

後流積分抵抗分解を用いた CFD 計算における 遠方境界条件の解析

水上 祥 (富山大学), 瀬田 剛 (富山大学), 松島 紀佐 (富山大学)

Analysis of far-field boundary conditions imposed for CFD simulation using a drag decomposition element derived from a wake-integration method

MIZUKAMI Sho, SETA Takeshi, MATSUSHIMA Kisa (Toyama University)

ABSTRACT

The present article performed drag calculations using two wake integration equations. First one came from the equation of momentum conservation law; second one was based on total enthalpy variation. The drag calculation was applied to CFD simulation results in order to identify the cause of peculiar behaviors on drag values by wake integrations as well as to devise strategy for accurate drag values. One of the peculiar behaviors was enthalpy variation near far-field boundaries, which implied unphysical phenomena. Those phenomena affected drag and lift values by the wake integral calculation. Through the investigation, we found that the cause of enthalpy variation was the inconsistency in imposing boundary conditions on far-field regions when CFD simulations were conducted.

記号の説明

- x : 翼先端を原点とし下流へ向かう座標
- y : x 軸に直交する翼スパン方向座標
- z : x, y 軸に直交する上空方向座標
- \vec{n} : 単位法線ベクトル, (n_x, n_y, n_z)
- u : x 方向速度成分
- v : y 方向速度成分
- w : z 方向速度成分
- \vec{u} : 速度ベクトル, (u, v, w)
- U : 主流速度
- ρ : 密度
- P : 圧力
- C : 長さの無次元化単位 (=翼弦長)
- s : エントロピー
- S_w : 翼面積
- H : 全エンタルピー
- R : 気体定数
- q_∞ : 一様流動圧
- W_A : 後流面
- M : マッハ数
- α : 迎角
- ΔH : 全エンタルピー差 $H - H_\infty$
- γ : 比熱比
- CD : 抵抗係数
- CL : 揚力係数
- CD_{NF} : 翼表面積分法での抵抗係数
- CD_{wi} : 後流積分法での抵抗係数
- CD_h : エンタルピー抵抗係数
- CD_p : エントロピー抵抗係数
- CD_i : 誘導抵抗係数
- $()_\infty$: 一様流物理量

- $()_T$: 淀み点物理量
- ξ : 渦度ベクトルの一様流方向成分

1. はじめに

本稿では、我々の主たる研究対象である後流積分 (Wake Integration) による抵抗計算に取り組む過程で遭遇した興味深い現象についての考察を報告する。我々は飛行物体の抵抗を精度よく求めることを目指して CFD シミュレーション結果を用いた後流積分法や抵抗分解の研究を行っている⁽¹⁻⁶⁾。研究の中で全エンタルピー変化による抵抗について興味深い挙動に気が付いた^(4, 6)。対象の CFD 結果は翼単体周りの流れ場でエンジンなし (Power-off) のモデルであるから、理論的には、全エンタルピー変化はゼロのはずである。しかし抵抗分解を行ったところでは、全エンタルピー変化に起因する抵抗成分がゼロにならなかったのである。そこで、場所ごとの全エンタルピー変化を可視化したところ、遠方境界周辺に分布があることが分かった。 10^{-4} 程度の微量だが、積分量になると抵抗計算の精度に大きく効いてくるようであった。このように抵抗値は揚力と比べると絶対値が1, 2桁小さいことから、CFD 計算においては格子分布・計算手法などの影響を受けやすく、現在も抵抗算出に関する基礎的研究が継続的に行われている。

通常、CFD 計算の抵抗算出は物体表面上で圧力と粘性応力テンソルを積分する表面積分 (Near-Field) 法が用いられる。一方で、遠方場 (Far-Field) 法または後流積分法と呼ばれる、後流現象に着目した手法も考案されている⁽⁷⁻¹²⁾。後流積分法は抵抗発生原因となる物理現象別の抵抗要素に分解して、抵抗値を評価できる利点がある^(9, 11, 12)。我々は、CFD シミュレーションで求めた定

常飛行する単独翼周りの流れ場に対しKusunose⁽⁹⁾の手法を基礎にした後流積分抵抗算出や抵抗分解の精度について検討を行ってきた。その検討の過程で、エンジン無し(Power-off)の機体が定常飛行している流れ場において、抵抗分解を行うと、後述するエンタルピー抵抗が有意に存在している状況に遭遇した。熱流体力学的には、エンタルピー抵抗が有意な値を持つのはエンジンが作動 (Power-on)している場合である。しかし、考えている流れ場はPower-offであるのに、かなり大きいエンタルピー抵抗が存在していた。その原因を探るため、可視化や数値実験を行った内容を報告する。さらに上記の様な不可解なエンタルピー抵抗の揚力への影響についても調査を行った。

2. 積分計算手法

2.1. 翼表面積分法 (Near-Field 法)

以下に示す式(1)を用いて S_0 (第1図の翼表面) 上にかかる力を積分することで直接的に抵抗計算する手法をNear-Field法という。 \vec{n} は積分面に対する単位法線ベクトルで、向きは物体(翼)表面 S_0 では物体内部へ、検査体積表面(第1図の翼を囲む空間領域の表面)では外側へ向く。 $\vec{\tau}_x$ は粘性応力テンソルの x 方向作用素を表す。また、以降の議論は、抵抗力ではなく抵抗係数値で行うものとする。

$$CD_{NF} = \iint_{S_0} [P \cdot n_x + \vec{\tau}_x \cdot \vec{n}] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (1)$$

$$\text{where } q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2$$

またNear-Field法で揚力を求める場合に用いる式を以下に示す。 $\vec{\tau}_z$ は粘性応力テンソルの z 方向作用素を表し、抵抗力と同様に揚力ではなく揚力係数値を扱う。

$$CL_{NF} = \iint_{S_0} [P \cdot n_z + \vec{\tau}_z \cdot \vec{n}] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (2)$$

2.2. 後流積分法 (Wake Integration 法)

以下に示す式(3)を用いて抵抗計算する手法である。積分形の流体方程式について、第1図に示すように翼周りの流れ場に検査体積を考えガウスの発散定理を適用する積分面が物体から十分離れている場合、粘性力は無視することができる。後流面 S_2 を主流に垂直、 x 軸を主流方向にとっている。後流面 S_2 では $(n_x, n_y, n_z) = (1, 0, 0)$ となる。式(3)の後流積分抵抗係数 CD_{wi} は CD_{NF} と数学的に同等であることがわかる。検査体積表面を構成する S_1 と S_2 はそれぞれ主流に関しての流入面と流出面を表す。また S_1 と S_2 以外の面は遠方境界である。 S_1 の流れは一様流で、その圧力・密度は P_∞, ρ_∞ で、速度は $(U_\infty, 0, 0)$ とする。検査体積の x 軸は一様流方向に取る。後流積分を行う後流面 W_A は主流に垂直である。 W_A は S_2 面全体でも良いし、積分に寄与しない部分を除いた S_2 の一部の領域でも良い。

