

壁面粗さを有するチャネル流の安定性に関する数値実験

稲澤 歩（首都大）， J.M. Floryan（ウエスタンオンタリオ大）， 浅井 雅人（首都大）

Numerical study on the stability of flow in a channel with rough wall

Ayumu Inasawa*, J.M. Floryan** and Masahito Asai*

* Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University

** Dept. of Mechanical and Materials Eng., The University of Western Ontario

ABSTRACT

The effect of beginning of roughness patch on the evolution of two-dimensional Tollmien-Schlichting waves is investigated theoretically and numerically. The wall roughness is found to destabilize the flow through the positive energy production just above the inflection point of base flow in the concave region of the roughness. For the change in wall geometry, about 14 periods are needed to attain the stability characteristic of streamwise-periodically corrugated roughness when the wavelength of the T-S wave and wall corrugation is comparable while the effect of change in average position of roughness remains further. The latter influence is also studied by considering channel with a simple expansion/contraction. It is shown that evolution of base flow towards the plane Poiseuille flow downstream of step is found to be represented by using slowly-decaying stationary eigenmodes, similar to that for the channel entrance flow. It is also found that the influence of sudden expansion/contraction to the stability of flow persists far downstream.

Key Words: linear stability, channel flow, wall roughness, DNS

1. はじめに

壁面上に存在する粗度はたとえその振幅が微小であっても線形攪乱の成長に対して影響を及ぼす。従って、高精度な遷移位置予測法の確立には、壁面粗度が流れの安定性に及ぼす影響を考慮することが必要不可欠であり、これまで壁面の粗度が境界層流れやチャネル流の安定性に及ぼす影響について調べられてきた¹⁾⁻³⁾。

Floryan^{2), 3)}は粗さ形状をフーリエ級数展開により表現することで壁面粗度を有するチャネル流れの安定性を理論的に調べ、粗面壁が二次元モード(T-S波)および三次元モード(縦渦)を不安定に導くことを予測した。二次元モードに対する上記の理論予測はAsai & Floryan⁴⁾による最近の実験研究によりその妥当性が示されている。これらの研究はいずれも、流れ方向に十分な拡がりをもつ(流れ方向に周期的な)粗面壁上の流れを対象としたものである。

一方、現実的な流れ場では壁面形状が、例えば滑面から粗面のように変化する場合も多く、こうした流れ場の遷移位置を予測するには、壁面形状の変化に対する流れの安定特性の応答を理解することが不可欠である。本研究では壁面形状が変化するチャネル流における二次元モード(T-S波)の空間的な過渡応答特性を数値実験により調べている。

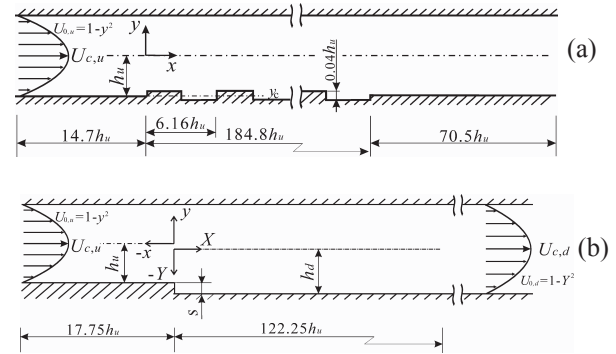


Fig. 1. Schematics of flow domain.

2. 数値解析法

本研究では図1に示すような二種類の壁面形状変化を伴うようなチャネル流れを考える。一つは、チャネル壁が滑面から周期的な矩形粗さに変化する場合であり(図1a)、他方は、流路幅がステップ状に変化する場合である(図1b)。本研究ではまず図1(a)において粗さの振幅中心を $y_c = -1, -0.98, -1.02$ と変化させた時のT-S波の応答を調べた後、流路幅の変化に対する応答について図1(b)のモデルを用いて考察する。流れ場の代表長さおよび代表速度はそれぞれ流入境界におけるチャネル半値幅 h_u および平面ポアズイユ流れの中心流速 $U_{c,u}$ で定義されるが、図1(b)においてはステップの十分下流で

