

No.14

平板上の piezo 素子から境界層中に速度変動が導入される過程の詳細について

福西 祐*, 伊澤精一郎*, 横川 譲*, 森田 潔**, 芝本弘一*, 本木真人*

Detailed Mechanism of the Process where Velocity Fluctuation is Introduced into a Boundary Layer by Thin Piezo Actuators

by

Yu Fukunishi, Seiichiro Izawa, Yuzuru Yokokawa,
Atsushi Morita, Koichi Shibamoto and Masato Motoki

Tohoku University

ABSTRACT

A numerical research is carried out in order to clarify former experimental attempts to introduce various waves into the boundary layer using piezo-actuators. The numerical results are in good agreement with the experimental results. From the information which can be obtained only by the numerical approach, such as vorticity components near the wall, it is shown that the process of waves generated into the boundary layer is complicated, but it can be explained.

Key Words: Oblique Wave, Tollmien-Schlichting Wave, Vorticity Fluctuation, Boundary Layer Transition, Active Flow Control.

1. 結 言

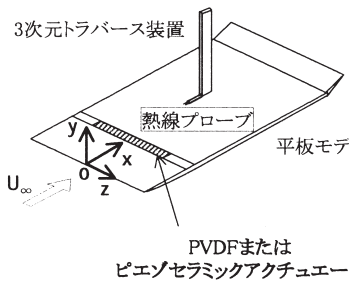
平板上に小さな piezo アクチュエータをスパン方向に並べ位相を変えて動作させることにより、境界層中に様々な角度の波動を導入する風洞実験による研究が続いているが、piezo フィルムを用いた実験¹⁾において、後退角の浅い波を作ろうとすると 45 度くらいの後退角の波が作られてしまうという現象に遭遇したことがあった。そのときはアクチュエータ近傍での諸物理量の測定が難しいことから原因は不明のままであった。本研究は同実験を数値シミュレーションにより再現し、熱線風速計では測定が難しいアクチュエータにより作られた流れ場の 3 方向渦度変動の情報を得ることにより、実験において説明できなかった疑問点を原明らかにしようとするものである。

2. 数値解析法

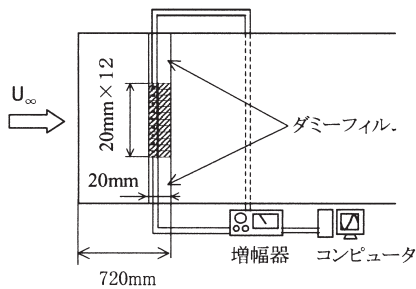
Fig.1 に計算の対象となった風洞実験¹⁾²⁾の概略図を示す。平板前縁から 720mm の位置に後縁が揃うように piezo アクチュエータがスパン方向に並べられている。数値計算では実験をなるべく忠実に再現することをめざし、Fig.2 に示すように前縁から 680mm の位置から主流 x 方向に 240mm、壁面に垂直な y 方向に 18mm、スパン z 方向に 80mm の寸法の空間の計算をおこなっている。格子数は x 方向に 121、 y 方向に 61、 z 方向に 33 である。各方向に等間隔な格子を用いている。計算は 3 次元のナビエ-ストークス方程式を乱流モデルなしで解くもので、Kawamura-Kuwahara scheme による高次精度風上差分法、時間進行には 2 次精度のルンゲクッタ法を用いている。上流からはブラジウス境界層が流入するものとし、スパン方向には周期境界条件を課している。主流流速は実験と同じく 14m/s である。

* 東北大学工学研究科

** 現在日立機械研究所



(a) 平板モデルの概観



(b) ピエゾアクチュエータ

Fig.1 比較対照となった実験¹⁾²⁾

ピエゾアクチュエータの動きは仮想的な前縁から 700mm~720mm の区間の壁面の境界条件として x 方向の速度変動を与えることで模擬している。Fig.3 に入れる変動のモードを示すが、一枚おきに逆符号の動作を行うものである。周波数としては T-S 波の成長率が最も大きくなる値を選択し、110Hz の正弦波を与える。この一枚おきに逆符号で動かすモードでは正負約 27 度 ($\tan^{-1}(0.5)$) ずつの後退角を持つ斜行波が作られるはずである。

