

離散渦法を用いたエオルス音に関する 音響解析手法の検討

大藪一憲, 白石裕之

大同工業大学大学院工学研究科, 大同工業大学機械工学科

Numerical Analysis Study on Aeolian Tones using Discrete Vortex Method

by

Kazunori Oyabu (Graduate School of Mechanical Engineering, Daido Institute of Technology)

Hiroyuki Shiraishi (Department of Mechanical Engineering, Daido Institute of Technology)

ABSTRACT

An acoustic hybrid method using discrete vortex method, which is used for an incompressible and high Reynolds number flows as a numerical simulation method, has been developed. In the hybrid method, Curle's equation for sound pressure is effective by integrating time differential of pressure on the surface. Calculation results are verified by comparing with the results of the experiment, occurring by a rectangular and a triangle column, and the Finite Difference Lattice Boltzmann Method, another generalized numerical analysis in the case of Aeolian Tones.

1. はじめに

流体騒音は、流体工学において興味深い研究分野であるとともに環境工学においても大変重要な課題を含む分野である。例えば、新幹線のパンタグラフや電線、建築物と風との干渉音などがあり、現在に至るまで様々なアプローチによる研究が続けられているテーマである¹⁾。

流体騒音の解析手法としては、高精度差分法や差分格子ボルツマン法などが用いられている。しかしながら、離散渦法の解析結果に基づいた音響解析についてはほとんど見られない²⁾。

そこで本研究では離散渦法の簡便さに着目し、その解析結果に基づいたハイブリッド法による流体音響解析手法を構築した。なお、本手法の妥当性を検証するため、実験結果及び、パッケージ化された差分格子ボルツマン法解析ツール(ACE-Flow)の結果との比較を行う。

2. 数値流体力学(CFD)を用いた流体音響解析

2. 1 流体音響解析

CFDによる流体音響解析としては、差分法によりナビエーストークス方程式を直接的に解く手法(DNS, 直接数値計算)が広く知られている。しかし、音響解析に必要なとされる高精度な解析をしようとすると多大な計算時間を要することとなる。

本研究で用いるハイブリッド法では、近距離場の変動量のみを離散渦法を用いて求め、流体音はLighthill方程式に基づく遠距離場の理論により推算

する。本方法はDNSに比べて計算機に対する負荷が小さく、遠距離場の音が比較的簡単に求められる。

本研究では、まず離散渦法によって流れ場の数値流体解析を行い、そこで得られた圧力変動時間微分値を用いて音響解析を行う手法をとっている。

2. 2 離散渦法のハイブリッド音響解析への適用

2. 2. 1 離散渦法

離散渦法とは、流体中に存在する渦度を離散的に表現し、自由渦の運動をラグランジュ的に追跡していく解析手法である。本手法は境界要素法に位置する方法で、流れ場を一様流と渦、吸い込み・吹き出しで表現しているため他の手法に比べて物理的解釈が容易であり、格子形成を必要としないため計算負荷が小さいといった利点がある。

a) 束縛渦点と評価点

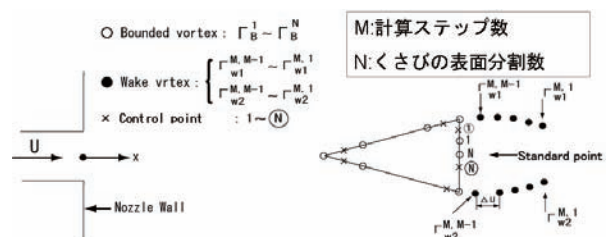


図2.1 くさび表面分割と束縛渦・後流渦

図2.1は、離散渦法における障害物上の束縛渦点と評価点の配置の仕方について、表面をN分割した場合のMステップ目において示したものである。ここ

ではくさびを例にとっている。

ここで、ノズル流れには吹き出し分布を、ノズル壁面については鏡像の原理によって表現している。なお、評価点とは流れが物体を貫かないという境界条件を満たす点のことである。ここでは、物体表面上に置かれた束縛渦の大きさが未知数となる。

b) 後流渦放出方法

本研究ではくさびや角柱の様に複数の尖端を有する障害物を扱う。本解析ではこのような形状について離散渦法を適用するため、後流渦放出方法として図2.2の様に、くさび背後を死水領域として先端の束縛渦を循環値をそのままにして後流渦として放出する方法を適用した。角柱においても同様に放出渦点を設定している。この方法では、渦の放出位置を作為的に決定する必要がなく、アルゴリズム、プログラミングが容易となる。

