

地面上の角柱から発生する空力音の計算*

加藤 由博^{*1}, メンショフ・イゴール^{*2}, 中村 佳朗^{*3}

Aeroacoustic Simulation around a Rectangular Cylinder on the Ground Surface

Yoshihiro KATO^{*4}, Igor MEN'SHOV and Yoshiaki NAKAMURA

^{*4} Toyota Central Research & Development Labs., Inc.,
Nagakute-cho, Aichi-gun, Aichi, 480-1192 Japan

A method for aerodynamic simulation, where the acoustic equations are split from the flow equations, is applied to calculate the acoustic field with a large solid surface. The acoustic equations employed here in this study can treat not only far fields, but also near fields. Specifically, the acoustic field around a rectangular cylinder on the ground surface is calculated. The calculation method is the finite volume method with the fourth order WENO scheme for values of the solution vector at cell interface as well as the two-stage Runge-Kutta scheme as time integration. This numerical method has been verified to provide reasonable results in complex acoustic fields. Comparison with experimental data shows that the acoustic field can be well predicted by the present method. Furthermore, the source location of acoustic waves is examined by visualizing the propagation path of those waves.

Key Words: Aerodynamic Acoustics, Computational Fluid Dynamics, Numerical Analysis, Noise, Wave, Aeroacoustics

1. 結 論

流体中にある物体からの渦が原因となり、風切り音と呼ばれる空力音が発生する。自動車などの乗り物や、多くの工業製品で風切り音を減少させる設計が重要になっている。このため、この風切り音を予測することが可能な数値計算法に対するニーズが高まっている。

物体から発生する空力音の計算でよく用いられる方法は、流れと音を分離し、流れ場の計算結果を用いて音を予測する方法である。この場合、音が流れ場に影響を及ぼさないという仮定を用いる。低マッハ数流れから発生する渦音は、この仮定が成り立つ場合が多いと考えられている。

低マッハ数流れでも、圧縮性流れを計算し、音を流

れ場の圧力変動と同時に解けば、この仮定は必要でない。ただし、音の大きさは流体の対流による変動量に比べて非常に小さいため、高精度計算が必要になる。これに対して、音を分離して計算する方法は、非物理的な仮定を用いるが、計算精度が高くなくても有用な結果が得られることが期待される。

流れと音を分離する場合、音の波長が物体よりも長く、反射などの干渉が無い場合には、Curlによる2重極音の解⁽¹⁾に代表される遠方場の解析解が得られる。ただし、波長に比べて大きな固体面が存在する場合には、一般的には解析解は得られない。自動車のドアミラーのように、大きな固体面に取り付けられた突起物の場合には、この大きな固体面の影響を考慮する必要があると考えられる。このような場合の空力音予測には、解析解ではなく、音場方程式の数値解が必要となる。

さらに、ドアミラーの場合、外部に放射する音とともに車室内の乗員に伝わる音の評価が重要となり、この場合、サイドガラスなどの固体面に加わる音圧予測が必要となる。音圧は流れ場の圧力変動に比べて小さ

* 原稿受付 2005年8月25日。

*¹ 正員, (株)豊田中央研究所(〒480-1192 愛知県愛知郡長久手町)。

*² 名古屋大学工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。

*³ 正員, 名古屋大学工学研究科。

E-mail: kato@cf.d.tytlabs.co.jp

いが、音の波長スケールは、流れ場の渦スケールよりも大きい。このため、大きな相関面積で物体に力を及ぼすことになり、サイドガラスを振動させる原因として、流れの変動だけでなく、音も無視できないと考えられる。このような現象に対しては、遠方場だけでなく、近傍場でも音場を予測する必要がある。

Simon ら²⁾はマッハ数展開を用いた流れと音の分離方法により、様々な分離モデルを示している。著者ら³⁾も、マッハ数展開による分離方法を基に、圧縮性方程式を、非圧縮性流れ場方程式とそれからのずれに分離する方法を提案した。非圧縮性流れ場の計算結果に音場の結果を加えると圧縮性方程式の解が得られるため、この分離モデルによる音場方程式は、分離の仮定が成立すれば、物体近傍にも適用できる。

文献(3)では、2次元円柱まわりの音場計算に、安定で高精度の空間補間法である WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) スキームを用いた有限体積法を適用し、精度の高い計算が可能であることが示されている。ただし、円柱まわりの音場は、固体面の影響が小さいため、大きな固体面がある場合の計算の検証も必要であると考えられる。

