

## 流束再構築法を用いた超音速ジェットスクリーチの数値解析

### Numerical simulation of supersonic jet screech using the flux reconstruction method

- 芳賀 臣紀, JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, haga.takanori@jaxa.jp  
 伊藤 浩之, 菱友システムズ, 名古屋市港区大江町 6-19, ito.hiroyuki2@jaxa.jp  
 堤 誠司, JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, tsutsumi.seiji@jaxa.jp  
 清水 太郎, JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, shimizu.taro@jaxa.jp  
 Takanori Haga, JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, Japan  
 Hiroyuki Ito, Ryoyu Systems, 6-19 Oye-cho, Minato-ku, Nagoya, Aichi, Japan  
 Seiji Tsutsumi, JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, Japan  
 Taro Shimizu, JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, Japan

Large-eddy simulation of supersonic jets under an over-expanded condition is performed to predict the jet screech. Numerical results are obtained by using a high-order flux reconstruction solver on unstructured hexahedral meshes. The jet screech observed in the cold jet aeroacoustics testing at JAXA (H3-CAT) is reproduced by the present numerical simulation. The effect of shear layer thickness is investigated numerically and the near field hydrodynamics for the considered cases is compared to explain the far field acoustic characteristics. The present result shows the importance of modeling the nozzle exit conditions in a high over-expanded condition, especially where the flow separation can occur at the nozzle lip.

#### 1. 緒言

ロケット打ち上げ時のエンジンノズルから噴出される高温・高速のプルームは非常に大きな音響波を発生する。この音響波はフェアリング内部に搭載された衛星などを加振する恐れがあるため、音響振動の予測と低減は設計上の重要課題となっている。従来、射場の音響環境の予測には経験則に基づく手法<sup>1)</sup>が用いられてきたが、射点の形状や条件(火炎偏光板、煙道、散水設備など)によっては実測値と予測値の間に大きな差が生じることがあり、精度は十分ではない。近年、より詳細な物理現象に基づく数値シミュレーションを利用した高精度な予測手法が確立されつつある。イプシロンロケット射点の煙道設計に適用された例<sup>2)</sup>では、世界最高水準の静粛化に役立っている。現在開発中の H3 ロケットの射場設計においてもシミュレーションが活用されており、エンジンクラスタ化や発射台形状の影響について検討が進められている。

エンジンクラスタ化に関する従来モデルの予測は、同排気パワーの単一ジェットに単純化するものに留まっており、エンジン基数や配置(ノズル間距離など)の違いによる複数ジェット間の相互作用は考慮されていない。JAXA ではエンジンクラスタ化の影響を調査するためにコールドフロー音響試験(H3-CAT; H3 Cold-flow Acoustic Test)を実施し、対応した数値解析を行っている。<sup>3)</sup>特に興味深い結果として、ノズル3基をクラスタ化した形態では、同排気パワーの単一ノズルに比べ、超音速ジェットの主要な音源であるマッハ波が抑制されるという試験結果が得られ、数値解析でも同様の結果が得られた。一方、ノズル出口条件を過膨張としたため、ショックセル構造が形成され、スクリーチが発生して大きな騒音源になっていることがわかった。本研究は、H3-CAT で観測されたノズルクラスタ化による音響特性の変化を数値解析によって再現し、そのメカニズムを明らかにすることを目指している。これまで、クラスタ化によるマッハ波の低減効果について定性的な再現には成功しているが、スクリーチの影響も含めて定量的な一致には至っていない。そこで本稿では、スクリーチを定量的に再現するため、試験では未計測であったノズル出口条件の影響について調べる。

