A105 液膜流れを用いた乱流斑点によって誘起される 斜行 T-S 波の可視化

東 恒 雄 (大阪市立大学)

Visualization of Oblique T-S Wave Induced by a Turbulent Spot Using a Liquid Film Flow

Tsuneo Azuma

ABSTRACT

A pair of wave packets of oblique T-S waves around an isolated turbulent spot, which was produced in the laminar region of a radial liquid film flow, was investigated. The liquid film flow was formed by a water discharge to the atmosphere from a thin cylindrical gap between the end of a vertical pipe and the surface of a horizontally placed flat disk. The turbulent spot was created by a pulse-like jet injection into the laminar region through a small hole of the disk, observed by high-speed photography. Furthermore, the evolution of a pulse-like disturbance, which was added to the mean flow, was analyzed by the finite difference method with VOF method. It was found that the wave packets were generated by the pulse-like disturbance introduced to the laminar flow at the moment of the jet injection.

Keywords: Boundary layer, Transition, Turbulent spot, Oblique T-S wave, Liquid film flow

1. 緒言

境界層における乱流生成機構の解明を目的に乱流斑点の構造や斑点が周囲の層流に及ぼす影響^{1),2)}が調べられているが未解明な点が多い。

ところで、円形の液体噴流を平板に衝突させると、液体は液膜となって放射状に流れる。このような液膜流れは半径方向に、よどみ点流れ、境界層発達流れを経て発達液膜流れとなり、また、発達液膜は境界層型の相似速度分布をもって流れることが Watson³⁾により解析されている。そこで著者らはこの点に注目し、噴流衝突時の乱れを取り除くために円管の先端と円盤の隙間から水を流して円盤に沿う放射状液膜流れをつくり、半径方向に流れる途中で平板境界層と同様な層流から乱流への遷移が生じることを明らかにしてきた⁴⁾⁻⁶⁾。このような液膜流れでは液膜が薄いために液膜内部の壁面近傍で増幅する攪乱 (T-S 波) は液面の凹凸となって現れる。すなわち、T-S 波の一種の可視化となっている。

そこで本研究では、液膜流れの層流域において円盤の小孔より噴流をごく短時間吹き出して乱流斑点を生成させ、その斑点の両側に誘起される斜行 T-S 波の振舞いを観察した。また、単独波群の振舞いを数値シミュレーションして実験結果と比較した。

2. 実験方法

放射状液膜流れは、鉛直に立てた円管⑤の先端とその

下に水平に置いた直径 400mm の円盤⑥の表面とでできる円筒状の薄い隙間から水を流出させてつくった。円管の内径は $D=25\text{mm}$ であり、また、隙間距離は $H=0.5\text{mm}$ または 0.55mm とした。半径 35mm の位置に円盤に設けた内径 0.15mm の小孔⑧より円盤表面に垂直に水噴流をごく短時間吹き出して液膜にパルス状の攪乱を与えた。この攪乱により生成された乱流斑点と斑点周辺に誘起される斜行 T-S 波の振舞いを 7500 コマ/秒の高速度写真撮影により調べた。高速度カメラ⑨は円盤面に対し 30° 傾斜させて撮影した。

隙間から水が流出する条件は流出レイノルズ数 $Re=Q/(CDH)^{1/2}\nu$ で整理した。 Q は流量、 C は隙間の流出係数、 ν は動粘度を表す。

Fig. 1 Experimental apparatus

3. 結果および考察

吹出しの無いときの放射状液膜流れの様子を $D=25\text{mm}$, $H=0.5\text{mm}$ の流れを例に取り図2に示す。隙間からの流出レイノルズ数が小さいときには液膜流れは層流で、流下途中で跳ね水を生じる。例として $Re=4.1 \times 10^4$ の流れを図2(a)に示す。半径 $r=120\text{mm}$ において跳ね水が生じているのが確認できる。ところがレイノルズ数が増大し、 $Re > 7.5 \times 10^4$ になると、流下途中で層流から乱流への急激な遷移が生じる^{2), 3)}。 $Re=10^5$ の流れを図2(b)に示す。半径 70mm において平滑な液面の流れ(層流)が液面の乱れた流れ(乱流)に急激に遷移していることがわかる。

乱流遷移の過程を図2(b)とほぼ同じ条件の場合について図3に示す。スケールの目盛りは管軸からの距離

Fig. 2 Radial liquid film flow

Fig. 3 Process of transition

Fig. 4 Turbulent spot

(cm)を表す。半径 $r=57\text{mm}$ から波長 0.8mm の同心円状の波(D波)が液面に現れはじめる。このD波は壁面近傍にT-S波が存在することにより液面が盛り上がってきたものである。D波(従ってT-S波)は下流に向かうにつれて増幅し、 $r=66\text{mm}$ 付近で2次不安定により周方向にも周期的な凹凸をもつ3次元的な攪乱(3D波)に変化した後、 $r=69\text{mm}$ 付近でブレイクダウンして微細な粒状波(FE波)に覆われた乱流に遷移しているのが図3よりわかる。

