

3D10 伝達マトリクス法を用いた数値解析による 音響ライナの性能評価

榎本 俊治, 久保 凱, 生沼 秀司, 長井 健一郎, 村田 耀, 石井 達哉
(宇宙航空研究開発機構 航空技術部門)

Numerical analysis of acoustic liners using transfer matrix method

Enomoto Shunji, Gai Kubo, Oinuma Hideshi, Nagai Kenichiro, Yo Murata, Ishii Tatsuya (JAXA)

Keywords: acoustic liner, acoustic impedance, transfer matrix method, non-linear, high sound pressure

Abstract

In order to perform numerical simulations of resonant-type acoustic liners used for noise reduction in aircraft jet engines, simulations were conducted using only porous plates without a background layer, and the transfer matrix of the porous plates was calculated. Furthermore, using the transfer matrix method, an acoustic analysis technique for ducts, the acoustic impedance of the acoustic liner including the background layer was calculated. This made it possible to determine the frequency characteristics of the acoustic impedance of the acoustic liner, including high sound pressure, with relatively few calculations.

1. はじめに

航空用ジェットエンジンの騒音低減に用いられる共鳴型の音響ライナは、微小な孔が開いた多孔板と背後の空気層から構成される(図1). 音響ライナの特性である音響インピーダンスは、人間が耳で聴くことができる通常の音圧(線形音圧)では音圧に関わらず一定の値を示すが、ジェットエンジン内部のような高音圧環境(非線形音圧)では、音圧によって音響インピーダンス値が変化する. 垂直入射管試験による音響インピーダンス計測法[1]は、線形音圧であることを前提にしており、非線形音圧での計測は未だ技術的に確立されているとは言えない.

一方、音響ライナに音が入射する現象の数値シミュレーションを行うことによって現象理解と定量評価を試みる研究が行われている. しかし、数値計算結果に見られる渦や剪断層、あるいは生成される熱やエントロピー変化と音響エネルギーの関係を調べようとしても、明確かつ定量的な知見に到達することは難しい. この一因として、共鳴型の音響ライナでは入射した音波と背後板で反射した音波が多孔板の孔内で複雑に重なり合うため、現象を複雑にしていることが挙げられる.

そこで、現象をより分解・単純化するため、背後板の無い多孔板のみのシミュレーションを試みた. 既に知られている実験計測法としては、多孔質材に対して垂直入射管内に設置した試料の両側に2本ずつ、計4本

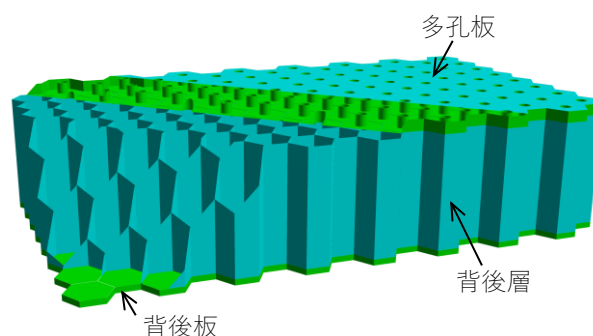


図1 音響ライナ

のマイクロフォンを設置して伝達マトリクスを計測する方法がSong & Boltonによって提案されており[2], これはほぼそのまま米国試験材料協会の規格[3]となっている. この方法は多孔質材に限定されないので、本研究では多孔板に対して[2]の実験計測を模擬した数値シミュレーションを行って伝達マトリクスを算出した. さらに、伝達マトリクス法と呼ばれる管路内の音響解析手法([4], [5])を用いて、背後層を含めた音響ライナの音響インピーダンスを算出した. これにより、高音圧を含めた音響ライナの音響インピーダンスの周波数特性を比較的少ない計算量で求めることが可能となった.

2. 伝達マトリクス法

2.1. 一次元ダクト音響

ダクト内を音波が伝播する現象では、ダクト径に比べて音の波長が十分に長く平面波のみが存在する場合、一次元性を仮定した解析を行うことが可能となる([6], [7]). ダクト内の音圧 p を、正方向に進行する音圧 p_+ と負方向に進行する音圧 p_- に分けて表すと、これらは、基準面($x=0$)に於ける振幅 \hat{p}_+ 及び \hat{p}_- 、波数 k 、座標 x 、角周波数 ω 、時刻 t を用いて、

$$\begin{aligned} p_+ &= \hat{p}_+ e^{-ikx} e^{i\omega t}, & p_- &= \hat{p}_- e^{ikx} e^{i\omega t} \\ p &= p_+ + p_- \end{aligned} \quad (1)$$

と表すことができる。ここで、時間変化を表す項 $e^{i\omega t}$ は、音圧を表す式に等しくかかるため、以降は省略する。粒子速度 u は、音速 c 、密度 ρ として

$$\begin{aligned} u_+ &= \frac{p_+}{c\rho}, & u_- &= -\frac{p_-}{c\rho} \\ u &= u_+ + u_- = \frac{p_+ - p_-}{c\rho} \end{aligned} \quad (2)$$

これらの関係は、まとめて

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{c\rho} & -\frac{1}{c\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_+ \\ p_- \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} p_+ \\ p_- \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{c\rho}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{c\rho}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

と表すことができる。

音響インピーダンス ζ (比音響インピーダンス比)と、反射率 r は、それぞれ

$$\zeta = \frac{p}{\rho c u}, \quad r = \frac{p_-}{p_+} \quad (4)$$

である。これらと垂直入射吸音率 α の間には以下の関係が有る。

$$\zeta = \frac{1+r}{1-r}, \quad r = \frac{\zeta-1}{\zeta+1}, \quad \alpha = 1 - |r|^2 \quad (5)$$

