

〔ながれマルチメディア〕

## 回転円盤流における波束型攪乱の乱流遷移

\*科技団・科技特(航技研) 西 沢 啓†

\*\*航技研・流体科学研究センター 高 木 正 平

### Transition of a Wave Packet in a Rotating-Disk Flow

Akira NISHIZAWA

Japan Science and Technology Corporation

Shohei TAKAGI

Fluid Science Research Center, National Aerospace Laboratory

(Received 4 November, 2001 ; in revised form 5 December, 2001)

[http://www.nagare.or.jp/mm/2002/nisizawa/index\\_ja.htm](http://www.nagare.or.jp/mm/2002/nisizawa/index_ja.htm)

A laminar to turbulent transition process of a three-dimensional boundary layer in a rotating-disk flow initiated by a localized strong disturbance was experimentally investigated by a single hot-wire probe in a laboratory frame. The hot-wire analyses showed that the point disturbance develops into an isolated turbulent patch accompanied by different types of traveling waves. The configuration in the plane view of the turbulent patch is a crescent different from an arrowhead-shaped turbulent spot in a Blasius boundary layer. Comparison with the prediction by Itoh's linear stability theory enabled us the identification of the traveling waves around the patch; the streamline-curvature (S-C) unstable waves propagating outward grow around outer edge of the patch while the cross-flow (C-F) unstable waves developing in the upstream region of the trailing edge travel in the inward direction. The characteristic features of these waves are in good agreement with the theoretical results. Since the turbulence is produced in the center region of the wave packet, which mode mainly contributes to the breakdown into turbulence still remains unclear.

二次元層流境界層の遷移過程において乱流斑点が間欠的に発生している境界層を熱線で計測すると、特徴的なスパイク波形が観察される。そのせいか、三次元境界層の遷移過程においても、そのような速度波形を見ただけでこれを乱流斑点と呼ぶ場合がある。しかし、二次元境界層と三次元境界層では、そこに介在する不安定機構が本質的に異なるから、例えば三次元境界層中で局所乱流塊を観察したとしても、それはいわゆる乱流斑点とは内部の渦構造や成長機構などが全く異なった現象である可能性もある。本研究は典型的な三次元境

界層の一つである回転円盤流中に強い攪乱を与えたときの遷移過程、および平板境界層中の乱流斑点との相違点を明らかにすることを目的とする。

実験には半径  $r = 400$  mm の回転円盤を用い、回転角速度は  $\omega_D = 2\pi \times 4.4$  (rad/s) とした。円盤には微小な孔が設けてあり、その裏に貼り付けられたスピーカに短時間パルスを与えることにより、局所攪乱を円盤上の三次元境界層中に導入できる。攪乱導入位置におけるレイノルズ数は  $R = r(\omega_D/\nu)^{1/2} \approx 256$  であり、横流れ (C-F) 不安定モードに対する臨界レイノルズ数  $R_c \approx 280$  (Itoh 1998) よりやや低い。ワイヤ軸を半径方向に向けた I 型熱線プローブにより速度の周方向成分を取得し、円盤の局所回転速度で無次元化し

\* 〒332-0012 川口市本町 4-1-8 川口センタービル 12 階

† E-mail: kei@nal.go.jp

\*\* 〒182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1

た. 速度変動  $v$  から集合平均値  $\langle v \rangle$  及び, 乱れ強度の集合平均値  $\langle v' \rangle$  を次式で求めた.

$$\langle v(\phi, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i(\phi, t)$$

$$\langle v'(\phi, t) \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i(\phi, t) - \langle v(\phi, t) \rangle)^2}$$

平均回数は  $N = 64$  とした.

まず図 1 に示すように  $R-\phi$  平面における乱流域の時間変化から, 攪乱の平面形状が観察された. 与えた攪乱は孤立した乱流塊となり, 楔状の領域の中を成長しながら回転方向 (反時計方向) と逆方向に移動することがわかる. 各時刻における乱流塊の形状は概ね相似的であるが, 二次元境界層中の乱流斑点のようなやじり型ではなく, 三日月のような形状を有している. 乱流塊の大きさの変化は, ある半径位置を通過する前と後では二倍程度異なり, 平板境界層中の乱流斑点と似た性質を持つことが示された.

