層流境界層中におかれた折れ部を上流に有する
曲面端部から生じるフィードバック音の直接計算横山 博史^{*1}, 篠原 大志^{*2}, 中島 崇宏^{*3}, 宮澤 真史^{*4}, 飯田 明由^{*1}Direct simulation of acoustic radiation with a feedback loop around
a trailing edge of a curved plate with an upstream kink shape in a laminar boundary layerHiroshi YOKOYAMA^{*1}, Taishi SHINOHARA^{*2}, Takahiro NAKAJIMA^{*3}
Masashi MIYAZAWA^{*4} and Akiyoshi IIDA^{*1}^{*1, *2, *3} Department of Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology
1-1 Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi-shi, Aichi 441-8580, Japan^{*4} Department 3, Technology development division 9 Honda R&D Co., Ltd. Automobile R&D Center
4630 Oaza Shimo-Takanezawa, Haga-machi, Haga-gun, Tochigi 321-3393, Japan

Received 18 March 2015

Abstract

Intense tonal sound radiates from flows around a trailing edge with an upstream kink shape such as found in an automotive body. To clarify the acoustic radiation mechanism and the effects of the kink shape angle on tonal sound, direct numerical simulations (DNS) of flows and sound fields and wind tunnel experiments were performed. As a result, the feedback loop of the sound generation was clarified as below. A vortex is shed between the kink shape and the trailing edge, and convects downstream. The acoustic wave radiates from distortion of the vortex due to the interference with the wall around the trailing edge. The acoustic waves are propagated and lead to the vibrating of shear layers around the kink shape. The disturbances due to this vibrating are amplified in the downstream of the reception point of sound, and a vortex is again shed. The reception point is located slightly downstream of the flow separation point. The positions of the acoustic source and the acoustic reception in this feedback loop were also clarified. Meanwhile, the tonal sound does not radiate for smaller kink shape angle, where the vortex formation does not occur around the kink shape by the lack of flow separation. Also, for the larger kink shape angle, the large separation prompts turbulent transition and the tonal sound does not radiate.

Key words : Aeroacoustic, Noise, Fluid-acoustic interaction, Trailing edge, Vortex, Computational fluid dynamics, Direct simulation

1. 緒 言

自動車のボンネットなど車体周りの造形には、図1に示すような曲線と折れ部が組み合わさった形状がみられる。これらの周りの流れでは、曲面に沿った層流境界層が折れ部付近ではく離し、曲面端部付近において強いピーク性をもった空力騒音が発生する場合があります。製品開発における問題となっている。

曲面端部から発生するピーク性の空力音としては、翼形状における **Trailing-edge noise** が挙げられ、多くの研究が行われている。Tam は翼形状後端から発生する離散的なピーク音の発生機構として、翼端部下流で生じた音波が上流の境界層に受容され、それによって生じたじょう乱が下流方向に発達し、翼端部において強い乱れを誘起し、強い音が発生するフィードバックループを提案し、そうした発生機構に基づき周波数予測式を提案した (Tam, 1974)。Arbey らは、翼の圧力面における境界層の不安定性が発生音に寄与し、流速の変化により最大音圧となる

No.15-00148 [DOI:10.1299/transjsme.15-00148], J-STAGE Advance Publication date : 30 April, 2015

^{*1} 正員, 豊橋技術科学大学 機械工学系 (〒441-8580 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)^{*2} 豊橋技術科学大学大学院 工学研究科 (現 ヤマハ(株) 人事部 人事室)^{*3} 豊橋技術科学大学大学院 工学研究科^{*4} 正員, 本田技術研究所 (〒321-3393 栃木県芳賀郡芳賀町下高根沢 4630)

E-mail of corresponding author: h-yokoyama@me.tut.ac.jp

ピーク音の周波数がシフトすることを明らかにした (Arbey and Bataille, 1983). Nash らは, ピーク音が発生している翼の圧力面後端部付近にはく離泡が生じ, このはく離泡が翼面近傍の流れの不安定性を増幅させることでピーク音の発生に寄与することを明らかにしている (Nash, et al., 1999). また, Probsting らは, 翼の圧力面後端部から放出される渦構造の強さがピーク音の大きさに影響していることを明らかにした (Probsting, et al., 2014).

本研究の対象である上流に折れ部を有する曲面端部から生じる空力音についても, 翼形状後端での発生音と同じく, 発生音が離散的なピーク音であることやピーク音発生時の折れ部下流においてはく離渦が生じることがわかっており, 翼からの発生音と同様フィードバック音の一種であると考えられる. しかし, 翼のような滑らかな形状とは異なり端部上流に折れ部を持っており, その折れ部角度が下流の流れや渦の発生および圧力勾配に影響を与える. そのため, 音の発生条件や発生機構においても折れ部を考慮する必要があると考えられるが, 端部上流に折れ部を持つ形状を対象とした研究はほとんど行われておらず, 音の発生機構や折れ部形状が発生音に及ぼす影響は明らかになっていない. 本研究の目的は, 層流境界層が流入する折れ部を上流に有する曲面端部から発生する空力音を対象とし, 風洞実験および流れと音の直接計算を行い, 音の発生機構および折れ部角度の発生音への影響を明らかにすることである.

Fig. 1 Configurations of flows around a trailing edge of a curved plate as a simplified model of automobile bonnet.

Fig. 2 Wind tunnel experimental setup for a simplified 1/2 bonnet model.

