

低 Re 数翼周り流れの境界層不安定と音響変動との相関について

跡部 隆, 池田 友明

宇宙航空研究開発機構 流体グループ

On the correlation between boundary-layer instability and acoustic disturbances in low Re number flow around an airfoil

by

Takashi ATOBE and Tomoaki IKEDA

ABSTRACT

The unsteady aerodynamics of a two-dimensional NACA0006 airfoil are investigated at a low Reynolds number, directly resolving acoustic perturbations in subsonic flows. At a relatively low angle of attack, periodic vortex sheddings are reproduced, simultaneously generating a dipole sound from the trailing edge. By slightly altering inflow Mach number, the shedding frequency often changes drastically, presumably via the onset or offset of an acoustic feedback loop, which correlates an aerodynamic sound emission from the trailing edge, and an instability mechanism in the suction-side boundary layer of the foil. In this study, the phase difference between two different waves – an emitted sound wave and an induced instability wave, is statistically sampled and examined to clarify the on/off determination mechanism of the acoustic feedback loop.

1. 研究目的

商用旅客機などを想定した翼の空力設計においては、通常翼弦長と一様流に基づいたレイノルズ数が 10^7 以上のオーダーとなる。このような高レイノルズ数流れでは境界層は非常に薄く、十分乱流に遷移した付着流であったり剥離が穏やかである場合には、翼型の空力特性はレイノルズ数に大きく依存しないことが知られている。設計分野においては、レイノルズ平均 Navier-Stokes 式を離散化した CFD 解析が、揚力や空気抵抗に対して精度良い見積もりを与える設計ツールとして広く用いられている。また、非粘性流れに基づいた翼理論なども第一次近似として適当な解を与える。

しかしながら、低速で飛ぶ小型の模型飛行機などに代表されるように、レイノルズ数が 10^5 よりも低いオーダーになると、翼の空力特性は境界層遷移や剥離の影響を大きく受け、結果としてレイノルズ数依存性をより顕著に示すようになる¹⁾。例えば、現在 JAXA が中心になって進めている火星複合探査計画 (MELOS) では、火星大気内に航空機型探査機を投入し飛行探査させるミッションが候補の一つに上がっている。火星大気の密度は地球のおよそ 100 分の 1 であるため、大型の模型飛行機程度の探査機を亜音速で飛ばすことを想定した場合、翼面境界層は層流であると考えられる程度に十分レイノルズ数は小さい。また、火星の大気密度が小さいことから、必要な揚力を得るには飛行速度を増やす必要があり、飛行マッハ数がある程度高くなることが予想される。このような流れ場では、低レイノルズ数流れの影響に加えて、流体の圧縮性の影響を評価する必要が生じる。

筆者らは既報の研究²⁾において、レイノルズ数が 10^4 程度の流れを対象として、後流で発達する非定常渦変動と同期して発生する後縁ノイズの空力特性への影響を検討した。二次元後縁ノイズの圧力変動 δp は $M^{1/2}$ の依存性を持つため³⁾、音響変動は高マッハ数であるほど揚力・抗力などの空力特性の非定常性への寄与が大きくなる。加えて迎角を持たせる時、翼上面には逆圧力勾配により流れ方向速度分布中に変曲点が現れ、剥離領域の存在と共に非粘性型の不安定を示す。このため、後縁から伝播する音響変動が曲率の大きい前縁近傍で受容されると、境界層内に不安定波が励起されるフィードバック現象が観察される。不安定波が後流の渦生成に支配的な影響を与えるまでに成長すると、後縁から発生する音響変動はさらに増大し、後流渦の放出と境界層不安定の励起とが音響変動によって結び付け

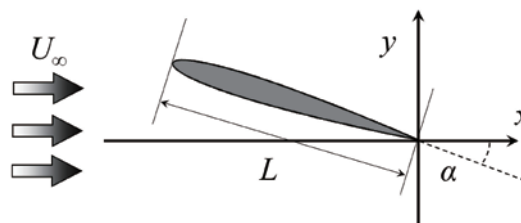


Fig. 1 Flow configuration for NACA0006 airfoil.

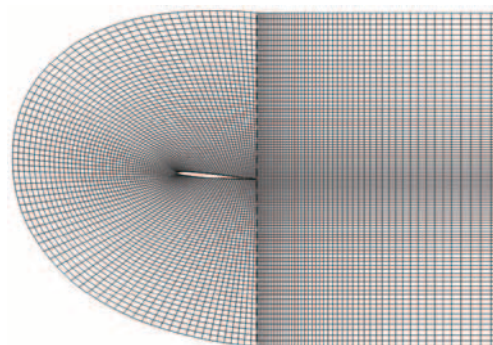


Fig. 2 Two-block numerical grid for a tilted airfoil. Dashed-line denotes block interface where characteristic conditions are applied.

