

# 突起を有する細長物体の空力解析における 乱流モデルの影響

筒井 史也, 北村 圭一 (横浜国立大学大学院), 野中 聡 (宇宙航空研究開発機構)

## Effect of Turbulence Models on Aerodynamic Characteristics of Slender Body with Protuberance

TSUTSUI Fumiya, KITAMURA Keiichi (Yokohama National University) and NONAKA Satoshi (JAXA)

### ABSTRACT

A slender-bodied vehicle with asymmetrically arranged protuberance generates strong side force due to asymmetric vortices, even at a low angle-of-attack. We investigated effects of the well-known RANS turbulence models [SA-R ( $C_{rot}=0.0, 1.0, \text{ and } 2.0$ ), SST, and SST-2003] by comparing the numerically obtained side force values on supersonic slender-body, along with the flow structure. As a result, all the SA-R models showed good agreement with the experiment regardless of the  $C_{rot}$  (which controls the degree of modification from the original SA model), although a separation point on the protuberance side slightly changed depending on the  $C_{rot}$  value. On the other hand, as for the SST models, when the vorticity was used to evaluate eddy viscosity (original SST) the side force exhibit 44% deviation from the experiment, whereas SST-2003, in which the strain rate was employed instead, significantly reduced the discrepancy to 0.7%.

### 1. はじめに

近年、小型・超小型人工衛星の開発が盛んに行われている<sup>1,2)</sup>。今後、IoT (Internet of Things) を含めた情報化技術の発展によりそのような需要は更に膨らむと予想される<sup>3)</sup>。これに伴い、低コストかつ高頻度な打上げ需要の増加が見込まれ、これに対応するため宇宙輸送機の小型化が進められている<sup>1,2)</sup>。代表的な宇宙輸送手段であるロケットに関していえば、その小型化が進むと、内部容積の確保のために機体表面に突起物が突出する。この突起物は、機体風下側に非対称な渦構造を形成する。これにより、比較的低い迎角 ( $\alpha=15^\circ$ 程度) であっても機体の進行方向に対して横方向の力である「横力」が発生することが知られている<sup>4)</sup>。この横力は、飛翔体が所望経路を飛行することを妨げる可能性がある。そのため、飛翔体の安全かつ効率的な飛行を実現するために、表面突起物とその空力特性、とりわけ横力特性に与える影響を理解することは非常に重要である。

突起を有する細長物体に作用する空気力(特に横力)や周囲の流れ場は、突起の後流や機体からの剥離により生じる渦の振る舞いにより特徴づけられる<sup>4)</sup>。機体周囲に生じる渦の渦中心は一般的に低圧であるため、例えば突起の後流渦が機体に近接している場合、機体が

その渦に強く引っ張られる<sup>5)</sup>。一方、突起が機体の片側に装着され、その後流渦が機体後方にかけて発達し、機体から離れていくようなケースでは、機体の片側が高圧となることから、突起のある側からない側へ大きな横力が発生する<sup>4)</sup>。

このように、突起の装着位置によって異なる渦の振る舞いにより、飛翔体の空力特性は大きく異なる。そのため、飛翔体の安全な飛行を実現するためには風洞実験や数値解析を駆使し、事前に空力特性や流れ場を調査することが不可欠である。その具体例として、数値流体力学(CFD)を用いた突起を有する飛翔体周りの流れ場や空気力の予測は、これまでも多く行われてきた<sup>4,6)</sup>。それらの多くはRANS(レイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式)による数値計算を行っており、その解析結果は乱流モデルに強く依存する可能性がある。実際、細長物体のように物体の風下側に剥離渦が発生する「デルタ翼」を対象とした調査<sup>7)</sup>では、乱流モデルの種類によって前縁剥離や高迎角時の渦崩壊の予測精度に差があることが報告されている。

そこで本研究では、突起を有する細長物体の数値計算における、乱流モデルの影響について調査を行う。乱流モデルには航空宇宙分野で広く使用されている1方程式モデルのSA-Rモデル<sup>8,9)</sup>(SA: Spalart-Allmaras),

および2方程式モデルであるShear Stress Transport (以下 SST) 系モデル<sup>10,11)</sup>を用いて数値計算を行い、その結果を比較する。また、SA-RモデルにおけるSAモデル<sup>12)</sup>からの(曲率のある流れへの)修正パラメータ $C_{rot}$  (2.3.1節で詳述)については、その値によって異なる解が得られると報告されている<sup>13)</sup>。しかし、本研究のように超音速流れにおいて横力をはじめとする、機体に作用する空気力の計算結果への $C_{rot}$ 依存性については十分に調査されていなかった。そこで本研究では超音速流れにおける横力係数や機体周りの流れ場に対する、 $C_{rot}$ 依存性に関しても調査を行う。

以上の比較・考察を行うことで、乱流モデルが突起付き細長物体周りの渦構造や空気力の予測精度に与える影響を調査する。

## 2. 研究方法

### 2.1. 計算対象

本研究の解析対象モデルについて図2-1に示す。細長物体はコーンとシリンダー部から成り、機体全長 $L=368\text{mm}$ 、機体直径 $D=41.5\text{mm}$  (細長比8.9)である。また、突起物の長さは機体全長 $L$ の6%、突出量は機体直径 $D$ の15%である。この突起を細長物体のノーズから22%位置、上方より $45^\circ$ の左舷側(機体の風下側)に1つ装着する。