2.2. 多孔板の表面の音圧と粒子速度

伝達マトリクスは、多孔板の両面の音圧と粒子速度から定義される。多孔板の表面近くは音の一次元性が崩れるため、多孔板表面の音圧と粒子速度は、多孔板表面から少し離れた場所の値から計算する。実験では2点の音圧を用いるが、数値計算では1点の音圧と粒子速度を利用することができる。図2に示すように、位置 x_a の音圧と粒子速度の実数データを抽出し、離散フーリエ変換して複素数の音圧 p_{xa} と粒子速度 u_{xa} を求め、式(1)～(5)を用いて次式のように基準面の振幅 \hat{p}_+ 、 \hat{p}_-

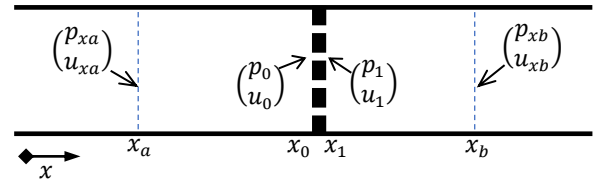


図2 多孔板表面の音圧と粒子速度

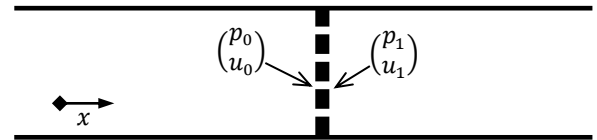


図3 伝達マトリクス

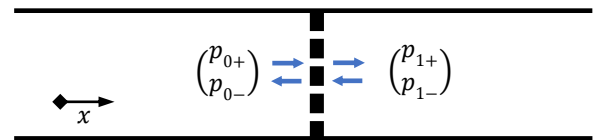


図4 変形伝達マトリクス

を得る。

$$\begin{aligned} \hat{p}_+ &= \frac{1}{2} e^{ikx_a} (p_{xa} + c\rho u_{xa}) \\ \hat{p}_- &= \frac{1}{2} e^{-ikx_a} (p_{xa} - c\rho u_{xa}) \end{aligned} \quad (6)$$

位置 x_0 の音圧、粒子速度は

$$\begin{aligned} p_{0+} &= e^{-ikx_0} \hat{p}_+, & p_{0-} &= e^{ikx_0} \hat{p}_- \\ \begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{c\rho} & -\frac{1}{c\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{0-} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。 $\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix}$ についても同様に $\begin{pmatrix} p_{xb} \\ u_{xb} \end{pmatrix}$ から求める。

2.3. 多孔板の伝達マトリクス

図3に示すように多孔板の両面の音圧、粒子速度が、 $\begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix}$ と $\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix}$ と表されるとき、

$$\begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

と表すことができ、この行列を伝達マトリクス T

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (9)$$

と呼ぶ。実験で伝達マトリクスを求める場合は $\begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix}$ と $\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix}$ の実測値から two load method あるいは one-load method ([2], [3])を用いて求める。数値計算に於いても同じ方法を用いることができるが、本研究では後述する散乱マトリクスを利用して求めた。

2.4. 変形伝達マトリクス

音響解析では通常 $\begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}$ を変数として用いる。一方、式(3)に示すように $\begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}$ は $\begin{pmatrix} p_+ \\ p_- \end{pmatrix}$ と相互に変換可能であることから、別の形の伝達マトリクスを考えることができる[5]。

式(8)を式(3)を用いて変形すると

$$\begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{0-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{c\rho}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{c\rho}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{c\rho} & 1 \\ \frac{1}{c\rho} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{1-} \end{pmatrix} \quad (10)$$

そこで $\begin{pmatrix} p_+ \\ p_- \end{pmatrix}$ に関する伝達マトリクス M を次のように定義する。

$$\begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{0-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{1-} \end{pmatrix} \quad (11)$$

このマトリクスをここでは仮に変形伝達マトリクスと呼ぶことにする。 M と T の関係を書き下すと

$$\begin{aligned} M_{11} &= \frac{T_{11}}{2} + \frac{T_{22}}{2} + \frac{T_{12}}{2c\rho} + \frac{c\rho T_{21}}{2} \\ M_{12} &= \frac{T_{11}}{2} - \frac{T_{22}}{2} - \frac{T_{12}}{2c\rho} + \frac{c\rho T_{21}}{2} \\ M_{21} &= \frac{T_{11}}{2} - \frac{T_{22}}{2} + \frac{T_{12}}{2c\rho} - \frac{c\rho T_{21}}{2} \\ M_{22} &= \frac{T_{11}}{2} + \frac{T_{22}}{2} - \frac{T_{12}}{2c\rho} - \frac{c\rho T_{21}}{2} \\ T_{11} &= \frac{1}{2}(M_{11} + M_{12} + M_{21} + M_{22}) \\ T_{12} &= \frac{c\rho}{2}(M_{11} - M_{12} + M_{21} - M_{22}) \\ T_{21} &= \frac{1}{2c\rho}(M_{11} + M_{12} - M_{21} - M_{22}) \\ T_{22} &= \frac{1}{2}(M_{11} - M_{12} - M_{21} + M_{22}) \end{aligned} \quad (12)$$

である。

2.5. 散乱マトリクス

散乱マトリクス S ([9], [10])は、多孔板に流入する音波 $\begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{1-} \end{pmatrix}$ と、そこから放出される音波 $\begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{0-} \end{pmatrix}$ の関係を示すマトリクスで、

$$\begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{0-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{1-} \end{pmatrix} \quad (13)$$