2. 主な記号

c	: 一様流中の音速	t_a	: 発生した音波が渦発生位置に伝播するまでの時間
d	: 折れ部から後端までの距離	t_c	: 発生した渦が音源位置に対流するまでの時間
F_k	: 非粘性流束ベクトル	U_c	: 渦の対流速度
F_{vk}	: 粘性流束ベクトル	U_{ref}	: 基準主流速度
f	: 周波数	u, v	: x, y 方向の速度
H	: モデル高さ	$u_h = (u^2 + (0.5v)^2)^{0.5}$	: 熱線流速計により測定される流速
L	: モデル長さ	x, y, z	: 各方向座標
L_p	: ピーク音の音圧レベル	x_d, y_d	: 折れ部から後端までに沿った方向座標
$M_{ref} = U_{ref}/c$	: 基準主流マッハ数	x_{da}	: 音源位置
p	: 圧力	x_{dc}	: 渦発生位置
Q	: 保存量ベクトル	α	: 折れ部角度
q	: 第二不変量 $= \ \mathbf{Q}\ ^2 - \ \mathbf{S}\ ^2$	α_e	: 折れ部角度
$Re_d = U_{ref} d/\nu$	: d に基づくレイノルズ数	β	: モデル設置角度
S	: 速度勾配テンソルの対称部	ν	: 主流の動粘度
$St = fd/U_{ref}$	: ストロウハル数	Δ	: 格子間隔
T	: 周期	Ω	: 速度勾配テンソルの非対称部
t	: 時間		

3. 対象とする流れ

研究対象は図2に示すような実際の自動車のボンネット形状車幅方向中央断面の1/2スケールモデルとし、モデル長さ $L = 361$ mm, モデル高さ $H = 149$ mm, 折れ部から後端までの距離を折れ部長さ $d = 30$ mm とした。また、各座標軸は折れ部上のスパン方向中心位置を原点とし、折れ部から後端に沿って x_d 方向、壁面に垂直な方向を y_d 方向を定め、スパン方向を z_d 方向とした。

表1に実験および計算条件を示す。折れ部角度の発生音への影響を明らかにするため、折れ部上流のモデル壁面に沿った折れ部での接線と水平面がなす角度をモデル設置角度 β とし、前述の接線と折れ部下流のモデル壁面がなす角度を折れ部角度 α とした。ただし、開放型風洞に翼型や図2に示すようなモデルを設置するとモデル壁面によって流れが転向するが、風洞断面積が有限であるため流れの転向角度が設置角度に対して小さくなる。計算ではモデルに比べて十分に大きな計算領域をとっているため、計算結果と風洞実験結果を比較する場合は、実験結果に対して折れ部角度の補正が必要となる。予備実験を元に実験での折れ部角度 α_e は設置されたモデルの実際の幾何学的な折れ部角度 α に 3.5° を加えた値とした。実験・計算ともにモデル設置角度は $\beta = 16^\circ$ に固定し、折れ部角度 α_e は実験では $\alpha_e = 4.5\text{--}19.5^\circ$ 、計算では $\alpha_e = 1\text{--}22^\circ$ と変化させた。

発生音に対する主流速度の影響を調べるため、実験において折れ部上 20 mm の位置 ($x_d/d = 0$, $y_d/d = 0.67$) における主流方向の流速を基準流速 U_{ref} とし、 $U_{\text{ref}} = 15\text{--}36$ m/s と変化させて実験をおこなった。このときのマッハ数は一様流中の音速を c とすると、 $M_{\text{ref}} = U_{\text{ref}}/c = 0.044\text{--}0.105$ であり、折れ部長さ d を基準としたレイノルズ数は $Re_d = (U_{\text{ref}}d)/\nu = 3.0 \times 10^5\text{--}7.1 \times 10^5$ である。計算における主流速度は $U_{\text{ref}} = 30$ m/s とした。

Table 1 Experimental and computational conditions.

	U_{ref} [m/s]	M_{ref}	Re_d	d [m]	β [$^\circ$]	α_e [$^\circ$]	L/d	H/d
Exp.	15 - 36	0.044 - 0.105	3.0×10^5 - 7.1×10^5	0.03	16	4.5, 9.5, 11 14.5, 19.5	11	4.97
Comp.	30	0.087	6.0×10^5			1, 6, 7.5, 9.5, 11 14.5, 16, 19.5, 22		

4. 研究手法

4・1 実験手法

本研究では、低騒音風洞を用いて騒音測定および流れ場測定を行った。ノズルの x - y 断面は 300 mm×300 mm, 測定部長さは 1250 mm であり、測定室内部は壁面を吸音材で覆い、壁面での音の反射を抑制した。主流速度 30 m/s での平均流速の非一様性は 0.5% 以下、主流乱れは 0.5% 以下、暗騒音は 65.2 dB (A) である。騒音測定に使用したマイクロホンは折れ部直上 800 mm の位置に設置した。

流れ場の測定には定温度型熱線流速計を使用した。本実験は速度場の計測に I 型プローブを使用しているため、主流方向速度と鉛直方向速度を分離することができない。境界層内では鉛直方向成分の速度が無視できない程度に大きいことから、熱線で測定されている速度において、鉛直方向速度成分の寄与を考慮する必要がある、それはセンサー形状に依存するが (Wagner and Kent, 1988)。ここでは、熱線計測において熱線の向きを変化させて評価した各方向速度成分の寄与度を基に、また文献 (Yokoyama, et al., 2013) と同様に、鉛直方向速度の寄与度を考え $u_h = (u^2 + (0.5v)^2)^{0.5}$ とし、計算においても同じ物理量を算出し実験値との比較をおこなった。なお、単純に熱線と直交する速度成分の大きさを考え、 $u_h = (u^2 + v^2)^{0.5}$ と考えた場合であっても本論文で述べる結果に大きな影響がないことを確認していることを付記しておく。

4・2 計算手法

4・2・1 支配方程式および離散化手法

本研究では音の発生機構を明らかにするため、流れと音の直接数値計算を行った。支配方程式には式 (1) に示す 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用い、有限差分法により計算を行った。

$$\mathbf{Q}_i + \frac{\partial}{\partial x_k} (\mathbf{F}_k - \mathbf{F}_{vk}) = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{Q}$ は保存量ベクトル、 $\mathbf{F}_k$ は非粘性流束ベクトル、 $\mathbf{F}_{vk}$ は粘性流束ベクトルをそれぞれ表す。