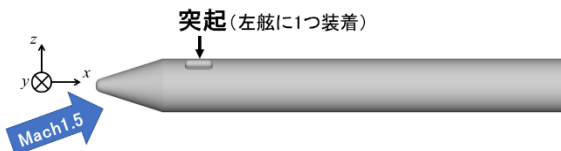


図2-1 計算対象形状

### 2.2. 計算手法

JAXAが開発した流体解析ソルバであるFaSTAR<sup>14)</sup>を用いた。支配方程式は3次元圧縮性RANSであり、セル中心有限体積法により離散化を行い空間二次精度で解いた。非粘性数値流束の計算にはAUSM系全速度計算スキームであるSLAU<sup>15)</sup>を用いており、Green-Gauss法<sup>16)</sup>により勾配を計算している。また勾配制限関数にはminmod<sup>17)</sup>を用いている。時間積分法にはLU-SGS法<sup>18)</sup>を用い、CFL数は50として定常解析を行った。

### 2.3. 乱流モデル

本研究では、航空宇宙分野のCFD解析で多く用いられる複数の乱流モデルを用いて数値解析を行い、それらが空力特性や機体周囲流れ場に与える影響を調査した。本研究で用いた乱流モデルはSA-noft2-Rモデル<sup>8,9)</sup>(以降、単にSA-R)、Menter-SSTモデル<sup>10)</sup>(以降SST)、

Menter-SST-2003モデル<sup>11)</sup>(以降SST-2003)の3種類である。

#### 2.3.1. SA-Rモデル

SA-RモデルのベースとなるSAモデルは、次式を解く1方程式モデルである。なお、本研究ではオリジナルのモデルから $f_{v2}$ 項を省略したSA-noft2<sup>19)</sup>を用いる。

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{v}}{\partial x_j} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{v} + \frac{1}{Re} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{Re} C_{w1} f_w \left[ \frac{\tilde{v}}{d} \right]^2 + \frac{1}{Re} \frac{C_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \quad (1)$$

レイノルズ応力は次のように定義される。

$$\bar{\tau}_{ij}^t = -\overline{u_i' u_j'} = \frac{1}{Re} \mu_t \left[ \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (2)$$

乱流粘性係数 $\mu_t$ は、

$$\mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1} \quad (3)$$

であり、補助的な関数や定数は以下のように表される。

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{w1}^6}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

$$f_w = g \left[ \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}$$

$$\chi = \frac{\tilde{v}}{v}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r), \quad r = \frac{1}{Re} \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}$$

$$\tilde{S} = \Omega + \frac{1}{Re} \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad S = (2\Omega_{ij} \Omega_{ij})^{1/2}$$

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad C_{v1} = 0.71,$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}, \quad C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2.0,$$

$$\sigma = 2/3, \quad \kappa = 0.41$$

$\Omega_{ij}$ は渦度テンソル、 $d$ は壁からの距離である。

オリジナルのSAモデルでは、本研究の解析対象のような、「曲率を有する物体壁を回り込む流れによる渦」が「乱流による渦」と区別されにくいという欠点を抱えていた。

この問題を改善するために、SA-Rモデルでは渦度 $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ の大きさ $|\Omega|$ を次のように置き換え、“乱流の効果よりも純粋な回転による効果が卓越する個所では、渦度がひずみ速度を上回ることによって乱流粘性が抑えられる”よう改良されている<sup>8,9)</sup>。

$$|\Omega| \rightarrow |\Omega| + C_{rot} \min(0, |S| - |\Omega|) \quad (4)$$

ここで、 $|S|$ は歪み速度

$$|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

である。なお、式(4)に示した、SAからSA-Rへの修正度合いを司るパラメータである $C_{rot}$ については更に議論の

余地があることから、本研究では $C_{rot}=0.0$  (オリジナルのSA<sup>12)</sup>、1.0<sup>7)</sup>、2.0<sup>20)</sup>の3種類に関して数値計算を行う。

### 2.3.2. Menter SST モデル

Menter SST モデルは壁近傍において Wilcox による  $k-\omega$  方程式を解き、壁から離れた完全乱流領域においては標準的な  $k-\epsilon$  モデルを用いるという 2 方程式モデルである。具体的には以下の式を解く。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \bar{\rho} \omega k + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}u_j \omega}{\partial x_j} &= \gamma \frac{1}{v_t} P_k - \beta^* \bar{\rho} \omega^2 \\ &+ \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2(1 - F_1) \bar{\rho} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (6)$$

レイノルズ応力は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= -\overline{u'_i u'_j} \\ &= \frac{1}{Re} \mu_t \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \end{aligned} \quad (7)$$

乱流粘性係数は

$$\mu_t = \min \left( \frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{\Omega F_2} \right) \quad (8)$$

であり、 $k-\omega$  モデルの定数は、以下である。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075,$$

$$a_1 = 0.31, \quad \beta_1^* = 0.09, \quad \kappa_1 = 0.41$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta_1^*} - \sigma_{\omega 1} \frac{\kappa_1^2}{\sqrt{\beta_1^*}} = \frac{5}{9}$$

$k-\epsilon$  モデルの定数は、以下のようになっている。

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828,$$

$$A_2 = 0.31, \quad \beta_2^* = 0.09, \quad \kappa_2 = 0.41$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta_2^*} - \sigma_{\omega 2} \frac{\kappa_2^2}{\sqrt{\beta_2^*}} = 0.44$$

$k-\omega$  モデルと  $k-\epsilon$  モデルを接続するための混合関数は、以下のように定義される。

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2),$$

$$\arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{1}{Re} \frac{500 v}{d^2 \omega} \right), \frac{4 \bar{\rho} \sigma_{\omega 2} k}{CD_{kw} d^2} \right],$$

$$\arg_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{1}{Re} \frac{500 v}{d^2 \omega} \right),$$

$$CD_{kw} = \max \left( 2 \bar{\rho} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right)$$

