

CFD 解析における物体後流域や遠方境界のメッシュの影響

高橋 良尚, 松島 紀佐, 清水 亮介
(富山大学)

Effect of Mesh Condition in Wakes or Far-field Boundary Areas on CFD analysis

by

Yoshinao TAKAHASHI, Kisa MATSUSHIMA, and Ryosuke SHIMIZU

ABSTRACT

This article investigates effect of mesh distribution in wakes and distant flow-fields from an airplane on resulted flow phenomena when performing RANS CFD simulation. Heretofore, mesh distribution in those flow-fields is rather coarse. It is not sufficient for grasping accurate wake phenomena which are important for obtaining aerodynamic coefficient by wake integration as well as evaluating wake turbulence effect on others. The investigation is conducted regarding three subjects. The first one is mesh distribution in the vicinity of far-field boundaries of a computational domain. The second is to enlarge a computational domain, while the other is mesh distribution on downstream field of airplane. Through the investigation, several useful clues have been obtained for attaining good flow resolution in those fields by CFD.

1. はじめに

航空機の後流における流体现象は、その後流の発生原因である航空機の空力的特徴を持つと考えられている。後流から空力特性を推定する手法として、非接触で後流面の流速データを得られる PIV (Particle Image Velocimetry) 計測を用いた圧力推定[1]や、流速および圧力から物体の抵抗値や揚力値を算出する後流積分[2]の分野で後流情報を活用した研究の重要性が認識され始めている。我々も後流に注目した研究を行っており、後流を含む下流面全体の空力的解析を行っている。その解析において、物体から離れた空間における格子分布の重要性を認識した。通常の翼や航空機体周りの流れ場解析の格子分布に関しては翼表面の最小格子幅を中心に注目しており、物体から離れた場所に対してはあまり注意が払われていなかった。参考文献 2 で議論されているような遠方境界の影響や後流現象を捉えることはこれから重要になる課題であろうと思われる。本研究では、1 台のワークステーションでの計算で行える経済性を担保しつつ、後流を高精度に解析するための効率的方法を検討する。既存の計算格子に対して遠方境界への格子追加や解析領域の拡大、後流面の格子の細分化を行う。そして、航空機後流の物理現象を適切に再現し解析するための格子分布の在り方の指針を得る。さらに今後の展望として、PIV 計測を模擬した CFD シミュレーションの流速データを用いた圧力推定や、後流積分の結果に解析領域、格子数がどの程度影響を及ぼすかを評価することも視野に入れる。

2. 計算手法

2. 1. 計算モデル・格子

計算対象は NACA0012 翼型断面をもつ矩形翼である。翼のコード長 C を基準長さとして無次元化している。スパン長は $5C$ で、翼端部については半スパン長の 95%位置から滑らかに翼厚を減少させ、100% (翼端) 位置では厚み 0 となるようにした。翼端は $y-z$ 断面からみて、半スパン長の 5%が長径、翼厚の半分が短径となる半楕円形状とした。翼前縁の x 座標を $0C$ とし、 $y=0C$ を対称面とする半裁モデルで解析を行った。

計算格子は図 1 のような翼周りに C 型、スパン方向に H 型である C-H 型構造格子を用いた。格子点数は、翼周方向 (J 方向) に 201 点、スパン方向 (K 方向) に 66 点、翼面から離れる方向 (L 方向) に 73 点で総格子点数

968,418 点である。格子領域について、原点は翼前縁であり、 x 方向に $-10C \sim 11C$ 、 y 方向に $0C \sim 15C$ 、 z 方向は $-10C \sim +10C$ 確保した。境界層の最小格子幅は $5.77 \times 10^{-6}C$ である。

本稿で可視化する後流面と翼の位置関係を図 2 に示す。図 2 の中央に示す半スパン長の翼が計算対象であり、その後縁から $1C$ 後方にある x 方向に垂直な断面が後流面 ($x=2.0C$) である。主流方向の流れは x 軸から迎角分の傾きをもち流入する。

2. 2. CFD 計算手法および条件

CFD 計算のための流れ場条件は、一様流マッハ数 $M_\infty=0.82$ 、迎角 $\alpha=4.86^\circ$ 、レイノルズ数 $Re=3.0 \times 10^6$ である。本計算の解析手法を表 1 に示す。

