

高速鉄道から発生する空力音に関する数値解析

Numerical Simulation on Aeroacoustic Noise from High-Speed Trains

高石武久(鉄道総研), 加藤千幸(東京大学), 池田充(鉄道総研)

T. Takaishi*, C. Kato**, and M. Ikeda*

*Railway Technical Research Institute, Japan

**University of Tokyo, Japan

A hybrid method that combines the calculation of unsteady flow by large eddy simulation (LES) and the evaluation of acoustical performance by a compact Green's function is proposed to provide detailed information on the vortices in the flow that contribute to the generation of aeroacoustic sound. This paper clarifies the noise reduction mechanism of pantograph horns with periodic holes numerically, and proves that the intermittent flow through holes suppresses the strength of dipole sound sources at the shear layer and collapses the large two-dimensional structure of sound sources in the spanwise direction.

1 はじめに

鉄道車両の高速化を進めるためには、高速走行に耐えられる車両性能と地上構造物を有することが大前提であるが、同時に、沿線騒音などの環境基準を満たすことが、必要不可欠である。新幹線騒音の主な音源として、レールと車輪の接触・振動によって発生する転動音と、車両の凹凸やパンタグラフなどの集電装置から発生する空力音が挙げられる。転動音のパワーが列車速度のおよそ3乗に比例するのにに対し、空力音のパワーは列車速度のおよそ6乗に比例する。このため、さらなる高速化をめざすためには、空力音を低減することが重要である。

空力音低減策の検討のためには、低騒音風洞を用いた風洞実験が有効である。一方で、近年の計算機性能の著しい向上に伴い、流体騒音の予測手法として、数値シミュレーションも様々な手法が提案されている。国内での工学的な応用例としては、自動車や鉄道など低マッハ数流れから発生する音を対象とすることが多く、非圧縮流れの乱流解析と、Lighthill-Curleの音響的類推を組み合わせて、二重極音を評価する手法が多く用いられている¹⁾。この手法は、音源の広がりや波長に比べて十分に小さいと仮定し、非圧縮流れの計算から求めた物体表面の圧力を用いて物体に働く力を計算し、その時間変動から遠方場に放射される二重極音を求めるものである。しかしながら、この手法では、流

れ場と放射音の関係が直接的に捉えにくく、低減対策を立てる上で重要となる音源についての定量的な議論を行うことが困難である。また、Lighthillのテンソルそのものを音源と見なす方法も、音響的な放射効率が考慮されておらず、二重極音源を定量的に評価する方法としては不相当である。

そこで、本研究では、LES法によって得られた非圧縮流れ場の瞬時値と、Howeのコンパクトグリーン関数を組み合わせ、二重極音源を定量的に評価する手法を提案する。また、適用例として、間欠的な穴を有するパンタグラフホーンの騒音低減メカニズムについて、風洞実験結果による検証も含めて報告する。

2 空力音源分布の評価法

2.1 Vortex Sound 理論

Howeは、マッハ数が小さく、粘性の影響が小さい高レイノルズ数流れについて、Lighthillの式を近似して次式を導いた^{2),3)}。

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} - \nabla^2 B = \text{div}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \quad (1)$$

ただし、

$$B \equiv \frac{p}{\rho_0} + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \quad (2)$$

であり、渦度 $\boldsymbol{\omega}$ は、速度 \mathbf{u} を用いて、

$$\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{u} \quad (3)$$

と定義される。

物体の境界面を S ，無限遠方の境界面を Σ_{inf} とし，その間の領域を Ω_{all} とする。 Σ_{inf} において，流れは一様であるとする。また，物体は静止しており，境界面 S での流速は0であるとする。観測点 \mathbf{x} が音源領域から十分離れている時，グリーンの公式を用いて式(1)を展開すると，放射される音圧は，

$$p_a(\mathbf{x}, t) = -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \cdot \nabla G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t - \tau) d\mathbf{y} d\tau \quad (4)$$

となる。ただし，グリーン関数 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t - \tau)$ は，

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \nabla^2 G = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t - \tau) \quad (5)$$

