

S8-4-4 パンタグラフ舟体まわりの音響シミュレーションへのクロススペクトルの適用による音響寄与度評価

[機] ○高岩 利充 (東京農工大学 院) [機] 池田 充 ((財)鉄道総合技術研究所) [機]

Numerical Estimation of Aeroacoustic Noise Sources around a Pantograph Head by using Cross Spectrum.

Toshimitsu TAKAIWA, Member (Tokyo University of Agriculture and Technology)

Mitsuru IKEDA, Member (Railway Technical Research Institute)

For further speed-up of Shinkansen, reduction of aeroacoustic noise generated by a pantograph head has been an important subject of discussion. We visualized dipole noise source distribution around pantograph head and applied a cross spectrum to evaluate contribution on dipole noise source to sound pressure at observation point. The dipole noise source distribution is estimated by Howe's vortex theory from flow field quantities obtained through numerical simulation. As a result, we evaluate contribution to the observation point at the predominant frequency at where is effective to the decrease of aeroacoustic noise and showed aeroacoustic noise source.

キーワード：空力音, 二重極音源, クロススペクトル, 数値流体解析

Keyword: Aeroacoustic noise, Dipole Noise Source, Cross Spectrum, CFD

1. はじめに

日本では新幹線の沿線騒音に対して厳しい環境基準が定められているため,新幹線の更なる速度向上において沿線騒音の低減は非常に重要な課題である.新幹線屋根上部に取り付けられたパンタグラフから発生する空力音は沿線騒音の中でも大きく,そのエネルギーは速度の6~8乗に比例するため,空力音の低減は速度向上において非常に重要な課題である.

これまでの研究によってパンタグラフから発生する空力音は舟体部分の寄与が大きいことがわかっており,^[1]舟体と流れ場を関連付けた二重極音源の可視化などを進めてきた.しかしこれまでの,二重極音源分布の瞬時値を表示するにとどまっていたため,遠方場に伝わる空力音に対する寄与度を明確に示すことができなかった.^[2]

そこで本研究では,二重極音源の計算結果に対し,クロススペクトルを計算することによって各音源の観測点への時間的な寄与度を求めたので報告する.

2. 解析方法

2.1 解析対象モデル

解析対象にした舟体の断面形状を図1に示す.これまでの研究により,パンタグラフに取り付けられた舟体の流れ場は舟体中央部では3次元的であるが,それより側方では2次元流れとして扱えることがわかっている.^[3]そのため本研究では,舟体を2次元柱状物体として捉えて y_1y_2 断面に舟体断面形状を再現し,これを y_3 方向に押し出す形で2次元柱状モデルを作成し,3次元CFDを行った.

面取りの有無の影響を考慮するため,Type1,Type2の2

種類の舟体に対して解析を行っている.

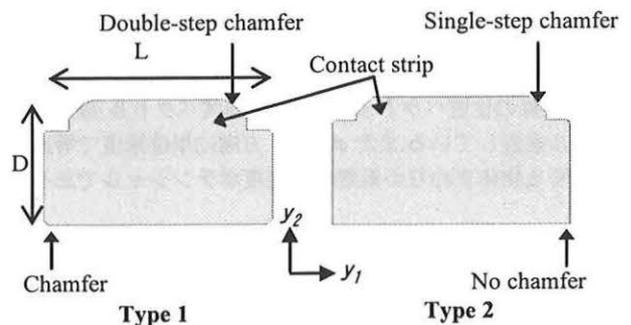


Fig.1 Panhead models.

Table 1 Dimensions of Panhead Models.

	L mm	D mm
Type 1	95.4	53.2
Type 2	100	55

2.2 非定常流れ解析手法

非圧縮非定常流れ場解析は,数値流体解析ソフト「FLUENT Ver.6.1」を使用し,LES計算を行い十分に発達した流れ場を再現した.

解析に用いた計算領域を図2に示す.まず y_1y_2 平面内において物体近傍には四角形セルを,その外側には三角形セルをそれぞれ使用した.次に y_1y_2 断面の格子を y_3 方向へ押し出す形で3次元格子を作成した.計算格子のセル数は約400万セル, y_1y_2 断面内における最小格子幅は0.1mmであり, y_3 方向の格子幅は5mmで20セル分とした.

