

# 単独翼から発生する離散周波数騒音の格子ボルツマン法による数値解析

## Numerical Analysis of Discrete Frequency Noise generated from an Isolated Airfoil Using Lattice Boltzmann Method

- 溝上 智大 ,九大院 ,福岡市西区元岡 744 番地 ,mizokami@haira.mech.kyushu-u.ac.jp  
 山田 和豊 ,岩手大 ,盛岡市上田 4 丁目 3 番地 5 号 ,kyamada@iwate-u.ac.jp  
 古川 雅人 ,九大 ,福岡市西区元岡 744 番地 ,furu@mech.kyushu-u.ac.jp  
 櫻田 茂雄 ,日産 ,厚木市岡津古久 560 番地 2 号 ,s-sakurada@mail.nissan.co.jp  
 迫田 健一 ,三菱電機 ,尼崎市塚口本町 8 丁目 1 番地号 ,Sakoda.Kenichi@cw.MitsubishiElectric.co.jp  
 福井 智哉 ,三菱電機 ,尼崎市塚口本町 8 丁目 1 番地 1 号 ,Fukui.Tomoya@ea.MitsubishiElectric.co.jp  
 Tomohiro MIZOKAMI , Kyushu University, Motooka 744 , Nishi-ku, Fukuoka,819-0395 Japan  
 Kazutoyo YAMADA , Iwate University, Ueda 4-3-5 ,Morioka ,020-8551 Japan  
 Masato FURUKAWA , Kyushu University, Motooka 744 , Nishi-ku, Fukuoka,819-0395 Japan  
 Shigeo SAKURADA , NISSAN , Okatsukoku 560-2 , Atsugi, 243-0192 Japan  
 Kenichi SAKODA , Mitsubishi Electric , Tsukaguchihonmachi 8-1-1, Amagasaki,661-8661 Japan  
 Tomoya FUKUI , Mitsubishi Electric , Tsukaguchihonmachi 8-1-1 , Amagasaki,661-8661 Japan

This paper analyzes discrete frequency noise generated from an isolated airfoil, using lattice boltzmann method(LBM). In order to capture the vortex on the isolated airfoil surface with high precision, this study employed multi-scale model. The simulation results of sound pressure spectrum are compared to the experimental ones measured with the same flow condition. The sound pressure spectrum is obtained by applying the FFT analysis to pressure fluctuation data calculated on the microphone position and the isolated airfoil surface. The change of the peak frequency of the pressure fluctuation and the vorticity distribution are compared in time domain, using wavelet transform.

### 1. 緒言

我々の生活の周りには、エアコンの送風機や換気用のファン、コンピュータの冷却ファンなど様々なファンが使用されている。こうしたファンに対し、近年の省エネルギーの観点から効率の向上が求められていると同時に、人の生活圏の近くで動作する点や製品の差別化の観点から低騒音ファンの開発が重要になっている。

また、一様流れの中に存在する単独翼より、あるレイノルズ数の範囲内において特定のピーク周波数を持つ離散周波数騒音が発生することが知られている。これは、前述のファンや各種流体機械の騒音発生に関係性があり、その騒音発生条件と機構について研究が行われてきた。

Paterson<sup>(1)</sup>は、単独翼から発生する離散周波数騒音(トーンノイズ)の詳細な実験を行った。その結果、トーンノイズは圧力面の層流境界層が関係していると考察した。Tam<sup>(2)</sup>は後縁と後流中の音源との間のフィードバックループを提案し、音源は境界層の不安定性に誘起されると述べた。しかしながら、これらの研究は離散周波数騒音の発生原因に関する研究が多く、ファンから発生する空力騒音と周囲の流れ場まで含めて言及した研究は少ない。

格子ボルツマン法(Lattice Boltzmann Method)は粒子の密度分布関数に関する時間発展方程式を計算するため、粒子の数密度が保存される。そのため非常に低いマッハ数流れでも密度変動を捉えることができる。したがって音のような微弱な圧力波も高精度に計算でき、流れ場と音響場を同時に計算し、音波の伝播を直接計算できると考えられる。

本研究では、数値解析において従来の Navier-Stokes 方程式ではなく格子ボルツマン法で騒音を直接計算し、実験では図 1 に示すようにノズルから流出した噴流が設置された単独翼を通過させ、その実験から得られた値と数値計算の結果を比較した。またトーンノイズの発生メカニズムは 2 次元的であると考えられるため、実験は上下板を設置して 2 次元流れを再現し、数値計算は 2 次元格子で行った。