られる一種の閉じたループを形成する。このフィードバックループは、マッハ数や迎角などの流れ条件の僅かな変化により ON/OFF が切り替わり、低レイノルズ数の空力特性を論じる上で大変興味深い現象である。本研究においては NACA0006 翼型を用いて、境界層の不安定波に起因する変動と、後縁から発生する音響変動との相関に着目し、フィードバックループの ON/OFF 特性との関連について考察を行う。

2. 計算手法並びに概要

流れモデルの概要を Fig. 1 に示す。翼後縁を原点に取り、 x 軸からの傾き α を迎角とし、領域左側から速度 U_∞ の流入がある。 x, y 軸それぞれを流れ方向・垂直方向と定義し、流速成分を u, v で表す。NACA0006 翼のコード長 L を代表長さとし、 L と U_∞ に基づいたレイノルズ数は 10,000 である。流入マッハ数 M には 0.1~0.6 を与える。

基礎方程式には二次元の圧縮性 N-S 方程式を用いる。流れ

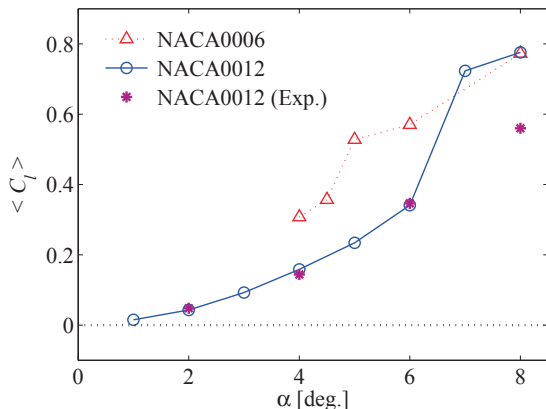


Fig. 3 Time-averaged lift coefficient $\langle C_l \rangle$ on various α at $M = 0.2$ for NACA0006, NACA0012, and experimental data.

場はC型格子を用いて差分法により離散化し、格子解像度は、翼周方向に1400点、翼垂直方向に200点に分割した計28万点の二次元格子を用いる。時間方向の離散化には4次精度のRunge-Kuttaスキームを、空間方向には6次精度コンパクトスキームを用い、境界及び数値格子接合部では特性条件を適用する。計算領域は翼前縁から上流では径方向に $20L$ 、翼後縁から下流方向に $30L$ 取る。

ここで用いるNACA対称翼型は後縁で有限の角度を持つ非カusp形状であるため、C型格子を翼周りに適用する際には上下翼面の格子線接続に関し、後縁近傍で微小な折れ曲がりが生じる。このような計算格子を高次精度計算スキームと共に用いると、格子線の折れ曲がりそのものが非定常変動や音波の発生源となり、計算精度低下の原因となり得る。こうした不都合を回避するため、Fig. 2に示すように、計算格子を翼周部と後流部の2つのブロックに分け、翼周部には曲線座標を、後流域には直交格子を用いて離散化を行い、それぞれを特性境界条件を用いて接続する。上述の格子接合条件及び一般境界条件と空間高次精度スキームとの組み合わせに関して、境界近傍での空間方向の精度低下を抑えるために、風上陽差分による特性方程式を境界条件として組み込んだコンパクトスキームを採用する。これら数値スキームの詳細とNACA0012二次元翼から発生する後縁ノイズの再現を対象とした計算コードの検証例については既報の研究にまとめられている⁴⁾。

3. 計算結果の概要

計算は一様流を初期条件とし、 U_∞ と L による無次元時間で最大200程度まで流し、周期変動を形成するか確認を行った。以下で示す各統計量は、非定常性が十分発達した時点から変動量のサンプリングを行い処理されたものである。まずマッハ数 $M = 0.2$ における揚力の迎角 α 依存性をFig. 3に示す。ここで揚力は非定常的に変動するため、揚力係数の時間平均を取っている。NACA0006翼型に加えて、倍の厚みを持つNACA0012翼型と既報の実験値との比較検証も重ねて示す²⁾。ここで得られた揚力傾斜から判断すると、示された迎角の範囲($\alpha \leq 8.0^\circ$)では、明らかな失速は見られない。しかしながら、NACA0012翼型の実験値との比較においては、 $\alpha = 6.0^\circ$ を超えた辺りから二次元計算結果では急に揚力係数が増大し、実験値との乖離が観察される。迎角が増大することで負圧面側の剥離領域が拡大するため、実際の流れでは翼境界層のスパン方向の変動が卓越すると考えられ、本研究で用いる二次元計算との差異が広がるためである。また、厚みが半分であ

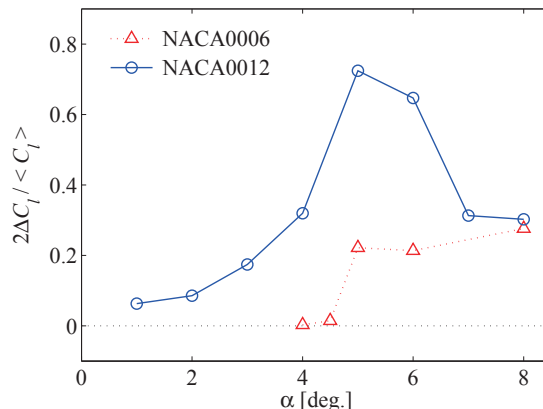


Fig. 4 The fluctuating ratio of C_l represented by its rms fluctuations ΔC_l on various α at $M = 0.2$.

