

# 単一傾斜熱線プローブを用いた乱流計測 (二次元薄剪断流への応用)

望月 信介<sup>1</sup>、尾崎 弘明<sup>2</sup>、木原 真一<sup>3</sup>、王 凱建<sup>1</sup>、大坂 英雄<sup>1</sup>

<sup>1</sup>機械工学科

<sup>2</sup>中電プラント(株)

<sup>3</sup>新日本造機(株)

単一傾斜熱線プローブを用いた乱流計測における基礎方程式を述べ、二次元薄剪断乱流(二次元乱流境界層および二次元壁面噴流)における応用を試みた。単一傾斜熱線プローブを用いた本結果はX型熱線プローブによる計測結果と良好な一致が得られ、本文中で述べた計測手法が乱流計測に対して実用可能であることを示した。乱れ強さが大きい流れ場においては、熱線のプローブ軸に対する取り付け傾斜角度 $\alpha$ が通常の $45^\circ$ の場合よりも $30^\circ$ の場合の方が従来のX型熱線プローブによる計測結果とのより良い一致を示した。

*Key Words: Turbulence measurement, Reynolds stresses, Single-slanted hot-wire technique*

## 1 はじめに

物体周りの複雑な流れ場<sup>(1)</sup>や、縦渦<sup>(2)</sup> および付加歪み<sup>(3)</sup>等が加わった三次元流れ場における乱流構造を解明することは工学上極めて有用である。現在、このような乱流場の比較的容易な予測方法の一つとして、レイノルズ応力方程式に基づく数値シミュレーション<sup>(4)</sup>があげられる。しかしながら、現在使用されている乱流モデルは、流体機械等にみられる複雑な流れ場におけるレイノルズ応力等の乱流量の予測に対して十分とはいえない。また、縦渦を用いた乱流剪断流の操縦においては、縦渦の維持あるいは減衰のメカニズムに興味を持たれる。これに関しては、渦度輸送方程式に基づく非等方レイノルズ応力の非一様性に基づく影響を実験的に解明することが不可欠と考えられる。

このような状況下において、複雑および三次元乱流場において6つのレイノルズ応力成分をすべて計測し、実験データベースを構築することが望まれる。このことを実現可能にする計測手法として、単一傾斜熱線プローブを用いる手法<sup>(5)</sup>がある。この方法は他のLDVやトリプルプローブを用いる方法と比べ、安価で空間分解能も比較的高いことがその長所としてあげられる。

そこで本研究においては、単一傾斜熱線プローブを用いた計測法の基礎技術の確立を目的とする。本報告においては、まず熱線の応答方程式やその解法を述べ、比較的単純な二次元薄剪断乱流における適用例を紹介する。

## 2 応答方程式および解法

### 2.1 熱線の応答方程式

Fig.1は単一傾斜熱線、座標系および各速度成分を示す。熱線に対する有効速度は、Jørgensen に従い以下のように書き表すことができる<sup>(5)</sup>。

$$\bar{u}_e^2 = \bar{u}_n^2 + k^2 \bar{u}_t^2 + h^2 \bar{u}_b^2 \quad (1)$$

ここで式中の記号は以下を表す。

$\bar{u}_e$  : 有効冷却速度

$\bar{u}_n$  : 熱線に垂直でプローブ面内における速度

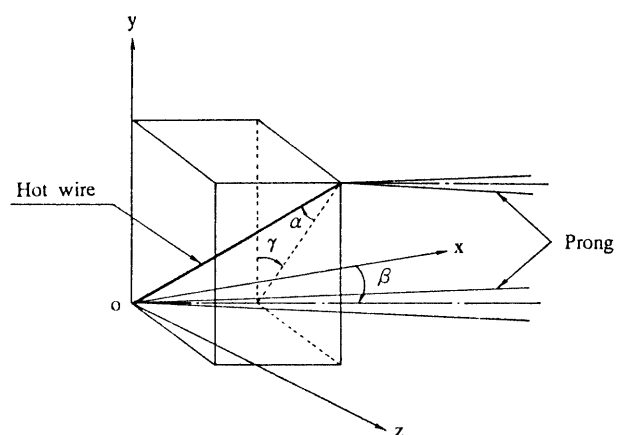


Fig.1 Coordinate system for a single-slanted hot-wire.

$\tilde{u}_t$  : 熱線に平行な速度

$\tilde{u}_b$  : 熱線およびプローブ面に垂直な速度

$k$  : ヨー係数

$h$  : ピッチ係数

また、速度成分における上付 $\sim$ はそれが瞬時成分であることを意味する。熱線が Fig.1 のように、傾斜角度  $\alpha$ 、 $y$  軸周りの回転角度  $\beta$  およびプローブ軸周りの回転角度  $\gamma$  をもって設置されているとすると、式 (1) 中の各速度成分は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \tilde{u}_n &= (\cos \alpha \cdot \cos \beta + \sin \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \sin \beta) \tilde{u} \\ &\quad - \sin \alpha \cdot \cos \gamma \cdot \tilde{v} + (\cos \alpha \cdot \sin \beta \\ &\quad - \sin \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \cos \beta) \tilde{w} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{u}_t &= (\sin \alpha \cdot \cos \beta - \cos \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \sin \beta) \tilde{u} \\ &\quad + \cos \alpha \cdot \cos \gamma \cdot \tilde{v} + (\sin \alpha \cdot \sin \beta \\ &\quad + \cos \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \cos \beta) \tilde{w} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{u}_b &= \cos \gamma \cdot \sin \beta \cdot \tilde{u} + \sin \gamma \cdot \tilde{v} \\ &\quad - \cos \gamma \cdot \cos \beta \cdot \tilde{w} \end{aligned} \quad (4)$$

