

平板前縁における受容過程について

福西 祐* 小林 陵二* 森 元樹* 米井 彰宏*

Receptivity at the Leading Edge of a Flat Plate

by

Yu FUKUNISHI, Ryoji KOBAYASHI, Motoki MORI

and

Akihiro YONEI

Faculty of Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

A numerical study of flat-plate leading-edge receptivity to sound is carried out by solving the incompressible Navier-Stokes equations. Based on the results, we will introduce a new view which explains the physical mechanism by which energy is transferred from the long-wavelength free-stream disturbances to the short wavelength boundary layer instability waves. It is shown that the receptivity process can be understood more easily by focusing on the movement of vorticity fluctuation pattern.

1. 緒言

平板境界層中の遷移過程に現れる $T-S$ 波は、平板前縁等で境界層に入り込んだ微小な速度変動が核となって成長したものである。音波等の外乱が境界層の速度変動に転換される過程がここで問題にしている受容性である^{1, 2}。本研究においては、外乱を模擬するため主流と平行に平板を振動させ、その外乱がどのようにして境界層中に $T-S$ 波を励起するかのメカニズムを明らかにすることを目的として数値シミュレーションを行い、その結果をもとに渦度変動パターンの動きに注目することで受容過程が説明できることを示す。

2. 数値解析法

無次元化された2次元非圧縮性ナビエ・ストークス方程式により速度場を陰解法により求め、圧力に関するポアソン方程式を反復法で解くことで圧力場を求めた。

詳細は引用文献³⁾に譲る。

Fig. 1に計算格子を示す。格子数は ξ 方向に300、そのうち前縁部分に100、 η 方向には65とした。

3. 結果及び考察

計算は実験結果⁴⁾との比較ができるよう、主流速度 $U_\infty = 7.0 \text{ m/s}$ 、空気の動粘度 $\nu = 1.501 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ とし、平板の振動の振幅はスピーカーから導入する音のレ

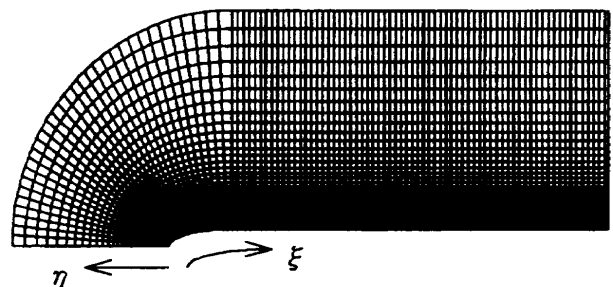


Fig.1 Grid for computation.

ベルの速度変動を想定し、主流の 0.01% とした。中立安定曲線より予想される $T-S$ 波の周波数を求め、 $f = 77.8 \text{ Hz}$ とした。前縁部の長さは 0.1 m であり、この長さを代表長さにとったレイノルズ数は $Re = 4.66 \times 10^4$ である。前縁の形状は長短軸比 4:1 の楕円とした。

3.1 T-S 波の構造について

平板の振動を模擬するために物体表面での速度として式 (1) のような非定常境界条件を与えて、前縁周辺において攪乱が境界層に侵入するメカニズムを調べた。

$$\mu(\xi, 0, t) = a \cos(\Omega t) \quad (1)$$

Fig. 2 に前縁部と平板の継ぎ目から下流での渦度の平均からのずれの空間分布を示す。図中の数字は $\pm |\omega|^{0.3}$ の値である。またこの図は y 方向に 20 倍に拡大してある。この図をみると、上下二つの渦度の島が存在することがわかる。一つは壁面上に沿った正負交互の渦度の島で、もう一つはその上に存在する位相が半周期異なる渦度の島である。同符号の渦度の島間の x 方向の距離は 0.036 m 、パターンの下流への移動速度は 2.8 m/s であり、平板の存在により約 8.4 m/s となっている境界層外縁速度に対し約 0.3 倍となっていた。 $T-S$ 波の位相速度は境界層外縁速度の $1/3$ 程度とされており、計算結果は妥当な値である。なお、図の右側に $x = 0.25 \text{ m}$ における平均流の境界層速度分布を示す。

ところで、この渦度の島が作られるプロセスであるが、それは次のようなものであると考えられる。まず、渦度の島による壁面誘導速度をキャンセルすべく壁面で渦度が生成され、それは境界層の速度分布にしたがって流されながら拡散していく。その際、壁面での渦度生成点は臨界速度で下流に移動するのに対し、臨界層より下では