ここでは、3次元翼周りのCFD結果に後流積分抵抗計算を適用し、Near-Field法の値を基準として各種

検証を行う。その際に、式(4)の全エンタルピー抵抗係数 CD_h を導入する。式(4)の定義はKusunoseの著書⁽⁹⁾などにおける通常の定義と比べると、正負の符号が逆になっていることに留意して頂きたい。実際のところ、全エンタルピー抵抗は推進系によるエネルギー(または全エンタルピー)変化が存在する流れ場において値を持ち、本稿で取り扱う単独翼周りの流れ場では値を持たないはずである。しかし、単独翼であってもCFD計算結果においては CD_h が有意の値を持ち興味深い状況を示すことを以前の研究で経験したので^(4,6)、本稿で CD_h の発生原因についてさらに調査する。

$$CD_{wi} = \iint_{W_A} [\rho u(U_\infty - u) + (P_\infty - P)n_x] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (3)$$

$$CD_h = \iint_{W_A} \rho_\infty \Delta H ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (4)$$

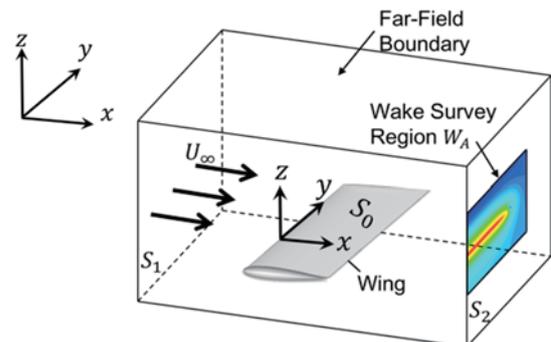
$$\text{where } \Delta H = H - H_\infty$$

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

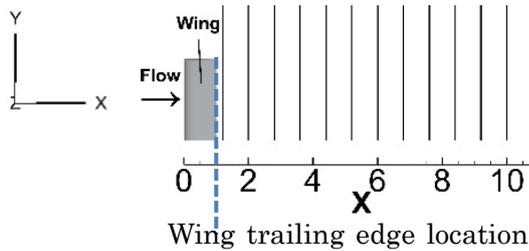
微小擾乱近似を用いることで、物体表面での渦度は0であるので、後流積分での揚力の式は以下のようになる。

$$CL_{wi} = \left[\rho_\infty U_\infty \iint_{W_A} y \zeta dy dz - \rho_\infty U_\infty^2 (1 - M_\infty^2) \iint_{S_2} \frac{w}{U_\infty} \frac{\Delta U}{U_\infty} dy dz + M_\infty^2 \frac{\gamma P_\infty}{R} \iint_{W_A} \frac{w}{U_\infty} \Delta s dy dz - \rho_\infty M_\infty^2 \iint_{W_A} \frac{w}{U_\infty} \Delta H dy dz \right] \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (5)$$

後流積分の式(3)、(4)および(5)における積分領域 W_A は第1図に示す S_2 面上つまり翼より下流側の $y-z$ 平面にある。その面を下流のどの x 座標位置を取るべきかについては未だ定まった見解があるわけではないので、翼後縁($x=1.0$)より0.2下流位置から0.8毎に $x=10.0$ までの12個の位置の面での後流積分による抵抗係数を計算した。抵抗係数値を示したり、物理量の可視化には、 $x=6.0$ での結果を用いた。



第1図 検査体積



第 2 図 後流面の位置

2.3. 抵抗分解との関係

Kusunose の定義⁹⁾によれば、数理解的には物体に働く抵抗係数値は、その原因となる物理現象別に 3 つの成分に分解される。つまり、 $CD_{wi} = CD_p + CD_i - CD_h$ が成立つ。エンジンが作動するなど Power-on の状態で推進力を翼が得ている時に CD_h は正、逆噴射状態で CD_h は負と考えられる。本来なら、本稿で扱う流れ場では、 $CD_h = 0$ で $CD_{wi} = CD_p + CD_i = CD_{NF}$ が成り立つはずである。ところが、実のところは、 CD_h が有意な値を持ち、その分だけ CD_{wi} の値が少なくなっている状況を経験した。式で書くと、 $CD_{wi} + CD_h = CD_p + CD_i = CD_{NF}$ の関係となっていた。 CD_p 、 CD_i についてはここでは述べない。 CD_h の原因になっている全エンタルピー変化は疑似的（非物理的な）ものであると考えられるが、全エンタルピー変化が生じた分だけ、精度良いシミュレーションを阻害する可能性のある流体現象が生じているとも考えられる。

3. CFD 流れ場条件と計算手法

3.1. 翼表面積分法 (Near-Field 法)

NACA0012 の断面を持つ矩形翼を本研究での計算対象とした。翼コード長 (C と表記する) を基準長さとして無次元化し、速度は一樣流の音速で無次元化した。計算条件は、マッハ数 $M_\infty=0.35$ 、迎角 $\alpha=5.00^\circ$ 、レイノルズ数 $Re=3.0 \times 10^6$ として計算を行った。

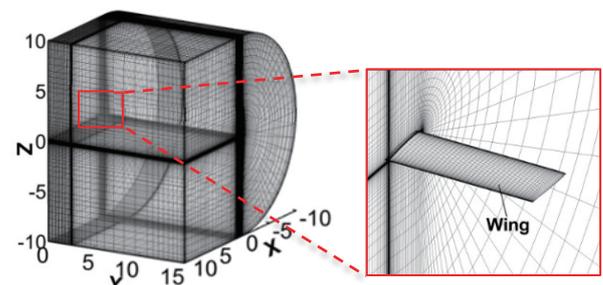
3.2. 格子分布

第 3 図に遠方境界を翼から $10C$ 離れた位置とした計算格子を示す。CH 型トポロジーの構造格子である。左は格子全体、右は翼と翼周りを拡大した図である。流れ場は左右対象であるので、対称面で分割した空間で計算する。この格子は Gz10 と略記する。翼の半スパン長は $2.5C$ で翼前縁の x 座標を 0 とし、後流面から翼に向かって左の面 ($y=0$) を翼の対称面とする。第 3 図において対称面は左手奥の半楕円形の面である。Gz10 は計算領域としては十分に広いとは言えないが、遠方境界の影響が顕著に表れる計算結果の例として使用した。