そこで、本研究では、この文献(3)で用いられた分離モデルと同じ方法を用い、固体面の影響がある場合の計算を実施する。計算対象は、平板(地面板)上に設置した有限長さの角柱である。この角柱まわりの音場の計算結果を実験データと比較し、その予測精度を評価する。さらに、地面板上の物体から発生する空力音の性質も明らかにする。

2. おもな記号

c	: 音速
M	: マッハ数
p	: 圧力
Pr	: プラントル数
Re	: レイノルズ数
t	: 時間
u_i	: 速度
U_∞	: 無限遠方での速度
$x_i, (x, y, z)$: 座標
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ
γ	: 比熱比
ρ	: 密度
$(\bar{\quad})$: 有次元量
$(\overline{\quad})$: 時間平均量

$(\quad)_\infty$: 無限遠方量

$(\quad)_{rms}$: 2乗平均量

3. 計算方法

3.1 基礎方程式

圧縮性流れ場 (u_i, p, ρ) を以下のように非圧縮性流れ場 (u_{*i}, p_*, ρ_*) と音場 (u'_i, p', ρ') の和として表す。

$$u_i = u_{*i} + u'_i, \quad p = p_* + p', \quad \rho = \rho_* + \rho'. \quad (1)$$

ここで、各量は以下のように無次元化されている。

$$u_i = \frac{\tilde{u}_i}{\tilde{U}_\infty}, \quad p = \frac{\tilde{p} - \tilde{p}_\infty}{\tilde{\rho}_\infty \tilde{U}_\infty^2}, \quad \rho = \frac{\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_\infty}{\tilde{\rho}_\infty}. \quad (2)$$

圧縮性流の支配方程式をマッハ数の2乗で展開し、マッハ数に関して高次の項を無視すると、以下の非圧縮性流の方程式が得られる。

$$\frac{\partial u_{*j}}{\partial x_j} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{D_* u_{*i}}{Dt} = -\frac{\partial p_*}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{*ij}}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$D_* / Dt = \partial / \partial t + u_{*j} \partial / \partial x_j,$$

$$\tau_{*ij} = 2e_{*ij} - \frac{2}{3} e_{*kk} \delta_{ij}, \quad e_{*ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{*i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{*j}}{\partial x_i} \right).$$

エネルギー式においても、同様に、

$$\begin{aligned} \frac{D_* p_*}{Dt} - \frac{1}{M_\infty^2} \frac{D_* \rho_*}{Dt} \\ = \frac{\gamma - 1}{Re} \Phi_{1*} + \frac{1}{Re Pr} \frac{1}{M_\infty^2} \Phi_{2*}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\Phi_{1*} = 2e_{*jk} e_{*jk}, \quad \Phi_{2*} = M_\infty^2 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \left(\gamma p_* - \frac{1}{M_\infty^2} \rho_* \right).$$

が得られる。この式から非圧縮性流れ場の圧力変化に対する密度変化が計算できる。ただし、著者らが行った2次元円柱まわりの空力音の計算³⁾では、式(5)の右辺の影響は非常に小さいことが示されており、本研究では、式(5)の代わりに、以下の式

$$\rho_* = M_\infty^2 p_*, \quad (6)$$

を用いる。

音場の計算には、圧縮性流方程式から非圧縮性流方程式(3), (4)を差し引いた以下の式を用いる。

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial f_j}{\partial x_j} = -\frac{D_* \rho_*}{Dt}, \quad (7)$$

$$f_j = (1 + \rho_* + \rho')u_j' + \rho'u_{*j},$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial h_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{D_* \rho_* u_{*i}}{Dt}, \quad (8)$$

$$h_{ij} = f_i(u_{*j} + u_j') + (1 + \rho_*)u_{*i}u_j' + \rho'\delta_{ij}.$$

ここでは、音場における粘性項の影響は小さいとして無視する。また、音場は等エントロピ変化とし、 p_* と ρ_* に基づく音速 c_* による以下の関係式

$$p' = c_*^2 \rho', \quad (9)$$

を用いる。音速 c_* は \tilde{U}_∞ で無次元化されており、無次元化の定義式(2)から、

$$c_*^2 = \gamma \frac{1}{1 + \rho_*} \left(p_* + \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \right), \quad (10)$$

