

# パンタグラフから発生する低周波空力音の 音源構造評価法

池田 充\* 光用 剛\*

**Method to Evaluate Structure of Low-Frequency Aeroacoustic Noise Source  
Generated by Shinkansen Pantograph**

Mitsuru IKEDA Takeshi MITSUMOJI

For further speed-up of Shinkansen, reduction of aeroacoustic noise generated by a pantograph has been an important subject of discussion. In particular, a panhead significantly influences the aeroacoustic characteristics of the pantograph. It is possible to evaluate a low-frequency aeroacoustic noise generated by the panhead by using Howe's vortex sound theory from flow field quantities obtained by numerical simulation. This paper describes the method to evaluate contributions of the low-frequency aeroacoustic noise sources around the panhead toward the noise observed at the far field. Visualizing the contributions of the noise sources around the panhead can show the aeroacoustic noise source structure around the panhead in the low-frequency domain.

キーワード：騒音，空力音，音源，CFD，集電系音，パンタグラフ，舟体

## 1. はじめに

最高速度300km/hで走行する新幹線では沿線騒音に対する空力音の寄与が大きいため、空力音低減は環境保全のための重要課題のひとつである。空力音とは、高速で移動する物体のまわりに形成される空気の渦の加速度運動によって引き起こされる音であり、そのエネルギーは物体と空気との相対流速の6～8乗に比例する<sup>1)</sup>。そのため、在来線のような低速域では車両から発生する空力音が問題となることは少ないが、高速で走行する新幹線車両では空力音が顕在化し、環境保全の阻害要因となる。

空力音を引き起こす渦の形成には物体形状が強く関与することから、空力音の低減は物体形状の改良により達成されることが多い。しかしながら、具体的な空力音低減方針を演繹的に決定することは容易ではない。空力音の挙動は流体の基礎方程式である Navier-Stokes 方程式により支配されるが、非線形の偏微分方程式であるため、解析的な取扱いが困難であるからである。そこで、風洞試験や現車走行試験を繰り返し、トライアンドエラーによって物体形状の改良をはかり、空力音低減を実現しているのが現状である。ただし、トライアンドエラーによる形状改良には時間と費用を要するうえ、形状改良方針そのものが適切でない場合には期待する空力音低減を達成することが不可能である。

そこで鉄道総研では、空力音低減のための形状改良方

針を効率的に策定する手段として、空力音およびその音源の評価にCFD(数値流体力学)を適用する方法の検討を進めてきた。高石らは、流れ場のCFD解析とHoweの渦音理論<sup>2)</sup>に基づく音響解析手法を組み合わせることにより低周波空力音の音源分布を評価する手法<sup>3)</sup>を提案している。ここでいう低周波空力音とはいわゆるコンパクトな空力音、言い換えれば音源領域の空間スケールに比べて波長の長い空力音のことであり、物理的には二重極音源として表現される。この手法は、従来からよく用いられているCurleの式<sup>4)</sup>に基づく空力音評価方法<sup>5)</sup>とは異なり、流れ場と遠方場に伝播する空力音とを関連付けた音源評価が可能であるという利点を持つ。ただし、流れ場中の渦運動によって生じる二重極音の発生過程においては、音源相互の強い打ち消し合いが生じる。そのため、音源分布をその強度だけで評価すると、遠方場の空力音には直接関係しない擬似的な音源の影響を多く含んでしまう。

そこで本論文では、Curleの式に対してSiddonが提案した音源寄与度評価手法<sup>6)</sup>を拡張し、遠方場に伝播する空力音の音圧と、物体まわり各点における二重極音源強度とのクロススペクトルを求めることによって二重極音源寄与度を定義し、これを用いて音源構造を評価する方法を提案する。

なお、本論文では新幹線の主要な空力音源のひとつであるパンタグラフの舟体から発生する空力音を対象とし、その音源構造についての考察を行なった。

\* 鉄道力学研究部(集電力学)