の値 h_d , $U_{c,d}$ も用いる. 図 1(a)の周期的な矩形粗さは, 流入境界から $14.7h_u$ の位置で始まり波長 $\lambda_{rough}=6.16h_u$, 振幅 $s=0.02h_u$ で 30 周期設けられている. 図 1(b)では, 流入境界から $17.75h_u$ の位置で流路幅がステップ状に高さ $s=\pm 0.006h_u, \pm 0.01h_u, \pm 0.02h_u$ で変化する (値の正・負はそれぞれ流路幅の拡大・縮小に対応). 座標系 (x,y) は, h_u で無次元化された流れ方向および壁面垂直方向座標であり, 原点は粗さ開始およびステップ位置の流路中央である. また, 図 1(b)では h_d でスケールされた座標系 (X,Y) を主に用いる.

直接数値シミュレーションは, 連続式およびナビエ・ストークス方程式を SMAC 法により解いて行われた. 空間の離散化は 4 次精度中心差分で行い, 移流項に対しては Morinishi の提案⁴⁾を採用した. 圧力のポアソン方程式は Chebyshev SOR 法で反復的に解き, 時間積分には 3 次精度 Adams-Bashforth 法を用いた. 基本流の境界条件は流入境界で平面ポアズイユ流れを与える流量一定の条件とし, 流出境界では流れ方向の速度二階微係数がゼロの条件を課す. 速度変動波 (T-S 波) 導入時は, オル・ゾンマーフェルト方程式から求まる固有モードを, 流入境界でその振幅が $U_{c,u}$ の 0.1% になるように基本流に重畳させて与え, 流出境界では波動型流出条件⁵⁾により非物理的な反射を回避している. 基本流は, 非定常計算において, 非定常項が $du/dt < 10^{-8}$ となるまで時間発展させて求めた. 計算格子は不等間隔矩形格子を採用し, ステップ近傍および上下壁面付近に密に配置した. 格子点数は図 1(a)では 6816×220 , 図 1(b)では 2306×220 である. レイノルズ数は $Re=U_{c,u}h_u/\nu=U_{c,d}h_d/\nu=5000$ (ν : 動粘性係数), 導入した T-S 波の角振動数は $\omega=2\pi fh_u/U_{c,u}=0.27$ とした. このとき, 滑面壁における T-S 波の波長は $\lambda_{TS}=6.25h_u$ である.

3. 結果と考察

3.1 周期矩形粗さの開始に対する T-S 波の応答

図 2 は壁面形状が滑面から $y_c=-1$ に振幅中心を持つ周期矩形粗さに変化した場合の T-S 波のエネルギーの流れ方向変化を示している. ここで, 攪乱の運動エネルギー E は各 x 位置において y 方向に関して積分している. 図より, 粗面上 ($0 \leq x \leq 184.8$) ではエネルギーが粗さの凹凸と対応して細かい波うちを伴って変化している. 流れの安定特性は粗面の開始・終了により次のように変化する. まず, 分布粗さの開始から 3 周期目 ($x \approx 16$) で T-S 波が減衰から増幅に転じ, 14 周期目 ($x \approx 84$) 以降ではほぼ一定の割合で増加する. そして, $x = 185$ で粗さが終了しても $x = 195$ までエネルギーは増加し続け, その後, エネルギーは減衰に転じ滑面での不安定特性へと戻る. このように, 粗面壁は流れを不安定へと導くことがわかる. 次に, こうした不安定化に対して粗さが果たす役割について説明する. 図 3 は 20 周期目の粗さに関する T-S 波のエネルギー

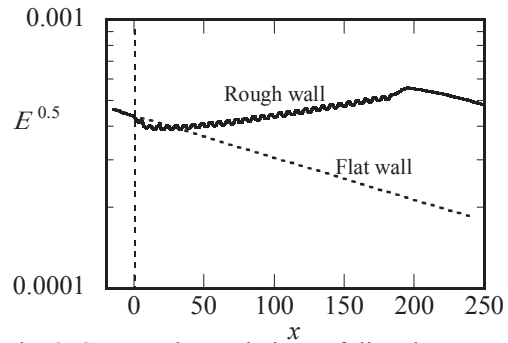


Fig. 2. Streamwise variations of disturbance energy.