境界条件は、上流側境界で一様流速 41.7m/s(=150km/h)を与え、下流側では散逸流速=0とし、側方境界は対称境界条件とした。また物体表面では no-slip 条件を与えた。

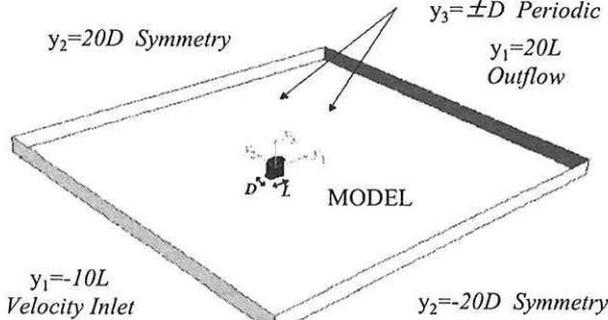


Fig.2 Computational Domain.

2.3 音源評価方法

流れ場の計算結果を元に、コンパクトな音に対する音響計算を行い、流れ場における二重極音源の導出と観測点での音圧を計算する音響シミュレーションを行った。低マッハ数流れで、しかも音源がコンパクトであると仮定すると、Howe の式を出発点として有限な計算領域において発生する二重極音の評価を式(1)により行うことができる。^[4]

$$Pa(x,t) = \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |x|^2} \int \frac{\partial}{\partial t} (\omega \times u)(y,t - \frac{|x|}{c_0}) \cdot \nabla \phi_i dy \quad (1)$$

ここで Pa は音圧、 c_0 は音速を表し、 x, y, ω, u はそれぞれ、観測点の位置ベクトル、空間座標、渦度ベクトル、速度ベクトルを表している。また ϕ_i は、 i 方向に単位速度で等速運動する物体まわりの仮想的な速度ポテンシャルである。^[2]

観測点の位置 x を固定すると式(1)の積分記号外側の項は定数とみなせる。そこで計算領域各点において式(1)の被積分項である式(2)を求め、舟体周りの二重極音源の強度 $D(y, t)$ を評価した。

$$D(y,t) = \frac{\partial}{\partial t} (\omega \times u)(y,t - \frac{|x|}{c_0}) \cdot \nabla \phi_i \quad (2)$$

上式は速度と渦度の時間変化が大きく、なおかつ物体形状の変化が急であるところが強い音源となることを示している。

2.4 クロススペクトルによる寄与度評価方法

観測点の音圧を表す式(1)を、二重極音源の強度 $D(y, t)$ を用いて式(3)のように表す。

$$Pa(x,t) = \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |x|^2} \int D(y,t) dy \quad (3)$$

式(3)より音圧 $Pa(x, t)$ の自己相関関数 $\langle Pa(x, t) \cdot Pa(x, t) \rangle$ は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \langle Pa(x,t) \cdot Pa(x,t) \rangle &= \langle Pa(x,t) \cdot \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |x|^2} \int D(y,t) dy \rangle \\ &= \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |x|^2} \int \langle Pa(x,t) \cdot D(y,t) \rangle dy \quad (4) \end{aligned}$$

この式は、観測点における音圧の自己相関関数が、観測点での音圧 $Pa(x, t)$ と計算領域各点の二重極音源強度 $D(y, t)$ の相互相関関数によって求まることを示している。ここで、音圧 $Pa(x, t)$ の自己相関関数 $\langle Pa(x, t) \cdot Pa(x, t) \rangle$ のフーリエ変換を $S_{PaPa}(\omega)$ 、音圧 $Pa(x, t)$ と各点の二重極音源強度 $D(y, t)$ の相互相関関数のフーリエ変換を $S_{PaD}(y, \omega)$ と書くと、周波数領域において式(4)を以下のように表現できる。

$$S_{PaPa}(\omega) = \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |x|^2} \int S_{PaD}(y, \omega) dy \quad (5)$$

式(5)の左辺はパワースペクトルであるから、式(5)の右辺のクロススペクトルの積分は実数のはずである。したがって、式(5)の被積分項の実部のみが二重極音源の実質的な寄与度を表していると考えられる。そこで、計算領域各点における観測点音圧への二重極音源強度の寄与度 $D_p(y, \omega)$ を次式(6)で表した。

$$D_p(y, \omega) = Re(S_{PaD}(y, \omega)) \quad (6)$$

3. 計算結果と考察

3.1 音圧レベル評価

十分遠方場とみなせる観測点 $(y_1, y_2) = (0, 2000)$ における、Type1, Type2 舟体の音圧のパワースペクトル密度を図3~4に示す。この音圧波形は1050step分の流れ場の計算結果から式(1)により求めたものであり、スペクトル解析ではサンプリング点数1024点、サンプリング周波数10kHzとし、50%オーバーラップしたhanning窓関数を使用した。また、同図には実験により求めた音圧レベルもプロットしてある。実験データは模型上方2mの地点に騒音計を設置し、150km/hにおける空力音を測定した。^[2]ただし実験で用いた供試体のスパン方向長さが600mmなのに対して数値解析の計算領域のスパン方向長さは100mmであるため、数値解析では音圧はスパン方向に無相関に分布していると仮定し、スパン長100mmで計算した音圧レベルを6倍して評価した。