となる。

これらの音場に関する支配方程式に、非圧縮性流れ場の計算結果を代入し、音場を求める。

3・2 数値解法

式(7)、(8)は流れ場の計算結果の時間勾配量を必要とするため、流れ場の変動量の計算精度が音場の計算精度に影響する。本研究では、流れ場の計算に稲垣ら⁽⁴⁾の混合時間スケール SGS モデルによる LES を用い、また、数値解法も文献(4)と同様に、コロケーション格子に基づく有限体積法とする。空間微分には2次精度中心差分を、時間積分には陰解法である Crank-Nicolson 法を適用する。また、圧力場は SMAC 法で計算する。この流れ場の計算方法は実用問題で精度が検証されており、流れ場変動量の高精度予測が可能である⁽⁵⁾。

音場は、WENO スキーム⁽⁶⁾を用いた有限体積法で計算する。本研究では、文献(3)と同様に、4次精度の WENO スキームでセル界面両側での解ベクトルを求め、これを使って近似リーマン解法の一つである HLLE 法⁽⁷⁾でセル界面での数値流束を計算する。時間積分には、2段階ルンゲ・クッタ法を適用する。

4 計算条件

4・1 解析対象および検証実験

解析対象は、平板上に置かれた有限幅の角柱(図1)である。流れの剥離現象として単純な角柱を解析対象とした。この角柱から発生する空力音を計算し、実験で観測された騒音結果と比較する。

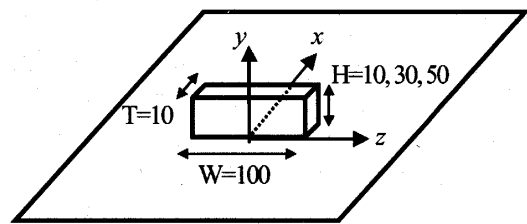
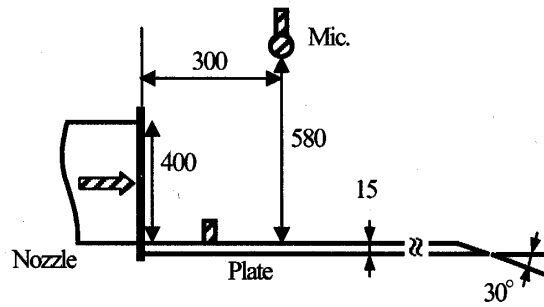
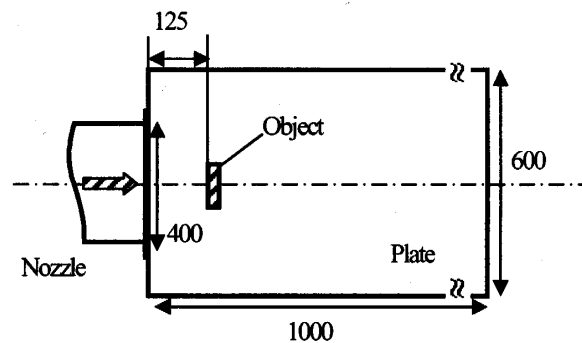


Fig.1 Object on plane (unit: mm).



(a) Side view (unit: mm).



(b) Top view (unit: mm).

Fig.2 Configuration of experiment.

本来、スパン方向に長い2次元的な角柱の方が計算対象として単純であるが、本研究は3次元的な音場の計算検証を目的としており、また、風洞吹き出し口端からのせん断層が角柱と干渉する影響を排除するため、有限長さの角柱を採用した。

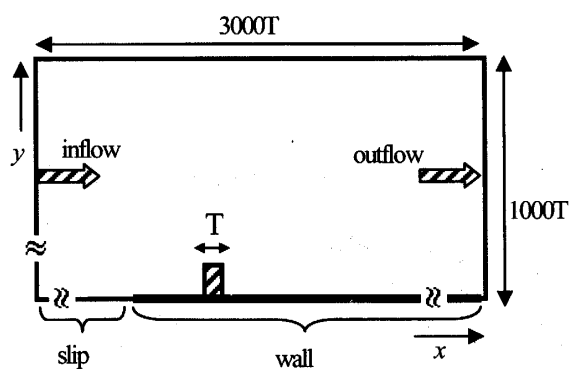
実験には、遠心送風機による吹き出し式の低騒音風洞⁽⁸⁾を用いる。吹き出し口は400mm×400mmで、図2に装置の概要を示す。図1に示されているように、スパン $W=100$ mm、主流方向厚さ $T=10$ mmで、高さが $H=10, 30, 50$ mmの3種類の角柱を実験対象とする。観測点は、図2(a)に示すように、平板の上方で、吹き出し口底面から(300, 580)の位置である。主流速度は $U_\infty=44.7$ m/sで、主流速度 U_∞ と角柱厚さ T に基づくレイノルズ数は $Re=29000$ 、マッハ数は $M_\infty=0.13$ である。