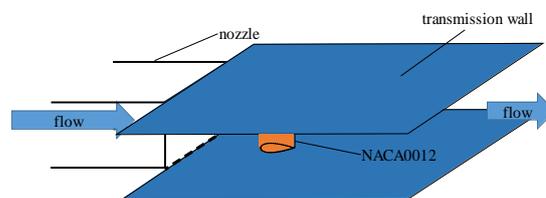


Fig.1 Experimental equipment

### 2. 数値計算手法

#### 2. 1 格子ボルツマン法

LBM は、流体を仮想粒子の集合体として捉え、仮想粒子の衝突および並進から巨視的な流体運動を再現する数値解析手法である。仮想粒子の衝突則を適切に与えることで、LBM の基礎方程式は低マッハ数の条件下で Navier-Stokes 方程式に漸近する。ただし、離散化した粒子の速度モデルの数が少ない場合、限られた粒子速度数の制約からエネルギー式が満足されない。このため、そのようなモデルは非熱流体モデルといわれる。しかしながら、通常非圧縮性解法とは異なり、LBM の基礎式は密度に対応する分布関数に関する方程式であるため、導出されるマクロな保存則としては圧縮性の連続の式となる。したがって非熱流体モデルであっても、それを陽的に解く LBM は、低マッハ数流れを取り扱う計算手法でありながら、流体音の計算に応用できる可能性を有する。

#### 2. 2 格子ボルツマン方程式

本研究では、衝突則に全ての粒子が同じ割合で平衡状態や向かうと仮定した格子 BGK(Bhatnagar-Gross-Krook)モデルを使用した。このとき、格子ボルツマン方程式は以下の式(1)の基礎方程式を得る。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] \quad (1)$$

ここで、 $f$  は仮想粒子の分布関数、 $c$  は粒子速度、 $\tau$  は単一時間緩和係数、 $f^{eq}$  は局所平衡分布関数を表す。また、添え字  $i$  は離散化された粒子速度方向に対応した整数である。本研究では、2 次元格子を用いて数値計算を実施しているが、計算ソルバーの都合上、図 2 に示す非熱流体モデルの 3 次元 15 速度(D3Q15)モデルを採用した。また、D3Q15 モデルの粒子速度分布は式(2)で表される。

$$c_i = \begin{cases} (0,0,0) & i=0 \\ (\pm 1, 0, 0)c, (0, \pm 1, 0)c, (0, 0, \pm 1)c & i=1, \dots, 6 \\ (\pm 1, \pm 1, \pm 1)c & i=7, \dots, 15 \end{cases} \quad (2)$$

### 2. 3 局所平衡分布関数

局所平衡分布関数とは、有限な空間領域において平衡状態に達した場合の粒子分布であり、局所的な流体密度、流速および温度によって算出される。また局所平衡分布関数は Boltzmann 方程式の平衡解である Maxwell 分布を基にして以下の式(3)で求められる。

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left[ 1 + 3c_i \cdot \mathbf{u} + \frac{9}{2}(c_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2}\mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right] \quad (3)$$

ここで  $\rho$  は流体の密度、 $\mathbf{u}$  は流速、 $w$  は重み関数である。重み関数とは式(1)を Chapman-Enskog の展開を用いて Navier-Stokes 方程式を導く際に、条件式と一致するように、粒子の離散速度によって求められる関数である。D3Q15 モデルの場合の重み関数を式(4)に示す。

$$w_i = \begin{cases} \frac{2}{9} & i=0 \\ \frac{1}{9} & i=1, \dots, 6 \\ \frac{1}{72} & i=7, \dots, 15 \end{cases} \quad (4)$$

