

# 高解像度 DDES による低速バフエット解析

北村 圭一, 小川 優, 瀧本 浩之 (横浜国立大学), 金森 正史, 橋本 敦 (宇宙航空研究開発機構)

## High-Resolution Delayed-Detached-Eddy-Simulation (HR-DDES) on Low Speed Buffet

KITAMURA Keiichi, OGAWA Suguru, TAKIMOTO Hiroyuki (Yokohama National University),  
KANAMORI Masashi, and HASHIMOTO Atsushi (JAXA)

### ABSTRACT

The Delayed Detached-Eddy-Simulation [Spalart et al., Theor. Comput. Fluid Dyn. 2006] has been improved [coined as “HR (High-Resolution)-DDES”], and applied to an unsteady turbulence simulation of a low speed buffet around a whole aircraft (NASA Common Research Model). The HR-DDES is not a single turbulence model. It is instead a framework comprised of DDES with calibrated turbulence model coefficients and improved LES (Large-Eddy-Simulation)/RANS (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes) transition. As a result, the pressure distributions over the main wing are dramatically improved especially at 13.1% cross-section from the center-plane. The HR-DDES serves as a good alternative to the conventional counterpart for practitioners/users/aeronautical engineers without major coding or code modifications.

### 1. はじめに

バフエット現象には遷音速域で衝撃波振動を伴う高速バフエット<sup>1,2)</sup>と、亜音速域の低速バフエット<sup>3)</sup>があり、いずれも工学的に重要な現象である。バフエットには様々な流体物理が複雑に作用しており、数値計算によりこれを解明しようとする試みが世界的に活発に行われている。しかしながら、その数値モデリングは困難であり、例えば後者の低速バフエットは、文献<sup>3)</sup>による NASA CRM 形態を用いた実験データと完全に一致する数値例は現在のところ見当たらない。特に主翼翼根付近の前縁剥離や、これに伴う流れの非定常性の数値的捕捉が極めて難しい (5 節にて詳述)。

このような非定常乱流剥離流れの大規模計算には、壁近傍の境界層は Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) モデルで解き、それ以外は Large-Eddy-Simulation (LES) で扱う RANS/LES ハイブリッド手法が計算コストと正確さのバランスから重宝され、その一つが Delayed Detached-Eddy-Simulation (DDES)<sup>4)</sup> である。ただし DDES には多くのパラメータ (例えば、LES/RANS 遷移を支配する  $C_{DES}$ <sup>5)</sup>) が含まれており、これらを適切に選定する必要がある。更には使用する RANS モデルにも自由度があり、例えば Spalart-Allmaras (以降、SA) 系 (SA<sup>6)</sup>, SA-nof2<sup>7)</sup>, SA-R<sup>8,9)</sup> ( $C_{rot} = 1.0^{10),  $2.0^{11)$ ), SA-nof2-R ( $C_{rot} = 1.0^{10)$ ,  $2.0^{11)$ ), SA-RC<sup>12)</sup>), Shear Stress Transport (SST) 系などが航空宇宙分野では多く使われる。これらの分類については NASA のサイト<sup>11)</sup> が詳しい。$

前述の通り、低速バフエットでは前縁剥離が起こるが、DDES ではこの剥離開始点は RANS が担当する事になる (図 1)。ただしこうした剥離流れにおいては、RANS の振る舞いには依然、検討の余地が残っている。例えば Dacles-Mariani ら<sup>8,9)</sup> によれば、SA-R モデルは“渦

中心のように乱流の効果よりも純粋な回転(rotation)が卓越する箇所”では“(渦度がひずみ速度を上回り)、乱流粘性が抑えられる”ように設計されている。しかしそれでも、肝心のモデルの修正度合をコントロールする係数“ $C_{rot}$  の値は任意”としている。更には、こうした RANS モデルを LES と組み合わせた DDES の一部としての振る舞いは、依然不明のままである。

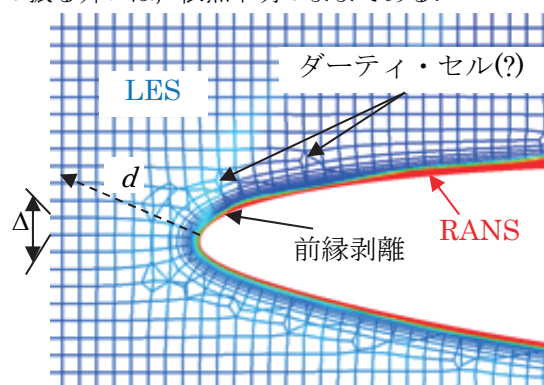


図 1 NASA CRM 形態の主翼前縁付近の計算格子 (長さスケール) = (LES の長さスケール  $\Delta$ ) / (RANS の長さスケール  $d$ ) の可視化. 0 (青色) は LES 領域, 1 (赤色) は RANS 領域にほぼ対応 (ただし実際には関数  $f_d$  がかかるため、壁近傍は必ず RANS になる)。

このような事から、本稿では DDES に対し、前縁剥離を伴う低速バフエットに適した形への修正を行う。具体的には、RANS/LES 遷移を司るパラメータ  $C_{DES}$  と (3-1 で詳述), RANS 部分である SA-R モデルの SA からの修正パラメータ  $C_{rot}$  (3-2 で詳述) を中心に再検討を行う。更には以下の通り、修正版の DDES と組み合わせて用いる数値流束および制限関数についても、若干

の工夫を施す。

パフェットに代表される非定常剥離流れへの近年の取り組みの一つとして、米国スタンフォード大学のSU2 コード<sup>13)</sup>では、(I)DDES と低散逸数値流束HR-SLAU2<sup>14)</sup>の組み合わせが利用されている。HR-SLAU2 は、SLAU2<sup>15)</sup>の圧力流束の散逸項を、Roe<sup>16)</sup>の低散逸版 HR-Roe<sup>5,17)</sup>に倣い滑らかな流れにおいて低減させたものである。ただし、Mohamed らの HR-Roe の散逸項は DDES の関数  $f_d$  を含む形で書かれていた (=LES 領域でのみ低散逸) が<sup>5)</sup>、HR-SLAU2<sup>14)</sup>は発表当初、層流もしくは非粘性計算を対象としていた事からこれを含めていなかった。本稿では DDES を行うため、この関数  $f_d$  を含めた形の HR-SLAU2 を利用する。この本来の形としては初めて、HR-SLAU2 を DDES に適用する。

近年の実用計算では 3 次元非構造格子が用いられる。そこでここでは、JAXA の 3 次元非構造格子流体解析ソルバ“FaSTAR”<sup>19)</sup>標準メッシュである HexaGrid<sup>20)</sup>を用いる。ただし HexaGrid が主として作成する Cartesian Grid (主に立方体セル)では、アスペクト比相当値  $AR$ (Aspect-Ratio-like number)<sup>21)</sup>が 1 から離れる場合があり、そこでの長さスケールは大きな誤差を含んでいる可能性がある。これは DDES における LES/RANS 遷移に大きな影響を及ぼすと考えられるため、ここで対策を講じる。

すなわち、本研究では i) LES/RANS 境界の検討、ii) SA-R モデルの係数  $C_{rot}$  の DDES における検討、iii) HR-SLAU2 を 3 次元非構造格子 DDES に拡張を通して低速パフェットをはじめとする種々の空力問題に有効な計算方法 HR-DDES (High-Resolution Delayed-Detached-Eddy-Simulation) を提案する。つまり HR-DDES は単一の乱流モデルではなく、組み合わせる数値流束や制限関数を含め本稿で推奨される計算方法一式を指す。またこれを FaSTAR に実装する事で、本手法および FaSTAR が工学的に重要な様々な場面<sup>22)</sup>でより多くのユーザに使用される事を期待する。