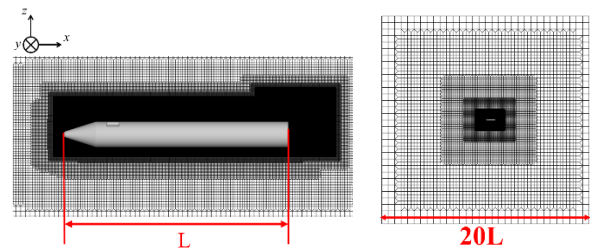
なお、オリジナルの SST モデル<sup>10)</sup>では式(8)のように乱流粘性係数  $\mu_t$  の評価に渦度  $\Omega$  を用いていたが、開発者である Menter は、以下のように渦度  $\Omega$  の代わりに歪み速度  $S$  を用いるという改良を施している<sup>11)</sup>。

$$\mu_t = \min \left( \frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{SF_2} \right) \quad (9)$$

本稿ではオリジナルの SST モデルに加え、この改良版である SST-2003 を用いた数値解析も行った。

### 2.4. 計算格子

本計算で用いる計算格子を図 2-2 に示す。格子生成には六面体ベースの自動格子生成ツールである JAXA の HexaGrid<sup>21)</sup>を用いた。外部領域は  $20L \times 20L \times 20L$  の立方体とし、この計算領域を六面体、プリズム、ピラミッド、四面体で構成している。セル数は 4400 万程度であり、壁面第一層格子幅は  $1.0 \times 10^{-3}$  mm ( $y^+_{\max}=0.86$ ) とした。



(a)機体周り

(b)格子全体

図 2-2 計算格子

### 2.5. 計算条件

一様流マッハ数  $M_\infty = 1.5$ 、機体全長  $L$  を基準としたレイノルズ数  $Re=1.1 \times 10^7$  とする。いずれも風洞実験条件<sup>4)</sup>と一致させてある。また、先行研究<sup>4)</sup>で、迎角  $0^\circ < \alpha < 15^\circ$  では迎角増加に伴い横力も増加、 $15^\circ < \alpha < 20^\circ$  では横力がほぼ一定となることが明らかになっている。これを踏まえ、本研究では迎角  $\alpha=15^\circ$  を選定した。

## 3. 結果と考察

### 3.1. 流れ場の比較

図3-1に機体周りの流れの概要として、 $Q$ 値等値面の可視化結果を載せる。突起側の突起後流渦が、機体後方にかけて発達している様子や、突起がない側(以降、平滑側と呼ぶ)の機体風下における剥離渦の様子が見て取れる。

流れ場の全体像を比較するために、図3-2に機体周りの渦度分布(左)と乱流粘性係数(右)を示す。まず SA-Rモデルについては、 $C_{rot}$ の増加とともに突起後流渦の渦度が強くなっている。また、SST系モデルについてはオリジナルのSSTモデルの両舷の渦度が弱く、機体風下側の全域にわたって強い乱流粘性が生成されている。SST-2003についてはSSTと比較して、両舷の渦度がより強く、乱流粘性の生成は抑制されていることが見て取れる。

### 3.2. 横力特性の比較

図3-3には、各乱流モデルによる横力係数 ( $C_Y$ , 突起側から平滑側への力が正) の計算結果と実験結果を載せる。これによると、SA-Rモデルについては実験と計算結果はよく一致しており(誤差1.3~1.5%程度)、その中では $C_{rot}=0.0$ の横力よりも $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合の方が約3%増大するという結果となった。またSST系モデルにおいては、オリジナルのSSTの場合、実験との誤差が約44%となっているのに対し、修正版のSST-2003では約0.7%と大幅に改善している。以上のような、SA-RモデルとSST系モデルの傾向についてそれぞれ考察を行う。

### 3.3. SA-Rモデル解析における横力の $C_{rot}$ 依存性

本節では、オリジナルのSAモデルからSA-Rモデルへの修正パラメタである $C_{rot}$ について、 $C_{rot}=0.0$ の場合と比較して、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合に横力が約3%増大した理由を考察する。

図3-4にはSA-Rモデルによる計算結果より得た、機体軸方向の局所横力分布を示す。これによると、突起周辺ではほぼ横力分布に差はなく、 $x/L>0.4$ の領域で $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の局所横力が $C_{rot}=0.0$ の局所横力を僅かに上回る( $C_{rot}=1.0$ と $2.0$ の分布はほぼ重なっている)。

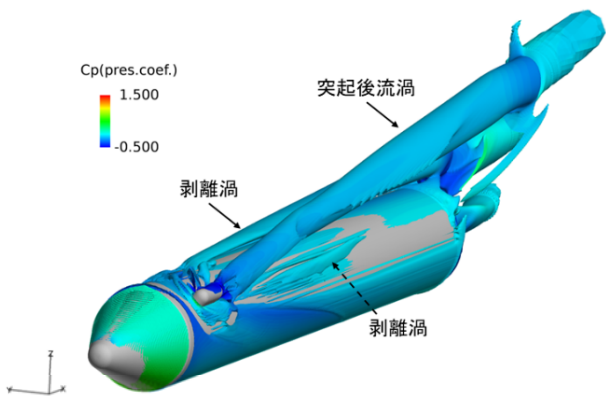


図 3-1 流れ場の概要 ( $C_{rot}=1.0$  の Q 等値面)