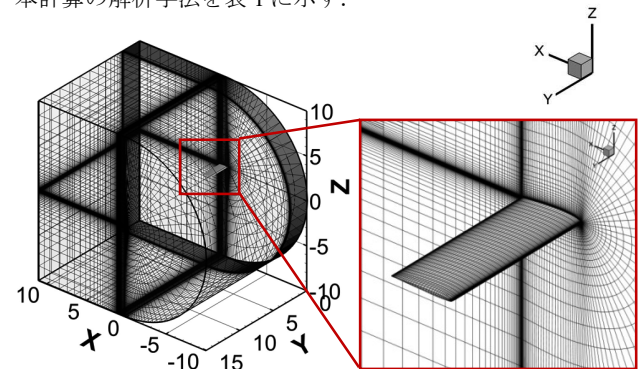


図 1 計算格子と翼付近の拡大図

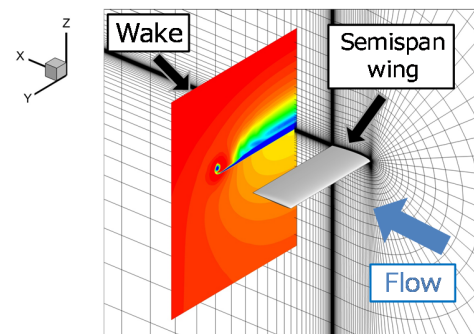


図 2 翼と後流面 ($x=2.0C$) の位置関係

表 1 CFD 数値計算手法

項目	手法
支配方程式	3次元圧縮性薄層近似 N-S 方程式
空間離散化	移流項：3次精度 粘性項：2次精度
時間積分	LU-SGS 法
乱流モデル	Baldwin-Lomax

3. 遠方境界の影響緩和

通常使用される格子は図 4(a) 追加前のように、遠方境界付近の格子が粗い。また、遠方境界位置から十分物体から離れていないと遠方で境界条件として与えている一様流条件を満たそうと、遠方境界付近の流れ場が非物理的な挙動を示す。図 3 に示した後流面 ($x=2.0 C$) の圧力係数分布 (以下、 C_p 分布という) では翼の影響が遠方境界条件を与えている上と右と下の境界にまだ残っており境界条件と干渉している。この干渉という非物理現象を緩和する為に遠方境界付近に格子を追加した。

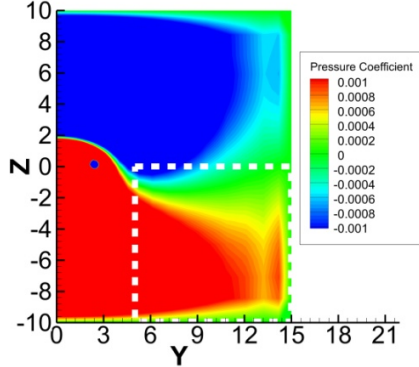


図 3 従来の格子の C_p 分布 ($x=2.0 C$)

3. 1. 格子追加範囲

追加した格子点は図 4(b) 追加後に示すように、(a) 追加前の遠方境界付近に赤色の翼周方向 16 点、緑色のスパン方向 8 点、黄色の翼垂直方向 8 点をそれぞれ追加した。また、表 2 に格子追加前後の格子点数を示す。

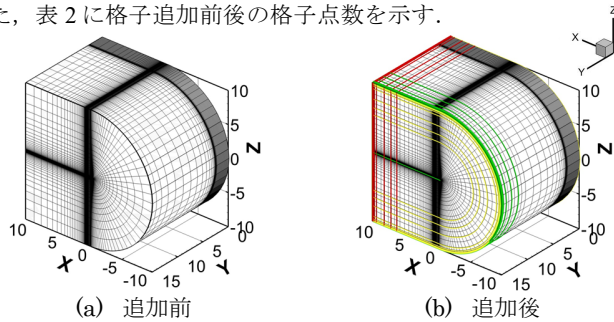


図 4 格子追加後の C-H 格子

表 2 格子追加前後の格子点数

	(a) 追加前	(b) 追加後
総数	968,418	1,300,698
翼周方向数	201	217
翼面 (翼周方向)	120	120
翼後流 (翼周方向)	41	49
スパン方向数	66	74
翼面 (スパン方向)	41	41
翼面外 (スパン方向)	25	33
翼垂直方向数	73	81

3. 2. 格子追加前後の C_p 分布の比較

格子追加前後の後流面の物理量の変化を捉えるために、後流面 ($x=2.0 C$) における C_p 分布の比較を行う。図 5 に格子追加後の C_p 分布を示す。さらに図 6 に図 3、図 5 で白色の破線で示した $y=+5 C \sim +15 C$, $z=-10 C \sim 0 C$ の範囲における格子追加前後の C_p 分布を示す。

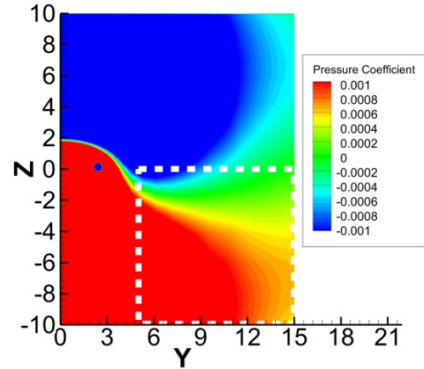


図 5 格子追加後の C_p 分布 ($x=2.0 C$)