## 2. 支配方程式

支配方程式は圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、RANS の形で下記のように書ける (例えば 3 次元では下添字  $k, l, m, n$  に 1, 2, 3 が代入される)。

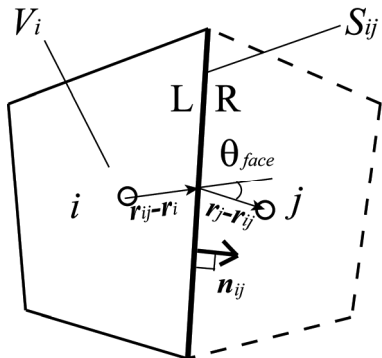


図2 セル形状や記号の模式図

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_k}{\partial x_k} = \frac{\partial \mathbf{Fv}_k}{\partial x_k} \quad (1a)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_k = \begin{bmatrix} \rho u_k \\ \rho u_i u_k + p \delta_{ik} \\ \rho u_k H \end{bmatrix}, \quad (1b)$$

$$\mathbf{Fv}_k = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{ik} \\ u_m \tau_{mk} + (\kappa + \kappa_t) \frac{\partial T}{\partial x_k} \end{bmatrix}$$

$$\tau_{ik} = (\mu + \mu_t) \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \delta_{ik} \right] \quad (1c)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $u_i$  は速度成分 ( $i = 1, 2, 3$  はそれぞれ  $u, v, w$  に対応)、 $E$  は全エネルギー、 $p$  は圧力、 $H$  は全エンタルピ ( $H = E + (p/\rho)$ )、そして  $T$  は温度である。気体は完全気体の空気 (比熱比  $\gamma = 1.4$ )、プラントル数は  $Pr = 0.71$  である。分子粘性  $\mu$  はサザーランドの式から算出する。熱伝導係数  $\kappa$  とは  $\kappa = c_p \mu / Pr$  の関係がある ( $c_p$  は定圧比熱)。更に、乱流粘性  $\mu_t$  と乱流プラントル数 ( $Pr_t = 0.90$ ) から  $\kappa_t = c_p \mu_t / Pr_t$  の関係がある。これらは有限体積法 (FVM) 表記で次のようになる。

$$\frac{V_i}{\Delta t} \Delta \mathbf{Q}_i + \sum_j (\mathbf{F}_{i,j} - \mathbf{Fv}_{i,j}) S_{i,j} = 0 \quad (2)$$

ここで、 $V_i$  はセル  $i$  の体積、 $\Delta t$  は時間刻み、 $\Delta \mathbf{Q}_i$  は保存量の時間変化、 $\mathbf{F}_{ij}$  および  $\mathbf{Fv}_{ij}$  はセル  $i$  とその隣接セル  $j$  との界面  $S_{ij}$  を通るそれぞれ非粘性 (数値) 流束および粘性流束である (図2を参照)。

## 3. 計算方法 : HR-DDES

### 3.1. (SA-noft2-R モデルベース) DDES における係数 $C_{DES}$

LES/RANS 遷移位置を支配するパラメタ  $C_{DES}$  の検討を行う。まず、DDES における長さスケール  $\tilde{d}$  は次のように与えられる。

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{DES} \Delta) \quad (3)$$

ここで  $d$  は壁からの距離 (図1) であり、SA モデル (RANS) の長さスケールである (詳しくは付録を参照)。一方、 $\Delta$  は LES の長さスケールであり、例えば立方体セルであればその一片の長さに相当する。定数  $C_{DES}$  は多くの場合、0.65 という値が使われるが、これが大きい程  $\tilde{d}$  は  $d$  に近づきやすくなり、結果として RANS 領域が広がる事を意味する。逆に  $C_{DES}$  が小さいと  $\tilde{d}$  は  $\Delta$  に近づくため LES になりやすくなる。本研究では Mohamed ら<sup>5)</sup>に倣い、この値を小さくし、LES 領域をやや広げる事を試みる。

また  $f_d$  は LES 領域では 1 程度、付着境界層内では 0 程度になるよう、以下のように与えられる<sup>6)</sup>。

$$f_d = 1 - \tanh(8^3 r_d^3) \quad (4)$$

$$r_d = \frac{\tilde{v}}{\sqrt{u_{i,j} u_{i,j}} \kappa^2 d^2} \quad (5)$$

$\tilde{v}$  は SA モデルの作業変数,  $\kappa$  はカルマン定数である.

更には, HexaGrid のような多くの自動メッシャーでは物体付近の計算格子 (HexaGrid の場合はプリズム) と, そこから離れた空間を占める格子 (同立方体) の“つなぎ目”ではセルの品質が低下する. こうしたセル (=ダーティ・セル, 図 1, 図 3) では体積がおかしな値となり, 結果的に LES となるべき個所が RANS になってしまう恐れがある. そこで, 以下の修正を試みた.

$$\Delta \rightarrow \min\left(1, \frac{4}{AR}\right) \cdot \Delta \quad (6)$$

ここで  $AR$  とは以下の式で与えられるアスペクト比相当値 (Aspect-Ratio-like number)<sup>21)</sup> である ( $V_i, S_{ij}$  については図 2 を参照).

$$AR \cong \max\left(\frac{V_i^{2/3}}{S_{i,j}}, \frac{V_j^{2/3}}{S_{i,j}}, \frac{S_{i,j}}{V_i^{2/3}}, \frac{S_{i,j}}{V_j^{2/3}}\right) \quad (7)$$

この修正により, ダーティ・セルで  $\Delta$  が不用意に大きな値を取り, 結果的に RANS となるべき領域が LES 化してしまう事 (図 1 参照) を防止できるものと期待される.

### 3.2. SA-noft2-R モデルにおける $C_{rot}$

SA モデルにおいてしばしば観察される過剰な前縁剥離を抑制するために, SA-R や SA-RC と呼んだ手法が提案されてきた. これらのアイデアの肝は, 「曲率を有する物体壁を回り込む流れが持つ高い渦度が, 乱流による渦度と区別されにくい」という従来の SA モデルの欠点を補うものであった. これらは有効であるが, いずれのモデルにおいてもユーザ指定パラメタが存在し, その値により数値解が大きく影響を受けてしまう. 例えば SA-R<sup>8,9)</sup> では, 渦度の大きさ  $|\omega|$  (詳しくは付録を参照) を次のように置き換える.

$$|\omega| \rightarrow |\omega| + C_{rot} \min(0, |s| - |\omega|) \quad (8)$$

ここで  $|s|$  はひずみ速度

$$|s| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

である. ただし  $C_{rot}$  については議論の余地がある. 当初, Dacles-Mariani ら<sup>8,9)</sup> は SA モデルでなく主として Baldwin-Barth モデル<sup>23)</sup> に対してこの修正を提案していた. 更には「 $C_{rot}$  の値は任意」としている. その後, NASA の乱流モデル・リソース<sup>11)</sup> では  $C_{rot}=2.0$  が推奨されている一方で, Lei<sup>10)</sup> はこの値を「物理的に正しくない」とし,  $C_{rot}=1.0$  がベストとしている. こうした混

乱の中, どうやら日本国内では  $C_{rot}=1.0$  が多く採用されているようである<sup>19)</sup>. また同様の議論は SA-RC モデルに対してもなされている<sup>12)</sup>.

そして注意したいのは, これらの議論はあくまで RANS モデル単体で使用した場合についてであって, DDES のように LES と組み合わせて用いる際の振る舞いについては未知数という点である. このような事から, 本稿 4 節において改めて  $C_{rot}$  の効果を複数の RANS 計算例において検討し, その後, 5 節では DDES の数値例においても  $C_{rot}$  の影響を調べる事にする. なお本稿では RANS モデルとしては, オリジナルの SA モデルでなく, Tripping Term 無し<sup>7)</sup> とした SA-noft2 モデル (付録を参照), もしくはこの剥離流れ用の修正版 SA-noft2-R を用いる.