#### 2. 計算手法

支配方程式は一般座標系における強保存形式の Navier-Stokes

方程式であり、空間離散化には Flux Reconstruction (FR) 法<sup>4)</sup>を用いる。FR 法は非構造格子で一般的なセル形状(テトラ、プリズム、ピラミッド等)に対応するが、本研究では構築が容易なヘキサ(六面体)セルを用いる。FR 法では、各セル内に計算点(Solution point, SP と呼ぶ)を導入して局所解を多項式近似する。SP の選び方には任意性があり、通常 Gauss 点または Gauss-Lobatto 点を選ばれるが、本研究では非線形項のエリアス誤差が小さい Gauss 点を用いる。K-1 次の近似多項式(各方向に K 個の SP)を用いると空間 K 次精度のスキームが得られる。空間項(流束の発散)の離散化には、セル内 SP の状態量から計算した流束多項式の微分を用いるが、それだけでは隣接セルの情報を反映しないので、セル境界面の Flux-point (FP)において共通の流束値を近似リーマン解法などにより数値的に求め、流束分布をより高次の多項式で修正する。ここで導入される解析的な関数は修正関数と呼ばれ、FR 法の精度や安定性を特徴づける。本研究では、線形問題で Nodal DG 法に帰着する g<sub>DG</sub> に比べて精度は劣るものの CFL 数の安定限界が緩和される g<sub>Ga</sub> を用いる。修正関数の詳細についてはオリジナルの文献<sup>4)</sup>を参照されたい。修正に必要な共通流束については、非粘性流束は Roe<sup>5)</sup> または SLAU<sup>6)</sup> 粘性流束は BR2<sup>7)</sup> を用いて評価する。時間積分には 3 次精度の TVD Runge-Kutta 法<sup>8)</sup>を用いる。

FR 法ではセル内の解の分布を多項式で表現するため、衝撃波のような不連続があると数値振動が生じる。数値振動を抑制し、かつ乱流渦を高解像に捉えるため、衝撃波のサブスケールモデルとして LAD 法<sup>9)</sup>を用いる。非構造六面体格上の FR 法に対する LAD スキーム構築の詳細は文献<sup>10)</sup>を参照されたい。

#### 3. 解析対象

H3 ロケット開発の一環として実施されたコールドフロー音響試験(H3-CAT; H3 Cold-flow Acoustic Test)を解析対象とする。本試験は、調布航空宇宙センターのエンジン騒音試験設備を使用して実施された。無響室の室内寸法は 5.7 m × 4.1 m × 3.3 m である。供試体(SUS)のノズルは設計マッハ数 2 (開口比 1.69) のコニカル C-D ノズルで、クラスタ用のノズル出口直径は D=10mm である。クラスタ化の効果を調べるため、ノズル 3 基と等価な出口面積を

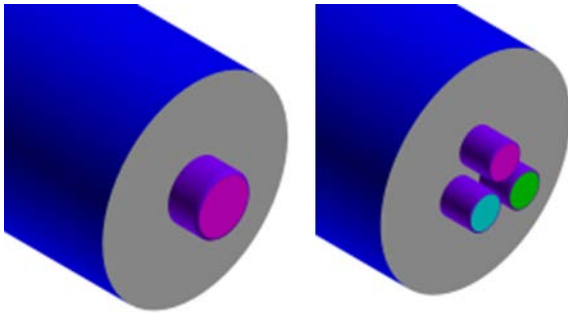


図1 供試体概形(左:3基等価シングルノズル( $\phi 17.3$ ), 右:3基クラスタノズル( $\phi 10$ ))

持つように直径を $\sqrt{3}$ 倍した  $D_L=17.3\text{mm}$  のノズルも用いた。供試体胴体部は外径 $\phi 65\text{mm}$ 、長さ約 $200\text{mm}$ の円筒である。供試体の概形を図1に示す。

音響計測には1/4-inch B&K マイクロフォンを用い、ノズル出口を中心とした半径 $150D$  ( $1.5\text{m}$ )の円弧上に、ジェット下流の軸に対して $20$ 度から $110$ 度まで $10$ 点配置した。作動気体は空気 ( $\gamma=1.4$ ) で、供試体上流の全圧は $0.4\text{MPa}$ と設定した。雰囲気圧(大気圧)に対するノズル出口の圧力比は $0.5$ (過膨張条件)である。ノズル出口(代表長 $D=10\text{mm}$ )におけるレイノルズ数は $Re = 5.1 \times 10^5$ である。表1に本研究で比較する実験とCFDの条件を示す。