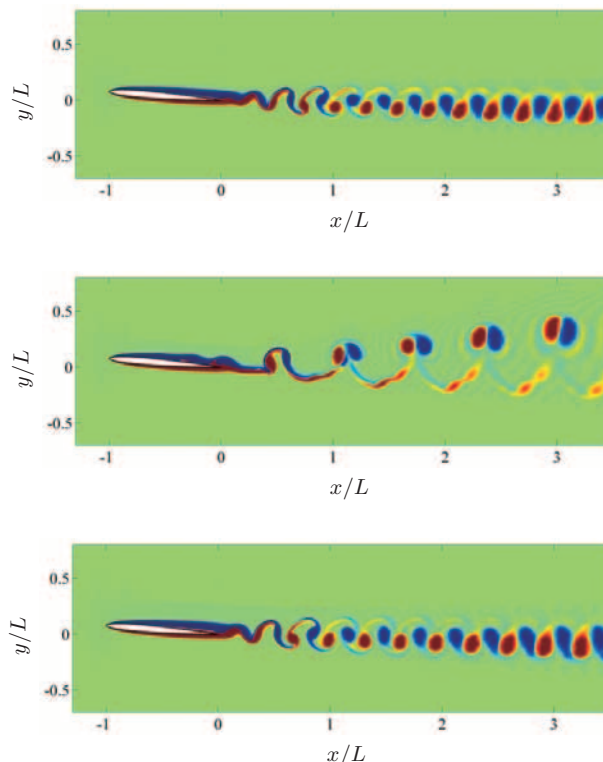


Fig. 5 Instantaneous vorticity fields for $\alpha = 4.5^\circ$ at $M = 0.2, 0.4, \text{ and } 0.5$, from top to bottom, respectively. Color scaling ranges from blue to red for $-4.0 \leq \omega L/U_\infty \leq +4.0$.

るNACA0006翼が同迎角においてより高い揚力を実現しており、従来より説明される通り、低レイノルズ数流れにおいては薄翼の方が空力性能が優れることを示す¹⁾。さらに各迎角における揚力の変動幅をFig. 4にまとめる。変動幅を示す尺度として、時間平均値 $\langle C_l \rangle$ からの変動をrms値で表した ΔC_l を変動の正負各々を考慮するため2倍にし、さらに平均値との比を取っている。この時、NACA0012翼型では $\alpha = 5.0^\circ$ において揚力平均のおよそ80%近い変動が生じていることがわかる。また、NACA0006翼型では $\alpha = 4.5^\circ$ を超える辺りから急に時間変動幅が増大し、非定常的な空力特性が変化したものと推測される。以下では、この迎角 $\alpha = 4.5^\circ$ 及び $\alpha = 5.0^\circ$ の流れ場及び空力特性の違いに関して詳細に検討を行う。

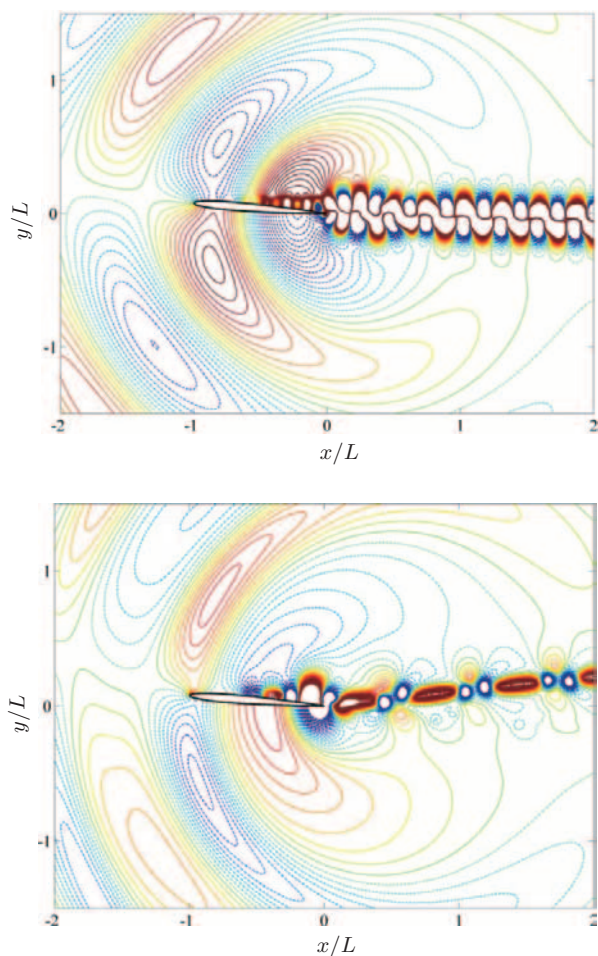


Fig. 6 Instantaneous sound pressure fields $\delta p / \rho_{\infty} U_{\infty}^2$ for $\alpha = 4.5^\circ$ at $M = 0.2$ (top), and $M = 0.4$ (bottom), respectively. The pressure field is weighted by the factor $(0.2/M)^{1/2}$ to remove the Mach number effect in sound pressure scattering at $M = 0.4$. One contour level denotes 2.0×10^{-5} , and 2.0×10^{-4} , respectively.

