J101031

数値予測による亜音速噴流発生音の評価

佐々木 良太^{*1}, 西村 正治^{*2}後藤 知伸^{*3}, 重森 正宏^{*4}, 秋下 貞夫^{*5}

Evaluation of the subsonic jet noise by numerical prediction.

Ryota Sasaki^{*1}, Masaharu Nishimura, Tomonobu Goto, Masahiro Shigemori, Sadao Akishita^{*1} Tottori Univ. Dept. of Mechanical Engineering
Koyama-chou-minami 4-110, Tottori-shi, Tottori, 680-8552 Japan

It was found in the previous paper that the main noise source of subsonic jet from a nozzle was the dipole source and its frequency pattern was affected by the nozzle configuration. In this paper, in order to make clear its characteristics by analytically, the procedure was built which could predict sound pressure spectra radiated from vortex noise source in far field including the effect of body shapes, by using a general-purpose CFD program and Sound Field analysis program. The high frequency components were successfully predicted. However, some additional studies are needed to predict the low frequency components more precisely.

Key Words : Jet noise, Numerical prediction, Vorticity sound source, Green function

1. 結 言

ある速度を持った流体が小孔（スリット、ノズル）から空間中に噴出する現象、いわゆる噴流現象は、自然界を含む私たちの日常生活および各種の広範な産業分野で目にすることができる。そんな中、ノズルから吹き出す亜音速噴流を利用する機器に対する発生音対策はあまり検討されていない。そこで本研究では、流速 120m/sec 付近における亜音速噴流発生音のメカニズムを明確にすることにより、吹き出し口での減音対策に繋げることを狙いとしている。噴流発生音は、境界層の乱れや吹き出し口からの渦放出などの渦と吹き出し口エッジ部との干渉によって発生する吹き出し口表面の圧力変動が発生源である双極子(di-pole)音とせん断領域や混合領域での強い乱れ自身が発生源である四極子(quadra-pole)音に大別することができる(Fig.1)。先行研究において、吹き出し流速 120m/sec 付近における亜音速噴流発生音計測試験を行った結果、i.双極子(di-pole)音が支配的、ii.発生音の周波数は自由渦の周波数で支配されているというよりは、音場（物体の形状）で支配されている。という結果が得られた^[1]。そこで本研究では、実験結果 ii を明確にするために数値計算により物体の影響を考慮して解析を行い、実験結果と比較し、検討を行うことを目指している。具体的には、市販の CFD 解析プログラムで求めた渦度音源項を汎用音響解析プログラムの音源項とし入力する方法をとった。本手法は、汎用プログラムを用いて、任意形状物体から放射される渦音を容易に予測できると共に、主要音源部の特性を解析できるという特徴を有している。本報では、その手法を紹介すると共に、主に本予測手法をスリットから噴出される亜音速噴流からの放射音予測に適用した結果について述べる。

Fig.1 Jet structure

^{*1} 学生員, 鳥取大学 大学院工学研究科 (〒680-8552 鳥取県鳥取市湖山町南 4-101) E-mail: m11t1011m@edu.tottori-u.ac.jp

^{*2} 正員, 鳥取大学 ^{*3} 正員, 鳥取大学 ^{*4} パナソニックエコシステムズ ^{*5} 正員, 立命館大学

2. 噴流発生音計測試験

Fig.2 に示す試験装置およびスリット状ノズルを用いて、流速を5段階に変化させ、その時の噴流発生音を計測する。得られた計測データを無次元化整理した結果を Fig.3 に示す。その際、放射面積を吹き出し口面積とし、双極子音(6乗則)において無次元化した。また、横軸をストローハル数と実周波数の場合において比較した。その結果、横軸を実周波数として整理した方がデータがまとまっており、発生音の周波数は自由渦の周波数で支配されているというよりは、音場（物体の形状）で支配されていることがわかる。

Fig.2 Testing machine

Fig.3 Slit nozzle 6 multiplication rule

3. 遠方音場の予測

3・1 予測モデル概要

亜音速噴流発生音計測試験より明らかになった、「発生音の周波数が音場により支配されている。」ことを物体の影響を考慮した数値解析により明確にするために Fig.4 に示す手順で解析を進め、市販の CFD 解析プログラムを使用することで簡易的に任意形状物体から放射される渦音を容易に予測できる手法を提案することを目的とする。