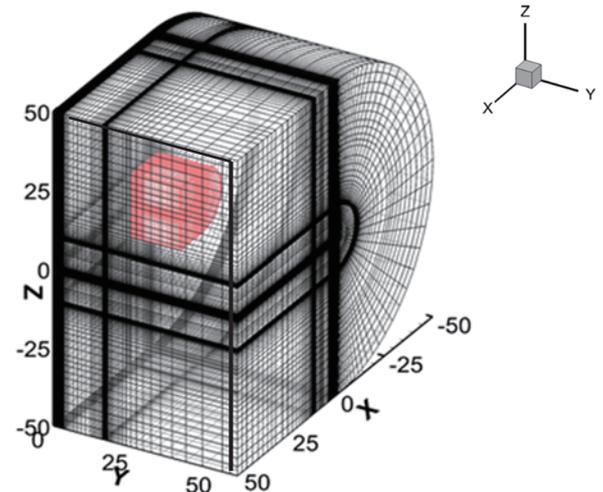
第 4 図に計算領域を各座標軸方向に 5 倍程度拡張した計算格子 Gz50 を示す。つまり遠方境界は物体から $50C$ 離れたところに設定される。第 4 図の格子空間内の赤く塗りつぶされた領域が、Gz10 の計算領域である。

3.3. 計算手法

流れ場の支配方程式は無次元化されたレイノルズ平均 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。空間離散化はセル節点有限体積法、移流項に関しては、MUSCL 型 3 次精度、流束ベクトル構築は HLEW 法近似リーマン解法に加えて van Albada 流束制限関数を用いており、拡散項に関しては 2 次精度中心差分を用いた。時間方向離散化に関しては、LU-SGS 陰解法で時間積分を行っている。定常状態のシミュレーションであるので、局所時間ステップにより収束を加速している。乱流モデルは、修正 Baldwin-Lomax モデルである。流入と遠方境界に対する境界条件は一樣流の流体物理量を強制的に与えている。



第 3 図 計算格子



第 4 図 拡張前(赤)と後(黒)の計算格子

4. 後流積分の結果と考察 (遠方境界位置の違い)

4.1. 積分領域と可視化図に関する説明

第 4 節では、CFD 計算の計算領域サイズの大小が後流積分抵抗係数値に与える影響の考察を行う。その際に、後流積分の被積分関数値分布の可視化を行うが、可視化の対象とした平面の計算領域における位置について、初めに説明しておく。第 5 図に Gz10 格子の場合を例として可視化面を示した。左側に示したのは、可視化対象とした $x=6.0C$ の位置の $y-z$ 面(長方形)である。右側に示したのは、可視化対象とした半楕円形の $x-z$ 面の計算空間における位置である。図から分か

るように対称面($y=0$)である。左側の面は、後流積分面 W_A でもある。この節で示す後流積分値は、計算空間の或る x 座標における y - z 面の全領域を W_A とみて積分を行ったものである。

4.2. 後流積分抵抗係数値

第 1 表にそれぞれの計算格子の $x=6.0C$ の位置に置いた積分面上(第 5 図右参照)での後流積分結果を示す。Gz10, Gz50 両方の計算結果は共に本来同じ値であるべき Near-Field 法 CD_{NF} と後流積分法 CD_{wi} に差があり、その差を物理的に出るのはない全エンタルピー抵抗係数 CD_h が埋めているという奇妙な結果になった。 CD_{NF} と CD_{wi} の差は、遠方境界が物体から遠ざかるほど減少する。通常、翼から 50C 遠方まで計算領域を確保すれば、遠方境界では一様流とみなせる流れになっていると予想され、遠方境界条件として一様流の値をセットすることが行われるのであるが、後流積分の観点では注意が必要であると考えられる。

次に、後流面の x 座標位置による抵抗係数変化を調査する。第 6, 7 図にそれぞれ Gz10, Gz50 格子 CFD 結果に対する後流積分抵抗係数を W_A の x 座標位置を横軸としてグラフで示す。つまり、第 2 図に示した x 座標の異なる 12 個の積分面それぞれで後流積分計算した結果の抵抗係数が Near-Field の値 CD_{NF} (—) と共に示してある。▲が CD_{wi} , ▲が CD_h , ▲が $CD_{wi} + CD_h$ の値を示している。 $CD_{wi} + CD_h$ の値は CD_{NF} と誤差 1% 以内で一致し、後流積分面の x 座標位置の影響はほとんど受けず一定値であること、また、遠方境界位置が物体に近いと CD_{wi} と CD_{NF} の乖離は大きい、遠方境界位置の関係なく、後流積分位置が翼後縁から離れるほど乖離が大きいことが見て取れる。

4.3. 抵抗要素の可視化

第 8, 9 図に Gz10 における抵抗要素(式(3)の被積分関数)の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図、第 10, 11 図に Gz50 における抵抗要素の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図を示す。また第 12, 13 図に Gz10 における全エンタルピー抵抗要素(式(4)の被積分関数)の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図、第 14, 15 図に Gz50 における全エンタルピー抵抗要素の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図を示す。各図において、左が後流面 (y - z 面)、右が主流に平行な x - z 面である。ここで、可視化に使用した等高線の値域設定幅について触れておく。等高線の値域は -10^{-3} から 10^3 である。つまり、 -10^{-3} 以下の値はすべて青、 10^{-3} 以上の値はすべて赤で示される。しかし、この範囲でないと遠方境界付近の抵抗要素の有意な分布が明確にわからないのでこの範囲に設定している。各図において $z=0$ 付近の翼の近傍や境界層が関連する領域での抵抗要素値は絶対値として 10^3 の 10 倍以上であるが、5 節や 6 節で分かるように、遠方境界付近に存在する抵抗要素の各格子点における値は微小であるが、積分することで後流積分値に大きな影響を及ぼすので、このような可視化を行っている。

Gz10 を用いた流れ場計算結果(第 8, 12 図)において、格子点位置が翼から離れると、抵抗要素も全エンタル

ピー要素も一旦ほぼゼロになるが、さらに翼から離れ遠方境界に近づくとも抵抗に寄与する値を持った要素分布を示すようになる。本来なら翼から離れるほど、抵抗要素や全エンタルピー変化はゼロに近づいていくはずであるが、そうではない非物理的と思われる状況が確認された。