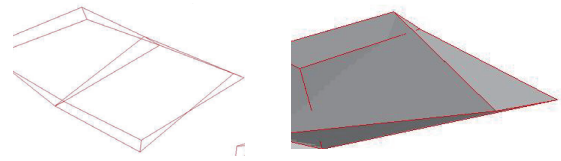


図 3 ダーティ・セルの例 (a) 面の位置関係が反転, (b) 面と辺が交差<sup>21)</sup>

### 3.3. 低散逸数値流束 HR-SLAU2 の DDES への適用

HR-SLAU2 は 1 次元, 2 次元, そして滑らかな 3 次元構造格子において検証がなされた<sup>14)</sup>. 本稿ではこれを一般に品質の悪いセル (=ダーティ・セル) を含む 3 次元非構造格子上の DDES へ拡張する.

元来, HR-SLAU2 や HR-Roe<sup>17)</sup> と呼んだ数値流束は必要に応じて散逸項を下げる試みであり, この中で Mohamed ら<sup>9)</sup> は DDES の関数  $f_d$  を利用し, RANS/LES で領域判別していた.

HR-Roe は

$$\mathbf{F}_{HR-Roe} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_R) - \frac{\gamma_{HR}}{2} |\hat{\mathbf{A}}| \cdot (\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L) \quad (10)$$

と書ける. 右辺第 1 項は中心差分項, 第 2 項は散逸項である. また HR-SLAU2 の場合, 詳細は文献 14) に譲るが, 圧力流束のみ次のように変更した.

$$(\tilde{p})_{HR-SLAU2} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \gamma_{HR} \cdot \sqrt{\frac{\mathbf{u}_L^2 + \mathbf{u}_R^2}{2}} \cdot (P^+|_{\alpha=0} + P^-|_{\alpha=0} - 1) \bar{\rho} c \quad (11)$$

ここで  $\gamma_{HR}$  は 0 から 1 の間の値であり,  $\gamma_{HR}=0$  で HR-Roe は中心差分に,  $\gamma_{HR}=1$  の時オリジナルの Roe 法/SLAU2 法に帰着する. ただし実際に  $\gamma=0$  と設定すると, 計算が不安定になる事が知られており, Winkler ら<sup>17)</sup> は  $\gamma_{HR}$  を以下のように与えた.

$$\gamma_{HR} = \max(\gamma_{min}, \gamma_2, \gamma_w) \quad (12)$$

ここで  $\gamma_{min}=0.2$  とする<sup>14)</sup>. なお  $\gamma_w$  については文献 14) に



譲るが、これは数値振動を検知する役割を持つ。そして  $\gamma_2$  は、

$$\gamma_2 = \begin{cases} 1 & \phi_{face} \geq 120^\circ \\ 1 - f_d \cdot \left[ \frac{2}{3} \cos(\phi_{face}) + \frac{1}{3} \right] & 0^\circ \leq \phi_{face} < 120^\circ \end{cases} \quad (13)$$

である。  $\phi_{face}$  はセル中心  $i$ 、セル境界の中心  $ij$ 、そしてセル中心  $j$  の 3 点で作られる角度であり、これら 3 点が一直線上に並ぶ時にゼロとなる (図 2 参照)。この時は、 $f_d=1$  ならば  $\gamma_2=0$  である。  $\phi_{face}$  が 120 度以上の時は、常にオリジナルの Roe/SLAU2 が用いられる。さて、 $f_d$  は DDES における関数<sup>6)</sup>である。しかし HR-SLAU2 を提案した当初は、これを単に  $f_d=1$  として、層流もしくは非粘性計算で手法の妥当性を確認していた。

このたび、この関数を HR-SLAU2 にも用いる事で、この数値流束に本来備わっているはずの LES/RANS 領域判別機能を有効化させる。

### 3.4. ポストリミタ<sup>18,21)</sup>

(予稿集では用いていたものの、その後バグの影響が確認されたため、本稿では削除している。混乱を招いた事を、この場をお借りし深くお詫び申し上げます。)

### 3.5. 高解像度 DDES (HR-DDES) の概要

以上をまとめると、本取り組み、すなわち HR-DDES (注：単一の乱流モデルでなく、この枠組み全体を指す) は次の 3 項目の、高解像度計算に向けた (再) 検討や改良から成る。

- i) DDES において LES/RANS 遷移位置を支配するパラメタ  $C_{DES}$
- ii) RANS 領域を担当する SA-noft2-R モデルにおける  $C_{rot}$
- iii) LES/RANS 遷移位置のセル品質を考慮した修正

## 4. RANS 数値例： $C_{rot}$ の検討

3-2 で述べた通り、まずは SA-noft2-R モデルによる RANS 計算を複数の数値例において行い、  $C_{rot}$  の検討を行う。

### 4.1. 細長物体周り超音速流れ ( $M=1.5$ , $Re=1.38 \times 10^7$ )

最初にマッハ 1.5、レイノルズ数  $1.38 \times 10^7$  の細長物体形状周り超音速流れを扱う。迎角は 15 度であり、この迎角までであれば RANS による定常計算で十分に実験結果と一致する解が得られる<sup>24,25)</sup>。計算格子は約 4,400 万セル (格子収束性を確認済み、 $y^+ < 1$ , 図 4)、ノーズから 22%位置、上方から回転方向に 45 度の左舷にのみ突起 (長さは機体全長  $L$  の 6%、突出量は機体直径の 15%) を配置している。こうする事で流れの非対称性が顕著に現れる。

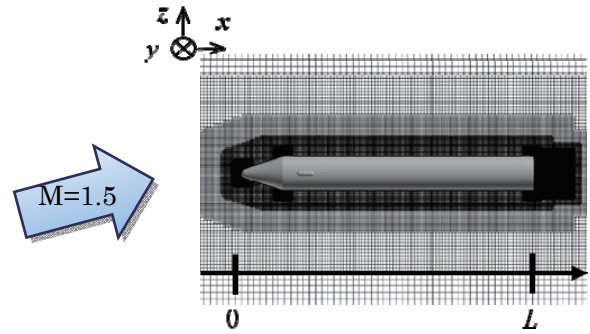


図 4 細長物体周り計算格子 (実際の突起はこの図より 45 度上に配置。計算領域は一辺  $20L$  の立方体)。

計算方法としては、空間再構築 (勾配計算) に Green-Gauss 法<sup>26)</sup>を採用する。勾配制限関数としては minmod リミタ<sup>27)</sup>を用い、セル中心における物理量とその勾配を用いてセル界面の値を MUSCL 内挿し<sup>28)</sup>、これを用いて数値流束を SLAU2<sup>29)</sup>で計算する。時間発展には LU-SGS<sup>30)</sup>を用いて定常計算を行った。乱流粘性  $\mu_t$  は SA-noft2-R モデル ( $C_{rot}=0.0, 1.0$ , または  $2.0$ ;  $C_{rot}=0.0$  は SA-noft2 モデルに対応) で求めている。得られた解の可視化結果を図 5 (渦度) および図 6 (乱流粘性) に示す。これらより、  $C_{rot}$  の大きさに応じて解が変化している事が分かる。

- ・  $C_{rot}$  の増加に伴い、下流左舷の渦の渦度が大きくなり、乱流粘性が小さくなっている。すなわち  $C_{rot}$  が大きい程、下流の渦度は乱流によるものではなく、純粋に流れが回り込む事で作られているものとみなされている。これは SA-R モデルの設計思想に合致する。
- ・  $C_{rot}=0.0$  の場合のみ、下流左舷における渦が縦に肥大化している。一方で  $C_{rot}=1.0$  と  $2.0$  の間には、渦の有する渦度や乱流粘性の値に違いがあるものの、渦の形状はほぼ同じである。