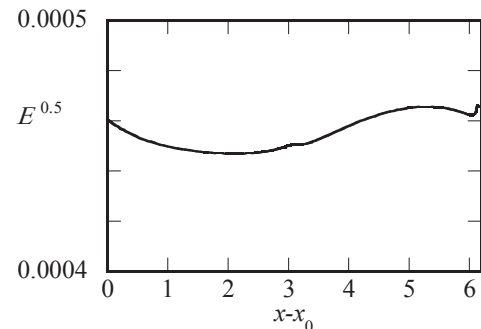


Fig. 3. Streamwise variations of disturbance energy at 20th roughness ($x_0=117$).

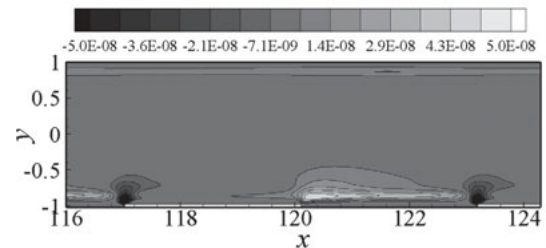


Fig. 4. Contour map of energy production.

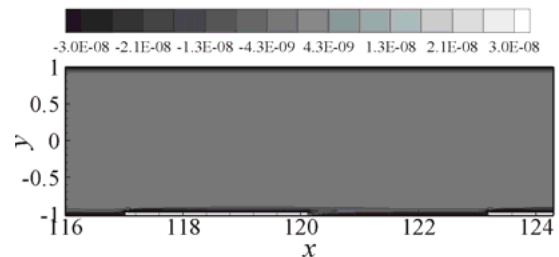


Fig. 5. Contour map of energy dissipation.

一の x 方向変化を示したものであり, $0 \leq (x-x_0) \leq 3.08$ は凸部, $3.08 \leq (x-x_0) \leq 6.16$ は凹部に対応している. 図より, 凸部および凹部開始直後でエネルギーの急減少, 急増加が見られ, T-S 波が粗さ一周期を通過した後のエネルギー収支は正であることがわかる. 図 4 および図 5 はそれぞれ T-S 波に対するレイノルズ応力によるエネルギー生成および粘性によるエ

ネルギー散逸の分布を示したコンターである. 強い負のエネルギー生成が粗面凸部の上流角近傍で生じる一方, 凹部においては正のエネルギー生成領域が流れ方向に伸びて分布している. このよう

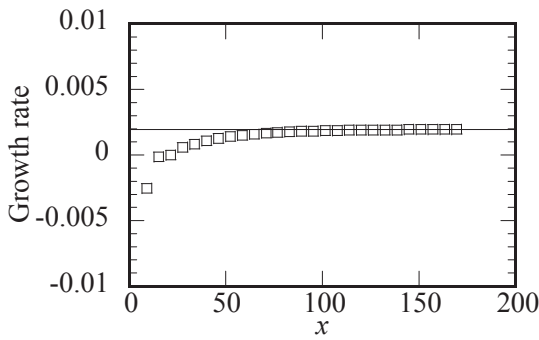


Fig. 6. Streamwise variation of growth rate. Symbols and line are DNS and theory, respectively.

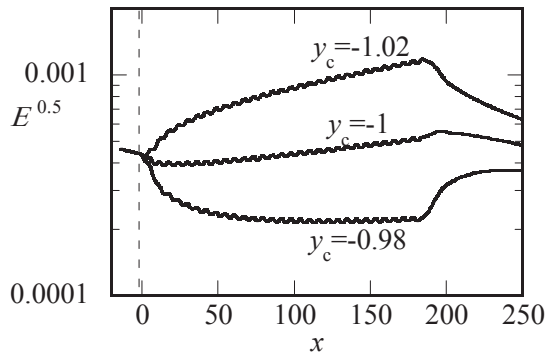


Fig. 7. Streamwise variations of disturbance energy for different average wall positions.

