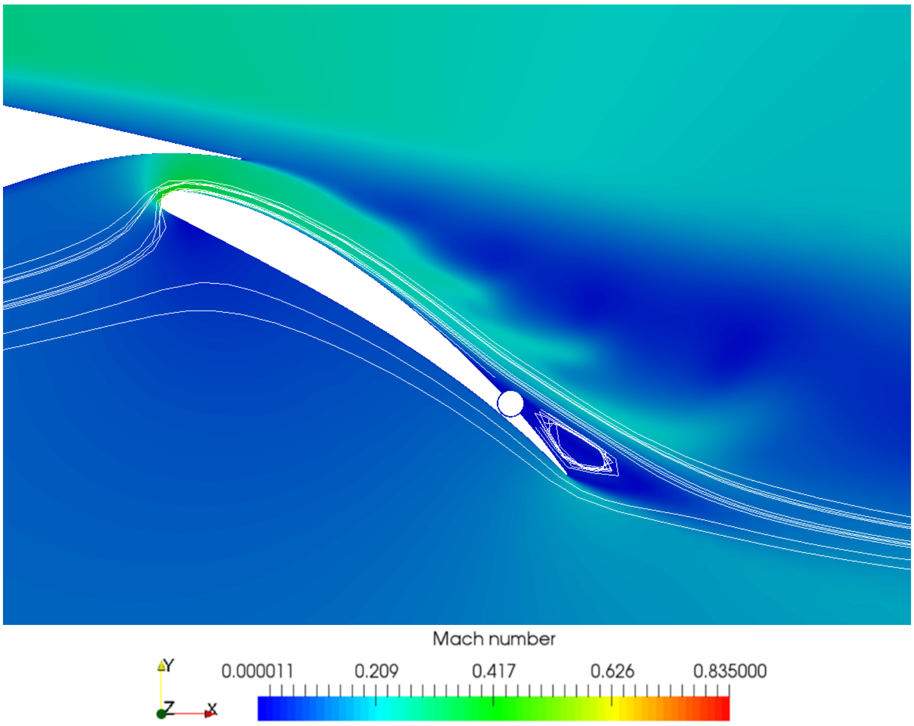


図4.29　V_ratio=0でのフラップ近傍のマッハ数分布と流線(α =12)

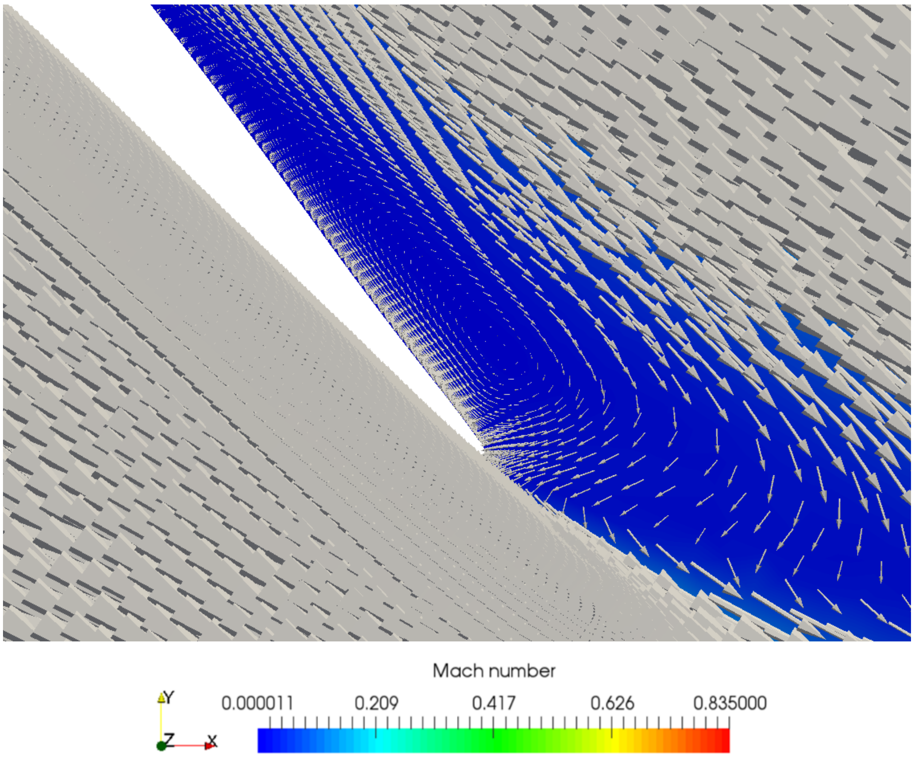


図4.30　円筒未設置時のフラップ後縁のマッハ数分布と速度ベクトル(α=12)

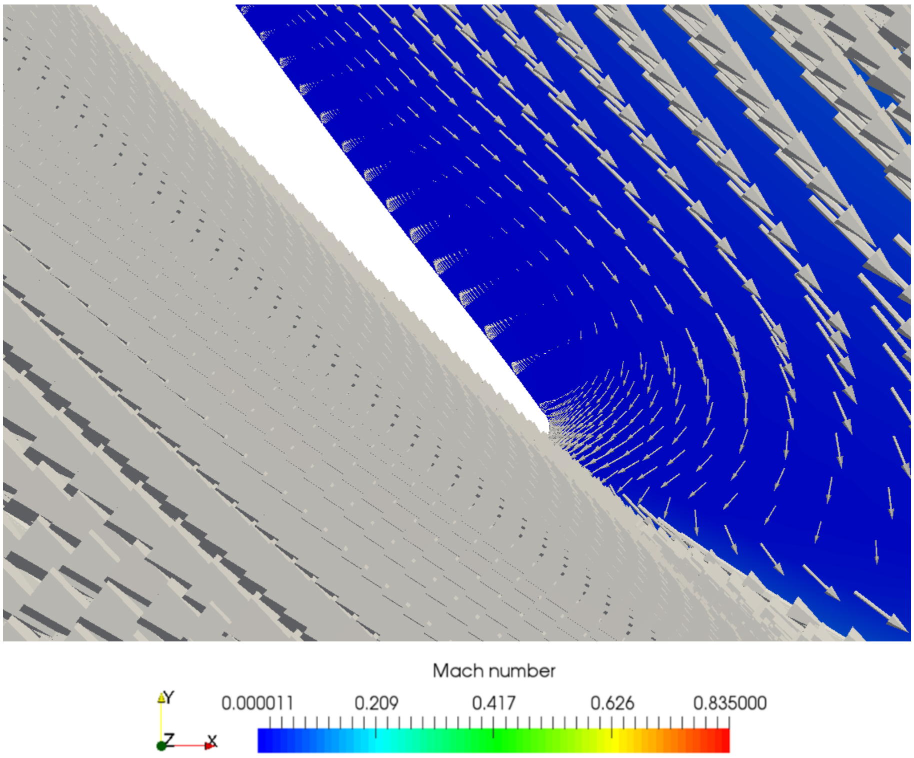


図4.31　V_ratio=1でのフラップ後縁近傍のマッハ数分布と速度ベクトル(α=12)