4・2 計算領域と境界条件

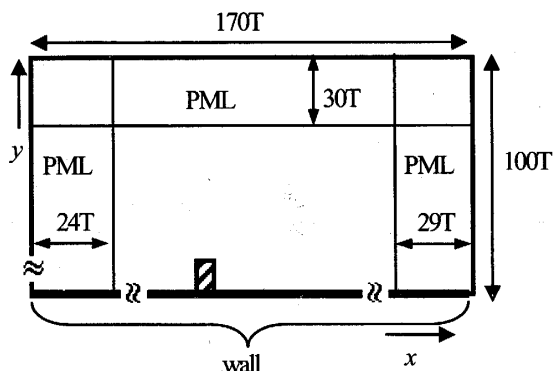
非圧縮性流れの計算では、角柱および平板を一樣流中に置き、図3(a)に示す矩形領域で流れ場を計算する。地面板は無限に広いものとする。ただし、地面板上の境界層はほぼ風洞の吹き出し口から発達しているため、計算では吹き出し口に相当する位置より前方ではすべり壁面条件を、それより後方ではすべり無し壁面条件を与える。その他の境界条件として、物体表面上はすべり無し、流入境界は一樣流、流出境界は速度勾配0とする。また、圧力に関しては、流出境界で $p_x = 0$ と固定し、その他はノイマン条件とする。

流れ場計算で、これらの境界条件においては、外部境界が物体と近いと、精度の悪い結果を与える場合がある。この誤差は、時間平均場を求める場合には小さいが、時間変動場、特に、本研究のように流れ場諸量の時間勾配が必要な場合には影響が大きい。例えば、流出境界を渦が通過するとき、与えられた圧力境界条件と食い違いが起これ、それが領域全体の圧力場を振動させる。

このため、図3(a)に示したように、主流方向 (x 方



(a) Flow field.



(b) Acoustic field.

Fig.3 Computational regions (x - y plane).

向)、平板に垂直方向 (y 方向)、スパン方向 (z 方向) をそれぞれ角柱厚さ T の 3000, 1000, 2000 倍とし、非常に広い流れ場領域で計算する。この結果、本計算では、流入境界付近での圧力変動 $(p_x - \bar{p}_x)_{rms}$ は 10^5 以下と非常に小さく、流れ場の境界条件による誤差が非常に小さいことを確認している。

用いた流れ場の格子点数は、 x , y , z 方向に $165 \times 70 \times 113$ で、デカルト格子により一般座標で計算する。角柱壁面から垂直方向に次の格子点までの距離は 0.5mm である。

一方、音場計算では、境界層を解像する必要はないため、物体付近の格子間隔を流れ場より大きくした方が計算コスト上有利である。しかし、流れ場では遠方での格子間隔は粗くても問題ないが、音場では、音の 1 波長内の格子点数が少なくなると計算精度が悪化する。このようなことから、音場計算では、流れ場と異なる格子を採用する。境界条件とともに計算領域を図3(b)に示す。格子点数は、 x , y , z 方向に $125 \times 70 \times 130$ で、最小格子間隔は 2mm である。格子はデカルト格子で、一般座標系で計算する。

流れ場と音場で異なる計算格子を用いるため、流れ場の計算結果を音場格子に 3 次元線形補間で再分布させる。

音場計算での境界条件は、対象物体表面と地面板の全面を全反射壁面とする。また、遠方では、音波が反射しないように、無反射境界条件として PML (Perfectly Matched Layer)⁹⁾ を適用する。これは、各変数を x , y , z 方向に分割し、PML 領域で減衰関数を用いる方法である。減衰関数は、PML 領域の内側境界からの距離の 2 乗に比例する関数を用いる⁹⁾。PML 領域は、 x , y , z 方向の各計算領域端の 15 セル分とし、領域幅としては、流入部で $24T$ 、流出部で $29T$ 、上部は $30T$ 、横方向両端ではそれぞれ $25T$ である。

時間刻みは、流れ場と音場で同一とし、 $\Delta t = 2.24 \times 10^6$ 秒を用いた。このとき、最小格子間隔に対するクーラン数は、流れ場では一樣流速を、音場では一樣流速と音速の和を基準として、それぞれ 0.2, 0.43 となる。

