

# 超音速流中におけるダイヤモンド翼の剥離制御

新井 隆景\*<sup>1</sup> 坂上 昇史\*<sup>2</sup>

## 1. は じ め に

超音速機に使用される翼は衝撃波の発生を抑制するために薄翼が用いられる．また，ダイヤモンド翼が用いられることもある．K. Kusunose らの研究[1]では，複葉のダイヤモンド翼を数値計算を用いて解析し，サイレント超音速機の可能性が示されている．しかし，この解析は非粘性計算であり，境界層の影響が考慮されていない．超音速流中に翼が置かれた場合，翼後端から衝撃波が発生する．これは翼後端で流れが偏向されることによる．この現象はダイヤモンド翼では顕著である．特に，ダイヤモンド翼では翼後端は圧縮ランプと同様の形状となる．図1は境界層を考慮しない場合の流れの概念図であり，図2は境界層を考慮した場合である．境界層と衝撃波が干渉すると，よく知られているように，境界層は衝撃波背後の圧力上昇に耐えられずに剥離する[2]．境界層が剥離すると，衝撃波の発生位置が上流に移動することになる．その結果，抗力が増大する．また，境界層が層流の場合に特に剥離しやすい．境界層が乱流の場合には剥離しづらくなるが，摩擦抵抗が増大する．さらに，剥離点の変動することにより，翼に非定常応力がかかり，フラッターの原因にもなり得る．これらの現象は主に境界層内の流れの特性に影響を受けるが，レイノルズ数の影響や境界層中の乱流構造などとの関係は未解明である．

そこで本研究では，翼後縁近傍の衝撃波がより翼後端に近い位置に発生する境界層の条件を実験的に明らかにする．

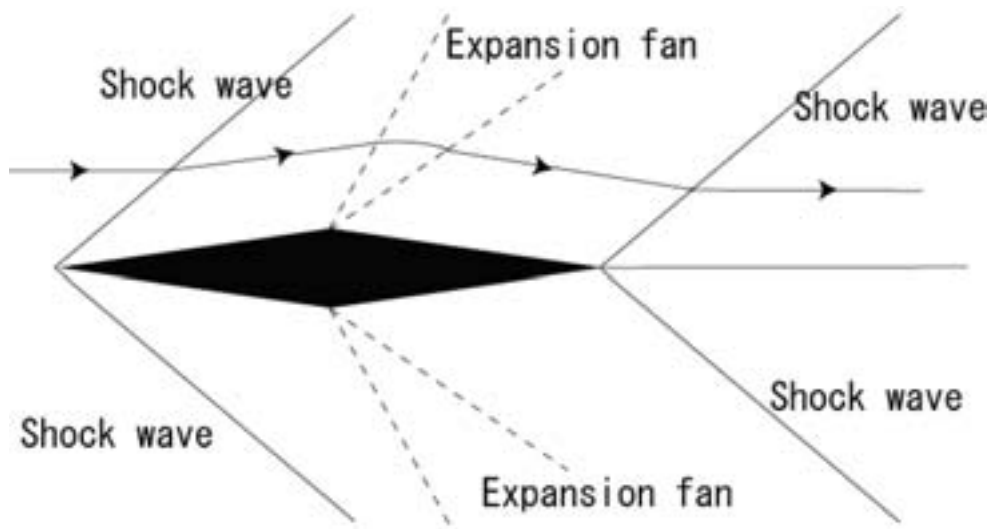


図1 境界層を考慮しない場合の流れの概念図

## 2. 実 験 装 置

### 2.1 風洞

図2-1は実験で用いた，吸い込み式超音速風洞を示している．作動流体は室内大気である．

超音速ノズルは上下対称の二次元ノズルである．ノズルの設計マッハ数は2.5である．実測では約2.44であった．測定部

\* 1 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 教授（代表者）

\* 2 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 助手

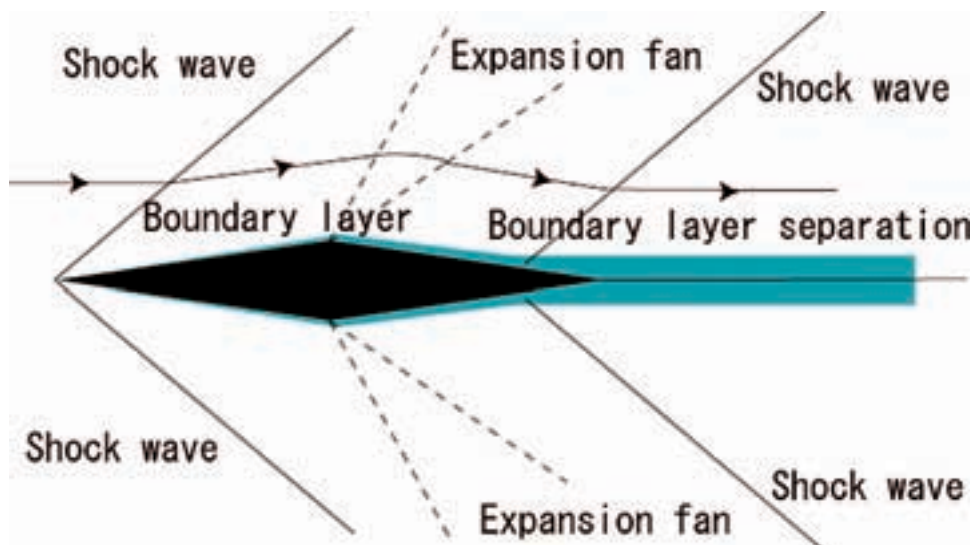


図2 境界層を考慮した場合の流れの概念図

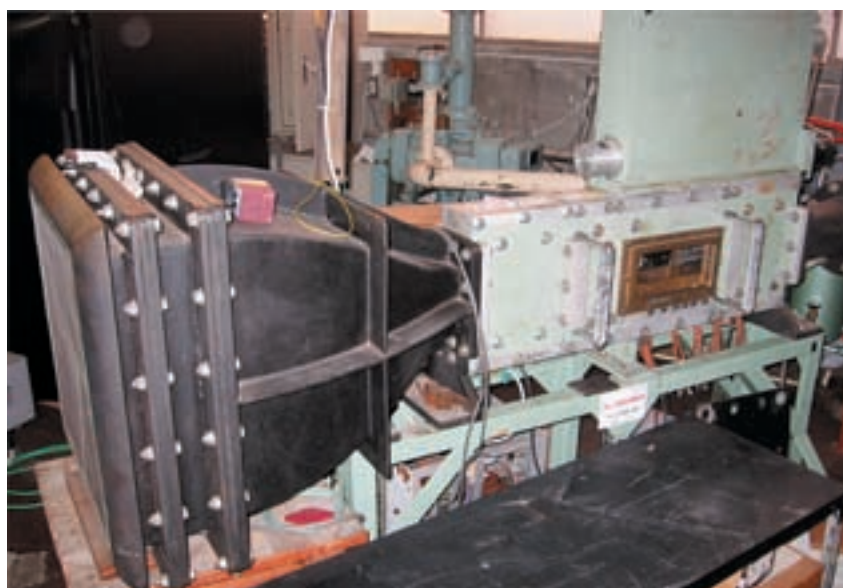


図2-1(a) 超音速吸い込み式風洞外観

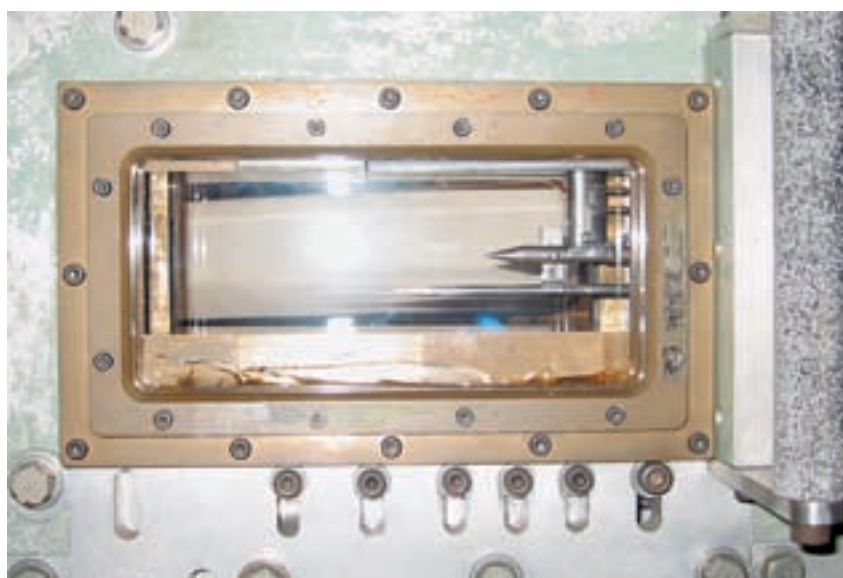


図2-1(b) 超音速吸い込み式風洞測定部

は  $80\text{ mm} \times 80\text{ mm}$  の正方形断面で、側壁には流れ方向に約  $250\text{ mm}$  の光学ガラス製の窓が設置されており、風洞内部をシュリーレン法などの光学測定が可能である。

## 2.2 翼型モデル

翼型は図 2-2 に示す最大翼厚比が  $0.1$  の二重楔翼（ダイヤモンド翼）とした。図 2-2 は翼弦長を  $1$  とした形状を示している。本実験では、翼弦長が  $50\text{ mm}$  および  $100\text{ mm}$  の2つのモデルを使用した。翼スパンはともに  $80\text{ mm}$  である。また、本実験では迎角を  $0\text{ deg}$  とした。翼弦長基準のレイノルズ数を表 2-1 に示す。

風洞に翼弦長が  $100\text{ mm}$  の翼型モデルを設置した写真を図 2-3 に示す。翼型モデルは両端のサポートを介して風洞に設置される。

表 2-1 翼弦長基準のレイノルズ数

模型翼弦長	レイノルズ数（翼弦長基準）
$100\text{ mm}$	$1.03 \times 10^6$
$50\text{ mm}$	$5.16 \times 10^5$

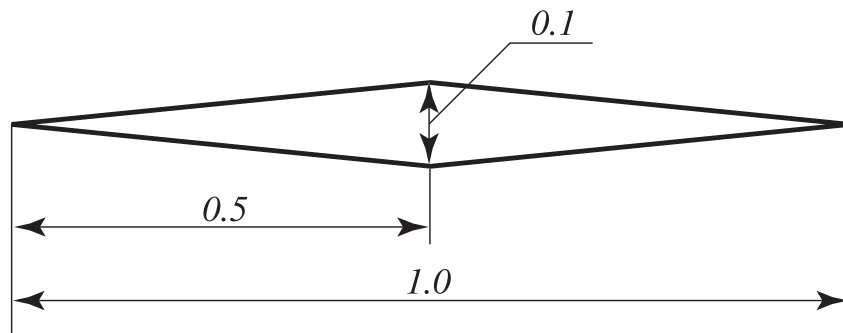


図 2-2 二重楔翼（ダイヤモンド翼）概形



図 2-3 翼型モデル写真

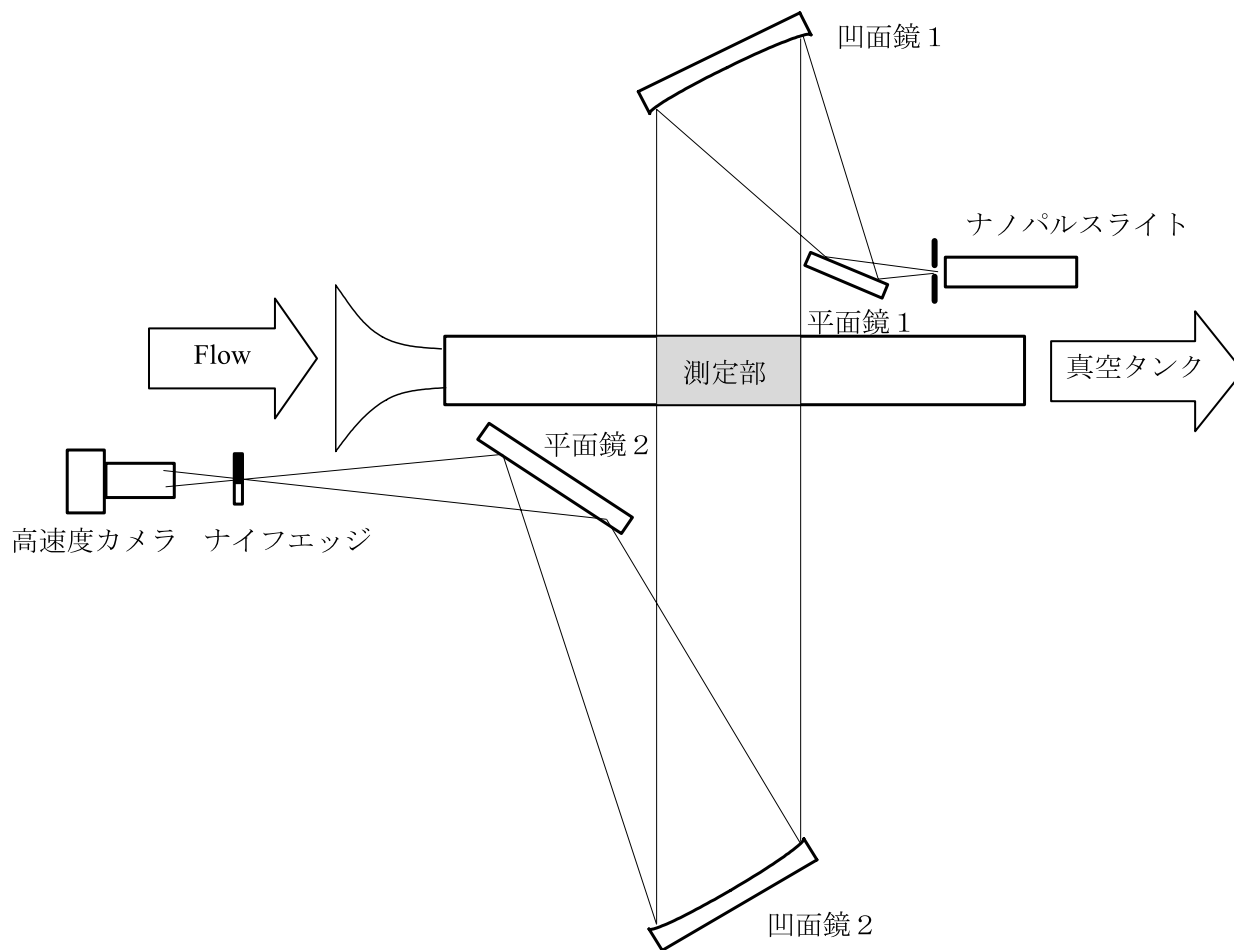


図 2-4 シュリーレン光学系

### 2.3 シュリーレン光学系

シュリーレン法は光の屈折現象を利用し、一方向の空間的密度勾配を光の明暗にして圧縮性流れの観察を行う方法である。ナイフエッジの向きにより、任意方向の空間的密度勾配を見ることが出来る。

本研究で用いたシュリーレン光学系の配置図を図 2-4 に示す。

使用した機材は、ナノパルスライト、凹面鏡 (1) ( $F = 1000 \text{ mm}$ )、(2) ( $F = 2000 \text{ mm}$ )、平面鏡 (1) (2)、ナイフエッジ、ハイスピードカメラである。

まず光源から出た光は、集光レンズ、スリットを通過し、広がりながら平面鏡 (1) に入射する。平面鏡 (1) で反射した光はさらに広がりながら凹面鏡 (1) に入射する。凹面鏡 (1) で反射した光は平行光線となり風洞測定部を通過し凹面鏡 (2) に入射する。凹面鏡 (2) で反射した光は収束しながら平面鏡 (2) に入射する。平面鏡 (2) で反射した光はさらに収束を続けナイフエッジが置かれた位置で一点に収束し、また広がりながらハイスピードカメラに入射する。照明は発光時間  $180 \text{ nsec}$ 、発光間隔  $1/60 \text{ sec}$  のパルス光であり、実験条件の  $560 \text{ m/s}$  の流速では一回の発光時間内の流体要素の移動距離は  $0.1 \text{ mm}$  以下であり、得られる画像は、ほぼ瞬間画とみなすことが出来る。得られた画像の解像度は  $1024 \times 1024$ 、空間分解能は 1 画素あたり  $0.086 \text{ mm} \times 0.086 \text{ mm}$  である。