特集：鉄道力学

2. 二重極音源寄与度の評価法

本論文では、低マッハ数かつコンパクト近似(低周波近似)の成り立つ二重極音を対象とし、非圧縮非定常CFD解析と音響学的類推法を組み合わせた、いわゆる分離解法によって空力音の定量的解析を行う。流れ場中の音源構造を評価することを目的としているため、音響学的類推法として Howe の渦音理論を適用した。ただし、CFD解析結果と組み合わせるため、高石が提案した、解析領域が有限である場合にも二重極音の評価が可能である次式<sup>3)</sup>を用い、空力音を評価する。

$$p_a(\mathbf{x},t) = \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{int}} \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y},t - |\mathbf{x}|/c_0) \cdot \nabla \varphi_i d\mathbf{y} \quad (1)$$

ここで、 $p_a$  は空力音の音圧、 $\mathbf{x}$  は遠方場に設けた空力音観測点の位置ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}$  は渦度ベクトル、 $\mathbf{u}$  は流速ベクトル、 $\rho_0$  は空気の密度、 $c_0$  は音速、 $t$  は時間であり、 $\Omega_{int}$  は流れ場の解析領域を示す(図1)。また、 $\varphi_i$  は静止流体中を  $i$  方向に単位速度で等速運動する物体まわりの速度ポテンシャルであり、別途ラプラス方程式を解くことによって求められる。

式(1)の被積分項は、物体まわりの各点  $\mathbf{y}$  における二重極音源の強度と見なすことができる。そこで、二重極音源強度  $D_i(\mathbf{y},t)$  を次式により定義できる。

$$D_i(\mathbf{y},t) = \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y},t - \frac{|\mathbf{x}|}{c_0}) \cdot \nabla \varphi_i \quad (2)$$

上式は、流速と渦度の時間変化が大きく、なおかつ物体形状の空間変化が大きいところが強い音源となることを示している。式(2)を式(1)に代入することにより、遠方場の点  $\mathbf{x}$  で観察される空力音は二重極音源強度  $D_i(\mathbf{y},t)$  を用いて次のように表現できる。

$$p_a(\mathbf{x},t) = \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{int}} D_i(\mathbf{y},t) d\mathbf{y} \quad (3)$$

ただし、空間的に分布する二重極音源は相互の打ち消

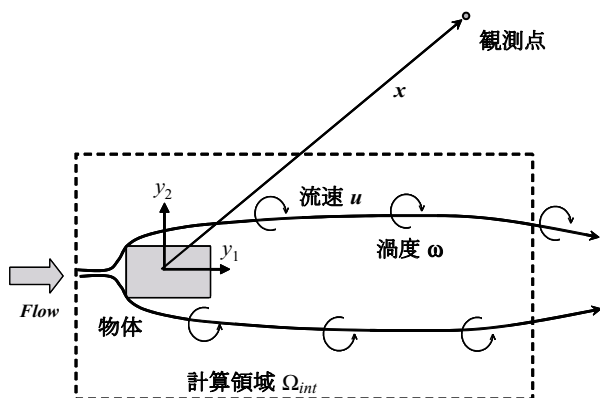


図1 二重極音の解析領域と空力音観測点

しあい強く生じるため、 $D_i(\mathbf{y},t)$  のなかには遠方場に放射される空力音に対して実質的な寄与のないものも多く含まれている。そのため、単純に  $D_i(\mathbf{y},t)$  の RMS 値分布を求めて音源評価を行っても、音源の空間構造を正しく評価したとはいえない。そこで、さらに検討を進める。

遠方場の点  $\mathbf{x}$  で観測される二重極音  $p_a(\mathbf{x},t)$  の自己相関関数は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} & \langle p_a(\mathbf{x},t) \cdot p_a(\mathbf{x},t+\tau) \rangle \\ &= \langle p_a(\mathbf{x},t) \cdot \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int_{\Omega_{int}} D_i(\mathbf{y},t+\tau) d\mathbf{y} \rangle \\ &= \int_{\Omega_{int}} \langle p_a(\mathbf{x},t) \cdot \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} D_i(\mathbf{y},t+\tau) \rangle d\mathbf{y} \quad (4) \\ &= \int_{\Omega_{int}} \langle p_a(\mathbf{x},t) \cdot D_x(\mathbf{x},\mathbf{y},t+\tau) \rangle d\mathbf{y} \end{aligned}$$

