

壁乱流場の音の発生機構

Mechanisms of Sound Emitted from Wall Turbulence

- 漁 哲司, 大阪大学大学院, 吹田市山田丘 2-1, E-mail : ryo@fluid.mech.eng.osaka-u.ac.jp
 三宅 裕, 大阪大学大学院, 吹田市山田丘 2-1, E-mail : miyake@mech.eng.osaka-u.ac.jp
 辻本 公一, 大阪大学大学院, 吹田市山田丘 2-1, E-mail : tujimoto@mech.eng.osaka-u.ac.jp
 Tetsuji RYO, Graduate School of Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita Osaka
 Yutaka MIYAKE, Dept. of Mech. Eng., Osaka Univ., 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka
 Koichi TSUJIMOTO, Dept. of Mech. Eng., Osaka Univ., 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka

Our objective is to make clear the primitive mechanism of sound emission from wall turbulence. The acoustic field is simulated numerically by DNS code based on Hardin & Pope scheme. In the present simulation, the code is modified to realize more reasonable conditions, *i.e.*, instead of periodicity in streamwise and spanwise direction, non-reflecting boundary condition are implemented by using PML (Perfectly Matched Layer) method in all three directions. In addition, as the source field a strong elementary vortex staying in near wall layer is extracted statistically from fully developed wall turbulence, and is evolved in space and time. As a result it is turned out that the head portion of a hair-pin structure mainly contribute to the sound generation.

1 緒言

本研究では空力騒音のうち広帯域騒音に注目し, 低マッハ数域の壁乱流からの放射音場の DNS を行っている. その結果, 微細渦構造に対応した強い音圧構造が形成されるのに対し, 遠方ではスケールの大きな泡状の音圧構造が壁遠方に伝播していることが分かった. 遠方場での音圧変動強度は低波数の渦群に対応した音源が支配的となるが, そのうち特に強い音場構造はヘアピン状の強い組織構造渦から発生していることが確かめられた. そこで, 線形統計評価法 (LSE: Linear Stochastic Estimation) により統計的に抽出されたモデル渦を用いて, より詳細な音源の動的解析と, そのメカニズム, 遠方への伝播特性についての解析を行った.

2 計算方法

低マッハ数での空力音計算のために Hardin & Pope らの提案した分離解法を採用する. すなわち流れ場の物理変数を次式で示す非圧縮成分と音響成分に分け, それぞれの方程式系について計算する.

$$u_i = U_i + u'_i \quad p = P + p' \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho' \quad (1)$$

u は速度, p は圧力, ρ は密度, 大文字は非圧縮成分, 添え字ダッシュは音響成分, 添え字 i は座標方向を示す. ただし ρ_0 は環境密度で, ρ_1 は次式で定める密度の非圧縮成分である.

$$\rho_1 = \frac{P - \bar{P}^t}{c_0^2}, \quad \bar{P}^t = \frac{1}{T} \int_T P(x, y, z, t) dt \quad (2)$$

音響成分に関する基礎式としては, 圧縮性流体に関する基礎方程式から非圧縮性流体に関する基礎方程式を差し引いたものを用いる. 空間の離散化には 6 次精度の Compact Scheme を用いた. 高波数域での数値不安定除去のため, 4 次精度の Compact Scheme によるフィルタリングを行なった. 時間進行には, 4 次精度の Runge-Kutta 法を用いた. 放射境界条件には PML (Perfectly Matched Layer) 法を用いた.

3 計算結果

3.1 計算条件

壁乱流音の計算にあたって, スペクトル法による溝乱流の DNS データベースを利用した. 平均流の向きに x_1 , 壁垂直方向に x_2 , スパン方向に x_3 をとり, x_1, x_3 方向には周期境界条件を課す. 時間平均量にバーを付し, 変動成分にプライムを付して表す. 平均圧力勾配 $(2H\Delta\bar{P}/L_x)^{1/2}$ (ただし $L_x = 4\pi H$) すなわち平均壁面摩擦速度 \bar{u}_τ を代表速度とするレイノルズ数 $Re_{\tau_0} = 150$ とした.

また, 音場計算では x_1, x_2, x_3 方向それぞれに PML 法を用いた. 音場計算の格子間隔は $\Delta x_1 = 1.963 \times 10^{-1}, \Delta x_2 = 2.618 \times 10^{-2}, \Delta x_3 = 9.817 \times 10^{-2}$ で, 時間刻みは $\Delta t = 1.50 \times 10^{-4}$ とした. 無次元化は環境密度 ρ_0 , 長さは y 方向の基準長さ H , 速度は平均壁面摩擦速度 \bar{u}_τ で行う. このとき, 時間は H/\bar{u}_τ , 圧力は $\rho_0 \bar{u}_\tau^2$ として無次元化される. また, マッハ数 $M = 0.01$ として音速は $c_0 = \bar{u}_\tau/M = 100$ とした. 環境圧力は $P_0 = \rho_0 c_0^2/\gamma \simeq 7142.86$ となる.

Table 1. に格子数, 計算領域を示す.

Table 1. Calculation condition of acoustic and flow field

	Streamwise	Wall normal	Spanwise
Length(acous.)	$4\pi H$	$2\pi H$	πH
Grid number	64	240	32
Length(flow)	$4\pi H$	$2H$	πH
Grid number	128	129	64
Re number	$Re_{\tau_0} = H\bar{u}_\tau/\nu = 150$		

3.2 孤立渦対からの放射音の DNS

線形統計評価法 (LSE) により壁近傍場で統計的に抽出された渦対を時間発展させた際の放射音の計算を行った. この計算から要素渦が成長する過程において, 放射音は徐々に強くなってゆくのではなく, ヘアピン渦のヘッド部が形成される際に強い放射音が発生することが分かった. またさらに時間が進行すると初期に形成されたヘアピン渦からの放射音は弱まってゆくが, 新たに発生する渦から強い放射音が発生し, 互いに干渉して遠方へ伝播していくことが新たに確かめられた. これらの結果は強い放射音の発生にはヘアピン渦のようなスパン方向渦の形成が極めて重要な役割を果たし, これらの構造形成を阻害することで強い放射音が抑制されることを示唆する結果を得た.

4 結言

放射音に関してスパン方向渦が強い音圧を放射し, それらが干渉しあって遠方に伝播していることが分かった. スパン方向渦からの音の放射のメカニズムについては発表において詳細を報告する.