### 2. 4 単一時間緩和係数

単一時間緩和係数は、Navier-Stokes 方程式を導く際に動粘性係数  $\nu$  と式(5)と式(6)のような関係性がある。

$$\nu = \frac{1}{3} \left( \tau - \frac{1}{2} \right) c^2 \Delta t \quad (5)$$

$$\Delta x = c \Delta t \quad (6)$$

また、レイノルズ数と合わせて表記すると式(7)で表される。

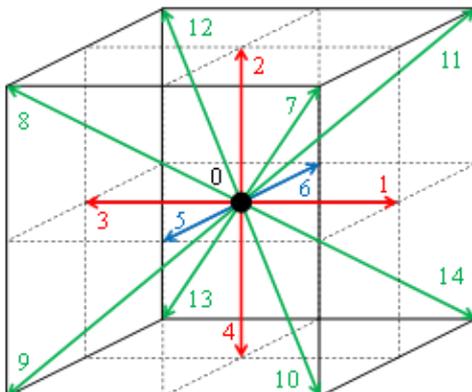


Fig.2 D3Q15model

$e$  は内部エネルギーである。また、 $F_1, F_2, F_3$  は次式で表される。

$$Re = \frac{LU}{\nu} = \frac{3NU}{\tau - \frac{1}{2}} \quad (7)$$

ここで  $L$  は代表長さ、 $U$  は代表速度、 $N$  は格子数であり、最小格子幅を  $\Delta x$  とすると  $N=L/\Delta x$  である。式(7)からわかるように  $\tau=1/2$  の場合は物理的に非粘性の極限にある流体を考えることになるので解が発散する。そこで本研究では  $\tau > 1/2$  を満たすように代表速度、格子数を選定する必要がある。

### 2. 5 マクロな物理量の定義

ああ LBM における巨視的な物理量である流体の密度及び流速は、密度分布関数  $f$  および離散速度  $c$  から以下の式(8),(9)で表される。

$$\rho = \sum_i f_i \quad (8)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i f_i c_i \quad (9)$$

また、D3Q15 モデルを使用した LBM における粒子速度  $c$  と音速  $c_s$  の関係は、以下の式(10)を満たす。

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (10)$$

### 2. 6 マルチスケールモデル<sup>3)</sup>

流体音を直接計算する際、流れ計算において最小スケールに渦まで解像する必要がある。そのため高レイノルズ数流れにおいて、等間隔規則格子を用いる LBM では格子数が膨大になる。そこで、計算領域を壁面に向かって複数のブロックに分割することによって、計算領域全体の格子数を削減できる。またこの場合、各ブロックで粒子速度が異なるため、ブロック境界で図 3 のように処理を行う。

細かい格子ブロックにおける緩和係数  $\tau_f$  は、粗い格子ブロックにおける緩和係数  $\tau_c$  を用いて、ブロック境界で動粘性係数が一致するという条件から以下の式(11)で決定される。

$$\tau_f = \frac{1}{2} + n \left( \tau_c - \frac{1}{2} \right) \quad (11)$$

ここで  $n$  はブロック間での格子幅の比であり、本研究では  $n=2$  とした。またブロック境界で巨視的な物理量およびその導関数が連続であるという条件から以下の式(12), (13)の関係が導出される。

$$f_i = F_i^{eq} + (F_i - F_i^{eq}) / \Omega \quad (12)$$

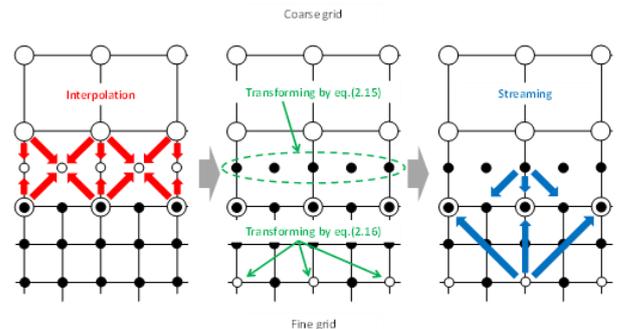


Fig.3 Multi-Scale Model

$$F_i = f_i^{eq} + (f_i - f_i^{eq})\Omega \quad (13)$$

ここで、大文字  $F$  は粗い格子ブロック、小文字  $f$  は細かい格子ブロックでの分布関数を表す。また  $\Omega$  は以下の式(14)で定義されるパラメータである。

$$\Omega = n \frac{\tau_c - 1}{\tau_f - 1} \quad (14)$$

## 2. 7 境界条件

本研究における壁面の境界条件は図4で示される Bounce-Back model を採用した。

## 3. 解析結果

本章ではNACA0012翼から発生する離散周波数騒音のLBMによる数値解析の結果および実験結果との比較について述べる。

### 3. 1 計算格子

本研究で使用する計算格子は、正方形の複数ブロックにより計算領域を細分化させて格子を生成する BCM(Building-Cube Method)で作成した。計算領域はコード長  $c(=80\text{mm})$  の 60 倍 (4800mm)とした。さらに細分化を行う分割階数は 15 段階とし、1 ブロックの 1 辺当たり 41 点の格子点を配置した。またコード長で無次元化した最小格子幅は  $4.58 \times 10^{-5}$  である。計算格子を図5に示す。図5は計算ブロックを表示している。

