

## 3D06 動的モード分解を用いた共鳴器開口部の時空間構造抽出

○門前涼介，河野優駿，後藤知伸，中井唱，中森友仁，松野隆（鳥取大学），西村正治（Nラボ）

Extraction of Spatiotemporal Structures at the Resonator Aperture via Dynamic Mode Decomposition

Ryosuke Monzen, Yushun Kawano, Tomonobu Goto, Tonau Nakai,  
Tomohito Nakamori, Takashi Matsuno (Tottori University) and Masaharu Nishimura (N lab)

Key Words Flow Visualization, Helmholtz Resonator, Dynamic Mode Decomposition

### Abstract

The acoustic absorption characteristics of resonators employed for the suppression of noise and combustion instabilities in devices such as gas turbine combustors are significantly altered in the presence of grazing flow, due to the interaction between the acoustic oscillatory flow within the resonator opening and the external stream. In the present study, attention is focused on the modifications of the flow structure at the opening of a Helmholtz resonator, and the resulting flow field variations induced by the interaction between acoustic oscillations and external flow are analyzed using time-resolved particle image velocimetry (PIV) and dynamic mode decomposition (DMD).

### 1. 緒言

航空機エンジンや燃焼器における騒音・燃焼振動の抑制を目的として、ヘルムホルツ共鳴器が用いられている<sup>[1]</sup>。ヘルムホルツ共鳴器は、空気的首部での振動が騒音・燃焼振動と共鳴し、それらを抑制する機能を持つ。Guessによれば、共鳴器の吸音現象は、壁面での粘性減衰・開口部の渦の拡散・開口部からの放射減衰の三要因によるとされており<sup>[2]</sup>、基本的な特性はすでに広く知られている。

一方で、流体機械への設置環境では、図1に示すように共鳴器開口部に外部流れが存在する。このとき、音響共鳴によって発生する振動流と外部流とが干渉するため、開口部周辺の流れ場は変化する。これが共鳴器の吸音特性に影響を与えることが報告されている<sup>[3,4]</sup>。西村らは共鳴器開口部での音と渦の相互干渉と音響エネルギー散逸率の関係から、このときには吸音領域と発音領域が局所的に分布し、時間的に移動することを示した<sup>[5]</sup>。しかしながら、外部流れと振動流の干渉流れ構造と、それが音響特性に与える影響は十分明らかにされていない。

そこで本研究では、ヘルムホルツ共鳴器開口部の流れ構造の変化と音響特性の関係の解析を目的とした。そのために、干渉流れ場を時系列 PIV で計測し、得られた速度場に動的モード分解（DMD：Dynamic mode decomposition）を適用した。DMDは非線形システムの時系列データから支配的な時空間的モードを抽出できる手法であり、流体现象の周期的構造を同定することが可能である。また、Howeの渦音源理論<sup>[6]</sup>を用いて、算出された流れの主要モードから音響エネルギー散逸率密度を算出した。この理論は、流れ場

中の渦と速度の相互作用によって音響エネルギーがどのように散逸されるかを定量化するものであり、流れと音の干渉による吸音メカニズムを理解するうえで重要である。

これらの手法を用いて、周波数ごとに主要な流れのモード、そして、各モードの吸音・発音量を算出することで吸音特性に影響を与える流れ構造を調べた。

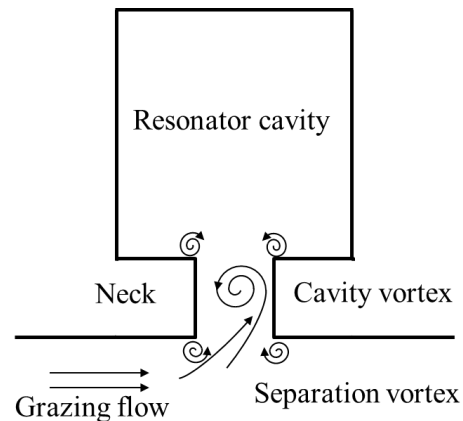


Fig. 1 Schematic of the flow during sound absorption

### 2. 実験概要・解析方法

#### 2.1 実験装置および実験

本研究で用いた矩形ダクトおよび共鳴器の構成図を図2に示す。矩形ダクトに音響加振を与えるドライバユニットと共鳴器型吸音器を設置し、気流中の騒音低減性能を評価できるモデルとなっている。