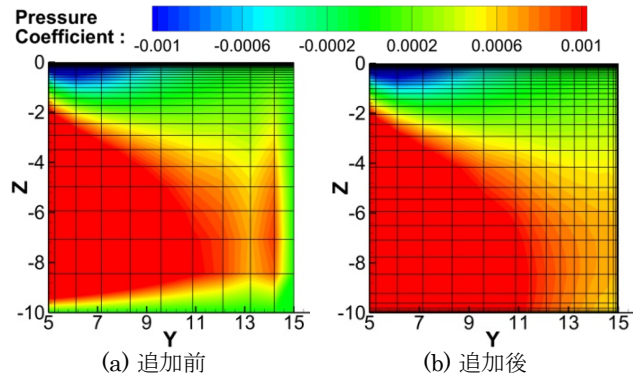


図 6 格子追加前後の C_p 分布 ($x=2.0 C$, 白破線部)

図 3、図 5 の翼付近の後流面は C_p 分布の変化はみられなかった。しかし、図 3 の上と右と下の境界において、一様流条件が干渉し不自然となった C_p 分布が図 5 の追加後では改善された。また、図 6(a) 追加前についても $y=13 C$ 付近で C_p が一度減少してから増加する振動が観察された。(b) 追加後は遠方境界付近の物理量の振動がなくなり、妥当な物理量の変化となっているようにみられる。

空力係数について、揚力係数 C_L は追加前後でそれぞれ 0.427109, 0.427303 となった。抵抗係数 C_D は追加前 0.058953, 追加後 0.058981 で、 $0.28ct$ ($1ct=1 \times 10^{-4}$) のわずかな差が生じた。格子を追加したのは翼の上下に $10 C$ 離れた遠方境界付近であり、翼付近の格子密度の変化はない。そのため、物体表面積分で得られた空力係数の変化は小さく、ほとんど一致したと考えられる。

以上の結果から、遠方境界付近の格子を密にすることで、同じ解析領域であっても物理的に妥当な流体现象を得ることができる空間領域が広がることわかる。

4. 解析領域の拡大

3. において、遠方境界付近に格子を追加することで、境界条件として与えた一様流の影響を緩和できることを示した。しかし、図 5 のように、現在使用している格子領域では翼の上下面での物理量の変動が遠方境界まで及んでいることがわかる。そこで、解析領域を広くし、領域拡大前後での後流の物理量の変化を比較することで、後流現象を適切に捉えるために必要な遠方境界位置を考察した。

4. 1. 解析領域の拡大範囲

解析領域が与える後流現象の変化の比較のために、翼から遠方境界までの各領域を図 7 のように 2 倍にした。各方向について、x 方向は -20 C ~ 21 C, y 方向は 0 C ~ +30 C, z 方向は -20 C ~ +20 C である。格子点数はどちらも表 2 の (b) 追加後を用いているため、翼表面の格子を除いて相対的に格子間隔は粗くなっている。また、格子分布は遠方境界付近に格子を追加したものである。

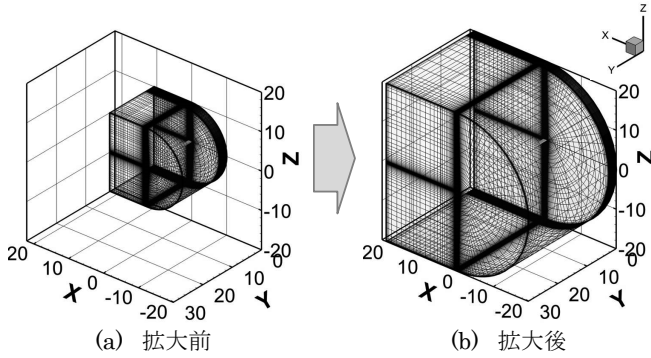


図 7 解析領域拡大前後の計算格子

4. 2. 解析領域の拡大前後の比較

3. 2 と同様に、ここでも後流面 (x = 2.0 C) における Cp 分布を比較する。図 8 に解析領域の拡大後の後流面を示す。また、白色の破線で示した領域は y = +5 C ~ +15 C, z = -10 C ~ 0 C である。

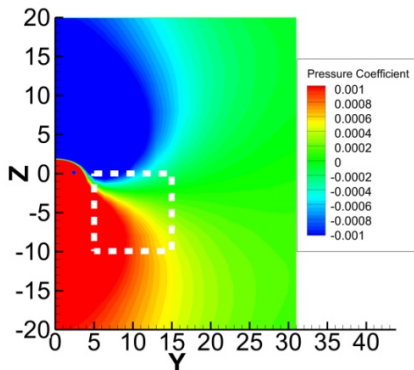


図 8 遠方境界拡大後の Cp 分布 (x = 2.0 C)