空間微係数は 6 次精度のコンパクトスキーム (境界では 4 次精度) により評価し (Lele, 1992), 時間積分には 3 次精度のルンゲクッタ法を用いた。また, 式 (2) に示す陰的な 10 次精度のフィルタリングにより, グリッドスケールの渦構造からサブグリッドスケールの渦構造へ受け渡されるエネルギーを散逸させ, コンパクトスキームに伴う数値不安定性も抑制した (Matsuura and Kato, 2007)。

$$\alpha_f \hat{\phi}_{i-1} + \hat{\phi}_i + \alpha_f \hat{\phi}_{i+1} = \sum_{n=0}^5 \frac{a_n}{2} (\phi_{i+n} + \phi_{i-n}) \quad (2)$$

ここで ϕ は保存変数を, $\hat{\phi}$ はフィルタリング後の保存変数をそれぞれ表す。計算の安定性を確保しつつ, スキームの高解像度特性が生かせるようフィルタパラメータ α_f は 0.45 とし, 係数 a_n は Gaitonde らによって用いられた値と同じ値とした (Gaitonde and Visbal, 2000)。

Fig. 3 Computational grid near model (every 5th grid lines shown).

Fig. 4 Computational domain and boundary conditions.

4・2・2 計算格子および境界条件

計算領域は, スパン方向には流れの 3 次元性が捉えるため 51 点の格子を用い, 格子解像度は一様に $\Delta/d = 0.02$ とした. xy 断面には渦構造及び音波を捉える渦・音波領域, 主に音の伝播を捉える音波領域, 外部境界での音波の反射を防ぐために音波を減衰させるバッファ領域に分けて計算を行った. 図 3 および図 4 に本計算で用いた計算格子および計算領域の大きさを示す. 渦・音波領域では, 音の発生に寄与する渦構造 1 つの大きさ $0.1d$ 程度に対し 10 点程度の格子解像度 ($\Delta/d \leq 0.01$) とし, 壁面近傍では $\Delta/d = 1.6 \times 10^{-3}$ とした. 音波領域では, 計算において最大の音圧レベルを持つピーク音の周波数の 1 波長 $9d$ 程度に対し 10 点以上の格子解像度 ($\Delta/d \leq 0.9$) とした. バッファ領域での格子間隔は外部境界付近で最大となり $\Delta/d = 10$ としており, この設定により外部境界での音波の反射を抑制した. 総格子点数は 690 万点であり, 解析が十分に安定する無次元時間 $t/(d/U_{\text{ref}}) = 28.1$ (総データ取得時間は $t/(d/U_{\text{ref}}) = 112.5$) で解析を行った.

境界条件について図 3 に示す. 計算においてモデルを実験同様単純な板形状にすると, 前縁下部において実験では生じない大きな渦が発生し, 全体的な流れ場を乱しフィードバック音が生じなくなる. なお, 数値計算では計算領域入口境界全体で主流を与えているのに対し, 実験においては, ノズル幅のみで主流を与えているため, モデル下部に入る流量が小さいため, そうした渦は発生しなかったと考えられるが, 明確な原因の解明は今後の課題である. 計算においてはモデル下部の上流面に第二の流入境界を設け, 実験におけるモデル下流れを再現している. なお, 実験において熱線で測定したモデル後流の平均速度場を参考にし, 第二流入境界で与える流速は上流面の第一流入境界で与える主流方向流速 u_1 に対し, $u_2 = 0.21u_1$, $v_2 = 0.07u_1$ としている. モデル前縁部 ($x_d d =$

-9.2) より上流においては、実験と条件を合わせ、主流がモデル前縁に流入するように、下面境界を Slip wall とし境界層の発達を抑制した。ただし、第二流入境界下流下面においては、計算の安定性を考慮し無反射境界条件は用いず、non-slip wall や対称境界を用いた際の流れ場を予備的に比較した結果、実験において計測されたモデル周囲の流れ場をよりよく再現することができた non-slip wall を本計算では採用した。遠方では無反射境界条件 (Thompson, 1987) を用い、境界での音波の反射を抑えている。スパン方向の境界は周期境界とした。

4・2・3 遠方場の音圧予測手法

風洞実験では、音の測定が流れ場や疑似音波の影響を受けないようにするため、モデルから 800 mm 離れた位置において遠方場の音の計測を行っているが、解析において、モデルから 800 mm 離れた位置における音波を精度良く捉えるためには、計算コストが増大することから、モデルに近い位置での音の解析結果から実験での音圧測定位置における音圧を、Porous FW-H 法 (Williams and Hawkings, 1969) (Lyrintzis, 2003) (Shur et al., 2005) を用いて予測した。図 5 に示すようにモデル後端 ($x_d/d = 1.0, y_d/d = 0.0$) を中心とした半径 $R/d = 6.7$ の z 方向に軸を持つ円柱面上の上半分の各点 $\mathbf{x}_1$ で計算結果から音圧変動 p を取得し、式 (3) および (4) を用いて遠方音場を計算した。なお、流れ場よりモデル後流に形成される渦構造などの変動は下流に対流にするにつれ弱まるが、格子のストレッチの影響などの影響もあり、本 FW-H 面上では十分に弱まっていることを確認している。また、過去の平板列まわりの空力音を対象として実施した FW-H 法 (Yokoyama, et al., 2013) においては $3.3C$ (C は平板長さ) の距離に FW-H 面を設けており、本研究は d を基準として考えると、さらに離れた位置 ($6.7d$) に面を設けていることから、音圧予測値に後流の変動が及ぼす結果は小さいと考えられる。また、本計算においてはモデル下部の計算領域は音波の波長に比べると小さく、モデル下部へ伝播する音場を正確に評価することは難しかったため、モデル上部の円柱面上を通過する音圧のみから遠方音場を予測することとした。

$$L_{ij} = p\delta_{ij} \quad (3)$$

$$4\pi p'(\mathbf{x}_2, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[L_{ij}(\mathbf{x}_1, \tau) \frac{\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{n}}{r} \right]_{\text{ret}} ds(\mathbf{x}_1) \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{r} = \mathbf{x}_2$, $r = |\mathbf{r}|$, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, $\mathbf{n}$ は面 S の外向き法線ベクトルを、添え字 ret は遅延時間 $\tau = t - r/c$ の考慮を示す。

Fig. 5 Schematic for porous FW-H method for prediction of acoustic far field by using simulated result. Dashed line shows sampling surface of sound pressure for estimation.