流下速度が $T-S$ 波の位相速度より小さいため、相対的に上流側においていかれる。その結果、左に傾いた渦度の島が臨界層より下には形成される。また、臨界層より上のパターンは、境界層の速度分布に従い臨界速度よりも速く流下しながら拡散していく。

Fig. 2 の下のグラフは壁面上の渦度の大きさを示す。ストークス層は除いてあるので、この値は流体中に存在する渦度分布の誘導する速度と、壁面滑りなしの条件により生成されるものである。この図より、 $T-S$ 波が成長している時、すなわち壁面に誘導する渦度が増大していく時には、臨界層の下の斜めに傾いた渦度の島と、その左上の渦度の島がつながったパターンとなっていることが分かる。これにより壁面で発生した渦度が拡散することにより臨界層の上にも渦度が供給され、パターンは強化される。すなわち、 $T-S$ 波が自分自身を励起しながら空間的に成長するメカニズムができていくことが分かる。 $T-S$ 波の減衰過程ではこのパターンは消失している。

3.2 前縁で T-S 波が生成される過程について

Fig. 3 (a) に位相 $\Omega t = 0$ における前縁部の渦度分布を示す。図中の数字は $\pm |\omega|^{0.3}$ の値であり、この図も η 方向に 20 倍に拡大してある。この図を見ると、図の右側の平板部では $T-S$ 波である渦度の島のパターンができあがっていることが分かる。前縁部にある渦度の島の x 方向の空間スケールは、下流の $T-S$ 波と比較してかなり大きい。前縁から上下に拡散しながら下流へと流されていく渦度の島のパターンの同符号の島同士の間隔は $\lambda_T = 0.1 \text{ m}$ であり、ほぼ境界層外縁速度に乗って流下していることがわかる。これは $T-S$ 波の波長 $\lambda_{TS} = 0.036 \text{ m}$ の約 3 倍である。

壁面上に誘導される渦度の大きさをその下のグラフに示す。下のグラフと上の渦度分布を見比べると、流体中

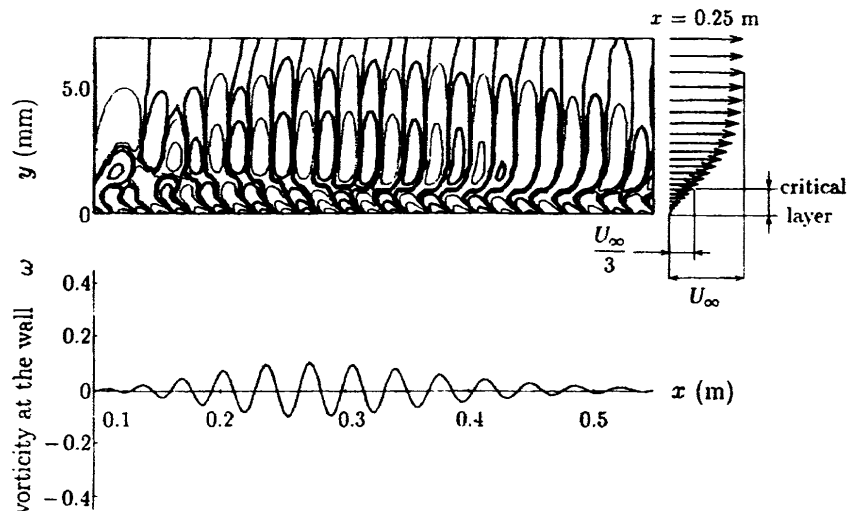


Fig.2 Vorticity profile on the flat plate.