ただし、演算子  $\langle \cdot \rangle$  は

$$\langle f(t) \cdot g(t+\tau) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) g(t+\tau) dt \quad (5)$$

であり、また  $D_x(\mathbf{x},\mathbf{y},t)$  を次式により定義している。

$$D_x(\mathbf{x},\mathbf{y},t) \equiv \frac{\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} D_i(\mathbf{y},t) \quad (6)$$

式(2)と式(6)を式(1)に代入すると明らかであるが、遠方場の点  $\mathbf{x}$  で観測される空力音は  $D_x(\mathbf{x},\mathbf{y},t)$  の空間積分として表現できる。

式(4)は、観測点  $\mathbf{x}$  で観測される二重極音の音圧の自己相関関数が、観測点における音圧  $p_a(\mathbf{x},t)$  と計算領域各点における二重極音源強度  $D_i(\mathbf{y},t)$  との相互相関関数によって表現できることを示している。そこで、式(4)の両辺をフーリエ変換すると次式が導かれる。

$$S_{p_a, p_a}(\mathbf{x},\omega) = \int_{\Omega_{int}} S_{p_a, D_x}(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega) d\mathbf{y} \quad (7)$$

ただし記号  $S_{f,g}$  はクロススペクトル

$$S_{f,g}(\omega) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f(t) \cdot g(t+\tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (8)$$

を表す。式(7)より、遠方場で観測される二重極音の音圧パワースペクトルは、遠方場で観測される二重極音の音圧と物体まわり各点における二重極音源強度とのクロススペクトルの空間積分によって表現できることがわかる。ところで、パワースペクトルは実数であるから、式(7)右辺のクロススペクトルの積分も実数となるはずである。これは、式(7)右辺の空間積分において、虚数成分が互いに打ち消しあうことを意味している。つまり、式(7)右辺の被積分項のうち実数部のみが二重極音に対する実質的な寄与度を表していると考えられる。そこで、遠方場の点  $\mathbf{x}$  で観測される二重極音に対する、物体まわりの点  $\mathbf{y}$  における二重極音源寄与度  $D_p(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega)$  を次式により定義する。

$$D_p(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \text{Re}(S_{Pa, D_x}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)) \quad (9)$$

この二重極音源寄与度の空間分布を調べることで、音源構造を定量的に評価することが可能となる。そこで次章ではパンタグラフの舟体から発生する空力音に対する二重極音源寄与度分布を求めることにより、音源構造についての検討を行なう。

### 3. パンタグラフ舟体の二重極音源の寄与度分布

#### 3.1 解析対象と流れ場解析手法

これまでの研究により、パンタグラフから放射される空力音は舟体（図2）の寄与が最も大きいこと、舟体まわりの流れ場は舟体中央部を除けばほぼ2次元流れとして扱ってもよいこと、などがわかっている<sup>7)</sup>。そこで本研究では舟体を2次元柱状物体としてモデル化し、そのまわりの二重極音源の寄与度分布を求めることによって、音源構造の評価を行なう。全体の手順としては、まず流れ場の非圧縮非定常CFD解析を行い、流れ場情報（流速分布）を得る。次に式(1)により遠方場の空力音を求める。最後に、式(7)によって二重極音源寄与度分布を求め、音源構造評価を行なう。

今回、解析対象とした舟体モデルの断面形状を図3に示す。流れ場のCFD解析は汎用ソルバFLUENT Ver6.1を用いて行い、LESによる非定常非圧縮計算を行った。図4に示すように、 $y_1 - y_2$ 面に舟体断面形状を再現し、これを $y_3$ 軸方向に押し出して格子を作成した。解析に用いた計算領域は図4に示すとおりであり、計算格子のセ