本試験ではジェット近傍場の流体計測は行われておらず、音響場の定量予測で重要となるノズル出口条件(速度分布および変動量)は不明である。そこで、ノズル出口条件を推定するためにノズルを含む供試体内部の形状をモデル化した定常RANS解析を行った。計算格子は壁面近傍にプリズムレイヤー格子を配置したハイブリッド非構造格子を作成し、汎用ソルバーであるCFD++を用いた。乱流モデルにはRealizable k- $\epsilon$ モデルを用いた。図2にノズル近傍のジェット軸方向流速分布を示す。雰囲気圧に対する圧力比が $0.5$ という強い過膨張条件のためノズルリップ近傍でわずかに剥離しており、斜め衝撃波の起点もノズル出口面よりわずかに内側となっている。過膨張超音速ジェットのノズル内部まで考慮したwall modeled LES解析<sup>11)</sup>では、ノズルリップ近傍のわずかな剥離によってスクリーチの音圧レベルが変化する結果が報告されており、本ケースでも剥離の影響を考慮すべきである。しかし、ノズル内の境界層を考慮したwall modeled LESは計算コストが大きいため、本稿ではノズル内部は解かず、ノズル出口におけるせん断層厚さを仮定した解析を行う。

#### 4. 計算条件

##### 4.1 計算領域と計算格子

計算格子はヘキサセル(六面体)を用いて作成した。マルチブロック構造格子と同様に物体形状周りを複数のブロックに分割する手間がかかるが、総セル数が少ないこと、およびブロック間の格子点の連続性が不必要なことから作成コストは若干緩和される。シングルノズルの直径( $D_L=17.3\text{mm}$ )を基準として、供試体周囲およびジェットが発達する領域( $-12 \leq \frac{x}{D_L} \leq 30, \frac{r}{D_L} \leq 6$ )をターゲット領域として格子解像度を高くし、その外側に音波の非物理的な反射を防ぐために格子を伸長したバッファ領域

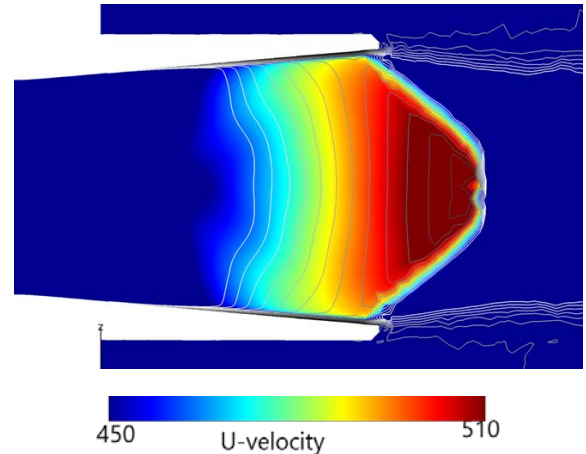


図2 ノズル近傍のマッハ数分布(RANS解析)

を設けた。バッファ領域を含む全計算領域は( $-350 \leq \frac{x}{D_L} \leq 370, \frac{r}{D_L} \leq 330$ )である。Baseline格子は、ノズルリップ近傍のせん断層に最低8点、周方向に192点の計算点が配置されるように作成した。FR法では格子セル毎に内点(空間4次精度では $4^3=64$ 点)が導入される。

大規模計算を行うため、計算コードにはMPIおよびOpenMPを利用したプロセス・スレッド並列化を実施している。数値計算の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構のスーパーコンピュータ『JSS2』を用いた。シングルノズル(Baseline格子)の1ケース当たりの計算時間は、JSS2の64ノード(2048コア、256プロセス $\times 8$ スレッド)を用いて約100時間であった。

##### 4.2 境界条件

ノズル出口面の条件を境界条件として与える。ジェットの流速分布を次式で与える。

$$\frac{u}{u_j} = \frac{1}{2} \left( 1 - \tanh \left[ \frac{1}{4\theta_0} \left( \frac{r}{r_0} - \frac{r_0}{r} \right) \right] \right) \quad (1)$$

せん断層の幅はノズルリップにおける剥離の有無を考慮して、 $\theta_0/D_L = 0.03, 0.1$ の2ケースとする。密度分布はCrocco-Busemannの関係式により与えた。出口面に人工的な擾乱は入れていない。計算領域外縁の遠方境界は圧力固定の流出条件、ノズル壁は滑りなしの断熱壁とした。ジェット下流のバッファ領域からの反射を抑制するため、 $x/D_L > 30$ の領域ではFreund<sup>12)</sup>の吸収境界を用いた。