なお本方法では、未知数が束縛渦N個であるのに対して、条件数については境界条件N個と Kelvin の定理 1 個の合計 N+1 個であり、条件数が1個過剰である。そこで、最小自乗法を用いて条件式を1つ減ずる操作を施した³⁾。

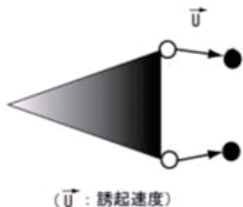


図2.2 後流渦の放出方法 (くさび)

c) サブエレメント法

離散渦法によって流れ解析をする際の困難性は、ノズルから放出された渦がくさび表面に接近する場合に、渦の離散化による影響を大きく受けることにある。そのため、表面付近の流れ場を精密に表現するためには表面分割数を細かく取る必要がある。しかしながら、表面分割数をあまりに細かく取りすぎると、膨大な計算時間を要することになる。

そこで本解析では、サブエレメント法を用いることでこの問題を解消している³⁾。具体的には、図2.3の様に各々の表面分割要素をさらにN_{sub}個の

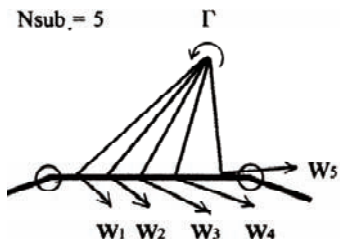


図2.3 サブエレメント法

サブエレメントに分け、各副要素kの誘起評価速度 W_k(k=1~N_{sub})を個別に算出し、これらの平均値を誘起速度Wとする方法である。

2. 2. 2 圧力分布

離散渦法により得られた結果をLighthill方程式にあてはめる場合、予め圧力分布及び圧力分布の時間微分を計算しておく必要がある。離散渦法における非定常圧力の計算は、非定常ベルヌーイの式によるものが一般的であるが、くさびの様に後方に2尖点がある場合においては積分経路が図2.4の様に渦領域を横切るために計算が困難になる。

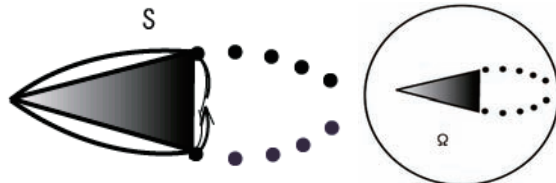


図2.4 積分経路

図2.5 対象領域

本解析では、非圧縮流体に対するNavier-Stokesの方程式を基にして境界要素法による圧力計算の定式化を基にした、離散渦の強さ・速度・位置から直接圧力を計算する方法³⁾を用いている。

内部に渦度の存在する領域を図2.5の様にΩとし、これを対象領域としている。実際には物体表面をN_{sub}に分割し、表面以外はノズルからの放出渦2M個、くさびからの放出渦2(M-1)個の渦で離散化している。

ベルヌーイ関数 $H = p/\rho + u^2/2 + v^2/2$ に関する連立方程式は次の様になる。

$$-\frac{1}{2}H_i - \sum_{j=1}^N H_j \frac{\Delta S_j \cdot n_{xj}(x_j - x_i) + n_{yj}(y_j - y_i)}{2\pi((x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2)} \dots \textcircled{1}$$

$$= -2 \left\{ \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k \cdot v_k(x_k - x_i) - u_k(y_k - y_i)}{2\pi((x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2)} \right\}$$

ここで、①式においてH_iはくさび表面上の要素iにおけるベルヌーイ関数、x_i, y_iはそれぞれ要素i上に置いた束縛渦位置のx座標及びy座標である。またn_{xj}, n_{yj}はそれぞれ物体表面上の要素jにおけるx, y方向成分の表面勾配であり、ΔS_jはくさび表面要素長さである。なお、ノズル、エッジ後方から放出される後流渦の循環はΓとし、u=dx/dt, v=dy/dtはその位置に誘起される速度のx成分及びy成分である。

①式を時間微分すると後流渦の循環Γが時間変化しないことから次の様になる。

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} \frac{\partial H_i}{\partial t} - \sum_{j=1}^N \frac{\partial H_j}{\partial t} \frac{\Delta S_j}{2\pi} \times \frac{n_{x_j}(x_j - x_i) + n_{y_j}(y_j - y_i)}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \\
 & = -2 \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k}{2\pi \{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2\}^2} \times \\
 & \quad \left[\{v_k u_k - u_k v_k\} \{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2\} \right. \\
 & \quad - \{v_k(x_k - x_i) - u_k(y_k - y_i)\} \\
 & \quad \times \{2(x_k - x_i)u_k + 2(y_k - y_i)v_k\} \left. \right] \\
 & - 2 \left\{ \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k}{2\pi} \times \frac{\partial v_k / \partial t (x_k - x_i) - \partial u_k / \partial t (y_k - y_i)}{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2} \right\} \dots \textcircled{2}
 \end{aligned}$$