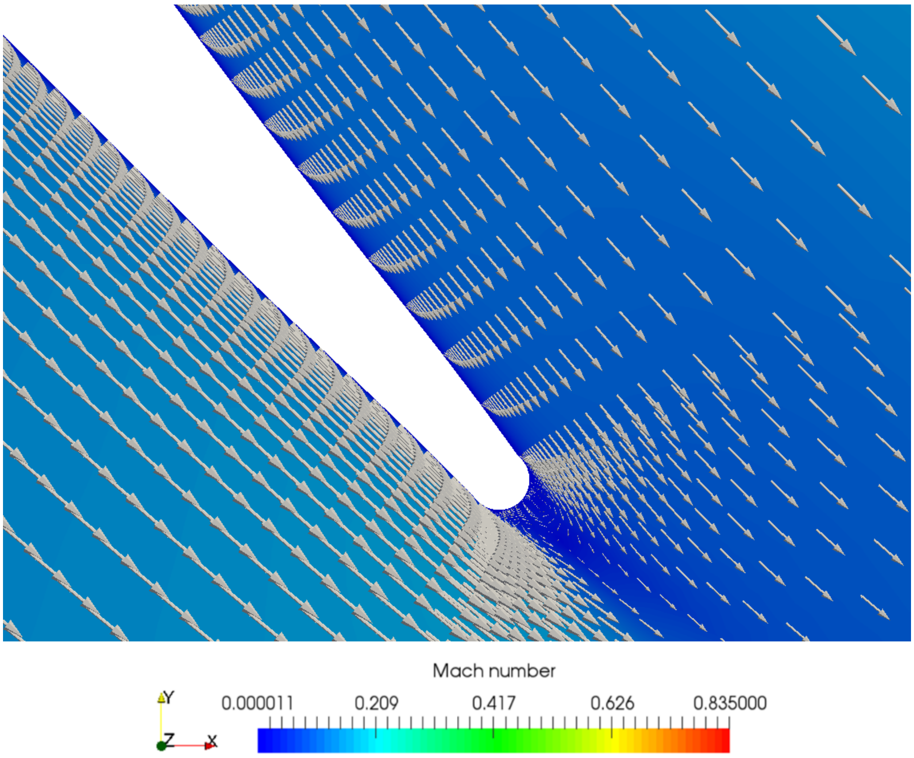


図4.32　V_ratio=2でのフラップ後縁付近のマッハ数分布と速度ベクトル(α=12)

図4.33ではα=14でのマッハ数分布を示している．どのケースにおいても母翼側で前縁剥離が生じてしまっている．

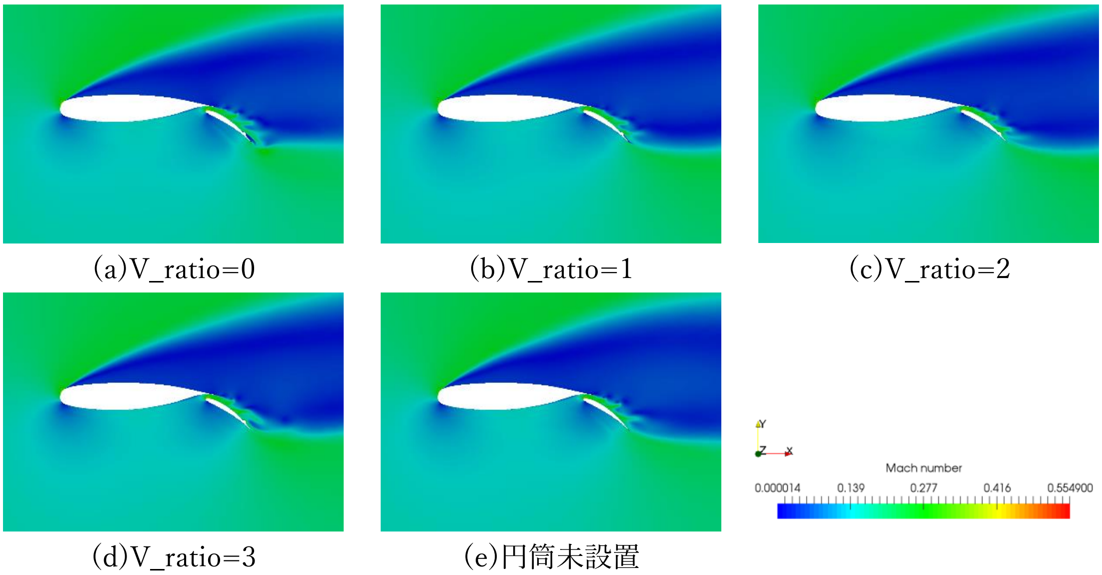


図4.33　α=14でのマッハ数分布

α=2~12でのマッハ数分布，流線，速度ベクトルの結果から円筒を回転させることで，比較的低い迎角の時に生じていた円筒上方の剥離渦を解消できることに加えて，回転速度を上昇させると後縁付近に生じた小さな剥離渦も取り除くことができることが分かった．しかしα=14では母翼から前縁剥離してしまい今回調査した回転速度ではその前縁剥離を制御することはできなかった．