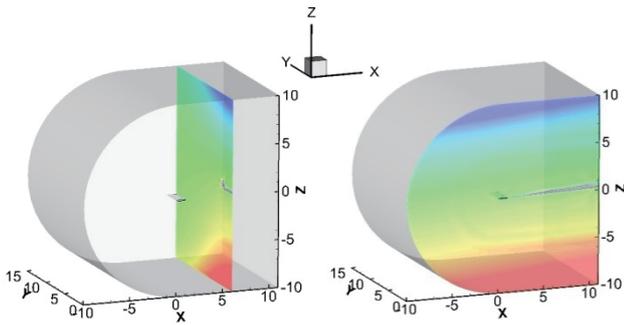
第 8 図では、翼上方の遠方境界付近に正の抵抗要素分布が、下方に負の分布があり、対称面($y=0$)付近において顕著である。第 12 図の全エンタルピー変化の遠方境界付近の分布は第 8 図と逆の分布となっている。定量的には、2 つの図の分布の物理量を足し合わせると、遠方境界付近の分布が相殺され 0 となり、翼付近や翼の後流に抵抗要素分布が残る正常な分布図になると考えられる。また遠方境界には一様流の値がセットされていることの証明として遠方境界の全エンタルピー変化や抵抗要素が 0 になっていることを確認した。しかし、本来見られないはずの遠方境界付近からも 0 以外の有意な値の分布がみられるのは、遠方境界近辺で計算領域内部から遠方境界から向かっての格子分布を密にしていることで内側の格子点での値が見えているためである。遠方境界に強制的に物理的合理性に欠ける一様流値をセットしたことで内側の格子点に悪影響が及び、非物理的なエンタルピー変化をもつに至るようになったと思われる。

Gz50 を用いた流れ場計算結果(第 10, 14 図)において、遠方境界位置が 5 倍遠方に離れたことで、 -10^{-3} から 10^3 の地域での抵抗要素の可視化での非物理的な分布はとらえられなかった。計算空間を広くとったことで状況は改善されている。しかし、第 1 表に示すように Gz50 において CD_{wi} は CD_{NF} より 23% 少ないので非物理的な現象が消滅したわけではないと思われる。その 23% の差は、遠方境界付近に分布する 10^{-4} 以下の桁の抵抗要素や疑似(非物理的)全エンタルピー変化の積分量であることは、更なる解像度で可視化した抵抗要素分布図で確認している。

一方、物理的な抵抗要素は、第 8, 10 図の抵抗要素可視化図において、翼の近傍や翼から流出境界に向かって伸びる後流域に分布している。第 12, 14 図において、それらと対応した箇所にも全エンタルピー変化の正と負の値が分布しているが、これらの全エンタルピー変化は積分すると相殺され無視できる程度の微小量となる。

また第 9, 11 図および第 13, 15 図より翼付近の分布がほとんど変わっていないことから遠方境界を拡張しても翼付近の流れに影響を与えていないと考えられる。

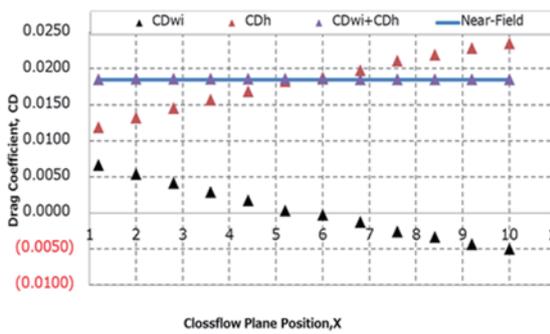
非物理的挙動は、遠方境界条件の設定法に原因があると思われる。翼が存在することの影響は無限遠方には届かないので、無限遠方に境界があるとすれば境界条件として一様流を設定すればよいが、数値計算上有限位置の遠方境界の流れを一様流としたことで、遠方境界に本来発生するはずのない(流体に作用する)力の原因が存在することになり、抵抗計算結果に影響を与えたと思われる。第 8 図から考えると、上方の遠方境界では抵抗力が働いており、下方の遠方境界では、負の抵抗力(推進力)が働いている。



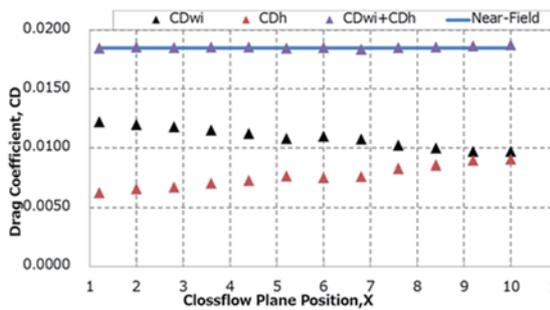
第 5 図 可視化に使用した断面
(左:主流に垂直 右:主流に平行)

第 1 表 後流積分抵抗係数計算結果 ($x=6.0C$)

Zmax	CD_{NF}	CD_{wi}	CD_h	$CD_{wi} + CD_h$
Gz10	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Gz50	0.0185	0.0110	0.0075	0.0185



第 6 図 後流積分抵抗係数値 vs. 積分面位置
(Gz10, 一様流条件)

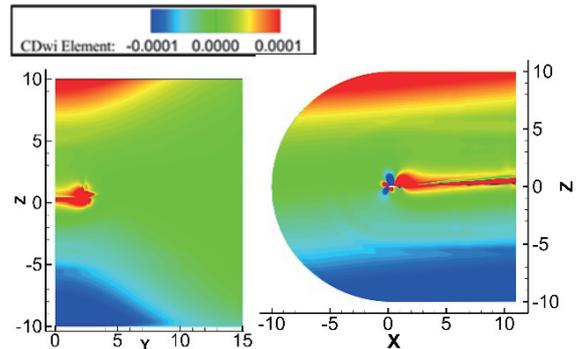


第 7 図 後流積分抵抗係数値 vs. 積分面位置
(Gz50, 一様流条件)

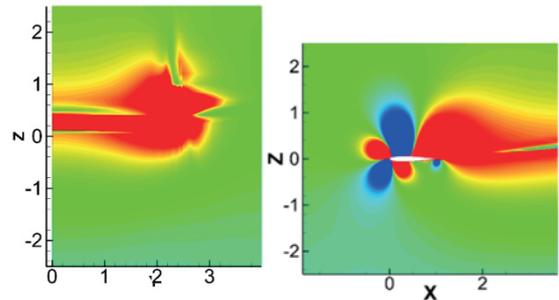
5. 後流積分の結果 2(積分領域限定)