ここで、束縛渦の移動はないため添え字*i*及び*j*に関する速度成分は0である。各表面分割要素*i*について②式を*N*個連立させることで、未知数 $\partial H_i / \partial t$ (*i*=1~*N*)が得られる。

2. 2. 3 音圧の算出方法

流体音響解析での音圧変動レベルは、通常の流れ場の圧力変動に比べ $10^3 \sim 10^5$ 倍と微小であり、流体音を通常の数値計算で捉えることは計算精度の面から困難である。

本解析では、流れ場の計算結果を基に遠距離場の音が比較的簡単に求められるCurleの式により音圧、スペクトルの評価を行うハイブリッド法を適用する。特に、本方法では計算負荷が小さい離散渦法を流れ場解析に使い、汎用PCで実行する。

ここで、本解析で音圧の計算に用いるLighthill方程式に基づく遠距離場の理論であるCurleの式では、物体から離れた任意の空間での局所音圧 p_a を次式により求める。

$$p_a(\vec{y}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \int_S n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial p(\vec{x}, t - r/a)}{\partial t} dS(\vec{x}) \dots \textcircled{3}$$

ここで a_0 は空気の音速、 n_i は物体表面上の外向き法線ベクトル \vec{n} の*i*座標成分である。

$\vec{y}=(y_1, y_2)$, $\vec{x}=(x_1, x_2)$ はそれぞれ観測点と音源となるくさび表面上の位置ベクトルであり、 y_i, x_i はそれぞれの*i*座標成分である。なお、表記は総和規約に則っている。また、 r は観測点と物体表面上の積分点の距離とし、 S は単位厚さ当たりの面積要素、 t は時刻である。また、式中の $\partial p / \partial t$ は、全分割要素について

の境界条件時間微分式と非定常ベルヌーイの式的时间微分値

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial p}{\partial t}(t, z) &= \rho \{ \gamma_B(t, 0) \frac{\partial \gamma_B}{\partial t}(t, 0) - \gamma_B(t, z) \frac{\partial \gamma_B}{\partial t}(t, z) \} \\
 &+ \rho \int_0^z \frac{\partial^2 \gamma_B(t, z)}{\partial t^2} dz \dots \textcircled{4}
 \end{aligned}$$

を連立させて各表面分割要素でのベルヌーイ関数時間微分値を求め、 $\partial p / \partial t = \rho \{ \partial H / \partial t - u(\partial u / \partial t) - v(\partial v / \partial t) \}$ によって求める。

2. 2. 4 ハイブリッド音響解析の具体的手順

本解析手法の具体的な流れは、図2.6に示す様なものとなる。なお、CFDにより流れ場・圧力場を計算する際には以下の様な手順をたどる。

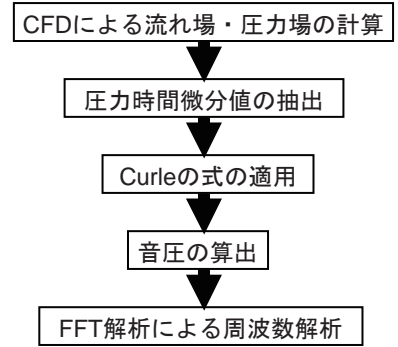


図2.6 数値解析の流れ

- 1) くさび表面上に束縛渦点、評価点を設定し、ノズルでの吹き出しも含めて流れを解く。
- 2) くさび後縁での誘起速度 \vec{u} を計算し、 $\vec{u}\Delta t$ で移動して新たな後流渦として放出する。
- 3) 1)~2)を繰り返す。

なお、連立一次方程式を解く際には行列変形の際の打ち切り誤差による影響を最小限にするため、単精度から倍精度への変換を施している。

また、本解析にはビジュアルテクノロジー社製のPC(CPU: Intel Core2 2.66GHz, OS: Linux)を使用し、FORTRAN言語(DEC FORTRAN)をプログラミングに用いた。