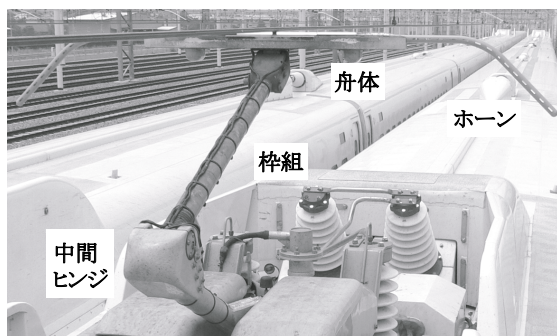


図2 新幹線用パンタグラフの一例

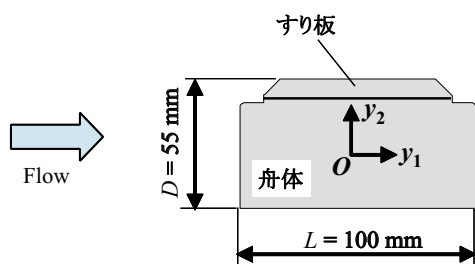


図3 解析対象とする舟体モデルの断面形状

ル数は約400万セル、 $y_1 - y_2$ 面内における最小格子幅は0.1mmである。スパン方向（ $y_3$ 軸方向）の格子幅は5mmで、格子数は20である。境界条件は、上流側境界に一樣流速42m/sを与え、下流側境界は散逸流束が0となる条件を与えた。また、舟体のスパン方向境界に対しては周期境界条件を、舟体の上下両面の境界には対称境界条件を、それぞれ課すとともに、舟体表面にはno-slip条件を与えた。

#### 3.2 音圧レベルの評価と実験値との比較

音源領域に対して十分に遠方場であるとみなせる点 $(y_1, y_2, y_3) = (2000, 2000, 0)$ を観測点 $\mathbf{x}_0$ と定め、この点で観測される舟体の二重極音を式(1)より求めた。空力音の算出に必要な流れ場情報は前節で説明したCFD解析により与えた。具体的には、流れ場のCFD解析を1050ステップ分実行し、その結果得られた流れ場情報を用いて観測点における音圧波形を計算した。さらに、そのパワースペクトル密度を算出して音圧レベルを求めた。パワースペクトル密度の算出条件は、サンプリング点数512点、サンプリング周波数10kHz、オーバーラップ50%、窓関数hanning窓とした。

一方、2次元舟体模型を用いた風洞実験を実施し、音圧レベルの実測を行なった。実験装置の概要を図5に示す。舟体模型は図3に示した舟体モデルと同一断面を持ち、スパン長600mmの実寸模型である。供試体に対して $\mathbf{x}_e = (1414, 1414, -300)$ の位置にマイクロホンを設置し、風速42m/sにおける空力音を測定した<sup>8)</sup>。

この両者を比較することにより、二重極音の数値解析精度の検証を行う。ただし、実験では供試体のスパン方向長さが600mmであるのに対して、数値解析では計算領域のスパン方向長さが100mmであるため、数値解析結果を実験に合わせて換算する必要がある。その場合、流れ場のスパン方向の相関長さが重要となる。そこで、風洞実験において舟体後流 $(y_1, y_2, y_3) = (117, 27.5, 0)$ の流速測定を別途実施し、スパン方向の相関長さを測定した。その結果をもとに、数値計算結果に相関長モデル<sup>9)</sup>を当てはめることによってスパン方向長さ600mmの舟体から発生する二重極音を評価した。さらに、数値解析と実験では空力音観測点と舟体までの距離が異なるた