表 1 細長物体の超音速空力特性

	$C_A$	$C_Y$
$C_{rot}=0.0$	0.780	0.829
$C_{rot}=1.0^{24)}$	0.772	0.849
$C_{rot}=2.0$	0.764	0.850
風洞試験 <sup>25)</sup>	0.756	0.822

次に得られた空力係数を表 1 にまとめる。ここで  $C_A$  は軸力係数、  $C_Y$  は横力係数である。軸力係数  $C_A$  は、風洞実験ではスティングが存在するため、ベース 4 点の測定値の平均値を用いてベース圧補正を行っている。

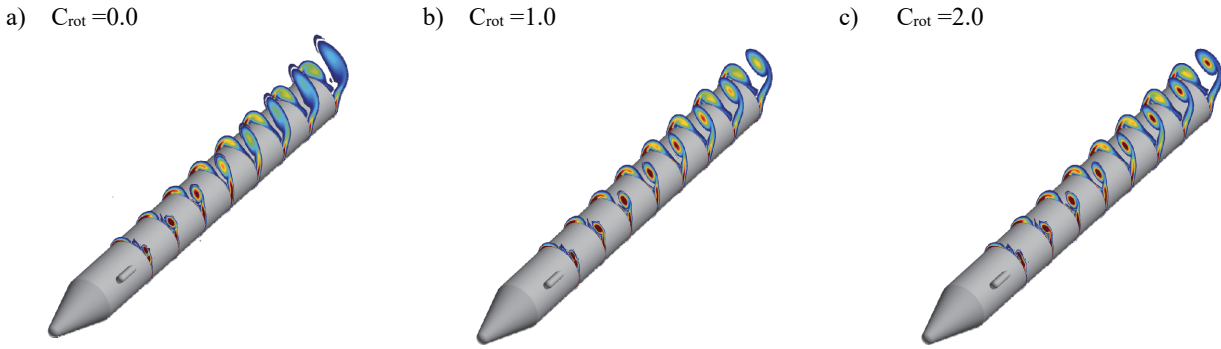


図 5 細長物体周り超音速流れの計算結果 :  $x$  方向渦度絶対値分布,  $0 < |\omega_x| < 0.2$  (a)  $C_{rot} = 0.0$ , (b)  $C_{rot} = 1.0$ , (c)  $C_{rot} = 2.0$

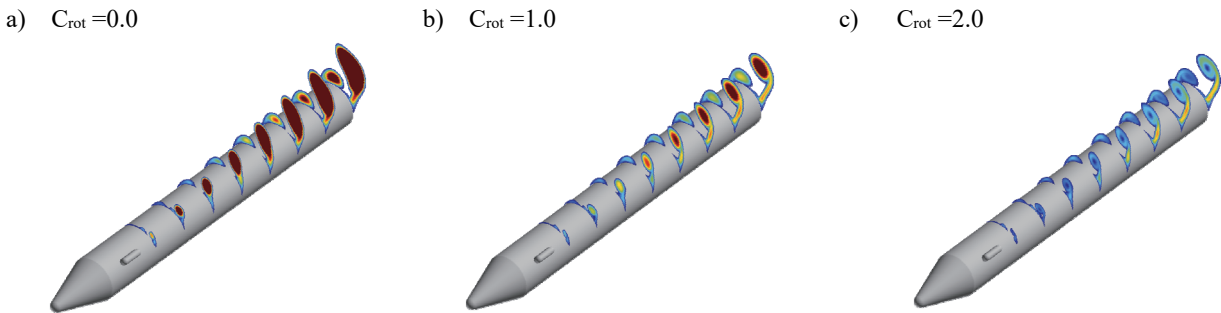


図 6 細長物体周り超音速流れの計算結果 : 乱流粘性分布,  $0 < \mu < 1000$  (a)  $C_{rot} = 0.0$ , (b)  $C_{rot} = 1.0$ , (c)  $C_{rot} = 2.0$

表 1 より, 軸力係数  $C_A$  については,  $C_{rot}$  を大きくするほど実験データに近づく事が分かる. 一方で横力係数  $C_Y$  は実験データからの差異が広がっている.

以上の事から,  $C_{rot} = 1.0$  と  $2.0$  の間に優劣を付け難いものの, 少なくとも  $C_{rot} = 0.0$  に比べるとその設計思想に則った振る舞いが現れている事が分かる.

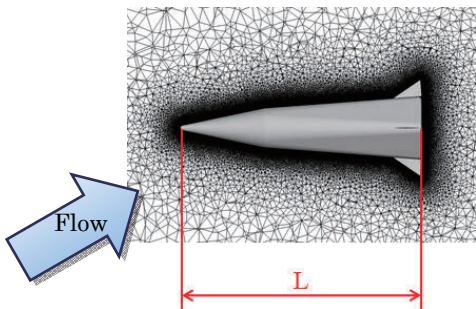


図 7 フィン付き細長物体周り計算格子 (計算領域は一辺  $30L$  の立方体).

#### 4.2. フィン付き細長物体周り流れ ( $M=0.086$ , $Re=6 \times 10^5$ , $\alpha=30\text{deg.}$ )

次にフィンが取り付けられた細長形状周りの低速流れ (迎角  $30$  度) を扱う (図 7). この形状は再使用ロケットを想定しており球頭—円錐—角柱 (注: 円錐から角柱へは滑らかに変化) から成る. 形状・周囲流れ・空力特性の詳細については文献 31, 32) を参照されたい. マッハ数は  $0.086$  と小さいため, 数値流束は全速度スキームである SLAU を, 時間積分には前処理付き LU-SGS<sup>33)</sup> を用いる. 勾配計算には Green-Gauss, 制限関数には Venkatakrishnan<sup>34)</sup>, 高次精度化に U-MUSCL<sup>35)</sup>

を用いている. また機体全長に基づくレイノルズ数は  $6 \times 10^5$  であり, SA-noft2-R モデル ( $C_{rot} = 0.0, 1.0$ , または  $2.0$ ) で乱流計算を行う.

計算格子は MEGG3D<sup>36)</sup> で作成されており, 物体から離れた箇所はテトラ (四面体セル) が占め, およそ  $3200$  万セルから成る (図 7). 格子収束性は確認済みである<sup>32)</sup>. 形状の諸元については文献 32) に譲るが, フィンには後退角  $60^\circ$  のデルタ翼を用い, フィン面積が機体底面積の約  $10\%$  となるようにしている. 面積が同一で形状が類似するフィンを取り付けた場合について実験データ (先端から  $65\%$  位置周りのピッチングモーメント  $C_m = 0.068$ ) が存在するため<sup>32)</sup>, ここではこのデータを参照しながら,  $C_{rot}$  の影響を調べる.