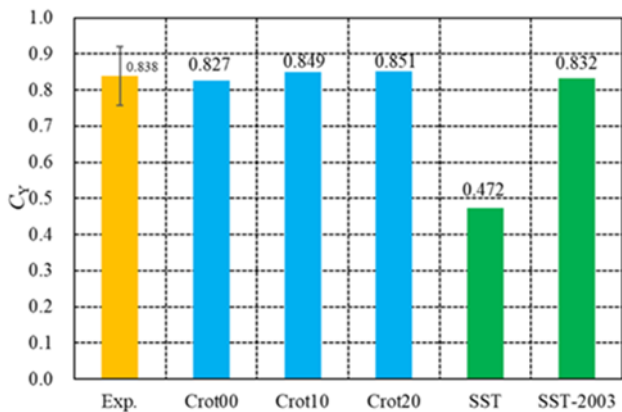
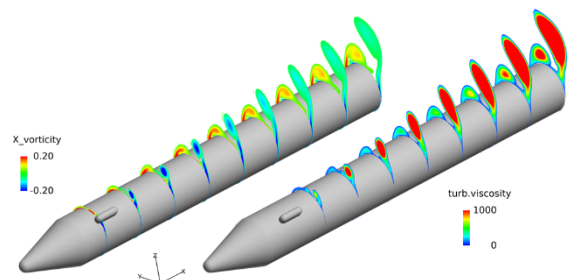
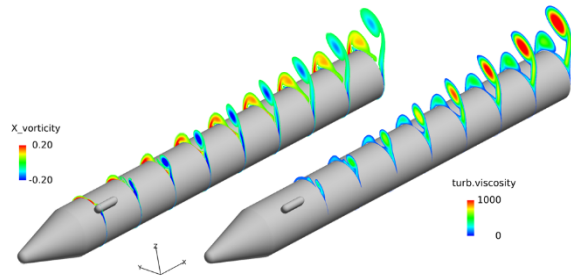


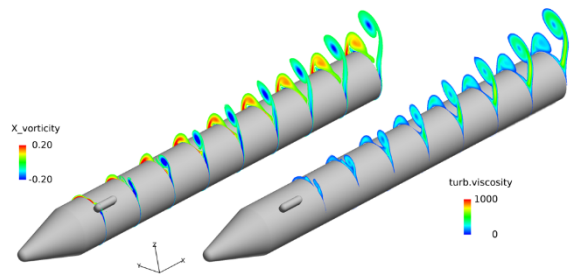
図 3-3 横力係数  $C_Y$  (エラーバーは標準偏差)



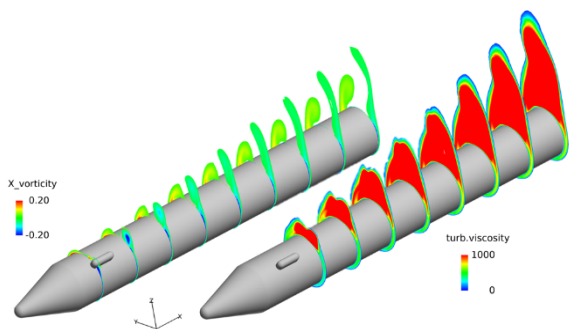
(a)SA-R ( $C_{rot}=0.0$ )



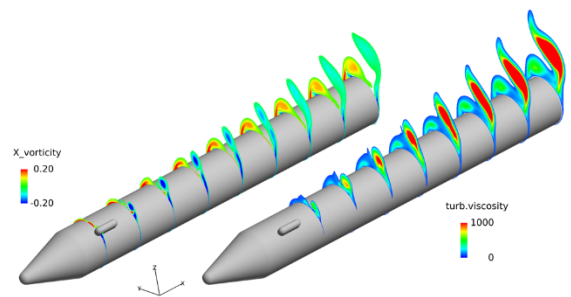
(b)SA-R ( $C_{rot}=1.0$ )



(c)SA-R ( $C_{rot}=2.0$ )



(d)SST



(e)SST-2003

図3-2 渦度 (左) と乱流粘性 (右) の可視化結果



このように $C_{rot}$ の値によって局所横力の傾向が異なる理由を調査するため、図3-5に $x/L=0.4$ 断面における突起側の表面 $C_p$ 分布の可視化結果を示す。これによると、機体風下側における剥離後の圧力が回復する領域で差異が生じていることが分かる。ここで、図3-6に同断面における速度ベクトルおよび $C_p$ の等高線図を示す（ $C_{rot}=2.0$ の分布は $C_{rot}=1.0$ と類似していたため省略）。この図より、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合よりも $C_{rot}=0.0$ の方が僅かに下流側で剥離していることが分かる。 $C_{rot}=0.0$ の場合では“物体壁を回り込む流れによる強い渦度と、乱流による渦が区別されない<sup>8,9)</sup>”ため、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合よりも強い乱流粘性が生成される。つまり、周囲の流体との混合作用が大きく、主流と壁面間のエネルギー輸送が活発に行われることから、境界層内の流れが減速しにくくなり、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ よりも剥離が生じにくいと考えられる。一方で、 $C_{rot}=1.0$ 及び $2.0$ の場合では、曲率を有する形状を回り込む流れの乱流粘性が、式(4)の補正により抑制されているため、より上流側から「剥離後の圧力回復」が生じる。これにより突起側が $C_{rot}=0.0$ よりも高圧となり、横力が増大する一因となる（突起後流渦の成長によって、突起側では平滑側よりも大規模な剥離が生じているため、この効果が顕著に表れる）。

