

後退円柱における不安定波の数値シミュレーション

稲澤 歩, 伊澤 精一郎, 福西 祐 (東北大院)

Numerical Simulation of Instability Waves in Yawed Cylinders

Ayumu INASAWA*, Seiichiro IZAWA* and Yu FUKUNISHI*

*Graduate School of Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Development of point source disturbance in the three-dimensional boundary layer of yawed circular cylinders is studied using Direct Numerical Simulation(DNS). Using a 2D FFT technique, the waves are separated into two instability modes. One is the streamline-curvature instability and the other is the cross-flow instability as predicted theoretically. It is shown that the T-S wave type instability appears when the frequency of excited disturbance is high, while the cross-flow instability becomes dominant when the frequency is low.

Key Words: 3D-boundary layer, instability wave, 2D-FFT, DNS

1. 緒言

現在就航している航空機の多くは、翼背面で衝撃波が発生するのを回避する目的で後退翼を採用している。後退翼の表面上では、主流の方向と圧力勾配の方向が一致しないため、翼表面に発達する境界層は3次元化し、平板上などに発達する2次元の境界層よりも早期に乱流へ遷移することが知られている。このように乱流遷移が早まると粘性抵抗が著しく増大してしまうため、3次元境界層の乱流遷移過程の解明は、次世代航空機開発という観点からも重要な研究課題の一つである。

3次元境界層の不安定性としては、2次元境界層でも見られる T-S 波型不安定性に加え、付着線流不安定性¹⁾、横流れ不安定性²⁾、流線曲率不安定性³⁾などが挙げられる。付着線から比較的離れた位置における不安定性に関しては、実験結果⁴⁾が理論³⁾によく一致することが報告されている。これに対して付着線のごく近傍の領域では、西沢ら⁵⁾の実験結果が挙げられる程度でほとんど実験が行われていない。理論級数解も付着線に近づくにつれて発散する傾向にあるなどのため、この領域における不安定性については未だ分からない点が多い。そこで本研究では、点源から導入した攪乱が3次元境界層中を伝播してゆく様子を直接数値シミュレーション (DNS) により求め、それを解析することで、付着線近傍で見られる不安定性の性質を明らかにしようとする。なお、ここでは簡単のため後退翼前縁部を模擬した後退円柱を取り上げる。

2. 数値解析法

数値シミュレーションにおいては無次元化された非圧縮3次元 Navier-Stokes 方程式 (1) と連続の式 (2) を有限差分法で解いた。

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{V} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{V} は主流速度 Q_∞ で無次元化した速度ベク

トル、 p は動圧で無次元化した圧力、 Re は円柱の直径 D と後退角 Λ により定義される $L = D / \cos \Lambda$ を代表長さとするレイノルズ数 ($Re = Q_\infty L / \nu$) である。計算アルゴリズムには Fractional step 法を用いた。空間微分は主に2次精度中心差分、対流項に対しては3次精度風上差分 (Kawamura-Kuwahara スキーム)、時間進行は2次精度 Adams-Bashforth 法を適用した。なお、格子にはすべての物理量を同一点に配置するレギュラー格子を用いた。本研究では、2つの異なる流れ場 ($Re = 2.6 \times 10^5$, $D = 0.138\text{m}$, $\Lambda = 50^\circ$ および $Re = 1.3 \times 10^6$, $D = 0.50\text{m}$, $\Lambda = 70^\circ$) を取り上げる。図1に計算に用いた格子を示す。格子点数は ξ , η , ζ 方向にそれぞれ $541 \times 50 \times 150$ 点と $181 \times 60 \times 400$ 点とった。なお、図中の X, Y, Z の各軸は代表長さ L で無次元化してある。

速度の境界条件としては、物体表面に対しては滑りなし条件、流入境界および外縁境界についてはポテンシャル流の解、流出境界に対してはノイマン条件を与えた。物体表面における圧力の境界条件については、N-S 方程式に速度境界条件を適用することで算出した。また、流入境界および外縁境界における圧力についてはポテンシャル流の速度場からベルヌーイの定理より求めた値を用い、流出境界に対しては速度と同様にノイマン条件を課した。なお、速度、圧力ともにスパン方向には周期境界条件とした。 $Re = 1.3 \times 10^6$ の場合には対称面に対称境界条件を適用すると同時に流出面からの波動の反射を防ぐために、付着線から $70^\circ - 90^\circ$ の領域に粘性を徐々に増加させるバッファー領域を設けた。バッファー領域設置による平均速度の周方向およびスパン方向成分に対する影響は付着線から 50° の位置において1%以下であった。