##### 4.3 遠方場の音響計算

音響波の遠方( $r=150D$ )への伝搬計算にはFfowcs Williams-Hawkings(FW-H)の式または近傍場CFD計算結果を境界条件として利用する非粘性Euler計算を用いる。FW-Hのケースでは、近傍場の非定常データを記録する音響面は流体計算のターゲット領域外周に配置した。ジェットとの干渉を防ぐためジェット下流 $x/D_L = 30$ の面は除外している。非定常データは、流体場が統計的平均の状態に達してから無次元時間で約100時間が経過するまで取得した。非粘性Euler計算のケースでは、半径 $r/D_L = 5$ 、ジェット軸方向の範囲 $-3 \leq x/D_L \leq 30$ の円筒をサンプリング面とする構造格子を作成し、LESで求めた非定常データを境界条件として与えた(CFDからCAAへのone-way coupling)。計算領

域は半径  $150D$  (1.5m) の円弧上のマイクロフォン (20度から 90度) を含むように定めた。CAA 計算で得られた瞬時場を図 3 に示す。

表 1 解析ケース

ケース名	ノズル直径 $D$	せん断層厚さ $\theta_0/D$
A. シングルノズル	17.3mm	0.03
B. シングルノズル	17.3mm	0.1

表 2 計算格子規模

モデル形状	総セル数	総自由度
シングルノズル	2.46M	157.5M

## 5. 計算結果と考察

### 5. 1 ジェット近傍の流体系

図 4 に LES の計算結果 (せん断層厚さを大きくしたケース  $\theta_0/D = 0.1$ ) を示す。中央部分は密度、グレースケール部分は圧力である。過膨張条件のためノズル出口下流にショックセル構造が見られ、下流側のショックセルは大きく乱れていることがわかる。ジェット近傍の圧力分布より上流と下流に指向性を持った強い波が伝播している様子がわかる。図 5 と 6 にせん断層厚さを変えた 2 ケースについて、オーバーオール音圧レベル (OASPL) および時間平均場のマッハ数を比較した。マッハ数分布 ( $z=0$  断面) を見ると、ノズル出口で過膨張となっているため、いずれもショックセル構造が形成されている。せん断層が厚いケースは、薄いケースに比べてショックセルの数が少なく、ポテンシャルコアの長さも若干短い。ノズルリップ下流の OASPL 分布を比較すると、せん断層が薄いケースで圧力変動が大きくなり、せん断層が乱流遷移していると考えられる。せん断層が厚いケースではノズルリップ下流の変動は小さく、より下流側のショックセルで変動が大きな結果となった。

### 5. 2 遠方場の音圧レベル

遠方場計測点における音圧の PSD を図 7 に示す。周波数はストローハル数  $St = fU_j/D$  を用いて整理した。 $f$  は周波数であり、 $U_j$  は適正膨張時の流速 432[m/s]、 $D$  はノズル直径でシングルノズルでは 17.3[mm]とした。試験結果はマイクロフォンを保護するグリッドの装着あり・なしのデータを示し、グリッドありの場合、 $St > 0.8$  (~20 kHz) で音圧の上昇がみられる。図より、 $30^\circ$  の位置において  $St \sim 0.2$  の近傍に広帯域のピークがみられる。これは超音速ジェットに典型的なマッハ波によるものと考えられる。この帯域の音圧は角度の増加に伴い減少していく。計算結果は試験結果を定性的に再現しているが、若干音圧は低い。せん断層厚さの影響はほぼ見られない。高周波数側には大きなスクリーチが発生している。計算結果は試験結果よりスクリーチ周波数が高く、せん断層が厚いケースの方がより高い結果となり、ショックセルの大きさを過大評価していると考えられる。2つの計算では、FFT 処理した時系列データの長さが異なり周波数解像度が異なっていることに注意されたい。 $60^\circ$  および  $90^\circ$  では高周波側にも広帯域のピークがみられ、衝撃波関連騒音と考えられる。せん断層が厚いケースでは広帯域ピークは顕著でない。

図 8 に OASPL を比較した。非常計算のデータ長の制約からカットオフ周波数の下限は  $St=0.04$  (~1000 Hz) とした。カットオフ周波数の上限はグリッドの影響を考慮して  $St=1.0$  (~25 kHz) とした (図 8 a)。試験結果はグリッドの有無でわずかに差がみられる。計算結果はせん断層厚さが異なる 2 ケースと、せん断層が厚いケースでは音響伝播に FW-H または Euler を用いた結果を比