ここでは、積分領域 W_A を限定することで、後流積分から得られる抵抗係数値がどのように変化するかを探る。4. では後流積分の積分領域は計算空間全体としていた。つまり Gz10 格子の計算結果に対しては、第 8 図左図の長方形領域を W_A としたわけである。この場合、数値計算の誤差だと考えられる遠方境界付近の非物理的な現象を含んで積分してしまうので、それらの現象を省いた領域で積分した方が正確な抵抗係数値が求まると考えたわけである。

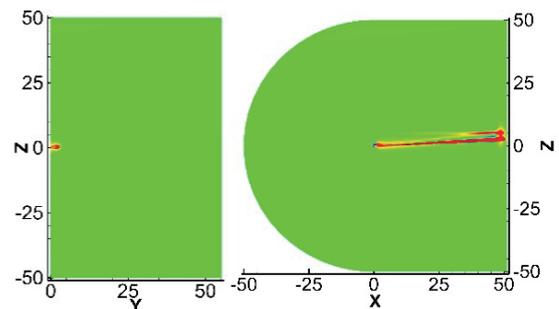
また、解析的には、後流積分定式化の基礎で W_A の範囲に関わるコントロールボリュームは CFD 計算領域の内部でも翼による流れ場への影響が十分少ない場所であればどこにとっても良いはずであるので、 W_A に関して領域限定のパラメトリックスタディを行うこととした。



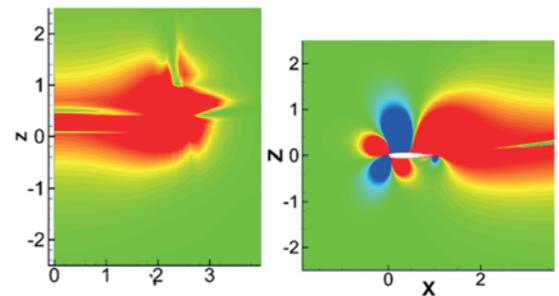
第 8 図 抵抗要素分布($x=6.0C, Gz10$)



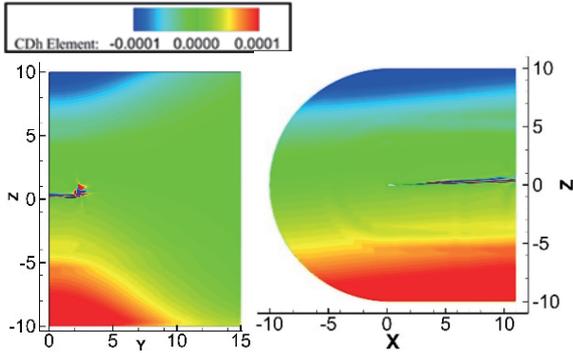
第 9 図 翼付近を拡大した抵抗要素分布
($x=6.0C, Gz10$)



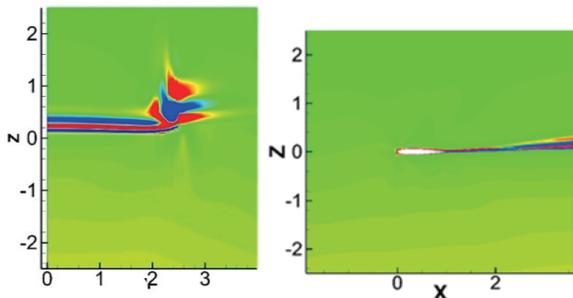
第 10 図 抵抗要素分布($x=6.0C, Gz50$)



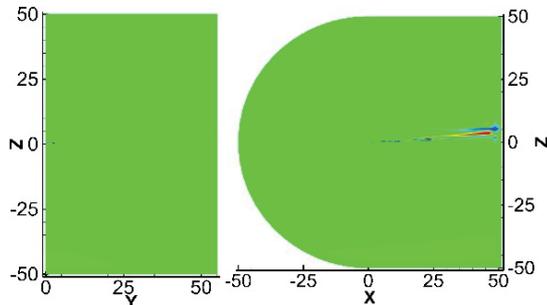
第 11 図 翼付近を拡大した抵抗要素分布
($x=6.0C, Gz50$)



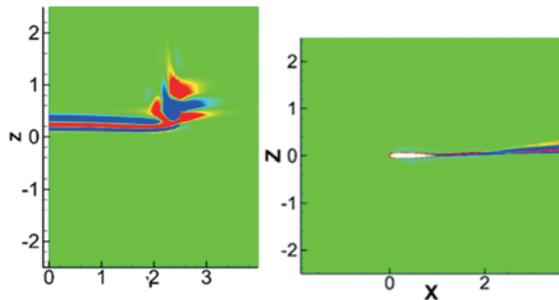
第 12 図 エンタルピー抵抗要素分布 (x=6.0C, Gz10)



第 13 図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(x=6.0C, Gz10)



第 14 図 エンタルピー抵抗要素分布 (x=6.0C, Gz50)



第 15 図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(x=6.0C, Gz50)

Gz10 格子では、計算空間全体(Z=±10)に対し、翼面から上下(z)方向に約 5C , y 方向には 0(対称面)~10C の領域で積分するものを Z=±5 , また、翼面から上下

(z)方向に約 2C , y 方向には 0(対称面)~7C の領域で積分するものを Z=±2 と呼ぶことにする。WA をそれぞれに設定した場合の抵抗係数を第 2 表に纏めた。さらに、Gz50 格子、計算空間全体(Z=±50)に対しては、翼面から上下(z)方向に約 25C , y 方向には 0(対称面)~30C の領域で積分するものを Z=±25 , 翼面から上下(z)方向に約 10C , y 方向には 0(対称面)~15C の領域で積分するものを Z=±10 と呼ぶ。これらに加え、Z=±5 と Z=±2 に対応する WA においても後流積分抵抗係数を求めた。その結果を第 3 表に示す。

第2表 後流積分範囲の違いによる抵抗係数変化 (Gz10)

Zmax	CD _{NF}	CD _{wi}	CD _h	CD _{wi} + CD _h
Z=±10	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Z=±5	0.0185	0.0109	0.0075	0.0184
Z=±2	0.0185	0.0150	0.0025	0.0175

第3表 後流積分範囲の違いによる抵抗係数変化 (Gz50)

Zmax	CD _{NF}	CD _{wi}	CD _h	CD _{wi} + CD _h
Z=±50	0.0185	0.0110	0.0075	0.0185
Z=±25	0.0185	0.0164	0.0023	0.0187
Z=±10	0.0185	0.0183	0.0003	0.0186
Z=±5	0.0185	0.0185	-4.4E-05	0.0185
Z=±2	0.0185	0.0177	-0.0001	0.0175