を満たし，また S 上で法線方向の微分が0，つまり

$$\frac{\partial G}{\partial n} = 0 \quad (6)$$

を満たす物体形状に適合したものを選ぶとする。音源の広がり，波長に比べて十分に小さい場合，音源領域内の位置による遅延時間の差は無視することが可能であり，この状態を，音源がコンパクトであると呼ぶ。この時，式(5)，式(6)を満たす低周波数近似のグリーン関数は，

$$G_c \equiv \frac{1}{4\pi|\mathbf{x}|} \delta\left(t - \tau - \frac{|\mathbf{x}|}{c_0}\right) + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{y}}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \frac{\partial}{\partial t} \delta\left(t - \tau - \frac{|\mathbf{x}|}{c_0}\right) \quad (7)$$

と近似される。ただし， Y_i は，無限遠方において y_i 方向に単位速度を持ち，物体境界面 S 上で

$$\frac{\partial Y_i(\mathbf{y})}{\partial n} = 0 \quad (8)$$

を満たす，仮想的な非圧縮流れの速度ポテンシャルであって，ラプラス方程式

$$\nabla^2 Y_i = 0 \quad (9)$$

の解である。式(7)を式(4)に代入することによって，

$$p_a(\mathbf{x}, t) = -\frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{all}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \quad (10)$$

という結果が得られる^{4),5)}。

2.2 有限領域における空力音源の評価

式(10)は，すべての渦を含む無限に広い領域 Ω_{all} において積分を実行する場合には，コンパクトなど導出の途中で課した種々の条件の下で厳密に成り立つ。しかしながら，式(10)の被積分項の中の流速 \mathbf{u} と渦度 $\boldsymbol{\omega}$ を数値計算によって与える場合，領域の大きさは有限となり，領域の外部境界面において，流れが一様とはならないことが多い。そこで，図1に示すような，有限な計算領域を考える。計算領域の外部境界面を Σ_{run} とし，それより内側の領域(=計算領域)を Ω_{int} ，外側の領域(=計算領域の外側

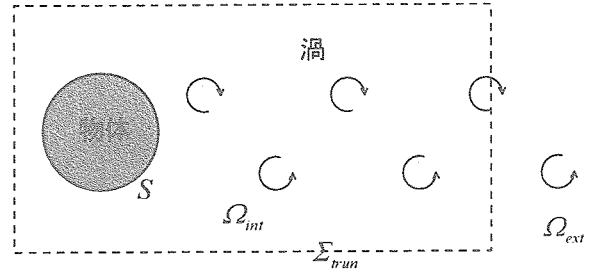


図1 有限な計算領域の概略図

を Ω_{ext} とする。ここで，前節で用いた Ω_{all} との間には，

$$\Omega_{all} \equiv \Omega_{int} \cup \Omega_{ext} \quad (11)$$

の関係が成り立つ。

前節では，式(8)，式(9)を満たす Y_i を用いた。この Y_i は， i 方向に単位速度をもつ理想流体中に置かれた，静止物体周りの速度ポテンシャルに他ならない。一方，静止理想流体中を i 方向に単位速度で等速運動する物体周りの速度ポテンシャルを φ_i とすると，両者の間には，

$$Y_i = y_i - \varphi_i \quad (12)$$

の関係が成り立つ。ただし， y_i は，音源に関する座標を示す。

無限遠方の境界面 Σ_{inf} において，流れは一様であるのみなすことができる。一方，計算領域の外部境界面 Σ_{run} においては，流れは一様とみなすことができない。言い換えると， Ω_{int} は全ての渦を含んではおらず， Ω_{ext} にも渦が含まれることになる。ただし， Σ_{run} は， $\varphi_i \equiv 0$ ， $\nabla \varphi_i \equiv \mathbf{0}$ (あるいは，式(12)より， $Y_i \equiv y_i$ ， $\nabla_j Y_i \equiv \delta_{ij}$) と見なせるほど，十分に物体から遠いものとする。このとき，式(10)は，

$$\begin{aligned} p_a(\mathbf{x}, t) &= -\frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{all}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \\ &= -\frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{int}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \\ &\quad - \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{ext}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \\ &\equiv -\frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{int}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \\ &\quad - \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{ext}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i d\mathbf{y} \end{aligned} \quad (13)$$

一方，ベクトル解析の関係式から，一般に，

$$(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i = \frac{\partial}{\partial y_j} (u_i u_j) - \nabla_i \left(\frac{1}{2} u^2 \right) \quad (14)$$