迎角 $\alpha = 4.5^\circ$ において、マッハ数を変化させた場合の翼近傍と後流域の瞬時渦度分布を Fig. 5 に示す。 $M = 0.2$ の結果では、符号の異なる渦度を持つ二つの渦が対になり後流に放出されるカルマン渦列を形成する。この渦放出は、円柱流れ等に代表されるように、一般に後流での不安定が支配的な場で再現される。また、 $M = 0.2$ よりも低いマッハ数の場合にも、同様に後流不安定が支配的な流れ場が再現される。ところが、ここからマッハ数を上げると徐々に渦変動に影響が出始め、同じく Fig. 5 に示した通り、 $M = 0.4$ では変動周波数が大きく下がり、境界層から目に見える速度変動が発生し、後流への渦放出に影響を与えている様子がわかる。 U_{∞} と L で無次元化された変動周波数は、それぞれ 3.3, 1.5 である。これは既報²⁾でも述べられている通り、より高い周波数 3.3 が後流域の釣鐘型の速度分布から自励振動周波数として決定されているのに対し、マッハ数を増したケースでは、後縁から放射される音響変動が増大するため、翼前縁部で受容される流体力学的不安定変動の振幅も増大し、境界層の移流型不安定が周波数選択に際して支配的になるものと推察される。この現象は、翼面に沿って上流に伝播する音響変動が境界層にフィードバックされることによる、音波と境界層不安定との共鳴ループの発生と説明することができ、共鳴現象を通して放射される音圧レベルも大幅に増大する。しかしながら、さらにマッハ数を上げた $M = 0.5$

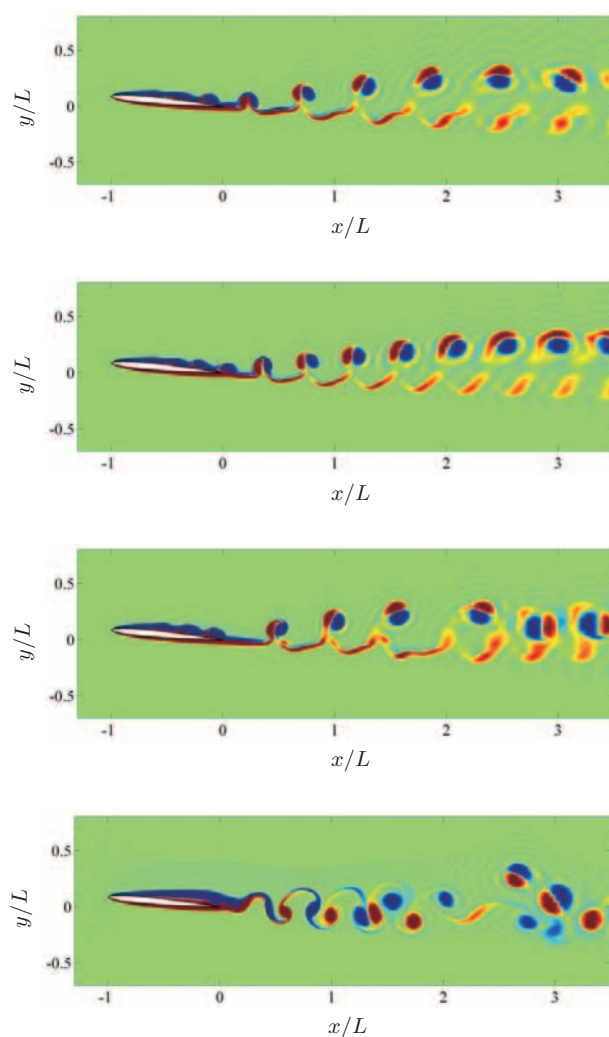


Fig. 7 Instantaneous vorticity field for $\alpha = 5.0^\circ$ at $M = 0.2, 0.25, 0.3$, and 0.6 , from top to bottom, respectively. Also see the caption of Fig. 5 on color scaling.

のケースでは、境界層から発生する特徴的な渦変動は消失し、 $M = 0.2$ のケースで見られたようなカルマン渦列が再度形成される。これは、マッハ数が高くなることで、剪断層に圧縮性の効果が現れて安定化し、フィードバックループが OFF になったものと推測される。ここでの無次元周波数は 2.9 であり、 $M = 0.2$ の結果よりも幾分低下している。後流不安定に起因するカルマン渦の振動周波数に関しては、圧縮性を考慮した安定性解析⁵⁾によりマッハ数が高くなる程周波数が低下するとの報告があり、本研究結果にも同様の現象が当てはまると言える。

迎角 $\alpha = 4.5^\circ$ で見られた、流体力学的に大きく異なる 2 つのケース $M = 0.2$ と 0.4 の瞬時の圧力変動の比較を Fig. 6 に示す。後縁近傍から放出される渦と同期して後縁を放射源とした空力音が発生している様子が捉えられており、また負圧面側の境界層内に音響的なフィードバックに起因する渦変動 (= 不安定波) が観察される。さらに、ここで用いられるコンターレベルは、発生音圧のマッハ数依存性 $M^{1/2}$ を考慮に入れた上でも 10 倍の違いがあり、共鳴ループの存在を特徴づけている。即ち、今の場合、マッハ数の増大に起因する音響フィードバックループの出現により、揚力変動幅はおおよそ 10 倍に上昇し、非定常的な空力特性に無視できない影響を与えることが伺える。

ここから迎角をわずかに増した $\alpha = 5.0^\circ$ の流れのマッハ数

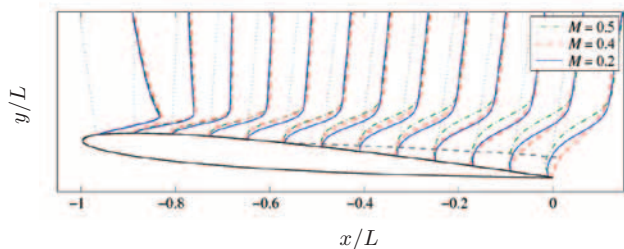


Fig. 8 Time-averaged tangential velocity profiles sampled in the wall normal directions in the boundary layer on suction side for $\alpha = 4.5^\circ$ at various Mach numbers. The length scale in the wall normal direction is doubled from the original data. Gray dashed line indicates a separation region in the boundary layer at $M = 0.2$.

