

京都大学 工学部 正員 中川 博次
京都大学 工学部 学生員 〇 祢津 家久

1° まえがき

近年、精巧な乱れ計測法や巧妙なデータ解析手法により、壁面乱流の特性とリわけ乱れの発生機構についての実験的研究が盛んに行われ、この機構を説明し得る乱流モデルも2,3提案されるようになった。すなわち、風洞での *hot-wire* の点計測データのデジタル手法が *Frankiel* 5 (1967)¹⁾ によって新たに開発され、また *Kovasznay* 5 (1970)²⁾ にはじまる条件付サンプリング手法も乱れの機構を解明する上で有力なものとなり、データ処理が簡便にかつ精度的に向上した。一方、*Kline* 5 (1967, 1971)³⁾ は水素気泡による乱れの可視化によって *bursting* 現象で代表される乱れの発生機構をかなり明らかにした。また、*Willmarth* 5 (1972, 73)⁴⁾ は可視化によって得られた乱れの発生機構 (Reynolds 応力の構造) を空間的な点計測で確かめた。しかし、これらの研究はいずれも滑面境界層流を取扱ったものであり、我々が対象とする南水路乱流場での乱れの発生機構等を研究することは興味深い。筆者らはこれまで南水路乱流のエネルギ収支関係を中心に研究してきたが⁵⁾、さらに上述した現在の乱流解析法にもとづいて、Reynolds 応力の構造を調べ、その *bursting* 現象等を明らかにしようとしている。ここでは、実験結果の解析からその特性を考察する。

2° Reynolds 応力の確率分布

南水路2次元滑面乱流および粗面乱流の乱れを2成分 *hot-film* で点計測し、0.01秒の周期で $N=5000$ 個サンプリングを行ない、速度変動を数値化したのち電算機で以下処理された。

図-1は、Reynolds 応力の基本量である相関係数 $R = \frac{-\overline{uv}}{\sqrt{\overline{u^2}\overline{v^2}}}$ ($\overline{u} = \sqrt{\overline{u^2}}$ など) を示したものであり、数多い従来の他の研究のうちから代表的なものを選び併示している。実験値は若干バラツクため粗度の効果は顕著でないが、壁面領域 ($y^+ \leq y_h^+ / 100$) と自由水面領域 ($y_h^+ > 0.6$) では R は減少し、平衡領域 ($y^+ > 100, y_h^+ < 0.6$) ではほぼ一定の $0.4 \sim 0.5$ とみなしよい。⁵⁾ また、管路流や境界層流との値ともほぼ良好な一致を示している。

さて、乱れ変動のランダム性の最も大きな特徴の一つは高次モメントが無視できることであり、近年の乱流の特性関数理論もこれに準拠している。いま、 $\hat{u} = u/\overline{u}$ などと規準化し、 $\hat{u}$ と $\hat{v}$ の結合確率分布を $P(\hat{u}, \hat{v})$ とし、2変数Gauss分布を $G(\hat{u}, \hat{v})$ とすれば、特性関数をキムラント展開して次式の一般化Gram-Charlier型の確率分布関数を得る。

$$P(\hat{u}, \hat{v}) = G(\hat{u}, \hat{v}) \left\{ 1 + \sum_{i+j \geq 1} \frac{\kappa_{ij}}{i!j!} H_{ij}(\hat{u}, \hat{v}) \right\} \quad (1)$$

$$\text{ここで、} G(\hat{u}, \hat{v}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-R^2}} \exp \left\{ -\frac{\hat{u}^2 + 2R\hat{u}\hat{v} + \hat{v}^2}{2(1-R^2)} \right\} \quad (2)$$

$H_{ij}(\hat{u}, \hat{v})$ は2変数のHermite多項式であり、 κ_{ij} は $(i+j)$ 次のキムラントである。式(1)のオ2項目はGauss分布からの補正項であって、特に奇数次は重要となる。(Frankiel (1973))

いま、 $w \equiv uv/\overline{uv}$ とおき、 $(\hat{u}, \hat{v}) \rightarrow (\hat{u}, w)$ と変数変換を