3. 計算結果

Fig.4 に xz 平面における速度変動 u' の等値線図により数値計算結果と実験結果²⁾ との比較を示す。両者の一致はよいと判断できる。

次に同じく xz 平面における渦度変動の 3 成分を Fig.5, 6, 7 に示す。測定平面は $y = 0.6\text{mm}$ と壁面に近く、critical layer よりも壁面に近い。いずれの図においても、 $x = 850\text{mm}$ より下流では Fig.4 の速度変動の図と同様のパターンが見られるが、それより上流ではより細かな構造が存在していることがわかる。

まず Fig.5 の ω'_x の xz 平面分布においては $x = 790\text{mm}$ 付近の上流と下流で 2 つのパターン A, B が見えている。上流側 (A) では、動いている

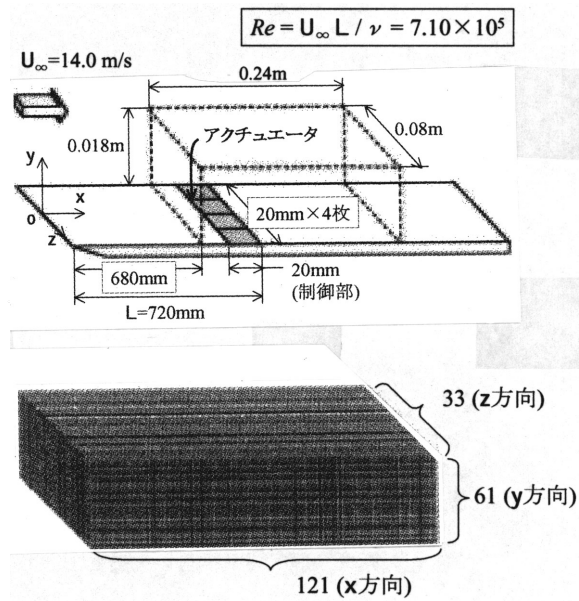


Fig.2 計算領域

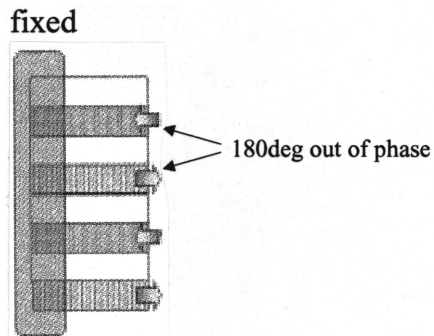
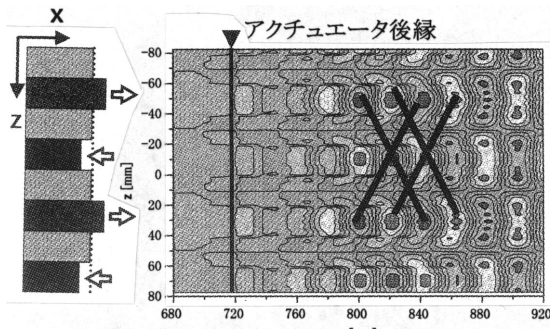


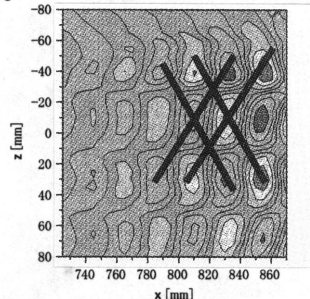
Fig.3 アクチュエータの動作モード

アクチュエータと動いていないアクチュエータの境界の下流位置において渦度 ω'_x の集中が見られる。また下流側 (B) では、動いていないアクチュエータの中心の下流位置を中心に大きなスケールの渦度 ω'_x の集中が見られる。下流側の構造はスパン方向に sin 状に波長約 80mm で変化している。

Fig.6 の ω'_y の xz 平面分布においては、 $x = 740\text{mm}$ 付近と $x = 840\text{mm}$ 付近を境目として 3 種類のパターン A, B, C が見えている。上流と中間の領域では、動いているアクチュエータと動いていないアクチュエータの境界の下流位置において渦度 ω'_y の集中が見られる。しかし注意深く観察すると上流と中間の領域ではその符号が反転している。下流側 (C) では、