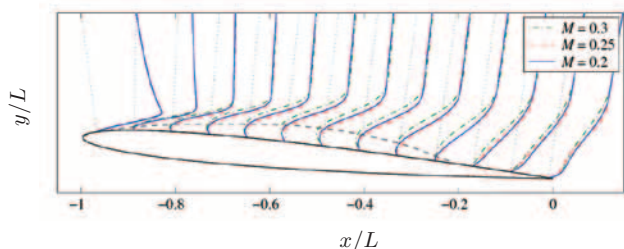


Fig. 9 Time-averaged tangential velocity profiles for $\alpha = 5.0^\circ$ at various Mach numbers. Also see the caption in Fig. 8.

依存性を Fig. 7 に示す。この迎角においては、マッハ数 0.05 刻みで $M = 0.1$ から 0.6 まで変化させ流れ場の比較を行った。 $M = 0.1$ から 0.2 については、それぞれわずかな周波数の違いはあるものの、Fig. 7 の最上段で示した流れ場とほぼ同等な結果が得られる。いずれも負圧面側の境界層から特徴的な周期的渦変動が生じており、上述の音響フィードバックループが作用しているものと推察される。Fig. 4 で示した通り、 $\alpha = 5.0^\circ$ で急に揚力変動が増大するのは、この境界層不安定に起因する渦放出が原因であることがわかる。変動周波数は無次元で 1.9 ($M = 0.1$) ないし 1.8 ($M = 0.2$) である。ところが、 $M = 0.25$ では渦放出周期が急に短くなり、無次元化周波数 2.3 に上昇する。また、 $M = 0.3$ 以上では渦放出は非周期的になり、速度変動のスペクトルを取ると広帯域の分布を持つ。しかしながら、マッハ数の変化と共に渦放出の様子は遷移し、例えば $M = 0.6$ では境界層内の変動は低下し、より後流不安定が支配的な流れが再現される。このように、比較的低周波数の非定常変動を伴う低レイノルズ数翼周り流れにおいては、音響変動のフィードバックや剪断層の安定化を通して、流体力学的な特性がマッハ数に大きく依存することがわかる。

4. 線形安定性解析による周波数特性の考察

本節では Orr-Sommerfeld (O-S) 方程式に基づく線形安定性解析を用いて、音響フィードバックループの ON/OFF 特性に関して考察を行う。渦放出周波数はマッハ数のわずかな違いで不連続的に変化するが、基本流は必ずしも大きく異なるわけではない。Fig. 8 にて $\alpha = 4.5^\circ$ における負圧面側境界層内の時間平均速度場を、Fig. 5 に示した 3 通りのマッハ数に対して比較を行った。後流不安定が支配的である $M = 0.2$ においては、翼中央から後流域にかけて剥離領域を持つ。比べて $M = 0.4$ のケースでは、翼上流から中央にかけて幾分剥離領域が拡大しているが、下流域では成長する渦変動のためにかえって剥離が抑制されている様子がわかる。また、再度後流不安定によるカルマン渦放出が再現される $M = 0.5$ のケースにおいては、上述の 2 ケースと比較してさらに境界層内の剥離領域が拡大して

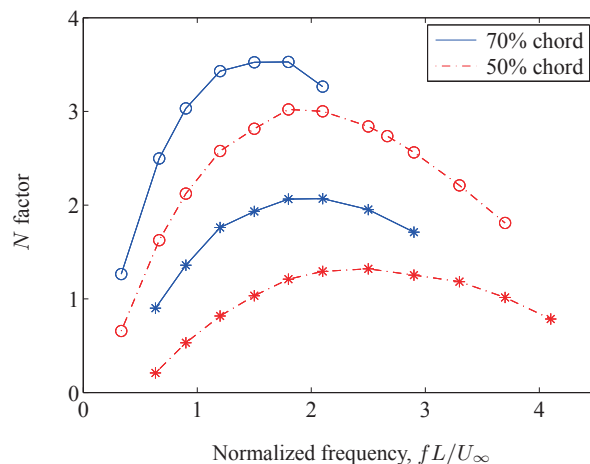


Fig. 10 N factor distributions at 50% and 70% chord lengths for: \circ , $\alpha = 5.0^\circ$; $*$, $\alpha = 4.5^\circ$, computed using the time-averaged velocity profiles at $M = 0.2$ in each case.