計算領域のスパン方向長さは $L_s/d = 1.0$ であるが、実験に使用したモデルのスパン方向長さは $L/d = 10.0$ であるため、音源のスパン方向相関を考慮し補正を行った。まず、計算結果より音波によるものと考えられる強い圧力変動の発生が見られたモデル後端 ($x_d/d = 1.0, y_d/d = 0.0$) において、圧力 p の変動についてスパン方向に距

離 Δz 離れた 2 点間でのコヒーレンス関数の値 $\gamma^2(f)$ を求め、 $\gamma^2(f)$ の値が 0.5 になるスパン長 Δz を等価相関長 $L_c(f)$ を用い、次式のように前述した porous FW-H 法で予測した $SPL_s(f)$ から実験でのスパン方向長さに相当する音圧レベル $SPL(f)$ を算出した (Kato et al., 1993). ここでの等価相関長は、乱流の積分特性距離と同様に積分により算出した値と大きく変わらないことを確認している. ここで、式(5)は計算領域のスパン方向長さより等価相関長が短い場合に相当し、位相が無相関として、実験のスパン方向幅分、計算領域内で発生した音響パワーの和をとっている. 一方、式(7)は等価相関長が実験モデル幅より長い場合に相当し、実験モデル幅全体で同期して音が発生していると考え、振幅の和をとっている. 式(6)は等価相関長分までは振幅の和をとり、それ以降は音響パワーの和をとり補正を行うことを意味している.

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 10 \log_{10}(L/L_s) (L_c(f) \leq L_s) \quad (5)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log(L_c(f)/L_s) + 10 \log(L/L_c(f)) (L_s < L_c(f) \leq L) \quad (6)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log(L/L_s) (L_s < L_c(f)) \quad (7)$$

図 6 に強いピーク音の生じた $\alpha_e = 11^\circ$, $M_{ref} = 0.087$ の条件での圧力変動のスパン方向へのコヒーレンスを一例として示す. ピーク音が発生した無次元周波数 $St = (fd)/U_{ref} = 1.25$ において、その他の周波数と比較してコヒーレンスが高い値を維持していることがわかる. これらの値より等価相関長を求め、音圧レベルの推定に使用した. なお、図 7 に示すように、速度変動のコヒーレンス ($x_d/d = 1.0$, 乱れ度最大の高さ $y_d/d = 0.03$ (実験), 0.04 (計算)) に関して実験計測値と計算予測値を比較した結果、 $\Delta z/d = 0 - 0.2$ の区間では実験とおおむね一致しており、数値計算における周期境界条件の影響は小さいと考え、計算領域内で $\gamma^2(f)$ が 0.5 以下にならない場合は $\Delta z/d = 0 - 0.2$ のこう配を用い、計算領域外の値を 1 次外挿により求め、等価相関長 $L_c(f)$ を求めた.

Fig. 6 Distribution of spanwise coherence of pressure fluctuations at $x_d/d = 1.0$, $y_d/d = 0.0$ for $\alpha_e = 11^\circ$. The result shows the coherence of the peak frequency components maintain a high value in the spanwise direction. On the other hand, the value of the other frequency components decreases rapidly.

Fig. 7 Distribution of spanwise coherence of velocity fluctuations u_h at $x_d/d = 1.0$ at the height of the most intense turbulent intensity ($y_d/d = 0.03$ and 0.04 for experiments and computations, respectively), for $\alpha_e = 11^\circ$ at the fundamental frequency.

5. 計算精度の検証

5・1 流れ場および音場

図 8 に折れ部角度 $\alpha_e = 9.5, 11, 14.5^\circ$, $M_{ref} = 0.087$ の条件での計算および実験で得られた折れ部から後端下流 5 mm ($x_d/d = 1.17$) における平均速度プロファイルの比較を示す. 折れ部上に流入する流れが一致し、折れ部下流

の $x_d/d=0.25-0.5$ において生じている流れのはく離および $x_d/d=0.75-1.0$ における再付着を再現できていることがわかる。また、角度が大きくなるにつれ $x_d/d=0.25, 0.5$ におけるはく離が大きくなる現象についても再現できていることがわかる。このように複数の角度で実験・計算の流れ場がおおむね一致していることから、前述の実験の幾何学的折れ部角度に対して行った補正は妥当であると考えられる。さらに、後流 ($x_d/d=1.17$) の速度プロファイルにおいて、 $y_d < 0$ の領域における計算の予測値は実験計測値とよく一致しており、前述の第二流入境界面において与えた速度は妥当であったと考えられる。

図9に $\alpha_e = 9.5^\circ$ における折れ部からの距離 $r/d = 26.7$ における音圧スペクトルの比較を示す。周波数解像度は $\Delta f = 78.1\text{Hz}$ である。実験で観測された無次元周波数 $St = 1.5, 1.9, 2.3, 3.0$ 付近におけるピーク音の発生が再現できていることがわかる。実験と計算で主要なピーク周波数が一致したことから、折れ部近傍の渦構造や音の発生に寄与している渦構造を捉えていると考えられ、本計算手法によって得られた結果は、本研究が注目しているピーク音の発生・伝播に関連する流れ場や音場を再現できていると考えられる。なお、 $St < 0.3$ の実験結果には風洞暗騒音の影響があるため、実験と計算は直接比較することはできない。

Fig. 8 Measured and predicted mean velocity profiles ($x_d/d = 0.0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$, and 1.17) for $\alpha_e = 9.5, 11, 14.5^\circ$. The predicted mean velocity profiles are almost in agreement with that measured in the experiment.