次にフラップ周辺の流れを制御したことによる空力性能への影響について言及する．図4.34に母翼とフラップを合わせた揚力係数Clと迎角αの関係を表すCl-α線図を示す．図より，V_ratioを増加させることで揚力が増加することが分かる．前縁剥離をしたα=14のケースを除いた各迎角の母翼のCp線図を図4.35に，フラップのCp線図を図4.36に示す．図より揚力の増加は母翼とフラップ両方に起きていることが分かった．α=4の時の母翼上面の30%，50%，80%位置の翼壁面に垂直な面でのマッハ数分布を図4.37に示す．図からV_ratioの増加は母翼上面の流れを加速させていたことが分かる．母翼上面では動圧が上昇し静圧が低下したことで母翼の揚力が増加したと考えられる．流れを加速させた要因について言及する．図4.38はα=4でのV_ratioの違いによる円筒周辺のCp分布にカラーバーの範囲を50等分した等高線を分布させた図である．図よりV_ratioが増加するほどフラップ上面の低圧領域が広がっておりV_ratio=2とV_ratio=3ではよく似た分布をしていることが分かる．この傾向は図4.35のα=4でのV_ratio=2とV_ratio=3で揚力の増加量が少ない傾向と一致する．このことから，この低圧領域により母翼上面の逆圧力勾配を弱め，流れを加速させたと考える．また，この低圧領域の拡大はフラップの揚力増加にも貢献している．図4.39はα=4でのフラップ上面の前縁から30%，50%，80%位置の翼壁面に垂直な面のマッハ数分布である．y=0付近の低マッハ領域は母翼の後流であり母翼壁面の粘性により減速または渦生成により乱れた流れである．図よりフラップ上面でも流れが加速し，揚力をより獲得できたことが分かる．

また，図4.34中のα=2，4のV_ratio=1のケースは他の速度比と若干異なる傾向がみられる．この原因として，フラップ上面の剥離渦の有無が関係していると考える．図4.7と図4.11よりフラップ上方の剥離は解消されないままであった．そして図4.38のV_ratio=1のCp分布から渦が残っていると低圧領域がV_ratio=2や3と比べ広がっていない．逆圧力勾配を弱めることができなかったため図4.37，4.39のV_ratio=1の分布のように加速が弱まり他の速度比と異なる傾向が得られた．

円筒未設置時とV_ratio=0は近い傾向にあるため円筒を設置することによる揚力の低下はほとんど無いと言える．

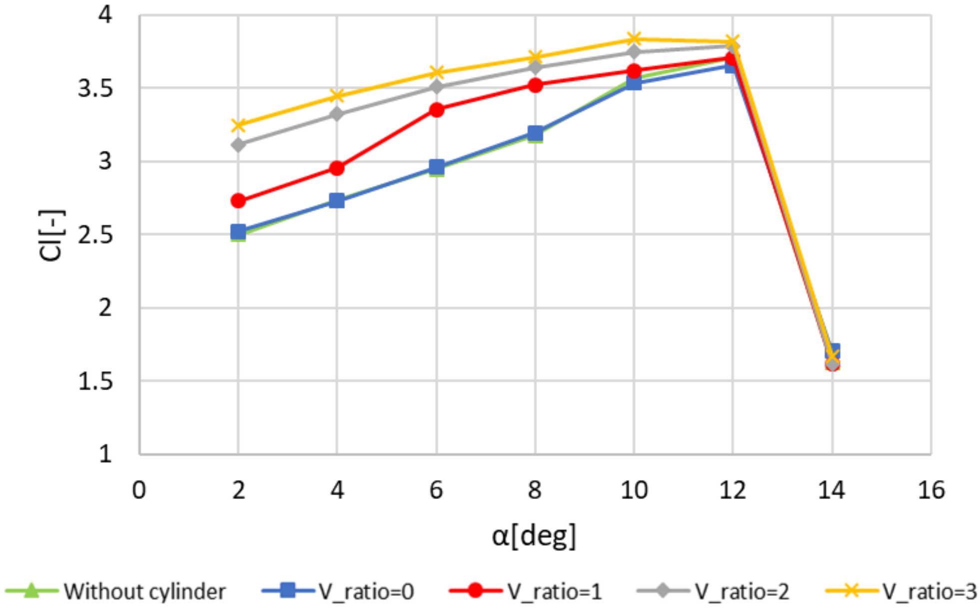
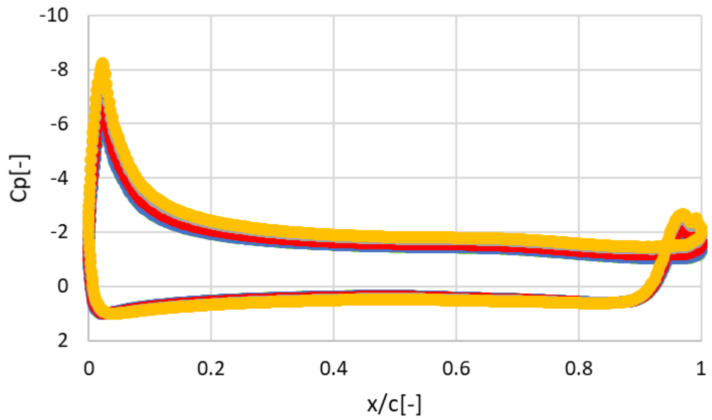
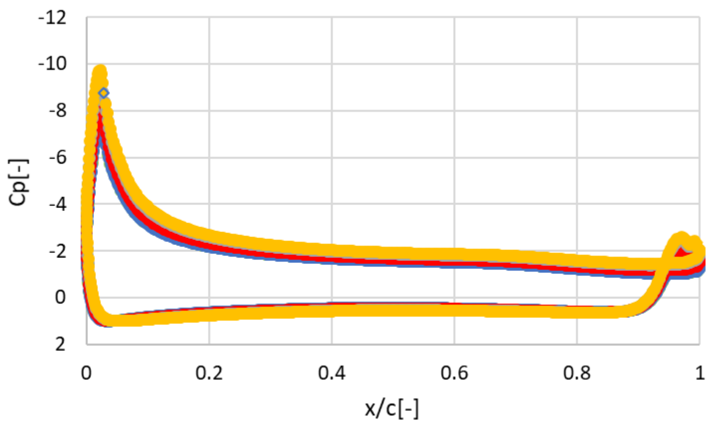