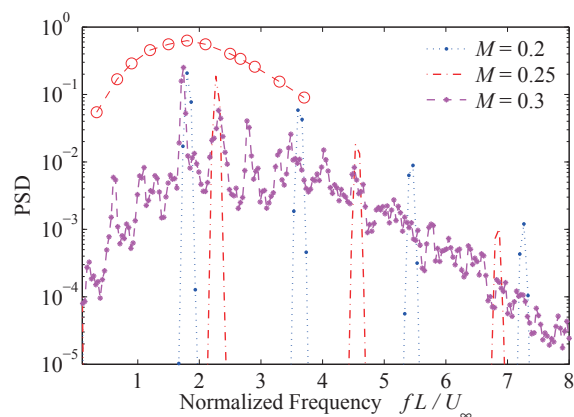


Fig. 11 Power spectral density of v -velocity fluctuations sampled at $(x, y) = (0.1L, 0)$ for various Mach numbers, $\alpha = 5.0^\circ$; \circ , estimations of amplification by hydrodynamic instability at 60% chord length for 2% fluctuations introduced at the leading edge.

いる様子がわかる。即ち、非圧縮流れに基づいた安定性解析の観点からは最も不安定な速度分布が再現されており、さらには不安定波を励起する音響変動もマッハ数と共に増大するにも関わらず、実際には境界層不安定が抑制される。

さらに Fig. 9 に迎角 $\alpha = 5.0^\circ$ の同様の境界層中の速度分布を示す。ここで $M = 0.2$ から $M = 0.25$ への周波数の離散的な変化について考察を行う。Fig. 8 と比較すると、前縁直近から剥離領域の存在が確認でき、後縁手前で再付着が見られる。剥離を伴う位置においては、より強い逆圧力勾配を示す変曲点型の速度分布が再現されている。 $M = 0.3$ では境界層中の渦変動が増大するためわずかに剥離領域が大きくなるが、前述の 2 ケースでは差はほとんど見られない。すなわち、これらのケースについて、非圧縮流れを仮定できる範囲においては、境界層内で成長する不安定波の周波数特性に関して有意な差がないと言える。

ここで線形安定性解析により、境界層内で成長する不安定波の周波数特性を示すパラメータである N 値を求める。 N 値の算出に当たっては、各々の迎角で示した $M = 0.2$ における速度分布を用いて、翼コード 10% の地点から不安定波の空間成長率を流れ方向に積分し、負の成長率が得られるかもしくは反復法により O-S 方程式の固有値解が収束しなくなるまで、離

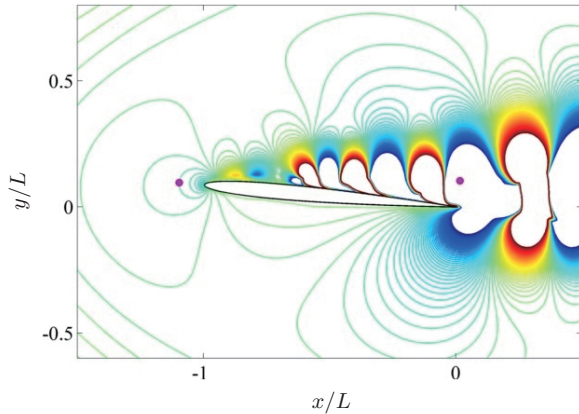


Fig. 12 Sampling locations of cross-covariance indicated by bullets (●) near both edges of the foil, superposed on instantaneous v velocity fluctuation contours.

散的に与えられた各周波数に対して積分を行う。 $\alpha = 4.5^\circ$ と 5.0° それぞれの迎角において、翼コードの 50% 及び 70% の位置までの積分結果を Fig. 10 にて比較する。Fig. 8 と Fig. 9 の比較からもわかる通り、前縁からより大きな剥離領域が得られている $\alpha = 5.0^\circ$ のケースがより不安定であり、迎角の増大により音響フィードバックループが ON になる理由付けが可能である。またいずれのケースにおいても、翼コードの 70% 地点において最も変動が増幅される周波数は 1.5 ないし 1.8 程度であり、境界層不安定が励起されることで、後流不安定によるカルマン渦放出の周波数 ~ 3 程度から急に状態が遷移する理由も説明できる。

しかしながら $\alpha = 5.0^\circ$ において、 $M = 0.25$ での無次元化周波数に 2.3 を取るが、これは Fig. 10 からわかる通り、明らかに N 値の最大値を与える周波数からは外れており、より増幅率の小さい安定な周波数が選択されている。これは、音響フィードバックループでは、境界層不安定における最も増幅率の大きな周波数が選択されるという従来の主張と異なる⁶⁾。参考のため Fig. 11 に、後縁近傍の後流域でサンプリングされた y 方向速度変動のスペクトル密度の比較を、求められた N 値に基づいた変動増幅予測と重ねて示す。さらにマッハ数を上げる場合には $M = 0.3$ で非周期的変動へと遷移し、より低いマッハ数 2 ケースの変動主要周波数に各々ピークを持つ離散的なスペクトルが得られている様子も捉えられている。この場合の最大変動を与える周波数は、安定性解析から予測される最も増幅率の大きな周波数にほぼ一致し、さらに後縁ノイズと境界層不安定との共鳴現象である音響フィードバックループは特定の離散的な周波数のみに観察されることもわかる。