Fig. 9 Comparison of measured and predicted sound pressure spectra ($r/d = 26.7$). In the numerical result, it is confirmed that there are peaks at approximately the same frequencies ($St = 1.5, 1.9, 2.3, 3.0$) as obtained in the experiment.

5・2 折れ部角度の発生音への影響

図10に折れ部角度 α_e がピーク音の最大音圧レベルに及ぼす影響を示す。 α_e が 7.5° より小さい場合はピーク音が発生せず、 $\alpha_e = 1^\circ$ 付近において最も強いピーク音が生じ、さらに α_e を大きくするとピーク音は発生するが音圧レベルが低下し、 α_e が 16° より大きい場合はピーク音が発生しなくなるという傾向が、実験と計算において定量的

に一致していることがわかる。発生音に対する折れ部角度 α_e の影響についても本計算で再現できたことから、本計算を用いて音の発生条件を調べることが可能であると考えられる。

Fig. 10 Effects of the kink shape angle α_e on radiated tonal sound level. The strong tonal sound can be observed around $\alpha_e = 7.5$ – 16° . The predicted tendency of tonal sound levels versus α_e are in good agreement with that of experiments.

6. 計算結果および考察

6・1 流れ場が発生音に及ぼす影響

図 11 にピーク音が発生しなかった折れ部角度 $\alpha_e = 1, 22^\circ$ およびピーク音が発生した $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ の平均速度プロファイルを示す。ピーク音の発生しなかった条件として、折れ部角度の小さい $\alpha_e = 1^\circ$ では流れのはく離が発生せずほぼ一様な流れとなっており、折れ部角度の大きい $\alpha_e = 22^\circ$ では流れのはく離し、下流に行くにつれてはく離が大きくなっていることがわかる。ピーク音の発生した $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ の流れ場は、別途平均流れ場を確認しており、 7.5° では $x_d/d = 0.4$ 、 11° では $x_d/d = 0.25$ ではく離が生じることがわかっている。下流においてもはく離の大きさはほとんど変化せず、後端付近においてははく離が小さくなっていることがわかる。また、 $\alpha_e = 11^\circ$ でははく離した流れが $x_d/d = 1.0$ において再付着していることがわかる。6・2 節で詳しく述べるが、上流から対流してきた渦が、後端付近における流れの壁面への接近により壁面と干渉し変形することで音が発生するため、再付着が生じる際には強い音が発生すると考えられる。また、強い音の発生する条件の一つとしてスパン方向に位相の揃った渦が存在することがあげられるが、計算結果からはく離が大きすぎると、より上流側で流れが乱流に遷移し、渦の位相がそろわなくなり、音が発生しにくくなることが示唆される。

図 12 に $\alpha_e = 1, 7.5, 11, 22^\circ$ の $x_d/d = 0.75$ における乱れ度が最大となる壁面高さでの速度変動スペクトルを、図 13 に各条件における音圧スペクトルをそれぞれ示す。ピーク音の発生しなかった条件では、速度変動スペクトルにおいてもピークが確認できず、 $\alpha_e = 22^\circ$ においては、スペクトルが $-5/3$ 乗に沿うことから乱流に遷移していることがわかる。ピーク音の発生した条件においては音圧スペクトルにおける音のピーク周波数と同周波数のピークを速度変動スペクトルにおいても確認できる。

このことから、ピーク音が発生する条件として、はく離した流れが周期的な渦を発生させ、その渦が下流に対流する間に減衰しない程度に強く、かつその周波数を維持する必要があると考えられる。このような条件を満たした場合に、はく離によって生じた渦と同一の周波数の音が発生する。はく離によって生じた渦がその性質を維持するには、はく離が二次元的で三次元性が小さいことが必要であり、はく離した境界層内においても渦がその性質を維持していることから、乱れの成長率の大きな周波数成分の渦であると予測される。一方、ピーク音が発生しない条件として、折れ部角度が小さい場合は、折れ部下流の流れがはく離しないため、音の発生の原因となる渦が発生しないことがあげられる。また、折れ部角度が大きい場合は、大きいはく離が発生するため、発生した渦と壁面との干渉が生じないことがあげられる。

Fig. 11 Predicted mean velocity profiles ($x_d/d = 0.0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$, and 1.17) for $\alpha_e = 1, 7.5, 11$ and 22° . The flow separation occurs for $\alpha_e = 7.5, 11, 22^\circ$ and does not occur for $\alpha_e = 1^\circ$. The flow re-attachment only occurs for $\alpha_e = 11^\circ$.

Fig. 12 Predicted spectra of velocity fluctuations ($\alpha_e = 1, 7.5, 11$, and 22°) at $x_d/d = 0.75$ and the height of the maximum turbulent intensity. The spectra for $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ have the peaks at the same frequencies as those of sound pressure spectra. The spectrum for $\alpha_e = 22^\circ$ follows the curve for $-5/3$ power law.

Fig. 13 Predicted sound pressure spectra ($\alpha_e = 1, 7.5, 11, 22^\circ$). The spectrum for $\alpha_e = 7.5^\circ$ has the main peak at $St = 1.56$, and that for $\alpha_e = 11^\circ$ has the main peak at $St = 1.25$. The spectra for $\alpha_e = 1, 22^\circ$ do not have a peak.