3. 実験システム

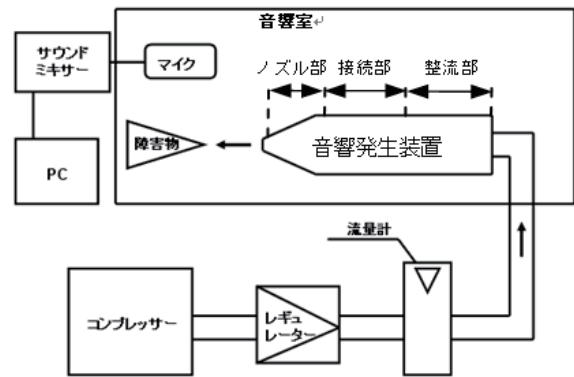


図3.1 実験系

本実験で扱う実験装置の系統図を図3.1に示す。空気をまずコンプレッサーで圧縮し、フィルタを通して水分などを除去した上でレギュレーター、流量計を通じて音響発生装置へと流れが導かれる様になっている。干渉音はマイクロホンで集音し、PCに入力

リアルタイムアナライザによって周波数解析を行う。なお、集音した干渉音はサウンドミキサーによってレベルを調整できる様になっている。音響発生装置を鉛板とガラスウールで防音加工した音響室内に設置し、外部の騒音を最小限の抑えられる様な環境で実験を実施した。

ノズル装置の材質はすべて製作が容易なアクリルであり、ノズル出口での流速を20m/sと想定したときに、コンプレッサーの能力を考慮して縦6mm×横50mmの長方形の出口形状とした。また、ノズル装置の空気流入口側には整流材として直径3mmのビーズを詰めてあり、出口部分には流れの乱れを防ぐために丸みがついている。さらに、音響発生装置自体から発生する騒音や振動を抑える目的で外側全体に鉛テープを巻きつけてある。また、音響室の形状は図3.2に示す様に固有振動が起りにくい非正六角形を採用した。

障害物形状としては、真鍮製のくさび(高さ6mm, エッジ角度28°)とアクリル製の角柱(10mm×10mm)の2種類を用いた。なお、角柱についてはハイブリッド法と条件を合わせるために、水平線から45°傾けた状態で実験を実施した。

集音の際にマイクロホンは単一指向性のものを使用しており、音響データはリアルタイムアナライザに入力して10秒あたりの平均を取っている。マイクロホンの設置位置は、障害物先端からの距離を r 、音速を a_0 、周波数を f として、 $r \geq \frac{3a_0}{2\pi f}$ で表す遠距離場の条件式⁴⁾により0.4mに決定した。

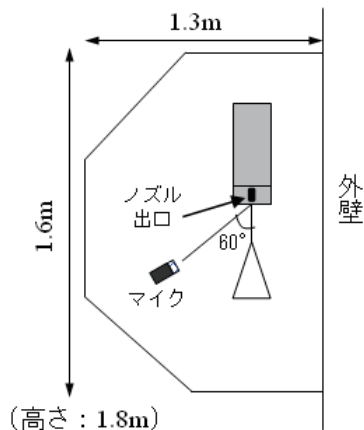


図3.2 音響室の形状とマイクロホン設置位置 (平面図)

4. 音響実験と数値解析との比較

4.1 比較、検討の方法

本節では、本解析結果の比較・検証の手順について説明する。まず、流速や障害物形状などを設定した上でエオルス音について本解析手法(ハイブリッド法)を用いた音響解析を実施した。次に、解析に用いた条件で音響発生装置を用いて各障害物におけるエオルス音の測定、FFT解析を実施した。実験と並行して、差分格子ボルツマン法を用いたパッケージの数値解析ソフトウェアACE-Flow(アメリオ社

製)を使用した音響解析についても同一条件で行った。次に、くさびと角柱を障害物とした場合における音圧スペクトルを比較し、本解析手法、音響実験及びACE-flowによる解析での周波数ピーク値について考察する。

なお、いずれの障害物形状においてもノズル流速を20m/s、ノズル-障害物間距離を60mmに設定した。また、本解析手法及び差分格子ボルツマン法による解析にはFFT解析の際に窓関数として方形窓を乗じる作業を施した。

4.2 各障害物形状におけるエオルス音の比較

実験及び数値計算結果を図4.1～図4.6に示す。各グラフはくさび、角柱を障害物とした場合における本解析手法、実験、差分格子ボルツマン法による解析での音圧スペクトルである。また、周波数ピーク値をまとめたものを表4.1に示しており、カッコ内は本解析手法との誤差である。