の関係が成り立つ。式(14)について，全領域 Ω_{all} で発散定理を適用すると，

$$\int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy$$

$$= - \int_S \left(\frac{1}{2} u^2 \delta_{ij} - u_i u_j \right) n_j dS - \int_{\Sigma_{in}} \left(\frac{1}{2} u^2 \delta_{ij} - u_i u_j \right) n_j dS \quad (15)$$

ただし、 n_j は面 S と Σ_{in} の単位法線ベクトルで、 Ω_{all} に向かう方向を正とする。すべりなしであれば、右辺第一項は0であり、また、 Σ_{in} においては、流れは一樣であるので、右辺第二項も0となる。結局、式(15)は、

$$0 = \int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy = \int_{\Omega_{in}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy + \int_{\Omega_{ex}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy \quad (16)$$

$$\therefore \int_{\Omega_{ex}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy = - \int_{\Omega_{in}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})_i dy$$

式(16)を式(13)に代入して、式(11)の関係を用いて整理すると、

$$p_a(\mathbf{x}, t) \equiv - \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{in}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla Y_i dy$$

$$+ \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{ex}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) dy \quad (17)$$

$$= \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{in}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla \phi_i dy$$

式(17)は、遠方の観測点 \mathbf{x} における放射音の音圧レベル p_a が、有限な計算領域 Ω_{in} 内の各点における物理量の体積分として現されることを示している。そこで、式(17)の被積分項

$$\frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla \phi_i \quad (18)$$

を、二重極音源と呼ぶことにする。

3 パンタグラフホーンを用いた解析例

3.1 計算の概要

前節で提案した評価法を用いて、図2に示すような、間欠的な穴を有するパンタグラフホーンの騒音低減メカニズムについて検討を行う。なお、本研究の数値計算結果の検証を行うために、小型低騒音風洞を用いた風洞実験を行ったが、詳細については、既発表の文献^(6,7)を参照するものとする。

現象をできるだけ単純化するため、2次元模型を用いることにする。供試体は、図3に示すように、2次元の円柱(以下、円柱模型)と、円柱に実際のホーンと同様の間欠穴を設けたもの(以下、間欠穴模型)の2種類とした。図4に、計算領域を示す。座標原点を、供試体の中心とする。さらに、 y_1 を主流方向、 y_3 を供試体のスパン方向とし、 y_2 をこれらに直交する方向とする。間欠穴模型の場合、 $y_3 = 0$ の断面は、図3(b)に示すように、間欠穴の中心に相当する。

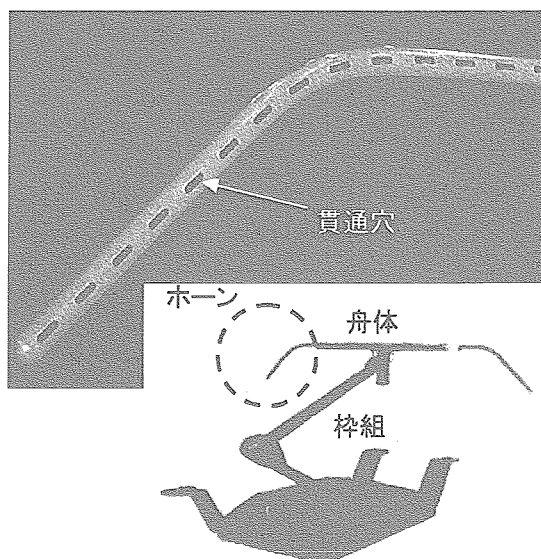
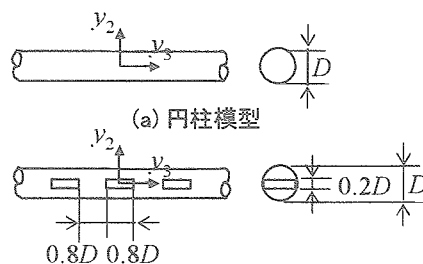


図2 低騒音パンタグラフ用ホーン



(a) 円柱模型

(b) 間欠穴模型

図3 供試体模型(正面図)