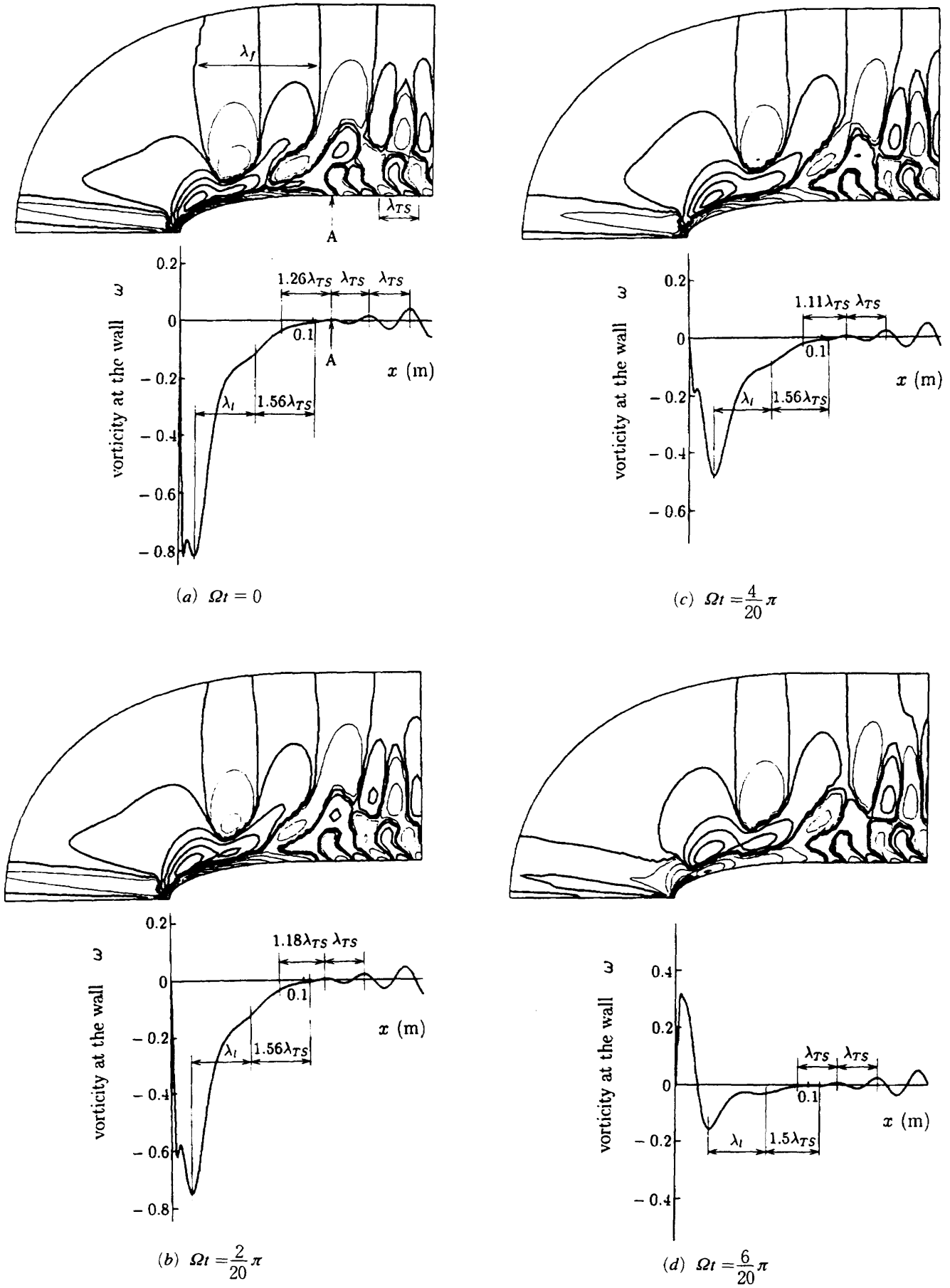


Fig.3 Contour maps of the vorticity fluctuation and the vorticity fluctuation at the wall.

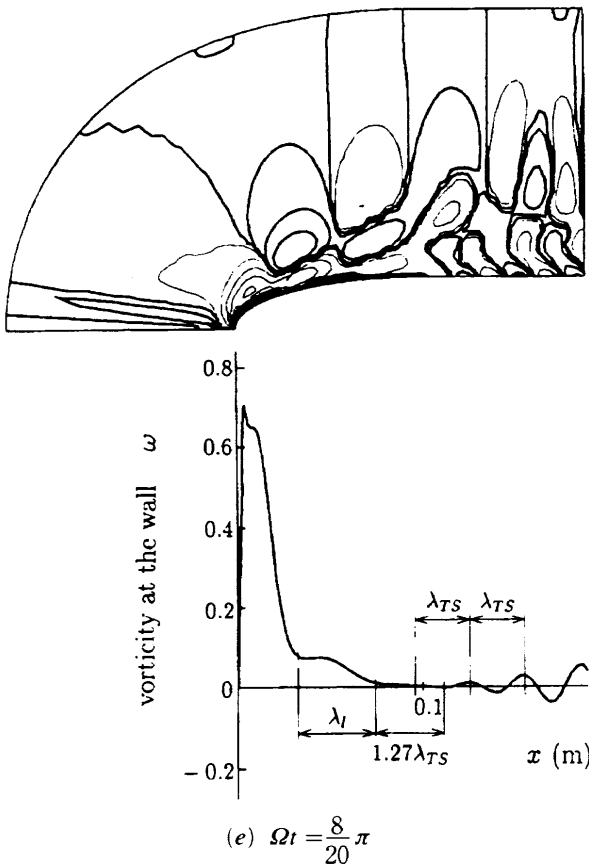


Fig.3 Contour maps of the vorticity fluctuation and the vorticity fluctuation at the wall.