本稿では矩形ダクトを主管、共鳴器型吸音器を共鳴器と呼ぶ。また、主管内の気流（主流）をグレー

ング流，その中心流速をグレージング流速と呼ぶ。

実験では音響計測と流体計測をおこなった．音響計測時には管壁にマイクロフォンを設置した．本研究では，図2に示す，共鳴器内のマイクロフォン (micB) とダクトに設置したマイクロフォン (micF) の2個のマイクロフォンの結果を用いて解析をおこなった．

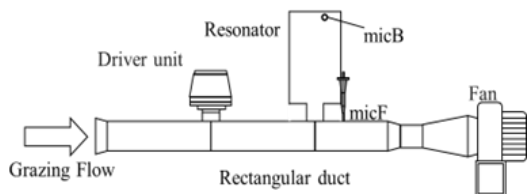


Fig. 2 Schematic of the Helmholtz resonator on the duct

## 2.2 実験条件

本研究では，高速度カメラを用いた時系列PIV (PIV: Particle Image Velocimetry) により，流体の時系列速度場を計測した．撮影対象は図3のPIV概略図に示す赤枠内の領域であり，撮影範囲の大きさは108 mm × 108 mmである．空間解像度は1024 × 1024ピクセル，時間解像度は1/5000秒であり，この条件で速度ベクトルを取得した．

実験では，グレージング流速と音響加振の音圧をパラメータとして変化させた．グレージング流速  $U_g$  は0～45 m/s の範囲で，音圧は110～140 dBの範囲でそれぞれ変更した．加振周波数は，事前に調査した共鳴周波数に基づき，178 Hzに固定した．

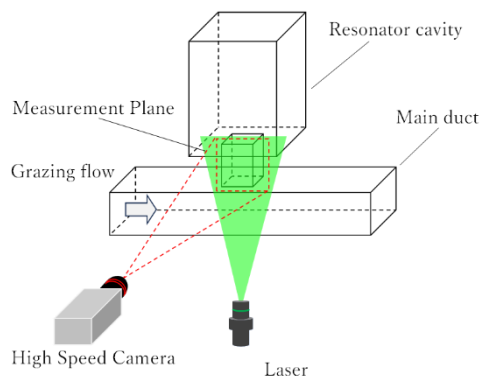


Fig. 3 Schematic of PIV measurement set up

## 2.3 音響エネルギー散逸率密度

Howeらによれば，渦度と局所速度の外積 ( $\omega \times u$ ) が音響の発生と吸収に関与することを方程式で示した<sup>[6,7]</sup>．音響エネルギー散逸率密度は式 (1) のように表すことができる．

$$\epsilon = \int \rho_0 (\omega \times u) \cdot u' dV \quad (1)$$

$\rho_0$ は空気密度， $\omega$ は渦度， $u'$ は変動流速である．この

式は，音のエネルギーが渦運動に供給されることによる音響エネルギーの散逸率を示している．正の値であれば，音から渦にエネルギーが供給されるので吸音を意味し，負の値であれば，渦から音にエネルギーが供給されるので音の発生を意味する．なお，音エネルギーのほとんどが渦運動のエネルギーと音エネルギーの授受（放射抵抗や粘性抵抗は無視できる）である場合に，この式は用いることができる．今回の実験では，式 (1) を

$$\epsilon = -\rho_0 (\omega \times u) \cdot u' \quad (2)$$

と改めて定義し，これを音響エネルギー散逸率密度と呼ぶこととする．負号をつけることで正の時には発音，負の時は吸音を意味する．

## 3. 結果・考察

### 3.1 音響インピーダンス計測

まず，Fig. 4に河野らによる同モデルの音響レジスタンスの計測結果を示す<sup>[8]</sup>．本モデルは，加振音圧が130 dBのとき，グレージング流速 12.5 m/sまではレジスタンスはほぼ一定で，わずかな増加傾向を示す．グレージング流速 25 m/s以上ではレジスタンスは線形に増加しており，これらの間は遷移領域として非線形な特性を持つ．この特性が示すように，低速域・高速域で流体音響場は異なる構造であると考えられる．他の研究からも，音響レジスタンスは低速域では音圧に依存し高速域では流速に依存すると報告されており，本実験結果はこれを支持するものである．