図5の nozzle と表示している部分はノズルの流出部分を表し、任意の巨視的な流速から局所平衡分布を算出して入口境界を適用した。図5の wall と表示した領域は Bounce-Back model による壁面境界条件を適用した。翼表面付近は境界層を精度よく解像するために最小格子幅を持つブロックを配置した。さらに、翼後縁から下流に対しても最小格子幅のブロックを配置し、後縁からの渦放出を正確に捉えるようにした。また本研究では翼に迎角を付けるため、はく離が起るとされる負圧面側に最小格子幅のブロックを配置した。

### 3. 2 計算条件

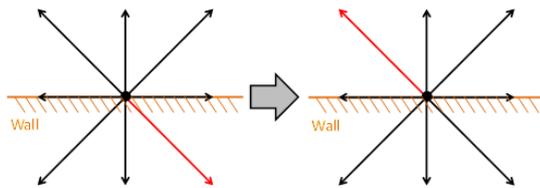


Fig.4 Bounce-back model

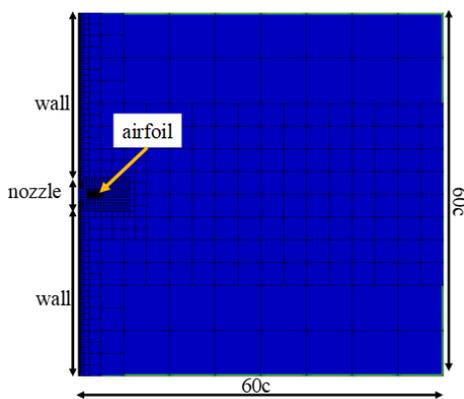


Fig.5 Overall view of computational grid

図6に離散周波数騒音の発生する流動条件を示す。本研究では迎角を  $3^\circ$  (図6の赤点) に設定し、計算を行った。またその他の計算条件を表1に示す。本研究では音圧レベルの周波数解析にFFT解析を用いるが、サンプリング点数 8,192 個のデータを用いて、サンプリング周波数は 78.6[kHz] で解析を行った。また、10 組の周波数解析結果をオーバーラップさせ、アンサンブル平均を取った。また本研究では、時間領域でのピーク周波数の変化を観測するため、連続ウェーブレット変換を用いてピーク周波数の時刻歴変化を確認した。ウェーブレット解析に使用するマザーウェーブレットには Morlet を使用した。また、低周波数分析を行うためのスケールファクタは最大スケール 100 とした。

### 3. 3 音響解析

本節では、圧力の時刻歴変動を測定した後、FFT解析を行った結果を示す。騒音の測定位置は図7に示すように、翼の迎角の回転中心座標を  $(x,y)=(40.0[\text{mm}], 0.0[\text{mm}])$  とすると Mic.1(40.0, -500.0), Mic.2(440.0, -500.0), Mic.3(690.0, -433.0), Mic.4(40.0, 500.0), Mic.5(440.0, 500.0), Mic.6(690.0, 433.0) である。

また翼表面上において、圧力変動に対するFFT解析を行い、翼表面上の圧力変動にはピーク周波数の時刻歴変化を観察するため、ウェーブレット解析を行った結果を示す。翼表面上の計算点は図8に示すようにコード長を5分割して前縁から 20%, 40%, 60%, 80%, 100%の位置の上下面で計算を行った。

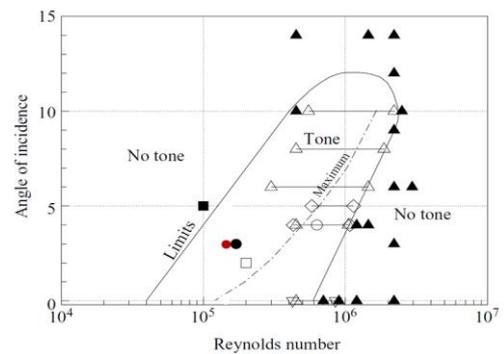


Fig.6 Noise generation range<sup>(4)</sup>

Table.1 Numerical analysis condition

Re 数	コード長	ノズル流出速度	格子点数
130,000	80[mm]	25[m/s]	128,640,206

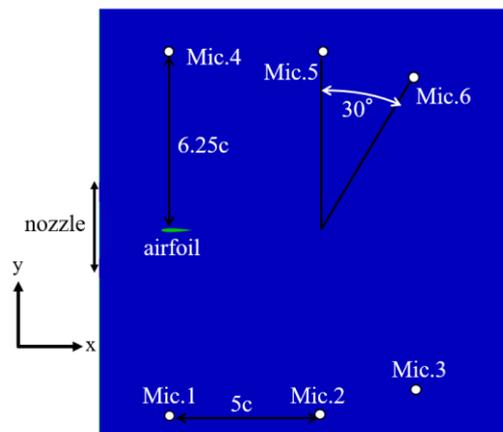


Fig.7 Measuring points of microphone position

最初に迎角  $3^\circ$  の単独翼での数値解析を行い、図 9 に瞬時の圧力変動値を示す。図 9 より、翼の後縁近傍から音波が伝播していた。また翼の前縁から 60% 付近の位置で渦が発生していることが確認された。圧力面では後縁まで渦が発生していなかった。