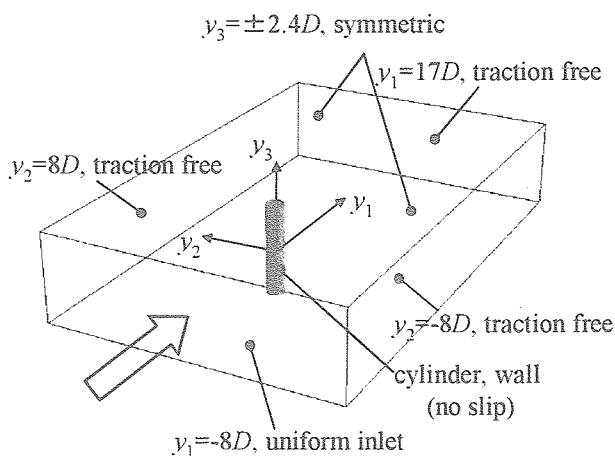


図4 計算領域

供試体の直径 D および一樣流速度 U_∞ を基準としたレイノルズ数は 1.1×10^4 である。

流れ場の計算は、LES法を用いて、フィルタ平均化操作を施した非圧縮性Navier-Stokes方程式と連続の式を解いて求めた。本研究では、加藤らが開発した上流化有限要素法を用いて、時間・空間ともに2次精度で離散化している¹⁾。また、Subgrid Scaleの渦粘性は、Dynamic Smagorinsky Modelを用いて評価している^{8),9)}。流入境界では、乱れなしの一樣流速 U_∞ を与える。また、スパン方向

の境界面では、すべり壁(対称)の条件を課す。供試体の表面では、流速0のすべりなしの条件を課す。それ以外の境界では、

$$n_j \left(-\delta_{ij} \frac{\bar{p}}{\rho} + (v' + v'_{SGS}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial y_i} \right) \right) = 0 \quad (19)$$

で定める応力0の条件を課す。供試体表面のメッシュの半径方向寸法は、 $0.005D$ である。

空力音源を求める際に必要となる仮想的な速度ポテンシャル Y_i については、式(8)、式(9)を、弱形式で記述し、不完全コレスキー分解した上で共役勾配法(CG法)を適用するICCG法による有限要素法¹⁰⁾を用いて、数値的に求めた。この際、計算領域の外部境界面 Σ_{inm} においては、