と表される。散乱マトリクスと変形伝達マトリクスの関係は式(11)と式(13)から導出できて、

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{M_{11}} & -\frac{M_{12}}{M_{11}} \\ \frac{M_{21}}{M_{11}} & \frac{M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}}{M_{11}} \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{S_{11}} & -\frac{S_{12}}{S_{11}} \\ \frac{S_{21}}{S_{11}} & \frac{S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}}{S_{11}} \end{pmatrix}$$

である。

散乱マトリクスは、伝達マトリクスを求めるtwo-load methodやone-load method ([2], [3])と概念的に同じ方法で求めることができるが、数値計算では、図4の左から入射音 p_{0+} を入れ、右からは音が入らない($p_{1-} = 0$)条件で計算を行い、

$$S_{11} = \frac{p_{1+}}{p_{0+}}, \quad S_{21} = \frac{p_{0-}}{p_{0+}} \quad (15)$$

として求める方法が分かり易い。ここで、 S_{11} は透過率、 S_{21} は反射率と呼ぶことができる。多孔板に方向性が無い形状では、 $S_{22} = S_{12}$ 、 $S_{12} = S_{21}$ であり、方向性がある形状では、右から入射音 p_{1-} を入れ、左からは音が入らない($p_{0+} = 0$)計算を行い、

$$S_{12} = \frac{p_{1+}}{p_{1-}}, \quad S_{22} = \frac{p_{0-}}{p_{1-}} \quad (15) \text{ 続き}$$

として求める。さらに、式(14)、式(12)を用いて伝達マトリクスに変換することができる。

2.6. 管路の伝達マトリクス

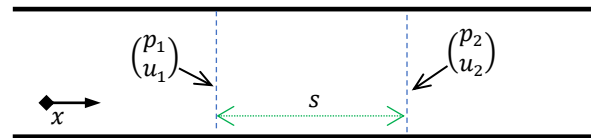


図5 管路の伝達マトリクス

図5に示すような長さ s の管路の伝達マトリクス Tt は、式(1), (2)から求めることができ、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} Tt_{11} & Tt_{12} \\ Tt_{21} & Tt_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_2 \\ u_2 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos(ks) & ic\rho \sin(ks) \\ i\frac{1}{c\rho} \sin(ks) & \cos(ks) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_2 \\ u_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

である。

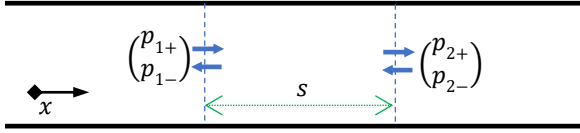


図6 管路の変形伝達マトリクス

同様に長さ s の管路の変形伝達マトリクス Mt は(図6),

$$\begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{1-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Mt_{11} & Mt_{12} \\ Mt_{21} & Mt_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{2+} \\ p_{2-} \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$= \begin{pmatrix} e^{iks} & 0 \\ 0 & e^{-iks} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{2+} \\ p_{2-} \end{pmatrix}$$

である。

2.7. 伝達マトリクス法

伝達マトリクス法は、伝達マトリクスを掛け合わせることで管路内音響を計算する方法である。図7のように、多孔板に距離 s を隔てて背後板が有る音響ライナは、背後板表面の境界条件 $u_2 = 0$ から、式(16),式(8)を用いて順次 $\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix}$ を求める。

また、インピーダンスだけを得られれば良いのであれば、伝達マトリクスの要素を用いて、以下の関係式が得られる。

$$\zeta_0 = \frac{T_{11}\zeta_1 + \frac{1}{c\rho}T_{12}}{c\rho T_{21}\zeta_1 + T_{22}} \quad (18)$$

また、背後板表面で $\zeta_2 = \infty$ であることから式(16)より、

$$\zeta_1 = \frac{Tt_{11}}{c\rho Tt_{21}} = -i \cot(ks) \quad (19)$$

となる。

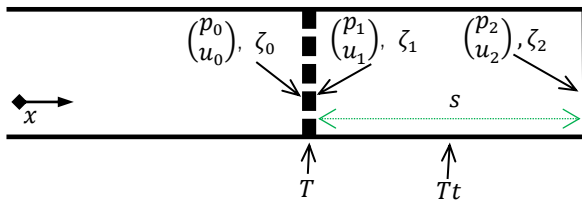


図7 伝達マトリクス法による音響ライナの計算

2.8. (変形)伝達マトリクス法

変形伝達マトリクス法を用いても、伝達マトリクス法と同様の計算を行うことができる。図8のように多孔板に背後板が有る音響ライナは、背後板表面の境界条件 $p_{2+} = p_{2-}$ から式(17), (11)を用いて順次 $\begin{pmatrix} p_{1+} \\ p_{1-} \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} p_{0+} \\ p_{0-} \end{pmatrix}$ を求めることができる。

反射率に関する関係式は、変形伝達マトリクスを用いて

$$r_0 = \frac{M_{21} + M_{22} r_1}{M_{11} + M_{12} r_1} \quad (20)$$

となる。また、背後板表面で $r_2 = \frac{p_{2-}}{p_{2+}} = 1$ であることから、式(17)より、

$$r_1 = \frac{Mt_{21} + Mt_{22}}{Mt_{11} + Mt_{12}} = \frac{e^{-iks}}{e^{iks}} = e^{-2iks} \quad (21)$$