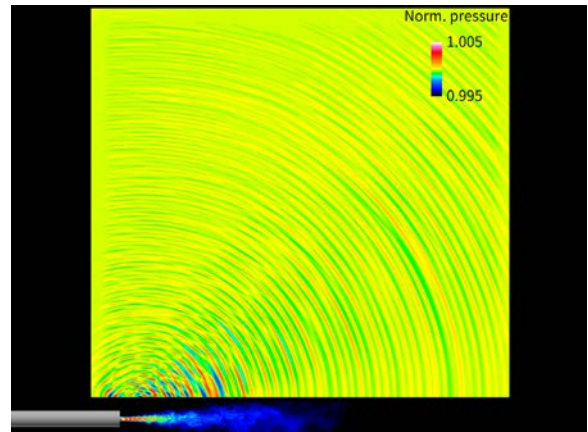
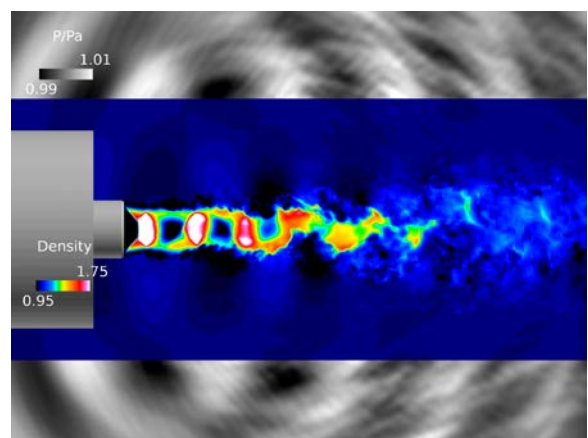
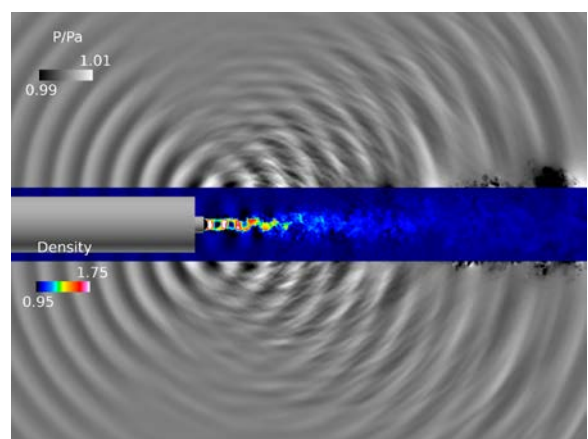


図 3 非粘性 Euler 計算による遠方の瞬時圧力場。(ジェットは LES 計算の結果)



a) ノズル近傍のショックセル



b) ジェット近傍の音響波

図 4 シングルジェット ( $\theta_0/D = 0.1$ ) の LES 計算結果 (瞬時場)

較した。せん断層厚さの影響を比べると、厚いケースは低角度で試験結果に近く、高角度側の緩やかなピークをとらえているように見える。音響伝播計算の違いを比べると、高角度側にわずかに差があるものの低角度側はほぼ一致している。実機ではスクリーチがほぼ観測されないことを考慮し、主要な音源と想定されるマ



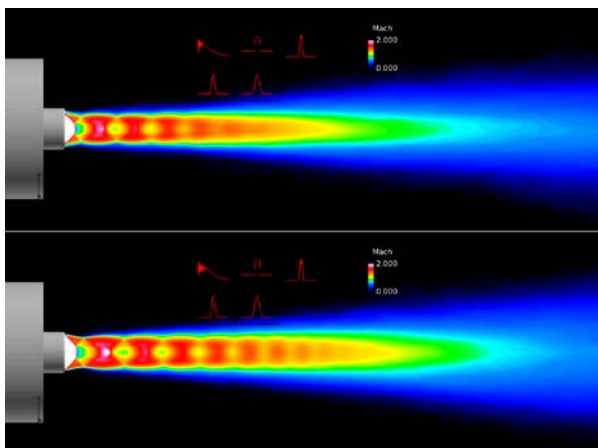


図 5 時間平均したマッハ数分布. (上:  $\theta_0/D = 0.1$ , 下:  $\theta_0/D = 0.03$ )