本研究では、付着線からの角度を θ 、点源攪乱導入位置を θ_d 、攪乱の無次元周波数を $\omega (= 2\pi f L / (Q_\infty Re^{1/2}))$ とおく。また、導入する点源攪乱の振幅は主流の0.5%の大きさとし、攪乱導入位置および無次元周波数は $\theta_d = 9^\circ$, $\omega = 0.06$ および 0.15 に設定してシミュレーションを行った。

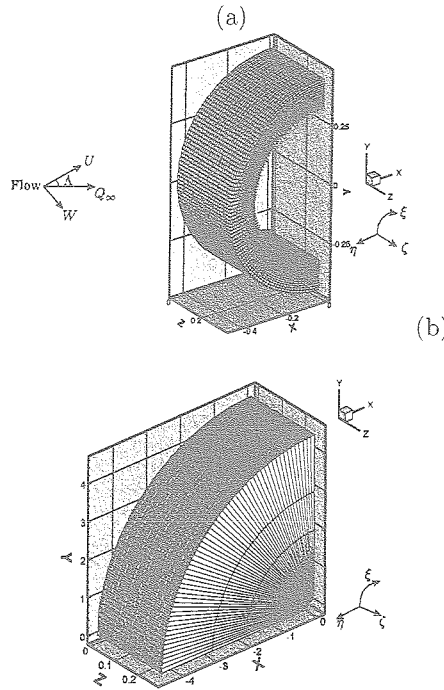


Fig. 1: Calculation grids. (a) $Re = 2.6 \times 10^5$ and (b) $Re = 1.3 \times 10^6$.

3. 計算結果と考察

3.1 $Re = 2.6 \times 10^5$ 、 $\Lambda = 50^\circ$ の場合

図2は $Re = 2.6 \times 10^5$ における円柱表面から0.25mm離れた断面での速度変動 q' の等値線図である。この高さは、 $\theta = 29^\circ$ において速度変動の振幅が最大となる位置である。 $\theta_d = 9^\circ$ で導入された攪乱は、下流に行くに従ってスパン方向に次第に広がりながら伝播している様子がわかる。

次に、図2で見られた速度変動波の伝播方向を調べるために、 $\theta = 29^\circ$ における外部流線方向速度変動 q'_e のZ-T断面等値線図を図3に示す。ここで、 T は無次元周期を用いて無次元化した時刻である。図3(a)より、 $\theta = 29^\circ$ では速度変動波が時間とともにスパン方向へ移動することが分かる。図3(b)は徳川ら⁴⁾の同位置における実験結果である。図3(a)(b)より、シミュレーションでは実験結果よりも振幅の小さな速度変動波が現れたが、 $Z \geq 0.19$ ではそのパターン自体はよく一致している。定量的に一致しない理由としては、点源から導入した初期攪乱の強さ（本シミュレーションは Q_∞ の0.5%であり、実験では正確な計測が困難）の違いが考えられる。

Itoh³⁾の理論解析によると、後退円柱上の境界層ではスパン方向に関して互いに逆向きに伝播する2つの速度変動波の存在が予測されている。そこで図3(a)の結果に2次元FFT処理を施すことで両者の分離を試みた。図4はその結果である。これより、図3(a)に

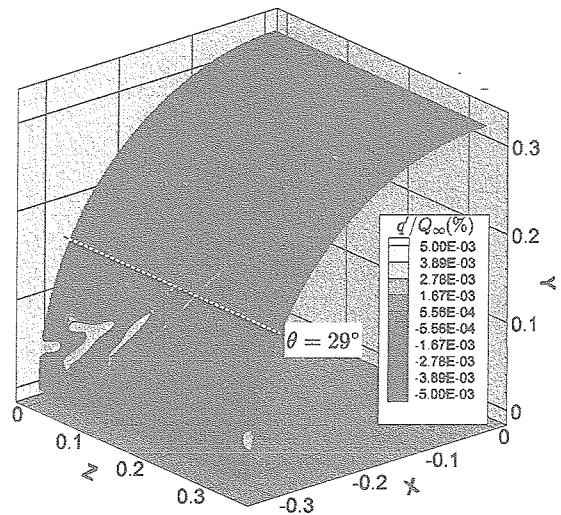


Fig. 2: Contour map of the velocity fluctuation in the plane 0.25 mm away from the surface.