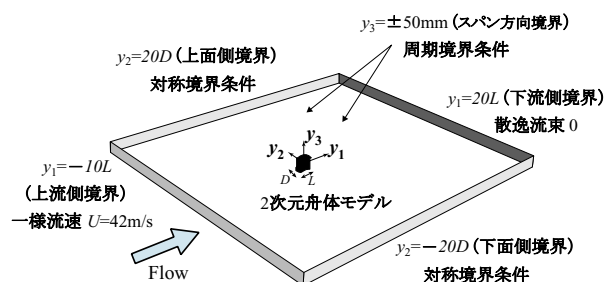


図4 流れ場解析の計算領域

特集：鉄道力学

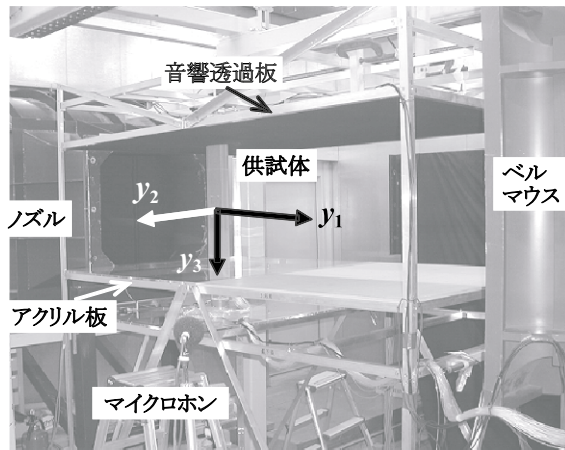


図5 2次元舟体模型を用いた風洞実験

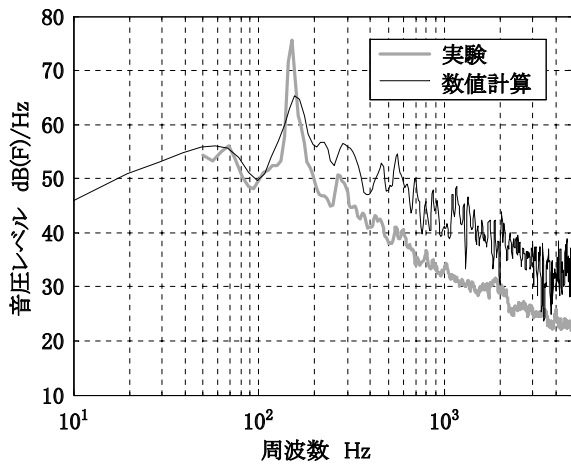


図6 舟体から発生する二重極音の計算結果と実験結果との比較

め、実験値を逆2乗則により補正し、観測点  $x_0$  において観測される空力音に換算した。

以上の方法によって、舟体から放射される二重極音の数値解析結果、ならびに実測結果を比較したものが図6である。146Hzに顕著な狭帯域音が認められるが、これは舟体から周期的に放出されるカルマン渦列によって生じるエオルス音である。数値計算結果を実験結果と比較すると、エオルス音のピーク周波数に関してはよく一致

しているものの、エオルス音のピークレベル、あるいはエオルス音よりも高周波側における音圧レベルについては有意な差が認められる。これは、数値解析に使用した計算格子のスパン方向長さ、およびスパン方向の空間分解能が十分ではなかったため、カルマン渦の強度を十分正確に捉えることができていないためと思われる。しかし、今回の計算に使用した鉄道総研の計算機リソースのもとでは、これ以上の計算精度向上は困難であった。

このように、数値解析の定量的な精度については必ずしも十分とは言い難いが、前述の通り数値計算により求めたエオルス音のピーク周波数は実験結果とよく一致していることから、舟体後流の流れ場における渦のマクロな挙動については数値解析でもよく再現されているものと判断できる。そこで以下では、この数値解析結果をもとに、2章で述べた手法に基づいて音源構造の定量的評価を試みる。

### 3.3 エオルス音に対する二重極音源寄与度評価

はじめに、遠方場の点  $x_0 = (2000, 2000, 0)$  において観測される舟体の二重極音について、式(6)で定義された  $D_x(x_0, y, t)$  のパワースペクトルを求め、周波数毎の空間分布を求めた。これは、観測点位置を考慮したうえで二重極音源強度のRMS値を求め、周波数ごとにその空間分布を求めていることに相当する。ただし、各点における二重極音源強度のデータ量は膨大であるため、二重極音の算出に用いた1050ステップの計算データのうち偶数ステップのみを書き出し、評価に用いた。図7は二重極音の卓越周波数、すなわちエオルス音のピーク周波数である146Hz成分における  $S_{D_x D_x}$  の空間分布を示したものである。この図より、音源構造を二重極音源強度のパワースペクトルに基づいて評価すると、すり板の上流側端部近傍や舟体下面の上流側端部近傍など、剥離点近傍の剥離せん断層に強い音源が分布しているように見えることがわかる。