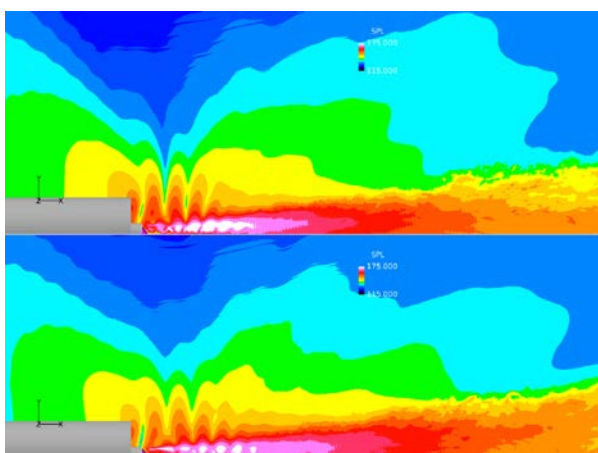
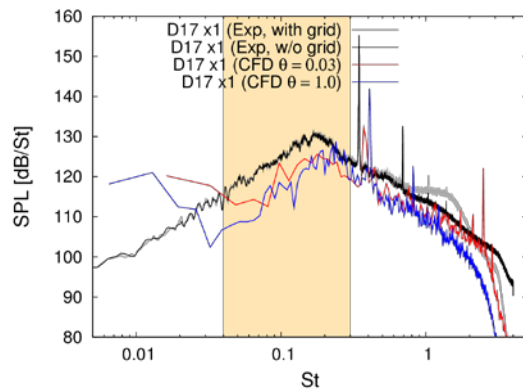


図 6 近傍場 OASPL 分布. (上:  $\theta_0/D = 0.1$ , 下:  $\theta_0/D = 0.03$ )

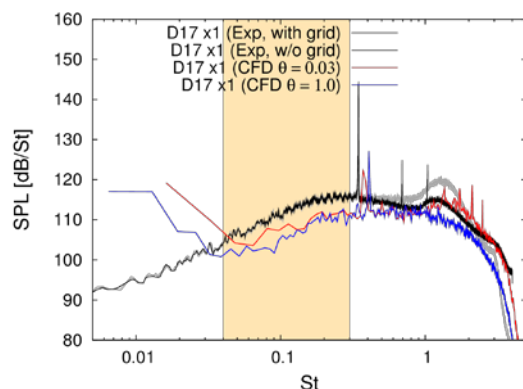
ッハ波に着目するため、カットオフ周波数の上限を  $St=0.3$  (~8 kHz)とした OASPL も示す (図 8 b)). この周波数帯域ではグリッド有無の影響はみられない. 計算結果は、低角度では差がみられず、高角度ではせん断層が薄いケースの方が音圧が高く試験結果に近づく結果となった. 音響伝播計算の違いによる差は、 $90^\circ$  近くでみられるが、Euler 計算の計算領域の隅に近く、境界からの音波の反射の影響が考えられる. 計算結果は角度によらず総じて音圧が低い結果となった.

## 6. まとめ

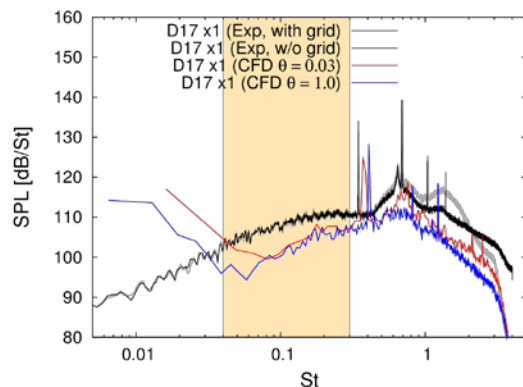
超音速ジェットスクリーチの定量的な予測を目的とし、コールドフロー試験について空力音響 LES 解析を実施した. 試験では未計測であったノズル出口条件の影響について調べた. また、音響計算法 (FW-H または非粘性 Euler) の違いについても検討した. せん断層が厚いケース ( $\theta_0/D = 0.1$ ) では、スクリーチを含んだカットオフ周波数で試験結果に近い OASPL となった. これはスクリーチの強さの再現性が向上したことを示唆している. 一方、スクリーチ周波数は高周波数側にずれる結果となり、ショックセルのサイズを過大評価している可能性がある. ノズルリップでの剥離の影響をより適切にモデル化するためには、せん断層厚さを変えるだけでは不十分であり、定量的な再現のためにはノズル内部まで含めた解析を行う必要がある. 今回のケースでは音響計算の違いによる差はわずかであり、フリージェットのような簡易な形態では FW-H 法は扱いやすく効率的な方法といえる.