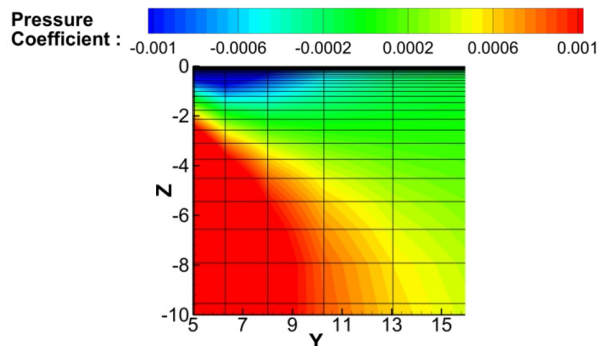


図 9 領域拡大後の Cp 分布 (x = 2.0 C, 白破線部)

拡大前の図 5 と拡大後の図 8 の Cp 分布を比較すると、拡大前では上と右と下の境界に一樣流条件を与えているため、物理量の変化が境界面に抑えられるような分布となっていることがわかる。また、右下領域の Cp 分布を比較するため、図 9 に白色破断線で示した図 8 を拡大したものを示す。拡大前の図 6(b) 追加後と図 9 を比較すると、圧力係

数の上昇領域が拡大後の方が小さく、拡大前では翼による圧力上昇の影響を過大に評価していることが確認できる。

空力係数について、Cl は拡大前後でそれぞれ 0.427303, 0.427773 となった。Cd は 0.058981, 0.059031 で、0.50ct の差が生じた。翼表面上の最小格子幅は同じなので、拡大前後の Cd の差は 1ct 未満と比較的小さかったと考えられる。

以上から、実際の物理現象に近い領域を広く得るためには、翼に対して上下に 20 C 以上の大きな領域を確保するか、遠方の境界条件として与えている一樣流条件を変える必要があるといえる。

5. 全エンタルピーを用いた計算格子の評価

5. 1 全エンタルピーの導入

3. 2 で遠方境界付近に格子を追加したもので物理量の変化を比較した。また、4. 2 では遠方境界で与えている一樣流条件の影響を抑えるには大きな領域を確保するか、遠方境界の条件を変える必要があることを示した。しかし、具体的にどの程度遠方境界付近の格子を細かくする必要があるかに加え、領域を拡大したらよいかの指針は提示していない。遠方境界付近の物理量の振動の改善がみられたことや、各領域を 2 倍にし Cp を比較したことを述べたのみである。そこで本節では、後流積分法[3]で導入されたエンタルピー抵抗を利用してみることにした。境界の格子や境界値の妥当性が数値解としてのエンタルピー抵抗に反映されると考えるからである[4]。

本稿で可視化を行う全エンタルピーの一樣流の差 Δhr の導出を行う。全エンタルピー hr は、以下の式で得られる。

$$h_T = C_p T_T = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \cdot T \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (5.1)$$

ただし、Cp は定圧比熱、TT は全温度である。

$$T_T = T \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (5.2)$$

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R \quad (5.3)$$

したがって、一樣流における全エンタルピー hr∞ と全エンタルピーの一樣流との差 Δhr は、

$$h_{T\infty} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_\infty}{\rho_\infty} \cdot \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right) \quad (5.4)$$

$$\Delta h_T = h_T - h_{T\infty} \quad (5.5)$$

この節では式(4.5)の Δhr を用いて可視化する。

5. 2 遠方境界の格子追加と全エンタルピー

3. 2. において格子追加前では境界付近で振動が現れることが確認できた。この節では、遠方境界付近の格子の粗密が Δhr に与える影響を考察した。

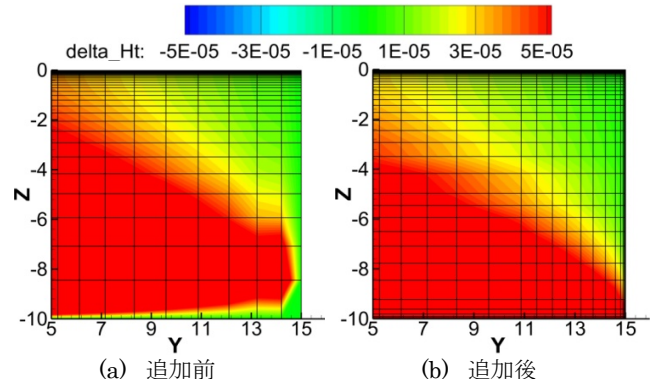


図 3, 図 6(a) に対応 図 5, 図 6(b) に対応
図 10 格子追加前後の Δhr 分布 (x = 2.0 C, 白破線部)

図 10 は図 6 に示した後流面の同範囲を Δhr について可視化したものである。遠方境界で与えている一様流境界条件により、境界値の Δhr が 0 になっている。(a) 追加前では遠方境界の格子の粗さが広い領域にわたって影響を及ぼしているのに対し、(b) 追加後では遠方境界の格子が密であることから自然に分布しているようにみえる。したがって、 Δhr を導入することで、遠方境界の物理量の分布が適切であるかを判断できると考える。