まず、くさびの場合に各手法における周波数ピークを比較すると、本解析と差分格子ボルツマン法による解析では周波数特性において酷似した結果となったが、音響実験と比べると音響実験の方がピーク値において4%ほど低い周波数となった。角柱の場合についても、くさびでの結果と同様に両数値解析結果に比べ音響実験結果の方が周波数ピークが低い傾向となった。

これらの結果の要因として、実験で用いたノズルでは噴流が一樣流を成さない構造であるのに対し、数値解析におけるノズル出口ではともに理想的な一樣流を仮定していることが考えられる。すなわち、実験においては実質的に平均流速が数値解析に比べ小さく、エオルス音の周波数ピークが低くなったことが原因であると推測できる。

	数値計算 (本解析手法)	音響実験	数値計算 (差分格子ボルツマン法)
くさび	375	362(-4%)	376(+0.3%)
角柱	459	430(-7%)	469(+2%)

表4.1 各手法における周波数ピーク値 (単位: Hz)

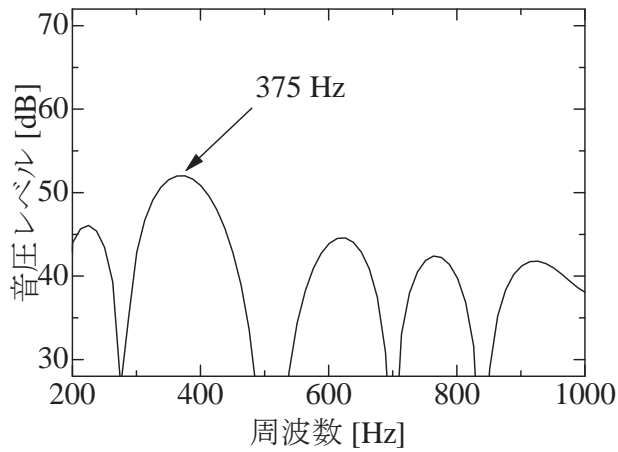


図4.1 くさびでの解析結果（本解析手法）

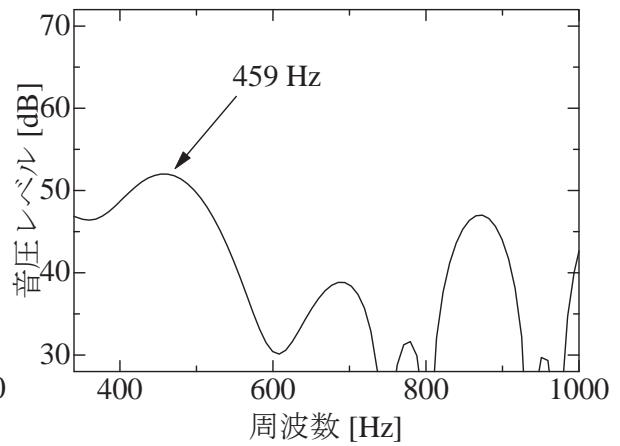


図4.2 角柱での解析結果（本解析手法）

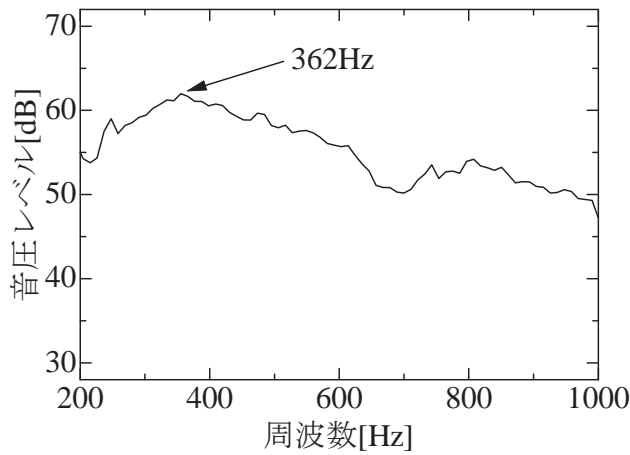


図4.3 くさびでの実験結果

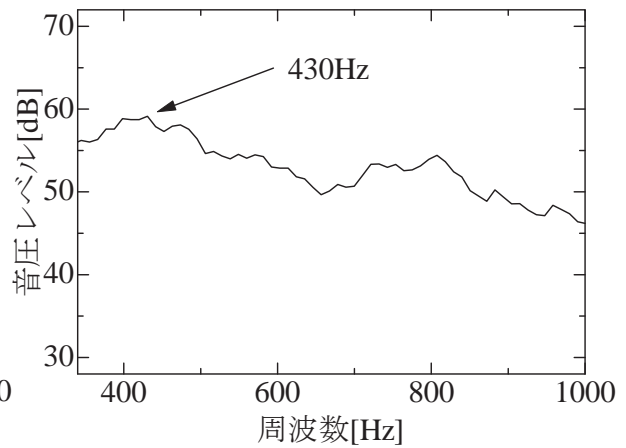


図4.4 角柱での実験結果

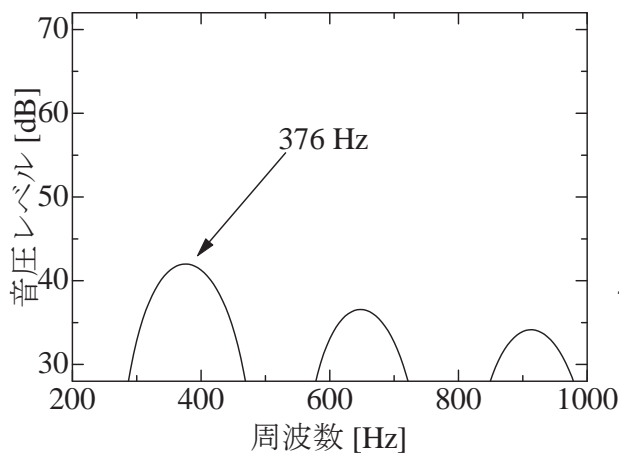


図4.5 くさびでの解析結果（差分格子ボルツマン法）

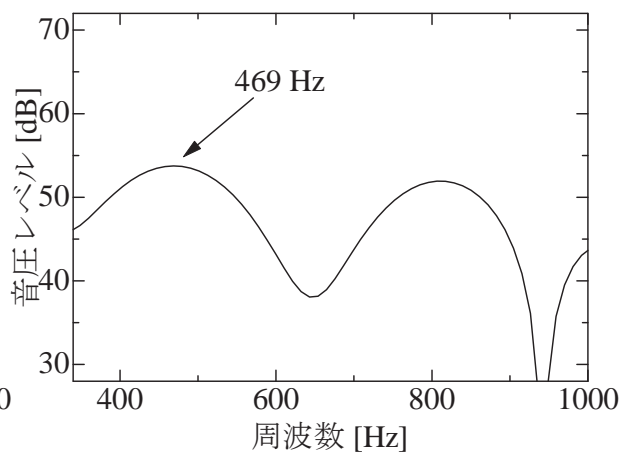