次に、各マイク位置で計算された音圧スペクトルを図 10 に示す。図 10 に示すように複数の離散周波数騒音を確認した。実験により得られた音圧スペクトルはそれぞれ Mic.1~3 の実験値をグラフに表示している。また以下の表 2 に Mic.1~3 の数値計算と実験で得られた主なピーク周波数を示す。この結果より実験値よりも数値計算結果が低い周波数でピークに達していることがわかった。しかしながら、数値計算によっても複数のピークを持つ離散周波数騒音を再現しているため、実験と同様の構造を持った騒音源が再現されていると考えられる。

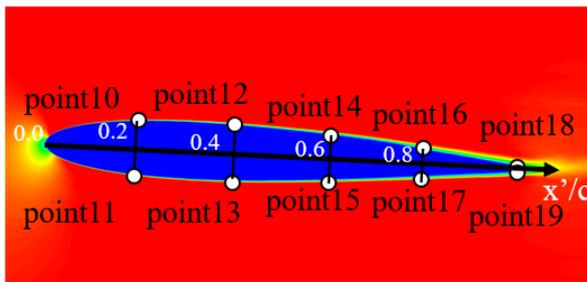


Fig.8 Measuring points of airfoil surface

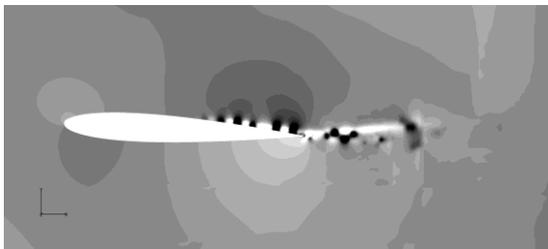


Fig.9 Instantaneous pressure fluctuation

Table.2 Comparison of simulation and experiment

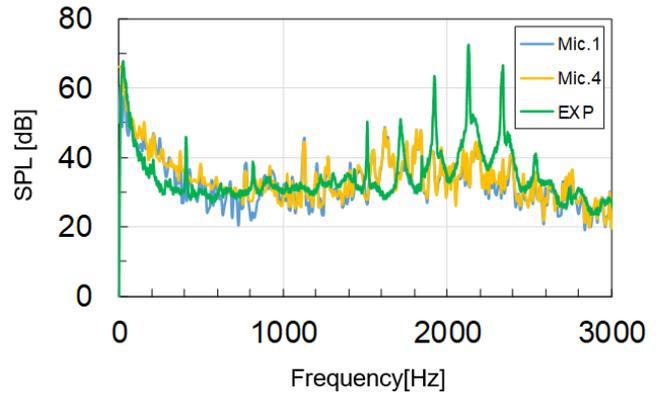
(a) Mic.1			
Simulation	1,639[Hz]	1,840[Hz]	2,194[Hz]
EXP	1,923[Hz]	2,127[Hz]	2,340[Hz]

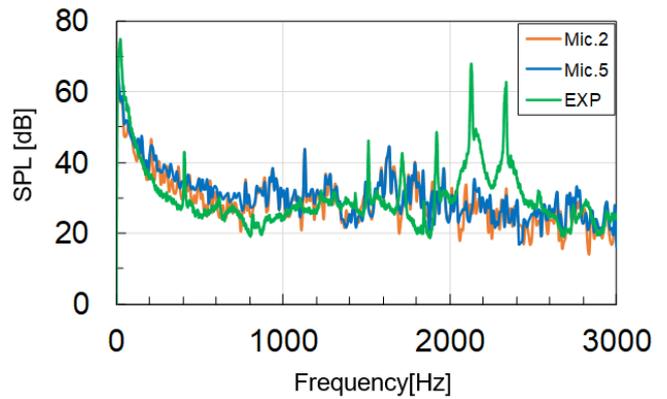
(b) Mic.2			
Simulation	1,639[Hz]	1,792[Hz]	1,964[Hz]
EXP	1,923[Hz]	2,131[Hz]	2,336[Hz]