a)  $\theta = 30^\circ$



b)  $\theta = 60^\circ$

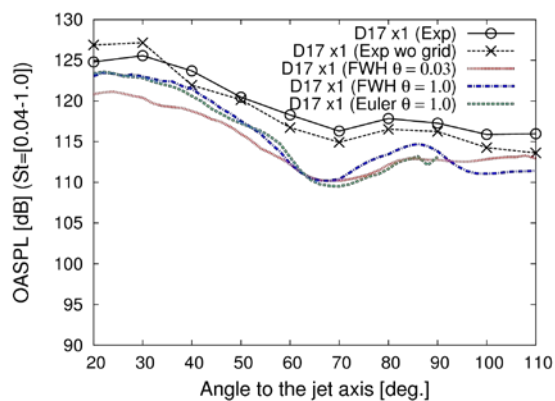


c)  $\theta = 90^\circ$

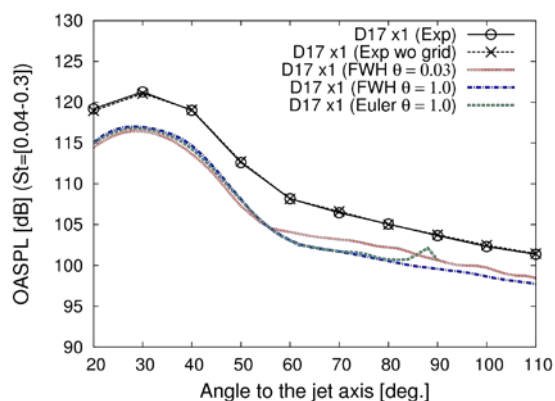
図 7 3 基等価シングルジェットの高遠方場( $r=150D$ )の圧力の PSD

## 参考文献

- (1) K. M. Eldred and G. W. Jones, "Acoustic loads generated by the propulsion system," NASA SP-8072, 1971.
- (2) S. Tsutsumi, T. Ishii, K. Ui, S. Tokudome and K. Wada, "Study on acoustic prediction and reduction of Epsilon launch vehicle at liftoff," *J. Spacecraft and Rockets*, Vol.52, No. 2, 2015, pp. 350-361.
- (3) T. Haga, S. Tsutsumi, W. Sarae, K. Terashima, T. Ishii, T. Hiraiwa, "Large-eddy Simulation of the Aeroacoustics of Clustered Supersonic jets using a High-order Unstructured Method," AIAA Paper 2017-



a)  $St=[0.04, 1.0]$



b)  $St=[0.04, 0.3]$

図 8 シングルジェットと 3 基クラスタジェットの OASPL の比較 (実験および CFD 結果)

3211.

- (4) H. T. Huynh, "A flux reconstruction approach to high-order schemes including discontinuous Galerkin methods," AIAA Paper 2007-4079, 2007.
- (5) P.L. Roe, "Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes," J. Comput. Phys. 43 (1981), pp. 357–372.
- (6) E. Shima, K. Kitamura, "Parameter-free simple low-dissipation AUSM-family scheme for all speeds," AIAA J. vol. 49 (2011) no. 8, pp. 1693-1709
- (7) F. Bassi, S. Rebay, "GMRES discontinuous Galerkin solution of the compressible Navier–Stokes equations," in: B. Cockburn, G.E. Karniadakis, C.-W. Shu (Eds.), Lecture Note in Computational Science and Engineering, vol.11, Springer, Berlin, Heidelberg, 2000.
- (8) S. Gottlieb, C.-W. Shu, "Total variation diminishing Runge–Kutta schemes," Math. Comput. 67 (1998), pp. 73–85.
- (9) S. Kawai and S.K. Lele, "Localized artificial diffusivity scheme for discontinuity capturing on curvilinear meshes," J. Comput. Phys. Vol. 227, 2008, pp. 9498-9526.
- (10) T. Haga, S. Kawai, "On a robust and accurate localized artificial diffusivity scheme for the high-order flux-reconstruction method.," J. Comput. Phys. vol. 376 (2019), pp. 534-563.
- (11) J. Liu, A. Corrigan, R. Ramamurti, "Large-eddy simulations of supersonic jet noise generation using wall modeling," AIAA Paper 2018-3943, 2018.
- (12) J. B. Freund, "Proposed inflow/outflow boundary condition for direct computation of aerodynamic sound," AIAA Journal, Vol.