となる。

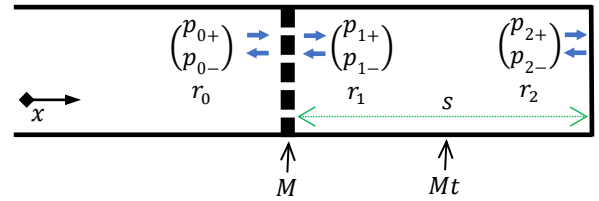


図8 音響ライナの計算(変形伝達マトリクス版)

従来の伝達マトリクス法と変形伝達マトリクス法とは、相互に変換可能であり、どちらを用いるかは好みの問題に過ぎないが、後者の方が式に $c\rho$ が陽に現れない分、僅かに式を短かく記述できるように思われる。

3. 数値計算による伝達マトリクスの算出と

音響インピーダンス

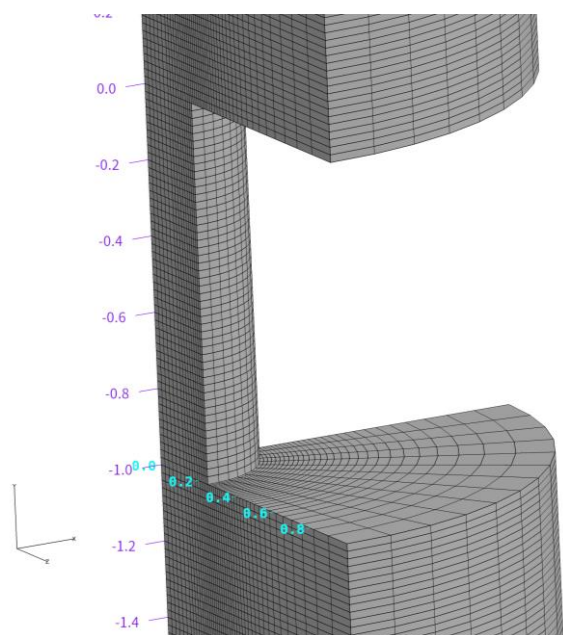
次に、多孔板に音を入射する数値シミュレーションを行って多孔板の伝達マトリクスを求め、さらに伝達マトリクス法を用いて音響ライナの音響インピーダンスを求めた一例を示す。

3.1. 計算方法

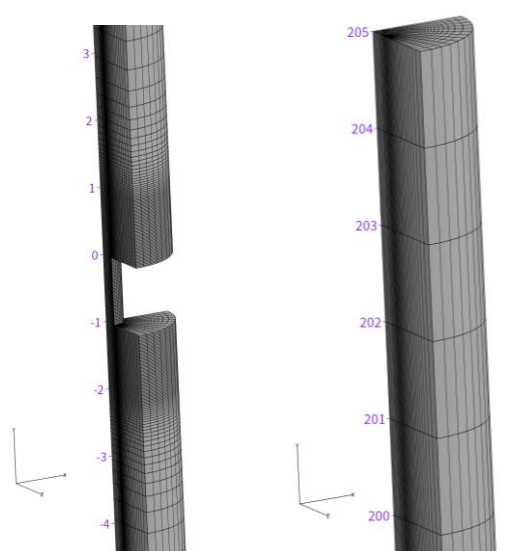
計算は、圧縮性NSソルバー UPACS-LES を用いた[8]。このコードは空間差分に高次精度コンパクトスキームを用いており、音波はほとんど減衰することなく計算領域内を伝播することができる。亜音速から超音速まで扱うことができるので、音圧が高く非線形になる条件でも同じように計算することができる。時間領域で計算し、計算開始とともに音を入射して、音響的に定常になるまで計算を進めてから入射音の一周期分をサンプリングするという手順で計算を行った。

3.2. 計算格子と計算手順

計算は多孔板を垂直入射管内に設置した場合を模擬した。多孔板は多数の孔が開いているが、音波が垂直に入射する場合は全ての孔を通過する音の振幅・位相が同じなので、孔一つだけを計算することで現象を模擬できる。計算格子はさらに簡略化して1つの孔の1/4



(a) 孔の周辺(拡大図)



(b) 孔の周辺

(c) 上端

図9 計算格子

とした(図9). 孔直径は0.5mm, 孔長さ(多孔板厚さ)を1mm, 開口率が6.25%となるように垂直入射管直径を2mmとした. 管の上端は $y=205\text{mm}$, 下端は $y=-206\text{mm}$ である. y 方向の格子点間隔は孔の近く($-2 < y < 1$)のみ格子を細かく, それ以外は1mmとした.

境界条件は, 多孔板の両面及び孔の側面は粘性壁, 垂直入射管の側面は非粘性壁とした. 垂直入射管の上端から下向きに音波を入射するとともに, 上端や下端での音波の反射を避けるためスポンジ領域を用いた(図10). これらの計算方法の詳細は[8]と同様である.

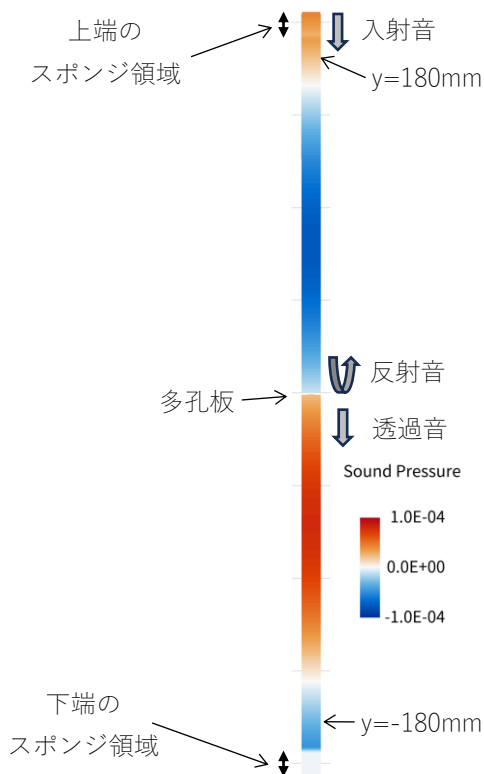


図10 音圧(横方向に5倍拡大)

流れはほとんどの領域で層流であるが, 高音圧条件の孔の周辺は乱流化している. 乱流化した領域はImplicit LESで解いていることに相当するが, 乱流領域を精度よく解くことを意図しているわけではない.