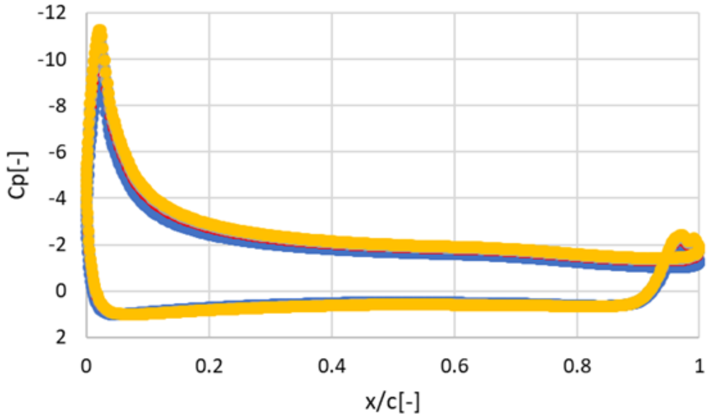
図4.34　V_ratio ごとの Cl- α 線図



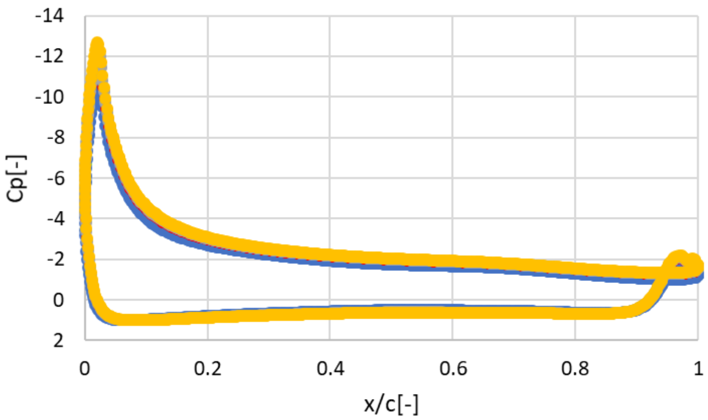
（ i ） α =2



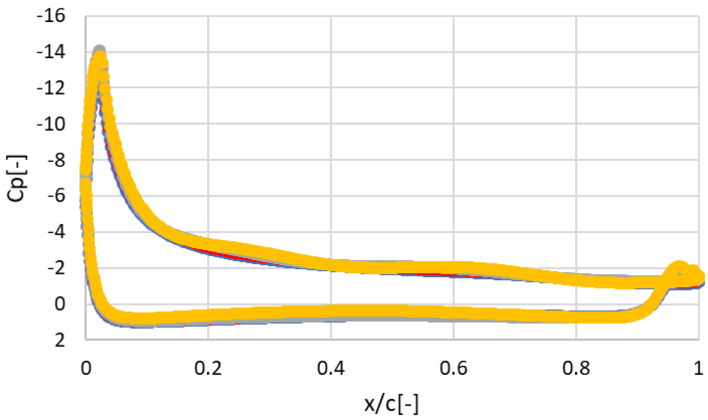
（ ii ） α =4



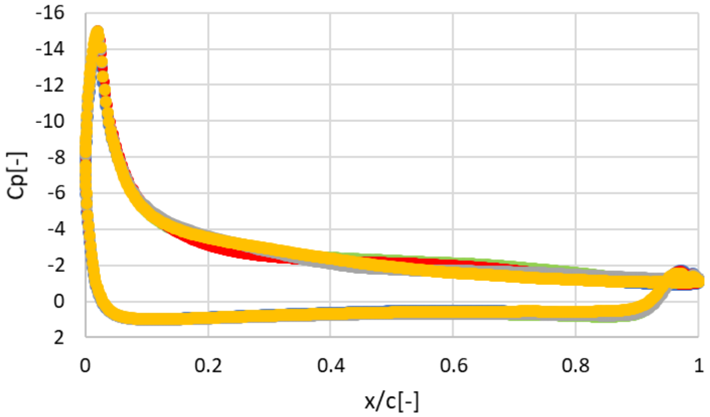
（iii） α =6



（iv）α =8



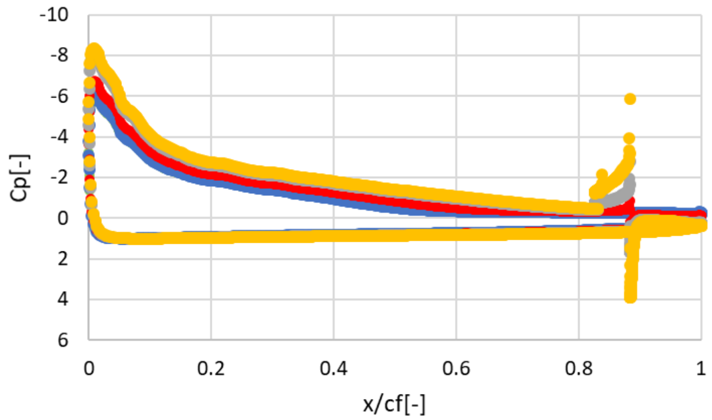
（v） α =10



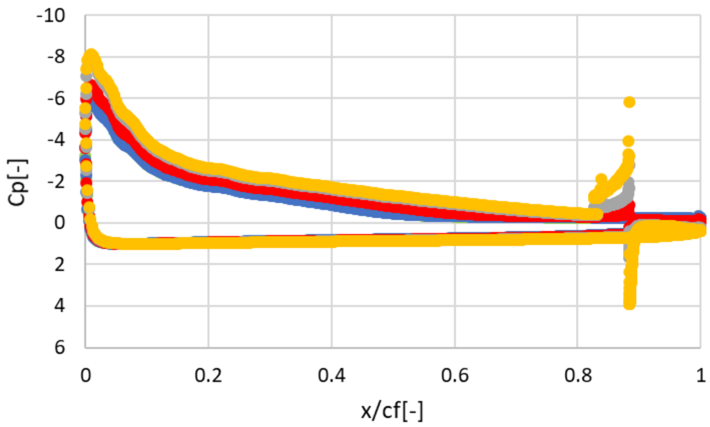
（vi） α =12

Without cylinder　V_ratio=0　V_ratio=1　V_ratio=2　V_ratio=3