これらより $\alpha = 5.0^\circ$ において $M = 0.25$ より N 値の小さな主要周波数が選択される理由を推測する。 $0.1 \leq M \leq 0.2$ の範囲で得られたような周期的変動を維持するためには、境界層内で増幅された不安定波が後流に放出される際に、その変動がある閾値内に収まる必要があるものと思われる。その閾値を超えると共鳴ループを維持するバランスが崩れ、後流への渦放出が安定に行われなくなり、 $M = 0.3$ のケースのように共鳴現象が生じる離散的な周波数に複数の副次的なピークを持つ非周期的な変動が観察される。本研究のように数値実験においてマッハ数を徐々に上げる場合、音響変動の増大に伴い不安定波の変動が増大し上述の閾値を超える可能性があるが、その際に非周期的変動に遷移する手前で、境界層内の変動成長をより小さく抑える一段高い周波数が選択されることで周期的変動を維持したものであろう。

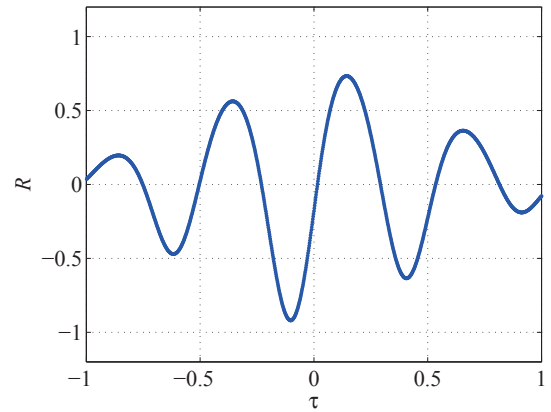


Fig. 13 Cross-covariance coefficient at $M = 0.1$.

5. フィードバックループにおける波動間の位相相関

音響フィードバックループが共鳴ループを形成し周期変動を実現するためには、前縁から後縁に一樣流速のオーダーで伝播する不安定波と、後縁から前縁に伝播する音波の位相が、それぞれ翼の両縁で一致する必要がある。変動周期を決定する機構として、この波動の位相に関する制約が一つの要因として考えられる。ここで、迎角 $\alpha = 5.0^\circ$ での $0.1 \leq M \leq 0.2$ のケースを対象として、上述のフィードバックループの位相の一致に関して検証する。これらのケースにおいても、マッハ数の違いにより同じ周波数では不安定波と音波の位相にずれが生じるため、音響フィードバックループの成立性に対して何らかの影響を与える可能性があるはずだが、予想に反してフィードバックループが ON になったままほぼ同等な流れ場が再現されている。ここでより詳細に、これらのケースにおける波動の位相相関を調べるために、前縁と後縁各々の近傍での速度変動の相互共分散 (Cross Covariance) を取り、位相差の定量的評価を行う。2 点での速度を $v_i(t)$, $v_j(t)$ とし、それぞれの分散を σ_i , σ_j とすると、2 点の時刻の差 τ の関数で表される相互共分散係数 R は次のように定義される：

$$R(\tau) = \frac{\overline{(v_i(t+\tau) - \overline{v_i(t)}) (v_j(t) - \overline{v_j(t)})}}{\sigma_i \sigma_j}$$

ここで、式中の上線は時間平均を表す。Fig. 12 に $M = 0.2$ での v 速度の瞬時変動場と相互共分散を取る 2 点を示す。後縁・前縁それぞれの近傍の点を上式における i 点、 j 点とする。観測点はそれぞれ後縁から $0.1L$ 鉛直上方、前縁から $0.1L$ 上流側に位置している。後縁上方の点においては境界層で成長した渦変動に基づく速度変動が、前縁近傍の点では後縁から伝播する音響変動が生じている様子が見える。ここでは、前縁に回り込む音波の主な変動成分は v であることから、相互共分散の変数としては v を選ぶ。同じく $M = 0.1$ での相互共分散の分布を Fig. 13 に示す。 $\tau = -0.1$ の近傍に R の極値を持つが、この τ の値を 2 点の位相差を表す位相時間差とする。周期変動を示す今のケースでは変動はランダムではないため、実際の分布は統計を取る時間長さに依存するが、上述のように定義された位相差は有意な影響を受けないことを確認している。

マッハ数 0.05 刻みの 0.1, 0.15, 0.2 に加え、 $M = 0.18$ の 4 ケースに対して相互共分散解析を行った。ここで Fig. 14 に示すように、各ケースでは変動周波数は厳密に一致しておらず、マッハ数が大きくなるに従い周波数は減少する傾向を示す。Fig. 15 に相互共分散解析から見積もられた位相時間差 τ を示す。各マッハ数において位相差は一致しておらず、マッハ数が

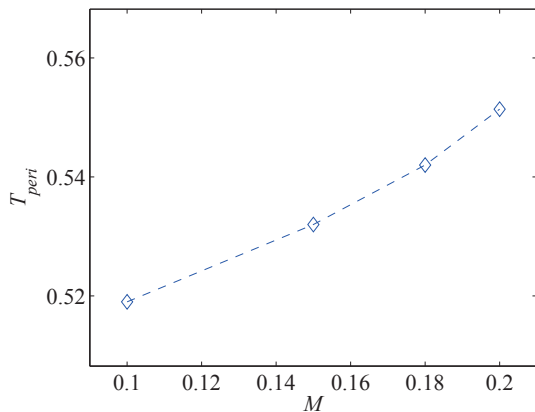


Fig. 14 One period of time at various Mach numbers.