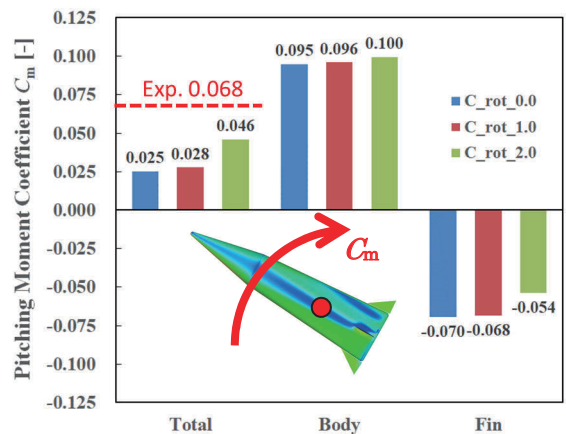


図 8 フィン付き細長物体周り低速流れの計算結果 : ピッチングモーメント  $C_m$

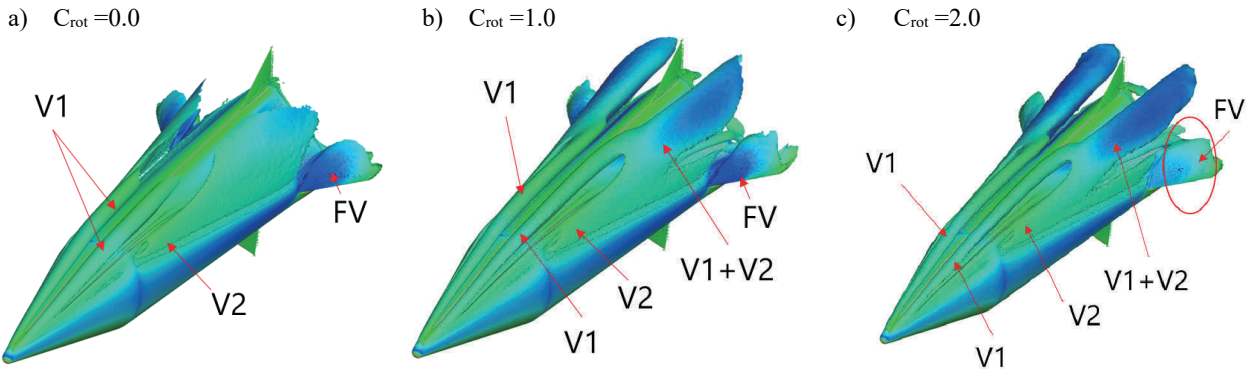


図9 フィン付き細長物体周り低速流れ Q 値等値面, 色は $-1 < C_p < 1$  (a)  $C_{rot} = 0.0$ , (b)  $C_{rot} = 1.0$ , (c)  $C_{rot} = 2.0$

計算結果を図 8~10 に示す. フィン形状が同一でないため  $C_m$  は完全には実験値と一致しないが,  $C_{rot} = 2.0$  が最もこれに近い値 (0.046) を示している (図 8). またその理由として, 機体全体の  $C_m$  (“Total”) は, 胴体 (“Body”) が作る正のモーメントと, フィン (“Fin”) が作る負のモーメントの差し引きの結果であり,  $C_{rot} = 2.0$  ではフィンの及ぼす負のモーメントの絶対値が小さい事がグラフから分かる. これについて, 可視化結果を用いて詳しく議論する.

図 9 によると, 機体ノーズから発生した渦 V1 と, 側面から発生した渦 V2 が,  $C_{rot} = 0.0$  では独立して存在しているのに対し,  $C_{rot} = 1.0$  および  $2.0$  では機体後方では合体し渦 V1+V2 を形成している. これは 4-1 の例と同様に,  $C_{rot} = 0.0$  では乱流として捉えられていた渦が,  $C_{rot} = 1.0$  および  $2.0$  では物体を回り込む事で生じた渦として区別され, 過剰な乱流粘性がかからなかった事から, 渦 V1 および V2 が拡散せず下流まで存在したと考えられる. またフィンの作る渦 FV に

着目すると,  $C_{rot} = 2.0$  のみ他の場合に比べて圧力が高い (丸で囲んだ部分). このためにフィンが作る負のピッチングモーメントが抑制されたものと考えられるが (図 8), その原因については, 図 10a に赤線で示した  $\eta = 74.5\%$  断面位置におけるフィン翼面上の圧力分布 (図 10b) およびフィン周りの流れ場 (図 10c-e) を用いて議論する.

図 10b より,  $C_{rot}$  の値の違いによりフィン表面の圧力分布に差異が生じている事が分かる. 特に,  $C_{rot} = 0.0$  および  $2.0$  ではフィン上面全体において剥離が生じているが,  $C_{rot} = 1.0$  では剥離はフィンの上流部分 (前縁から半分程度,  $x/L \approx 0.96$  まで) に留まっている. ただしこの剥離領域における負圧は大きく

(つまり圧力が低く) (図 10b), これが図 9b の可視化結果にも現れている. 一方で  $C_{rot} = 2.0$  では剥離渦そのものの規模が小さく, 結果として負圧も大きくない (図 9c および 10b,e). その結果, フィンが作る負のモーメントが小さく, 全機としては参照データに最も

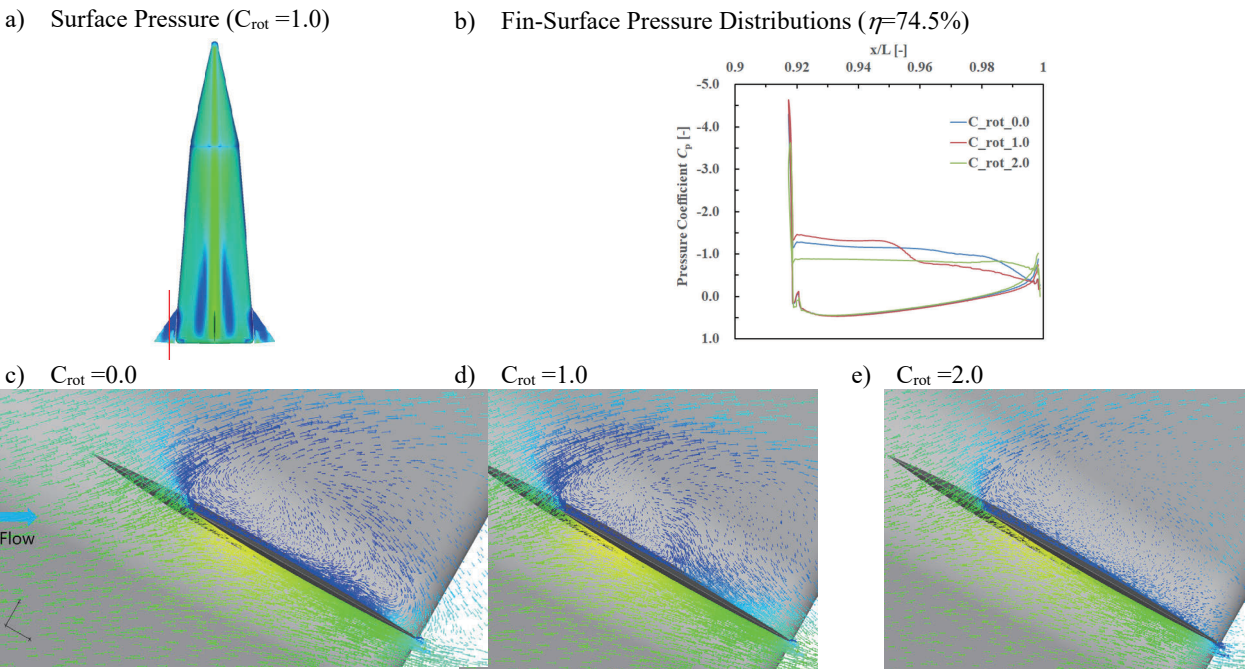


図 10 フィン付き細長物体周り低速流れの計算結果: (a) 表面圧力分布と  $\eta = 74.5\%$  断面位置 (赤線) ( $C_{rot} = 1.0$ ), (b)  $\eta = 74.5\%$  断面における圧力分布, (c)  $\eta = 74.5\%$  断面のフィン周り速度ベクトル, 色は $-1 < C_p < 1$ ,  $C_{rot} = 0.0$ , (d) 同  $C_{rot} = 1.0$ , (e) 同  $C_{rot} = 2.0$



近いピッチングモーメントが得られている (図 8)。  
これは  $C_{rot}=2.0$  では「乱流粘性による寄与分が区別され、それでも剥離が起きている」という状況であるのに対し、 $C_{rot}=0.0$  では「上述の区別無く剥離」しており、 $C_{rot}=1.0$  はこれらの中間の状態に当たるものと思われる。