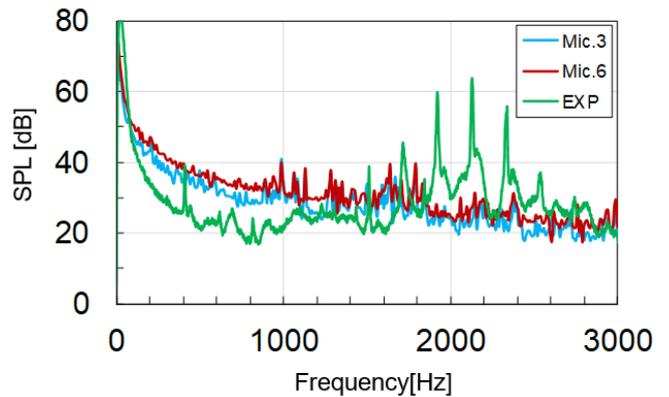
(c) Mic.3			
Simulation	987[Hz]	1,630[Hz]	1,792[Hz]
EXP	1,923[Hz]	2,131[Hz]	2,340[Hz]



(a) Mic.1, Mic.4 and EXP-Mic.1



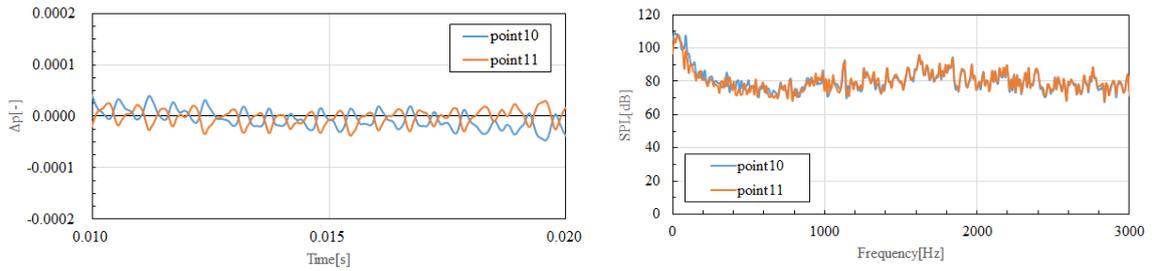
(b) Mic.2, Mic.5 and EXP-Mic.2



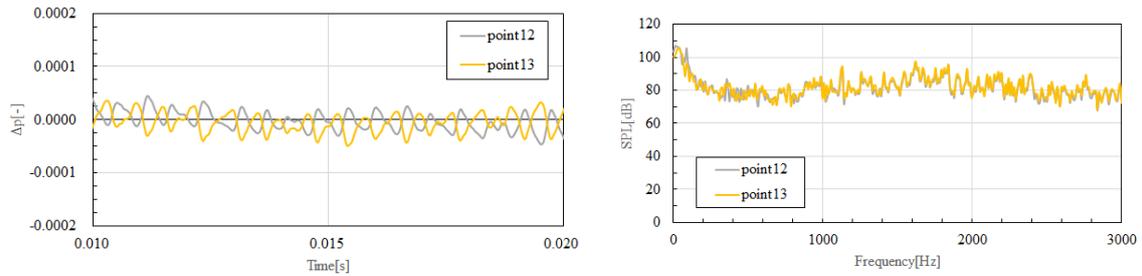
(c) Mic.3, Mic.6 and EXP-Mic.3

Fig.10 Pressure fluctuation and FFT analysis at microphone

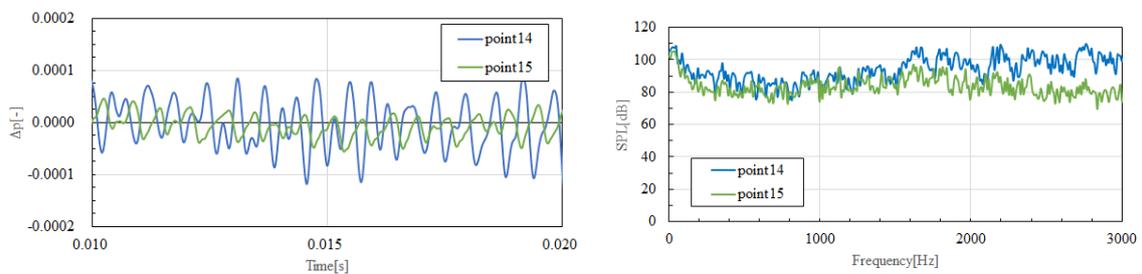
次に図 11(a)~(e)に翼面上の圧力変動とその音圧スペクトル解析の結果を示す。Point10~13 の前縁に近い測定点では翼の上下面での圧力変動は逆位相であった。また、Point10~13 の圧力変動における振幅の絶対値はほぼ同じ値であったが、Point14~16 の測定点では負圧面の方が変動の振幅が大きくなった。そのため、音圧レベルは Point10~13 まで負圧面と圧力面で一致しているが、Point14~16 では負圧面の音圧レベルが大きくなった。特に Point16 これは Point14,16 付近で発生している翼面上の渦により大きな圧力変動が起こっていることが考えられる。後縁部分の Point18,19 では音圧レベルが一致した。また翼面の圧力変動の FFT 解析結果より、翼面の変動周波数は 1,639[Hz]や 1,800[Hz]でピークが存在するため、翼面上の圧力変動がマイク位置での圧力変動へと伝わっていることが確認できる。