5. 3 解析領域の拡大と全エンタルピー

次に解析領域の広さと全エンタルピーの関係を可視化した。図 11 に 3 つの解析領域の比較を示した。表 3 に各領域と格子数を示す。それぞれの解析領域は z の最大・最小値で区別する。ここでの計算格子は、遠方境界付近に格子点を追加したもので、後述の主流方向の格子成長率は 1.20 であり、クロスフロー面（スパン方向、翼垂直方向）の格子数は 74×81 で 3 つとも同じである。

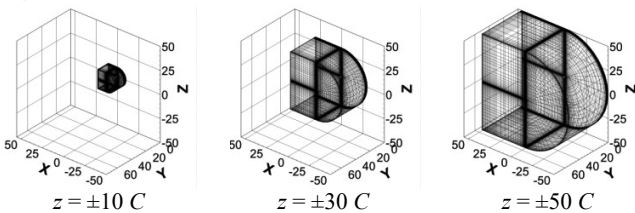


図 11 解析領域の比較図

表 3 各計算格子の領域と格子数

z	x_{max} (翼後縁~境界面)	y_{max} (対称面~境界面)	翼周方向 格子数
$\pm 10 C$	10.0	15.0	217
$\pm 30 C$	30.0	35.0	217
$\pm 50 C$	50.0	55.0	233

以上の過程から求めた Δhr の可視化図を、左図に主流に沿った断面（対称面 $y = 0 C$ ）と右図に x 方向に垂直な断面（後流面 $x = 2.0 C$ ）をそれぞれ図 12～図 14 に示す。

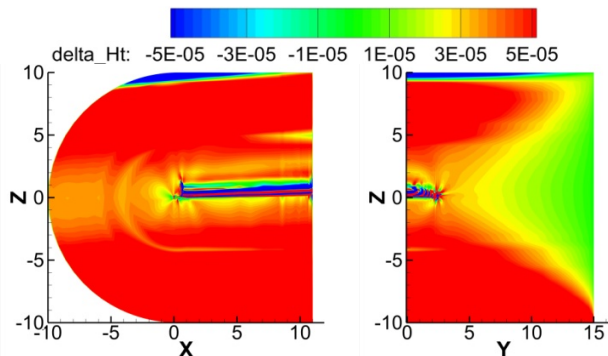


図 12 $z = \pm 10 C$ における Δhr

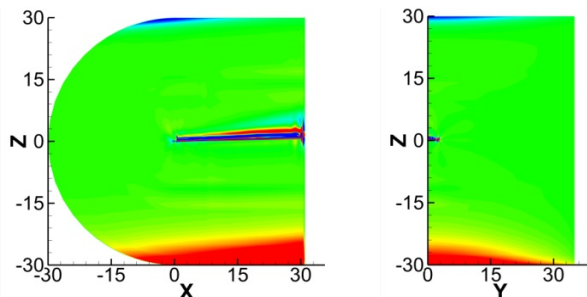


図 13 $z = \pm 30 C$ における Δhr

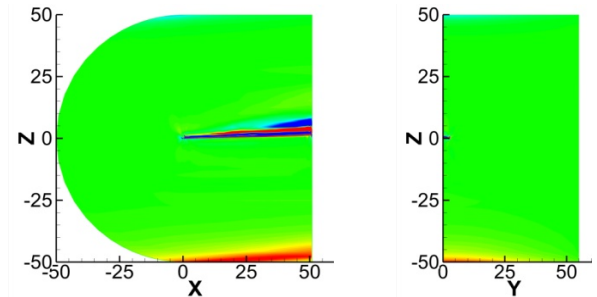


図 14 $z = \pm 50 C$ における Δhr

図 12 と図 13 を比較すると、 $z = \pm 10 C$ のとき、全体に一様流よりも大きな全エンタルピーが分布していたが、 $z = \pm 30 C$ ではそれが改善されていた。 $z = \pm 10 C$ の場合では、翼から遠方境界までの解析領域が不足していたことから、遠方境界値に無理に合わせていた物理量の変化が現れたと考えられる。また図 12～図 14 について、境界条件による影響とみられる上境界に負、下境界に正の分布があらわれた。境界位置が翼から離れるほどその影響は緩和されたが、 $z = \pm 50 C$ のときも下境界に Δhr の増加がみられることから、解析領域を拡大するだけでなく、境界条件の改善が必要であるといえる。

6. 翼後縁から流出境界における主流方向格子変更

後流の情報が伝播する方向である翼後縁 ($x = 1.0 C$) から流出境界 ($x = 11.0 C$) までの格子分布が与える物理量と空力係数の変化を比較した。