また、図3-7には $x/L = 0.6$ 断面における突起側の機体表面圧力係数分布のグラフを、図3-8には同断面における速度ベクトル（ $C_p$ で色付け）の可視化結果を示す。図3-7によると先の「物体を回り込む流れの剥離位置の違い」による圧力の差異（図中で(a)と示した領域）だけでなく、機体風下側の $0.05 < z/(D/2) < 0.84$ （図中に(b)と示した領域）において $C_{rot}=1.0$ 及び $C_{rot}=2.0$ の表面圧力が $C_{rot}=0.0$ の表面圧力を上回っている。また図3-8を見ると、突起のない平滑側から回り込んできた、機体正面から見て時計回りの流れが、 $C_{rot}=0.0$ の場合は付着しているのに対し、 $C_{rot}=1.0$ 及び $2.0$ の場合では剥離が生じ、高圧となっている。（なお、こちらも図3-7の領域(a)と同様、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合は乱流粘性が抑制されることから、剥離が促進されたと考えられる。）この高圧領域の形成もまた、 $C_{rot}=1.0$ 及び $2.0$ の場合に横力が増大する一因となっている。

以上についてまとめると、

- SA-Rの修正パラメタ $C_{rot}$ による横力特性の違いは、「 $C_{rot}=0.0$ 」の場合と「 $C_{rot}=1.0$ 及び $2.0$ 」の場合に大別できる。
- $C_{rot}=1.0$ および $2.0$ では、流れが物体壁を回り込む（つまり渦度がひずみ速度を上回るような）場合、

式(4)のような補正が施される。そのため、 $C_{rot}=0.0$ と比較して乱流粘性が小さく、曲率を有する形状に由来する剥離がより上流で生じる。

- $C_{rot}=1.0$ および $2.0$ の場合のみ、乱流粘性の抑制によって、平滑側から突起側へ回り込んでくる流れの剥離が誘起される。これにより突起側に $C_{rot}=0.0$ と比べ高圧の領域が生成される。
- 以上のように $C_{rot}=1.0$ および $2.0$ の場合、突起側で剥離が促進されることで、 $C_{rot}=0.0$ の場合よりも高圧となる（機体を+y：正の横力の方向へ押す）ことから、機体全長の40%より後方で、 $C_{rot}=0.0$ （オリジナルのSA）の場合よりも横力が増大する。
- 以上のような結果から、 $C_{rot}=1.0$ や $2.0$ の場合では、 $C_{rot}=0.0$ （オリジナルのSAモデル）の場合よりも「回り込みによる渦が乱流渦と区別されて捉えられている」といえる一方で、乱流粘性の抑制により剥離が促進されることが原因で、高圧領域が生成され、横力を過大に評価してしまう可能性があることに注意が必要である。

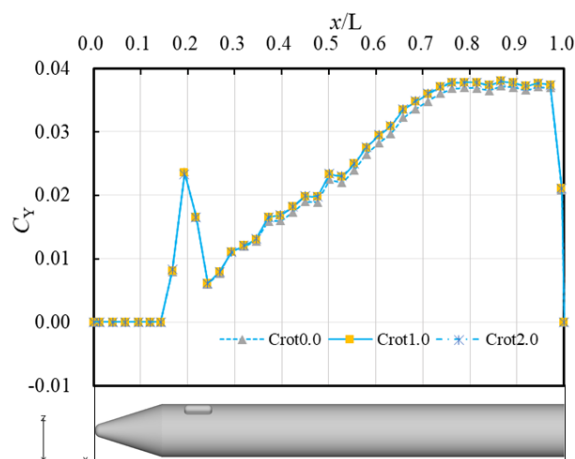


図 3-4 局所横力係数分布 (SA-R モデル)

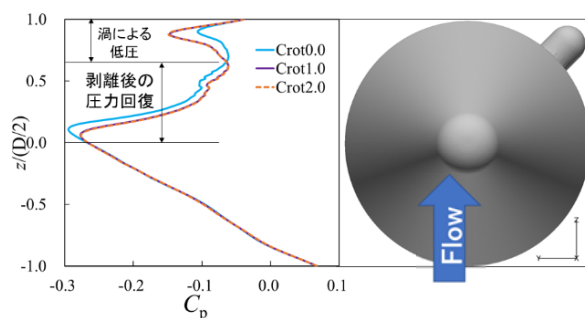


図 3-5  $x/L=0.4$  断面の突起側  $C_p$  分布  
( $C_{rot}=1.0$  と  $C_{rot}=2.0$  はほぼ重なっている)

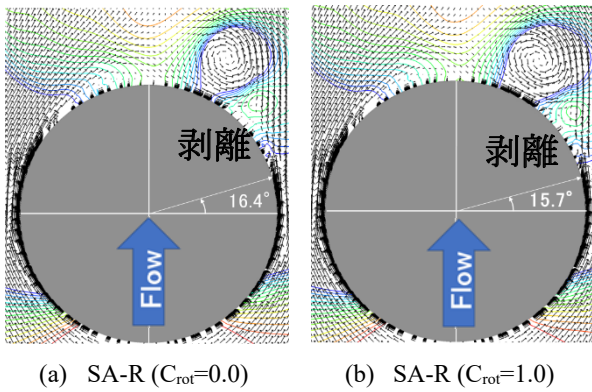


図 3-6  $x/L=0.4$  断面での剥離位置

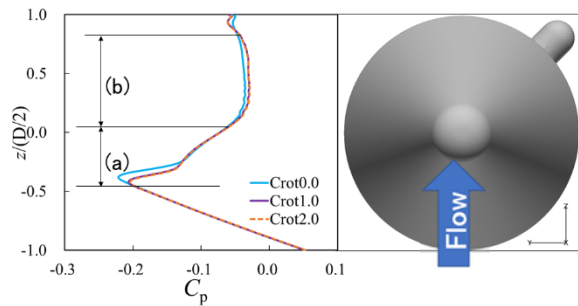
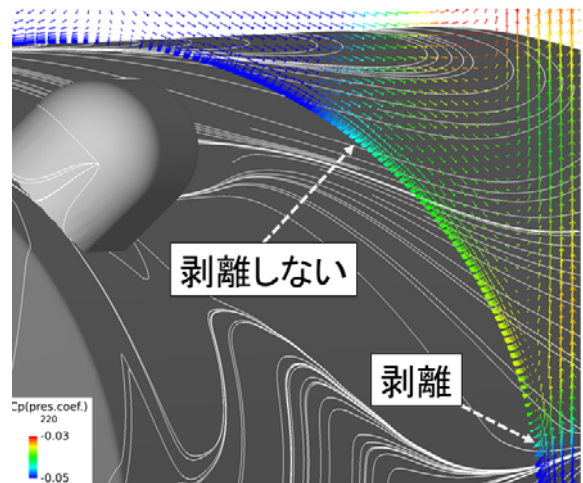