乱流斑点周辺流れの一例を図4に示す。写真中央に斑点が写っており、その上流側(左側)に、半径軸に対し約 60° 傾いた10本の斜行D波(従って斜行T-S波)から成る波群が一对、斑点に取り残されたように存在しているのが認められる。このような斜行D波が極短時間噴流吹出し攪乱により何時、どのように現れはじめ、どのように成長するかを調べるのが本研究の目的である。

図3とほぼ同じ条件の流れにおいて、半径 $r_0=55.7\text{mm}$ の位置でパルス状の攪乱が加えられたと仮定したときに生成される単独波群の振舞いをVOF法を用いた差分法により数値シミュレーションした。

まず、放射状液膜流れの層流速度分布の半径方向変化を図5に示す。実験は隙間から流出する流れであるが、解析は半径 $a=3\text{mm}$ (実験における $(CDH)^{1/2}$ に等しい)の円形水噴流が、実験の流出速度と同じ速度 $U_0=10.6\text{m/s}$ で円盤に衝突してできる流れに置き換えている。噴流レイノルズ数は $Re=Q/a\nu=10^5$ である。横軸は無次元半径 $\xi=r/a$ 、縦軸は壁からの無次元距離 $\eta=z(2U_0/a\nu)^{1/2}$ を表す。図5より、よどみ点近傍より層流境界層が発達し、そのあと液膜は境界層型速度分布をもって流れることがわかる。 $\xi=10$ では Blasius 型、 $\xi=20$ では Watson 型速度分布となっている。

単独波群の数値シミュレーションでは、計算区間の流入位置 r_0 を $r^*=(r/a)Re^{-1/3}=0.4$ に相当する $r=55.7\text{mm}$ (図5の $\xi=18.6$) にとった。 r_0 における基本流(層流)は液面速度 $U=9.22\text{m/s}$ 、液膜厚さ $h=0.151\text{mm}$ 、局所レイノルズ数 $Re_\delta=1394$ の Watson 型速度分布をもつ流れであり、線形安定性理論によればこの流れ条件における最も不安定な攪乱の周波数は $f=4\text{kHz}$ (波長 $\lambda_0=0.8\text{mm}$) である。そこでこの攪乱の波長10周期分を目安に $r=55.7\sim 63.6\text{mm}$ を計算区間とし、これを400等分して差分格子とした(なお、流出条件を課するために、 $3\lambda_0$ の緩和領域を下流に疎な40

Fig. 5 Velocity distribution of liquid film flow

Fig. 6 Contours of disturbance velocity u' at $t=5T_0$ for continuous perturbation at inflow boundary

Fig. 7 Contours of disturbance velocity u' at $t=T_0$ for one cycle perturbation at inflow boundary

分割してとっている)。液膜厚さ方向の計算区間は 0.24mm とし、壁面近傍で密な不等間隔で35分割した。攪乱の振舞いは、まず計算領域で基本流を計算し、その後、流入位置において、線形安定性理論から求めた攪乱速度分布を液面速度の1%の振幅で重畳した。時間刻み $\Delta t = (1/2500)T_0$ とした (T_0 は重畳攪乱の周期)。

流入位置で $f=4\text{kHz}$ の攪乱を基本流に重畳させはじめてから $t=6T_0$ まで計算した波群の振舞いを、1周期ごとに半径方向速度成分 u' の等値線で表し、図6に示す。等値線の間隔は 0.05m/s であり、太線は正、細線は負を表す。図6より、液膜内部の壁面近傍で攪乱 (T-S波) が増幅していることがわかる。また、T-S波の増幅により液面に凹凸 (D波) がもたらされていることもわかる。しかし、最も増幅しているT-S波は計算周期以上に下流側に進んでいることが認められる。

この現象を明らかにするため、同じ攪乱を流入位置で1周期だけ基本流に重畳させ、その後、 $t=6T_0$ まで計算した波群の振舞いを u' の等値線で図7に示す。壁面近傍にT-S波を搬送波とする波群が形成され、それが、搬送波の数を増加させながら下流に成長しているのがわかる。また、波群の先頭部分の形状と進行速度は図6の先頭のそれと一致していることもわかる。これは、攪乱を重畳しはじめた際には、その攪乱の周波数だけではなく、広い帯域の周波数成分の攪乱を与えたことになっており、その結果、波群が形成されるものと考えられる。

波群の成長過程を、臨界層における u' の変化を例に取り図8に示す。基本流の条件および計算領域は図6、7と同じであり、図8(a)は $f=4\text{kHz}$ の攪乱を1周期、