な正のエネルギー生成は滑面であるチャンネル上壁でも見られるが、その大きさは凹部の方が圧倒的に大きい（図4）。凹部開始直後の $x = 120.5$ では、 $y \approx -0.91$ において基本流に変曲点が生じていることから、こうした活発なエネルギー生成はちょうど変曲点付近で起こっているといえる。一方、粘性によるエネルギー散逸は、壁面の形状に関わらず壁面ごく近傍のみに限定されており、また、その値も滑面とほとんど変わらない（図5）。このように、粗面壁による流れの不安定化は、凹部での正のエネルギー生成により引き起こされることが理解できる。図6は粗さ一周あたりの平均エネルギーの x 方向変化から求めた T-S 波の増幅率を理論予測と比較したものであり、 $x = 84$ の14周期目の粗さ以降で両者は良く一致している。従って、矩形粗さと T-S 波の波数が同程度の場合、流れの不安定特性に対して粗さ開始の影響がなくなるまでには14波長程度の距離が必要であることがわかる。

次に、粗さの振幅中心位置の影響について調べた。図7は矩形形状の波長および振幅を維持したままその振幅中心を $y_c = -0.98$ および -1.02 に変えた場合の T-S 波のエネルギー変化である。興味深いことに、流れに対して粗さがよりせり出した $y_c = -0.98$ では流れが安定になり、 $y_c = -1.02$ では反対にエネルギーが急成長し、不安定化が促進されている。さらに、いずれの場合も T-S 波の増幅率は30周期の粗面壁内で一定とはならず変化し続ける。この事実は、流れの安定特性は“粗面形状の変化”のみ

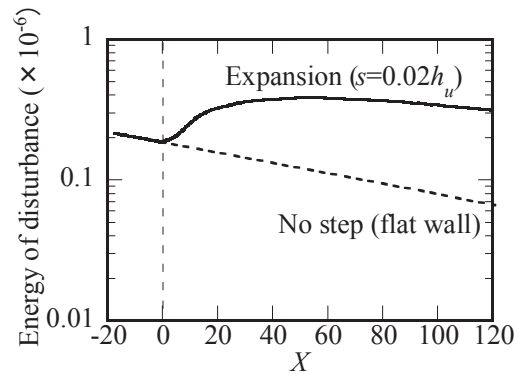


Fig. 8. Streamwise variations of disturbance energy in the channel with sudden contraction/expansion.

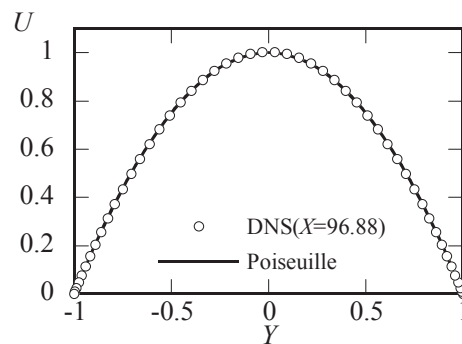


Fig. 9. The Y -distribution of U for channel expansion with $s=0.02h_u$.

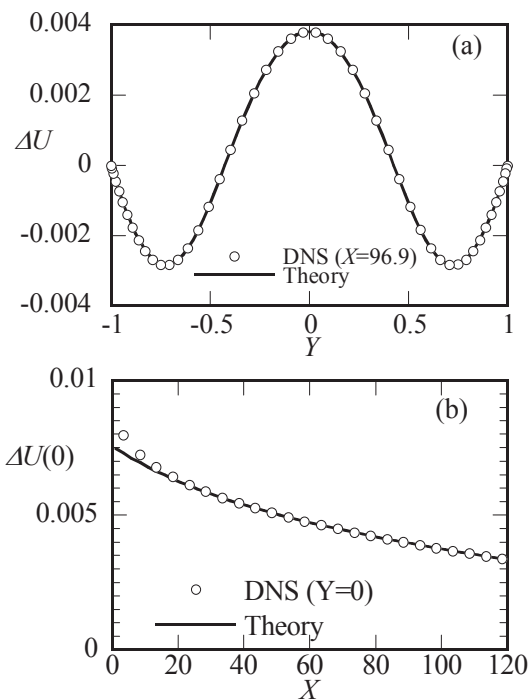


Fig. 10. Comparison of (a) Y - and (b) X -distributions of perturbation velocity ($s=0.02h_u$).

ならず、“壁面平均位置の変化”に対しても強く影響を受けることを示唆している。そこで、壁面位置の変化を図1(b)でモデル化し、流れの安定性を調べた結果を次に説明する。