$\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$ , および  $\tilde{w}$  は  $x$ ,  $y$ , および  $z$  方向の瞬時速度成分である。ここで、熱線に対する速度成分  $\tilde{u}_w$  を座標系における速度成分  $\tilde{u}$  で表す。それぞれの速度ベクトルを

$$\tilde{\mathbf{u}}_w = (\tilde{u}_n \quad \tilde{u}_t \quad \tilde{u}_b)^T \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{u}} = (\tilde{u} \quad \tilde{v} \quad \tilde{w})^T \quad (6)$$

とすると、それらは以下の関係をもつ。

$$\tilde{\mathbf{u}}_w = \mathbf{Q} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \quad (7)$$

式中における係数  $\mathbf{Q}$  は以下のとおりである。

$$Q_{11} = \cos \alpha \cdot \cos \beta + \sin \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \sin \beta$$

$$Q_{12} = -\sin \alpha \cdot \cos \gamma$$

$$Q_{13} = \cos \alpha \cdot \sin \beta - \sin \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \cos \beta$$

$$Q_{21} = \sin \alpha \cdot \cos \beta - \cos \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \sin \beta$$

$$Q_{22} = \cos \alpha \cdot \cos \gamma$$

$$Q_{23} = \sin \alpha \cdot \sin \beta + \cos \alpha \cdot \sin \gamma \cdot \cos \beta$$

$$Q_{31} = \cos \gamma \cdot \sin \beta$$

$$Q_{32} = \sin \gamma$$

$$Q_{33} = -\cos \gamma \cdot \cos \beta \quad (8)$$

式 (1)~(8) より、有効速度は、

$$\begin{aligned} \tilde{u}_e^2 &= A\tilde{u}^2 + B\tilde{v}^2 + C\tilde{w}^2 + D\tilde{u}\tilde{v} \\ &\quad + E\tilde{v}\tilde{w} + F\tilde{u}\tilde{w} \end{aligned} \quad (9)$$

と表され、各係数は以下のようにになる。

$$A = Q_{11}^2 + k^2 Q_{21}^2 + h^2 Q_{31}^2$$

$$B = Q_{12}^2 + k^2 Q_{22}^2 + h^2 Q_{32}^2$$

$$C = Q_{13}^2 + k^2 Q_{23}^2 + h^2 Q_{33}^2$$

$$D = 2(Q_{11}Q_{12} + k^2 Q_{21}Q_{22} + h^2 Q_{31}Q_{32})$$

$$E = 2(Q_{12}Q_{13} + k^2 Q_{22}Q_{23} + h^2 Q_{32}Q_{33})$$

$$F = 2(Q_{11}Q_{13} + k^2 Q_{21}Q_{23} + h^2 Q_{31}Q_{33}) \quad (10)$$

平均速度の 3 成分およびレイノルズ応力の 6 成分を算出するための応答方程式を求める。まず、各瞬時速度成分を時間平均値と変動値との和として表すレイノルズ分割を導入し、

$$\tilde{u} = U + u, \quad \tilde{v} = V + v, \quad \tilde{w} = W + w \quad (11)$$

を式 (9) に代入する。ここでは、定常確率過程を取り扱うこととし、例えば  $\tilde{u}$  成分に対する時間平均値および変動値は下式で定義される。

$$U(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{u}(\mathbf{x}, t) dt$$

$$u(\mathbf{x}, t) = \tilde{u}(\mathbf{x}, t) - U(\mathbf{x}) \quad (12)$$

式 (9) にレイノルズ分割を代入すると、

$$\begin{aligned} \tilde{u}_e^2 &= AU^2 + 2AUu + Au^2 + BV^2 \\ &\quad + 2BVv + Bv^2 + CW^2 + 2CWw \\ &\quad + Cw^2 + DUV + DUv + Duv \\ &\quad + DuV + EVW + EVw + EvW \\ &\quad + Evw + FUW + FUw + FuW \\ &\quad + Fuw \end{aligned} \quad (13)$$

となり、両辺の平方根をとると以下のようにになる。

$$\begin{aligned} \tilde{u}_e &= A^{1/2}U \left[ 1 + 2\frac{u}{U} + \frac{u^2}{U^2} + \frac{B}{A} \frac{V^2}{U^2} \right. \\ &\quad \left. + 2\frac{B}{A} \frac{Vv}{U^2} + \frac{B}{A} \frac{v^2}{U^2} + \frac{C}{A} \frac{W^2}{U^2} + 2\frac{C}{A} \frac{Ww}{U^2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{C w^2}{A U^2} + \frac{D V}{A U} + \frac{D v}{A V} + \frac{D u W}{A U^2} \\
& + \frac{D u v}{A U^2} + \frac{E V W}{A U^2} + \frac{E V w}{A U^2} + \frac{E v W}{A U^2} \\
& + \frac{E v w}{A U^2} + \frac{F W}{A U} + \frac{F w}{A U} + \frac{F u W}{A U^2} \\
& + \frac{F u w}{A U^2} \Big]^{1/2} \quad (14)
\end{aligned}
= A_2 \left( \frac{u V}{U} + 2 \frac{u v}{U} \right) + A_3 \left( \frac{u W}{U} + 2 \frac{u w}{U} \right) \\
+ A_4 u + A_5 v + A_6 w \\
+ A_7 \left( \frac{v^2}{U} + 2 \frac{V v}{U} \right) + A_8 \left( \frac{w^2}{U} + 2 \frac{W w}{U} \right) \\
+ A_9 \left( \frac{V w}{U} + \frac{v W}{U} + \frac{v w}{U} \right) \quad (18)$$