(a) $f=4\text{ kHz}$ (b) 6.2 kHz

Fig. 8 Disturbance velocity u' at critical layer

図8(b)は安定性理論では安定である $f=6.2\text{kHz}$ の攪乱を1周期だけ流入位置で重畳させてその後の時間発展を計算したものである。図中の細線の傾きの逆数は搬送波 (T-S波) の位相速度、太線のそれは群速度を表す。図8より、重畳した攪乱の周波数によらずほぼ同じT-S波の位相速度と群速度をもつ波群が形成されること、また、群速度は位相速度の約1.4倍であることがわかる。さらに、波群の先頭にあったT-S波は下流に進むにつれて末尾に移行し、やがて消滅して行くこともわかる。なお、 $f=6.2\text{kHz}$ の場合のT-S波の位相速度と波長が $f=4\text{kHz}$ とそれらと同じであることは、層流域で様々な周波数を含むパルス状の攪乱が与えられた場合にはその流れに対して不安定な攪乱が選択的に増幅して行くことを示している。

Fig. 9 Turbulent spot and growing oblique T-S waves around the spot. Time interval of each frame is 0.68 ms.

短時間噴流吹出しにより生成した乱流斑点周辺高速度写真を5コマおき(時間間隔 0.68ms)に図9に示す。吹出し位置は半径 35mm にある。なお、この条件の層流の計算結果では液面速度は $r=40\text{mm}$ まで $U=12.2\text{m/s}$ 、以後ほぼ直線状に減少し、 $r=60\text{mm}$ では $U=10\text{m/s}$ である。吹出しの影響を受けない領域では $r=60\text{mm}$ からD波が現れはじめ、 $r=73\text{mm}$ でFE波に移移しているのが確認できる。

図9より、吹出し開始から数 ms 後に半径 39mm から 44mm に存在する細い楔状の乱流斑点(左上写真)は吹出し時にバイパス遷移により生成されたものであるが、時間の経過とともに長さならびに幅を増大させながら下流に移行していることがわかる。また、左上写真の乱流斑点周辺の両側には約 60° 傾いた長さ 1~2mm の斜行D波がすでに存在していることが確認でき、それらは下流に行くにつれて長さ、本数を増加させながら、斑点から少しずつ取り残されるような形で成長していることが確認できる。なお右下2枚の写真より、増幅した斜行D波が2次不安定により3次元化し、その後ブレークダウンして、あたかも斑点が上流側に角を突きだした形で、新しい斑点を形成しているのが観察される。

高速度写真から読み取った波群の先頭(○)と末尾(□)の斜行D波および特定の斜行D波(△)の移動の

Fig. 10 Travels of wave packet and a marked oblique T-S wave in the packet

様子を図10に示す。近似直線はそれぞれの半径方向の移動速度を表す。時間軸の原点は適当である。斜行D波(△)の半径方向の位相速度 $v_D=4.0\text{m/s}$ は安定性理論より求めた同じ条件の流れのT-S波の位相速度とほぼ一致している。波群の先頭の斜行T-S波の移動速度 $v_f=5.9\text{m/s}$ は末尾の $v_r=5.1\text{m/s}$ より大きく、波群に含まれる斜行D波の数は下流に行くほど増加する。また、 v_f と v_r の平均とした半径方向群速度は 5.5m/s であり v_D の 1.4 倍であり、したがって斜行D波は波群の先頭で新しく生成され、後端で消滅していることもわかる。これらの結果は前述の数値シミュレーションの結果と定性的によく一致している。

4. 結論

放射状液膜流れを対象にして、乱流斑点周辺の斜行D波(T-S波)の波群の振舞いを実験ならびに数値シミュレーションにより調べた。その結果、波群は噴流吹出し時に生成される、波群の群速度はT-S波の位相速度の約 1.4 倍である、波群に含まれるT-S波(搬送波)の本数は下流に行くにつれて増加することがわかった。

参考文献

- 1) Wygnanski, I., Haritonidis, J. H. and Kaplan, R. E.: On a Tollmien-Schlichting Wave Packet Produced by a Turbulent Spot, J. Fluid Mech., Vol. 92, Part 3(1979), pp.505-528.
- 2) 蒔田秀治, 西沢啓: 乱流斑点の相互干渉がその成長に及ぼす影響, 日本機械学会論文集(B編), Vol. 65, No. 630(1999), pp.573-580.
- 3) Watson, E. J.: The Radial Spread of a Liquid Jet over a Horizontal Plane, J. Fluid Mech., Vol. 20, Part 3(1964), pp.481-499.
- 4) 東恒雄, 星野達郎: 放射状液膜流れに関する研究(第1報, 乱流遷移), 日本機械学会論文集(B編), Vol. 50, No. 452(1984), pp.974-981.
- 5) 東恒雄, 脇本辰郎: 放射状液膜流れの安定性に関する実験的研究, 日本機械学会論文集(B編), Vol. 58, No. 548(1992), pp.1051-1055.
- 6) Azuma, T.: Instability and Transition of a Radial Liquid-Film Flow, JSME Int. J., Ser.B, Vol. 41, No. 2(1998), pp.493-501.