第 2 表、第 3 表を通じて、 $CD_{NF} = CD_{wi} + CD_h$ の関係はいつも成立している。翼の流れ場への影響は翼から 2C の距離では残っているが、5C の距離では消えてしまっていると思われる。つまり、今回のような大きな剥離のない定常流の場合、後流積分領域 WA として Z=±2 では積分領域が不足しており、Z=±5 まで広げれば十分であろうと考えられる。一方、遠方境界条件として不整合な値の影響は CD_h の値で判断できるといわれ、かなり広い計算領域に及んでいる。第 3 表から判断すると遠方境界位置から 45C 離れたあたりで消滅している。

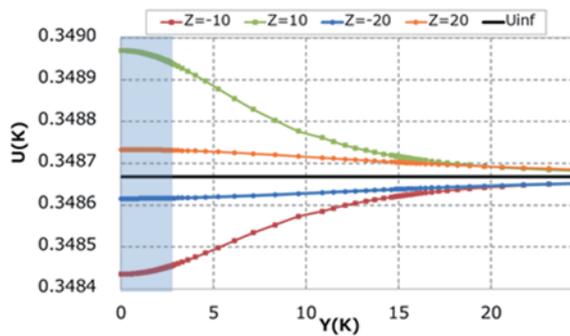
6. 翼(揚力生成)の影響範囲と遠方境界の値の整合性

Gz10 の計算格子を対象に遠方境界に設定すべき境界条件を探る。第 16, 17 図に、Gz50 の格子を用いて計算した流れ場の、翼から 10C および 20C 離れた位置の速度 u を示す。なお黒の実線で示された、Uinf は一様流の x 方向速度値(0.35 × cos5°)を示している。速度は一様流の音速で無次元化されている。第 16 図は、対称面からスパン方向に遠方境界までの y 座標に沿った、x=0.3 の位置での速度変化である。丹青色に色づけしてある、y=0~2.5 は翼の存在する範囲である。翼の揚力発生と循環の関係により上面側では流れが加速、下面側では減速されており、その度合いは翼に近いほど顕著であることがわかる。第 17 図は主流方向に流入から流出境界に向かっての x 方向に沿った u の変化状況を示す。翼の前縁位置は x=0 であるが、翼から 10C、と 20C 離れた x=-10 および -20 を通る C 形状の格子線に沿って u を抽出した。丹青色に色づけしてある x=0

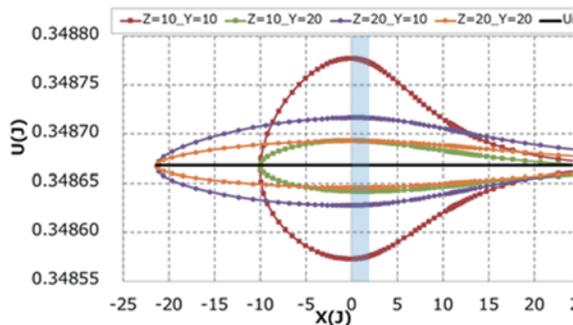
～1.0 は翼の存在する x 方向範囲である。凡例の「 $Y=10$ 」などの記載の意味は、速度変化を抽出した格子線($x-z$ 平面上)の y 座標値である。翼が存在するのは $y=0\sim 2.5$ であるので、 $y=10$ も $y=20$ も翼から離れた場所ではあるが、第 12 図の結果と同様、翼の影響を受けて翼上面側では流れが加速され下面側では減速されていることがわかる。つまり、翼から $10C$ 離れたところに設定すべき物理的に正しい境界条件は、一様流の値ではなく、これらのグラフの $x=10C$ の値が望ましいと考えられる。ここでは、流れ場の物理量として x 方向速度を取り上げたが、他の物理量の密度や圧力なども一様流の値から変化した値となっていると考えなければならない。

値としては、1%以下の差であるが、後流積分抵抗計算精度には大きな影響を与えることが、4 章の結果から分かる。また、将来、推進系を含んだ Power-on の状態での抵抗分解を行う場合に境界の影響での有意な量の疑似エンタルピーが生成される状況は避けるべきである。

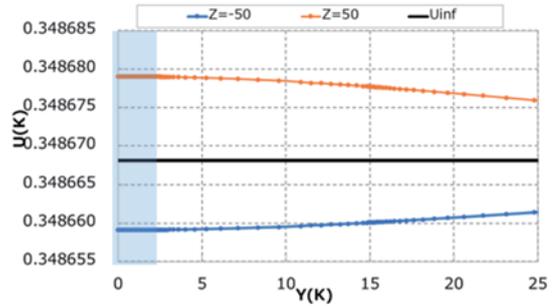
次に、4 章第 7 図の結果から、遠方境界を物体から $50C$ 離れた位置に設定した場合でも、遠方境界条件として一様流をセットすると、その境界条件が流体に対し非物理的影響を与えることが確認できることから、遠方境界を $100C$ 離れた格子を作成し、翼から $50C$ 離れた位置における u の状況を調査した。第 18 図と第 19 図がそれぞれ第 16 図と第 17 図に対応したグラフである。 u の一様流値からのずれは微小であるが、全エンタルピー生成には大きく影響している。



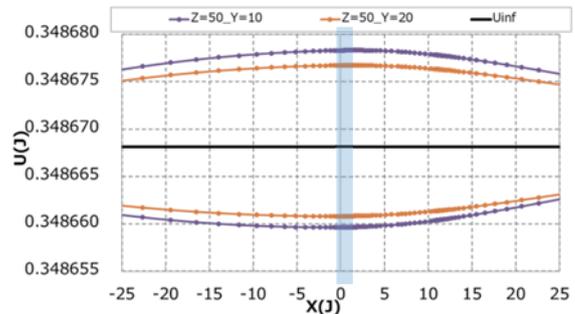
第 16 図 速度 u の速度分布($Z=10C, 20C$, $X=0.3C$)



第 17 図 速度 u の速度分布($Z=10C, 20C$, $Y=10C, 20C$)



第 18 図 速度 u の速度分布($Z=50C$, $X=0.3C$)