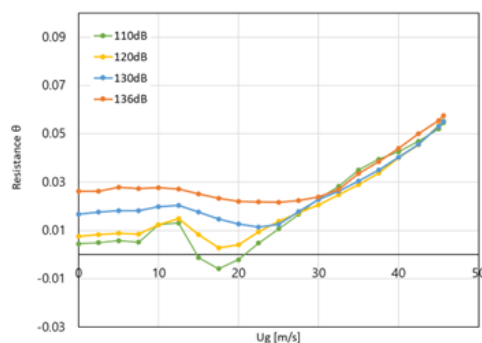


Fig. 4 Acoustic resistance due to change in flow velocity<sup>[8]</sup>

### 3.2 流れ場のDMD解析

本節では，グレージング流速の変化が吸音・発音特性に与える影響を，流れ構造の観点から明らかにすることを目的とする．そのため，時系列の二次元速度場 ( $u, v$ ) に対して DMD 解析を実施した．

DMDモードの算出には，Tuらが提案したexact DMDを用いた<sup>[9]</sup>．しかし，DMDでは物理的に重要なモードを選ぶ明確な基準がない．本研究では，Ohmichiらが提案した食欲法によるモード選択<sup>[10]</sup>を用いて，元の流れ場との再構成誤差率が小さくなる

ようにモード（mode 1, mode 2, ...）を選択した。

音圧130 dB，グレージング流速10, 20, 30 m/sでのDMD解析結果を図5から図7に示す。また，これらのモードに対応する周波数と成長率を表1から表3にそれぞれまとめた。なお，DMDでは複素共役なモード対が得られるが，ここでは周波数が正となるモードのみを対象とする。

mode 1は表1,2,3より成長率および周波数が0に近いので，時間平均的な定常モードであると解釈できる。図5 (a) に示すように，10 m/sでは首部と主管の接続部付近にせん断層が形成され，主流が大きく蛇行している。一方で，図6 (a) および図7 (a) に示されるように，グレージング流速の増加に伴い，首部内に閉じた循環流れ（以下，キャビティ渦と呼ぶ）の構造が現れる。30 m/sでは安定した大きなキャビティ渦構造が形成されている。これは流速の増加に伴い，安定したキャビティ渦の影響が強くなり，相対的に振動流の影響は小さくなっていることを示している。

次に，mode 2について調べる。表1-3に示す通り，本モードは周波数が音圧加振周波数（178 Hz）とほぼ一致しており，音響による振動モードであると考えられる。図5 (b) から，首部で上下振動する流れ構造が確認できる。いずれの流速条件においても，本モードは上下に振動する流れ構造がみられるが，図6 (b) および 図7 (b) に示されるように，流速増加に伴って振動流の構造が非対称となる。これは，mode 1同様に流速の増加に伴い音響振動のエネルギーが相対的に低下していることを示している。

表1,2よりmode 2の成長率を比較すると，20 m/sで

は10 m/sに比べて成長率が高い。これは振動流の減衰が抑制されていることと関連している可能性があるが，キャビティ渦と振動流の干渉による吸音・発音特性を含め，今後の詳細な解析が必要である。

最後に，mode 3について調べる。表1-3より本モードは音圧加振周波数の倍音（355 Hz）に対応している。また，図5-7 (c)からわかるように剥離せん断層と渦の移流が抽出されており，開口部からの剥離流モードと呼べる。

グレージング流速による変化に注目すると，まず図5 (c) に示す10 m/sの条件では，開口部から剥離した流れがせん断層を形成し，その後下流に移流される様子が明確に観察される。20 m/sでも基本的な流れ構造は同じだが，詳細な変動が減少し，大規模で安定的な渦列が形成されている（図6 (c)）。この安定した渦列構造は倍音周波数での振動を強化し，音エネルギーと流体エネルギーの効率的な相互作用を促進すると考えられる。一方で，30 m/sでは剥離せん断層のような流れ構造は見られず，代わりに首部内で大きな渦構造が振動し，渦が共鳴器内に移動している（図7 (c)）。