本実験では、1 回の通風中にシュリーレン画像が 200 枚得られる。光源の光強度の時間的な非一様性を取り除くため、この 200 枚のアンサンブル平均をとる処理を行った。さらに、太陽光や照明の光などのノイズを取り除くために、通風時平均画像と無風時平均画像の差をとる処理を行った。

## 3. 実験結果

翼弦長  $50 \text{ mm}$  の場合の流れの可視化結果を図 3-1 に示す。ナイフエッジは翼に水平に設定した。

翼前縁からの斜め衝撃波の発生、翼中央からの膨張波の発生が分かる。翼下面で、境界層が輝線として観察されている。

境界層が翼前縁から後縁へ発達し、翼後縁では境界層厚さ約1 mmの層流境界層となっている。

翼後縁部の流れの様相を拡大し、図3-2に示す。図に示すとおり、翼後縁から翼弦長の約16%の位置 ( $x/c = 16\%$ ) で境界層が剥離し、境界層剥離により流れが偏向されることで、剥離衝撃波が生じていることが分かる。さらに翼後縁でも流れが偏向することによって生じた衝撃波が観察できる。すなわち、翼後縁で生じた衝撃波の圧力上昇が境界層内の亜音速部を伝播し、逆圧力勾配を生じる為に、翼後縁で境界層が剥離していると考えることが出来る。

図3-3は、翼弦長100 mmの場合の翼後縁部の流れを示している。この場合、翼弦長が50 mmの場合と異なり、剥離衝撃波が確認できない。これは、翼弦長が100 mmの場合には、翼後縁で生じた衝撃波による圧力上昇が境界層の亜音速部を伝播しても、その逆圧力勾配に境界層が耐えていることになる。一般に、境界層が乱流化すると、境界層内で運動量交換が活発となる。それにより、境界層が逆圧力勾配に耐えている可能性がある。すなわち、翼弦長が100 mmの場合は境界層が乱流に遷移している可能性を示唆している。今後、定量化シュリーレン法などを用いて、層流、遷移領域、乱流といった境界層の状態を確認する必要がある。

このように、翼弦長が異なる2つのモデルで、翼後縁における境界層剥離の様子が異なることが分かった。これは、レイノルズ数の効果と考えることが出来る。また、境界層剥離の様子が異なることで、衝撃波発生位置も異なっていることが分かった。



図3-1 翼周りのシュリーレン画像（翼弦長50 mm） K.E.●

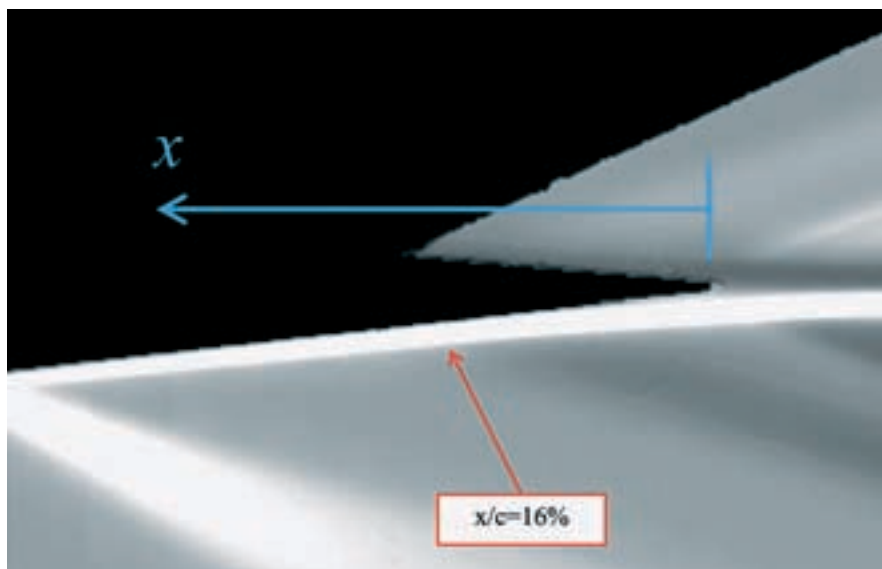


図3-2 翼後縁部の流れ（翼弦長50 mm）



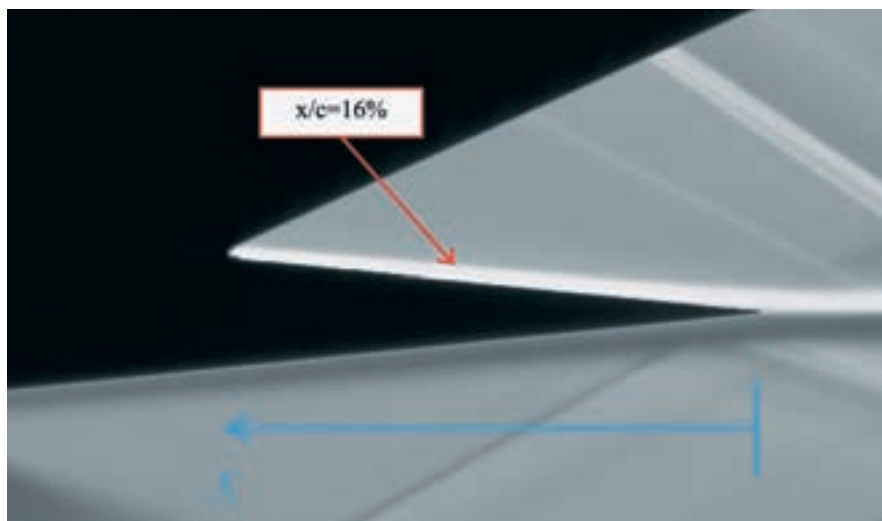


図 3-3 翼後縁部の流れ（翼弦長 100 mm）

#### 4. ま と め

超音速流中におかれたダイヤモンド翼面上の境界層の挙動を把握する第一段階として、翼弦長 50 mm と 100 mm で翼厚比 0.1 のダイヤモンド翼について流れの可視化を行った。境界層が層流の場合には、翼後縁で発生した衝撃波の影響で翼面上の境界層は翼後縁から 16 % 程度の位置から剥離する。レイノルズ数が大きくなると境界層は衝撃波による圧力上昇に耐え、剥離は生じない。

なお、本実験に対応する数値計算を行ったので、付録にまとめて示す。定性的には数値計算結果は実験結果と一致していることを確認した。

#### 5. 今 後 の 予 定

迎え角を 6 度程度までの変化させ、境界層の様相を観察する。また、吹き出し風洞を用いて、レイノルズ数の広範囲な実験を行い、レイノルズ数が境界層剥離に及ぼす影響を明らかにする。実験と平行して数値計算を行い、実験でカバーできない条件における境界層剥離の様相を明らかにする。表面粗度や縦渦を導入して境界層流れの性質を変化させ、境界層剥離と衝撃波の発生を制御する方法を調査する。研究分担者の坂上らが開発した定量化シュリーレン法を用いて境界層の性質（層流、遷移領域、乱流）を計測し、衝撃波の発生位置との関係を明らかにする。本定量化シュリーレン法では境界層内の速度分布が測定可能であるので、壁面摩擦係数の評価ができる。そのことを用いて翼の空力特性評価も行う。後流の圧力分布を測定し、運動量の法則から抗力を計測する。その結果を用いて、流れ場の様相（剥離や衝撃波の発生）が抗力に及ぼす影響を明らかにする。

#### 謝 辞

本研究には大阪府立大学大学院工学研究科航空宇宙工学分野 楠亀拓也 君、ならびに大阪府立大学工学部航空宇宙工学科 久保良介 君の協力をいただいた。ここに付記し謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] K. Kusunose, et al., A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft, AIAA-2006-0654, 2006.
- [ 2 ] 例えば、流れ学, 谷一郎著, 岩波書店.

# 付 録

## 超音速楔翼の後縁剥離に関する数値的研究

### 要 旨

静粛超音速機を開発するに当たり、翼に生じる衝撃波の発生位置や流れ場の様子を把握することは、ソニックブームの予測や、空力性能の予測において重要である。

そこで本研究では翼後縁に生じる境界層の剥離に着目し、超音速飛行に用いられる翼型の中でも代表的な、二重楔型翼周りの数値計算を行った。計算は2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎式とし、対流項には3次精度 TVD スキーム、粘性項には2次精度の中心差分を用いた。

計算の結果、翼後縁に発生する剥離領域はコード長の約20%を占め、圧力が上昇していることが確認できた。これに伴い、後縁から発生する衝撃波は連続的で弱い衝撃波の集合となっていること、CL, CD, L/D が共に低下することが分かった。さらに Reynolds 数または迎角の増加に伴い、剥離点は翼前方へ移動することも分かった。これら得られた知見は静粛及び空力性能を予測する上で有用であるといえる。

### 第1章 序論

近年のめざましいグローバル化や、中国、インドなどのアジア諸国の経済発展などが急速に進んでおり、今後25年で世界の航空機輸送の需要はおよそ2.5倍になると考えられている。特にアジア市場においては約3.3倍と大きく成長することが予測されている。そのため、新しい航空機としては、より速く移動することによって輸送効率を上げるか、より大きくすることによって輸送効率を上げる必要性が生じている。

また現在、ジェット機で長距離の移動をする再には十数時間も飛行が余儀なくされ、乗客にとって時間の無駄になると共に、肉体的にも多大な負担を強いられている。そのため、以前からより速く移動できる手段が期待されていた。さらに、乗客のニーズも多様化し、ハブ空港を経由しない直接目的地に向かう便を求めたり、近距離移動のため小規模な空港を結ぶ便を求めたりなど様々であり、大型の航空機では採算の取れない航路も多い。

このようなことから、次世代の航空機としては超音速機が有望視されている。超音速機が注目されるのは、今に始まったことではなく過去にも注目されていた。1969年には超音速旅客機“コンコルド”の初飛行が行われたが、2003年に運行停止となった。コンコルドが運行停止に追い込まれた主な理由として、燃費や騒音の問題、定員が少ないことが挙げられ、環境への配慮、経済性の追求が重要であることが分かった。よって、次世代の超音速機としてはこれらの問題が改善された、環境性能、経済性能の優れたものでなくてはならない。

これらの性能改善のためには、静音化や低抵抗技術が不可欠である。静音化に関しては、超音速飛行によって生じるソニックブームの低減が必須で、機体のあらゆる箇所から発生する衝撃波の把握が非常に重要となる。特に翼後縁から発生する衝撃波は境界層の剥離を誘起し、空力性能にも影響を及ぼすにもかかわらず、この点に関してほとんど研究されていない。

そこで本研究では、超音速翼型で代表的な二重楔型翼周りの流れを、TVD 法を用いて数値的に求めた。これにより、翼後縁に生じる境界層剥離が、流れ場や翼の空力特性に与える影響を明らかにすることが本研究の目的である。

### 第2章 理論

#### 2.1 基礎方程式

基礎方程式として、保存形の2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。これを基準となる長さ  $L^*$ 、音速  $c_0^*$ 、密度  $\rho_0^*$ 、温度  $T_0^*$ 、粘性係数  $\mu_0^*$  を用いて式 (2.1) のように無次元化を行う。

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{x^*}{L^*}, y = \frac{y^*}{L^*}, u = \frac{u^*}{c_0^*}, v = \frac{v^*}{c_0^*}, t = \frac{t^*}{L^*/c_0^*} \\
 \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_0^*}, p = \frac{p^*}{\rho_0^* c_0^{*2}}, T = \frac{T^*}{\gamma T_0^*}, \mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで,  $u, v$  は  $x, y$  方向の速度,  $t$  は時間,  $p$  は圧力,  $T$  は温度であり, 上付きの添え字  $*$  は有次元量を表す. このような無次元化を施した基礎方程式は式 (2.2) のようになる.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} &= \frac{\partial G_1}{\partial x} + \frac{\partial G_2}{\partial y} \\
 Q &= \begin{pmatrix} e \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{pmatrix}, F_1 = \begin{pmatrix} (e+p)u \\ \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \end{pmatrix}, F_2 = \begin{pmatrix} (e+p)v \\ \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \end{pmatrix} \\
 G_1 &= \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} \frac{\mu}{Pr} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial x} + u\sigma_{xx} + v\tau_{xy} \\ 0 \\ \sigma_{xx} \\ \tau_{xy} \end{pmatrix}, G_2 = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} \frac{\mu}{Pr} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial y} + v\tau_{yx} + u\sigma_{yy} \\ 0 \\ \tau_{yx} \\ \sigma_{yy} \end{pmatrix} \\
 \sigma_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\
 \sigma_{yy} &= \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\
 \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

$Re$  は基準音速による Reynolds 数であり式 (2.3) のようにかける.

$$Re = \frac{\rho_0^* c_0^* L}{\mu_0^*} \tag{2.3}$$

また,  $\gamma$  は比熱比で 1.4,  $Pr$  は Prandtl 数で定数として扱う. すると, 単位体積あたりの全エネルギー  $e$  は式 (2.4), 圧力  $p$  は式 (2.5) のように表される.

$$e = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2), \tag{2.4}$$

$$p = (\gamma-1) \left( e - \frac{(\rho u)^2 + (\rho v)^2}{2\rho} \right) \tag{2.5}$$

本研究では, 対流項を Chakravarthy-Osher の 3 次精度 TVD スキーム, 粘性項を 2 次精度の中心差分で評価した. また, 時間積分は陽解法である 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いた.

## 2.2 検証計算

作成したプログラムを検証するために, Fig. 2.1 のように, 一様な超音速流れと平行に置かれた平板に発達する層流境界層を計算し, 理論解と比較した. ただし, 理論解は Illingworth-Stewartson 変換による自己相似解を用いた.

### 2.2.1 計算条件

検証計算を行う際には, 標準大気 (海面上) を貯気槽状態として, これを Mach 数  $M = 1.8$  に等エントロピー的に加速した一様な流れの中に, 平板を平行に置くものとする. 具体的な計算条件は, 以下の通りとする.