$$Y_i = y_i \quad (20)$$

という境界条件を与えた。 φ_i については、 Y_i の解より、式(12)を用いて求めた。

3.2 流れ場の計算結果

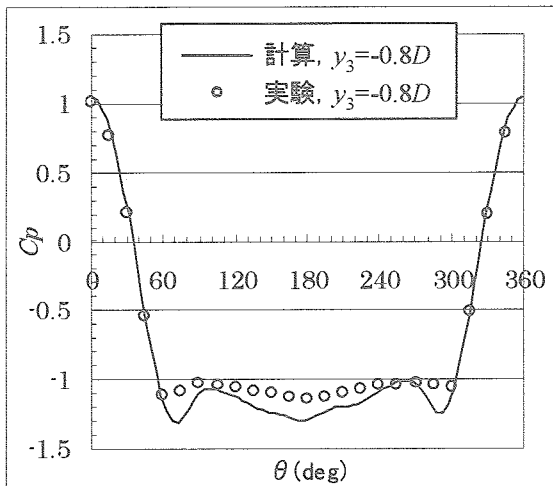


図5 円柱模型表面の定常圧力分布

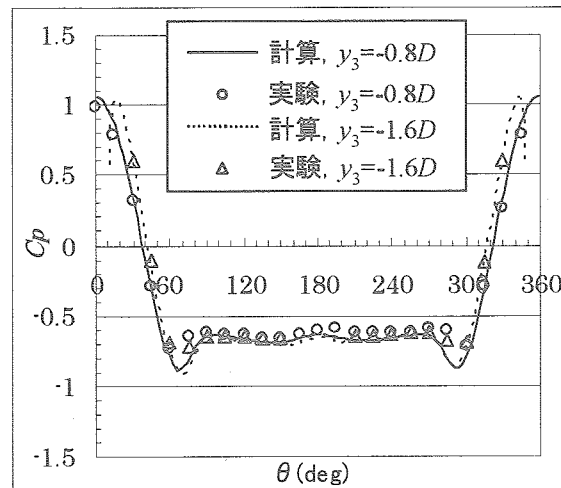


図6 間欠穴模型表面の定常圧力分布

図5と図6は、供試体表面の定常圧力分布について、計算結果と風洞実験結果を比較したものである。横軸の θ は、よどみ点からの角度を示している。

間欠穴模型に比べて、円柱模型のbase pressureの値が小さい。これは、円柱の場合の剥離速度の方が大きいことを示しており、結果として後流中に強い渦を放出していると考えられる。また、間欠穴模型の場合、間欠穴が開いている $y_3 = -1.6D$ の断面と、穴が開いていない $y_3 = -0.8D$ の断面で、圧力分布がほぼ同じである。これは、間欠的に穴が開いているにも関わらず、スパン方向の定常圧力分布が均一化されていることを示している。

図7は、円柱模型周りの y_1 方向の平均流速分布について、PIV(粒子画像流速計)による実験結果と、LES法による計算結果を比較したものである。図8は、間欠穴模型について、穴が開いている $y_3 = 0$ の断面における y_1 方向の平均流速分布である。いずれの場合も、実験結果と計算

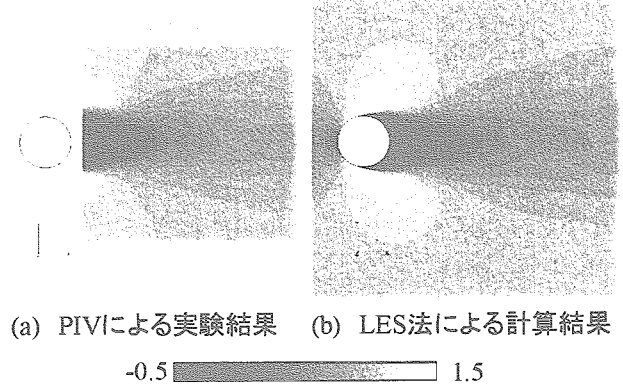


図7 円柱模型周りの平均流速分布 ($v_3=0, u_1, mean/U_0$)

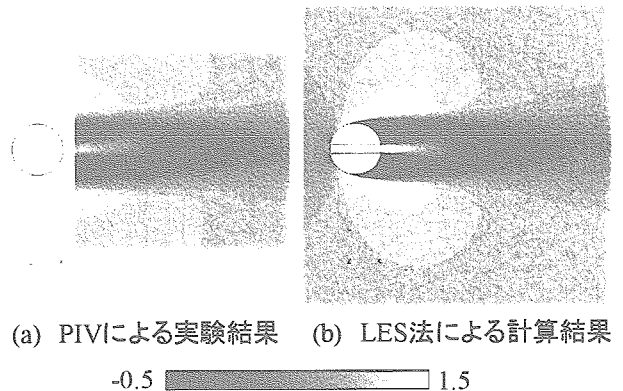


図8 間欠穴模型周りの平均流速分布 ($v_3=0, u_1, mean/U_0$)

結果が良く一致していることがわかる。

図9、図10は、それぞれ図7、図8と同じ断面における y_2 方向の乱れ度分布について、計算結果と実験結果を比較したものである。円柱模型の場合には、カルマン渦が交互に後流に放出されるため、 $y_1 = 2.5D$ 付近で乱れ度が大きい。これに対して、間欠穴模型の場合には、間欠穴を通る流れが、模型下流の死水領域に注入されるため、強い渦の生成が抑えられ、乱れ度が小さくなったと考えられる。

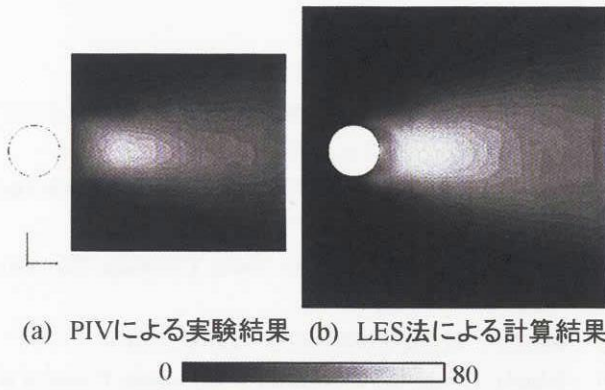


図9 円柱模型周りの乱れ度分布 ($y_3=0, u_2rms/U_0$ [%])