これに対し、式(9)で定義した二重極音源寄与度を用いて、観測点  $x_0$  において観測される二重極音に対する音源寄与度評価を行った結果を図8に示す。なお、図7と

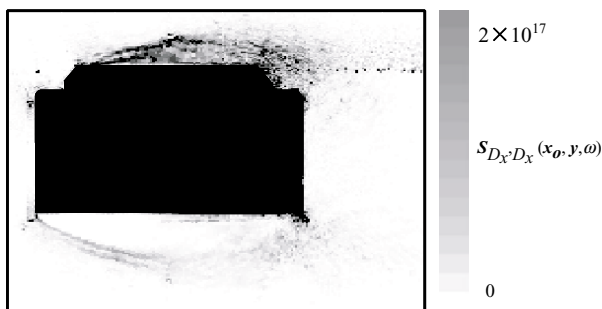


図7 舟体まわりの  $S_{D_x D_x}(x_0, y, \omega)$  の分布 (空力音観測点  $x_0 = (2000, 2000, 0)$ ; 146Hz成分)

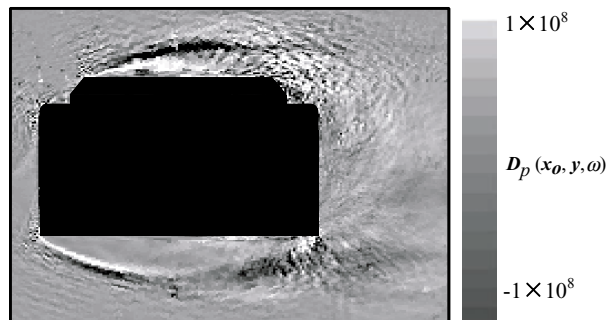


図8 舟体まわりの二重極音源寄与度の分布 (空力音観測点  $x_0 = (2000, 2000, 0)$ ; 146Hz成分)

同じく、エオルス音のピーク周波数である146Hz成分について示している。図7において強い音源が集中しているように見えた、すり板の上流側端部近傍、あるいは舟体下面の上流側端部近傍に注目すると、これら領域では音源寄与度が正の値をとる層と負の値をとる層とが隣り合うように分布していることがわかる。したがって、これらの寄与度は互いに相殺し、領域全体としての音源寄与度は見かけほど大きくはないことが予想される。一方、舟体後流でカルマン渦が巻き上がる領域において音源寄与度が大きくなっている様子が確認できる。これに対して二重極音源強度のパワースペクトルに基づいた評価を行なった図7では、遠方場で観測される空力音に対して高い寄与度をもつ音源が舟体後流に存在することを認識することは難しい。

次に、より定量的な寄与度評価を行うため、舟体近傍の空間を図9(a)に示すように4つの領域に分割し、各領域について二重極音源寄与度の146Hz成分を積分することによって、各領域のエオルス音に対する音源寄与度を評価した。その結果を図9(b)に示す。この結果より、二重極音源強度のパワースペクトルが大きな値をとる点が集中している領域2や領域3よりも、舟体後流の領域4の方が、実は遠方場に放射されるエオルス音に対して大きな寄与を有していることがわかる。特に、舟体下面側の領域2では、二重極音源強度のパワースペクトルとしては大きな値が分布しているものの、遠方場に放射される二重極音に対する寄与はほとんどないことがわかる。

剥離点近傍のせん断層では  $\omega \times u$  の値が大きく、しかもせん断層が空間的にふらつくためその微分量も大きい。したがって、式(2)で定義される二重極音源強度も大きな値を示す。しかし、せん断層のふらつきに伴う  $\omega \times u$  の微分量はせん断層の両側で逆符号となるため、せん断層の渦構造自体が安定的である限り、遠方場に放射される二重極音に対する寄与は大きくはならない。一方、舟体後流ではカルマン渦列の生成、移流、崩壊といった非定常現象が大きなスケールで生じるため、エオルス音のピーク周波数における各点の二重極音源強度そのもの