(a) 計算結果 ($y = 1.2\text{mm}$)



(b) 風洞実験結果 (Morita *et al.*, 2000) ($y = 1.3\text{mm}$)

Fig.4 数値計算結果と実験結果²⁾との比較
(xz 平面における速度変動 u' の等値線図)

動いていないアクチュエータの中心の下流位置を中心に大きなスケールの渦度 ω'_y の集中が見られる。そのスパン方向波長はやはり約 80mm である。

Fig.7 の ω'_z の xz 平面分布においては、 $x = 760\text{mm}$ 付近と $x = 840\text{mm}$ 付近を境目として、やはり 3 種類のパターン A, B, C に分かれている。

4. 考察

ではアクチュエータ直後から、どのようにしてこの渦度場の構造が作られていったについての考察を行っていく。

まず Fig.6 の A の構造であるが、これは動いているアクチュエータと動いていないアクチュエータの速度差 $\partial u' / \partial z$ が作り出す ω'_y そのものであると考えられる。

次にこの $\partial u' / \partial z$ と境界層を形成している平均渦度場である $\bar{\omega}_z$ (負の値) との干渉で ω'_x が作られ、これが Fig.5 の A として現れていると考えられる。

またアクチュエータ表面の速度が周期的に変化することにより、壁面近傍における y 方向速度勾配 $\partial \bar{u} / \partial y$ が周期的に変化する。これが ω'_z のパターンとして現れているのが Fig.7 の A の領域である。

その下流の Fig.7 の B における ω'_z のパターンは、Fig.5 の A として出現した ω'_x の 1 つの項である

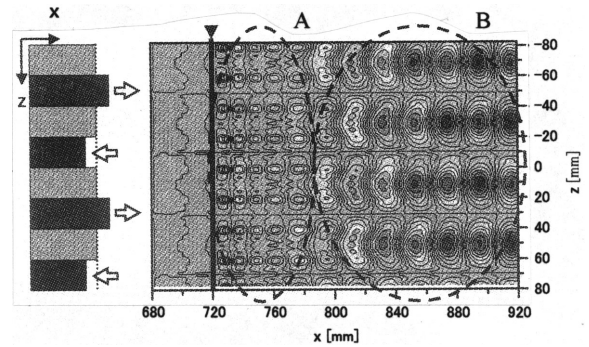


Fig.5 xz 平面内 (x 方向) 渦度変動 ω'_x の等値線図
($y = 0.6\text{mm}$, 等値線間隔 $0.2U_\infty/L$)

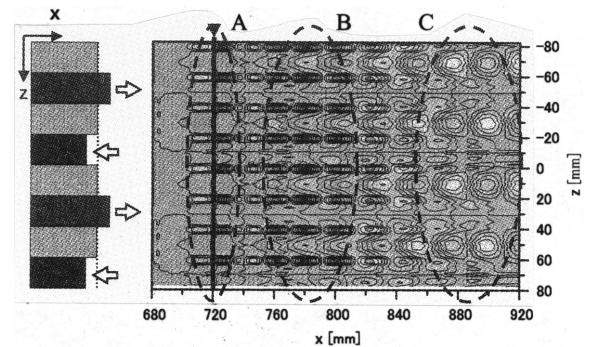


Fig.6 xz 平面内 (y 方向) 渦度変動 ω'_y の等値線図
($y = 0.6\text{mm}$, 等値線間隔 $0.2U_\infty/L$)

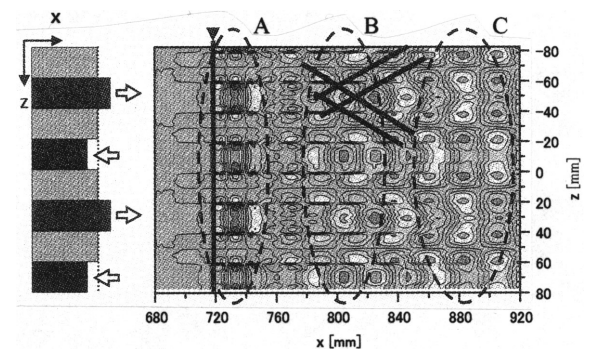


Fig.7 xz 平面内 (z 方向) 渦度変動 ω'_z の等値線図
($y = 0.6\text{mm}$, 等値線間隔 $0.2U_\infty/L$)