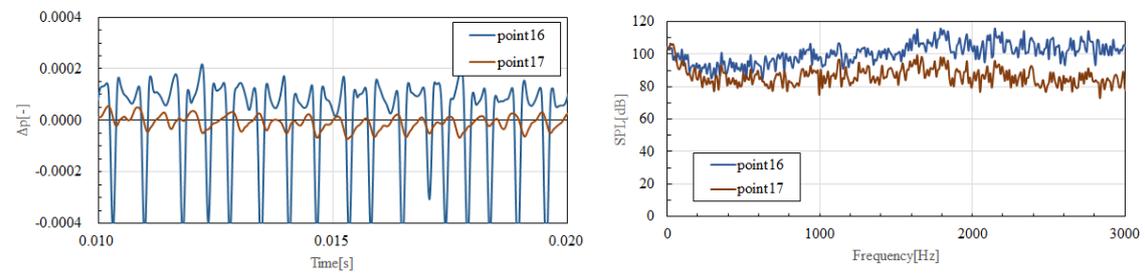
(a) Point10, 11



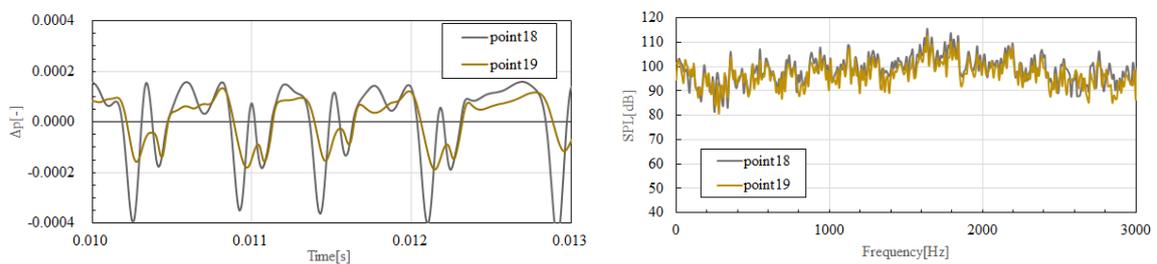
(b) Point12, 13



(c) Point14, 15



(d) Point16, 17



(e) Point18, 19

Fig.11 Pressure fluctuation and FFT analysis at airfoil surface

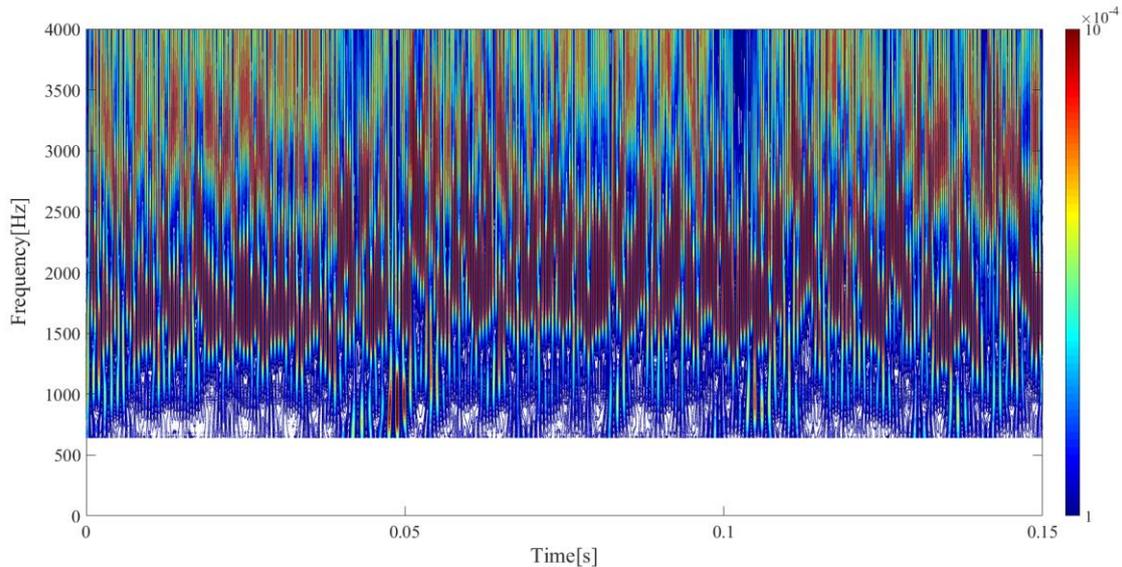


Fig.12 Result of wavelet analysis

次に翼面上の圧力変動に対してウェーブレット解析を行った結果を図 12 に示す。今回は、翼面上の渦の影響が強いとされる Point16 の圧力変動に対してウェーブレット解析を行った。全体的には 2000Hz 前後の周波数帯にピークが存在していることがわかる。しかし、時間帯によっては 1000Hz の低い周波数帯や 3000Hz の高い周波数帯にピークが存在することが確認される。ここでそれぞれ 1000Hz と 3000Hz あたりの周波数でピークを記録した時刻を調べると、それぞれ 0.0488[s] と 0.0513[s] であることがわかった。

次に 1000Hz 付近と 3000Hz 付近でピークを記録した時刻に流れ場がどのような状態を持っているのかを調査するため、それぞれ 0.0488[s] と 0.0513[s] の時刻における流れ場の渦度分布を図 13 に示す。この結果より、低いピーク周波数を記録した時刻では翼面上の渦個数が少なく、渦と渦の間隔も広いことが確認でき、逆に高いピーク周波数を記録する時刻では翼面上の渦個数が多く、渦と渦の間隔も狭いことが確認できる。

#### 4. 結言

本研究では、格子ボルツマン法を用いて迎角  $3^\circ$  の NACA0012 翼から発生する離散周波数騒音を計算、比較した。その結果、以下の知見を得た。

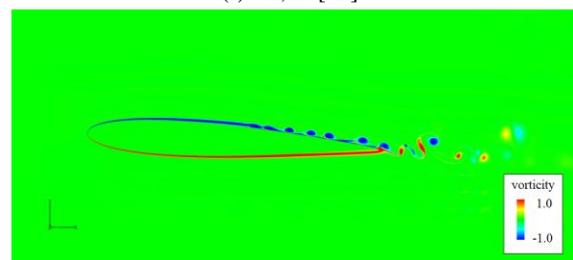