のが顕著に大きな値とはならなくとも、各点相互の相殺が生じないため、領域全体としては遠方場に放射されるエオルス音に対して大きな音源寄与度を示す。

このように、二重極音源強度の空間分布に注目するよりも、二重極音源寄与度の空間分布を調べる方が、音源構造をよりの確に捉えることが可能であることがわかる。

### 3.4 二重極音源の空間構造

前節において、式(8)で評価される二重極音源寄与度が音源構造を評価する上で有用であることを示した。そこで、二重極音源寄与度の空間分布をより広い範囲にわたって示すことにより、空間的な音源構造の評価を試みる。ただし前節同様、遠方場における観測点  $x_0$  において観測される二重極音を対象とする。

図10(a)は、エオルス音の卓越周波数である146Hzにおける音源寄与度の空間分布を示したものである。舟体後流では、正の音源寄与度を示す領域と負の音源寄与度を示す領域とが  $y_1$  方向に対して周期的に現れているが、その波長は一对のカルマン渦の間隔に等しい。このように、エオルス音の音源構造がカルマン渦列の空間構造(生成位置や渦相互の位置関係など)と密接に関連していることが明瞭に示される。

図10(b)は、エオルス音の倍調波成分である303Hzにおける音源寄与度の空間分布を示したものである。舟体後流において正の音源寄与度を示す領域と負の音源寄与度を示す領域とが  $y_1$  方向に対して周期的に現れていることは146Hzの場合と同様であるが、その波長は一对のカルマン渦の間隔ではなく、ひとつひとつのカルマン渦の  $y_1$  方向に対する間隔に等しい。これは、303Hzの空力音がひとつひとつのカルマン渦の放出周期に対応しているためである。なお、音源寄与度の周期的な縞模様が  $y_2$  軸に対して傾いて分布しているように見えるが、これは観測点  $x_0$  が舟体中心に対して斜め下流側に位置しているためである。

図10(c)は、卓越したピーク音が存在しない517Hzにおける、音源寄与度の空間分布を示したものである。舟

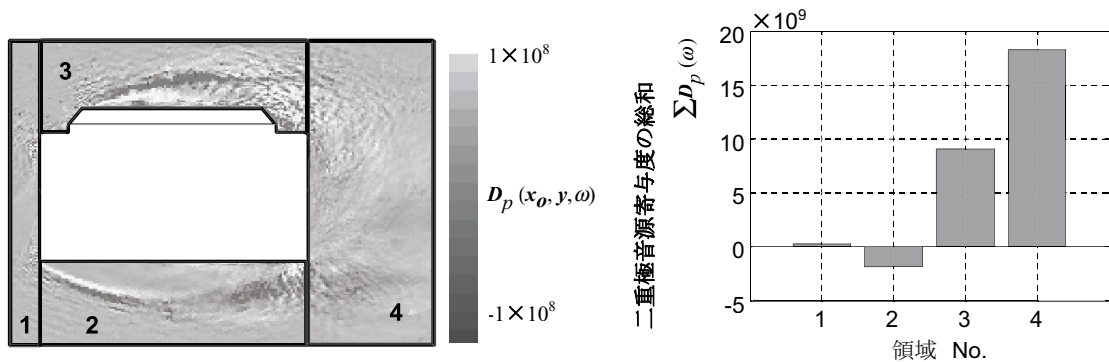


図9 主要な領域ごとの二重極音源寄与度評価結果 (146Hz成分)