本研究で用いた音場計算法では、1 波長当たり 15 格子点あれば精度よく計算できることをすでに確認している⁹⁾。本研究での音場計算の格子の最大格子間隔は 15mm で、1 波長当たりの格子点数より判断すると、少なくとも 1500Hz までは精度よく計算可能である。

5. 結果および考察

5.1 実験結果との比較

計算結果における音場の瞬時の圧力分布を図4に示す。角柱高さ $H=30\text{mm}$ の場合の、対称面 ($z=0$ 面) 上と地面上 ($y=0$ 面) での音圧 p' の等高線である。地面上は、 z が正の領域のみを示している。角柱近傍から発生した音が遠方に伝播し、地面がある場合として合理的な結果が得られている。特徴として、前後方向 (x の正負方向) への指向性が見られる。この指向性のため、前後方向の PML 領域に到達する音圧が上方に比べて大きく、その結果、PML 領域内での波の減衰が遅い。しかし、非物理的な反射は見られず、無反射境界条件は良好に機能している。

図5に、角柱高さ H をパラメータとして、騒音の計測結果を、 $1/3$ オクターブ帯域フィルタで処理して示す。計測時の周波数分解能は 20kHz である。実際には、 $200\sim 300\text{Hz}$ 以下の低周波数域では暗騒音が大きく、データの桁落ちによる精度低下を防ぐために、A特性フィルタを用いて計測した。図5に示した暗騒音は、角柱を取り除いた地面のみの場合の騒音である。計測結果を見ると、 500Hz 以上で角柱高さ H による明確な差が発生し、 H とともに騒音が増大している。また、どの周波数帯においても、その相対差はほぼ一定である。

一方、計算結果を図6に示す。計算結果は、 0.201 秒間の音圧 p' を実験結果と同様に処理したものである。計算結果では暗騒音は存在しないため、低周波数域の音圧は実験に比べてレベルが小さいが、 630Hz 帯以上では、ほぼ実験と近いレベルとなる。ただし、各ケースとも、 1000Hz 以上での音圧レベルが、 $630\sim$

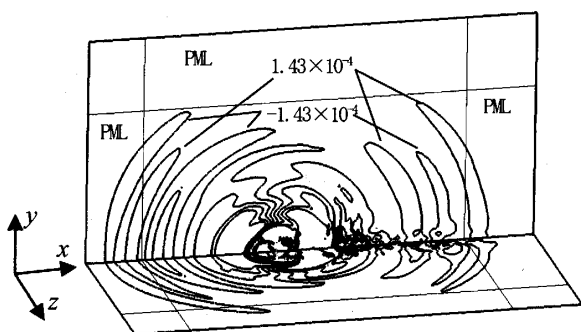


Fig.4 Contours of acoustic pressure p' (from -0.001 to 0.001 by 8 lines).

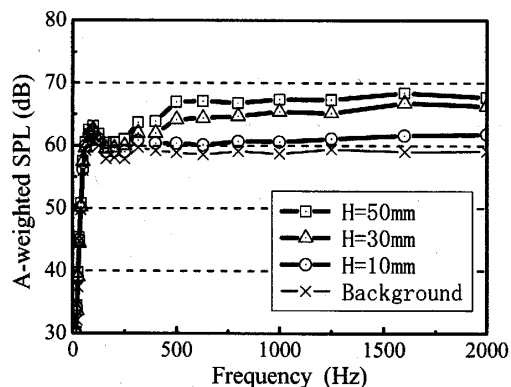


Fig.5 Sound pressure level (measurement).

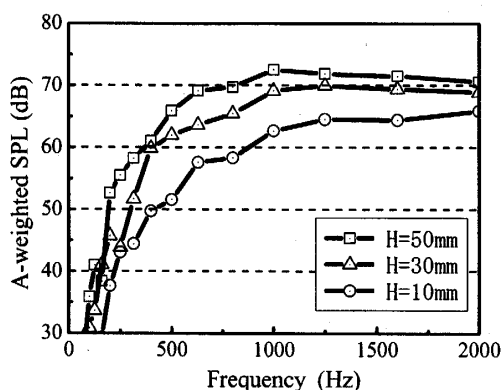
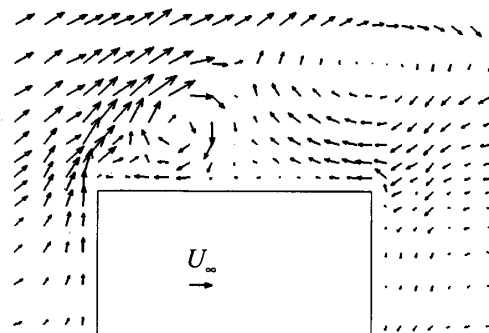
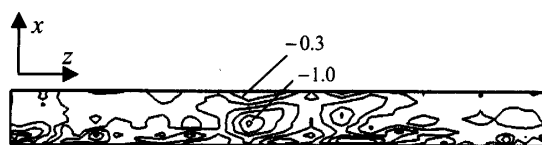


Fig.6 Sound pressure level (calculation).