の渦度の島が大きな値をとる位置と、壁面に誘導される渦度のピークが一致しており、流体中の渦度の島が壁面上に逆向きの渦度を誘導していることが確認できる。また、壁面に誘導される渦度の波長を調べると、前縁部壁面で誘導されている渦度は波長 $\lambda_l = 0.046$ mであり、淀み点近くでの波長 λ_f の約半分となっている。

Fig. 3 (a) から Fig. 3 (e) に、 $\Omega t = 0$ から $\Omega t = 8\pi/20$ までの渦度分布を示す。Fig. 3 (a) において、 $T-S$ 波型の渦度の島のパターンが見られるのは A の位置より下流であり、A より上流側では $T-S$ 波の渦度のパターンを持たないことがわかる。下のグラフをみると、A より下流では $T-S$ 波の波長 λ_{TS} を持つが、A より上流側では、 λ_{TS} より長くなっている。

次にこの波長の変化に注目すると、位相が進むにつれ波長は徐々に短くなり、 $\Omega t = 6\pi/20$ のときに λ_{TS} の波長が生じることがわかる。そしてこの位相以降では上流に控える半周期遅れの渦度の島もその波長を短くしはじめる。壁面上の渦度は流体中に存在する渦度の島により誘導されるから、この波長の変化は流体中の渦度の島の空間スケールの変化であると言いかえられる。

ここでこの渦度の島間の空間スケールの変化をもたらす原因について考えてみる。一周期毎に全く同じパターンが繰り返し形成されることからわかるように、渦度の

島間の距離は渦度の島の移動速度にはかならない。前縁近傍においては境界層が急激に厚くなるため、下流に移動するにつれ壁面に近い所では特に渦度の島の流下速度は小さくなる。壁面に近い所を移動する渦度の島からの誘導速度が壁面で生成される渦度に対して支配的な影響を与えるため重要であり、壁面で生成される渦度の x 方向空間スケールが徐々に小さくなる理由が説明される。

4. 結言

前縁を持つ平板が主流と平行に振動することによって前縁から発生する攪乱が、どのようにして境界層内に取り込まれ不安定波 ($T-S$ 波) を生成するか、数値シミュレーションを行い、そのメカニズムを明らかにした。以下に得られた結果を示す。

1. 平板に主流方向の微小振動を与えたとき前縁に生じた攪乱はやがて成長し、 $T-S$ 波を生成することを示した。
2. 得られた速度変動より渦度分布を求め、 $T-S$ 波特有の渦度の島のパターンを示した。その時、斜めに傾いた渦度のパターンが自ら渦度パターンを連鎖的に強化するメカニズムがそこに形成されていることを示した。
3. 前縁で音が受容される過程は以下のようにまとめられる。

○外乱により前縁部分で作られた渦度攪乱は、壁面上に渦度を誘導しながら境界層の速度分布にしたがって流下する。

○下流に流下するにしたがって境界層が厚くなるために、壁面近くの渦度の島はその流下速度をおとし、流下方向の空間スケールが小さくなる。

○渦度の島及びそれが壁面上に生成する渦度の波長は下流に進むにつれ短くなって行くが、やがてそれが $T-S$ 波の波長と一致した所で波長の短縮は止まり、今度は $T-S$ 波としての成長を始める。

参考文献

- 1) Goldstein, M. E and Hultgen, L. S. : Boundary-layer receptivity to long wave freestream disturbances. Ann. Rev. Fluid Mech. 21 (1989), 137 - 166.
- 2) Nishioka, M. Morkovin, M. V. : Boundary-layer receptivity to unsteady pressure gradients : experiments and overview. J. Fluid. Mech. 171 (1986), 219 - 261.
- 3) 小林陵二, 福西祐, 米井彰宏: 振動平板境界層における前縁での受容性, ながれ 13 巻別冊, 第 26 回乱流

シンポジウム講演論文集 (1994), 218 - 221.

- 4) R. Kobayashi, Y. Fukunishi, T. Nishikawa and T. Kato : The Receptivity of Flat-Plate Boundary-Layers with Two-Dimensional Roughness Elements to Freestream

Sound and Its Control, Proceedings of the IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, 1994 Sendai (printing).