これらの結果より，流速の増加に伴い，音響振動モードが弱まり，周期性の強い変動成分が減衰することが明らかになった。また，キャビティ内の流れ構造と音響振動の干渉の形態は，流速に依存して大きく変化する。DMDにより抽出されたモードの構造変化は，音響エネルギーの持続・減衰のメカニズムに大きく関連していると考えられ，今後の詳細な検討が求められる。

Table.1 Frequency and Growth rate (Ug = 10 m/s)		
mode number	Frequency, Hz	Growth rate, 1/s
1	0	-0.27
2	177.6	-5.89
3	355.1	-28.74

Table.2 Frequency and Growth rate (Ug = 20 m/s)		
mode number	Frequency, Hz	Growth rate, 1/s
1	0	-0.32
2	177.6	-2.79
3	354.3	-26.88

Table.3 Frequency and Growth rate (Ug = 30 m/s)		
mode number	Frequency, Hz	Growth rate, 1/s
1	0	-0.36
2	177.3	-7.53
3	353.5	-82.81

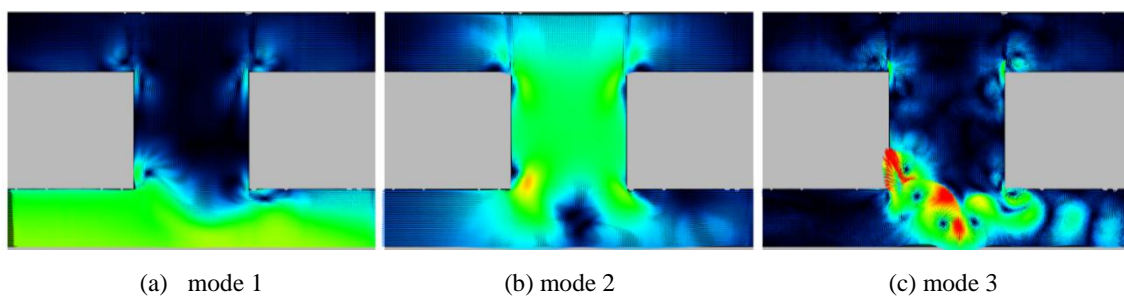


Fig. 5 DMD analysis result ( $U_g = 10$  m/s)

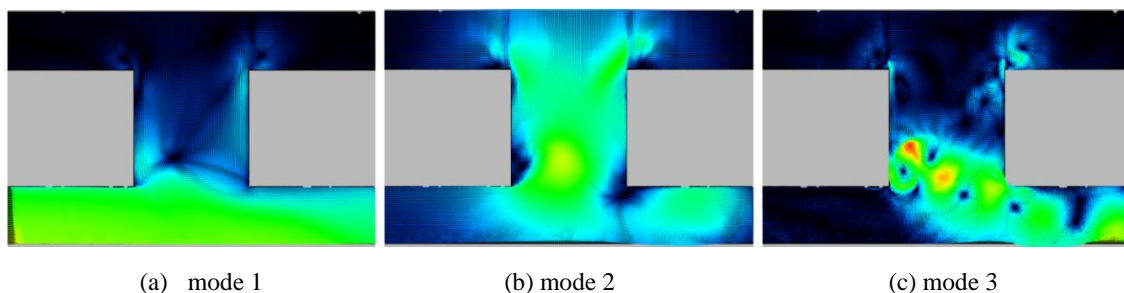


Fig. 6 DMD analysis result ( $U_g = 20$  m/s)

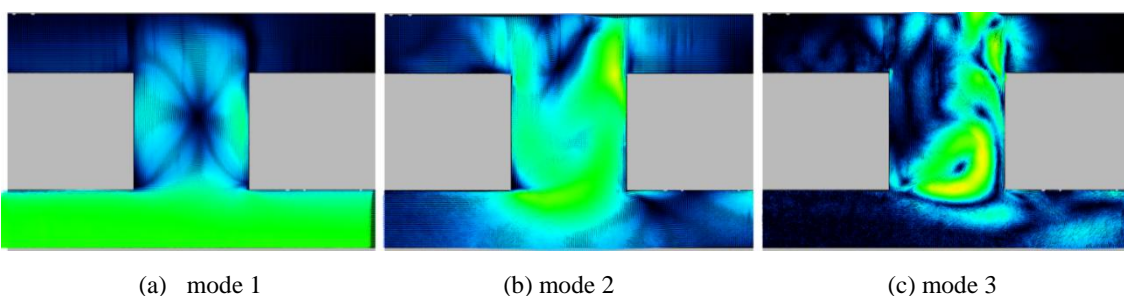


Fig. 7 DMD analysis result ( $U_g = 30$  m/s)