式(14)において、3次以上の項を無視し、二項展開を行なうと下式となる。

$$\begin{aligned}
\tilde{u}_e &= A_1 U + A_2 \left( V + \frac{u V}{U} + 2 \frac{u v}{U} \right) \\
& + A_3 \left( W + \frac{u W}{U} + 2 \frac{u w}{U} \right) \\
& + A_4 u + A_5 v + A_6 w \\
& + A_7 \left( \frac{V^2}{U} + \frac{v^2}{U} + 2 \frac{V v}{U} \right) \\
& + A_8 \left( \frac{W^2}{U} + \frac{w^2}{U} + 2 \frac{W w}{U} \right) \\
& + A_9 \left( \frac{V W}{U} + \frac{V w}{U} + \frac{v W}{U} + \frac{v w}{U} \right) \quad (15)
\end{aligned}$$

ここで、それぞれの係数は以下のとおりである。

$$\begin{aligned}
A_1 &= A^{1/2} & A_2 &= \frac{D}{2A^{1/2}} \\
A_3 &= \frac{F}{2A^{1/2}} & A_4 &= A_1 \\
A_5 &= A_2 & A_6 &= A_3 \\
A_7 &= \frac{B}{2A^{1/2}} - \frac{D^2}{8A^{3/2}} & A_8 &= \frac{C}{2A^{1/2}} - \frac{F^2}{8A^{3/2}} \\
A_9 &= \frac{E}{2A^{1/2}} - \frac{D F}{4A^{3/2}}
\end{aligned}$$

式(15)に対して、時間平均を取ると下式となる。

$$\begin{aligned}
U_e &= A_1 U + A_2 \left( V + 2 \frac{\overline{u v}}{U} \right) \\
& + A_3 \left( W + 2 \frac{\overline{u w}}{U} \right) + A_7 \left( \frac{V^2}{U} + \frac{\overline{v^2}}{U} \right) \\
& + A_8 \left( \frac{W^2}{U} + \frac{\overline{w^2}}{U} \right) + A_9 \left( \frac{V W}{U} + \frac{\overline{v w}}{U} \right) \quad (16)
\end{aligned}$$

乱れが小さい  $u \ll U$ ,  $v \ll U$ ,  $w \ll U$  の場合を仮定すると有効速度の時間平均値に関する応答方程式(17)が得られる。

$$\begin{aligned}
U_e &= A_1 U + A_2 V + A_3 W \\
& + A_7 \frac{V^2}{U} + A_8 \frac{W^2}{U} + A_9 \frac{V W}{U} \quad (17)
\end{aligned}$$

一方、変動成分については、

$$u_e = \tilde{u}_e - U_e$$

となり、両辺を二乗した後に変動の3次以上の項を無視し、時間平均を取ると下式が得られる。

$$\begin{aligned}
\overline{u_e^2} &= \left( A_4^2 + 2A_2 A_4 \frac{V}{U} + 2A_3 A_4 \frac{W}{U} \right) \overline{u^2} \\
& + \left( A_5^2 + 4A_5 A_7 \frac{V}{U} + 2A_5 A_9 \frac{W}{U} \right) \overline{v^2} \\
& + \left( A_6^2 + 2A_6 A_9 \frac{V}{U} + 4A_6 A_8 \frac{W}{U} \right) \overline{w^2} \\
& + 2 \left[ A_4 A_5 + (A_2 A_5 + 2A_4 A_7) \frac{V}{U} \right. \\
& \quad \left. + (A_3 A_5 + A_4 A_9) \frac{W}{U} \right] \overline{u v} \\
& + 2 \left[ A_5 A_6 + (2A_6 A_7 + A_5 A_9) \frac{V}{U} \right. \\
& \quad \left. + (2A_5 A_8 + A_6 A_9) \frac{W}{U} \right] \overline{v w} \\
& + 2 \left[ A_4 A_6 + (A_2 A_6 + A_4 A_9) \frac{V}{U} \right. \\
& \quad \left. + (A_3 A_6 + 2A_4 A_8) \frac{W}{U} \right] \overline{u w} \quad (19)
\end{aligned}$$

ここで、主流速度に対して垂直な平均速度成分に対して  $V \ll U$ ,  $W \ll U$  の場合を仮定すると、有効速度の変動の二乗平均値に対する応答方程式(20)が得られる。

$$\begin{aligned}
\overline{u_e^2} &= A_4^2 \overline{u^2} + A_5^2 \overline{v^2} + A_6^2 \overline{w^2} \\
& + 2A_4 A_5 \overline{u v} + 2A_5 A_6 \overline{v w} + 2A_4 A_6 \overline{u w} \quad (20)
\end{aligned}$$

## 2.2 応答方程式の解法

まず、時間平均速度3成分についての解法を述べる。式(17)は速度  $\mathbf{U} = (U, V, W)$  に関して非線形であるため、初期値を与えて反復計算により収束解を求めることにする。下式のように、有効速度の時間平均値に対する残差を定義する。

$$F = U_e - \left( A_1 U + A_2 V + A_3 W \right)$$

$$+A_7 \frac{V_i^2}{U_i} + A_8 \frac{W_i^2}{U_i} + A_9 \frac{V_i W_i}{U_i} \quad (21)$$

収束解を求めて行く過程において、 $i$  番目の速度の推定値  $U_i = (U_i, V_i, W_i)$  に対する残差を

$$F_i = U_e - \left( A_1 U_i + A_2 V_i + A_3 W_i + A_7 \frac{V_i^2}{U_i} + A_8 \frac{W_i^2}{U_i} + A_9 \frac{V_i W_i}{U_i} \right) \quad (22)$$