数値計算結果と実験結果を比較すると、エオルス音の発生周波数などスペクトル上の特徴はよく一致していることがわかる。ただし、エオルス音のピークレベルには差が見られるがこれは計算領域のスパン方向長さが十分な大きさを持っていないためと思われる。

3.2 音響寄与度評価

1050step分の計算結果から式(2)で表される全点の二重極音源の強度 $D(y, t)$ を 2timestep ごとにストアした。これは 1timestep 毎にストアすべきデータ量が膨大であるため、偶数ステップのみの書き出しを行ったものである。図5~6に Type1, Type2 舟体周りの二重極音源分布の瞬時場の可視化結果を示す。Type1 舟体では舟体下面の前縁部および舟体上面のすり板前縁部でそれぞれ剥離した流れが舟体表面に再付着し舟体下面の後縁部およびすり板後縁部で再び剥離している。これらの再付着点近傍には強い二重極音源が分布している様子が捉えられる。次に Type2 舟体では舟体の下面側前縁部で剥離した流れは Type1 モデルと比べより後流側で再付着しており、同様に再付着点近傍に強い二重極音源が分布している様子が捉えられる。これら Type1, Type2 舟体を比較することにより、面取りによって再付着点がより後流側に移動することと、再付着点や舟体下流側の角部に強い二重極音源が存在していることが推察できる。

ただし、二重極音源は正と負の音源が隣り合っている場合が多いため、式(1)で体積積分を行うと互いに相殺してしまうものも多いためと考えられる。そこで音源相互の相殺効果を考慮するため、式(6)の二重極音源の寄与度 $D_p(y, \omega)$ を求めた。また比較のため計算領域各点で二重極音源のパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ を求めた。図7~8に Type1 舟体のパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ 、寄与度 $D_p(y, \omega)$ の結果を、図9~10に Type2 舟体のパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ 、寄与度 $D_p(y, \omega)$ の結果を、それぞれ示す。なお、図7~8では Type1 舟体のカルマン渦による発生空力音の周波数に相当する 176[Hz]について、図9~10では Type2 舟体のカルマン渦による発生空力音の周波数に相当する 146[Hz]について、それぞれのパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ 、寄与度 $D_p(y, \omega)$ を表示している。

上述のように Type1 舟体では舟体下面の前縁部および舟体上面のすり板前縁部で剥離した流れが再付着する地点近傍に強い二重極音源分布が局在している。このことはパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ を示す図7でも同様であり、舟体上面すり板の再付着地点近傍から再剥離領域にかけてと、舟体下面前縁部の再剥離点近傍で、二重極音源

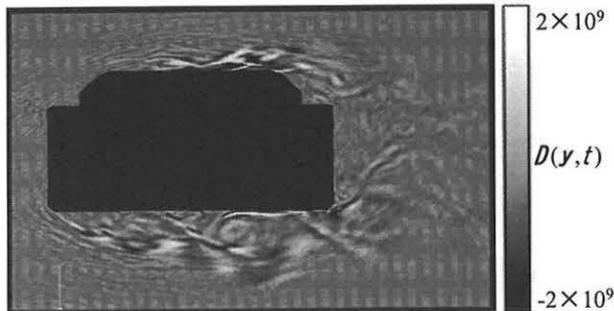


Fig.5 Instant Aeroacoustic Dipole Field.
(Panhead Type 1)

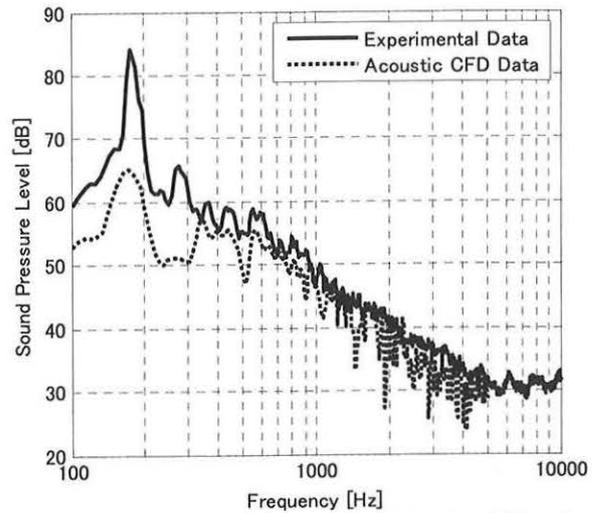


Fig.3 Sound Pressure Level of Panhead Type1.