(a) Velocity vectors on the symmetry plane.



(b) Contours of p^* on the top of rectangular cylinder (from -0.3 to -1.0 by 6 lines).

Fig.7 Instantaneous incompressible flow field.

800Hz でのものに比べて、増加しており、実験結果よりも 2~5dB 程度大きい。しかし、角柱高さ H に関する相対的な音圧の差異はよく一致しており、H に対して騒音が増加する現象が予測可能であることを示している。

図 7 (a)に H=30mm の場合の角柱上端近傍の流速ベクトル分布を示す。この図はある瞬時の様子で、ベクトルの始点は計算格子の各点である。前方の渦み点から上方に向かう壁面に沿った流れが角で剥離して渦を放出するという基本的な流れの様子が見られる。角柱高さとともに剥離位置での速度が増し、剥離渦の強さも大きくなる。よって、計算から得られる音が H に対して増大する結果が得られる。

さらに、スパン方向の流れ場の様子を調べるために、図 7 (b)にある瞬時の角柱上面上の圧力分布を示す。この図から、発生する渦の強さはスパン方向に分布を持ち、2次元性が崩れていることがわかる。このため、図 7 (a)における渦が不規則に発生し、音圧レベルが広帯域騒音になっていると考えられる。

以上の計算結果による流れ場と音場の観察から、実験 (図 5) と一致した傾向の計算結果 (図 6) が得られる理由が説明でき、計算では、音圧を大きく予測してしまうが、音の発生現象は再現していることがわかる。

計算精度に関しては、まず、流れ場の計算精度が実験との差異を生じると考えられる。図 7 (a)で、剥離直前の物体近傍の速度ベクトルを見ると、すべり無し壁面境界条件にも関わらず、空間解像度が低いため、この境界条件に即した境界層が形成されていない。また、剥離後に非常に速度勾配の大きいせん断層が見られるが、この空間解像度で正確に計算できているとは断言できない。つまり、角柱高さの変化に対する発生渦の強さの増加は予測できているが、渦自体の強さを正確に予測しているとは考えにくい。

本研究の流れ場の計算には、空間を 2 次精度の中心差分で離散化し、LES を用いている。空間解像度が低い場合、風上法のような数値粘性効果が無いため、流れの変動量が大きく見積もられる可能性がある。つまり、計算では、発生する渦の強さが実際より大きくなり、その結果、図 6 のように音圧が過大評価されるものと考えられる。

計算精度を悪化させる他の要因として、流れ場の計算結果を音場の計算格子に再分布させることが考えられる。再分布は線形補間で行われ、このとき誤差が発生する。ただし、線形補間は実際の分布を鈍らせる性質があり、実際の勾配よりも大きく評価される可能性

は低い。よって、空間補間の誤差で音圧が大きく予測されることはないと考えられる。

音場の計算においては、1500Hz までは十分な空間解像度があり、また、境界条件や計算方法に関しても、円柱まわりの計算精度の検証結果⁹⁾より、図 6 に見られるような音を大きく評価する原因は見当たらない。実験測定誤差や条件設定の違いによる原因の可能性も否定できないが、以上の考察より、流れ場中の渦の発生強さの予測精度が、音場における実験との差異が生じる主要因であると考えられる。

さらに、音の周波数が高くなると、波長に相対的な格子点数が減少し、音波の捕捉が困難になる。この影響を調べるために、図 8 に、H=30 の場合の計算結果を高周波数帯まで表示した。高周波数帯における減衰の様子をよりよく見るために、オクターブバンドフィルタの代わりに音圧のパワースペクトル密度 (PSD) のレベルを用いた。また、比較のため、流れ場の対流項に QUICK スキームを使用した結果と実験結果も示している。計算結果には用いていないが、実験結果には A 特性フィルタを用いている。ただし、A 特性フィルタの特性上、図示した範囲のうち 500Hz 以上の周波数帯ではその影響はほとんど出ない。