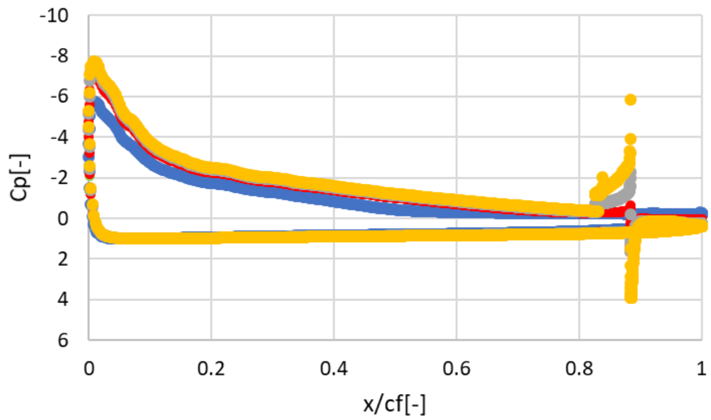
図4.35 各迎角での母翼の Cp 線図



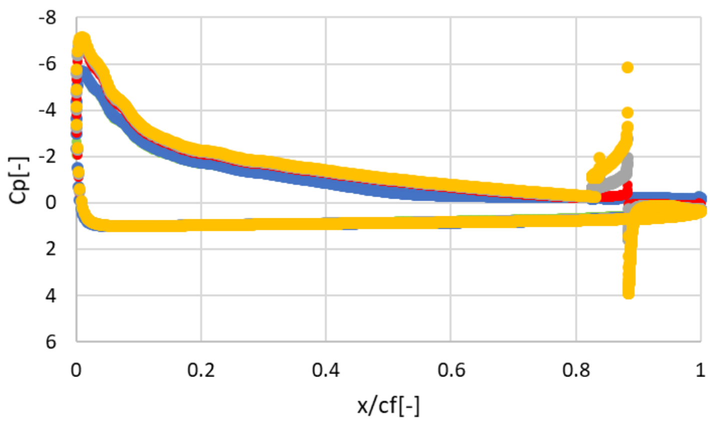
（ i ） α =2



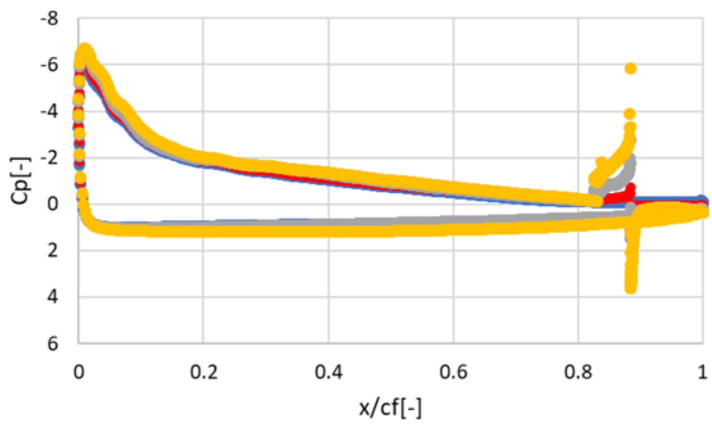
（ ii ） α =4



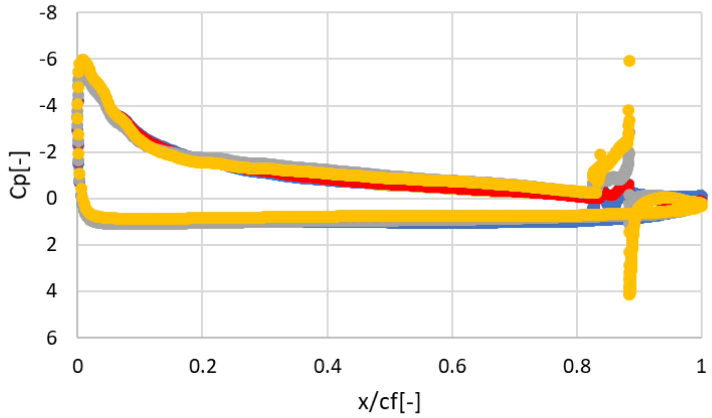
（iii） $\alpha = 6$



（iv） $\alpha = 8$



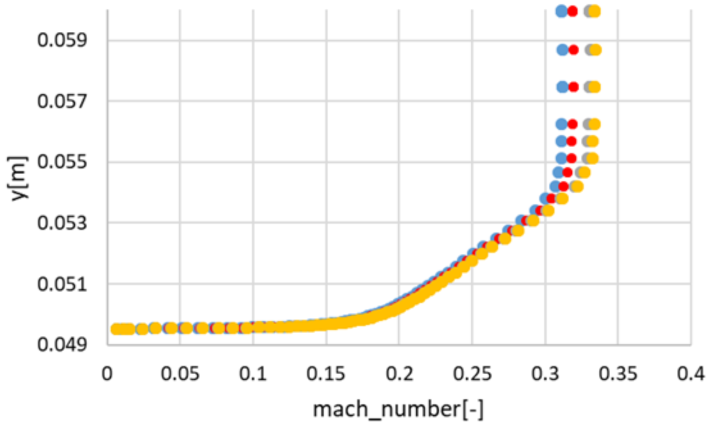
（v） $\alpha = 10$



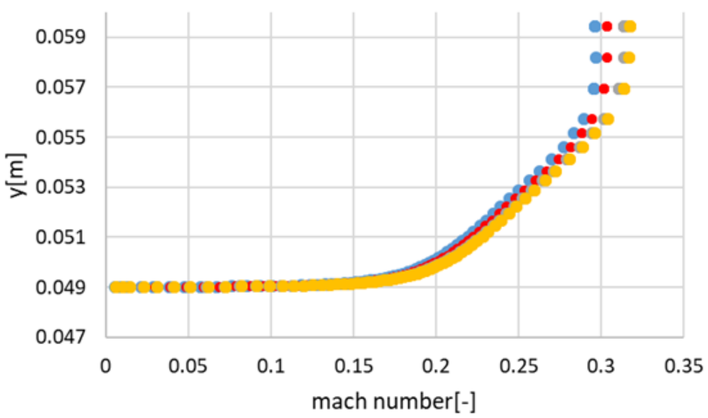