図4.6 角柱での解析結果（差分格子ボルツマン法）

5. 結論

本研究で構築した離散渦法によるハイブリッド音響解析についての検証を行うため、音響実験と他の数値解析手法として差分格子ボルツマン法のパッケージ(ACE-Flow)による解析との比較を行った。本研究を通して次のような結論が導き出せる。

- ・ 実験結果に関しては本解析手法よりも周波数ピーク値が若干低く出ており、これは実験で使用したノズル流の非一様性が一因であると推察できるが、それを含めても他の解析及び実験結果のいずれのケースにおいても誤差はせいぜい数%に留められた。
- ・ 本解析手法と差分格子ボルツマン法との比較において、両数値解析とも周波数特性においては結果が酷似している。差分格子ボルツマン法による数値解析には市販されている汎用ソフトウェアを使用しており、信頼できる比較手段とあってよい。このことから音圧レベルに相違はあるものの、本手法においても音響類推が可能であることが示された。さらに、解析所要時間も汎用PCにて十数時間程度であり、DNSに比べて遥かに短縮できることから、本解析手法は音響設計ツールとして有効な手段といえる。

6. 参考文献

- (1) 飯田明由：流体音響に関する模型実験，日本音響学会誌63巻9号(2007)，pp.549-554.
- (2) 佐々木壮一，林秀千人，児玉好雄，深野徹：一様流中の単独平板翼の後流渦に基づく空力音源の研究，日本機械学会論文集(B編)67巻663号(2001)，pp.2655-2661.
- (3) 新谷昌孝，白石裕之，赤松映明：粘性拡散モデルを用いた二次元離散渦法についての検討，日本機械学会論文集(B編)60巻572号(1994)，pp.1110-1117.
- (4) 機械工学便覧基礎編α4 流体工学，日本機械学会編，p.126