Fig.4 Analysis procedure

具体的には、流れの中に置かれた物体周りの流れから発生する音の遠方場の予測を Fig.5 のモデルに沿って予測する。ここで、物体の近くに渦度を持つ流体粒子（位置ベクトルを y で表す）が存在し、そこから出る音の発生を2つのルートの重ね合わせでモデル化する。第1は物体の影響と無関係に渦を持つ流れから直接に観

測点 $\mathbf{x}$ に向かい自由音場のグリーン関数 $G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ で表すように音放射が生じる. 第2は渦を持つ流れから出る音波の一部は物体にぶつかり, 散乱音場を生じる. この散乱音場を表すグリーン関数を $G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ で表すと, 両方のルートを経て伝わる音場のグリーン関数 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ は式(1)のように表せ, 式(2)を満たす.

Fig.5 Generating of the sound wave of the circumference of an object

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) + G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (1)$$

$$\frac{\partial G^s(\mathbf{y}, \mathbf{x}, \omega)}{\partial y_n} = 0; \text{ on } S \quad (2)$$

ここで, マッハ数が小さく, 粘性が小さい高レイノルズ数流れの場合, Lighthill の式は式(3)で近似される^{[3][4]}.

$$(\mathbf{k}_0^2 + \nabla_x^2) \mathbf{B}(\mathbf{x}, \omega) = -\nabla_x \cdot (\omega \times \mathbf{v})(\mathbf{x}, \omega), \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0}, \quad \mathbf{B}(\mathbf{x}, \omega) \approx \frac{p(\mathbf{x}, \omega)}{\rho_0} \quad (3)$$

ただし, ω は角周波数, c_0 は音速, B は総エンタルピー, ω は渦度ベクトル, $\mathbf{v}$ は速度ベクトルである. 式(2)で表す G と式(3)を満たす B にグリーンの定理を適用し, 物体の表面 S を内側表面とし無限遠に置いた球面 Σ_∞ を外側表面とする閉じた三次元空間 Ω_{all} における体積積分を取り, その積分にガウス積分定理を適用し, 音源領域 Ω_{all} から十分離れた観測点 $\mathbf{x}$ における音圧 $P_a(\mathbf{x}, \omega)$ を式(4)に示す.

$$p(\mathbf{x}, \omega) = P_a(\mathbf{x}, \omega) = -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} \nabla(\omega \times \mathbf{v})(\mathbf{y}, \omega) \cdot G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) dV(\mathbf{y}) - \rho_0 \int_{\Omega_{all}} \nabla(\omega \times \mathbf{v})(\mathbf{y}, \omega) \cdot G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) dV(\mathbf{y}) \quad (4)$$

これは, 従来の渦音理論による展開 (式(5)) と異なり, グリーン関数の勾配ではなく, 渦度と速度の外積の勾配をとることにより, 一連の解析を汎用解析ソフトにより解析することを可能にした. 具体的には, 式(4)中の渦度音源項 $\nabla(\omega \times \mathbf{v})$ を汎用熱流体解析ソフト ANSYS FLUENT から求め, 数値音響解析プログラム LMS SYSNOISE を用いて境界要素法による物体の影響を考慮した解析を行う. これにより, 簡易的に解析を行うだけでなく, 主要音源部の特性を解析できる.

$$p(\mathbf{x}, \omega) = P_a(\mathbf{x}, \omega) = -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\omega \times \mathbf{v})(\mathbf{y}, \tau) \cdot \nabla G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) dV(\mathbf{y}) - \rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\omega \times \mathbf{v})(\mathbf{y}, \tau) \cdot \nabla G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) dV(\mathbf{y}) \quad (5)$$

3・2 ANSYS FLUENT を用いた数値流体解析

数値流体解析において, 主要渦度音源位置を把握すると共に主要渦度音源 $\nabla(\omega \times \mathbf{v})$ 情報を取出す. その際, 解析に用いた実器を模擬したノズルと解析領域を Fig.6 に示す. このモデルは実モデルに対して, 吹き出し幅は同じで, スパン方向が 1/3.9 の大きさとした. また, メッシュを切った解析領域の $z=0$ における断面図を Fig.7 に示し, 解析条件を Table.1 に示す. この時の流速分布を Fig.8 に, 渦度分布を Fig.9 に示す. ここで渦度音源項解析には, 式(6)に示す Powell の方程式右边を用いて解析を行う. その結果, 強い渦度音源を把握するため