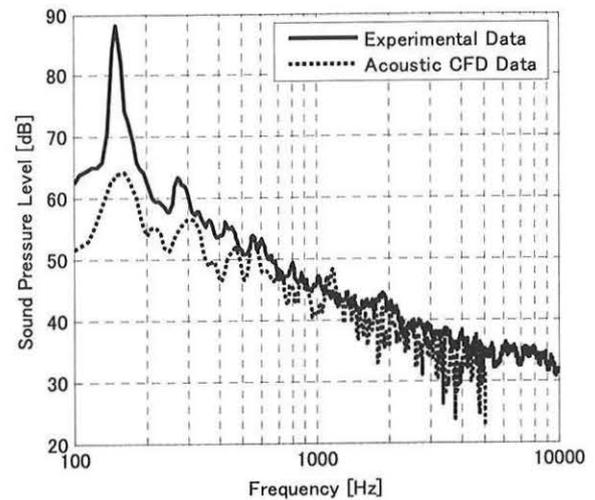


Fig.4 Sound Pressure Level of Panhead Type2.

のパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ は大きくなっている。しかし寄与度 $D_p(y, \omega)$ を示す図8の両部分は、正と負の寄与度 $D_p(y, \omega)$ が混在し、舟体上面のすり板後縁部近傍や、舟体後流側の剥離領域では正の寄与度 $D_p(y, \omega)$ が大きい様子が捉えられる。二重極音源強度の瞬時場やパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ の結果だけで評価すると、舟体上下面のせん断層領域が支配的な音源であるように見える。しか

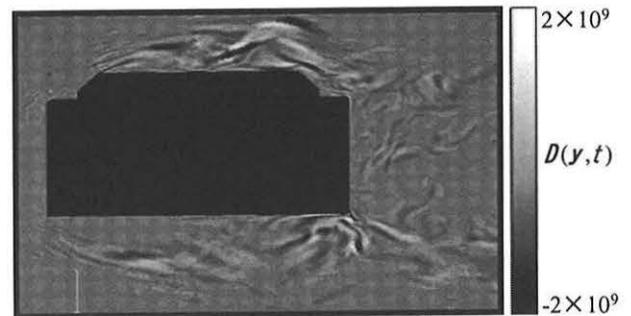


Fig.6 Instant Aeroacoustic Dipole Field.
(Panhead Type 2)

し、観測点への寄与度 $D_p(y, \omega)$ で評価すると、舟体上下面のせん断層領域は空間的に相殺され、舟体後流部分の二重極音源が観測点の音に大きく寄与していることが分かる。この部分は舟体後流でカルマン渦の巻きこみが生じる場所に相当しており、大きなスケールをもつ二重極音源が生成される場所であることを示すものと考えられる。このように本手法は時間的な相殺を考慮して二重極音源分布を評価する上で有用であることを示している。

同様に Type2 舟体でもパワースペクトル $S_{DD}(y, \omega)$ は舟体上下面のせん断層領域で強くなるが、寄与度 $D_p(y, \omega)$ は舟体上下面の剥離域は正と負の寄与度 $D_p(y, \omega)$ が分布し、舟体後流部分は正の寄与度 $D_p(y, \omega)$ が強くなっている。これは Type1 舟体同様、後流部分でカルマン渦の巻き込みが起こり、大きなスケールをもつ二重極音源が生成されているためと考えられる。また、Type1 舟体に比べ Type2 舟体では再付着点より後流側に移動し、剥離領域では正と負の寄与度 $D_p(y, \omega)$ がせん断層に沿って隣り合って分布している様子が捉えられる。この部分では剥離域近傍の速度分布がせん断層付近を境に逆向きになることや定常的な剥離が生じているため、正と負の寄与度 $D_p(y, \omega)$ が隣り合っていると考えられる。