4. 線形音圧の結果(入射音圧 110dB)

まず, 入射音圧を110dB(線形音圧)の計算を行った. 入射音の周波数は500Hz, 1000Hz, 2000Hzとした.

4.1. 流れ場の可視化

図10は, 1000Hzの音を入射した場合のある瞬間の音圧の分布である. 図は横方向に5倍拡大して表示している. 上端のスポンジ領域に付加された入射音は, 多孔板で透過音と反射音に分かれて, それぞれ下端, 上端のスポンジ領域に吸収される. $y=\pm 180\text{mm}$ は, 後述するデータ処理で用いた音圧と粒子速度のサンプリングした面の位置である.

図11は1000Hzの音を入射した場合の, 上向きの粒子速度が最大になった瞬間の図である. 孔の中で大きくなった粒子速度が, 孔を出るときに広がって音圧に戻っている.

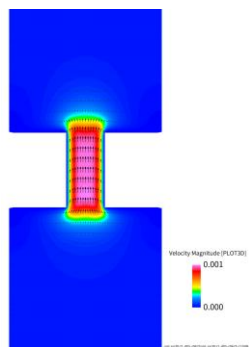


図11 粒子速度

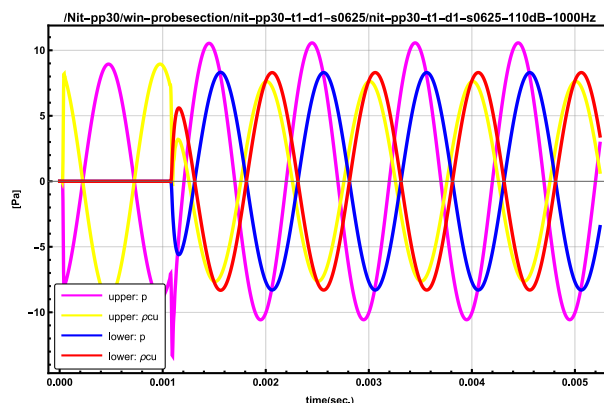


図13 時間波形

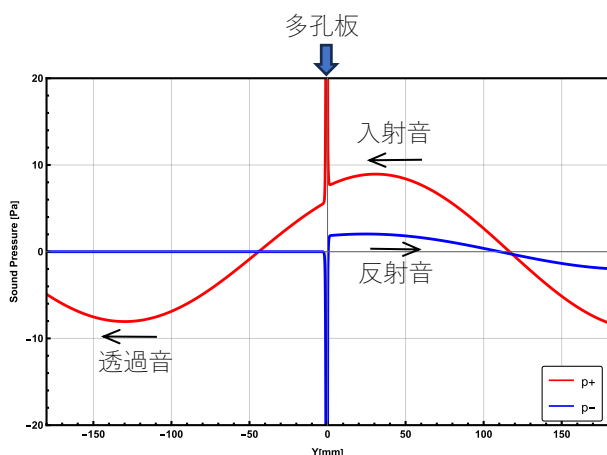


図12 音波の波形

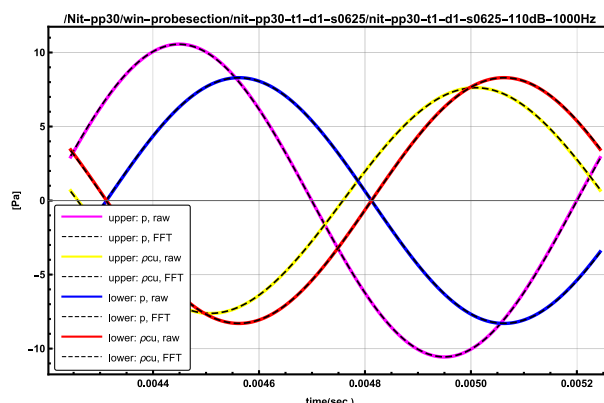


図14 一周期分を切り出したデータ

4.2. Y 軸に沿った音波波形

図12は、ある瞬間の p_+ と p_- の波形である。図中を右から左に進む入射音(p_+ , $y>0$)が、多孔板($-1<y<0$)によって、透過音(p_+ , $y<-1$)と反射音(p_- , $y>0$)に分かれており、入射音から透過音と反射音に変わる際に振幅と位相が変化している。

4.3. 時間波形、透過率・反射率

図13は、数値計算で得られた音圧と粒子速度の波形である。“upper”は $y=180\text{mm}$ の断面でサンプリングした音圧と粒子速度で、入射音と反射音が足しあわされた値である。“lower”は $y=-180\text{mm}$ の断面の音圧と粒子速度で、透過音である。この図では粒子速度に cp を掛けて次元を音圧に合わせることで一つのグラフに表示している。 $y=200\text{mm}$ の位置で 0.0sec. に入射を開始した音が多孔板を透過、反射して、 0.0014sec. にupperとlowerの計測断面に到達し、それ以後、周期的な値を示している。この図の右端から一周期分を切り出したデータが図14である。このデータを離散フーリエ変換して得られる複素音圧から基本周波数成分のみを取り出した。図14で黒い点線で示されている波形は、その基本周波