Fig.10 に y 方向断面におけるコンタ図を示す。これにより、強い渦度音源位置を特定し、その音源データを取り出す。得られた音源データを数値音響解析プログラムに音源として組み込み、物体の影響による音波の反射や回折を考慮した数値解析を行う。

Fig.6 Nozzle and computational domain

Fig.7 Cross sectional view of mesh model

Table.1 Calculation conditions

Physics model	Viscous, incompressible, unstable	Sub-mesh model	Dynamic Smagorinsky-Lilly model
Solver	Decoupled solution	Time step size	$\Delta t = 1.0 \times 10^{-5}$ [sec]
Turbulence model	LES(Large Eddy Simulation)	Blowing velocity	$v = 120$ [m/sec]

Fig.8 Contours of Velocity Magnitude (m/sec) at $z=0$ and $y=0$

Fig.9 Contours of Vorticity Magnitude (1/sec) at $z=0$

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} - \nabla P = -\rho \operatorname{div}(\omega \times v) \quad (6)$$

Fig.10 Contours of vorticity sound source

3・3 数値流体解析結果

流速分布 Fig.8 から、吹き出し流速は吹き出し口よりも、吹き出し口直後において最大となる。これは縮流によるものと考えられる。また、渦度音源を求める際に重要な要因となる渦度の分布 Fig.9 から、渦の発生が確認できた。さらに、渦度音源分布 Fig.10 から、最も強い渦度音源は吹き出し直後のノズルエッジ部付近にあることが確認できた。

3・4 LMS SYSNOISE を用いた数値音響解析

数値音響解析には LMS SYSNOISE（数値音響解析プログラム）を使用する。Table.2 に示す解析条件の下，境界要素法により音響解析を行う。解析に用いるメッシュモデルを Fig.11 に示す。このモデルは実ノズルに対して 1/3.9 の大きさとした。そのため，受音点位置も実計測に対して 1/3.9 の距離とした。また流体解析上の各セル位置情報に基づき空中点音源を配置する。なお，音源の放射パワーとしては $\rho \nabla(\omega \times \mathbf{v}) dV$ を与え，単位距離(1m)離れた球面上における音圧値[Pa]を入力する。

Table.2 Calculation conditions

Type of modeling	Boundary element method
Modeling domain	Frequency domain
Model behavior	Uncoupled – fluid model
Acoustic region	Exterior radiation

Fig.11 Mesh model and observation point

3・5 解析結果

本解析では，流体解析上で渦度音源 $\nabla(\omega \times \mathbf{v})$ の値が大きい箇所（約 1300 点）を空中点音源として配置した。そのうちの一つの点音源のスペクトルを Fig.12 に示す。ここで，数値音響解析を行った結果と実計測した結果を Fig.13 に示す。この結果から，高周波帯域において数値音響解析結果と実計測結果が概ね一致していることがわかる。また，残りの無数に存在する渦度音源 $\nabla(\omega \times \mathbf{v})$ の値が小さい点音源を配置しても音圧レベルにさほど影響を与えなかった。このことは点音源の打消し合いによるものと考えられる。

Fig.12 Sound source

Fig.13 Noise spectrum (v=120m/sec)

4. 結 言

汎用ソフトを用いて簡易的に物体の影響を考慮した遠方音場の予測に繋げる解析手法を提案した。しかし，低周波帯域における数値音響解析結果と実計測結果の相違の追及が課題である。また，スリット状ノズルだけでなく四角，丸といった他形状ノズルまたはセレーションといった減音対策を施したノズル形状においてもシミュレーション解析を試み，噴流発生音のメカニズムの解明に努める。

文 献

- [1] R Sasaki, M Nishimura and T Goto, M Shigemori, “Basic study on similarity law of several shapes of jet noise”, 日本機械学会 2011 年度年次大会
- [2] S.Akishita, M.Yamaguchi, “Numerical prediction of low Mach number jet noise from rectangular nozzle using approximate Compact and Non-compact Green’s function”, 2011 Inter noise in Japan
- [3] Howe M.S, “Theory of vortex sound”, Cambridge Univ.press, 1998
- [4] T.Takaishi, M.Miyazawa and C.Kato, “A computational method of evaluating noncompact sound based on vortex sound theory”, 2007 Acoustical Society of America