6・2 フィードバックループ

6・2・1 音の発生機構

強いピーク音の生じた折れ部角度 $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ を対象とし、音の発生機構について議論する。図 14 に $\alpha_e = 7.5^\circ$ および 11° での $M_{\text{ref}} = 0.087$ におけるピーク音の基本周波数の 1 周期分の音場を各点での平均圧力を差し引いた変動圧力の等値線によって示す。図中の時刻 $t = 0$ は、膨張波が発生すると時刻を示しており、渦の対流位置での圧力変動と可視化図より判断している。図 14 からモデル後端付近から音波が発生し、膨張波および圧縮波が遠方に伝播していることがわかる。

図 15 に膨張波発生する際の音場と渦構造を変動圧力の等値線と速度勾配テンソルの第二不変量の等値面によってそれぞれ示す。渦が上流側から対流し、モデル後端付近 ($\alpha_e = 7.5^\circ$ では $x_d/d = 0.97$, $\alpha_e = 11^\circ$ では $x_d/d = 0.92$) で膨張波を放出していることがわかる。上流から対流してきた渦が、後端付近においては離した流れが再び壁面に近づく際に、渦と壁面と干渉することによって膨張波が発生したと考えられる。また、音の発生が音響放射効率の高い後端付近 (Goldstein, 1976) で起きていることにより、強い音の発生につながっていると考えられる。われわれは過去に段差を有するドアミラーまわりの流れにおいても類似のフィードバック音の発生機構について研究を行ったが、その際に後端が存在しない場合は強い音の発生が見られないことを確認している (Yokoyama, et al., 2007)。また、本研究では 1/2 モデルを用いているが、実際の自動車ボンネット (1/1 スケール) を用いた予備実験においても同様のピーク周波数が発生することは確認しており、これは折れ部までの上流部での加速流れに

より境界層が層流を保つため、比較的高いレイノルズ数 ($Re_d \approx 10^6$) においてもピーク音が発生するためと考えられる。

Fig. 14 Contours of fluctuation pressure (T is time period). The compression and the expansion waves propagate in the upstream direction. The expansion wave radiates around the trailing edge at the time of $t = 0$. (a) $\alpha_e = 7.5^\circ$. (b) $\alpha_e = 11^\circ$.

Fig. 15 Iso-surfaces of second invariant ($q/(U_{ref}/d)^2 = 0.017$). The expansion wave radiates from distortion of the vortex due to the interference with the wall around the trailing edge at $x_d/d = 0.97$ and 0.92 for $\alpha_e = 7.5^\circ$ and 11° , respectively. (a) $\alpha_e = 7.5^\circ$. (b) $\alpha_e = 11^\circ$.

6・2・2 フィードバックによる渦の発生機構

図 16 (a) および図 16 (b) に壁面近傍の流れ場における乱れ度が最大となる壁面高さでの、音の発生周波数における主流方向速度変動の強度および位相の x_d 方向の変化それぞれ示す。なお、これらの壁面高さでの渦発生・通過を可視化図より確認している。図 16 (a) より $\alpha_e = 7.5^\circ$ では $x_d/d = 0.44$, 11° では $x_d/d = 0.32$ の位置から下流にいくにつれて速度変動強度が大きくなっていることがわかる。これらの位置は前述したそれぞれのはく離点に対し、やや下流の位置である。また、図 16 (b) より速度変動の位相から変動強度が成長を開始する位置とほぼ同じ位置において、発生したじょう乱が下流方向に対流していることが確認できる。これらのことから、速度変動強度が成長を始める位置より音の発生周波数と同周期でじょう乱が発生し、下流に対流する間に渦となると考えられる。このことは音の受容点が必ずしも折れ部ではないことを示している。このことをさらに詳しく調べた結果を以下に示す。

図 17 に各時刻での圧縮波および膨張波の伝播と渦の対流位置を示す。圧縮波と膨張波の位置は、壁面近傍を通過する渦の影響が少ない壁面からの高さが $y_d/d = 0.67$ の位置における変動圧力が最大値になる位置を圧縮波、最小になる位置を膨張波が伝播している位置とした。また、各時刻における渦の対流位置は図 16 (b) に示した速度変動の位相から平均対流速度より求めおり、可視化図との矛盾がないことを確認している。この図から各条件において、図 16 (a) で示した速度変動強度の成長開始位置とほぼ同じ位置において、渦の対流と圧縮波の伝播が交差していることがわかる。この結果から、圧縮波の通過が下流での渦の発生につながっていることが明らかになった。この位置において音波が流れに影響を及ぼすことによってじょう乱が発生すること考えられる。

図 18 に速度変動強度の成長開始位置での境界層の様子を示す。はく離せん断層が膨張波通過時 ($\alpha_e = 7.5^\circ$ では $t = 0.28$, $\alpha_e = 11^\circ$ では $t = 0.35$) には押し下げられ、圧縮波の通過時 ($\alpha_e = 7.5^\circ$ では $t = 0.80T$, $\alpha_e = 11^\circ$ では $t = 0.83T$) には押し上げられており、音波の通過に同期してせん断層が振動していることがわかる。なお、このせん断層の振動の振幅がこれらの位置での壁面からの高さ $y_d/d = 0.67$ における変動圧力から得られる振動の振幅と同じオーダーであることを確認している。このことから、後端から発生した音波が上流に伝わり、その音波による粒子速度がせん断層を振動させていると考えられる (Yokoyama, et al., 2007)。はく離が生じている不安定な流れにおいてせん断層が音波を受容することで振動し、圧縮波の通過によりせん断層が押し上げられる際に渦が発生すると考えられる。このことから、渦の発生位置が $\alpha_e = 11^\circ$ の方が 7.5° よりも上流側であるのは、流れが $\alpha_e = 11^\circ$ の方がより上流で流れがはく離し、音波を受容するからであると考えられる。これらの結果と考察から、流れ場が音波を受容する位置を明確に示すことができた。

Fig. 16 Variation of velocity fluctuations at fundamental frequency along x_d . (a) Power of the u velocity fluctuation is shown. The power of the velocity fluctuation begins to increase rapidly from $x_d/d = 0.44$ and 0.32 for $\alpha_e = 7.5^\circ$ and 11° , respectively. (b) Phase of the u velocity fluctuation is shown. It was clarified the disturbances of velocity fluctuation has the same frequency as the peak of sound occur at this point, and start to convect downstream.