- 一様流条件



- Mach 数  $M_0 = 1.8$
- Prandtl 数  $Pr = 1.0$
- 圧力  $p_0^* = 1.763 \times 10^4$  [Pa]
- 密度  $\rho_0^* = 0.3514$  [kg/m<sup>3</sup>]
- 温度  $T_0^* = 174.8$  [K]
- 無次元化
  - 状態量：一様流の値を基準として無次元化
  - 代表長さ：  $L^* = 7.230 \times 10^{-5}$  [m]
  - Reynolds 数：  $Re = 620.2$
- 計算領域
  - 格子形状： Fig. 2.2 を参照
  - 大きさ  $150.5 \times 5.0$ （無次元）
  - 格子数  $185 \times 160$
- 境界条件
  - 上流：主流条件
  - 下流・上方：零次外挿
  - 下方（平板上）：滑りなし，断熱条件
  - 下方（平板なし）：滑り条件
- 初期条件
  - 全領域を一様流状態とする

プラントル数を 1.0 としたのは理論解との比較のためであり，粘性係数の評価には式 (2.6) を用いた。

$$\frac{\mu^*}{\mu_0^*} = \frac{T^*}{T_0^*} \quad (2.6)$$

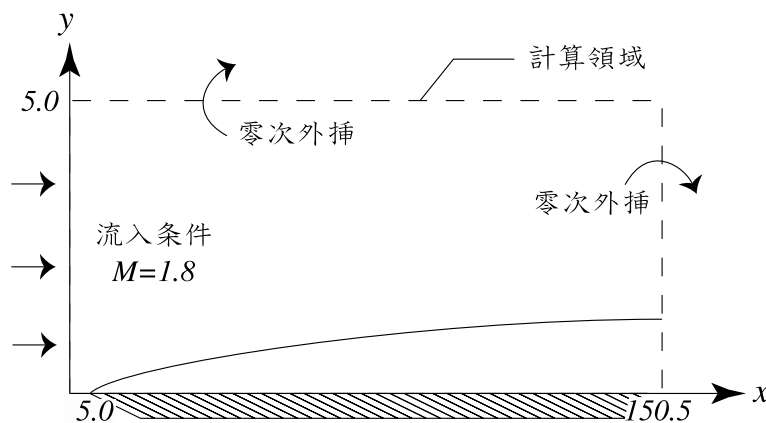


Fig. 2.1 計算領域

## 2.2.2 計算結果

ある  $x$  における， $y$  方向の座標を式 (2.7) を用いて新たな座標  $\eta$  に変換する．そして，得られた結果の  $x = 150.5$  における  $\eta$  方向の境界層の速度，温度，密度分布をプロットしたものが，Fig. 2.3 である．

$$\eta = \frac{y}{x} \sqrt{\frac{\rho_0^* u_0^* L^*}{\mu_0^*} x} \quad (2.7)$$

Fig. 2.3 には，理論解も同時に示している．図より，作成したプログラムが概ね理論と一致していることが分かる．次に，理論解との相対誤差を境界層内すべてにおいて調べた結果を Fig. 2.4 に示す．縦軸は各  $x$  における最大誤差（％）を対数表示したものである．これより平板の先端及び計算領域後端を除くと，大部分で誤差が 2％を下回っており， $50 < x < 140$

においては  $\rho, u, T$  ともに最大誤差が1%を下回っていることが確認できる．平板の先端付近の大きな誤差は衝撃波による影響と、境界層内に入っている格子点数が少ないことによると考えられる．また、 $x = 14$  付近に生じている振動は、Fig. 2.5に示すように、平板先端から生じた衝撃波が計算領域上方で反射し、再び平板に到達しているため生じた．計算領域上方に課した零次外挿の条件は、計算領域上端の状態が、そのまま  $y$  方向に続いているというものであり、斜め衝撃波の波面の傾きまで考慮されていない．このために、計算領域の上端で衝撃波の反射のような現象が生じた．よって、斜めに衝撃波が入射する境界に零次外挿の条件を課す場合は、その反射が計算の対象に悪影響を及ぼさないよう考慮しなくてはならない．最後に、計算領域の後端で特に  $u$  に関して誤差が大きくなっている原因も、零次外挿の影響であると考えられる．計算領域後端では大部分が超音速領域になっているので、この境界条件は特に問題はない．しかし、境界層内では亜音速領域が存在し、零次外挿の条件が問題となる．というのも、このような領域では情報が上流側に伝えられなくてはならないが、この境界条件のために、情報が一方的に下流側に伝えられているからである．そのため、計算格子を作成する際には、計算対象と計算領域の後端には空間を大きく目にとる配慮が必要となる．

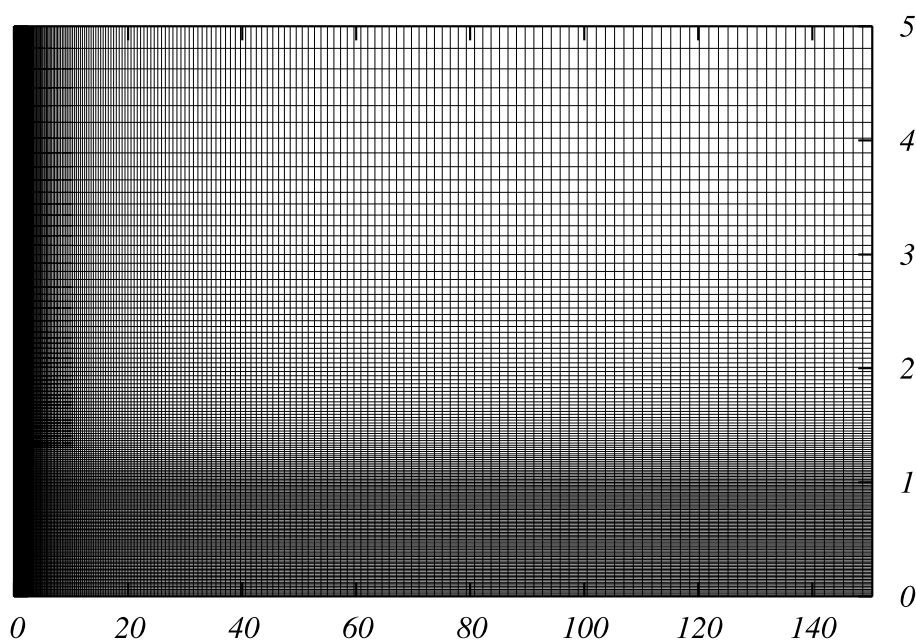
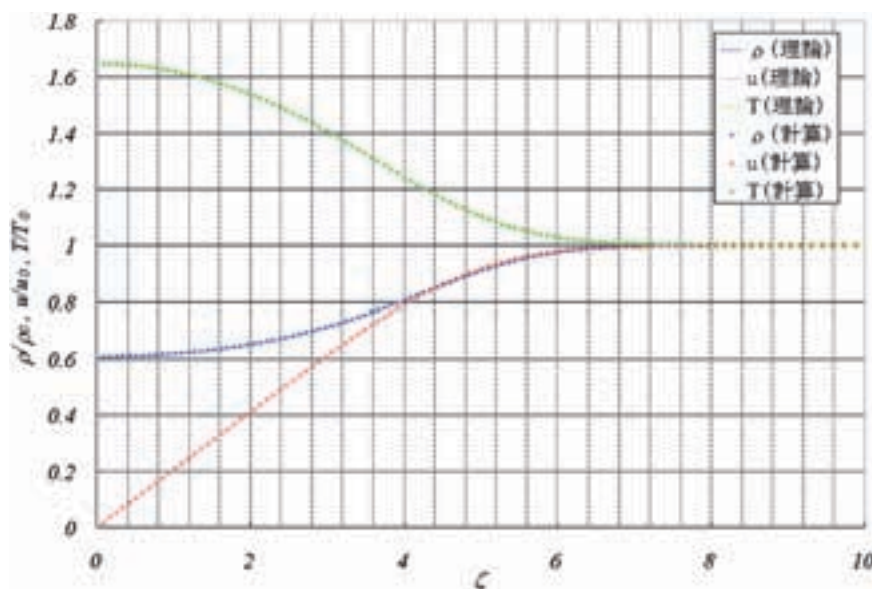


Fig. 2.2 格子形状 (平板)

Fig. 2.3: 自己相似解との比較 ( $x = 150.5$ )

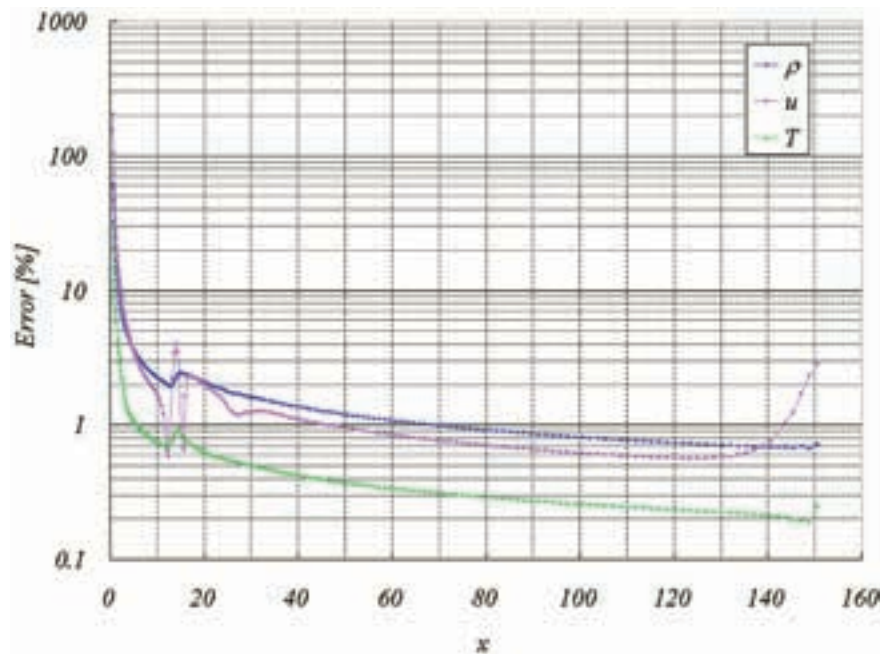


Fig. 2.4 平板境界層内の最大誤差

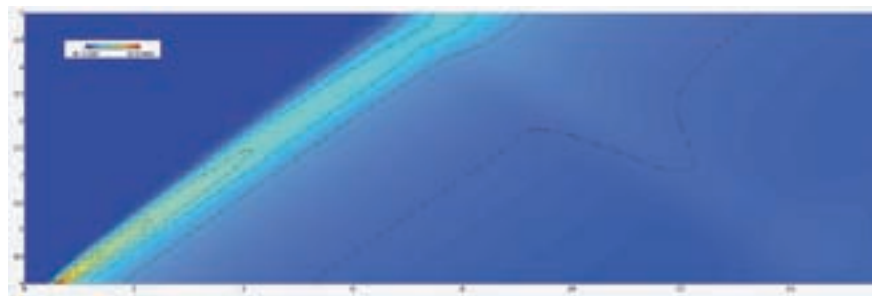


Fig. 2.5 平板先端付近の圧力分布

### 2.3 非粘性圧縮性流れの理論

非粘性圧縮性流れは第2.1節に示した，基礎方程式（2.2）の右辺を0とすることで，一般的に表現することが出来る．この式を Euler 方程式と呼ぶこともある．ここでは凹角または凸角を流れる場合の理論を示しておく．

まず，超音速流が Fig. 2.6 (a) のような凹角に沿って曲がる時には斜め衝撃波が発生する．この時流れの偏向角を  $\theta$ ，衝撃波角を  $\beta$ ，衝撃波の上流側の状態量には下付添え字 1，下流側は 2 を用いると，衝撃波前後の関係式は式（2.8）～式（2.10）のように表すことができる．よって，上流側の値， $M_1, p_1$  および  $\theta$  が既知である場合には，式（2.8）より， $\beta$  を求め，さらに，式（2.9）から  $p_2$ ，式（2.10）から  $M_2$  と順に求めることができる．さらに，ここで，断熱流れを仮定すると，全温が保存されるので，衝撃波前後の温度が決定され，状態方程式を用いることで，密度も決定することができる．

$$\tan \theta = \frac{\cot \beta (M_1^2 \sin^2 \beta - 1)}{1 + \frac{1}{2} M_1^2 (\gamma + \cos 2\beta)} \quad (2.8)$$

$$M_1^2 \sin^2 \beta = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_1} \quad (2.9)$$

$$M_2^2 \sin^2(\beta - \theta) = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p_1}{p_2} \quad (2.10)$$

次に，超音速流が Fig. 2.6 (b) のような凸角に沿って曲がる場合であるが，これは凹角の時とは異なり，等エントロピー的に膨張し，Prandtl-Meyer 膨張扇を形成する．この流れにおける偏向角  $\theta$  と Mach 数  $M$  の関係は，Prandtl-Meyer 関数式（2.11）を導入することで求めることができる．それは流れが等エントロピー的に曲げられる場合には，式（2.3）が成立し，偏向前の Mach 数  $M_1$ ，偏向角  $\theta_1 = 0$ ，偏向後の偏向角  $\theta_2 = \theta$  を与えることで，式（2.12）のように関数値  $v(M_2)$  が求ま

るからである．このようにして，偏向後の Mach 数  $M_2$  が求まれば，等エントロピー変化を考慮して，その他の状態量の導出が可能となる．

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1)} - \tan^{-1} (M^2 - 1) \quad (2.11)$$

$$\nu - \theta = \text{const}$$

$$\nu(M_2) = \nu(M_1) + \theta_2 \quad (2.12)$$

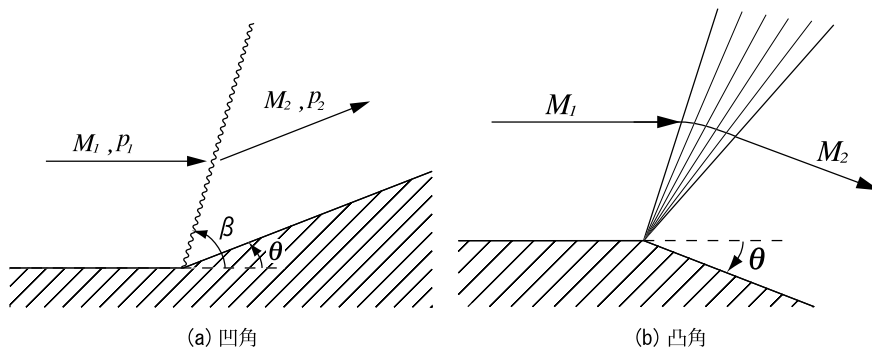


Fig. 2.6 角を曲がる流れ

### 第3章 数値計算

#### 3.1 計算対象

超音速で飛行する機体には，一般的に翼厚比の小さい薄い翼型が採用される．本研究では，そのような翼型の中でも単純で代表的な二重楔型翼を採用し，計算を行った．具体的には Fig. 3.1 のような翼厚比が 0.1 で最大翼厚がコード長の 50 % に位置する翼型を用いた．

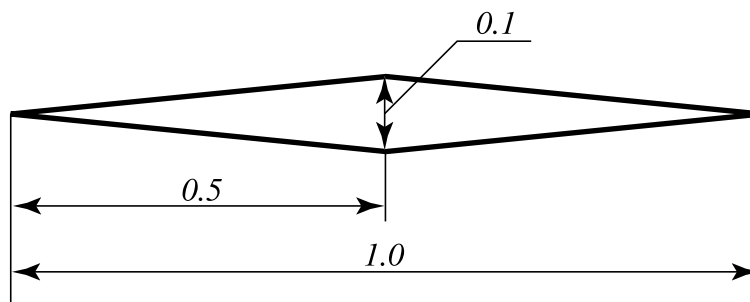


Fig. 3.1 二重楔型翼

#### 3.2 二重楔型翼の計算条件

二重楔型翼の計算は Fig. 3.2 のように，吸い込み式風洞にモデルを入れた場合を想定し，標準大気（海面上）を吸い込むものとする．また，モデルが置かれている部分では，Mach 数  $M = 2.45$  と一様で等エントロピー的に加速されているものとする．計算領域としては Fig. 3.2 の点線で囲まれている部分を扱う．

また，計算条件として大きさ，迎角の異なるいくつかのパターンを用意した．計算条件を Table 3.1 に示す．ただし， $L^*$  はコード長を表し  $Re$  はコード長  $L^*$  と一様流の音速  $c_0^*$  に基づいている．

計算格子は Fig. 3.3 に示す H 型の境界適合格子を用い計算領域は無次元長さで  $2.5 \times 2.0$  であり，格子数は  $320 \times 240$  である．しかし，実際にはこの計算格子は対称軸の上方と下方が二つの領域に分割されており，それらの境界部分では互いに値を交換し合っている．計算格子を作成する際には，翼面付近に発達する境界層を考慮しなくてはならない．そのため，計算するモデルの大きさに応じて翼面付近の格子間隔を変化させた．この格子間隔は翼後縁で境界層内に格子点が少なくとも 50 点入るように設定した．Table 3.2 にその値を示す．対称軸と垂直な方向 ( $y$  方向) には，翼表面から 50 点の位置ま

Table 3.1 計算モデルの組み合わせとその番号

$\alpha$ [deg]	$L^* = 50$ [mm] $Re = 5.3 \times 10^5$	$L^* = 100$ [mm] $Re = 1.1 \times 10^6$	$L^* = 400$ [mm] $Re = 4.2 \times 10^6$
0.0	No. 1-0	No. 2-0	No. 3-0
2.0	No. 1-2	No. 2-2	No. 3-2
4.0	No. 1-4	No. 2-4	No. 3-4

Table 3.2 モデルの大きさと格子間隔

モデル	$L^* = 50$ [mm]	$L^* = 100$ [mm]	$L^* = 400$ [mm]
格子間隔（無次元）	$2.0 \times 10^{-4}$	$1.44 \times 10^{-4}$	$0.70 \times 10^{-4}$

では等間隔に、そして、この点より翼から離れた位置では連続的に格子間隔を大きくした。また、対称軸に沿った方向（ $x$ 方向）には、翼が存在する部分では最大翼厚の位置を通るように等間隔に、それ以外の部分では、連続的に格子間隔を変化させている。