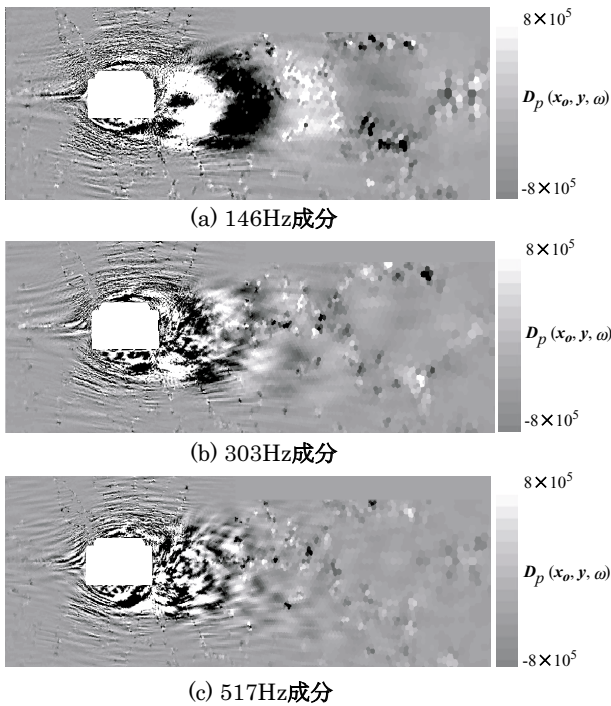


図10 二重極音源寄与度の空間分布  
(空力音観測点  $x_0=(2000,2000,0)$ )

体後流には秩序だった音源構造は存在しておらず、音源相互の激しい相殺が生じている様子がわかる。図10(c)についてコンタスケールを変更したうえで、舟体近傍における音源寄与度分布を作画したものを図11に示すが、特に高い音源寄与度を示す二重極音源は舟体後縁部近傍に集中していることがわかる。

このように、二重極音源寄与度の空間分布を観察することによって空間的な音源構造を把握することが可能であり、二重極音の発生メカニズムを考察する上において音源寄与度の評価は有用である。

#### 4. 結論

低周波空力音の音源構造を評価する方法として、遠方場で観測される二重極音の音圧と物体まわり各点における二重極音源強度のクロススペクトルを求め、遠方場に放射される二重極音に対する各音源の寄与度を定量的に評価する手法を提案した。これをパンタグラフの舟体に対して適用したところ、本手法は低周波空力音の空間的な音源構造を評価する上で有用であることがわかった。

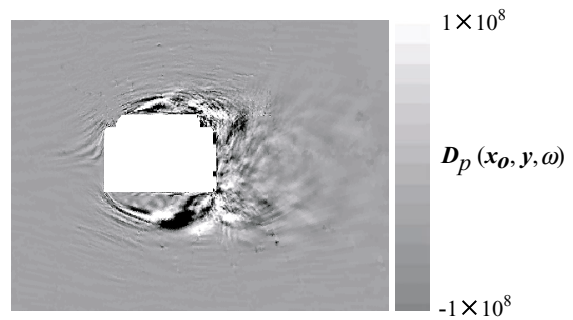


図11 舟体近傍における二重極音源寄与度分布  
(空力音観測点  $x_0=(2000,2000,0)$  517Hz 成分)

#### 謝 辞

本研究の実施にあたり、元 東京農工大学修士2年の高岩利充氏(現 ホンダ技術研究所)の多大なご助力を頂いた。ここに謝意を表す。

#### 文 献

- 1) Lighthill, M.J., "On sound generated aerodynamically. 1 General theory," Proc. Roy. Soc., A 211, pp.564-587, 1952
- 2) Howe, M.S., *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*, Cambridge Univ. Press, UK, pp.157-166, 1998
- 3) Takaishi, T., Ikeda, M. and Kato, C., "Method of evaluating dipole sound sources in a finite computational domain," J. Acoust. Soc. Amer., 116-3, pp.1427-1435, 2004
- 4) Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," Proc. Roy. Soc., A 231, pp.505-514, 1955
- 5) Hardin, J.C. and Lamkin, S.L., "Aeroacoustic Computation of Cylinder Wake Flow," AIAA Journal, Vol.22, No.1, pp.51-57, 1984
- 6) Siddon, T.E., "Surface dipole strength by cross-correlation method," J. Acoust. Soc. Amer., 53-2, pp.619-633, 1973
- 7) 池田充, ほか5名: 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, pp.321-324, 2005
- 8) 宝渦寛之, ほか3名: 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, pp.13-20, 2005
- 9) 飯田明由, ほか3名: 空力音の発生機構に関する実験解析(第1報, 円柱表面圧力変動の空間構造について), 機論B, 95-0649, pp.4371-4378, 1995