- (1) 単独翼から発生する離散周波数騒音は、周波数が 2,000[Hz] 付近に複数のピークを持つ騒音として現れることが判明した。
- (2) 負圧面上に生じた渦による圧力変動によるピーク周波数とマイク位置におけるピーク周波数が一致することから、翼面上の圧力変動がマイク位置における離散周波数騒音の原因になることが判明した。
- (3) ウェーブレット解析による周波数解析結果からピーク周波数の高低と流れ場の比較を行うと、高い周波数ピーク時には翼面の渦個数が多く、低い時は渦個数が少ないことから、離散周波数騒音には渦個数が原因で複数ピークが存在することがわかった。これは、流れ場の変動が渦の個数の変動を引き起こしていることが原因と考えられる。

#### 参考文献

- (1) Paterson,R.W.,Vogt,P.Gand Fink,M.R.,1972, “ Vortex noise of isolated airfoils ” ,AIAA Paper 72-656
- (2) Tam,C.K.W.,1974, “ Discrete tones of isolated airfoils ” J.Acoust.Soc.Am.55(6), 1173-1177
- (3) 草野和也, 山田和豊, 古川雅人, 2012, “Building-Cube Method を用いたマルチスケール格子ボルツマン法による翼周りの流れ解析” ,2012 年度日本機械学会流体部門講演会論文集
- (4) GDesquesnes, M.Terracol and P.Sagaut, 2007, “ Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils ” , J.Fluid Mech, vol.591, pp.155-182
- (5) 生井武文, 井上雅晴, 1978, “粘性流体の力学” , 理工学社, pp.20-28, 42-51, 68-69, 86-193
- (6) 蔦原道久, 1997, “格子気体法・格子ボルツマン法—新しい数值流体力学の手法—” , コロナ社, pp.20-138



(a) 1,000[Hz]



(b) 3,000[Hz]

Fig.13 Vorticity distribution