ここでは、Prandtl 数を  $Pr = 0.72$  と定数として扱った。さらに、粘性係数の評価に関しては Sutherland の公式（3.1）を用いた。

$$\mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*} = \left( \frac{T^*}{T_0^*} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{T_0^* + S^*}{T^* + S^*} \right) \quad (3.1)$$

$$T^* = \gamma T_0^* T, \quad S^* = 110.4 [K]$$

以下に、二重楔型翼の計算条件をまとめておく。

- 一様流条件
  - － Mach 数  $M_0 = 2.45$
  - － Prandtl 数  $Pr = 0.72$
  - － 圧力  $p_0^* = 6.410 \times 10^3$  [Pa]
  - － 密度  $\rho_0^* = 0.1705$  [kg/m<sup>3</sup>]
  - － 温度  $T_0^* = 131.0$  [K]
- 無次元化
  - － 状態量：一様流の値を基準として無次元化
  - － 代表長さ：コード長  $L^*$   
(Table 3.1 を参照)
  - － Reynolds 数：Table 3.1 を参照
- 計算領域
  - － 格子形状：Fig. 3.3
  - － 大きさ：上・下ともに  $2.5 \times 2.5$  (無次元)
  - － 格子数：上・下ともに  $180 \times 80$
- 境界条件
  - － 上流：主流条件
  - － 下流・上方・下方：零次外挿
  - － 翼面上：滑りなし、断熱条件
- 初期条件
  - － 全領域を一様流状態とする

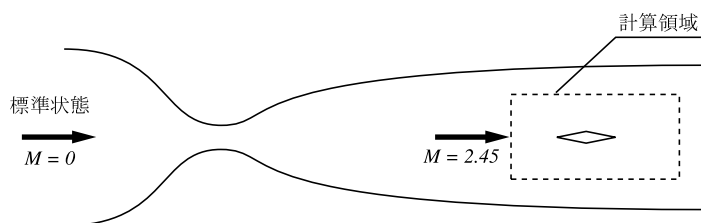


Fig. 3.2 吸い込み式風洞と計算領域

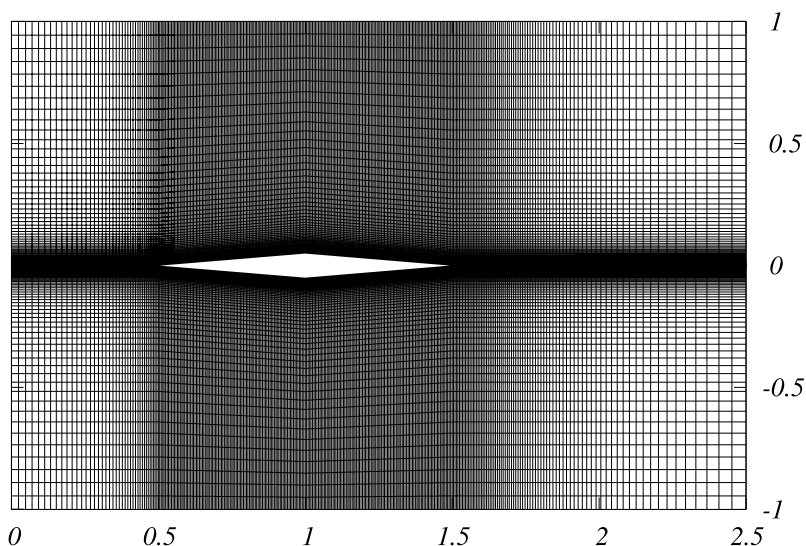


Fig. 3.3 格子形状（二重楔型翼）



## 第4章 計算結果と考察

### 4.1 計算領域全体の様子

数値計算によって得られた流れ場の一例として、No.1-0 の計算領域全体の圧力分布を Fig. 4.1 に示す。図より、翼先端から発生した衝撃波は計算領域の下流付近にまで達しており、上方及び下方の零次外挿によって、流れ場に悪影響を及ぼしていないことが確認できる。また、この衝撃波は翼近傍では鋭く捉えられているが、翼からある程度離れた場所では鈍っていることが分かる。これは、計算格子を翼から離れるにつれて、粗くとったために生じた問題である。しかし、翼近傍の流れに対しては特に悪影響を及ぼしていないと思われる。

ここで示した圧力分布を含め、すべての計算モデルの流れ場の圧力分布と Mach 数分布については付録 A に添付した。

### 4.2 翼近傍の様子

数値計算によって得られた翼面上の圧力分布を Fig. 4.2～4.4 に示す。ただし、横軸はコード長を 1.0 とした前縁からの距離、縦軸は式 (4.1) に示す主流動圧に基づく圧力係数  $C_p$  である。これらのグラフには、数値計算によって得られた結果の他、第 2.3 節で述べた理論によって解析的に求めた圧力分布も示している。また、この解析解の詳細は Table 4.1 に示す。

$$C_p = \frac{p^* - p_0^*}{\frac{1}{2}\rho_0^* U_0^{*2}} = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho_0 M_0^2} \quad (4.1)$$

さらに、数値計算によって得られた速度分布から境界層の剥離点、及び再付着点を計算した。その結果を Fig. 4.5 と Fig. 4.2～4.4 に示した。ただし、境界層の剥離点は翼面上で  $\partial U_t / \partial n = 0$  ( $U_t$ : 翼面方向の速度,  $n$ : 翼面と垂直な座標) となる点であり、その下流で再び  $\partial U_t / \partial n = 0$  となる点を再付着点とした。また、これら剥離点、再付着点は迎角  $\alpha = 2, 4 \text{ deg}$  の場合には、翼下面には発生しなかった。

これらのグラフをみると、数値計算によって得られた翼上面の圧力分布は翼のエッジ部分や剥離している領域を除いて、概ね非粘性の理論解と一致していることが分かる。これは、境界層内の圧力はその外側の圧力と等しくなるためであり、剥離が生じていない場合の圧力分布に関しては、非粘性の理論で予測可能であるといつてよい。しかし各グラフに見られる、剥離による圧力上昇に関しては、非粘性の理論では当然予測することは出来ない。その上、 $C_p$  の値は理論に比べ数値計算の方がおよそ 0.025～0.05 程度大きく、その差は大きいといえる。

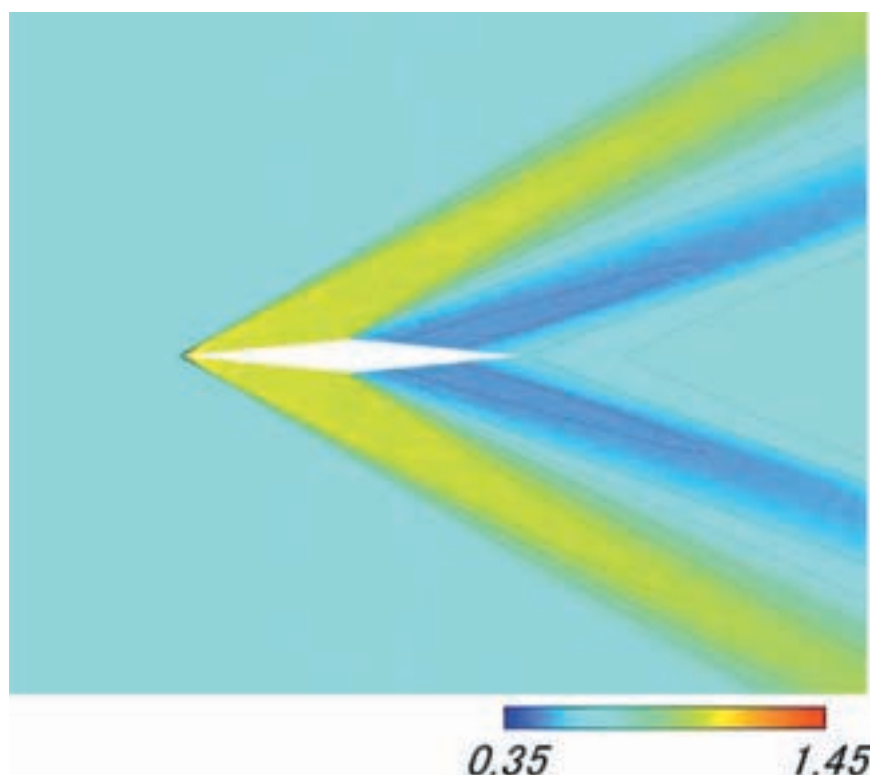
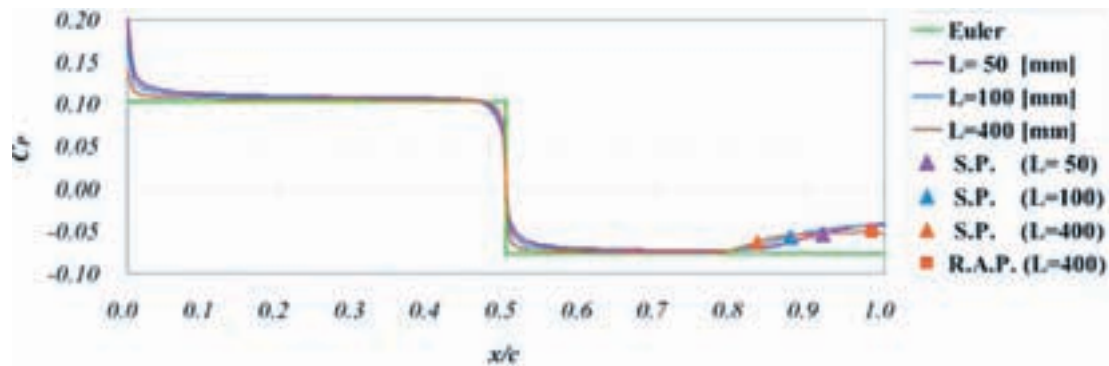
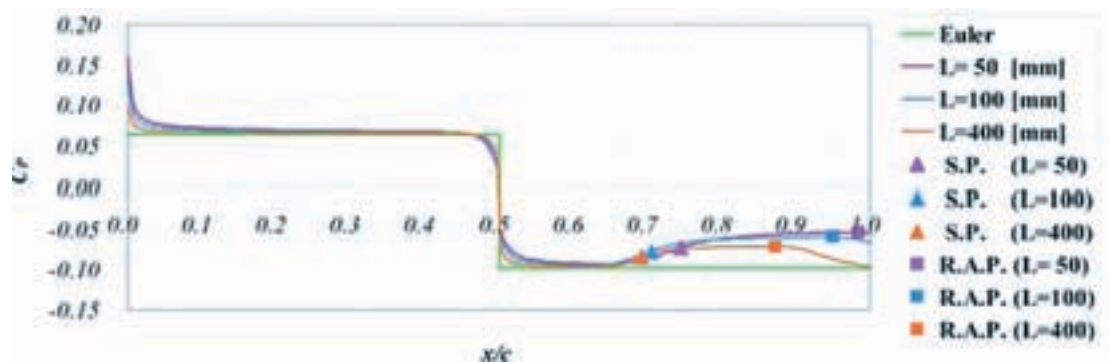
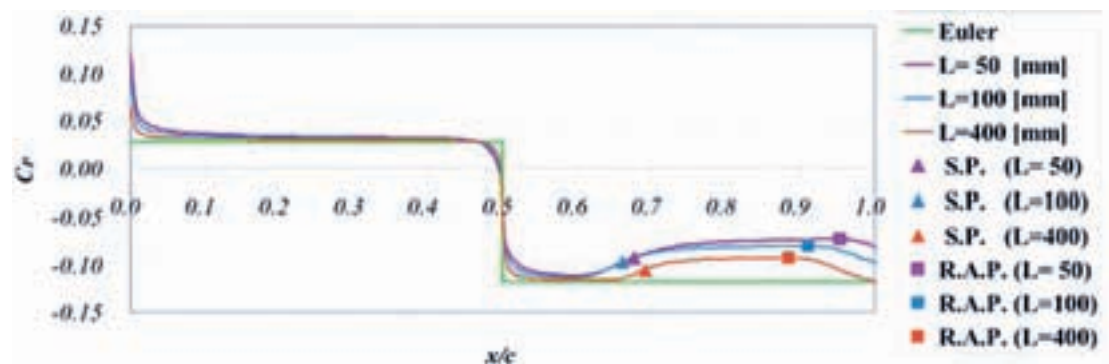


Fig. 4.1 圧力分布 No. 1-0 (等高線は 0.1 間隔)

亜音速流中においては、一般的に、翼上面の圧力が前縁から徐々に減少すると共に、流速が大きくなっていく。そしてある点で最小圧力を取り、その後、後縁に向かって圧力が徐々に増加し、流速は減少していく。そして、ついには流速が0となる点で剥離を生じる。一方、超音速流中における二重楔型翼の場合、剥離が生じなければ、非粘性解に似た傾向を示し、翼の前縁から後縁にかけて順圧力勾配になると思われる。しかしながら、超音速流れであるので、翼後縁から衝撃波が発生する。粘性を考慮した場合、この衝撃波は境界層が存在するため Fig. 4.6 のように、連続的に発生する。この衝撃波群前後の圧力は下流に向かうほど高くなっており、剥離の生じる前であれば、境界層の内外を問わず言うことができる。これに加え境界層内部には亜音速領域が存在することを考慮すると、衝撃波群後方の圧力が高いという情報が境界層内を伝わり、衝撃波群前方の境界層内の圧力を上昇させる。この衝撃波群前方での圧力上昇が進むと境界層の剥離が生じ、さらには剥離領域が翼の前方に向かって広がっていく。このようにして、圧力の高い剥離領域を形成すると考えられる。そして剥離点付近では流れが偏向されるために、弱い衝撃波が発生していることが分かる。しかし、ここで発生した衝撃波は翼から離れた場所で、翼後縁から発生した衝撃波と合流し一つになっていることが分かる。

ここで再び、Fig. 4.2～4.4・Fig. 4.5について述べる。これらの図から分かる大まかな傾向として、剥離点及び再付着点は迎角が大きくなるにつれ、翼前方へ移動し、さらに Reynolds 数が増加することでも剥離点、再付着点は翼前方へ移動することがあげられる。

Fig. 4.2 翼面上の圧力分布 ( $\alpha = 0$  [deg])Fig. 4.3 翼面上の圧力分布 ( $\alpha = 2$  [deg])Fig. 4.4 翼面上の圧力分布 ( $\alpha = 4$  [deg])

まず、剥離点の移動が迎角に依存する原因として、逆圧力勾配の大きさが影響していると考えられる。翼後縁から発生する衝撃波後方では、迎角に関係なく流れの状態は、ほぼ一様流と同じ状態 ( $C_p = 0$ ) になるが、衝撃波前方の状態は、迎角に依存し Table. 4.1 の上面、 $x/c \geq 0.5$  の圧力  $p$  の値を見ると分かるように、迎角が大きいほど低くなっている。そのため迎角が大きいほど、翼後縁の衝撃波前後で圧力差が大きくなり、剥離領域が前方に広がる際にも、より大きな逆圧力勾配を保っていると考えられる。よって、迎角が大きいほど、翼の前方で剥離が起こる。

次に、剥離点の移動が Reynolds 数に依存する原因についてであるが、本研究では Reynolds 数の変化はコード長を変えることと同義であるので、Fig. 4.7 のように、コード長の異なる二つの翼について考える。これらの翼に剥離していない境界層が、流れ方向に相似な速度分布を保ち定常状態になったとする。ただし一様流速は等しいとする。こうした場合、コード長が大きい程、翼後方で境界層が厚くなる。そのため、翼面付近の速度勾配  $\partial U_t^* / \partial n^*$  ( $U_t^*$ : 翼面方向の速度,  $n^*$ : 翼面と垂直な座標) は小さくなり、これに伴いせん断応力も小さくなる。よって、コード長が大きい方が、境界層内のより外側の流れが、内側の流れを引きずる力が弱くなる。そのためにコード長が大きい程、つまり Reynolds 数が大きい程、逆

Table 4.1 非粘性の解析解 (無次元)

			$M$	$p$	$\rho$
一様流			2.450	0.7142	1.000
$\alpha = 0$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.216	1.024	1.292
		$x/c \geq 0.5$	2.698	0.4841	0.7563
	下 面	$x/c < 0.5$	2.216	1.024	1.292
		$x/c \geq 0.5$	2.698	0.4841	0.7563
$\alpha = 2$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.297	0.9056	1.184
		$x/c \geq 0.5$	2.795	0.4188	0.6827
	下 面	$x/c < 0.5$	2.136	1.154	1.405
		$x/c \geq 0.5$	2.603	0.5573	0.8349
$\alpha = 4$ [deg]	上 面	$x/c < 0.5$	2.379	0.7980	1.082
		$x/c \geq 0.5$	2.893	0.3610	0.6142
	下 面	$x/c < 0.5$	2.055	1.297	1.523
		$x/c \geq 0.5$	2.507	0.6394	0.9182