4. まとめ

今回、Howe の音響類推と CFD により求めた流れ場情報に基づいて舟体から放射される二重極音の評価を行い、

次のことを示した。

- (1) 遠方場に放射される二重極音の予測を行い、エオルス音の発生周波数などスペクトル上の特徴が実験結果とよく一致していることを示した。
- (2) 観測点の音圧 $Pa(x, t)$ と計算領域各点の二重極音源強度 $D(y, t)$ のクロススペクトルを計算して、遠方場における音圧に対する二重極音源の寄与度 $D_p(y, \omega)$ を求めることにより、二重極音の音圧構造を明確にできることを示した。

5. 参考文献

- [1] 高石武久, 池田充: 数値計算による空力音源分布の評価法, 鉄道総研報告, Vol.17-11 (2003), pp.1-4.
- [2] 宝渦寛之ら: 高速用パンタグラフ舟体周り二重極音源分布の可視化, 可視化情報学会論文集, Vol.25 (2005), pp.13-20.
- [3] 池田充ら: 感圧塗料を用いたパンタグラフの舟体・枠組間における空力干渉の影響評価, 可視化情報学会誌, Vol.25 (2005), pp.321-324.
- [4] 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, 70-698-B (2004), pp.2523-2530.
- [5] Siddon, T.E.: Surface dipole strength by cross-correlation method, J. Acoust. Soc. Amer. 53-2 (1973), pp.619-633.

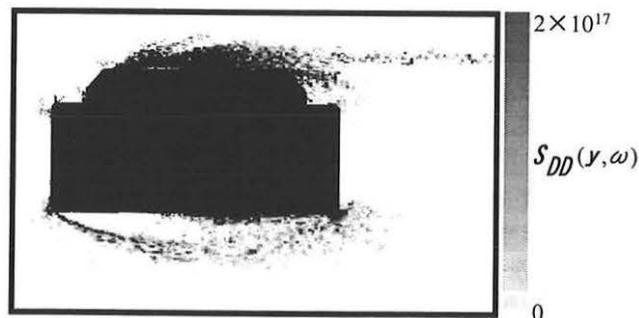


Fig.7 Dipole Source Distribution estimated by Power Spectrum. (Panhead Type 1 176[Hz])

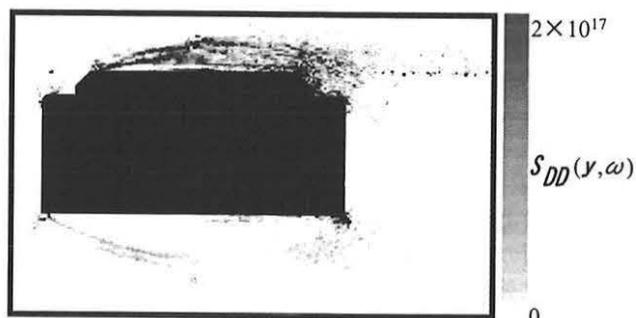


Fig.9 Dipole Source Distribution estimated by Power Spectrum. (Panhead Type 2 146[Hz])

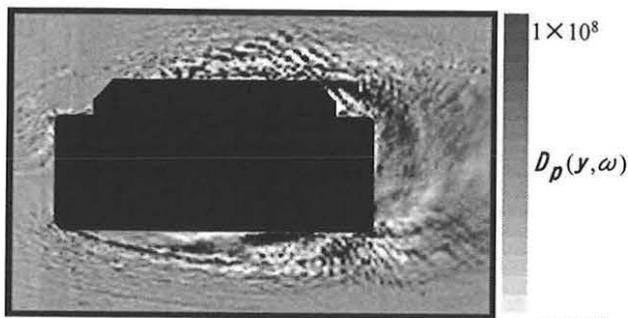


Fig.8 Dipole Source Distribution estimated by Cross Spectrum. (Panhead Type 1 176[Hz])

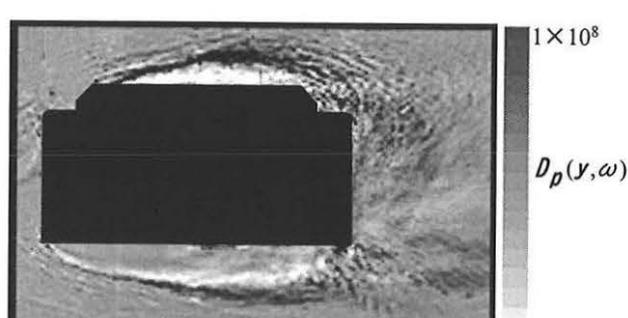


Fig.10 Dipole Source Distribution estimated by Cross Spectrum. (Panhead Type 2 146[Hz])