とする。そこで速度変化に対する感度  $\mathbf{J}$  を定義する。

$$\mathbf{J} = \left[ \frac{\partial F}{\partial U} \quad \frac{\partial F}{\partial V} \quad \frac{\partial F}{\partial W} \right] \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_i}{\partial U} &= G_{U_i} = -A_1 + A_7 \frac{V_i^2}{U_i^2} \\ &\quad + A_8 \frac{W_i^2}{U_i^2} + A_9 \frac{V_i W_i}{U_i^2} \\ \frac{\partial F_i}{\partial V} &= G_{V_i} = -A_2 - 2A_7 \frac{V_i}{U_i} - A_9 \frac{W_i}{U_i} \\ \frac{\partial F_i}{\partial W} &= G_{W_i} = -A_3 - 2A_8 \frac{W_i}{U_i} - A_9 \frac{V_i}{U_i} \end{aligned} \quad (24)$$

ここで、それぞれの速度成分に対する残差を  $\Delta \mathbf{L}_i$  で示す。

$$\Delta \mathbf{L}_i = \begin{bmatrix} \Delta U_i \\ \Delta V_i \\ \Delta W_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U - U_i \\ V - V_i \\ W - W_i \end{bmatrix}$$

残差  $F_i$  をテイラー展開して二次以上の高次項をすべて無視すると、以下ようになる。

$$\begin{aligned} F_i &\approx G_{U_i} \Delta U_i + G_{V_i} \Delta V_i + G_{W_i} \Delta W_i \\ &= \mathbf{J}_i \cdot \Delta \mathbf{L}_i \end{aligned} \quad (25)$$

ここで、種々の角度における状態を示すパラメータ  $\theta_j$  ( $j = 1 \sim n$ ) を導入する。

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{L}_i &= [\Delta U_i \quad \Delta V_i \quad \Delta W_i]^T \\ \mathbf{F}_i &= [F_i(\theta_1) \quad F_i(\theta_2) \quad \dots \quad F_i(\theta_n)]^T \\ \mathbf{J}_i &= \begin{bmatrix} G_{U_i}(\theta_1) & G_{V_i}(\theta_1) & G_{W_i}(\theta_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{U_i}(\theta_n) & G_{V_i}(\theta_n) & G_{W_i}(\theta_n) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (26)$$

式 (25) に最小自乗法を適用すると、以下の関係が導かれる<sup>(6)</sup>。

$$[\mathbf{J}_i^T \mathbf{J}_i] \Delta \mathbf{L}_i = [\mathbf{J}_i^T \mathbf{F}_i] \quad (27)$$

各々の成分で書き表すと、下式ようになる。

$$\begin{bmatrix} \Sigma G_{U_i}^2 & \Sigma G_{U_i} G_{V_i} & \Sigma G_{U_i} G_{W_i} \\ \Sigma G_{V_i} G_{U_i} & \Sigma G_{V_i}^2 & \Sigma G_{V_i} G_{W_i} \\ \Sigma G_{W_i} G_{U_i} & \Sigma G_{W_i} G_{V_i} & \Sigma G_{W_i}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta U_i \\ \Delta V_i \\ \Delta W_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma G_{U_i} F_i \\ \Sigma G_{V_i} F_i \\ \Sigma G_{W_i} F_i \end{bmatrix} \quad (28)$$

収束解を求める手順としては、式 (28) を解いて  $(\Delta U_i \quad \Delta V_i \quad \Delta W_i)$  を求め、下式

$$\begin{aligned} U_{i+1} &= U_i + \Delta U_i \\ V_{i+1} &= V_i + \Delta V_i \\ W_{i+1} &= W_i + \Delta W_i \end{aligned} \quad (29)$$

により新しい速度の推定値を求める。式 (27)~(28) に基づくこれらの手順を繰り返し、次の条件を満足した場合、収束解が得られたものとする。

$$\begin{aligned} |\Delta U_i| &< \epsilon_{max} \cdot |U_i| \\ |\Delta V_i| &< \epsilon_{max} \cdot |V_i| \\ |\Delta W_i| &< \epsilon_{max} \cdot |W_i| \end{aligned} \quad (30)$$

次に、変動の二乗成分 (レイノルズ応力成分) についての解法を述べる。式 (20) はレイノルズ応力成分  $(\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv}, \overline{vw}, \overline{uw})$  に関して線形である。そのため、連立 1 次方程式を解くことにより各レイノルズ応力成分が求まる。有効速度の変動の二乗平均値に対する残差は下式で表される。

$$\begin{aligned} f &= \overline{u_e^2} - (C_1 \overline{u^2} + C_2 \overline{v^2} + C_3 \overline{w^2} \\ &\quad + C_4 \overline{uv} + C_5 \overline{vw} + C_6 \overline{uw}) \end{aligned} \quad (31)$$

ここで、

$$\begin{aligned} C_1 &= A & C_2 &= \frac{D^2}{4A} \\ C_3 &= \frac{F^2}{4A} & C_4 &= D \\ C_5 &= \frac{DF}{2A} & C_6 &= F \end{aligned}$$