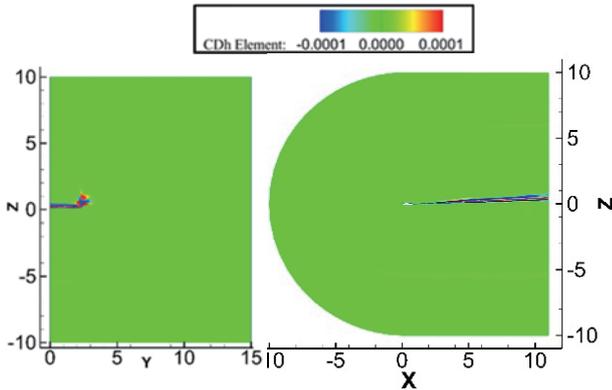
第 19 図 速度 u の速度分布($Z=50C$, $Y=10C, 20C$)

7. CFD 計算における境界条件の変更

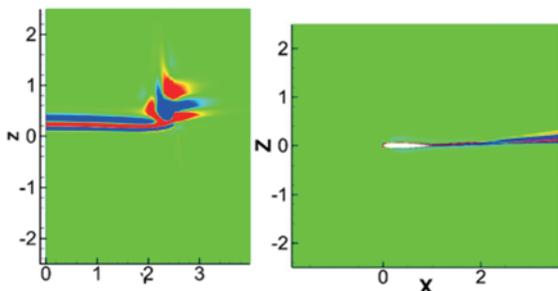
計算格子 Gz50 の CFD 計算結果から、翼から $10C$ 位置離れた 3 次元領域(第 4 図の赤色の立体部分)表面の各格子点における物理量(密度、圧力、各速度成分)を抽出し、Gz10 格子での CFD 計算の遠方境界条件として与え、3. と同じ流れ場シミュレーションを行った。そのシミュレーション結果を用いた後流積分抵抗計算の係数値を第 4 表に示す。抽出物理量を遠方境界条件としたケースを本論文ではディリクレ (Dirichlet) 条件と呼んでいる。ディリクレ条件のケースにおいては、数理的に正当な関係 $CD_{NF} = CD_{wi}$ が成立しており、流れ場の非物理的な現象発生状況が劇的に改善されたことがわかる。さらに、第 20 図に全エンタルピー生成の可視図を、第 21 図に翼付近を拡大した全エンタルピー生成の可視図、第 22 図に積分面の x 座標位置の関数としての CD_{wi} , CD_h をプロットしたグラフを示す。遠方境界条件を物理的合理性のある値にすることで、数値計算上の誤差として発生したと考えられる非物理的な現象が消滅したことが確認できる。

第 4 表 抵抗計算結果 ($Z=10$, $x=6.0C$)

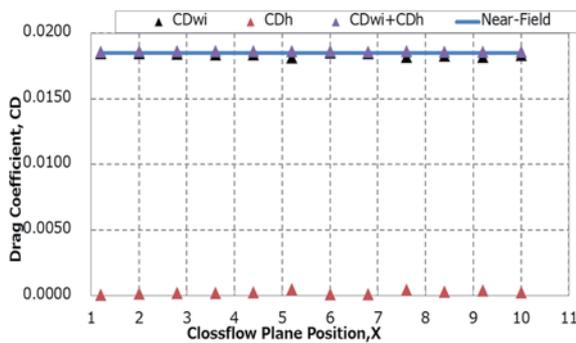
	CD_{NF}	CD_{wi}	CD_h	$CD_{wi} + CD_h$
一様流	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Dirichlet	0.0185	0.0185	0.0001	0.0186



第20図 エンタルピー抵抗要素分布 (Gz10 ディリクレ条件)



第21図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(Gz10 ディリクレ条件)



第22図 境界条件変更抵抗計算結果 (Gz10, ディリクレ条件)

8. 揚力算出結果

抵抗算出時と同じ積分領域 W_A で後流積分を行った。Gz10 では翼の下流面として計算領域全体の $Z=\pm 10$, z 方向に $-5\sim 5$, y 方向に $0\sim 10$ の範囲である $Z=\pm 5$, z 方向に $-2\sim 2$, y 方向に $0\sim 7$ の範囲である $Z=\pm 2$ の W_A で揚力を算出した。算出された揚力係数値を第5表に示す。Gz50 では下流面として計算領域全体の $Z=\pm 50$, z 方向に $-25\sim 25$, y 方向に $0\sim 30$ の範囲である $Z=\pm 25$, Gz10 の計算領域全体のケースと同じ積分領域である $Z=\pm 10$ と, $Z=\pm 5$, $Z=\pm 2$ の W_A で揚力を算出した。算出された揚力係数値を第6表にまとめた。また第23, 25図のそれぞれに Gz10 と Gz50 の算出された揚力係数を縦軸とし, W_A の x 座標位置を横軸としてグラフで示す。さらに第24, 26図のそれぞれに第23, 25図の表面積分法の値付近を拡大したものを示す。Gz10 でも Gz50 でも積分領域を限定したほうが表面積分法の値に近づい

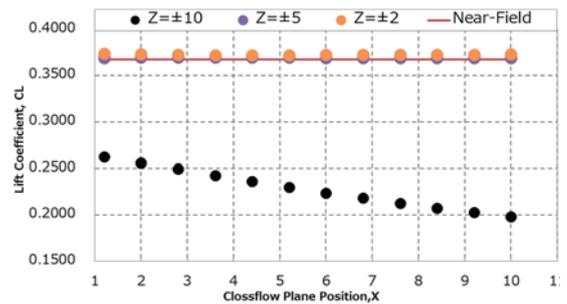
ていた。揚力の観点でも遠方境界の影響を受けていることが考えられる。Gz50 の $Z=\pm 25$ の範囲が最も表面積分の値に近づいた。抵抗算出時とは違って、揚力算出では遠方境界を除いた積分領域が大きいほど表面積分法が再現されたことが分かった。

第5表 後流積分範囲の違いによる揚力係数変化(Gz10)

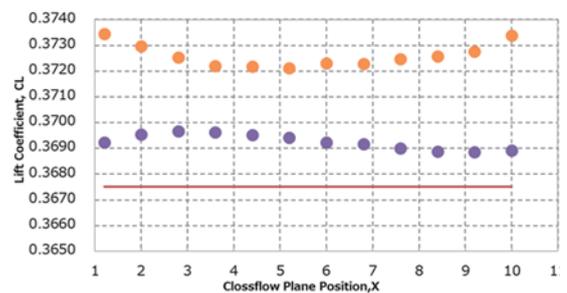
Zmax	CL_{NF}	CL_{wi}	$CL_{wi} - CL_{NF}$
$Z=\pm 10$	0.3675	0.2239	-0.1430
$Z=\pm 5$	0.3675	0.3692	0.0017
$Z=\pm 2$	0.3675	0.3723	0.0047