Fig. 17 Trajectories of compression and expansion waves and vortices. The trajectory of point of the vortex intersects with that compression wave at $x_d/d = 0.44$ and 0.32 for $\alpha_e = 7.5^\circ$ and 11° , respectively. The separated shear layer deflected upward when the compression wave passes lead to vortex shedding. (a) $\alpha_e = 7.5^\circ$. (b) $\alpha_e = 11^\circ$.

Fig. 18 Variations of velocity profile during 1 period. The separated shear layer deflected downward when the expansion wave passes and deflected upward when the compression wave passes. It was found from the figure that the acoustic wave propagates to upstream, and the particle velocity of this wave vibrates the separated shear layer. (a) $\alpha_e = 7.5^\circ$. (b) $\alpha_e = 11^\circ$.

6・3 発生音の周波数

本章では強いピーク音が生じた折れ部角度 $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ を対象とし、発生音の周波数の違いがなぜ生じるのかについて議論する。表 2 に各条件における渦の発生位置 x_{dc} と音波の発生位置 x_{da} を、表 3 に発生した渦が音波発生位置まで対流するのに必要とした時間 t_c と発生した音波が渦発生位置まで伝播するのに必要とした時間 t_a をそれぞれ示す。なお、渦の対流速度および音波の伝搬速度は図 17 に示した値を用いて渦の発生位置から音波の発生位置までの区間における平均速度を算出しており、可視化結果と矛盾がないことを確認している。なお、この区間は音波領域ではなく、音源近傍の流体力学的な圧力変動領域である。そのため、圧力変動の伝搬速度が音速の 1/4 程度の値となっているが、より上流の折れ部を通過する圧力変動の伝搬速度は空気中の音速と同程度であることを確認している。

発生音の周波数はフィードバックループを形成する各現象に要する時間の和の逆数となるため、モード n ($x_d = x_{dc}, x_{da}$ 間の渦の個数) の発生音周波数は式(8)-(10)のように t_c, t_a により決定される。

$$nT_n = (t_c + t_a) + 0.5T_n, \quad (8)$$

$$f_n = 1/T_n = (n - 0.5)/(t_c + t_a), \quad (9)$$

$$St_n \equiv f_n U_{\text{ref}}/d = (n - 0.5)/((t_c + t_a)/(d/U_{\text{ref}})), \quad (10)$$

ここで、 T_n はモード n の周期を表している。式(8)右辺における $0.5T_n$ は渦の変形による膨張波の発生から圧縮波の発生までの位相差を表している。表 3 には $\alpha_e = 7.5, 11^\circ$ のピーク周波数 St_f と、モード $n=3$ とし算出した t_c, t_a と式(8)-(10)から求めたピーク周波数 $St_{n=3}$ を示しているが、音圧スペクトルの周波数解像度が $\Delta St = 0.078$ であることを考慮すると、その値はほぼ一致しており、渦や音波が $x_d = x_{dc}, x_{da}$ 間を通過する時間によりピーク周波数が決定されることが確認できた。

Table 2 Position of the reception point, x_{dc} , and that of the sound source, x_{da}

$\alpha_e [^\circ]$	$x_{dc}/d [-]$	$x_{da}/d [-]$
7.5	0.44	0.97
11	0.32	0.92

Table 3 Time required for the convection of vortex, t_c , and that for the propagation of sound, t_a .

$\alpha_e [^\circ]$	$t_c/(d/U_{\text{ref}}) [-]$	$t_a/(d/U_{\text{ref}}) [-]$	$St_{n=3}$	St_f
7.5	1.36	0.18	1.62	1.56
11	1.61	0.25	1.34	1.25

ピーク周波数に及ぼす影響としては、音速に比べ渦の対流速度は遅いため、表 3 に示すように渦の対流に要する時間 t_c の寄与が大きい。ここで、各条件での渦の対流速度 U_c はおおよそ等しいことから ($\alpha_e = 7.5^\circ$ では $U_c/U_{\text{ref}} = 0.39$, $\alpha_e = 11^\circ$ では $U_c/U_{\text{ref}} = 0.37$)、渦発生位置から音波発生位置までの距離の差がピーク音発生周波数の差に大きく影響しているといえる。折れ部角度が大きいくはく離がより上流側で生じる $\alpha_e = 11^\circ$ の方が $\alpha_e = 7.5^\circ$ よりも渦の発生位置が上流側となり、音波の発生位置においても後端付近で流れが再付着することによる渦とモデル壁面との干渉により $\alpha_e = 11^\circ$ の方が上流側となるが、 $\alpha_e = 11^\circ$ の方が渦発生位置から音波発生位置までの距離が長くなるため、渦が対流するのに時間がかかり発生音のピーク周波数が低くなると考えられる。

Fig. 19 Proposed model of fluid-acoustic interactions for intense acoustic radiation. The disturbances are generated at $x = x_{dc}$ and developed into vortices. When the vortices are deformed by the interaction with the wall at $x = x_{da}$, acoustic waves radiate. The time for the convection of the disturbances or vortices and that for the propagation of acoustic waves between x_{dc} and x_{da} is t_c and t_a , respectively.