図 3-7  $x/L=0.6$  断面の突起側  $C_p$  分布  
( $C_{rot}=1.0$  と  $2.0$  は重なっていることに注意)

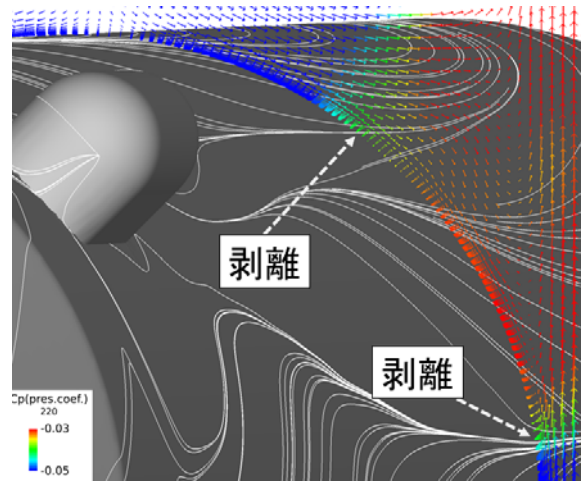
### 3.4. SST 系モデルによる横力特性

続いて、SA-RモデルとオリジナルのSST, SST-2003モデルの比較を行う。図3-2より、SSTでは実験結果との横力の誤差が約44%と大きくなった。一方でSST-2003の場合では実験結果との誤差が約0.7%となりよく一致していた。

図3-9にはSA-Rモデル ( $C_{rot}=1.0$ ), SST, SST-2003の数値計算結果より得た、局所横力係数分布を載せる。これによると、SSTモデルの突起部後方 ( $x/L>0.3$ ) における局所横力が他モデルを大幅に下回っており、 $x/L>0.75$ においては局所横力が増加から減少に転じている。このような傾向の違いについて調査を行うため、図3-10に $x/L=0.6$ 断面における表面圧力分布を、図3-11に同断面における渦度等高線・速度ベクトル分布を載せる。図3-11よりオリジナルのSSTでは過大な乱流粘性により、突起側、平滑側ともに剥離渦が散逸してしまっている。特に、平滑側の渦は機体に近接することから、SA-RやSST-2003では表面圧力を低下させているが、オリジナルのSSTではその散逸によって表面圧力の低減効果が見られなくなっている。(これは図3-10からも確認できる。) また、図3-11より、SSTではその過剰な乱流粘性により突起側の剥離位置が他の2ケースと比べて大幅に下流側 ( $z=0$ 断面から風下側に $32.6^\circ$ ) となっている。これによりSSTでは剥離が抑制され、流れが減速せず圧力回復が遅れることで、突起側が他の乱流モ



(a) SA-R ( $C_{rot}=0.0$ )



(b) SA-R ( $C_{rot}=1.0$ )

図 3-8  $x/L=0.6$  断面における速度ベクトル ( $C_p$ で色付け, 機体の上流側から見ている)

デルよりも低圧となっていると分かった (図3-10突起側)。以上のようなメカニズムにより、SSTモデルではSST2003やSA-Rと比較して、平滑側では高压に、突起側で低圧となることで両舷の圧力差が小さくなり、横力を過小に評価していることが分かった。

一方で、SST-2003ではSA-Rモデルと同程度に機体両舷の圧力差を捉えている。このように、オリジナルのSSTとSST-2003の結果に大きな違いが生じるのは、乱流粘性係数 $\mu$ の評価方法の違いが原因だと考えられる。具体的には、SSTは $\mu$ の評価に渦度 $Q$ を、SST-2003ではひずみ速度 $S$ を用いる (2.3.2節, 式(8), 式(9)参照)。これにより、オリジナルのSSTモデルでは、式(8)において本来であれば $k/\omega$ が採用されるべき領域においても、壁面を回り込む流れが有する高い渦度によって、 $QF_2$ を含む項が不適切に採用されている可能性があり、剥

離を適切に捉えられていないと考えられる．一方で SST-2003 ではひずみ速度  $S$  を用いることによりこれが改善し，剥離を適切に捉えることが可能になったと考えられる．

以上をまとめると，

- オリジナルの SST モデルでは乱流粘性係数の評価に（非粘性流れでも現れる剥離渦においても，大きな値となる）渦度  $\Omega$  を用いており，曲率を有する超音速流れにおいてもこの値が過剰となり，機体からの剥離渦が散逸してしまう．従って，平滑側が他の乱流モデルの場合よりも高圧となる．
- オリジナル SST モデルによる計算では上記の理由から，過剰な乱流粘性が生じる．これにより突起側の剥離が抑制される（つまり流れが減速しにくい）ため，その位置では加速膨張流れが維持され，他モデルの計算結果よりも低圧となる．以上のメカニズムによって，SST モデルでは両舷の圧力差が小さくなり，機体に作用する横力が小さくなる．
- 一方で SST-2003 では乱流粘性係数の評価に渦度  $\Omega$  ではなく歪み速度  $S$  が用いられることで，SST と比