6. 1. 格子分布

従来の格子の翼後縁から流出境界までの格子成長率は従来の格子では 1.20 であるが、今回はこれを 1.05, 1.10, 1.15, 1.20 と 1.50, 2.00, 2.50 の計 7 ケースの計算を行った。ここでは主流方向の格子分布に依存した流れ場の影響をみるために、クロスフロー断面である後流面（スパン方向、翼垂直方向）の格子数と格子分布は一定とした。比較する格子の例として、格子成長率 1.05, 1.20, 2.50 の対称面 ($y = 0 C$) における翼後縁付近の格子分布を図 15 に示す。また、翼後縁から流出境界までの格子点数を表 4 に示す。

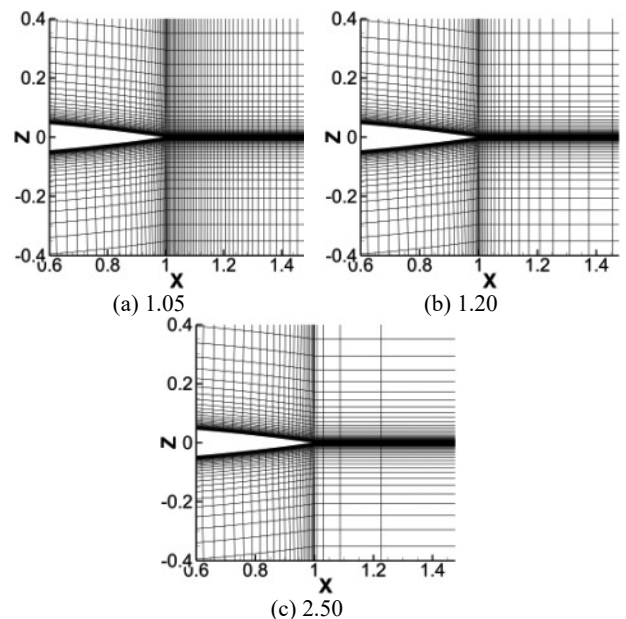


図 15 翼後縁付近の格子分布 ($y = 0 C$)

表 4 翼後縁から流出境界までの格子点数

	格子成長率		
	1.05	1.20	2.50
総数	2,067,930	1,30,0698	917,082
翼周方向数	345	217	153
翼後縁～流出境界	113	49	17

6. 2. 可視化図と空力係数の比較

図 15 で示した格子の後流面 ($x = 2.0 C$) における翼端付近の x 方向の流速分布を図 16 に示す。また、各格子成長率の空力係数について、揚力係数、抵抗係数と格子成長率の関係をそれぞれ図 17、図 18 に示す。

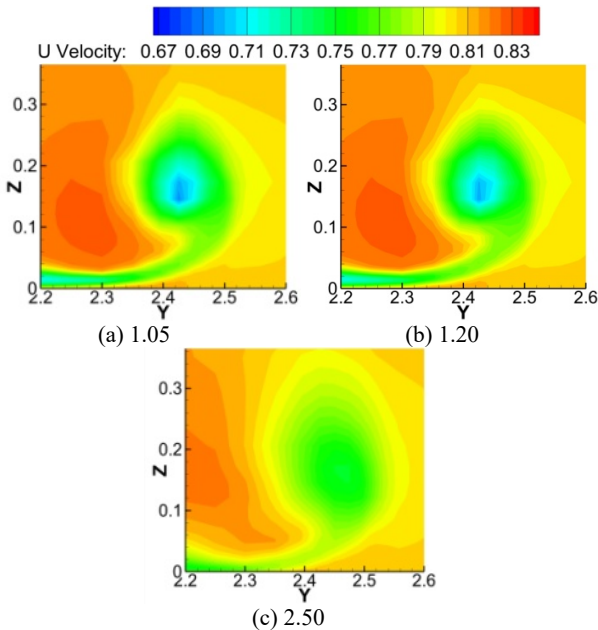


図 16 翼端付近の x 方向速度分布 ($x = 2.0 C$)

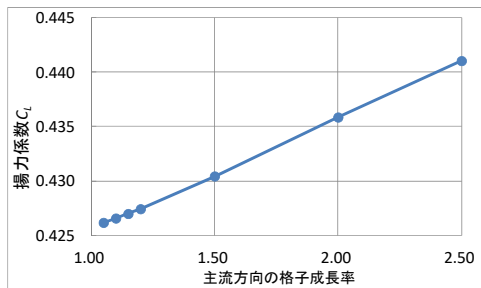


図 17 主流方向の格子成長率と揚力係数の関係

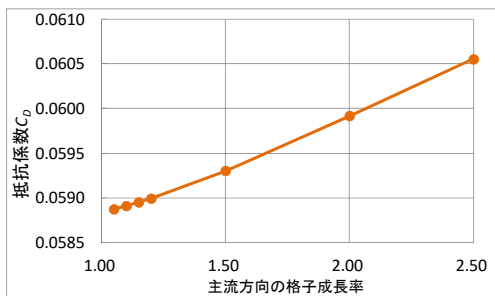


図 18 主流方向の格子成長率と抵抗係数の関係

図 16 の x 方向の流速分布の可視化について、(a) 1.05 と (b) 1.20 については、どちらも翼端渦の流速分布にほとんど変化はみられなかった。しかし、(c) 2.50 については、渦中心の速度の低下を捉えられていないことが確認できる。これらの現象は、主流方向の格子分布が粗いと数値粘性により、細かい流体现象を捉えられなかったためであると考えられる。