従って、4-1 の細長物体の例や、4-2 の渦  $V1+V2$  と異なり、4-2 のフィン上の渦  $FV$  は  $C_{rot}$  が大きくなるほどむしろ抑制される傾向が見られた。この違いは、4-1 や 4-2 の機体表面上では「乱流境界層が十分に発達した後、下流で剥離」していた事に対し、4-2 のフィン自体はほぼそのまま主流に曝されるため、「境界層が発達していない状態で剥離」した事によるものと推察される。前縁剥離の多くの場合は、後者の状態に近いと考えられる。

ひとまず以上をまとめると、

- $C_{rot}$  の影響は、i) 「乱流境界層が十分に発達した後、下流で剥離」、ii) 前縁剥離のように「境界層が発達していない状態で剥離」の二つの場合に大別して考えると良い。
- i) の場合には、 $C_{rot}=0.0$  では過剰な乱流粘性が働き、渦が肥大化し弱くなる。一方で  $C_{rot}=1.0$  または  $2.0$  では、乱流粘性の寄与分を区別し、剥離渦をより良く捉えられるようになる。
- ii) の場合、i) と逆の傾向を示し、 $C_{rot}$  を大きくするほど剥離渦の強さを抑えられる。ただし  $C_{rot}=1.0$  では、状況によってはその効果が中途半端と考える事もできる。
- 本計算例では、 $C_{rot}=2.0$  が参照データに最も近いピッチングモーメント値を与えた。これだけでは、 $C_{rot}$  の最適値について決定的な事は言えないが、少なくとも次節のように DDES を行うのであれば、RANS が担うのは前縁剥離の部分になるはずである。よって ii) の場合に注意を払い、前縁剥離を上手く捉えられるよう、状況に応じて  $C_{rot}$  を選定すれば良さそうである。この意味では、 $C_{rot}=2.0$  が有望と考えられる。

なお、このように  $C_{rot}=1.0$  のみ特異な性質を示す例は他にもあり、次節にて示す低速パフエットのケース (この場合も前縁剥離) はその一例である。

## 5. 三次元低速パフエット流れ ( $M=0.25$ , $Re=1.16 \times 10^7$ , $\alpha=18\text{deg.}$ ) の高解像度 DDES (“HR-DDES”)

最後に三次元航空機周りの非定常乱流を伴う低速パフエットを扱う<sup>3)</sup>。機体および計算格子の形状は図 11a に一部示す通りであり、総セル数は 2,280 万程度である。なおこの図はセル・アスペクト比相当値  $AR$  で色付けしており、セル・サイズの変わり目や壁近傍でこの値が大きく、それ以外では 1 (=立方体セル) である事が確認できる。またこの計算格子の特徴として、ダーティ・セル、すなわち品質の悪いセル (図 3) を壁付近に多く含んでいる。こうしたセルが作られる事は実用計算では珍しくなく、通常そこではリミタが用いられる事で計算が安定化する。

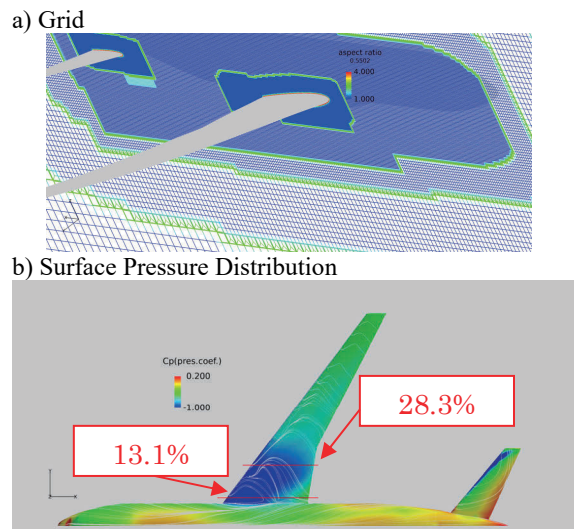


図 11 三次元航空機周りの (a)計算格子および (b)計算結果 (表面圧力分布)。

制限関数は Hishida (vL)リミタ<sup>37)</sup>、数値流束には特に断りが無い場合は HR-SLAU2 を使い、勾配計算は Green-Gauss、乱流モデルは SA-noft2-R-based DDES、時間積分には LU-SGS+後退差分 (内部反復 5 回、最大  $CFL \sim 100,000$  (時間刻み  $\Delta t=0.025$  [-])) を用いて非定常計算を行った。45,000~63,000 ステップの間の時間平均後の表面圧力分布は図 11b の通りであり、他者らの計算結果と概ね一致する。それでも翼根付近の圧力分布については、これまで他者らが得た数値解にはばらつきがあり、実験結果との差異も大きい事が知られている<sup>3)</sup>。なお解の非定常性については、今回の議論の対象外とする。

### 5.1. $C_{DES}$ の影響

まず 3-1 で触れたパラメタ  $C_{DES}$  の影響を調べる。一般的な推奨値は 0.65 とされ、この値を用いた多くの検証例が存在するが、Mohamed ら<sup>5)</sup>は  $C_{DES}=0.51$  と小さくし、この値で一様等方性乱流を問題無く扱えることを示している。そこで本研究では  $C_{DES}=0.65, 0.51$ , 更には 0.10 と変更した場合について DDES を行った。

計算結果として、実験データの再現が困難とされるスパン方向  $\eta=13.1\%$  位置における  $C_p$  分布を図 12 に示す。この図より、 $C_{DES}$  を下げる (=LES 領域を拡げる) と明らかに計算結果が変化し、実験データに近づいている事が分かる。ただし  $C_{DES}=0.10$  の場合には他の検証例が無い。また本計算においても  $C_{DES}=0.10$  では LES 領域が境界層格子 (プリズム格子) に深く入り込んできており、この領域で正しく LES が行われているのか疑問である (図 13)。従って、 $C_{DES}$  を下げた方が良いという傾向は見られたものの、ここでは Mohamed らによって検証されている  $C_{DES}=0.51$  を選定する。

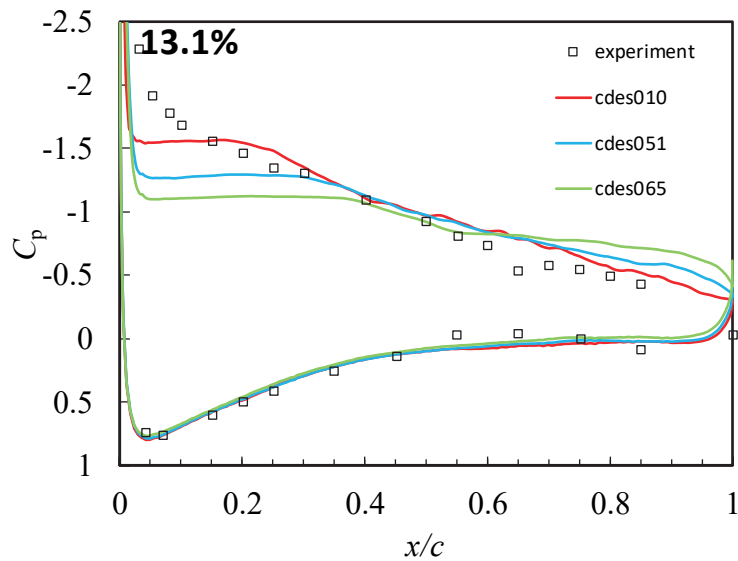


図 12 CDES の影響：スパン方向 13.1%位置における Cp 分布（実験データは文献 3），以下同様）

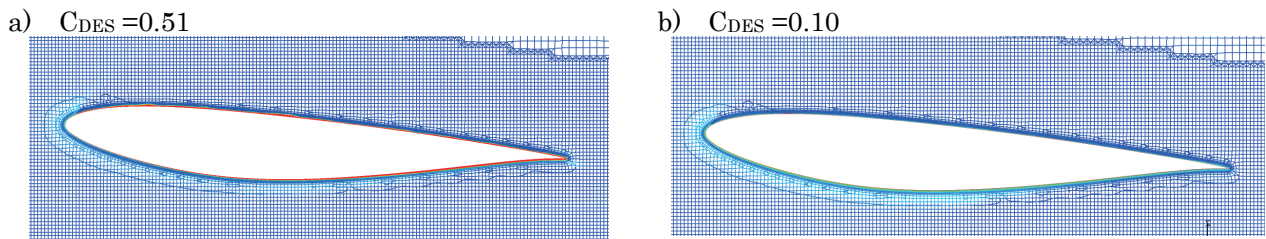


図 13 三次元航空機周りの低速パフェット計算における（長さスケール） = (LES の長さスケール $\Delta$ ) / (RANS の長さスケール  $d$ ) の可視化. 0 (青色) は LES 領域, 1 (赤色) は RANS 領域にほぼ対応 (ただし実際には関数  $f_d$  がかかるため, 壁近傍は必ず RANS になる). (a)  $C_{DES} = 0.51$  および (b)  $C_{DES} = 0.10$ .