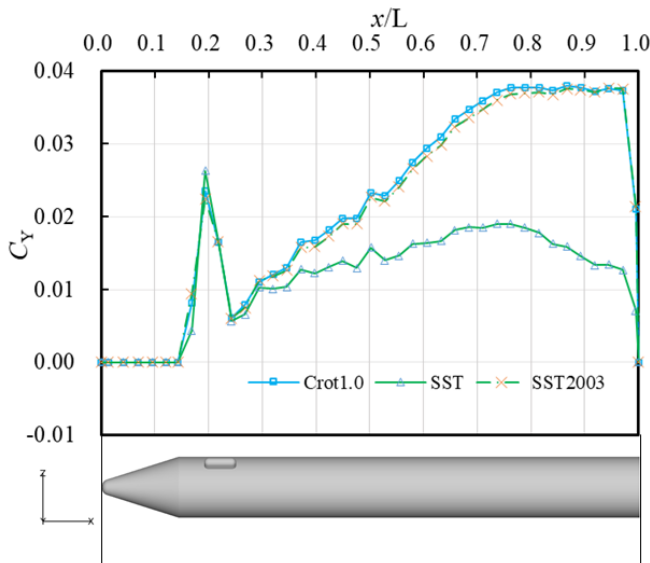


図 3-9 局所横力係数分布

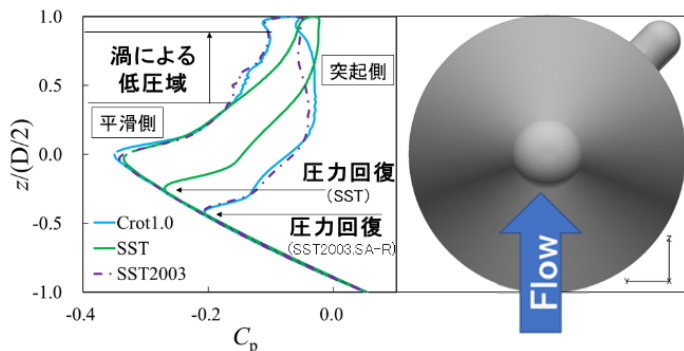
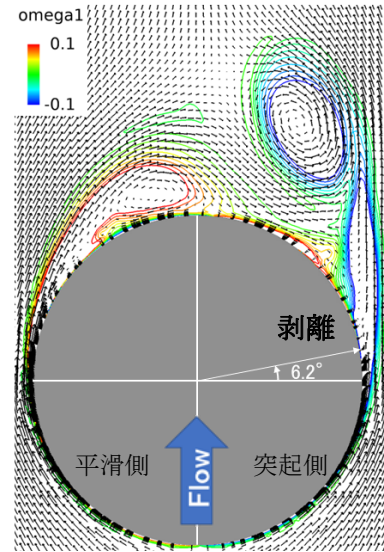
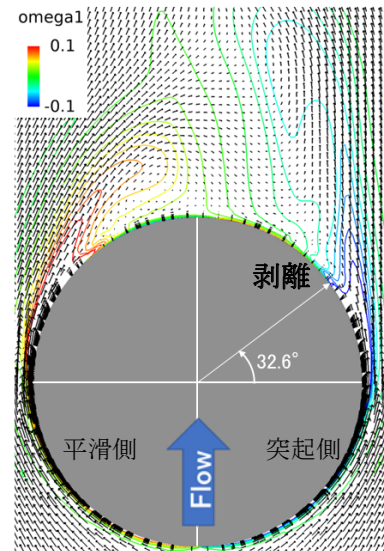


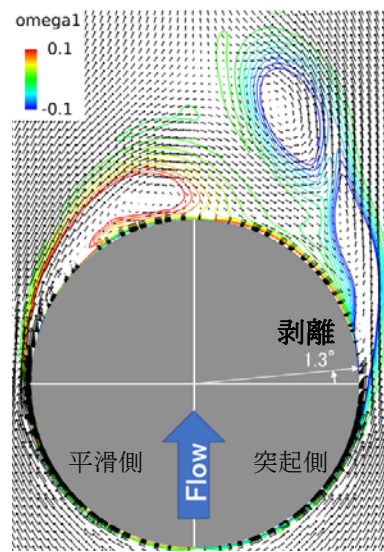
図 3-10  $x/L=0.6$  断面における  $C_p$  分布



(a) SA-R ( $C_{rot}=1.0$ )



(b) SST



(c) SST-2003

図 3-11 速度ベクトルと渦度 ( $x/L=0.6$  断面)



較するとその値が抑制される。そのため機体風下側の渦は散逸せず、加えて機体からの流れの剥離も適切に捉えることが出来る。

- 以上のメカニズムによって、SST-2003ではSA-Rモデルと同程度に機体両舷の圧力差を捉えることが出来る。結果として、超音速流れ中の細長物体にかかる横力は実験値と良好な一致を示す。

#### 4. 結論

本研究では、一般的なロケットを模した細長物体(細長比8.9)の機体前方、風下側に1つの突起を装着して異なる乱流モデルを用いた数値計算を行った。得られた知見を以下にまとめる。