### 3.3 モードの音響エネルギー散逸率密度算出

本節では、3.2節で抽出された振動流モードおよび剥離流モードに基づき再構築した流れ場を用いて、音響エネルギー散逸率密度を算出し、それぞれのモードが吸音および発音に与える影響を評価した。図8-図10に、各流速条件における音響エネルギー散逸率密度の初期状態を示す。

まず、mode 1の振動流モードの吸音・発音領域について調べる。なお、図中では青が吸音領域、赤が発音領域を示している。図8 (a) に示す  $U_g = 10$  m/s の条件では、開口部壁面および上下角部に吸音・発音領域が局在している。特に上流側角部における吸音領域が顕著である。これは図5 (b)の上流側角部での剥離渦の生成が局所的な粘性散逸を生じさせ、音エネルギーの吸収に寄与していることを示唆している。20 m/sでは、吸音・発音領域がより広範に拡大し、開口部全体を覆うように分布している（図9 (b)）。開口部中央に強い吸音領域が形成されており、開口内部に発達するキャビティ渦と角部に形成される剥離渦の相互干渉が吸音効果を生じていると考え

られる。この結果、本条件では他の流速と比較して吸音領域が最も広くかつ強度が高くなっている。図10 (a) に示す 30 m/sの条件では、首部内に強い吸音・発音領域が観察され、下流側壁面近傍において局所的に強い音響エネルギー散逸が生じている。これはグレージング流れの衝突および乱流拡散の影響と関係していると考えられる。

次に、剥離流モードが吸音発音に与える影響に着目する。図8 (b) に示す  $U_g = 10$  m/sの条件では、せん断層が生じている領域に沿って吸音および発音の領域が交互に分布している様子が確認される。図5 (c)での周期的な剥離せん断層の流れ構造とよく対応している。20 m/sの条件でも、同様の吸音および発音の交互構造が維持されている（図9 (b)）。図10 (b)に示す30 m/sの場合は、吸音・発音領域はDMDモードと同様に共鳴器管内部に入りこんでいる。

これらの結果から、流速の増加に伴って吸音量・発音量は広がるとともに、流速によって支配的な流れ構造が変化することがわかった。グレージング流速 10 m/s, 20 m/sでは振動流に起因する剥離渦が主

たる吸音発音要因であるのに対し、30 m/sでは、キャビティ渦の崩壊・拡散、および下流壁面への流体衝突に起因するエネルギー散逸が支配的となってい

る可能性があることが示唆された。

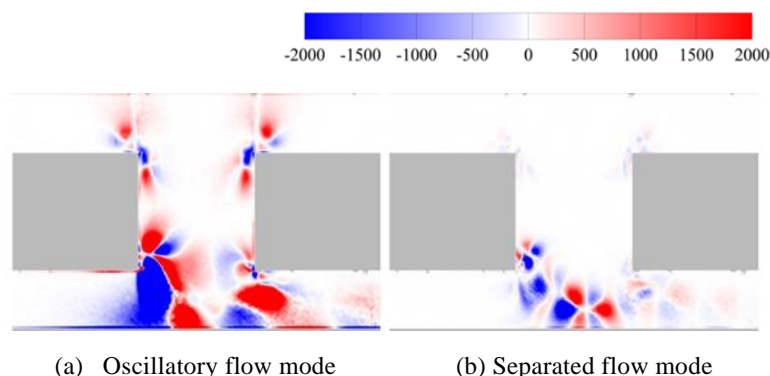


Fig. 8 Acoustic Energy Loss Distribution Based on DMD mode ( $U_g = 10$  m/s)

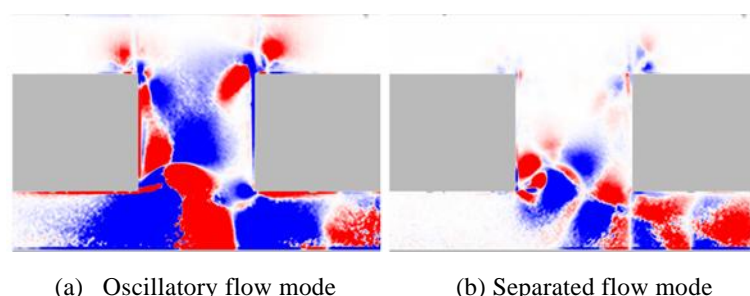


Fig. 9 Acoustic Energy Loss Distribution Based on DMD mode ( $U_g = 20$  m/s)