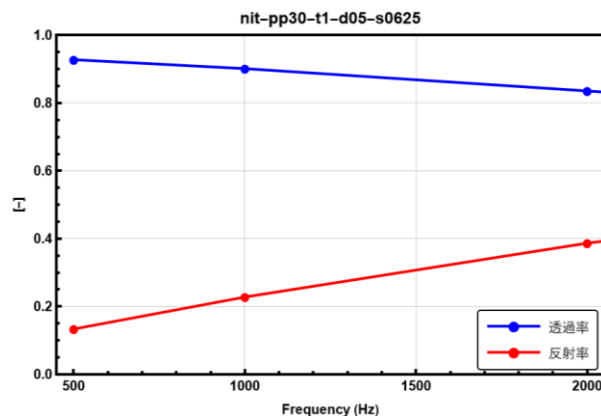


図15 透過率と反射率(絶対値)

数成分を逆フーリエ変換したもので、元の波形とぴったり重なっており、基本周波数成分以外がほとんど含まれていないデータであることが確認できる。

こうして得られた $(\frac{p}{u})$ を式(6), (7)でライナ表面の値に変換し、式(15)で透過率と反射率を求め、その絶対値を図15に示した。周波数が高くなると、透過率が下がり、反射率が上がっている。計算を行ったのは 500Hz , 1000Hz , 2000Hz のみで、その間の周波数に関しては、

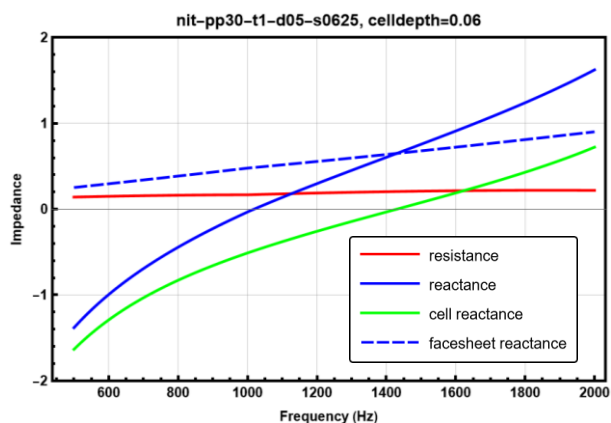


図16 音響インピーダンス

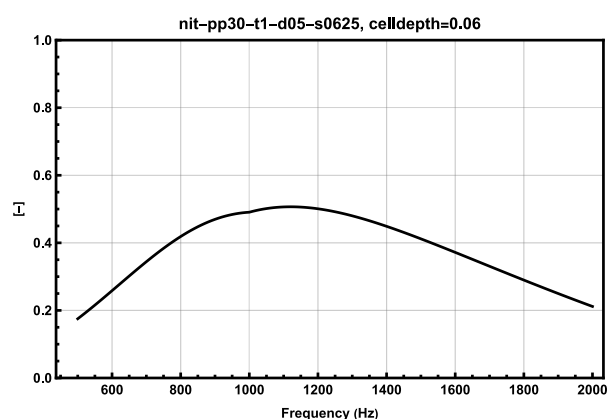


図17 垂直入射吸音率

透過率と反射率を線形補間して、この後の処理で用いている。

4.4. 音響ライナの音響インピーダンス

このようにして得られた多孔板の透過率と反射率から、2章に示した方法で、多孔板から60mmの深さに背後板を付けた音響ライナの音響インピーダンスを図16、垂直入射吸音率を図17に示す。60mmの背後層によるリアクタンス(cell reactance)と多孔板のリアクタンス(facesheet reactance)の和で音響ライナのリアクタンスが決まり、1000Hz辺りでリアクタンスが0となって垂直入射吸音率が最大値を示している。

5. 高音圧の結果（入射音圧 160dB）

音圧が高い場合、多孔板の伝達マトリクスは孔内粒子速度(orifice velocity)に影響されと考えられる。これは多くのインピーダンスモデルで用いられている考え方である(例えば[11])。そこで、入射音圧を110dB, 130dB, 140dB, 145dB, 150dB, 155dB, 160dBと変化させて、それぞれ多孔板の伝達マトリクスを求め、合わせて孔内粒子速度のRMS値を求め、孔内粒子速度と伝

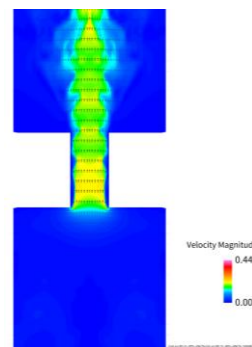


図18 粒子速度(高音圧)

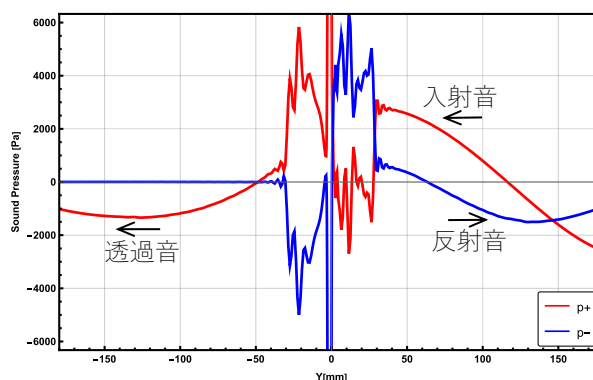


図19 音波の波形(高音圧)