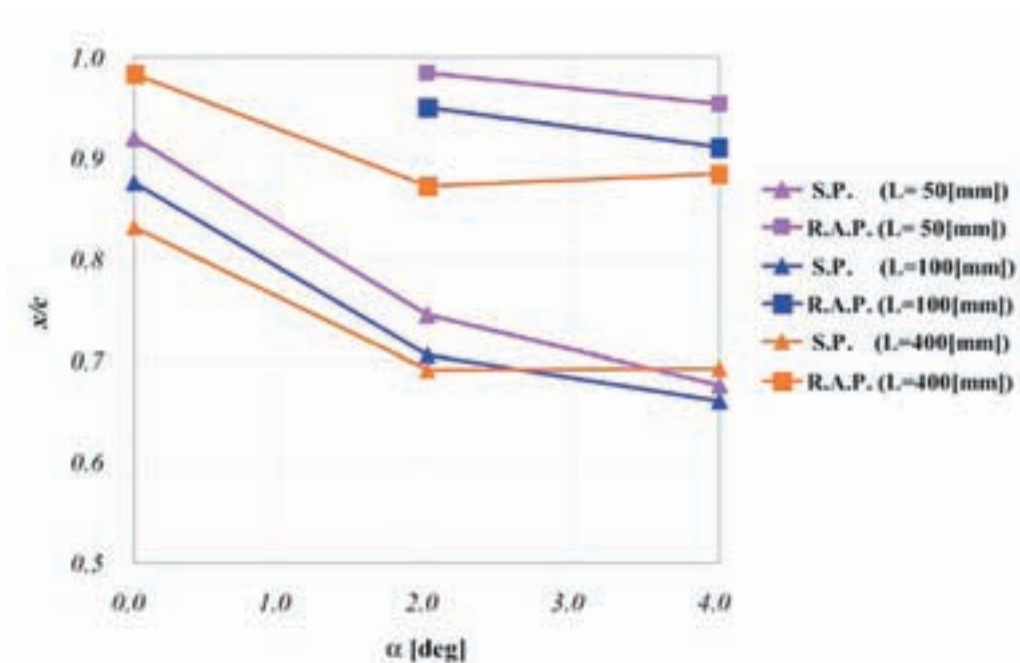


Fig. 4.5 剥離点・再付着点の移動

圧力勾配に対抗する力が弱く、剥離がより前方で起こると考えられる。

以上のように迎角や Reynolds 数が大きくなることで翼前方に剥離点が移動する原因を考察したが、この移動には限界があると考えられる。それは翼中央部に膨張波が発生し、大きな順圧力勾配が存在するからである。この点を踏まえて、上述の傾向から外れている  $L = 400 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 4 \text{ deg}$  の場合について考察する。Fig. 4.4 のコード長 50 ～ 60 % 付近の圧力分布に着目すると、Reynolds 数が大きいほど圧力が下がり非粘性解に近づいているが、コード長 40 ～ 50 % 付近ではほとんど差がないことが分かる。これより Reynolds 数が大きいほど翼中央部で流れがより加速され剥離に対する耐性があると考えられる。よって剥離点は、Reynolds 数によって異なる翼中央付近での順圧力勾配の大きさ、Reynolds 数によって異なるせん断応力の大きさと、後縁の衝撃波による剥離領域の圧力上昇のつり合いで決定されるといえる。そしてこのようなつり合いのもと、 $L = 400 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 4 \text{ deg}$  の場合にはコード長 69 % 付近で剥離するという結果が得られた。また、 $\alpha = 2 \text{ deg}$  の場合の剥離点の移動に注目すると、 $L = 50 \text{ mm}$  と  $L = 100 \text{ mm}$  を比較した移動量に比べ  $L = 100 \text{ mm}$  と  $L = 400 \text{ mm}$  を比較した移動量が小さいことも、翼中央部での順圧力勾配の差によると考えられる。

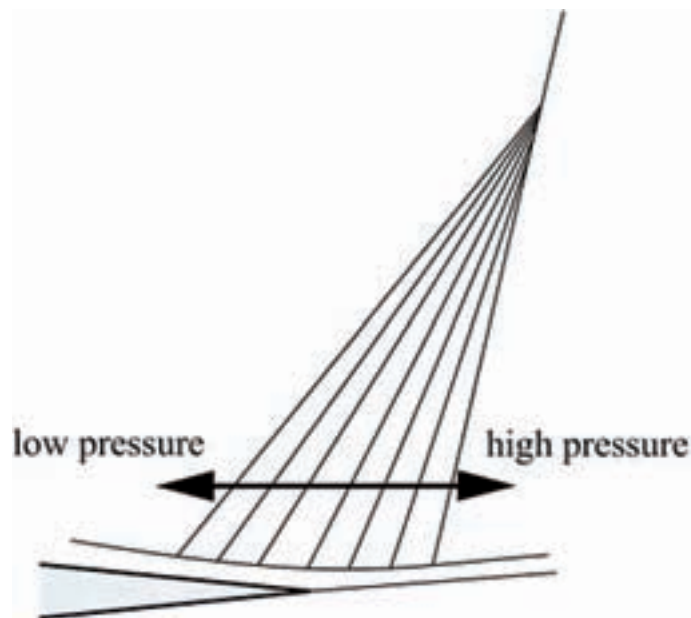


Fig. 4.6 翼後縁の衝撃波

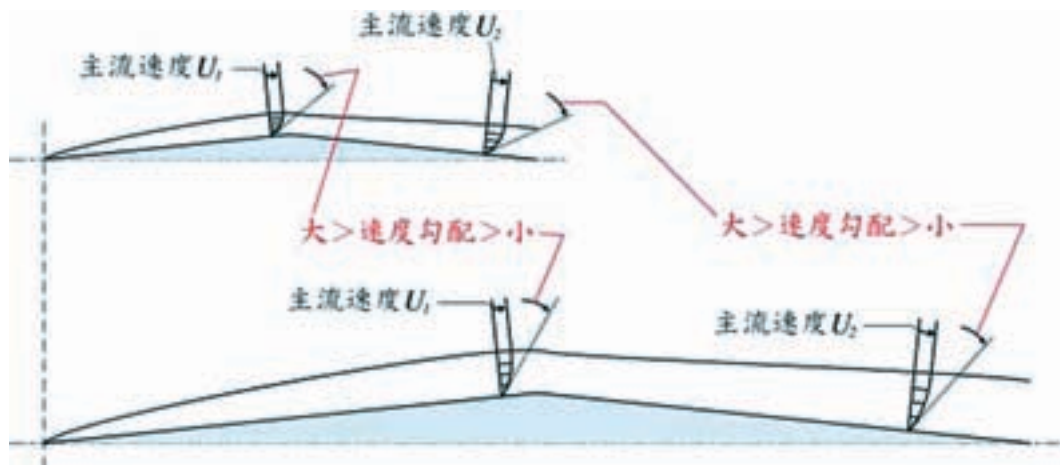


Fig. 4.7 速度勾配と Reynolds 数の関係



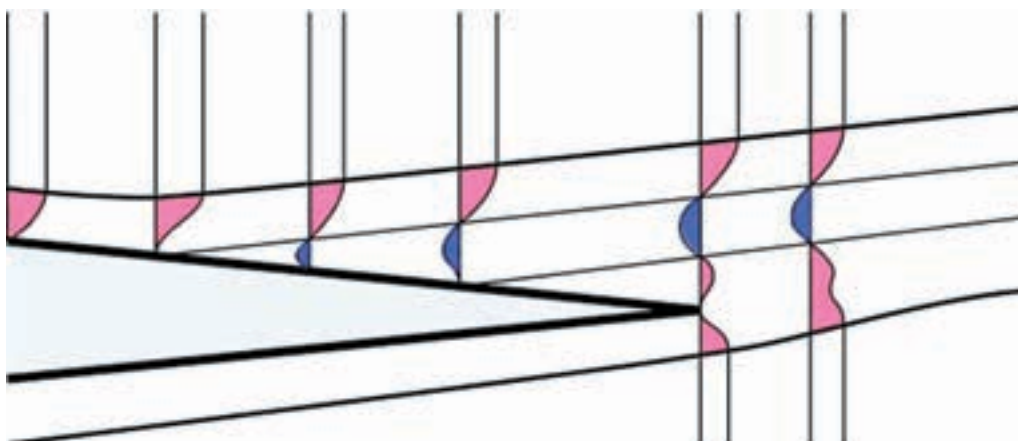


Fig. 4.8 翼後縁境界層の速度分布

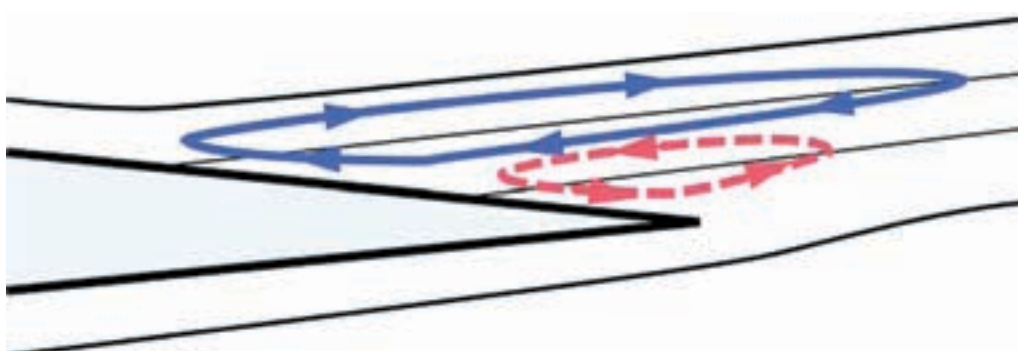


Fig. 4.9 翼後縁に生じる渦

続いて再付着点についてであるが、既に述べたように、ここでは“再付着点”を翼面上の速度勾配が、剥離点の下流で再び零となる点と定義している。しかし、数値計算で得られた速度場を見ると、剥れた境界層がそのまま“再付着点”で付着しているわけではない。Fig. 4.8は速度分布を模式的に描いたものである（便宜上、 $x$ 方向の速度勾配が零となる点を、剥離点、再付着点としている）。図より、再付着点の下流側の層は、実際に一度剥れた層が付着することで生じるのではなく、翼下面の流れが誘起することで生じたものであることが分かる。さらに、この流れはFig. 4.8に示すような二つの渦を誘起していることが分かった。

最後に、翼後縁に発生している衝撃波について述べる。Fig. 4.10に翼後方に着目した、圧力（無次元）の分布を示す。等高線は0.05毎に引かれている。(a), (c), (d)より、同一迎角におけるReynolds数による影響を比較する。翼後端及び翼上面から発生する衝撃波はReynolds数が大きい程、等高線の間隔が狭くなり、より急激な圧力勾配をつくり出していることが分かる。つまり、Reynolds数が大きい程強い衝撃波をつくり出していることが分かる。また、同一Reynolds数における迎角による影響を、(b), (c)に示すように $L = 100 \text{ mm}$ の場合で比較すると、迎角が大きい程衝撃波が強くなっていることが分かる。この傾向は他のコード長の場合においても確認された。

これらの違いを発生させている要因は、剥離領域及び、その下流での圧力分布の違いによる。衝撃波の下流側では圧力はほぼ一様流の静圧と等しくなっているため、翼後端付近で $C_p$ が零に近づいているもの程、翼後端での圧力勾配は小さくなり、衝撃波が弱くなっている。このことは、Fig. 4.2～4.4より、翼後縁付近での $C_p$ が、Reynolds数が小さいもの程、また、迎角が小さいもの程、零に近づいていることから確認できる。よってこれらより、圧力分布と翼後縁での剥離、衝撃波の強さには密接な関係があることがうかがえる。