次に局所攪乱の波動的性質が調べられた. 図 2 に  $R = 350$  の半径位置における, 攪乱の通過に伴う速度変動の時間変化を示す. 攪乱は局所的な波束となっており, 図中矢印で示すように, 乱流塊の周りには異なる種類の進行波が存在することが明確にわかる. 早い時刻に現れる周期 ( $1/f$ ) の短い不安定波 (図中青矢印で示す) と, その後に現れる周期の長い不安定波 (赤矢印) の周波数はそれぞれ無次元周波数  $\hat{\omega} = 2\pi f/\omega_D$  で表すと  $\hat{\omega} \approx 22 \sim 29$ ,  $\hat{\omega} \approx 3.8 \sim 4.5$  である. これらの値は Itoh (1998) の線形安定理論による予測結果と近く, 前者は流線曲率 (S-C) 不安定に起因し, 後者は C-F 不安定に起因することがわかった. ただし, 乱れの強い領域は二種類の不安定波の中間に位置し, どちらの不安定波が波束の乱流遷移に寄与しているのかは不明確である. S-C 不安定波は増幅率が C-F 不安定波よりも小さい (Itoh 1998) ため, S-C 不安定の乱流遷移に対する寄与は少ないと考えられてきた. しかし, 図 2 を見ると S-C 不安定波の波面の延長

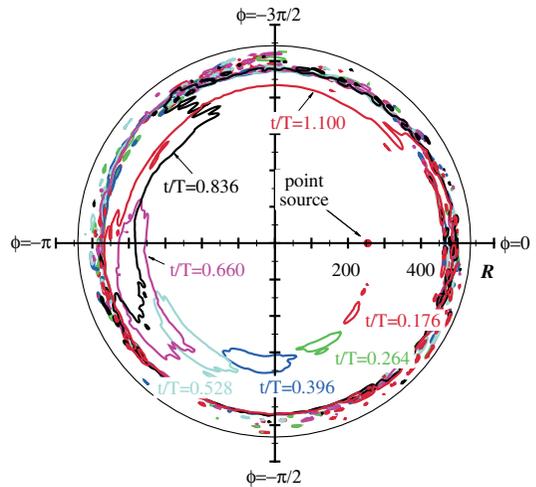


図 1  $R-\phi$  極座標平面における乱流域の時間発展. 計測高さは  $\zeta = z(\omega_D/\nu)^{1/2} = 1.35$ .  $t$  は攪乱発生後の経過時間,  $T$  は回転周期. 実線で囲まれた領域は  $\langle v' \rangle \geq 0.02$  となる領域.

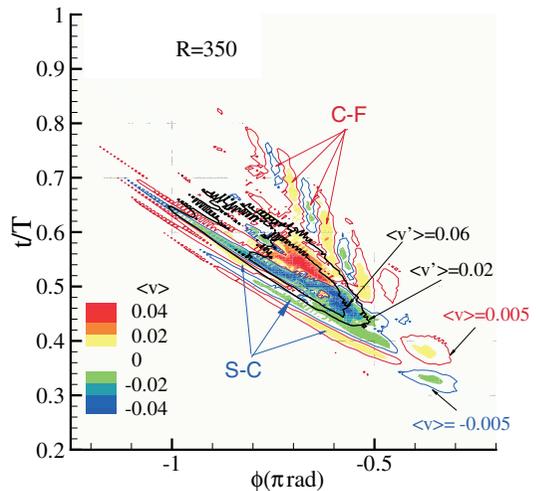


図 2  $\phi-t$  断面における速度変動の集合平均値  $\langle v \rangle$  の等値線分布. 図中黒線で囲まれた領域は  $\langle v' \rangle \geq 0.02$  及び  $\langle v' \rangle \geq 0.06$  となる領域.

線上に乱れの強い領域があり, S-C 不安定波も乱れの発生に寄与している可能性は十分考えられる.

引用文献

1) Itoh, N. : Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 40 (1998) 280-292.