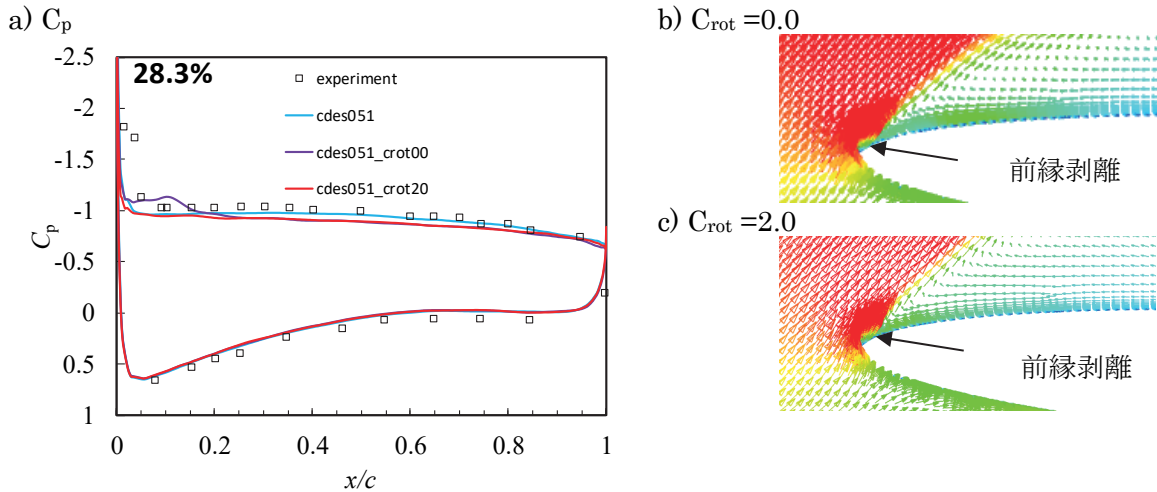


図 14  $C_{rot}$  の影響, (a)スパン方向 28.3%位置における  $C_p$  分布, (b) 前縁付近の速度ベクトル (色はマッハ数)  $C_{rot} = 1.0$ , (c) 同  $C_{rot} = 2.0$

5.2.  $C_{rot}$  の影響

次に 3-2 で述べた  $C_{rot}$  の影響を調べる. 今度はスパン方向に翼根からやや離れた  $\eta=28.3\%$ 位置における  $C_p$  分布を比較する (図 14a). またこのときの前縁付近速度ベクトルを図 14b ( $C_{rot} = 0.0$ ), 図 14c ( $C_{rot} = 2.0$ ) に示す ( $C_{rot} = 1.0$  は  $C_{rot} = 2.0$  と類似であったため割愛). なお  $C_{DES} = 0.51$  である.

これらの図より,  $C_p$  分布は確かに  $C_{rot}$  の影響を受けている (特に前縁付近の  $x/c=0.05-0.1$  辺り: ただしおかしな剥離は見られない). こうした  $C_{rot}$  の影響は 4-2 における調査結果や, 他者らの指摘に矛盾しない. よってここでは  $C_{rot} = 2.0$  を選定する.

5.3. 本提案手法 HR-DDES と従来の DDES の比較

以上より, 「従来法 (従来の DDES および



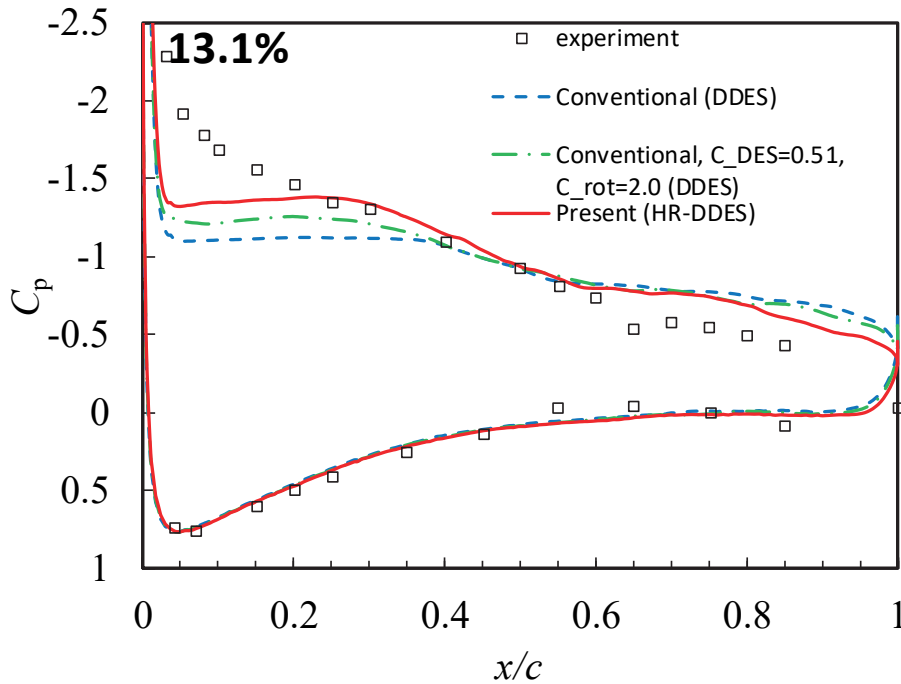


図 15 スパン方向 13.1%位置における  $C_p$  分布：従来法”DDES”との比較

HR-SLAU2 ; ”Conventional (DDES)”と表記)」、 「HR-SLAU2 を用い  $C_{DES} = 0.51$ ,  $C_{rot} = 2.0$  とした場合 (”Conventional,  $C_{DES} = 0.51$ ,  $C_{rot} = 2.0$  (DDES)”と表記)」と、「更に  $AR$  も考慮した LES/RANS 境界の修正版 (”Present (HR-DDES)”)」の結果の比較を図 15 に示す。この図より、実験値との完全な一致には至っていないものの、明らかに HR-DDES の方が他の結果よりも実験データを良く捉えている。また HR-SLAU2 を用い  $C_{DES}$ ,  $C_{rot}$  のみを修正した場合も、従来法よりは実験値に近づいている。

今後は時間刻みを更に検討し、また近年研究が進んでいる「非定常数値流束<sup>38-39)</sup>」を利用すれば、非物理的な非定常振動を除去し、計算結果をより改善できる可能性がある。

## 6. まとめ

低速バフェットに代表される前縁剥離を伴う非定常乱流計算に向けた計算手法「高解像度 DDES (HR-DDES)」を提案した。HR-DDES は次の 3 項目の、高解像度計算に向けた(再)検討や改良から成る。