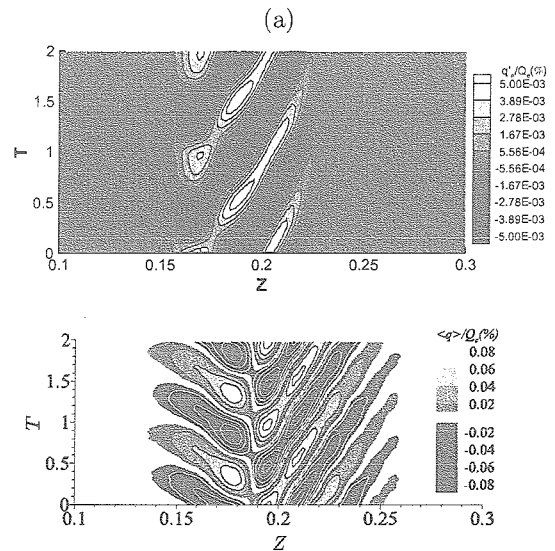


Fig. 3: Contour maps of velocity fluctuation at $\theta = 29^\circ$. (a)DNS; (b) experimental result by Tokugawa *et. al.*⁴⁾

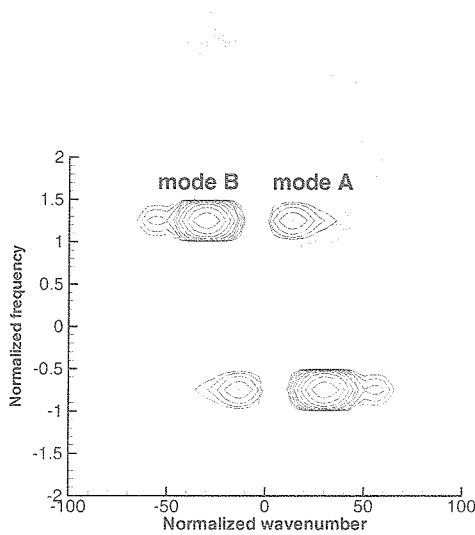


Fig. 4: Contour map of the 2D power spectra.

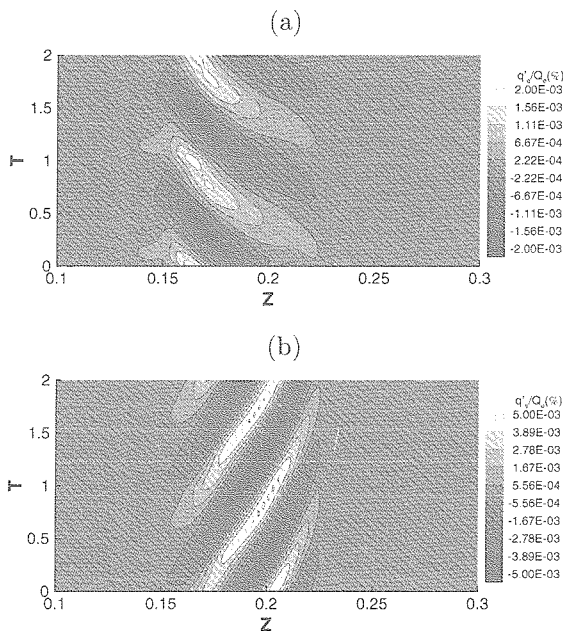


Fig. 5: Contour maps of separated velocity fluctuation. (a) mode A and (b) mode B.