この式に最小自乗法を適用すると、以下の関係が求まる

$$[\mathbf{T}^T \mathbf{T}] \mathbf{R} = [\mathbf{T}^T \mathbf{V}] \quad (32)$$

それぞれの成分の詳細は下式で表される。

$$\mathbf{R} = [\overline{u^2} \quad \overline{v^2} \quad \overline{w^2} \quad \overline{uv} \quad \overline{vw} \quad \overline{uw}]^T \quad (33)$$

$$\mathbf{V} = [\overline{u_e^2}(\theta_1) \quad \overline{u_e^2}(\theta_2) \quad \dots \quad \overline{u_e^2}(\theta_n)]^T \quad (34)$$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} C_1(\theta_1) & C_2(\theta_1) & \dots & C_6(\theta_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_1(\theta_n) & C_2(\theta_n) & \dots & C_6(\theta_n) \end{bmatrix} \quad (35)$$

各成分で書き表すと、以下のようになる。

$$\begin{bmatrix} \Sigma C_1^2 & \Sigma C_1 C_2 & \dots & \Sigma C_1 C_6 \\ \Sigma C_2 C_1 & \Sigma C_2^2 & \dots & \Sigma C_2 C_6 \\ \Sigma C_3 C_1 & \Sigma C_3 C_2 & \dots & \Sigma C_3 C_6 \\ \Sigma C_4 C_1 & \Sigma C_4 C_2 & \dots & \Sigma C_4 C_6 \\ \Sigma C_5 C_1 & \Sigma C_5 C_2 & \dots & \Sigma C_5 C_6 \\ \Sigma C_6 C_1 & \Sigma C_6 C_2 & \dots & \Sigma C_6^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overline{u^2} \\ \overline{v^2} \\ \overline{w^2} \\ \overline{uv} \\ \overline{vw} \\ \overline{uw} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma C_1 f \\ \Sigma C_2 f \\ \Sigma C_3 f \\ \Sigma C_4 f \\ \Sigma C_5 f \\ \Sigma C_6 f \end{bmatrix} \quad (36)$$

この連立方程式を解くことにより、レイノルズ応力 6 成分が求まる。

### 3 結果および考察

この節においては、定温度型熱線流速計（カノマックス model 1010 および 1013）と自作単一傾斜熱線プローブを用いた実験結果を述べる。自作したプローブは、プローブの径および間隔が 0.23mm および 1.4mm である。乱流境界層に対しては、先端に直径 5 $\mu$ m で、

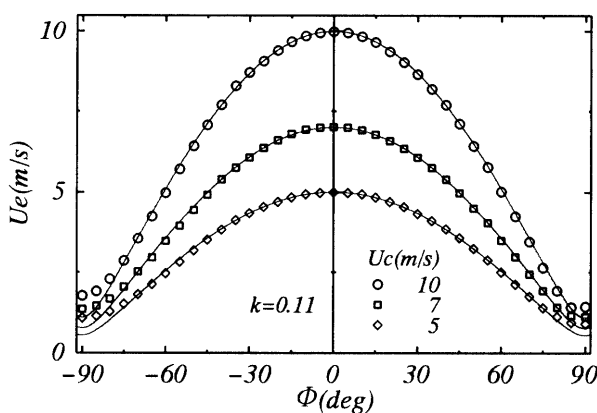


Fig.2 The yaw response.

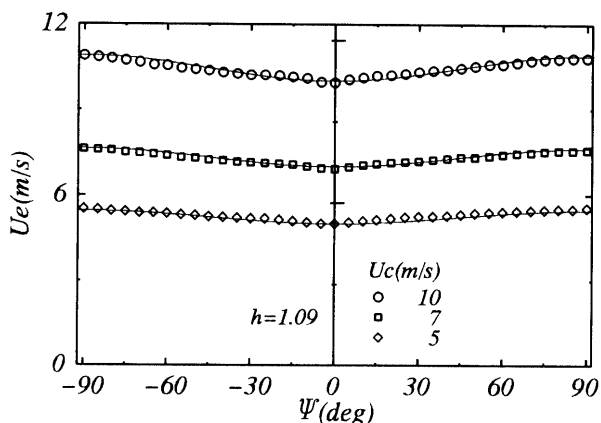


Fig.3 The pitch response.

受感部 1mm を残して銅メッキされたタングステン線を、プローブ軸に対して 45° の角度で溶接した。このプローブを角度  $\beta$ ,  $\gamma$  が調整可能な移動装置に取り付け、実験を行なった。なお、壁面噴流に対しては乱れ強さが大きく、乱流レイノルズ数も大きいことを考慮して、直径 3.1 $\mu$ m で受感部長さ 0.6mm のタングステン線をセンサとして使用した。

熱線流速計からの信号は、AD 変換器を備えたパーソナルコンピュータによりデジタルデータに変換され、時間平均値  $U_e$  および変動の二乗平均値  $\overline{u_e^2}$  が算出された。式 (30) における  $\epsilon_{max}$  は  $10^{-5}$  とし、連立一次方程式の解法にはガウスの消去法を採用した。

単一傾斜熱線プローブを用いた本結果は、これまでに信頼されてきた実績のある X 型熱線プローブによる結果と比較した。その際に用いた X 型熱線プローブは直径 5 $\mu$ m で、受感部 1mm を残して銅メッキされたタングステン線を、プローブ軸に対して 45° の角度で溶接したものである。