空力係数について、今回比較した格子成長率の最大・最小である 1.05 と 2.50 を比較すると、 C_L はそれぞれ 0.426176, 0.441049 となり、その相対差は 3.49%であった。また、 C_D はそれぞれ 0.058874, 0.060555 となり、2.86%の差が生じた。図 17、図 18 より格子成長率と C_L , C_D の関係は、どちらも格子成長率が増加するとともに線形に増加する関係が得られる。

この結果から、主流方向の格子分布の変化は後流面の物理量分布と空力係数に大きな変化を与えることがわかる。

7. クロスフロー断面の格子追加

ここでは翼端渦を詳細に捉えるために必要な格子数や格子分布を把握することを目的とし、クロスフロー断面を構成するスパン方向 (y 方向) と翼垂直方向 (z 方向) の格子を細分化した。

7. 1. 格子分布

後流面の格子分布は、スパン方向は y 方向 $+2.30 C \sim +2.50 C$ の範囲、翼垂直方向は z 方向 $+0.08 C \sim +0.28 C$ の範囲で格子幅はコード長の 0.6%にした。翼後縁から流出境界の格子成長率は 1.20 とし、主流方向の格子数と格子分布は同じである。図 19 に従来の格子、スパン方向追加、翼垂直方向追加、スパン方向と翼垂直方向追加の計 4 種類の後流面 ($x = 2.0 C$) の格子分布を示し、表 5 に各格子の格子点数を示す。

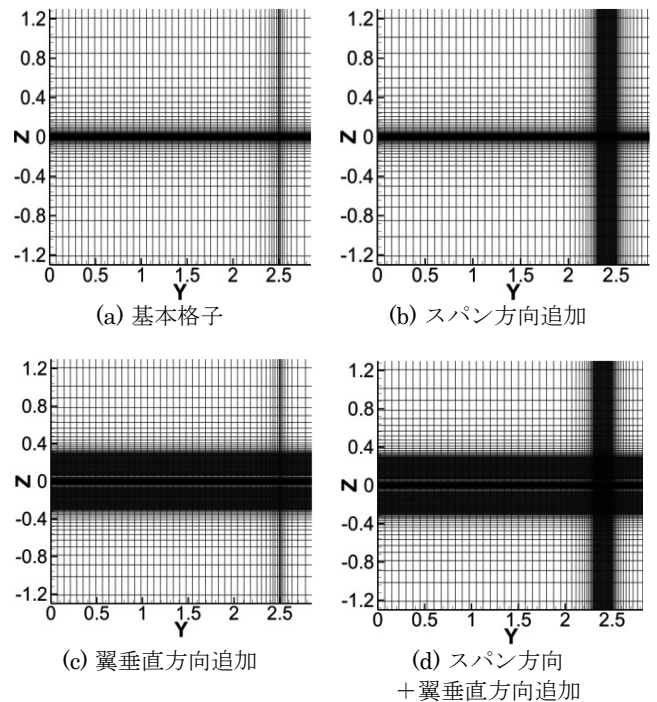


図 19 各格子の後流格子分布 ($x = 2.0 C$)

表5 各格子種類と格子点数

	総数	スパン方向数	翼垂直方向数
基本格子	1,30,0698	74	81
スパン方向追加	2,144,394	122	81
翼垂直方向追加	2,071,482	74	129
スパン方向+翼垂直方向追加	3,415,146	122	129

7. 2. 各格子の可視化図と空力係数の比較

図19で示した格子種類での後流面 ($x=2.0C$) における翼端付近の x 方向の流速分布を図20に示す。また、4種類の格子分布での空力係数を表6に示す。

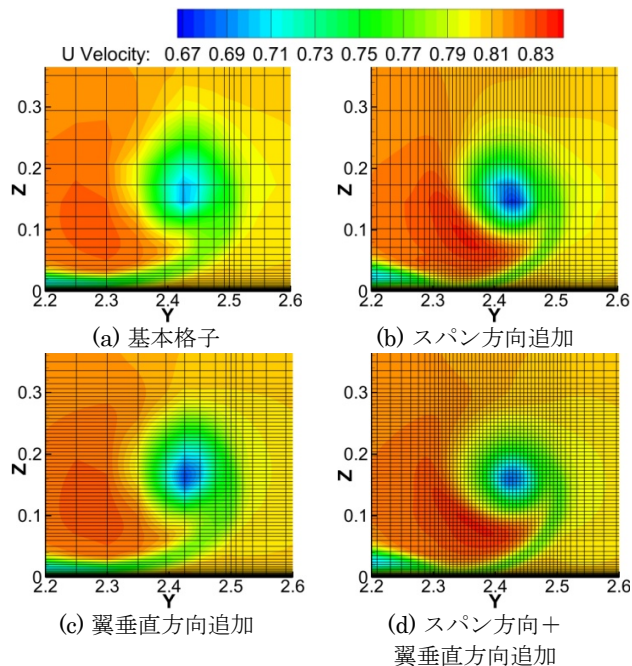
図20 各格子での x 方向流速分布 ($x=2.0C$)