（vi） $\alpha=12$

Without cylinder　V_ratio=0　V_ratio=1　V_ratio=2　V_ratio=3

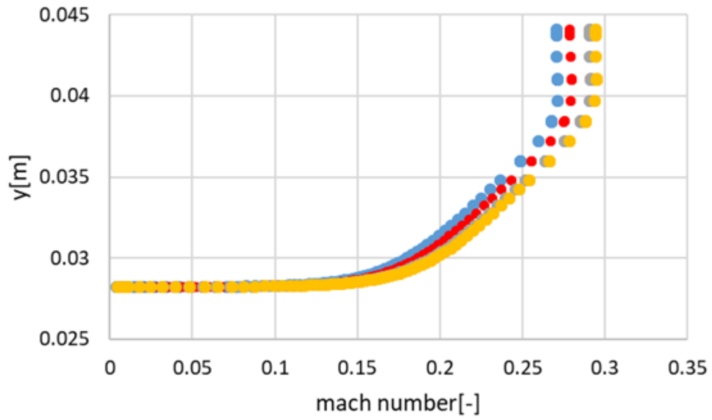
図4.36 各迎角でのフラップの Cp 線図



(a) 母翼前縁から 30%位置



(b) 母翼前縁から 50%位置



（c）母翼前縁から 80%位置

● V_ratio=0 ● V_ratio=1 ● V_ratio=2 ● V_ratio=3

図4.37 母翼近傍のマッハ数分布

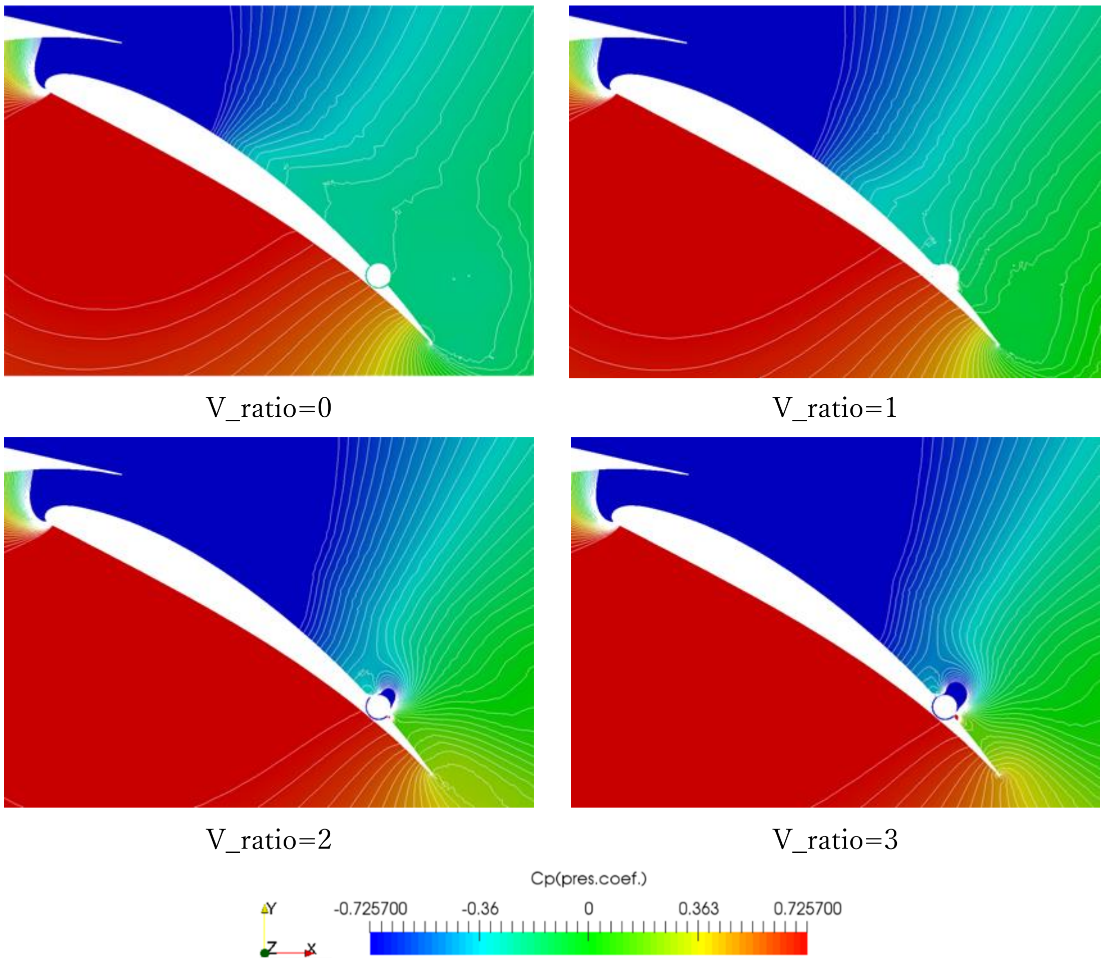
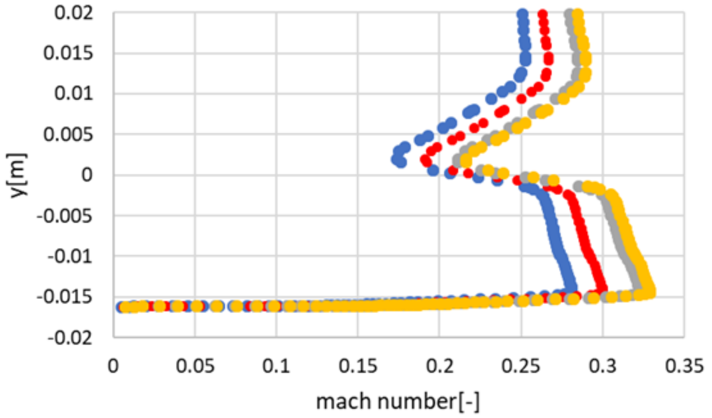
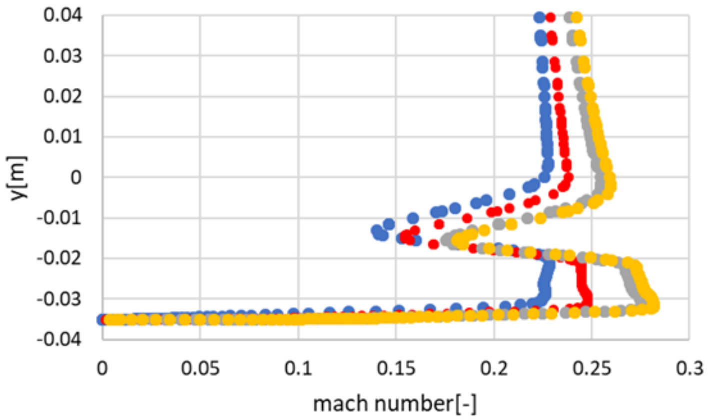