図 8 によると、本研究で用いた LES では、3000Hz くらいまでは、有意な計算結果が得られ、一方、QUICK スキームは、より低周波数から減衰している。文献(5)に示されているように、風上法である QUICK スキームは、数値粘性により本研究での LES 計算法と比べて、より低周波数で流れ場の変動が減衰する性質がある。図 8 においても同様な傾向が見られることから、流れ場の格子解像度不足が高周波数帯で音が減衰する原因となっている。

3000Hz では、音場の計算格子で、1 波長当たり約

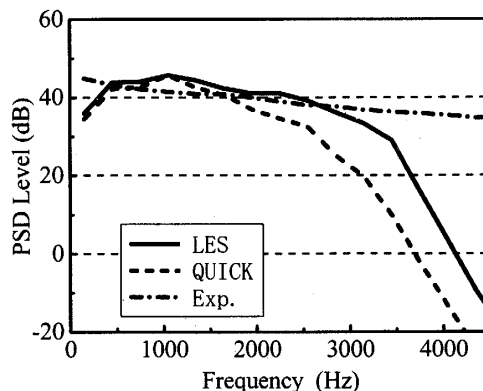


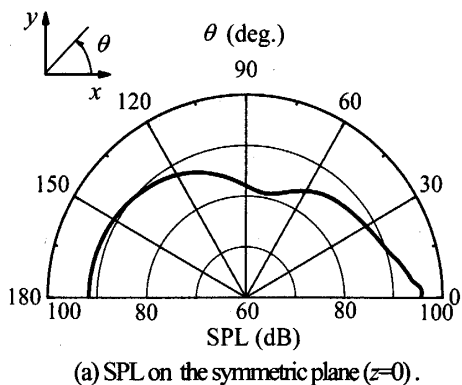
Fig.8 Decay of power-spectrum-density level in high-frequency band.

7格子点であり、この程度の格子解像度になると、以前著者らが行った円柱まわりの計算結果⁹⁾では、振幅や位相に誤差が発生した。ただし、この誤差は、振幅が数倍も変化してしまうような誤差ではなく、図8のように PSD レベルとして表すと、有意な結果として見ることができる。ただし、より大きい周波数帯では、格子解像度が著しく不足するため、有意な計算結果を得るには、音場の計算格子解像度も上げる必要がある。

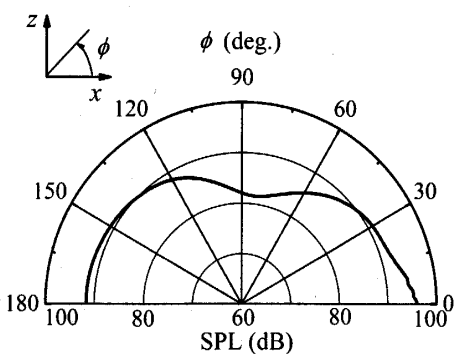
5・2 音場の性質

図9に、H=30mm の場合の計算結果から得られた、原点(角柱前面と地面板および対称面の交点)から半径が 400mm の位置での各方向の音圧レベル分布を示す。音圧レベルは、全周波数帯でのエネルギー総和の値である。図9(a)は、z=0 面(対称面)、図9(b)は、y=0 面(地面)上の分布である。後者は、z=0 面に対称であるので、z>0 の領域のみ示している。

地面板上と対称面上で分布は類似し、前方と後方で音圧が大きくなっている。x 軸を含む他の子午面でも同様な分布となる。つまり、放出される空力音は、x 軸に関してほぼ軸対称な分布で、前後方向に軸を持つ



(a) SPL on the symmetric plane (z=0).



(b) SPL on the ground surface (y=0).

Fig.9 Directivity.

2重極音の性質を示している。

ただし、図9の(a)と(b)を比較すると、地面上の分布(b)の方が、斜め後方に放射される音圧が大きい。これは角柱がz方向に長く、形状が軸対称でないためであると考えられる。ただし、前方の観測位置では、地面上でも対称面上でも、ほぼ同じレベルの音が観測されている。つまり、観測位置が、角柱の後流に近い場合に音が増大しており、後流が音圧レベルに影響を及ぼしている。

次に、音の伝播方向を調べるために、以下で定義される音響インテンシティベクトルを可視化する。

$$I_i = (\overline{p' - \bar{p}'})(\overline{u'_i - \bar{u}'_i}) \quad (11)$$

本計算での音の分離モデルにおいては、 \bar{p}' 、 \bar{u}' は、物体近傍では0でないため、式(11)のように、 p' と u' に関して、各々の平均値との差の積を用いる。これにより、音波面の移動方向を可視化できる。