- i) DDES において LES/RANS 遷移位置を支配するパラメタ  $C_{DES} = 0.51$  (一般には 0.65)
- ii) RANS 領域を担当する SA-noft2-R モデルにおける  $C_{rot} = 2.0$  ( $C_{rot} = 1.0$  を用いると、前縁剥離にておかしな流れ場が得られる場合があった。)
- iii) LES/RANS 遷移位置のセル品質を考慮した修正  
これにより、これまで実験データとの一致が困難であった NASA CRM 形態の主翼根  $\eta = 13.1\%$  断面における計算結果を大きく改善できた。より精密な計算結果の取得には、時間刻みや数値流束の更なる検討が有効と考えられる。

(なお、予稿集では「ポストリミタ」を用いていたものの、その後バグの影響が確認されたため、本稿では削除している。混乱を招いた事を、この場をお借りし深くお詫び申し上げます。)

## 謝辞

本研究の流体計算には JAXA 開発の FaSTAR を、計算格子生成には同 HexaGrid および MEGG3D を利用した。また計算は JAXA スパコン JSS2 を利用して行った。横浜国立大学の原田敏明氏、高木雄哉氏には計算の一部を実行いただいた。ご協力いただいた皆様に感謝の意を表す。

## 付録

SA モデルは 1 方程式 RANS モデルであり、具体的には以下の式を解く。

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = c_{b1}[1 - f_{t2}]\tilde{S}\tilde{v} + \frac{1}{\sigma}[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla \tilde{v}) + c_{b2}(\nabla \tilde{v})^2] \quad (\text{A.1})$$

$$- \left[ c_{w1}f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2}f_{t2} \right] \left[ \frac{\tilde{v}}{d} \right]^2 \quad (\text{A.2})$$

$$v_t = \tilde{v}f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \frac{\tilde{v}}{\nu}$$

$$\tilde{S} = |\omega| + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (\text{A.3})$$

$$\left. \begin{aligned} f_w &= g \left[ \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6}, \\ g &= r + c_{w2} (r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4})$$

$$f_{i2} = c_{i3} \exp(-c_{i4} \chi^2) \quad (\text{A.5})$$

つまり式(A.2)で用意する作業変数 $\tilde{v}$ について、式(A.1)を解く。ここで $|\omega|$ は渦度の大きさ

$$|\omega| = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

である。SA-R モデルでは、この値を式(8)のように置き換えている。また $d$ は壁からの距離(図1)である。この $d$ を格子線に沿って探索する必要が無い事から、非構造格子にも利用しやすい。

そして各係数の値は $\sigma=2/3$ ,  $c_{b1}=0.1355$ ,  $c_{b2}=0.622$ ,  $c_{v1}=7.1$ ,  $\kappa=0.41$ ,  $c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1+c_{b2})/\sigma$ ,  $c_{w2}=0.3$ ,  $c_{w3}=2$ としている。なおオリジナルのSAモデルでは $c_{i3}=1.2$ ,  $c_{i4}=0.5$ であるが、本稿で基本としているSA-noft2モデルでは、これを $c_{i3}=0.0$ とする(従って、式(A.5)より $f_{i2}$ もゼロ、 $c_{i4}$ は不要となる)。こうする事で、乱流遷移を $c_{i3}$ の値により強制的に引き起こすのではなく、自然に起こるようにしている(全面乱流の仮定)。

## 参考文献

- (1)Deck, S., *AIAA J.*, Vol. 43, No. 7, 2005, pp.1556–1566.
- (2)Sartor, F., and Timme, S., *AIAA J.*, Vol. 55, No. 4, 2017, pp.1230-1240.
- (3)Waldmann, A. et al., *AIAA* 2015-1096, 2015.
- (4)Spalart, P. R. et al., *Theor. and Comput. Fluid Dynamics*, Vol. 20, 2006, pp. 181-195.
- (5)Mohamed, K., Nadarajah, S., and Paraschivoiu, M., *J. Aircraft*, Vol. 46, No. 4, 2009, pp. 1302–1313.
- (6)Spalart, P., and Allmaras, S., *AIAA* 1992-439, 1992.
- (7)Rumsey, C. L., *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, 2007, pp. 1460–1471.
- (8)Dacles-Mariani, J., Kwak, D., and Zilliac, G., *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 30, 1999, pp. 65-82.
- (9)Dacles-Mariani, J. et al., *AIAA J.*, Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561–1568.
- (10)Lei, Z., *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol. 48, No. 161, 2005, pp. 152-160.
- (11) NASA Langley Research Center, “Turbulence Modeling Resource” <https://turbmodels.larc.nasa.gov/spalart.html> (2019年5月3日アクセス)
- (12) 吉田憲司, 日本航空宇宙学会誌 第67巻 第1号, 2019.
- (13) Molina, E. et al., *AIAA* 2019-0326, 2019.
- (14) Kitamura, K. and Hashimoto, A., *Computers and Fluids*, Vol. 126, 2016, pp. 41–57.
- (15) Kitamura, K. and Shima, E., *J. Comput. Phys.*, Vol.245, 2013, pp.62-83.
- (16) Roe, P.L., *J. Comput. Phys.*, Vol. 43, 1981, pp.357-372.
- (17) Winkler, C.M., Dorgany, A.J. and Mani, M., *AIAA* 2012-0570, 2012.
- (18) Kitamura, K. and Hashimoto, A., *J. Comput. Phys.*, Vol. 341, 2017, pp.313-340.
- (19) 橋本敦ら, *日本航空宇宙学会論文集*, Vol. 63, 2015, pp. 96-105.
- (20) Hashimoto, A. et al., *J. Aircraft*, Vol.51, 2014, pp. 1172-1182.
- (21) Kitamura, K., et al., *AIAA J.*, Vol. 56, No. 8, 2018, pp. 3192-3204. doi:10.2514/1.J056683
- (22) Kanamori, M., et al., *AIAA J.*, Vol. 56, No. 7, 2018, pp. 2743-2755.
- (23) Baldwin, B. S., and Barth, T. J., *NASA TM 102847*, Aug. 1990.
- (24) Harada, T., et al., *AIAA* 2019-0299, 2019
- (25) Kawauchi, K., et al., *J. Spacecr. and Rockets*, Vol. 56, No. 5, 2019, pp. 1346–1357. doi:10.2514/1.A34439
- (26) Mavriplis, D. J., *AIAA* 2003-3986, 2003.
- (27) Roe, P.L., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 18, 1986, pp.337–365.
- (28) Van Leer, B., *J. Comput. Phys.*, Vol. 32, 1979, pp.101-136.
- (29) Shima, E. and Kitamura, K., *AIAA J.*, Vol.49, 2011, pp.1693-1709.
- (30) Jameson, A. and Turkel, E., *Math. of Comput.*, Vol. 37, 1981, pp.385-397.
- (31) Aogaki, T., Kitamura, K., and Nonaka, S., *J. Spacecr. and Rockets*, Vol. 55, No. 6, 2018, pp.1476-1489.
- (32) 高木雄哉, 北村圭一, 野中聡, 日本航空宇宙学会第50期年会講演会, 1C01, 2019.
- (33) Weiss, J.M. and Smith, W.A., *AIAA J.*, Vol. 33, 1995, pp. 2050-2057.
- (34) Venkatakrisnan, V., *J. Comput. Phys.*, Vol.118, 1995, pp.120-130.
- (35) Burg, C. O. E., *AIAA* 2005-4999, 2005.
- (36) Ito, Y., and Nakahashi, K., *AIAA J.*, Vol. 40, 2002, pp. 490-496.
- (37) 菱田学ら, JAXA-SP-10-012, 2011, pp. 85-90.
- (38) Moguen, Y., Bruel, P., and Dick, E., *J. Comput. Phys.*, Vol. 384, 2019, pp. 16–41.
- (39) Kim, H., Kim, H., Kim, C., *AIAA J.*, Vol. 56, No. 7, 2018, pp. 2623–2634.