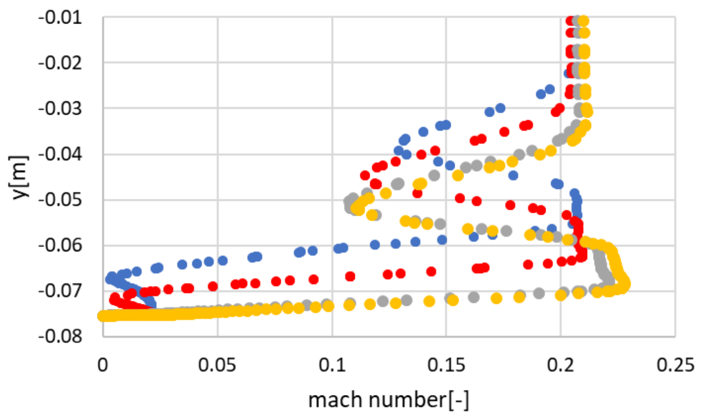
図4.38　α =4での円筒近傍の Cp 分布



（a）フラップ前縁から 30%位置



（b）フラップ前縁から 50%



（b）フラップ前縁から 80%

V_ratio=0　V_ratio=1　V_ratio=2　V_ratio=3

図4.39　各位置でのフラップ近傍のマッハ数分布

図 4.40 に母翼とフラップを合わせた抗力係数 Cd と迎角 α との関係を表す Cd-α 線図を示す．図より V_ratio が上昇すると α=2 から 8 では抗力が低下しているが α=10，12 では抗力に変化は見られない．これにはフラップ上面の剥離渦の有無が関係している．図 4.5, 4.9, 4.13, 4.18 のそれぞれの(a)より，円筒を覆うように低マッハ領域が広がり図 4.6, 4.10, 4.12，4.18 からそこには剥離渦があることが確認できる．そして円筒を回転させることで剥離渦を解消できた．対して α=10, 12 では図 4.23, 4.28 より低マッハ領域は小さく，図 4.24, 4.29 から円筒後方に渦があり回転により解消できた．このことから二つの違いは剥離渦の大きさであり，円筒上方の剥離渦を取り除くことができれば抗力を減少させることができる．

また，V_ratio=1 で α=2，4 の Cd 値の傾向が他の速度比と異なっている．この違いについて傾向が異なる α=4 と他の速度比と傾向が一致する α=6 でのマッハ数分布及び剥離の様子を図 4.11 と図 4.15，4.16 から確認する．α=4 ではフラップ上方の剥離渦が残っているが α=6 では後縁で剥離はあるものの上方の渦は取り除くことができた．このことから，フラップ上方の剥離渦を解消することこそが抗力低下の鍵であると言える．加えて α=6 で V_ratio=1 と他の速度比と傾向が一致することからフラップ上方の剥離渦が存在しなければそれ以上 V_ratio を上昇させても抗力を低下させることはできないことも分かる．

加えて，円筒未設置時と V_ratio=0 では α=2 から 8 で抗力の傾向はほぼ一致していることから，離着陸に用いられる低い迎角において抗力への影響はほとんど無いと言える．

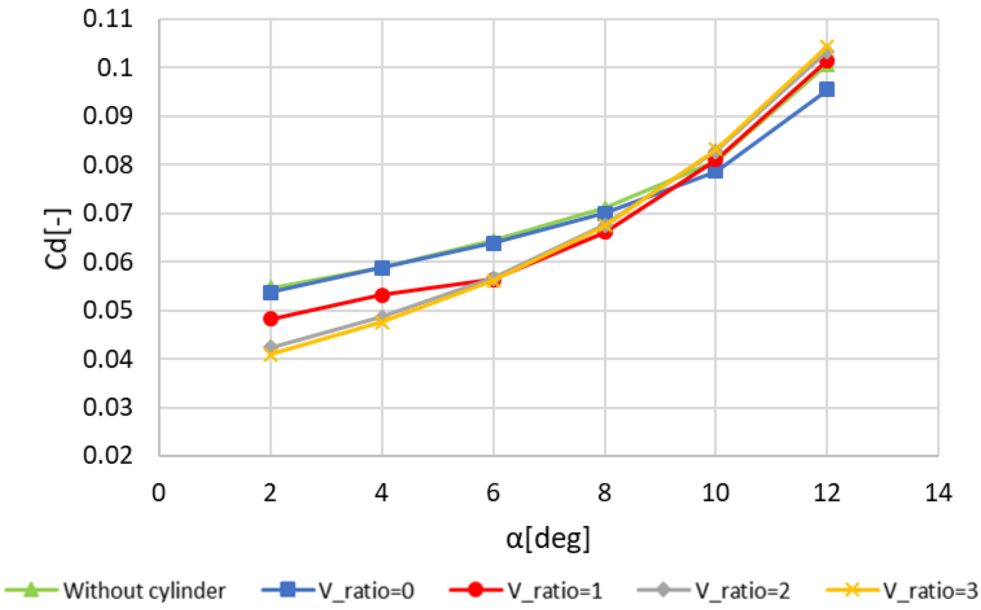


図 4.40　V_ratio ごとの Cl-α 線図

結論

本研究はフラップ上面に生じる剥離を抑制する方法として回転円筒による剥離制御法を提案し，数値計算によって剥離制御効果及び空力性能への影響を調査した．その結果，剥離を抑制したことで揚力は増加，低迎角では抗力が減少することが分かった．

図 5.1 に剥離制御可能範囲の概略図を示す．○は剥離制御可能，△は剥離制御不可ではあるが揚力は増加，×は剥離制御不可であったケースを示し，曲線は剥離制御可否を線引きしている．

以上の知見により，回転円筒による剥離制御法は剥離を抑制しその回転により空力性能を向上させることからフラップの剥離制御法として有効であると考える．

今回着目した回転円筒とは円筒壁面の粘性により流れを誘起させることで剥離を制御することがねらいであった．今後の展望としてはより効率よく剥離制御を行えるように，流れを撹拌できるような凹凸のある形状などを試す必要があると考える．また，今回用いた翼型以外への適用や 3 次元への拡張を行うことも実用化に向けた課題である．しかしこれらが達成されれば離着陸時の高揚力，低迎角化を実現できる．つまり，多様化していく航空業界への新たなニーズに柔軟に対応することが可能になる．