#### 3.1 熱線の方向特性

まず、熱線の方向特性を調べる。Fig.2 および 3 は、ヨー角  $\Phi$  およびピッチ角  $\Psi$  に対する有効速度の計測結果を示す。実験は乱れ強さ 0.3% の風洞主流中の一様定常流を用いて行なわれた。そのとき、一様流の速度  $U_C = 5, 7, \text{ および } 10 \text{ m/s}$  であった。図中の実線は、ヨー係数  $k = 0.11$  およびピッチ係数  $h = 1.09$  とし、式 (1) により近似した結果を示す。結果をみると、式 (1) による有効速度の表現は極めて良い近似を与えていることがわかる。ヨー角  $\Phi$  に関する実験結果は、 $U_C = 10 \text{ m/s}$  のとき  $\Phi = -70^\circ \sim 70^\circ$ 、 $U_C = 5 \text{ m/s}$  のとき  $\Phi = -60^\circ \sim 60^\circ$  の範囲で式 (1) とほぼ一致する。速度の低下につれ、式 (1) による近似可能な範囲は狭くなっている。一方、ピッチ角  $\Psi$  に関する実験結

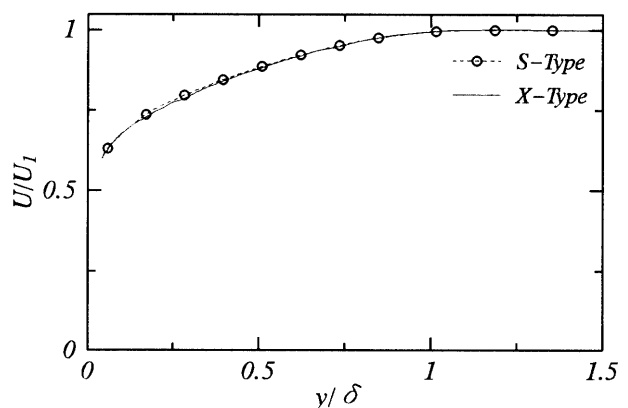


Fig.4 Comparison of mean velocity in a two-dimensional boundary layer.

果をみると、全範囲にわたってわずかな差異があるものの、式 (1) による近似は良好といえる。

### 3.2 二次元乱流境界層への応用例

ここでは二次元乱流境界層に応用した結果を述べる。用いた流れ場は運動量厚さに基づくレイノルズ数  $Re_\theta = \theta U_1 / \nu = 2700$  で、零圧力勾配下で発達した二次元乱流境界層である。主流速度は  $U_1 = 10\text{m/s}$ 、境界層厚さは  $\delta = 37\text{mm}$  であった。単一傾斜熱線プローブによる結果は、 $\beta = -15^\circ, 0^\circ$  および  $15^\circ$ 、 $\gamma = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 225^\circ, 270^\circ, 315^\circ$  からなる組合せの 24 状態から求めた。Fig.4~6 は平均速度、乱れ強さおよびレイノルズ応力の分布を主流速度  $U_1$  および境界層厚さ  $\delta$  で無次元化して示す。図中、S-Type は単一傾斜熱線プローブによる結果、X-type は X 型熱線

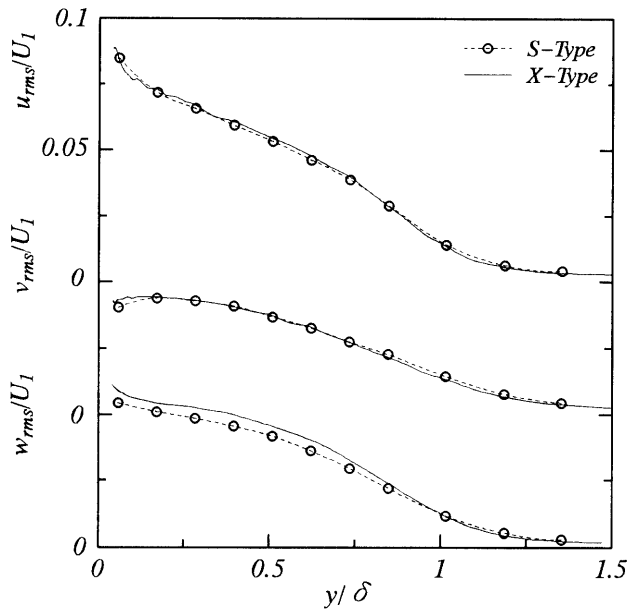


Fig.5 Comparison of the turbulent intensities in a two-dimensional boundary layer.

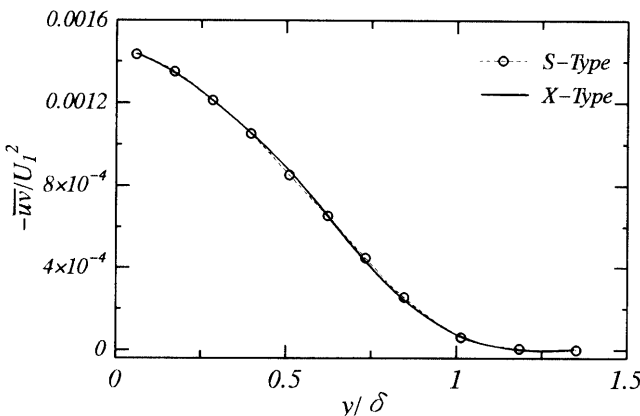


Fig.6 Comparison of the Reynolds shear stress in a two-dimensional boundary layer.