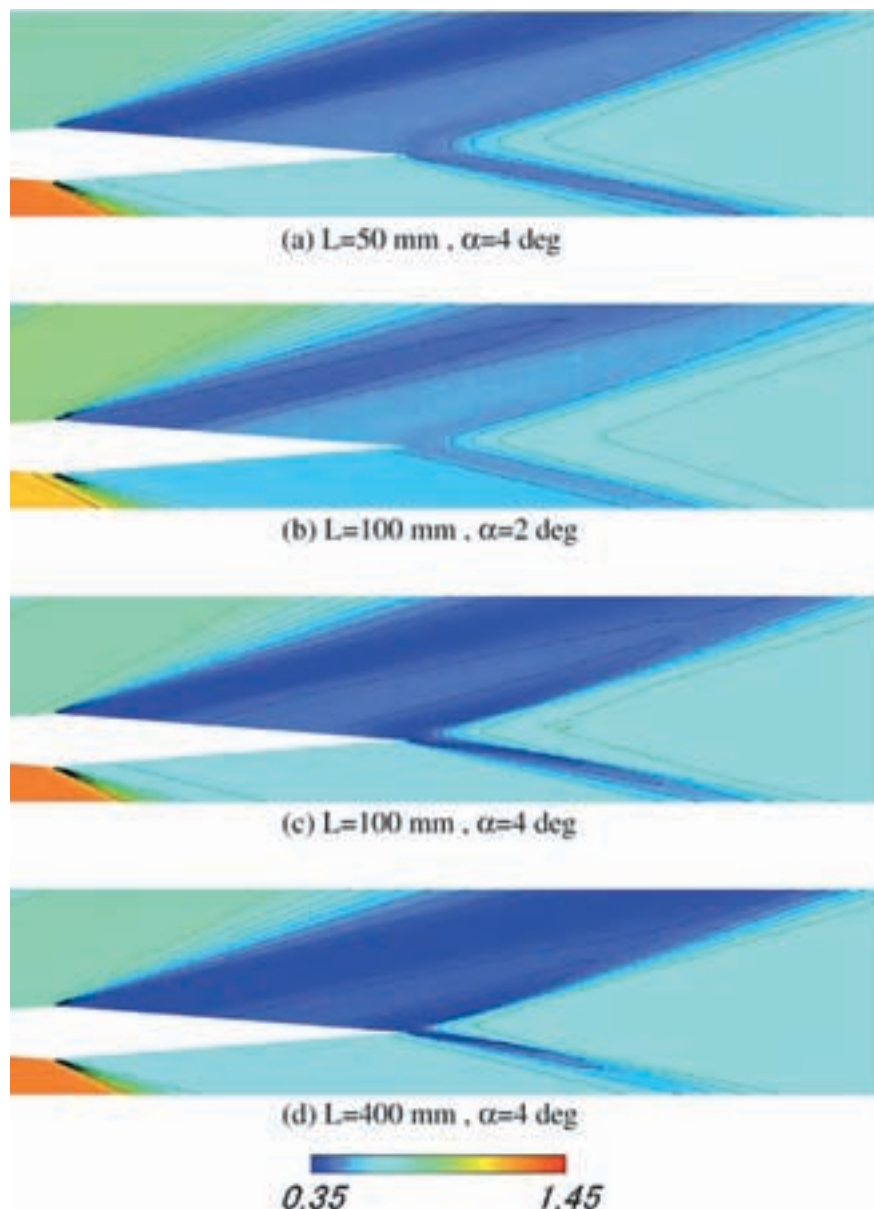


Fig. 4.10 翼後縁に生じる衝撃波

### 4.3 空力性能について

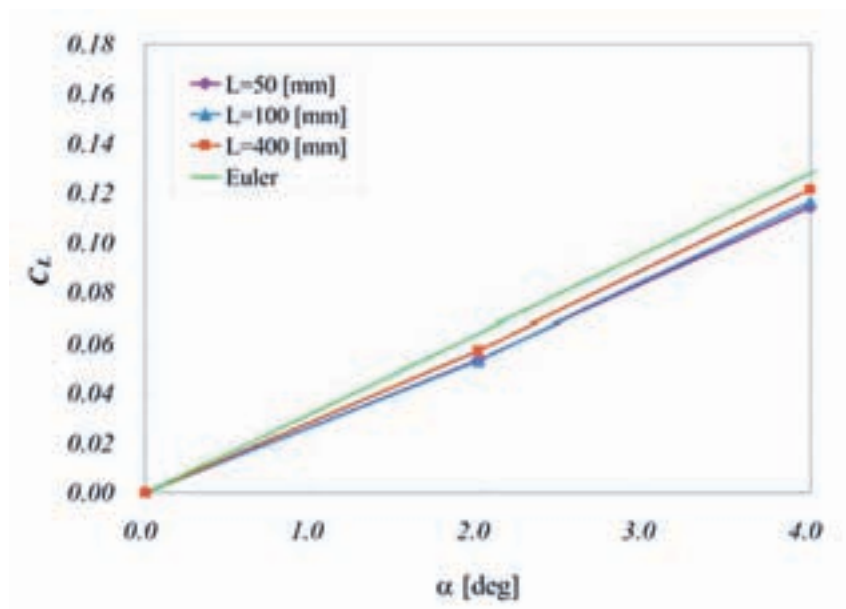
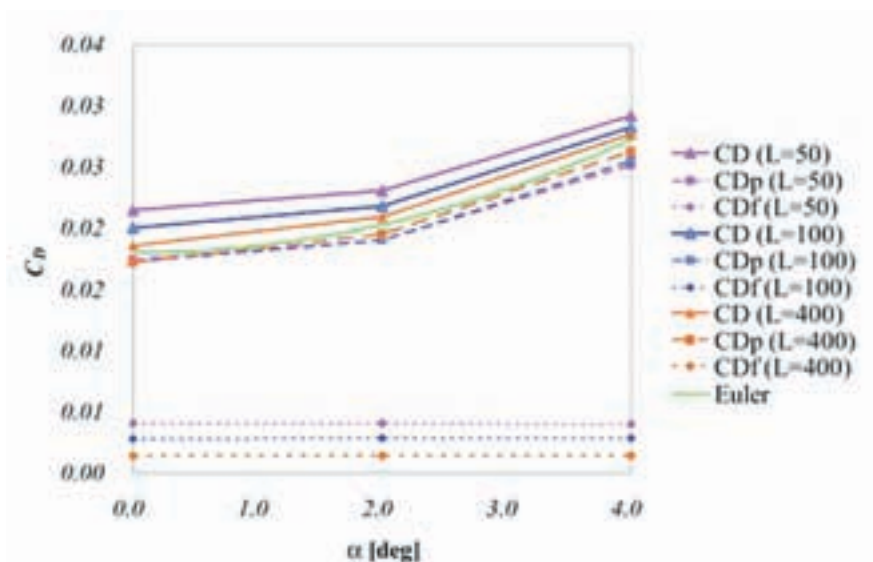
翼には圧力と摩擦による力が働くので、それらによる単位奥行きあたりの力を翼面に沿って積分することで揚力、抗力、前縁周りのモーメントを求め、さらに主流動圧とコード長で除して、揚力係数  $C_L$ 、抗力係数  $C_D$ 、前縁周りのモーメント係数  $C_{M0}$  をもとめた。さらに、得られた  $C_L$ 、 $C_D$  より、揚抗比  $L/D$  も求めた。迎角  $\alpha$  に対するそれらの変化を Fig. 4.12 ~ 4.14 に示す。またこれらには第2.3節で示した非粘性の理論を用いて求めたグラフ（凡例で Euler とした）も示した。この非粘性の理論による値は、境界層が剥離していない場合の圧力の寄与のみを考えた空力性能に近いものと考えられる。

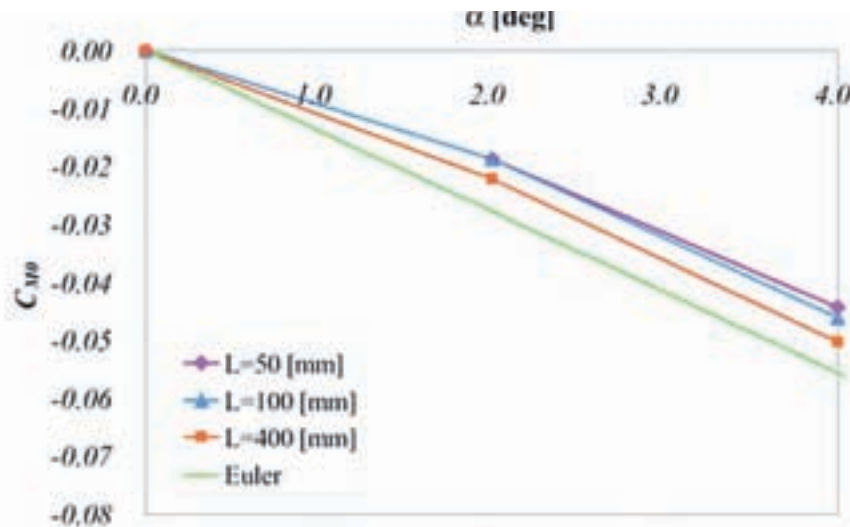
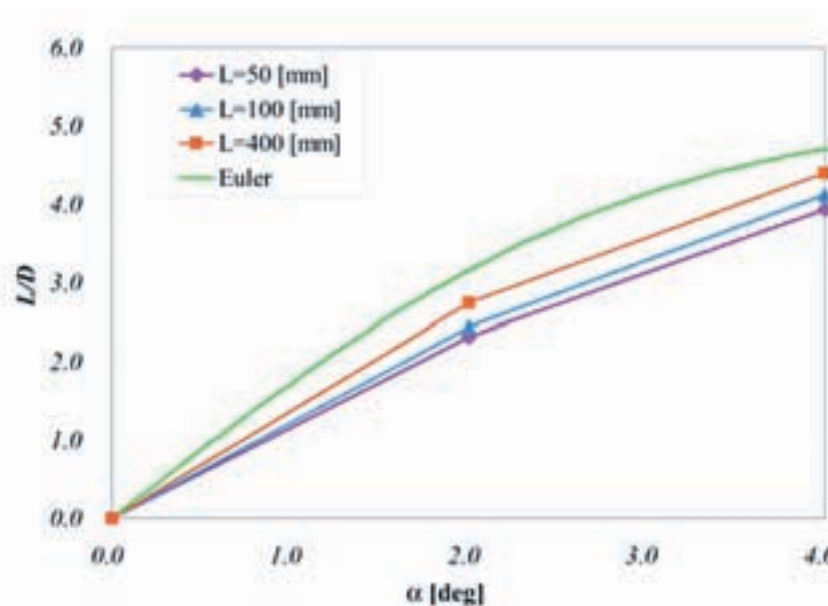
まず、 $C_L$  に関しては、摩擦力の揚力成分は非常に小さいので、翼に働く圧力の寄与のみを考えることにする。Fig. 4.11 を見ると、0 deg を除き、非粘性解と比べ剥離が生じた数値計算の結果の方が  $C_L$  は小さくなっている。これは、Fig. 4.3, 4.4 で示したように、翼上面の剥離領域で圧力が上昇しているためである。またコード長が大きい程、 $C_L$  が大きくなっている原因として、剥離領域での圧力分布の差であると考えられる。図よりコード長が大きいほど剥離領域での圧力上昇は小さく、翼を下に押す力が減少していることが分かる。

次に  $C_{M0}$  であるが、これは既に述べた  $C_L$  に関する特徴と似ていることが多く、摩擦力の寄与は非常に小さい。Fig. 4.13 は翼前縁周りのモーメント係数の迎角変化を示したものである。 $C_{M0}$  は頭上げを正とした。図より剥離が生じている方が  $C_{M0}$  が大きい。これはの  $C_L$  時と同様に、剥離領域の圧力上昇が原因と考えられる。さらに、コード長  $L$  の小さい方が  $C_{M0}$  が大きい。これも翼後縁付近での圧力分の差によるものと考えられる。

$C_D$ に関しては、圧力または摩擦による抗力成分の力のどちらも無視することは出来ない。Fig. 4.12には圧力による抗力  $C_{Dp}$ 、摩擦力による抗力  $C_{Df}$ 、及びそれらの和である全抗力  $C_D$ を記している。摩擦抗力  $C_{Df}$ が Reynolds 数が大きくなると小さくなるのは、Fig. 4.7を用いて説明したように、Reynolds 数が大きいほどせん断応力が小さくなるためである。次に圧力抗力  $C_{Dp}$ に注目すると、 $C_{Dp}$ はどの迎角、Reynolds 数においても非粘性解よりも小さくなっていることが分かる。この理由として、剥離領域の圧力上昇が挙げられる。剥離領域はどの場合においても、翼中央より後方に生じている。そのため、剥離領域の上昇した圧力が及ぼす力を、翼面に沿って成分分解すると、前方へ押す力が非粘性解に比べ大きくなり、抗力が小さくなっている。

$L/D$ は Fig. 4.14より、数値計算の結果は非粘性解と比べ小さな値をとっており、Reynolds 数が大きい程、 $L/D$ も大きくなることが分かる。非粘性解より小さくなる理由は、Fig. 4.11, 4.12より、非粘性解の揚力係数を  $C_{L(Euler)}$ 、抗力係数  $C_{D(Euler)}$ をとって、非粘性解と数値計算の結果との比、 $C_L/C_{L(Euler)}$ と  $C_{Dp}/C_{D(Euler)}$ を考えると、前者の方が大きいので、剥離領域の圧力上昇が原因ではなく、単に粘性を考慮したことによる、摩擦力の影響が大きいためである。また、Reynolds 数による違いも摩擦力の差によるところが大きいと考えられる。

Fig. 4.11  $\alpha - C_L$ Fig. 4.12  $\alpha - C_D$

Fig. 4.13  $\alpha - C_{M0}$ Fig. 4.14  $\alpha - L/D$ 

以上が本研究で調べた翼の空力特性について得られた結果である。ここで、剥離領域の圧力上昇が空力特性に及ぼす影響に着目する。本研究では迎角  $\alpha = 0 \text{ deg}$  を除くと、剥離点、再付着点は翼の上面にしか発生していないので、圧力上昇が揚力、抗力を共に低下させているが、何らかの方法で、翼下面にも上面と同様の剥離を誘起させた場合を考える。この時、圧力上昇が揚力に及ぼす寄与は、上面、下面で相殺され、そして、抗力に及ぼす寄与は上面、下面ともに抗力を減らす方向に働く。つまり、翼下面に剥離を誘起させることで、揚抗比が改善される可能性があることが分かる。さらに、翼下面の剥離領域で圧力上昇を発生させることで、第4.2節で述べたように、衝撃波を弱くさせることも考えられる。

## 第5章 結論

本研究では超音速流中におかれた二重楔型翼まわりの2次元流れを、Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことによって、後縁剥離の及ぼす影響を考察した。以下に得られた結果を示す。

1. 翼後縁に発生する衝撃波が剥離を誘起し、圧力を上昇させることを確認した。
2. 剥離点、再付着点は Reynolds 数または、迎角の増加に伴って翼前方に移動する傾向があることが分かった。

3. 翼後縁に発生する剥離と、衝撃波の強さに関係があることを確認した。
4. 層流剥離の影響により、 $C_L$ ,  $C_D$  は共に低下し、 $C_{M0}$  は増加することが確認できた。

今後の課題として、

- ・乱流を考慮した解析を行うこと
- ・実験との対応を確認すること
- ・翼端を除く部分でエッジのない翼型を用いた解析を行うこと
- ・翼下面に層流剥離を導入したモデルでの空力特性の評価

などがあげられる。

## 参 考 文 献

- [1] H.Schlichting, “Boundary-Layer Theory”, 1979.
- [2] 廣瀬直喜, 池川昌弘, 登坂宣好, 久保田弘敏, 本間弘樹, “圧縮性流体解析”, 東京大学出版会, 1995.
- [3] 中橋和博, 藤井孝蔵, “格子形成法とコンピュータグラフィックス”, 東京大学出版会, 1995.
- [4] 谷 一郎, “流れ学第3版”, 岩波全書, 1967.
- [5] 松尾一泰, “圧縮性流体力学”, 理工学社, 1994.
- [6] 牧野光雄, “航空力学の基礎 (第2版)”, 産業図書, 1980.

## 付録 A

### 計算結果 (圧力・Mach 数分布)

Table A.1 計算モデルの組み合わせとその番号

$\alpha$ [deg]	$L^* = 50$ [mm] $Re = 5.3 \times 10^5$	$L^* = 100$ [mm] $Re = 1.1 \times 10^6$	$L^* = 400$ [mm] $Re = 4.2 \times 10^6$
0.0	No. 1-0	No. 2-0	No. 3-0
2.0	No. 1-2	No. 2-2	No. 3-2
4.0	No. 1-4	No. 2-4	No. 3-4

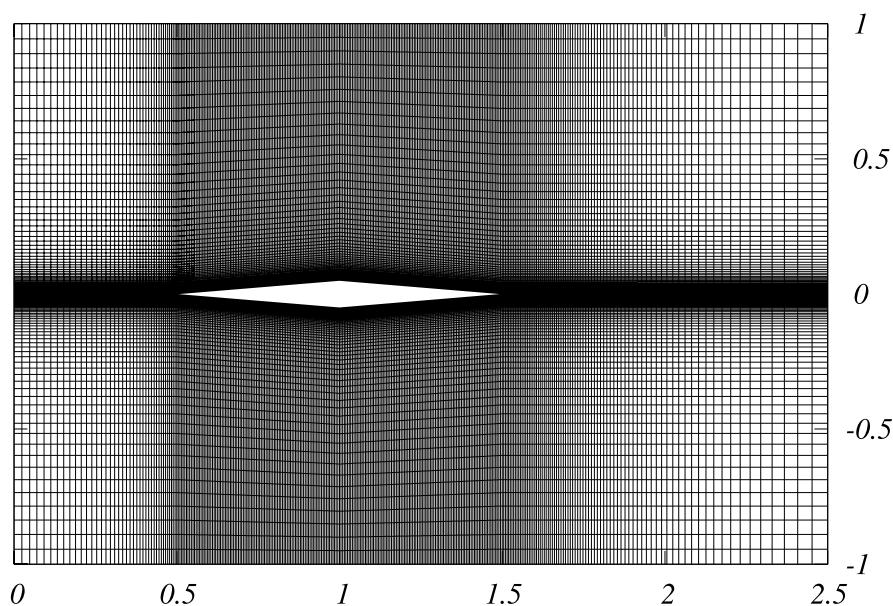


Fig. A.1 格子形状 (二重楔型翼)