表6 各格子種類と空力係数

	C_L	C_D
基本格子	0.427433	0.058994
スパン方向追加	0.427045	0.058947
翼垂直方向追加	0.428187	0.059121
スパン方向+翼垂直方向追加	0.427810	0.059081

図20の x 方向の流速分布より、(b)スパン方向追加は (a)基本格子と比較すると、翼端渦のスパン方向への数値拡散の減少を確認でき、外部の流れを巻き込む現象が捉えられたことで主流方向の速度成分が大きくなった。また、(c)翼垂直方向追加では基本格子と比較して翼端渦の形状に変化はみられないが、渦中心の速度低下が捉えられた。さらに (d)スパン方向+翼垂直方向追加では、渦位置の格子を等間隔に配置していることで渦が鮮明になり円形に近い翼端渦を捉えられた。しかし、渦構造を解明できるほどの細かな渦現象を捉えられなかった。今後さらに翼端渦付近を細分化し、格子分布を検討する必要があると考えている。

表6の空力係数について、基本格子とその他3種類の格子の空力係数について比較すると、(b)スパン方向は C_L が 0.39×10^{-3} 、 C_D が $0.47ct$ でどちらも減少し、(c)翼垂直方向は C_L が 0.75×10^{-3} 、 C_D が $1.27ct$ でどちらも増加した。 C_L は揚

力の発生に伴う翼端渦の現象を詳細に捉えられたことで増加したと考えられる。これらの傾向を一般化して論じるには、これらの解析例では足りない。各方向の格子細分化と空力係数の関連についてのさらなる解析が必要である。

8. 結論

遷音速の矩形翼における流れ場に対し、マッハ数 0.82、レイノルズ数 3.0million、迎角は 4.86° で解析を行った。これらの計算条件で既存の計算格子に対し、遠方境界の格子追加や解析領域の拡大、後流面の格子の細分化を行い、後流面の解析を行った。この結果から得られた知見を以下にまとめる。

1. 遠方境界が物体から十分遠方でない場合、遠方境界付近での流れ場が非物理的な挙動を示す。
2. 遠方境界が翼のMAC長の10倍程度離れた位置にある格子は、遠方境界付近での格子の不足により物理量の変化が不自然であったが、格子追加後は物理的に正しい領域が広がった。空力係数の差は小さく、定量的にはほとんど一致した。
3. 遠方境界を翼のMAC長の20倍程度離れた位置にしたとき、流れ場の物理量の変化は正常となった。遠方境界近傍の物理量変化の不連続性の改善には遠方境界を20C以上の位置にする必要がある。しかし、 Δh_T は上下境界に変動が残ることから、今後詳細に境界条件を検討する必要がある。
4. 翼後縁から流出境界までの格子分布変更について、ウエーク上の主流方向格子成長率が2.50の可視化図は1.05と比較すると、2.50では翼端渦の速度の低下を捉えられなかった。また、空力係数と格子成長率は正の線形関係を示した。
5. クロスフロー断面の格子分布について、スパン方向は主流方向の速度成分、翼垂直方向は渦中心の速度分布の変化を与える。空力係数はスパン方向追加では小さくなり、翼垂直方向追加では大きくなった。また、翼端付近の格子を細かくすることで翼端渦の丸みを再現できたが、渦現象を詳細に捉えられなかった。今後はさらに格子を細分化し高精度に計算することで、渦構造の解析を進めたい。

参考文献

- 1) Matsushima, K., and Kato, H., Numerical Assessment for PIV Pressure Measurement in Airplane Wakes, AIAA Paper 2016-3270, pp.1-13, 2016.
- 2) Hunt L. D. and Giles B. M., Wake Integration for Three-Dimensional Flowfield Computations: Applications, JOURNAL OF AIRCRAFT, Vol.36, No.2, March-April 1999, pp.366-373, 1999.
- 3) Kusunose K., A Wake Integration Method for Airplane Drag Prediction, ISBN4-86163-015-0 C3353. Tohoku University Press, Mar. 2005.
- 4) 松島紀佐, 清水亮介, 高橋良尚: CFD シミュレーション結果の航空機後流における空力諸量, 日本航空宇宙学会第49期総会・年会, 講演番号2B04, Apr.2018.