達マトリクスの関係を求めた。

入射音の周波数は500Hz, 1000Hz, 2000Hzの3通り、入射音圧は前述の7通り、全部で21ケースの計算が必要となるが、使用したスパコン(JSS3)が混雑していない時期だったため全ケースが並行して計算され、数時間程度で計算が終了した。

5.1. 流れ場の可視化(高音圧)

図18は、1000Hz, 160dBの音を入射した場合の、上向きの粒子速度が最大になった瞬間である。孔の中で粒子速度が高速になり、孔を出ても広がらずに噴流として噴き出している。

5.2. Y 軸に沿った音波波形(高音圧)

図19は、ある瞬間の p_+ と p_- の波形である。図18で示したように孔の上下に噴き出した噴流によって渦が発生し長時間残るため、孔の周囲では音圧以外の圧力変動が圧力波形に載ってしまう。しかし、孔から離れると、音圧を計測することが可能になる。

5.3. 時間波形, 透過率・反射率, 粒子速度(高音圧)

図20は、図13と同様に $y = \pm 180\text{mm}$ で計測した音圧である。孔と噴流から離れた場所であり渦が存在しているわけではないが、波形は完全な正弦波ではない。

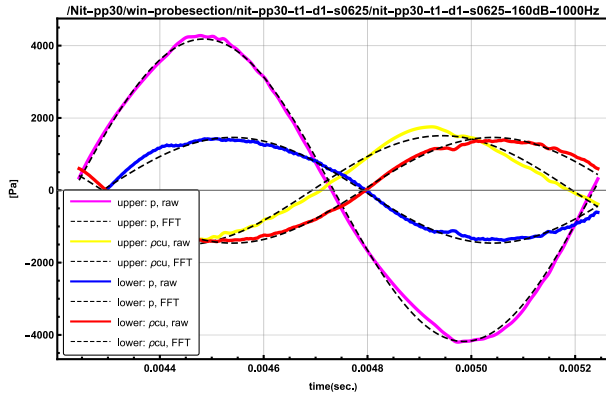


図20 一周期分を切り出したデータ(高音圧)

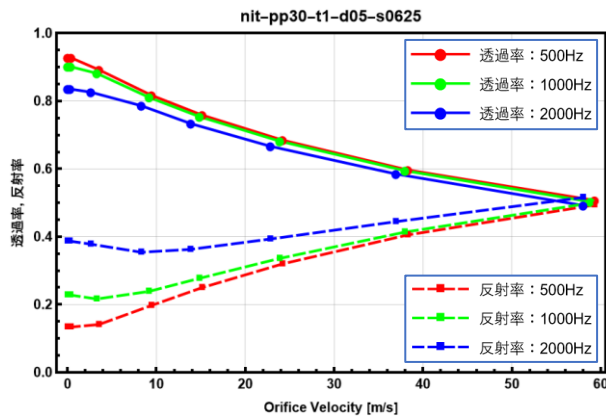


図21 多孔板の透過率・反射率の絶対値(高音圧)

この波形をフーリエ変換して基本周波数成分のみ取り出し、逆フーリエ変換したものを黒い点線で重ねて描くと、元の波形は僅かに乱れていることがわかる。この後の工程の音響解析では基本周波数成分のみを用いる。

図21に高音圧の場合の透過率と反射率の絶対値を示した。横軸は孔内粒子速度である。孔内粒子速度が大きくなるに従い、透過率は小さくなり反射率は大きくなることと、周波数による違いが小さくなることがわかる。

5.4. 音響ライナ(高音圧)

次に、この多孔板に深さ60mmの背後層をつけた音響ライナの特性を求めた。前述したように音響インピーダンスは孔内粒子速度に影響されるが、一方、孔内粒子速度 u は、式(1)～(5)から p と p_- を消去すると、 σ を開口率として

$$u = \frac{2p_+}{\sigma c p (1 + \zeta)} \quad (22)$$

となり、入射音圧 p_+ だけでなく音響インピーダンス ζ にも影響されるため、これらを求めるためには繰り返す

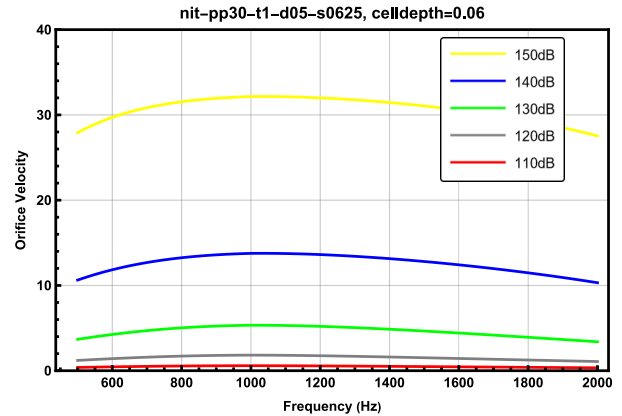


図22 音響ライナの多孔板の孔内粒子速度(高音圧)