プローブによる結果を意味する。また、本文中の記号  $U$  は流れ方向 ( $x$  方向) 平均速度、 $u, v$  および  $w$  は流れ方向、壁面に垂直方向 ( $y$  方向) およびスパン方向 ( $z$  方向) の変動速度である。平均速度の本結果をみると、測定した範囲内で X 型熱線プローブによる結果と極めて良く一致している。乱れ強さおよびレイノルズ応力分布についてみると、 $u_{rms}/U_1$  および  $-\overline{uv}/U_1^2$  分布においては単一傾斜熱線プローブと X 型熱線プローブによる結果とは極めてよく一致している。プレストン管による局所摩擦抵抗係数の値は  $C_f = 0.0029$  である。一定応力層において期待される  $u_\tau^2/U_1^2$  値は 0.00145 であり、壁近く  $-\overline{uv}/U_1^2$  の結果に近い。一方、 $w_{rms}/U_1$  値が層内全域で、 $v_{rms}/U_1$  値が壁近傍のみで X 型熱線プローブの結果に比べ単一傾斜熱線プローブの値が小さい。この  $w_{rms}/U_1$  値が層内全域で小さい理由は、スパン方向の変動速度成分における大振幅の事象に対する熱線の応答が低いためと考えられる。このことは、Fig.2 にみられるように、ヨー角  $\Phi$  に対する有効速度の応答が、 $\Phi$  の大きい範囲で式 (1) による近似と異なることから予想できる。この問題については、後述のように  $\alpha = 30^\circ$  のプローブを用いることで高振幅の変動成分に対する応答を改善できる。また、 $v_{rms}/U_1$  値が壁近傍で小さいのは乱れ強さが大きいため、近似による応答方程式 (20) の不確かさが増加したためと考えられる。以上の結果から、二次元乱流境界層の層内の広い範囲において単一傾斜熱線プローブを用いて良好な結果が得られると判断した。

### 3.3 壁面噴流への応用例

自己保存条件下の二次元壁面噴流に応用した結果を述べる。実験条件は主流速度  $U_e$  と噴流最大速度  $U_m$  との比が  $U_m/U_e = 4.0$  (Stronger Wall Jet) とした。噴

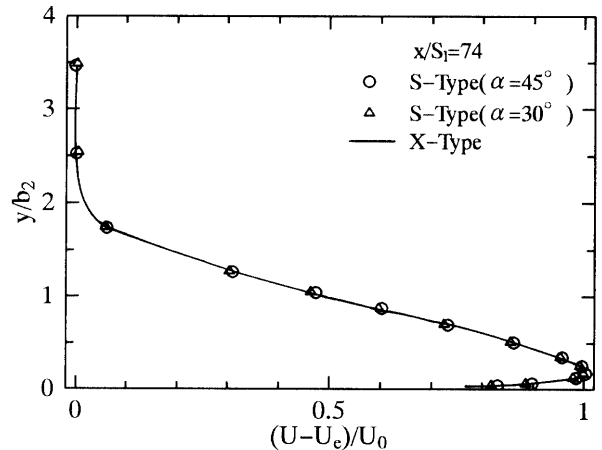


Fig.7 Comparison of mean velocity in a two-dimensional wall jet.

流出口速度  $U_j$  と出口高さ  $S_j$  に基づくレイノルズ数は  $U_j S_j / \nu = 1.2 \times 10^4$  である。計測した位置は、噴流出口から測った距離が 740mm であり、そこで流れ場は自己保存の条件を満足している<sup>(7)</sup>。測定位置において  $U_m = 8.28\text{m/s}$ 、半値幅  $b_2 = 48\text{mm}$  であった。Fig.7

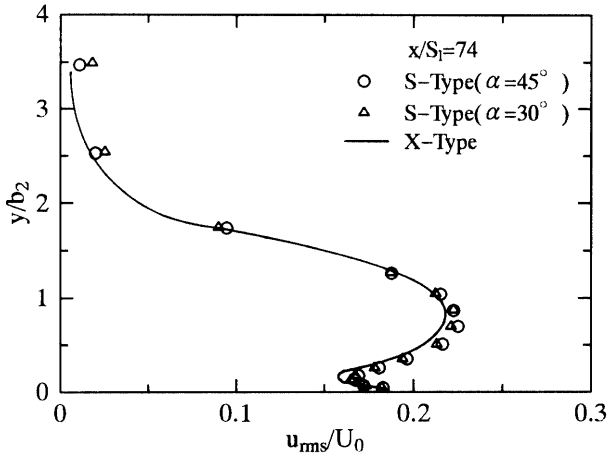


Fig.8 Comparison of  $u_{rms}/U_0$  in a two-dimensional wall jet.

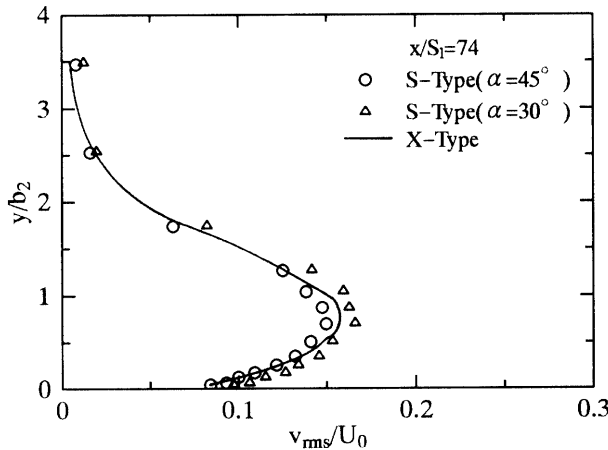


Fig.9 Comparison of  $v_{rms}/U_0$  in a two-dimensional wall jet.

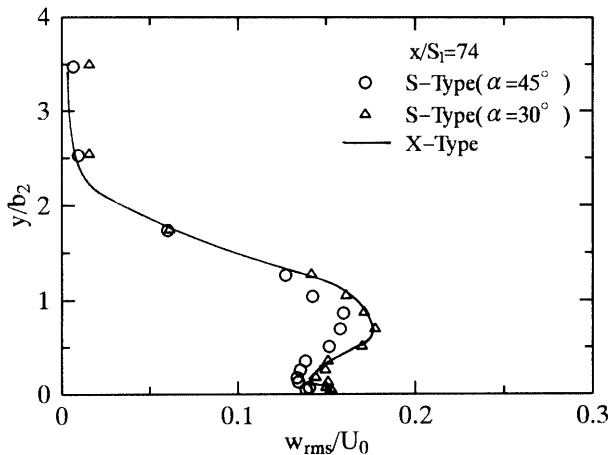


Fig.10 Comparison of  $w_{rms}/U_0$  in a two-dimensional wall jet.