図 19 に、あらためて本研究で示したフィードバック音の発生機構のモデルの概略図を示す。位置 $x = x_{dc}$ においてせん断層が音波を受容することで渦もしくはじょう乱が成長・対流を始め、渦は $x = x_{da}$ まで対流し、壁との干渉により膨張波が発生する。膨張波と半周期ずれて発生した圧縮波が上流に伝播し、音響的フィードバックにより再び渦が発生する。発生音の周波数は、これらの対流・伝播にかかる時間および渦の個数であるモードによっ

て決定される。フィードバック音を推定する際、折れ部と端部の距離を基準として、音速と主流速度（もしくは渦の対流速度）と補正係数を用いて周波数を予測することが一般的である。一般に補正係数は渦が音を受容してから成長するのに必要な時間遅れもしくは渦から音が発生する際の時間遅れとしてあらわされるが、本解析の結果から、発生する音の周波数が実験条件によって変わるのには、音波の受容や音が発生するまでの時間遅れの影響ではなく、単純に渦の発生位置と音の発生位置が形状等によって変わるためであることがわかる。周波数を簡便に予測するという点では補正係数と幾何学的形状を用いる従来の予測モデルは便利であるが、音の発生機構の説明としては正しくないことがわかる。渦の発生位置 x_{dc} と音波の発生位置 x_{da} を一般的なモデルとして求めることは必ずしも簡単ではなく、数値解析や実験によって求めざるを得ないが、空力音の発生機構を理解するためには、本研究で示したモデルが有効であると考えられる。

7. 結言

層流境界層が流入する折れ部を上流に有する曲面端部から発生する空力音を対象とし、音の発生機構および折れ部角度の発生音への影響を明らかにすることを目的に、風洞実験および流れと音の直接計算を行い、以下のことを明らかにした。

- ・ピーク音が発生しない条件においては、 $\alpha_e = 1^\circ$ のように折れ部角度が小さい場合は、折れ部下流の流れがはく離せず音の発生の原因となる渦が発生しないためピーク音が発生せず、 $\alpha_e = 22^\circ$ のように折れ部角度が大きい場合は、流れが大きくはく離するため、発生した渦と壁面との干渉が生じないためピーク音が発生しない。
- ・発生したピーク音は、上流から対流してきた渦が、流れの再付着により壁面と干渉することで渦構造を維持できなくなることによって発生する。また、その音波が上流に伝播しはく離が生じている不安定な流れにおいて境界層に受容されることで振動し、圧縮波の通過により境界層が押し上げられる際に渦が発生する。このように本現象における発生ピーク音は、流れと音のフィードバックループにより生じるフィードバック音である。さらに、本研究では音の受容点を解析により定量的に示し、受容点の位置が音の周波数予測に必要であることを明らかにした。
- ・異なる周波数で強いピーク音が生じた $\alpha_e = 7.5^\circ, 11^\circ$ を比較すると、折れ部角度が大きくはく離がより上流側で生じる $\alpha_e = 11^\circ$ の方が $\alpha_e = 7.5^\circ$ よりも渦の発生位置が上流側となり、音波の発生位置も $\alpha_e = 11^\circ$ の方がわずかに上流側となるが、渦の対流距離は $\alpha_e = 11^\circ$ の方が長くなる。渦の対流速度はほぼ同じであるため、渦が音源位置まで対流するのに時間がかかる $\alpha_e = 11^\circ$ の方が発生音のピーク周波数が低くなっている。このことから、ピーク音の周波数の変化には、渦発生位置から音波発生位置までの距離が大きく影響しているといえる。

References

- Arbey, H. and Bataille, J., Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.134 (1983), pp.33-47.
- Gaitonde, D. V. and Visbal, M. R., Pade-type higher-order boundary filters for the Navier-Stokes equations, *AIAA journal*, Vol.38, No.11 (2000), pp.2103-2112.
- Goldstein, M. E., *Aeroacoustics* (1976), pp.174-182, McGraw-Hill.
- Kato, C., Iida, A., Takano, Y., Fujita, H. and Ikegawa, M., Numerical prediction of aerodynamic noise radiated from low Mach number turbulent wake, *Conference Proceedings of the 31st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1993), Paper No. AIAA 93-0145.
- Lele, S. K., Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, *Journal of Computational Physics*, Vol.103 (1992), pp.16-42.
- Lyrntzis, A. S., Surface integral methods in computational aeroacoustics – from the (CFD) near-field to the (acoustic) far-field, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol.2, No.2 (2003), pp.95-128.
- Matsuura, K. and Kato, C., Large-eddy simulation of compressible transitional flows in a low-pressure turbine cascade, *AIAA journal*, Vol.45, No.2 (2007), pp.442-457.
- Nash, E. C., Lowson, M. V. and McAlpine, A., Boundary-layer instability noise on aerofoils, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.382 (1999), pp.27-61.
- Probsting, S., Serpieri, J. and Scarano, F., Experimental investigation of aerofoil tonal noise generation, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.747 (2014), pp.656-687.
- Shur, M. L., Spalart, P. R. and Strelets, M. Kh., Noise prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and tests, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol.4, No.3-4 (2005), pp.213-246.

Yokoyama, Shinohara, Nakajima, Miyazawa and Iida, Transactions of the JSME (in Japanese), Vol.81, No.826 (2015)

Tam, C. K. W., Discrete tones of isolated airfoils, The Journal of the Acoustical Society of America, Vol.55 (1974), pp. 1173-1177.

Thompson, K. W., Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, Journal of Computational Physics, Vol.68 (1987), pp.1-24.

Wagner, T. C. and Kent, J. C., On the directional sensitivity of hot-wires: A new look at an old phenomenon, Experiments in Fluids, Vol.6 (1988), pp.553-560.

Williams, J. E. F. and Hawkings, D. L., Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, Philosophical Transactions, The Royal Society London, Series A, Vol.264, No.1151 (1969), pp.321-342.

Yokoyama, H., Tsukamoto, Y., Kato, C. and Iida, A., Self-sustained oscillations with acoustic feedback in flows over a backward-facing step with a small upstream step, Physics of Fluids, Vol.19 (2007), 105103.

Yokoyama, H., Kitamiya, K. and Iida, A., Flows around a cascade of flat plates with acoustic resonance, Physics of Fluids, Vol.25 (2013), 106104.