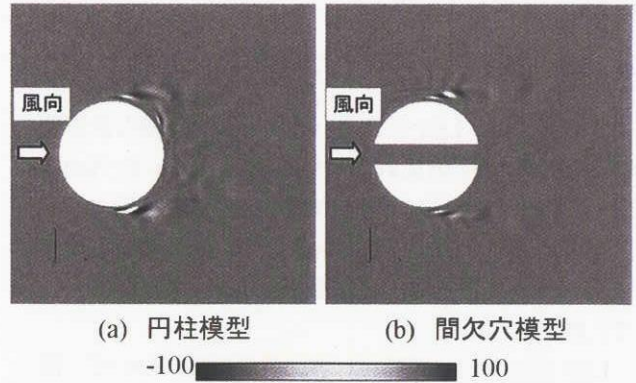


図11 側方に放射される二重極音の音源分布 ($y_3=0$)

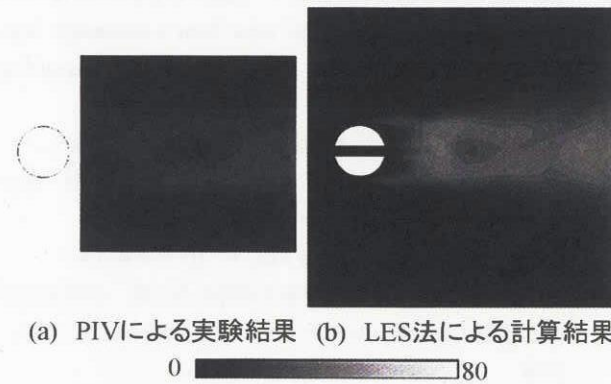


図10 間欠穴模型周りの乱れ度分布 ($y_3=0, u_2rms/U_0$ [%])

これらの結果から、LES法による流れ場の数値計算結果は、実験結果と良好な一致をしており、十分な精度が得られていることが確認できた。

3.3 空力音源の可視化

次に、LES法による非定常流れの計算によって得られた速度 \mathbf{u} および式(3)から求められる渦度 $\boldsymbol{\omega}$ 、さらに3.1節に述べた方法によって数値的に求められた速度ポテンシャル ϕ_i を用いて、式(18)の二重極音源の分布を求めた。ここでは、音が最も大きくなる、側方に放射される成分 (y_2 成分)の二重極音源の分布について示す。

図11は、 $y_3 = 0$ の断面における二重極音の分布を示している。音源は、物体表面から流れが剥離する付近に集中しており、その強さは円柱模型の方が大きい。図12は、音源の空間的な分布を示している。円柱模型の場合には、スパン方向に大きな音源構造があるのに対し、間欠穴模型の場合には、音源構造が細かく崩壊している。このため、円柱模型の場合には、スパン方向に同位相の強い音源が形成されるのに対し、間欠穴模型の場合には、位相のずれによって、放射される音が互いに相殺される。図13は、図11および図12で示した式(18)の二重極音源分布を、式(17)にしたがって有限な計算領域 Ω_{int} 内で体積分した

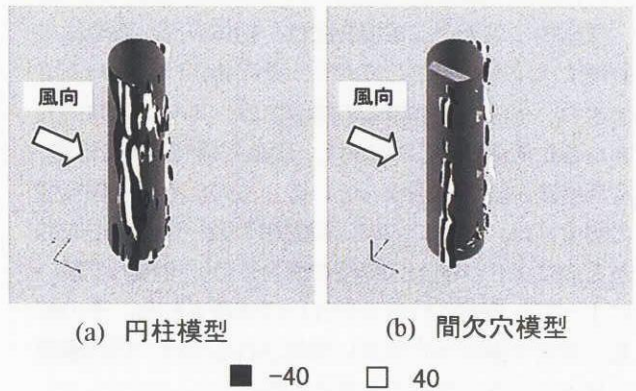


図12 側方に放射される二重極音の空間分布(等値面)