第6表 後流積分範囲の違いによる揚力係数変化(Gz50)

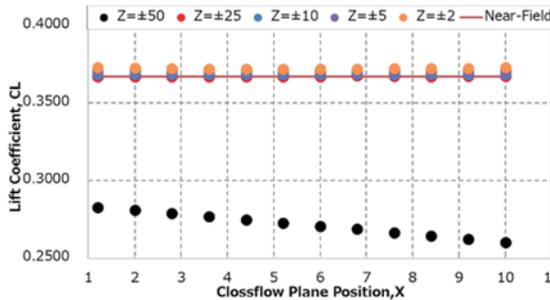
Zmax	CL_{NF}	CL_{wi}	$CL_{wi} - CL_{NF}$
$Z=\pm 50$	0.3669	0.2704	-0.0964
$Z=\pm 25$	0.3669	0.3670	8.7E-05
$Z=\pm 10$	0.3669	0.3683	0.0014
$Z=\pm 5$	0.3669	0.3709	0.0039
$Z=\pm 2$	0.3669	0.3718	0.0048



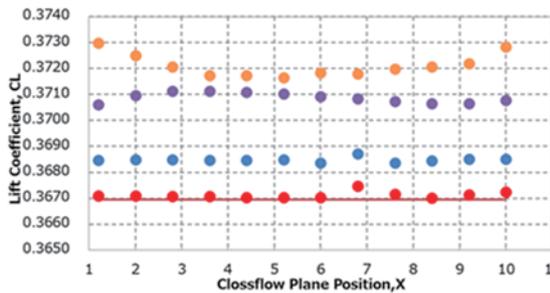
第23図 後流積分揚力係数値 vs. 積分面位置 (Gz10, 一様流条件)



第24図 CL_{NF} 付近を拡大した後流積分揚力係数値(Gz10, 一様流条件)



第 25 図 後流積分揚力係数値 vs. 積分面位置 (Gz50, 一様流条件)



第 26 図 CL_{NF} 付近を拡大した後流積分揚力係数値 (Gz50, 一様流条件)

9. 結 言

翼周りの流れの CFD シミュレーション結果に対して後流積分を適用した際に遭遇した興味深い抵抗係数値の挙動について、その原因を調査した。興味深い挙動とは、数的には $CD_{NF} = CD_{wi}$ 且つ $CD_h = 0$ となるべきところ、 $CD_{NF} > CD_{wi}$ 且つ CD_h がゼロではなく有意な値を持ち、 $CD_{NF} = CD_{wi} + CD_h$ なる関係が成り立っていることであった。この原因を探るため、CFD 計算で遠方境界位置や境界条件を変化させ、積分領域を限定するなどの数値実験を行った。また、CFD 計算結果について、後流積分抵抗計算に寄与する物理量 (抵抗要素) の分布を可視化した。それらの可視化図と、後流積分領域を限定し算出された各種抵抗係数値や揚力係数値を比較して考察をおこなった。

可視化により非物理的と考えられる流体熱力学変数値の変化 (例えば ΔH) が遠方境界付近から計算空間内に広がっていることが分かった。また、各種抵抗係数値を考察した結果、遠方境界付近の非物理的現象は CFD 計算時の遠方境界位置や境界条件を映していることが分かった。境界条件を物理的に妥当な数値から外れた値に設定すると、境界付近の流体に外力が加わったことと同じ効果を生ずると思われる。流体が加速されるような境界条件を与えると相対的に翼が流体と逆方向に加速されていることで推力(負の抵抗)を受けていることになり、逆に流体の減速は翼が抵抗を受けていることになる。更に、境界条件が適切でないと境界位置を物体からかなり遠方に設定しても有意な誤差が流れ場に混入することも分かった。また揚力係数値においても遠方境界の影響を受けており、積分領域を遠方境界が含まないように大きく取るほうがより良い結果が得られることが分かった。非物理的な現象の発

生は抵抗分解の精度に悪影響を及ぼすと考えられることなどから、正確な物理現象を再現する境界条件の合理的な与え方について検討を進めることが必要である。

参考文献

- (1) 清水亮介, 松島紀佐, 航空機後流に対する空力解析数値計算の研究, 流体工学シンポジウム 2017.
- (2) 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, 第 49 期航空宇宙学会年会, 講演番号 2B04, 2018.
- (3) 清水亮介, 高橋良尚, 松島紀佐, 遷音速流れにおける航空機の後流積分抵抗計算と抵抗分解, 第 56 回飛行機シンポジウム, 2A10, 2018.
- (4) 水上祥, 高橋良尚, 松島紀佐, CFD 計算結果流れ場への後流積分抵抗計算法の適用に関する基礎的考察, 第 57 回飛行機シンポジウム, 1D02, 2019.
- (5) K. Matsushima, R. Shimizu, Y. Takahashi, Investigation of Wake Integration Technique for Airplane Drag prediction, 10th ICCFD, ICCFD10-297, Barcelona Spain, July 9-13, 2018.
- (6) K. Matsushima, R. Shimizu, K. Goshima, Investigation into far-field drag calculation methods and pseudo total enthalpy generation for airplane CFD, J. Fluid Science and Technology, Vol. 14, No.3, pp.1-14, 2019.
- (7) D. L. Hunt, and R. M. Cummings, and M. B. Giles, "Wake Integration for Three-Dimensional Flowfield Computations: Applications", J. AIRCRAFT, Vol. 36, No. 2, 1999.
- (8) L. Paparone, R. Tognaccini, Computational Fluid Dynamics-Based Drag Prediction and Decomposition, AIAA J., Vol. 41 No.9, pp.1647-1657, 2003.
- (9) K. Kusunose, A Wake Integration Method for Airplane Drag Prediction, Tohoku University Press, Mar. 2005. ISBN4-86163-015-0 C3353.
- (10) W. Yamazaki, K. Matsushima, K. Nakahashi, Drag prediction, decomposition and visualization in unstructured mesh CFD solver of TAS-code, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, Vol. 57, Issue 4, pp.416-436, 2008.
- (11) W. Yamazaki, K. Matsushima, K. Nakahashi, Aero-dynamic Design Optimization Using the Drag-decomposition Method, AIAA J., Vol. 46, No. 5, pp.1096-1106, 2008.
- (12) Y. T. Fan, W. Li, Review of Far-Field Drag Decomposition Methods for Aircraft Design, J. AIRCRAFT, Vol. 51, No. 1, pp.11-21, 2019.