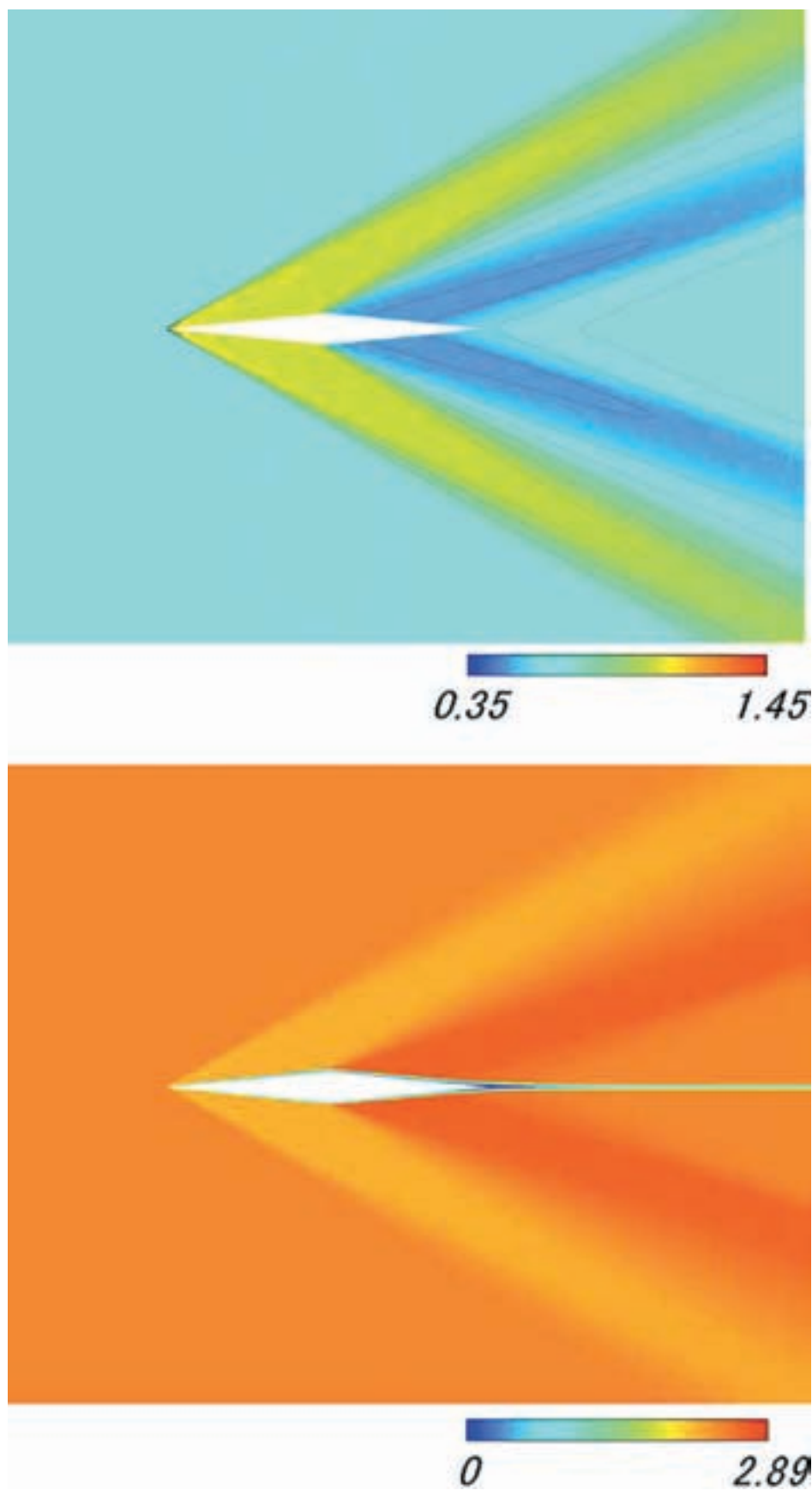


Fig. A.2 流れ場の様子 No. 1-0（上：圧力分布，下：Mach 数分布）



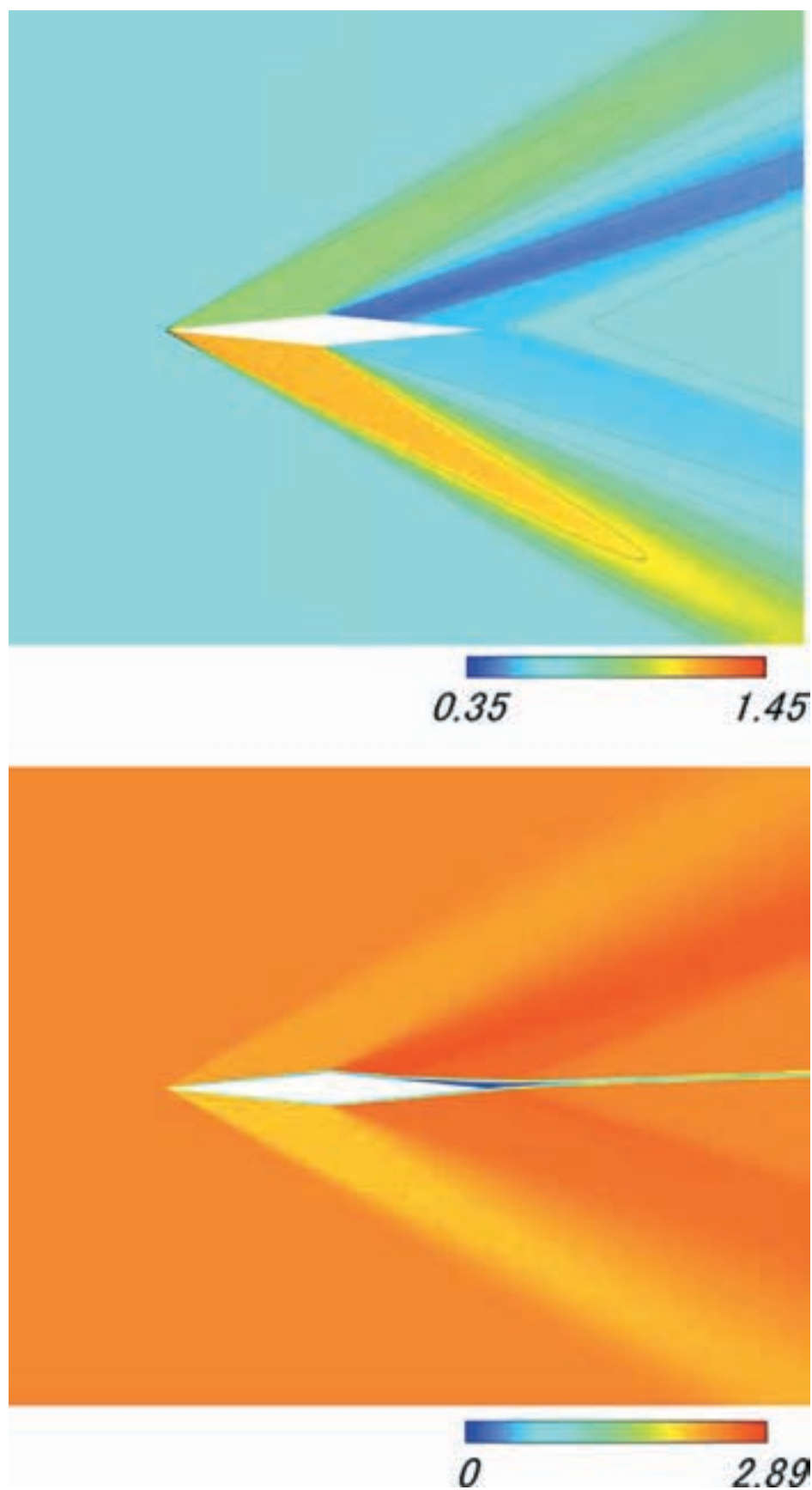


Fig. A.3 流れ場の様子 No. 1-2 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

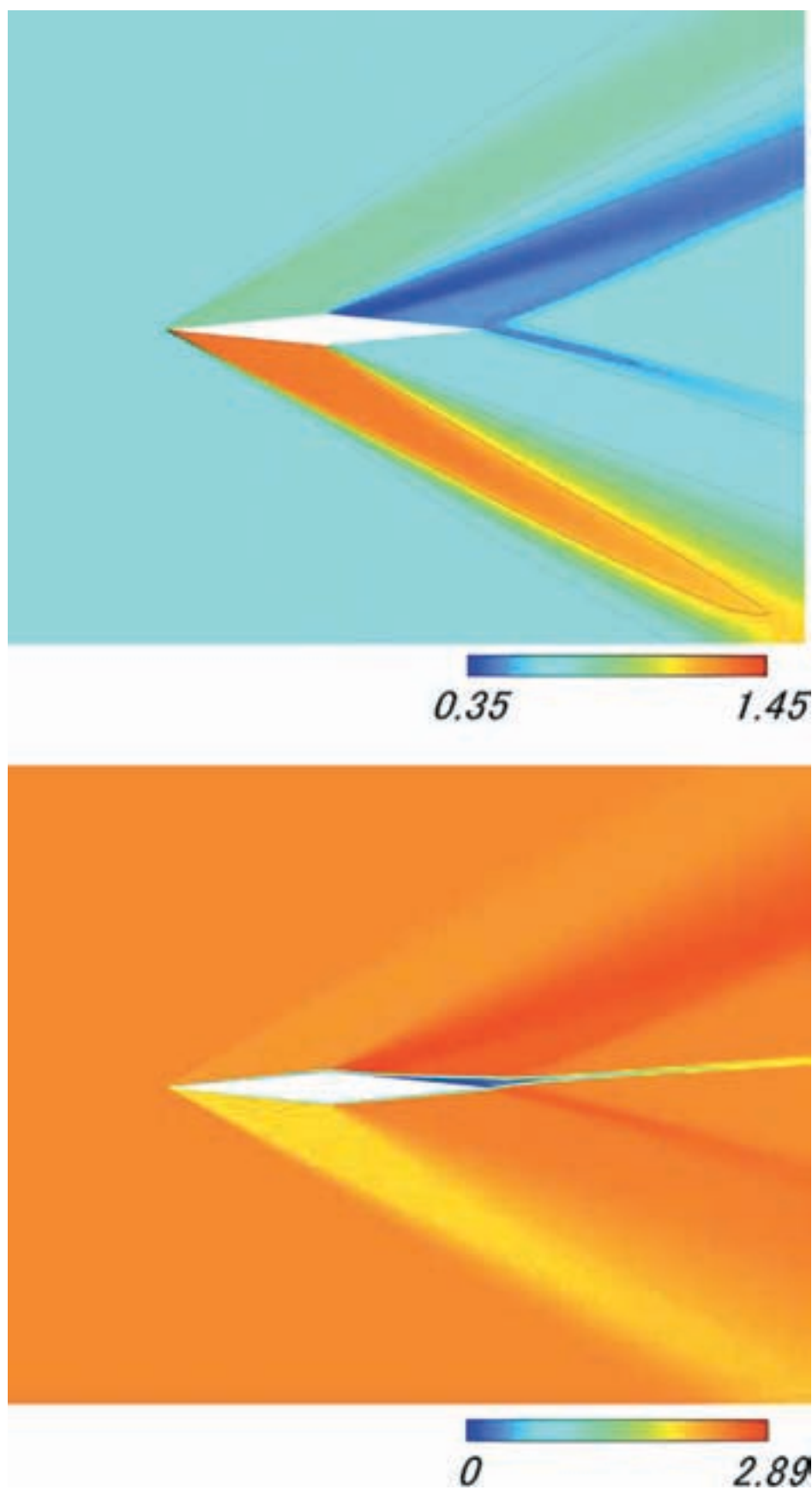


Fig. A.4 流れ場の様子 No. 1-4（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

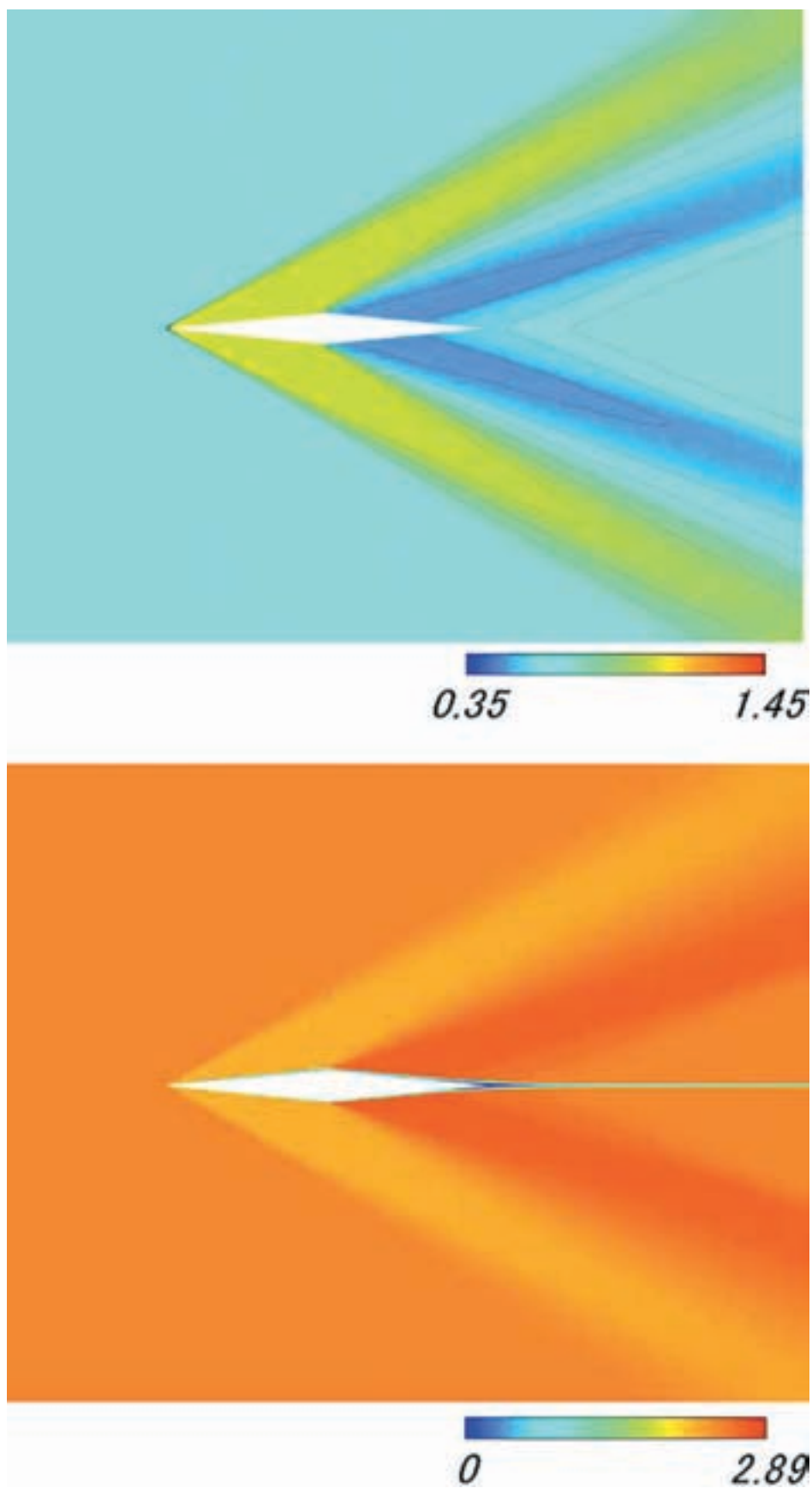


Fig. A.5 流れ場の様子 No. 2-0 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

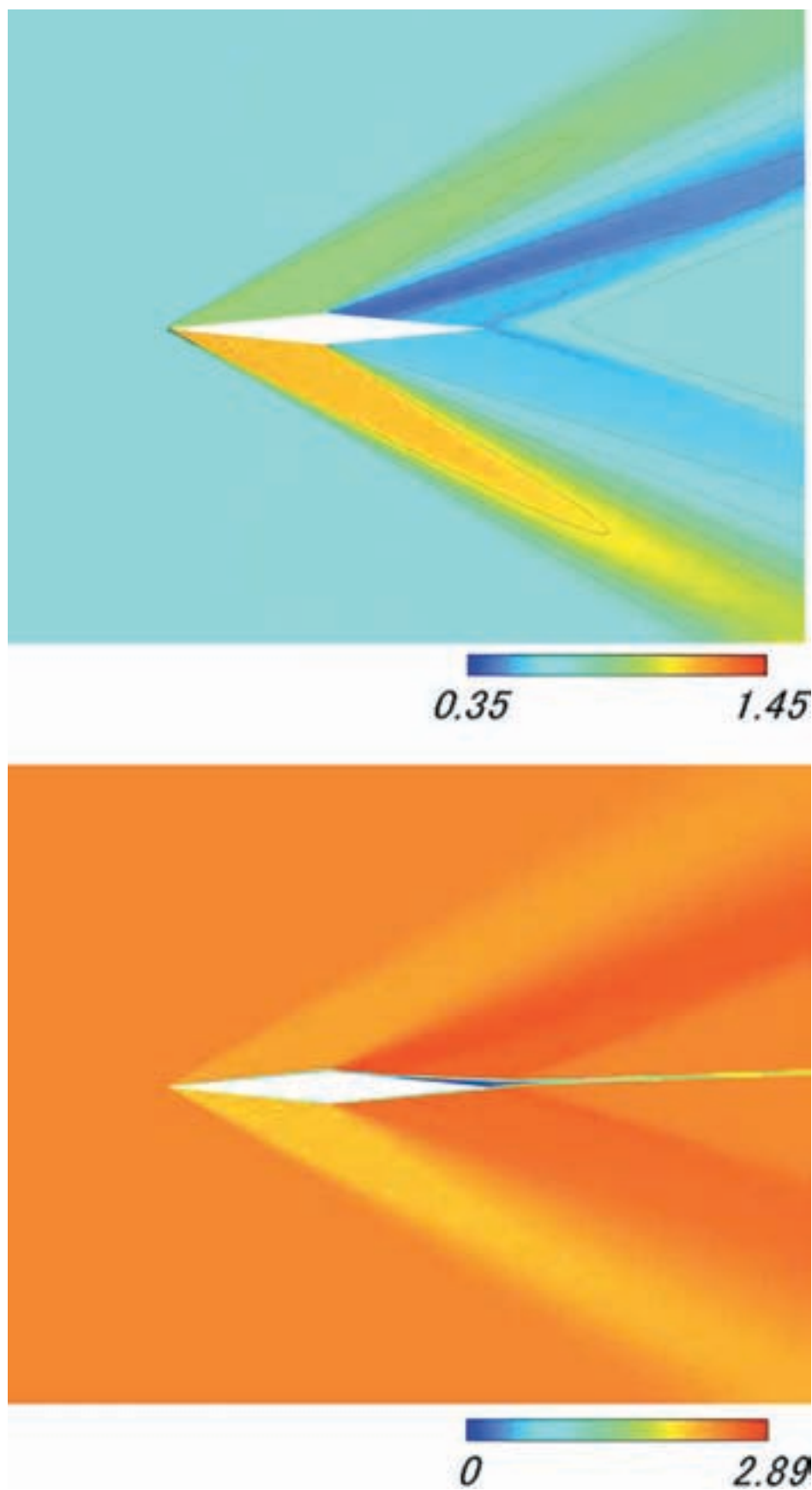