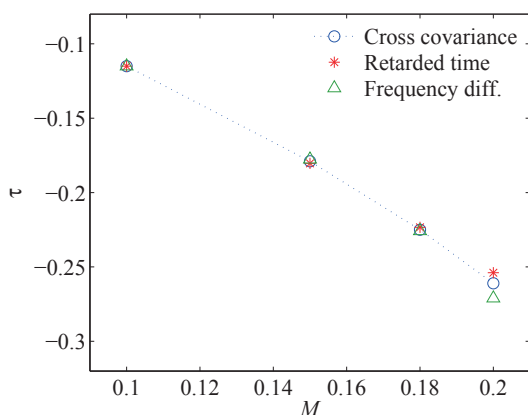


Fig. 15 Phase-time difference at various Mach numbers, estimated from: ○, cross covariance; *, retarded time of sound wave; △, frequency difference.

大きい程位相差も増大することがわかる。この理由を、マッハ数の違いによる音波の遅延時間の差、及び周波数が異なることにより生じる不安定波の位相差、の2つの側面から考察する。

後縁から前縁に音波が伝播する際の遅延時間 t_{ret} を以下のように定義する：

$$t_{\text{ret}} = \frac{L}{c - U_{\infty}}$$

マッハ数が大きい程、相対的に無次元化された音速は小さくなることから、この遅延時間は増大する。同じく Fig. 15 に遅延時間 t_{ret} の $M = 0.1$ のケースからの差を“Retarded time”として重ねて示す。値が負になるのは、前縁の時刻を t に、後縁の時刻を $t - t_{\text{ret}}$ に取っているためである。

加えて Fig. 14 に示したように、時間周期の変化を考慮に入れた位相時間差の見積もりを行う。不安定波の位相速度をマッハ数や周波数に依らず一定値の $0.4U_{\infty}$ と仮定する⁶⁾。この時、翼弦長 L 上に存在する波数はマッハ数に依存するため、前縁で同位相であると仮定すると波数差分だけ後縁では位相差が生じる。この波数について、各マッハ数において $M = 0.1$ のケースからの差を取り、位相時間差に置き換えた結果を同じく Fig. 15 に“Frequency diff.”として示す。

図からわかる通り、各マッハ数における位相差は、 $M = 0.2$ における多少の不一致を除き、音波の遅延時間の差に加えて、周波数差を考慮に入れた不安定波の位相差とも良く一致することがわかる。実際の不安定波の位相速度は通常、周波数や位置に依存するため若干の差が生じ得るが、いずれのケースにおいても音響フィードバックループが成立するための音波と不

安定波の位相の一致が見られているものと推察される。即ち、マッハ数が増加することによる音速の違いは、決定される時間周期の変化によって吸収される、と言える。時間周期の連続的な変化によってフィードバックループが維持できなくなる時、 $M = 0.2$ と $M = 0.25$ の例のように、周波数に不連続的な変化が生じる。しかしながら、その離散的な周波数を具体的に決定するメカニズムは不明であり、さらなる検証と考察が必要である。

6. まとめ

$Re = 10,000$ にて迎角を持たせた NACA0006 翼周り二次元流れから発生する非定常渦変動の数値的再現を行った。ある範囲のマッハ数および迎角において、後縁で散乱される音響変動と、翼上面側の境界層不安定とがカップリングを起こし共鳴する音響フィードバックループが観察される。この共鳴周波数は、境界層速度分布を用いた線形安定性解析から見積もられる、最も不安定波の増幅率が大きい周波数と近似的に一致する。フィードバックループが ON になる周期的な渦放出が得られるケースにおいて、マッハ数をパラメータとして、音響変動と不安定波との前・後縁での位相差に関して相互共分散解析を通して考察を行った。その結果、位相差はマッハ数に依存することが確認されたが、それは音波の遅延時間差による位相差に一致し、さらに時間周期の変動による位相差と釣合うことが示された。故にマッハ数を変化させても、周波数の微小な変動を伴いながら同一の共鳴モードを形成することがわかる。即ち、低レイノルズ数流れにおいても、音響変動と境界層不安定のフィードバックループは固有の離散的な周波数を取ることが示唆された。

参考文献

- 1) 高木亮治. 低レイノルズ数流れにおける NACA4402 翼の空力特性解析. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 54, No. 631, pp. 367–373, 2006.
- 2) 跡部隆, 池田友明. 低 Re 数翼周りの流れにおける音響フィードバックループのオン・オフ特性. 第 23 回数値流体力学シンポジウム, D2-2, 仙台, 2009.
- 3) J. E. Ffowcs Williams and L. H. Hall. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *J. Fluid Mech.*, Vol. 40, No. 4, pp. 657–670, 1970.
- 4) T. Ikeda, T. Sumi, and T. Kurotaki. Interface conditions of finite difference compact schemes for computational aeroacoustics. *AIAA J.*, Vol. 47, No. 11, pp. 2658–2665, 2009.
- 5) W. Koch. Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows. *J. Sound Vib.*, Vol. 99, No. 1, pp. 53–83, 1985.
- 6) E. C. Nash, M. V. Lowson, and A. McAlpine. Boundary-layer instability noise on aerofoils. *J. Fluid Mech.*, Vol. 382, pp. 27–61, 1999.