図10に対称面(z=0)上の音響インテンシティベクトル I_i から計算された流線(音波面の移動方向を示す線)と、地面板から400mm上方にある直線上を始点とするベクトルの分布を示す。この図は、PML領域を除いた計算領域全体を表示している。

地面板に沿って前方に放射される音は、角柱の前面から放射されており、激み圧の変動に起因していると考えられる。また、斜め前方($\theta=135^\circ$)で観測される音波は、角柱上端の剥離位置から伝播している。

一方、斜め後方へ伝播する音波は、前方へ向かう音波とは異なり、物体後方の後流域から伝播している、つまり、後方へ放射される音は、前方へ放射される音とは異なり、後流中の複雑な渦より放射されていることがわかる。

本研究で用いている音場方程式は、圧縮性方程式と非圧縮方程式の差として定義しているため、遠方へ伝

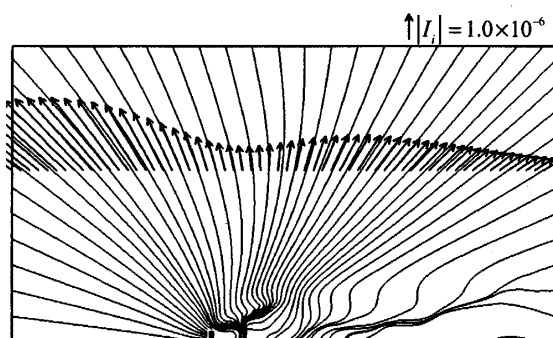


Fig.10 Acoustic intensity vectors and acoustic streamlines (z=0).

わる最も距離減衰の小さい音だけでなく、遠方に伝わらない距離減衰の大きい音も含まれている⁽⁹⁾。物体近傍では、距離減衰の大きい音のレベルが大きく、支配的である。図 10 で角柱の後流域で音波が複雑に屈折して伝播するのは、この近傍場における音場の影響である。この領域での音響インテンシティベクトル I_i による流線は、対流の影響が見られ、遠方場における流線とは明らかに様子が異なる。特に、角柱後方で流線が一箇所に集中する特徴が見られる。これは、一般的な放射音の性質ではなく、非圧縮流方程式に含まれない圧力場の変動によるものと考えられる。

6. 結 論

流れ場と音場を分離して音場を計算する手法を用いて、平板上にある 3 次元角柱から発生する空力音を WENO スキームに基づく有限体積法で計算し、以下の結論を得た。

(1) 流れ場の空間解像度の不足が原因と考えられる誤差により、周波数帯によっては、騒音を 2~5dB 大きく予測するが、実験の傾向とよく一致する結果が得られた。このことから、本計算方法は、地面板のような大きな固体面のある場合にも、音場予測方法として有用であると判断される。

(2) 得られた音場は前方と後方に指向性を持つ 2 重局音の特性を示す。前方へは激み圧の変動がそのま

ま音として放射され、斜め後方へは、後流での複雑な渦分布を持つ流れ場から放射されている様子が観察された。

文 献

- (1) Curle, N., The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol.231 (1955), pp.505-514.
- (2) Slimon, S. A. et al., Development of Computational Aeroacoustics Equations for Subsonic Flows Using a Mach Number Expansion Approach, *Journal of Computational Physics*, Vol.159 (2000), pp.377-406.
- (3) Kato, Y. et al., Aeroacoustic Simulation around a Circular Cylinder by the Equations Split for Incompressible Flow Field and Acoustic Field, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.711 (2005), pp.2694-2701.
- (4) Inagaki, M. et al., A Mixed-Time-Scale SGS Model for Practical LES, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.68, No.673 (2002), pp.2572-2579.
- (5) Inagaki, M. et al., Predictions of Wall-pressure Fluctuation in Separated Complex Flows with Improved LES and Quasi-DNS, *Proceedings of the 3rd Int. Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Vol.III (2003), pp.941-946.
- (6) Liu, X.-D. et al., Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.115 (1994), pp.200-212.
- (7) Davis, S. F., Simplified Second-order Godunov-type Methods, *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, Vol.9, No.3 (1988), pp.445-473.
- (8) Ugai, Y. et al., The Development of the Quiet Flow Wind Tunnel for Aeroacoustics, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.53, No.487 (1987), pp.928-932.
- (9) Hu, F. Q., On Perfectly Matched Layer As An Absorbing Boundary Condition, *Proceedings of the 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper No.96-1664 (1996).