Fig. A.6 流れ場の様子 No. 2-2（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

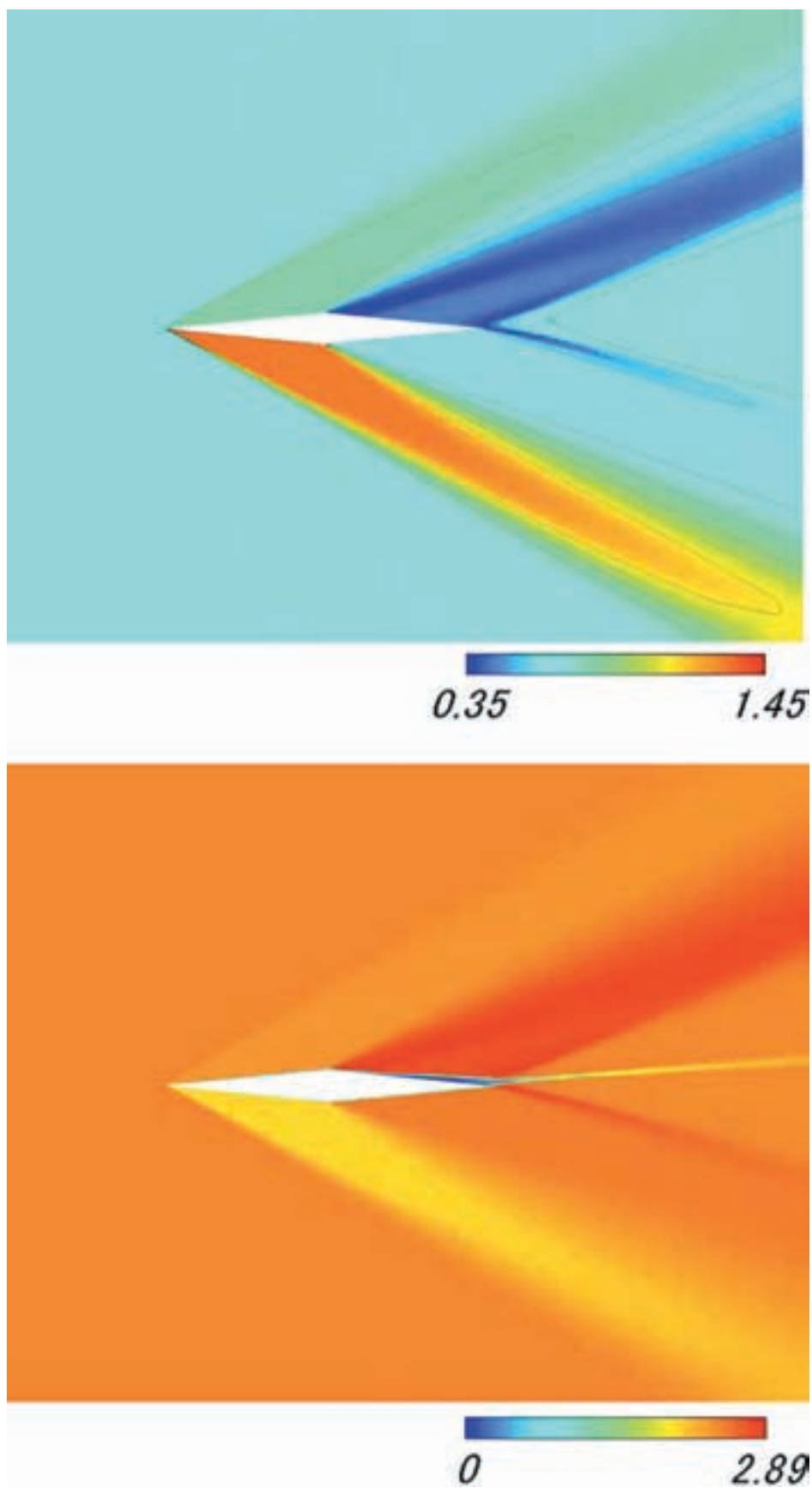


Fig. A.7 流れ場の様子 No. 2-4 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)



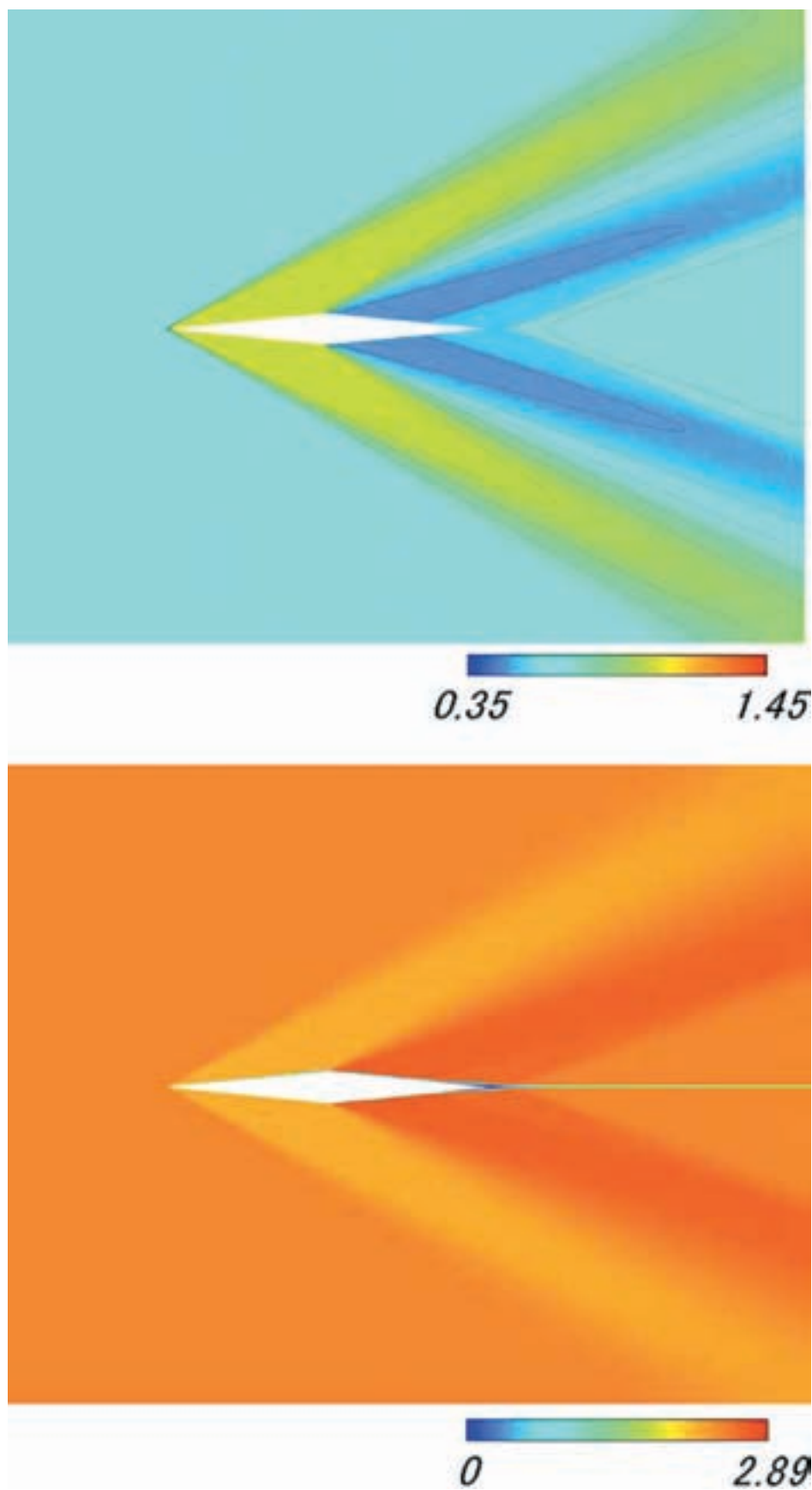


Fig. A.8 流れ場の様子 No. 3-0（上：圧力分布，下：Mach 数分布）

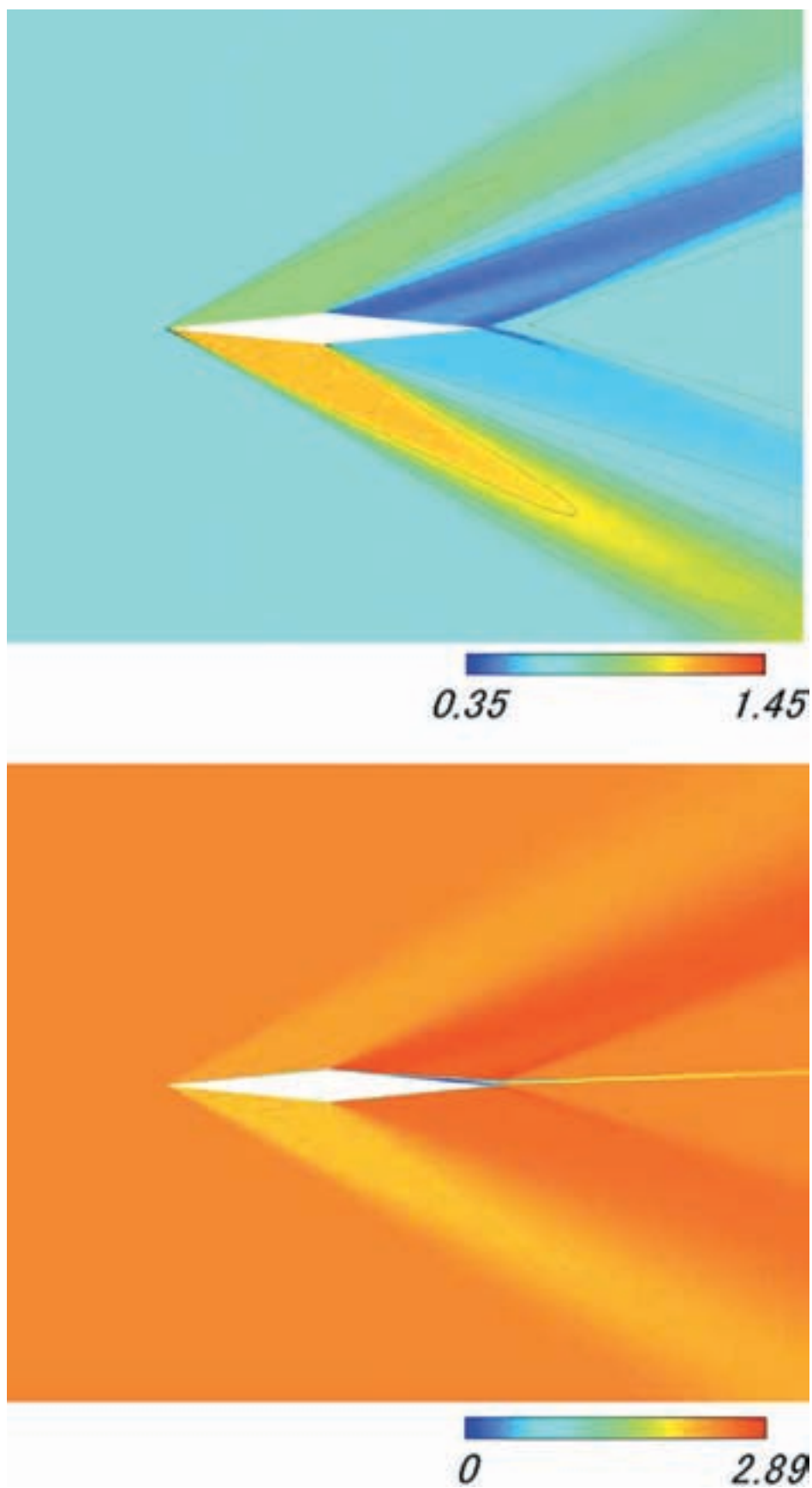


Fig. A.9 流れ場の様子 No. 3-2 (上：圧力分布，下：Mach 数分布)

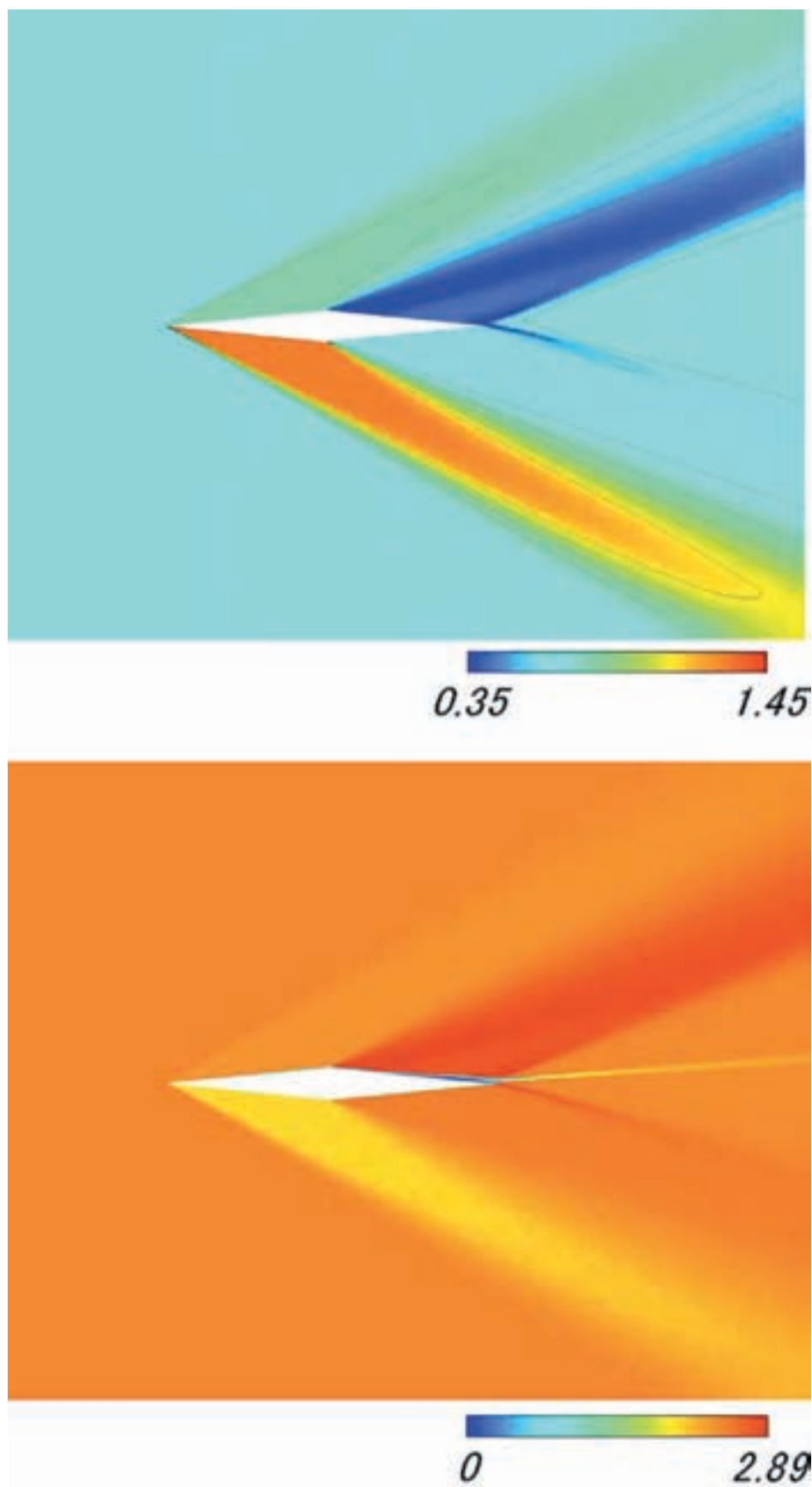


Fig. A.10 流れ場の様子 No.3-4（上：圧力分布，下：Mach 数分布）