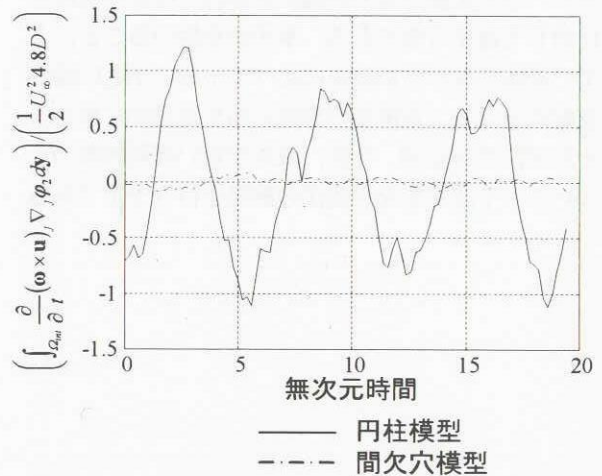


図13 側方に放射される二重極音の時間履歴

結果の時間履歴を示したものである。この図から、間欠穴模型から放射される音圧の変動が、円柱模型に比べて小さくなっていることがわかる。また、図13に示す音圧変動は、Lighthill-Curleの式によって供試体表面の圧力変動を用いて評価する従来の手法による結果と一致することが確認されている¹¹⁾。したがって、本研究で提案した評価法により、二重極音源の分布を明らかにした上で、放射される音の定量的評価を行うことが可能であることが示され、パンタグラフホーンの騒音低減メカニズムを

明らかにすることができた。

4 結論

本研究では、LES 法によって得られた有限な計算領域における非圧縮流れ場の情報と、Howe の Vortex Sound 理論に基づき、空力音源を定量的に評価する手法を提案した。また、適用例として、間欠的な穴を有するパンタグラフホーンの騒音低減メカニズムについて、検討を行った。

LES 法による非圧縮流れ場の計算結果について、供試体表面の定常圧力分布と、供試体周りの流速分布を、風洞実験結果と比較したところ、良好な一致をしており、十分な計算精度が得られていることが確認できた。

数値的に求めた二重極音源は、物体表面から流れが剥離する付近に集中しており、その強さは円柱の方が大きい。また、円柱模型の場合には、スパン方向に大きな音源構造があるのに対し、間欠穴模型の場合には、音源構造が細かく崩壊している。このため、円柱模型の場合には、スパン方向に同位相の強い音源が形成されるのに対し、間欠穴模型の場合には、位相の不揃いによって、放射される音が互いに相殺される。その結果、間欠穴模型から側方に放射される音は、円柱模型に比べて小さくなったと考えられる。

本研究では、適用例としてパンタグラフホーンを示したが、空力音源分布の評価法自体は、任意の物体形状に対して適用可能である。本手法を用いることによって、音源の広がりや波長に比べて十分に小さい場合に支配的となる二重極音の音源分布を定量的に求めることが可能であるが、今後、波長が短い高周波数の音についても予測可能な評価法の開発を行う予定である。

文献

- 1) 加藤千幸, 高野靖, 飯田明由, 藤田肇: 日本機械学会論文集B, 60-569, pp.126-132, 1994
- 2) Howe, M.S.: Acoustic of Fluid-Structure Interactions, Cambridge University Press, 1998
- 3) Howe, M.S.: Theory of Vortex Sound, Cambridge University Press, 2003
- 4) 高石武久: 鉄道総研報告特別号, Vol.48, 2001
- 5) Takaishi, T., Sagawa, A., Nagakura, K and Maeda, T.: Journal of Acoustical Society of America, 111-6, pp.2601-2608, 2002
- 6) Takaishi, T., Ikeda, M. and Kato, C.: Effects of periodical holes on the suppression of aeroacoustic noise from a pantograph horn, Proceedings of 4th ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference (CD-ROM), 2003
- 7) 池田充, 高石武久: 鉄道総研報告, 17-9, pp.45-50, 2003
- 8) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H.: Phys. Fluids, 3-7, pp.1760-1765, 1991
- 9) Smagorinsky, J., Mon. Weather Rev., 3-7, pp.99-164, 1963
- 10) 日本数値流体力学有限要素法研究委員会編: 有限要素法による流れのシミュレーション, シュブリンガー・フェアーク東京, 1998
- 11) 高石武久, 加藤千幸: 有限な計算領域における二重極音源の評価手法, 日本機械学会論文集 (投稿中)
- 12) Kato, C., Kaihoi, M., and Manabe, A.: Journal of Applied Mechanics, 70-1, pp.32-43, 2003