- A) SA-noft2-R乱流モデルにおけるSAモデルからのパラメタ $C_{rot}$ による計算結果への影響。
- SAからSA-Rへの修正パラメタ $C_{rot}$ については、 $C_{rot}=0.0$ (オリジナルのSA)の場合と比較して $C_{rot}=1.0$ および $2.0$ の場合は発生する横力が約3%増大した。(  $C_{rot}=1.0, 2.0$ の両ケースの横力に大きな差は見られなかった。)
  - SA-R ( $C_{rot}=1.0$ および $2.0$ ) ではSA ( $C_{rot}=0.0$ ) と比較して乱流粘性が大きく、剥離が促進される傾向があった。そのため、突起側の剥離後の圧力回復がより上流で生じ、その位置ではSAより高圧となった。同様の理由で、SA-Rでは機体の風下側においても平滑側から突起側に回り込んできた流れの剥離が生じ、突起側に高圧領域が形成された。
  - 以上のように、SA-Rでは $C_{rot}=1.0, 2.0$ ともにその剥離のしやすさから突起側が高圧となり、発生する横力が僅かに増大した。
- B) SST系モデル (SST, SST-2003) の比較。
- オリジナルのSSTモデルは他の乱流モデルと比較して発生する横力が大幅に小さく、実験との誤差も大きい(約44%)。一方でSST-2003は実験との誤差が約0.7%となり、結果として横力係数についてはSA-R系モデルと同程度の計算結果を得た。
  - SSTは
    - ◇ 他の乱流モデルよりも生成される乱流粘性が大きく、機体風下側の渦が散逸しまう。
    - ◇ 過剰な乱流粘性による渦の散逸によって、渦の近接による低圧効果が薄れ、平滑側の表面圧力が他の乱流モデルよりも高圧となる。
    - ◇ 突起側では過剰な乱流粘性により剥離が他のモデルよりも大幅に下流側で生じる。このため

加速膨張された流れが維持され、突起側の表面圧力が低圧となる。

- 以上のメカニズムより、SSTでは機体両舷の圧力差が過小評価され、他の乱流モデルと比較して大幅に横力が小さくなる。
- 一方SST-2003では、乱流粘性の評価に過度ではなく歪み速度を用いているため、過剰な乱流粘性が生成されず、機体風下の渦の散逸が抑えられる。また同様の理由により、SST-2003では流体が物体を回り込むことによる剥離を適切に捉えることができる。

#### 謝辞

本研究ではJAXAのFaSTAR, HexaGrid, スーパーコンピュータJSS3を用いた。また、JAXAの金森正史氏、橋本敦氏、また元横浜国立大学大学院の高木雄哉氏、瀧本浩之氏にご協力いただいた。ここに感謝申し上げます。

#### 参考文献

- 1) Gamble, K.B. and Lightsey, E.G., “Decision Analysis Tool for Small Satellite Risk Management,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 53, No. 3, pp. 420–432, 2016.
- 2) Casalino, L., Pastrone Sutliff, D. and Masseni, F., “Optimization of Hybrid Rocket Engines for Small Satellite Launchers,” 2008 Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2008-4926, 2008.
- 3) Kim, S. and Kim, S., “A multi-criteria approach toward discovering killer IoT application in Korea,” *Technological Forecasting and Social Change*, Vol. 102, pp. 143–155, 2016.
- 4) Kawauchi, K., Harada, T., Kitamura, K., and Nonaka, S., “Experimental and Numerical Investigations of Slender Body Side Force with Asymmetric Protuberances,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 56, No. 5, pp. 1346-1357, 2019.
- 5) 筒井史也, 高木雄哉, 瀧本浩之, 北村圭一, 野中聡, “非対称に配置された2つの突起を有する細長物体の空力解析”, 第64回 宇宙科学技術連合講演会, オンライン, 2020.
- 6) Kitamura, K., Nonaka, S., Kuzuu, K., Aono, J., Fujimoto, K., and Shima, E., “Numerical and Experimental Investigations of Epsilon Launch Vehicle Aerodynamics at Mach 1.5,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 50, No. 4.
- 7) Lei, Z., “Effect of RANS Turbulence Models on



- Computation of Vortical Flow over Wing-Body Configuration,” *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol. 48, No. 161, 2005, pp. 152-160.
- 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) Menter, F.R., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- 11) Menter, F.R., Kuntz, M. and Langtry, R., "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model," *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, pp.625-632, 2003.
- 12) Spalart, P. and Allmaras, S., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” *AIAA Paper 1992-439*, 1992.
- 13) 北村圭一, 小川優, 瀧本浩之, 金森正史, 橋本敦, “高解像度DDESによる低速バフェット解析”, 第51回流体力学講演会/第37回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2019.
- 14) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラフール・パウルス, “高速な非構造格子流体ソルバFaSTARの開発”, *日本航空宇宙学会論文集*, Vol.63, No.3, pp.99-105, 2015.
- 15) Shima, E. and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds”, *AIAA Journal*, Vol.49, No.8, pp.1963-1709, 2011.
- 16) Mavriplis, D. J., “Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured Meshes,” 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Orlando, Florida, AIAA paper 2003-3986, 2003.
- 17) Roe, P. L., “Characteristics-Based Schemes for the Euler Equations,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.18, pp. 337–365, 1986.
- 18) Kitamura, K., Shima, E., Fujimoto, K. and Wang, Z. J., “Performance of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned LU-SGS at Low Speeds,” *Commun. Comput. Phys.*, Vol.10, No.1, pp. 90-119, 2011.
- 19) Rumsey, C. L., “Apparent transition behavior of widely used turbulence models,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, 2007, pp. 1460–1471.
- 20) “Turbulent Modeling Resource” NASA Langley Research Center, <https://turbmodels.larc.nasa.gov>.
- 21) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Yamamoto, K., Murayama, M. and Lahur, R., “Drag Prediction on NASA CRM Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method”, *Journal of Aircraft*, Vol.51, No.4, pp. 1244-1267, 2014.