は波数の符号が互いに異なる2つのモード (mode A および mode B) が含まれていたことが分かる。そこで、図4の第1, 第3象限および第2, 第4象限のみをそれぞれ抽出し、2次元逆FFT処理を行った結果が図5である。速度変動波の伝播方向は図5(a)ではZの負の方向であるのに対し、図5(b)ではZの正の方向である。前者(a)の伝播方向は横流れ方向であるので、図5(a)は流線曲率不安定性による速度変動波であると考えられる。一方、後者(b)の伝播方向は横流れ方向と逆方向であることから、横流れ不安定性による速度変動波と考えられる。また、図5(a)(b)を比較すると、 $\theta = 29^\circ$ においては横流れ不安定性による速度変動波が支配的であることが分かった。

3.2 $Re = 1.3 \times 10^6$, $\Lambda = 70^\circ$ の場合

図6は、 $Re = 2.6 \times 10^5$ における $\omega = 0.06$ の場合の円柱表面から0.86mm離れた断面での速度変動の等値線図である。この高さは、 $\theta = 10^\circ$ において速度変動の振幅が最大となる位置である。 $\theta_d = 9^\circ$ から導入された点源攪乱は、付着線に対して傾いた波面を持つ速度変動波を形成し空間的に広がりながら流下する。また、その速度変動のパターンには、下流に行くに従い付着線から徐々に離れていく様子がみられた。図7は、 $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$ における外部流線方向の速度変動振幅および位相分布を示したものである。図中の実線はItoh³⁾により理論的に予測された横流れ不安定性の分布であり、 η は境界層特性厚さ δ を用いて無次元化された円柱表面からの距離を表している。振幅分布を見るとピーク的位置が両者で多少異なっているものの、その分布形状はよく一致している。ピーク位置がずれる傾向は、実験⁵⁾でも観察されている。一方、位相分布に関しては、両者は良く一致している。以上のことから、図6で見られる速度変動波は、横流れ不安定性によるものであると考えてよい。次に、 $\omega = 0.15$ についての速度変動の等値線図を図8に、また $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$ における外部流線方向の速度変動振幅および位相分布を図9に示す。 $\omega = 0.06$ の場合とは異なり、観測された速度変動波の波面は付着線に対してほぼ垂直であり、速度変動のパターンは付着線にほぼ平行に移動することも分かる。また、速度変動の振幅分布を見ると、 $\eta = 2.2$ 付近には局所的な最小値が存在しており、位相分布からこの位置で約 180° 位相が変化していることが分かる。これらの特徴は、T-S波型不安定性波動のものと一致することから、 $\omega = 0.15$ における速度変動波はT-S波型不安定性によるものと考えられる。西沢らの実験結果⁵⁾もこの領域においてT-S波型不安定性の存在を示唆している。

今後は付着線ごく近傍における支配的な不安定性モードがどのように決まるのかを明らかにすることが課題である。

4. まとめ

後退円柱付着線近傍の点源から導入した攪乱の発達過程を直接数値シミュレーションにより調べ、以下の

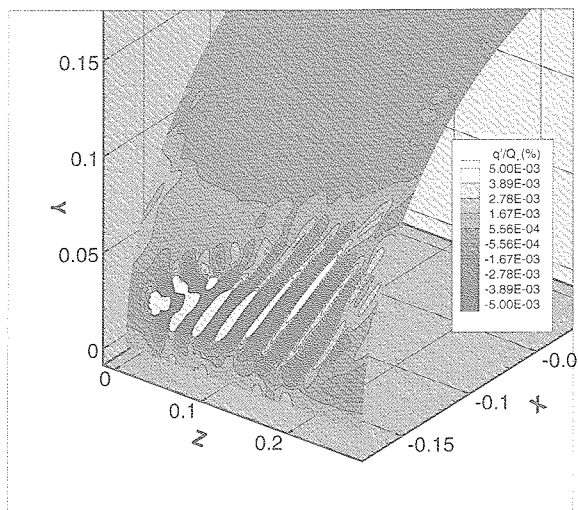


Fig. 6: Contour map of velocity fluctuation in the plane 0.86 mm away from the surface ($\omega = 0.06$).