~10 は平均速度、乱れ強さおよびレイノルズ応力分布の結果を示す。図中では、 $\alpha = 45^\circ$  と  $30^\circ$  の両方の結果を比較している。分布は、Stronger Wall Jet の速度および長さの尺度である  $U_0 = U_m - U_e$  と半値幅  $b_2$  を用いて無次元化した。平均速度については主流速度  $U_e$  を差し引いた後、 $U_0$  で無次元化した。平均速度および  $u_{rms}/U_0$  分布においては 3 種類の結果は良く一致する。 $v_{rms}/U_0$  分布においては、X 型熱線プローブの結果に比べ、 $\alpha = 45^\circ$  の場合の値が若干小さく、 $\alpha = 30^\circ$  の場合の値が若干大きい。また、 $w_{rms}/U_0$  および  $-\overline{uv}/U_0^2$  分布においては、 $\alpha = 30^\circ$  のプローブの結果は X 型熱線プローブのものに良く一致している。このことは、 $\alpha = 30^\circ$  のプローブの場合  $\alpha = 45^\circ$  のものと比べて不確かさが小さく、高振幅の横方向の速度変動 ( $v, w$ ) に対する応答が改善されるためと考えられる。壁面噴流の流れ場においては境界層と比べ乱れが強いため、この差異が顕著に現れたものと考えられる。

#### 4 まとめ

単一傾斜熱線プローブを用いた計測法の基礎技術の確立を目的として、二次元薄剪断流への応用を行なった。実験は、二次元乱流境界層および二次元壁面噴流についてなされた。X 型熱線プローブの結果との比較から、本報告で述べた方法が乱流計測に実用可能であることがわかった。また、乱れ強さが比較的大きい流れ場においては熱線の取り付け角度  $\alpha = 30^\circ$  のプローブが  $45^\circ$  のものに比べ、X 型熱線プローブに近い結果を得ることが示された。今後は、二次流れ速度成分の存在する三次元流場に対する改善と応用とが期待される。

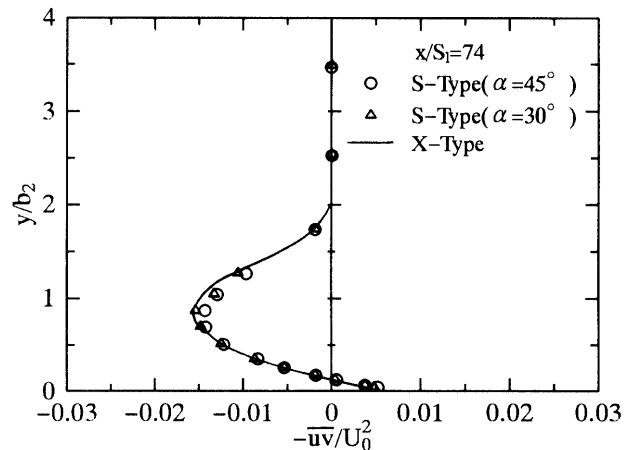


Fig.12 Comparison of the Reynolds shear stress in a two-dimensional wall jet.

## 参考文献

- 1) Larousse, A., Martinuzzi, R. and Tropea, C.: Flow Around Surface-Mounted, Three-Dimensional Obstacles, *Turbulent Shear Flows 8*, Springer-Verlag, pp.127-139, 1993.
- 2) 望月信介、木原真一、大坂英雄:縦渦による壁面噴流の制御、日本機械学会論文集 B 編、63 巻、605 号、pp.94-100、1997.
- 3) 大坂英雄、王凱建、望月信介:ギャップをもつ粗さ要素を通過する乱流境界層のスパン方向平均流特性、日本機械学会論文集 B 編、62 巻、593 号、pp.1-8、1996.
- 4) 谷一郎 編:流体力学の進歩 乱流、丸善、1979.
- 5) Bruun, H.H.: *Hot-wire anemometry*, Oxford University Press, 1995.
- 6) Russ, S. and Simon, T.W.: On the rotating, slanted, hot-wire technique, *Experiments in Fluids*, 5, pp.407-336, 1991.
- 7) 大坂英雄、望月信介、富永隆寛:自己保存条件下の平面壁面噴流の乱流構造に及ぼす速度比の影響、日本機械学会論文集 B 編、57 巻、543 号、pp.3753-3759、1991.

(1997.4.15 受理)

## Turbulence Measurement with the Single-Slanted Hot-Wire Technique (Application to the two-dimensional thin shear layers)

Shinsuke MOCHIZUKI, Hiroaki OZAKI, Shinichi KIHARA,  
Kaijian WANG, Hideo OSAKA

This paper describes fundamentals of the single-slanted multi-position hot-wire technique and its application to the thin shear layers, such as two-dimensional turbulent boundary layer and two-dimensional wall jet. Comparisons are made for the mean velocity, turbulent intensity, and Reynolds shear stress profiles. The present results with the single-slanted hot-wire technique show reasonable agreement with the results obtained by the ordinal crossed hot-wire technique. A hot-wire probe with  $30^\circ$  slanted angle gives better agreement than an ordinal hot-wire probe with  $45^\circ$  slanted angle.