$d\bar{\omega}_z / dy$ とにより ω'_z が作られると説明しても等価である。いずれにせよ、上記の理由からちょうど ω'_x が集中する縦渦の位置で符号が反転する。

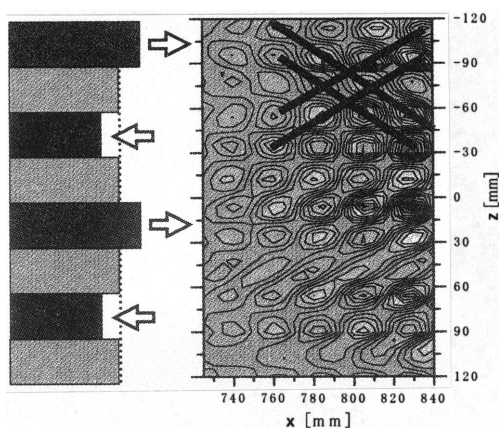


Fig.8 ピエゾフィルムによって発生した
後退角の大きな斜行波¹⁾
(xz 平面における速度変動 u' の等値線図,
 $y = 1.2\text{mm}$, ピエゾフィルム)

ここで、この Fig.7 の B 領域には角度の大きな渦度パターンが現れていることに注目した。それは、Fig.8 に示すこの計算と同じ条件下でピエゾフィルムを用いて行った実験¹⁾ で観察された大きな後退角を持つ斜行波とほぼ同じ後退角になっているからである。この結果から、ピエゾフィルムによる実験¹⁾ においては何らかの原因でこのパターンが成長してしまったのではないかと推定された。

次に Fig.7 の B における ω'_z のパターンにより誘導される速度 v' に注目する。領域 B における ω'_z のパターンがスパン方向に急に符号を変える位置（動いているアクチュエータと動いていないアクチュエータの下流にあたる）で ω'_z による誘導速度 v' も符号を変えるため、そこでは $\partial v'/\partial z$ が大きくなっており、それと平均渦度場である $\bar{\omega}_z$ との働きにより、新たに ω'_y が作られ、Fig.6 の B 領域のパターンが作られるものと解釈できる。

この Fig.6 の B 領域の ω'_y は、その 1 成分である $\partial u'/\partial z$ が平均渦度場である $\bar{\omega}_z$ と干渉して ω'_x を作り出し、それが Fig.5 の B 領域を形成する。

また、逆にこの Fig.5 の B 領域の ω'_x の $\partial v'/\partial z$ 成分が平均渦度場である $\bar{\omega}_z$ と干渉して Fig.6 C 領域に見られる大規模な ω'_y のパターンを形成する。

最後に Fig.5 の B 領域の ω'_x が誘導する速度 v' と平均渦度勾配である $d\bar{\omega}_z/dy$ とにより ω'_z が作られ、(あるいは ω'_x の 1 つの項である $\partial v'/\partial z$ と平均渦度場である $\bar{\omega}_z$ とにより ω'_z が作られ、) Fig.7 C 領域のパターンができあがる。

5. むすび

数値シミュレーションの結果、ピエゾアクチュエータから速度変動が境界層中に導入される過程はかなり複雑なものであることが明らかとなった。しかしながら、なぜ複雑なパターンが形成されるかは、渦度変動の生成メカニズムを考えて行くことで説明可能であった。今後実験を進めていく上で数値シミュレーションによりメカニズムの詳細をチェックして行く事の重要性が認識された。

引用文献

- 1) Y. Fukunishi and I. Ebina, Active Control of Boundary-Layer Transition Using a Thin Actuator, *JSME International Journal, Series B*, Vol. 44, 1 (2001) pp. 24-29.
- 2) Y. Fukunishi, K. Morita, M. Motoki, Y. Yokokawa, Active Control of Oblique Waves in a Transitional Boundary Layer, *4th Pacific International Conference on Aerospace Science and Technology, Kaohsiung, Taiwan*, (2001), pp. 109-112.