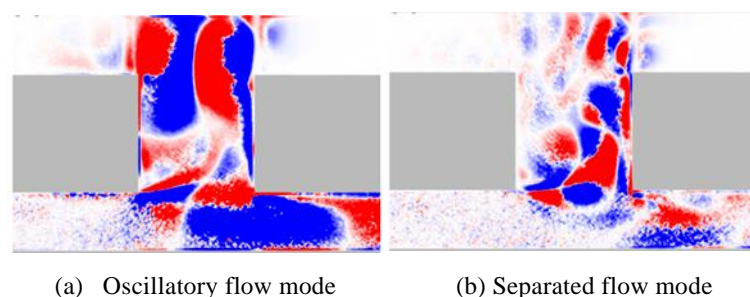


Fig. 10 Acoustic Energy Loss Distribution Based on DMD mode ( $U_g = 30$  m/s)

#### 4. 結言

本研究では、音場と気流を伴うヘルムホルツ共鳴器の開口部における流れ構造が吸音・発音現象に及ぼす影響を明らかにするため、動的モード分解により調査し、以下の知見を得た。

流れ場のDMD解析より、グレーディング流速が低速の場合は音響加振による振動流が支配的であり、流速の増加に伴い、キャビティ渦が支配的になる。

主要モードの音響エネルギー散逸率密度の算出より、グレーディング流速 10 m/s, 20 m/sでは上下角部に形成される剥離渦が主たる吸音および発音要因であるのに対し、30 m/sでは、キャビティ渦の崩壊・拡散および下流壁面への流体衝突に起因するエネルギー散逸が支配的となっていることがわかった。

#### 参考文献

- [1] Jones, M. G., Watson, W. R., Nark, D. M., and Howerton, B. M., "Evaluation of a Variable-Impedance Ceramic Matrix Composite Acoustic Liner," presented at the 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, 2014.
- [2] Guess, A. W., "Calculation of Perforated Plate Liner Parameters from Specified Acoustic Resistance and Reactance," Vol. 40, No. 1, 1975, pp. 119–137.
- [3] Xue, R., Mak, C. M., Cai, C., and Ma, K. W., "Sound Transmission Performance of the Periodic Helmholtz Resonator Array in the Presence of Grazing Flow," *Applied Acoustics*, Vol. 236, 2025, p. 110715.
- [4] Tang, Y., Wang, P., and Liu, Y., "PIV Measurements of Coherent Vortices and Turbulence Production inside

Acoustic Liner Cavity with Offset Slit,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 154, 2024, p. 111157.

[5] Nishimura, M., Iwaki, Y., and Goto, T., “One Sight on Sound Generation and Absorption by Vortices,” *INTER-NOISE Proceedings*, Vol. 268, No. 2, 2023, pp. 6282–6291.

[6] Howe, M. S., Ed., “Theory of Vortex Sound,” Cambridge University Press, New York, 2003.

[7] Howe, M. S., “Acoustics of Fluid-Structure Interactions,” Cambridge University Press, 1998.

[8] 河野優駿, 仲野史人, 本勝淳大, 松野隆, 後藤知伸, 中井唱, 中森友仁, 西村正治, “気流中の共鳴器管内流れ場の特徴構造抽出,” 第60回日本航空宇宙学会関西・中部支部合同秋季大会, A02, 2023.

[9] H. Tu, J. W. Rowley, C. M. Luchtenburg, D. L. Brunton, S., Nathan Kutz, J., “On Dynamic Mode Decomposition: Theory and Applications,” *Journal of Computational Dynamics*, Vol. 1, No. 2, 2014, pp. 391–421.

[10] Ohmichi, Y., “Preconditioned Dynamic Mode Decomposition and Mode Selection Algorithms for Large Datasets Using Incremental Proper Orthogonal Decomposition,” *AIP Advances*, Vol. 7, No. 7, 2017.