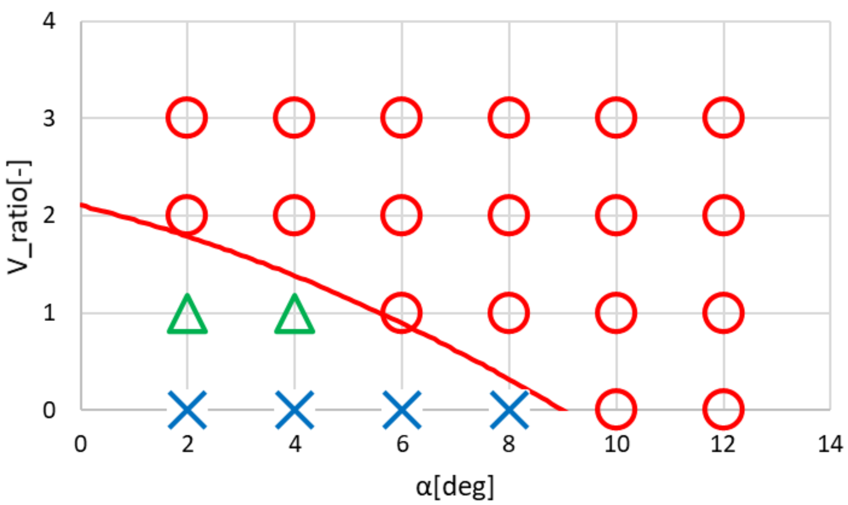


図5.1　剥離制御可否判定図

参考文献

[1]van Dam, C. P., “The Aerodynamic Design of Multi-Element High-Lift Systems for Transport Airplanes”, *Progress Aerospace Sciences*, Vol. 38, 2002, pp. 101-144.

[2]Adam Jirasek, “Vortex-Generator Model and Its Application to Flow Control”, *Journal of Aircraft*, Vol. 42, No. 6, November–December 2005, pp. 1486-1496.

[3]新明和工業株式会社, https://www.shinmaywa.co.jp/(2021.2.5)

[4]阿部圭晃,“シンセティックジェットによる翼周り剥離流れ制御に関する LES:スパン方向渦の解析”, 第 26 回数値流体力学シンポジウム, D10-4, 2012.

[5]椿野大輔,“プラズマアクチュエータを用いた翼前縁剥離の制御における位置および戸数の影響”, 日本機械学会論文集(B 編), 73 巻, 727 号, 2007, pp. 663-669.

[6]北村圭一,“表面移動法による翼の低レイノルズ数空力特性の改善”, 航空宇宙技術, Vol. 17, 2018, pp. 227-236.

[7]汪運鵬, 中村佳朗,“表面移動法によるフラップ表面の剥離制御”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol58, No.679, 2010, pp. 239-244.

[8]V. Modi, “Fluid dynamics of airfoils with moving surface boundary-layer control”, *Journal of aircraft*, Vol. 25, No. 2, 1988, pp.169.

[9]橋本敦,“高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 63, No. 3, 2015, pp. 96-105.

[10]F. R. Menter, “ Improved Two-Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows”, *NASA TM*, 103975, 1992.

[11]F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry, “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, 2003, pp. 625-632.

[12]CFL3D Version 6 Home Page https://cfl3d.larc.nasa.gov/(2021.2.5)

[13]FUN3D Manual https://fun3d.larc.nasa.gov/(2021.2.5)

[14]宇宙航空研究開発機構 航空本部 数値解析技術研究グループ,“FaSTAR 理論マニュアル”, 2014.

[15]B. Einfeldt, “On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics”, *SIAM Journal on Numerical Analysis*, Vol. 25, 1988, pp. 294-318.

[16]S. Obayashi , G. P. Guruswamy, “Convergence Acceleration of a Navier-Stokes Solver for Efficient Static Aeroelastic Computation”, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 6, 1995, pp.1134-1141.

[17]S. Obayashi , Y. Wada, “Practical Formulation of a Positively Conservative Scheme”, *AIAA Journal*, Vol. 32, No.5, 1994, pp.1093-1095.

[18]P. L. Roe, “Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 43, 1981, p.357-372.

[19]E. Shima, K. Kitamura, T. Haga, "Green-Gauss/Weighted-Least-Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary Polyhedra Unstructured Grids", *AIAA Journal*, 51(11), 2013, pp. 2740-2747.

[20]D. J. Mavriplis, " Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured", *AIAA paper*, 2003, pp. 2003-3986.

[21]菱田, 橋本, 村上, 青山, "高速非構造 CFD ソルバ FaSTAR における新勾配制限関数", *JAXA-SP-10-012*, 2010, pp. 85-90.

[22]V. Venkatakrishnan, " Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters", *Journal of Computational Physics*, 118, 1995, pp. 120-130.

[23]C. O. E. Burg, "Higher Order Variable Extrapolation For Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers," *17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, 2005, pp. 6-9.

[24]O. S. Menshov , Y. Nakamura, "Implementation of the LU-SGS Method for an Arbitary Finite Volume Discretization," 第 9 回数値流体シンポジウム, 1995 pp. 123-124.

謝辞

本研究を行うにあたり，荻野要介講師には研究の構想段階から沢山の指摘やアイデアをいただき，この研究を一つの形にできたのも先生のおかげだと思っています．また，研究以外の部分でもサポートしていただき研究に集中できたのも先生のおかげだと思っています．本当にありがとうございました．

また野﨑理教授には報告会をはじめとするプレゼンの場で研究に関する有意義な指摘に加え，就職活動中には何度もくじけてしまった私を励まし，人生についてご教授いただきました．今後その生き方に沿うかどうかは分かりませんが，いろいろな生き方があることを心に留め，その都度生き方を選べるような人間になれればと思います．本当にありがとうございました．

航空エンジン超音速流研究室の外部流班の同期の行徳一真君，森健人君，何度もくじけそうになる中，お互いがお互いを助け合い，何とか外部流班を成り立たせることができました．日ごろの悩みを打ち明けたりできる場所がここでした．学内での私の居場所として支えてくれて本当にありがとうございました．

濱中峻匡君，廣田知大君，武田明樹君，尾崎綾音さん，東谷涼平君，偉大な先輩方が僕にしてくれたことを少しでも伝えられるよう，いろいろな人たちと相談しながら関わろうとしてきました．「後輩を支える」という機会を与えてくれてありがとうございました．
研究室の他のメンバーにおいても私の気づかないことを指摘してもらったりと沢山の学ぶ機会をくれました．ありがとうございます．

最後に，両親には大学院まで何不自由なく通えるようサポートしてくれて本当にありがとうございました．

本計算結果は宇宙航空研究開発機構が所有する高速流体解析ソフトウェア「FaSTAR」を利用することにより得られたものである．