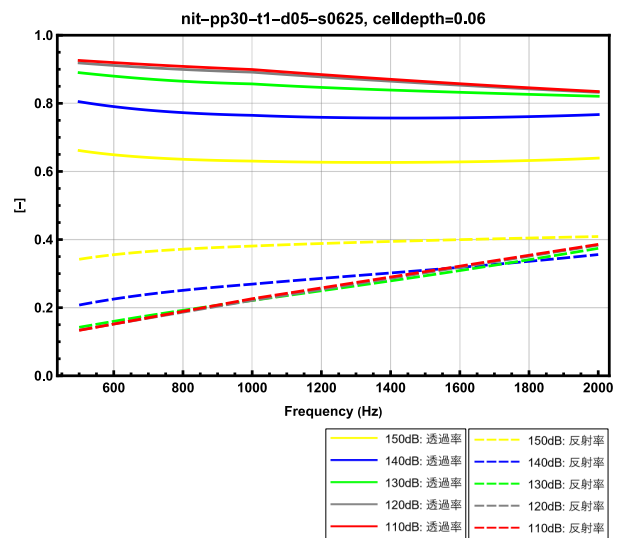


図23 音響ライナの多孔板の透過率・反射率

計算が必要となる。音響ライナに110dBから150dBの音を入射した時に多孔板の孔内に誘起される粒子速度と音響インピーダンスを繰り返し計算で求め、それぞれ図22、図23に示した。

図22では、入射音圧が高くなるに従い孔内粒子速度が大きくなっている。共鳴が起きる1000Hz近辺とそれ以外で、孔内粒子速度に大きな違いが無いことは少々意外であった。

図23は、入射音圧に対する透過率・反射率である。入射音が110dB～130dBでは透過率・反射率はほぼ同じで、140dBで少し変わり始め、150dBでは大きく変わっており、この音響ライナでは非線形効果が顕著に現れるのは入射音圧140dB以上であることがわかる。

図24はこの音響ライナの音響インピーダンス、図25は垂直入射吸音率である。音圧が高くなるとレジスタンスが大きくなり、結果として垂直入射吸音率が1に近づいている。このように孔径が0.5mm程度の多孔板

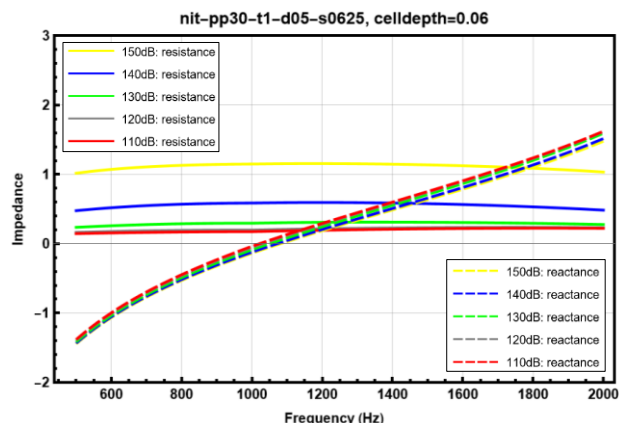


図24 音響ライナのインピーダンス(高音圧)

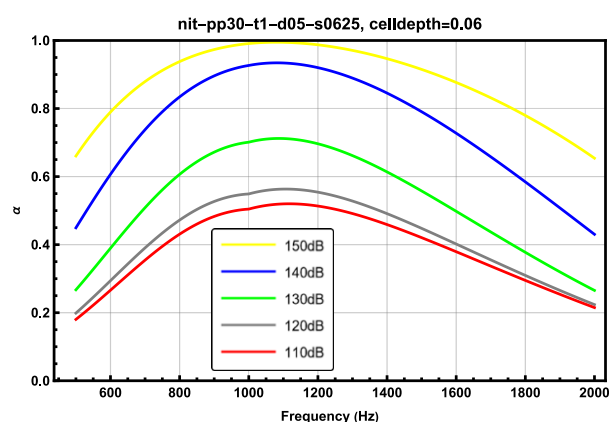


図25 垂直入射吸音率(高音圧)

による音響ライナでは、通常の音圧では吸音率が高くないが、音圧が140dBを超えると吸音率が1に近くなる。

6. おわりに

音響ライナの数値計算結果から伝達マトリクス法を用いた後処理を行うことにより、音響インピーダンスを算出することを試みた。その結果得られた音響ライナの高音圧の特性は、既存のインピーダンスモデル[11]と同様の傾向を示している。今後、実験データなどと比較し、検証する予定である。

謝辞

本研究には、宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータシステム『JSS3』を利用しました。

参考文献

- [1] 音響管による吸音率及びインピーダンスの測定—第2部：伝達関数法, JIS A 1405-2: 2001
- [2] Bryan H. Song and J. Stuart Bolton, A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 107, No. 3, March 2000
- [3] Standard Test Method for Normal Incidence Determination of Porous Material Acoustical Properties Based on the Transfer Matrix Method, ASTM E2611-24
- [4] Miwa Toshisuke, and Juichi Igarashi. "FUNDAMENTALS OF ACOUSTICAL SILENCERS:(II) Determination of four terminal constants of acoustical elements." 東京大学航空研究所報告 25.4 (1959): 67-85.
- [5] 制振工学ハンドブック, p.734, コロナ社, 2008
- [6] 安田仁彦 機械音響学, p.46 コロナ社, 2004
- [7] 大野, 山崎, 機械音響工学, p.65, 森北出版, 2010
- [8] 榎本 俊治, 石井 達哉, グレージング流れを伴う吸音ライナの数値解析による吸音率の評価, 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-20-008, 2020
- [9] Åbom, Mats. "Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-ports." Mechanical systems and signal processing 5, no. 2 (1991): 89-104.
- [10] 寒川英知, 西村正治, 工藤敏文. "スキヤッタリングマトリクス法を用いた管路の音響解析に関する基礎研究." Dynamics & Design Conference 2007. 一般社団法人 日本機械学会, 2007.
- [11] A. W. Guess, Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance, Journal of Sound and Vibration 40(1), 119-137, 1915