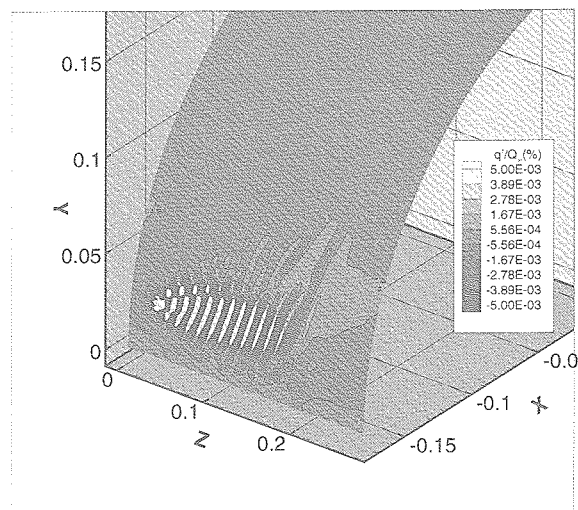


Fig. 8: Contour map of velocity fluctuation in the plane 0.86 mm away from the surface ($\omega = 0.15$).

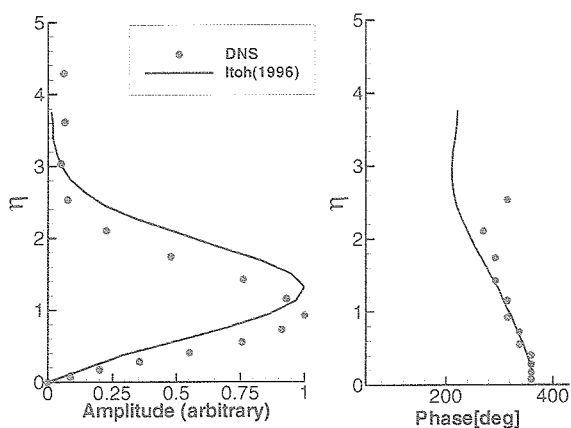


Fig. 7: Amplitude and phase distributions of the velocity component in the direction of external streamline ($\omega = 0.06$, $\theta = 10^\circ$, $Z=0.11$).

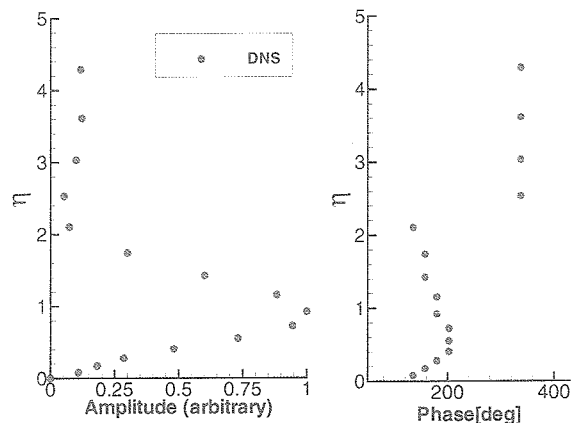


Fig. 9: Amplitude and phase distributions of the velocity component in the direction of external streamline ($\omega = 0.15$, $\theta = 10^\circ$, $Z=0.11$).

結果を得た。

- (1) 付着線から比較的離れた位置での速度変動波の挙動は実験結果と定性的に良く一致した。また、この速度変動波の広がり、伝播方向が互いに逆の方向である流線曲率不安定性と横流れ不安定性に起因するものであることが2次元FFT解析により明らかとなった。
- (2) 一様流レイノルズ数が高く、後退角が大きな場合、導入する攪乱の周波数が小さいと理論で予測された横流れ不安定性が、大きいとT-S波型不安定性がそれぞれ支配的となることが示された。

参考文献

1) Hall, P., Marik M.R., and Poll, D.I.A., "On the stability of an infinite swept attachment line

boundary layer.", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **395**, 1984, pp.229-245.

- 2) Reed, H.L. and Saric, W.S., "Stability of three-dimensional boundary layers.", *Annual Review of Fluid Mechanics*, **21**, 1989, pp.235-284.
- 3) Itoh, N., "Development of wedge-shaped disturbances originating from a point source in a three-dimensional boundary layer.", *Fluid Dynamics Research*, **18**, 1996, pp.337-354.
- 4) 徳川直子, Prijo Kusumo, 西沢 啓, 高木 正平, "後退付着線近傍境界層における2種類の不安定攪乱の分離.", *ながれ*, **21**, 2002, pp499-500.
- 5) 西沢 啓, 徳川直子, 高木 正平, "後退付着線近傍境界層における臨界レイノルズ数.", *日本流体力学会年会 2003 講演論文集*, 2003, pp374-375.