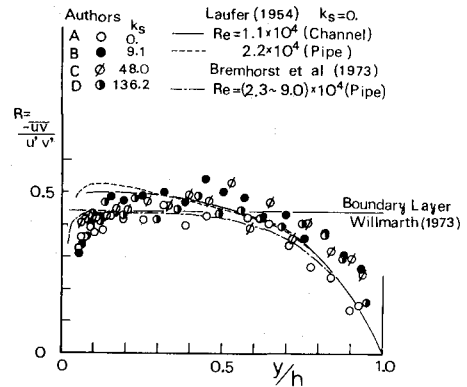


図-1 相関係数

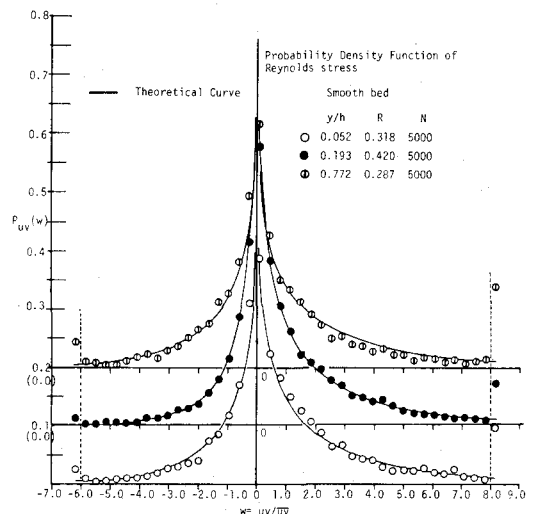


図-2 Reynolds 応力の確率密度分布

行ない、 $\bar{u}$ を $(-\infty, \infty)$ で積分すれば、次式の Reynolds 応力の確率分布 $P_{uw}(w)$ を得る。

$$P_{uw}(w) = \frac{R}{\pi \sqrt{1-R^2}} \exp(R^2 w / (1-R^2)) \{ k_0(R|w|/(1-R^2)) + O(k_4, |w| \geq 4) \} \quad (2)$$

ここで、 $k_0(x)$ は 0 次変形オズ種 Bessel 関数であり、式(3)の第 2 項目は 4 次以上のキュムラントの補正項である。図-2 は滑面乱流を例にとり、各領域の $P_{uw}(w)$ の実験値を示したものであり、また簡単のために 4 次以上のキュムラントを零とおいた式(3)も各 R につき併示している。式(3)より $P_{uw}(0) = \infty$ であるからその分布形は $w=0$ で非常に尖り、 $|w|$ が大のとき符号が正の方が負よりもその裾は大きく、長く続いていく。すなわち、 w 軸に関して対称ではなく、当然 $\int_{-\infty}^{\infty} w P_{uw}(w) dw = 1$ を満足している。実験値と理論値 ($k_4=0, |w| \geq 4$) との一致はかなり良好であり、特に平衡領域のそれは非常によい結果を示した。図-2 のような尖った、裾の長い分布の特徴は w の挙動が intermittent であることを示唆し、これは w の Flatness 係数 F_{uw} を、また非対称性の指標として Skewness 係数 S_{uw} をそれぞれ調べれば得られる。図-3 は、 S_{uw} および F_{uw} の実験値を図示したものであり、境界層流での値も併示している。平衡領域までは、ほぼ $S_{uw} \approx -2, F_{uw} \approx 10$ と一定とみさせるが、自由水面領域ではこれらの値は著しく増大し、その領域の中央付近でピークに達したのち、ほぼおきの値に回復する傾向がある。境界層流でもほぼ同様な特性を示すが、しかし outer layer 部でピークを示さず単調に増大するのが大きな差異である。(図-5 の u, v の Skewness 係数 S_u, S_v にみられる。) これは、境界層端の大きな intermittency 特性と考えられる。また、粗度の効果が現われる壁面領域では⁵⁾ 粗面乱流ほど S_{uw} や F_{uw} の絶対値は小さくなる傾向があり、

Reynolds 応力の intermittency が小さいと推測される。

図-4 Bursting

3° Bursting 現象

現象の条件付サンプリング区分

図-4 に示すように bursting 現象を各事象に区分してサンプリングすれば、各事象の Reynolds 応力への寄与分 RS がわかる。図-5 は、Burst と Sweep との比を図示したものである。壁面近傍を除いて Burst の方が大きい ($RS_b \approx 0.77, RS_s \approx 0.55$) が、粗面ほど両者は等しくなる傾向が別、等力性志向を示唆する。⁵⁾ Sublayer 内では逆に Sweep の方が大きいようであり、これは S_u, S_v の特性と軌を一にしているようである。すなわち、 $RS_b/RS_s > 1$ ($S_u < 0, S_v > 0$)、 $RS_b/RS_s < 1$ ($S_u > 0, S_v < 0$) であり、これは u, v の拡散の項 (3 次キュムラント) から説明される。

参考文献 1) Frankiel et al (1967), *Phy. Fluid*, 2) Kovaszny et al (1970), *J. F. M.*
3) Kleins et al (1967) *J. F. M.*
4) Willmarth et al (1972, 1973) *J. F. M.*
5) Nakagawa et al (1975) *J. S. C. E.*

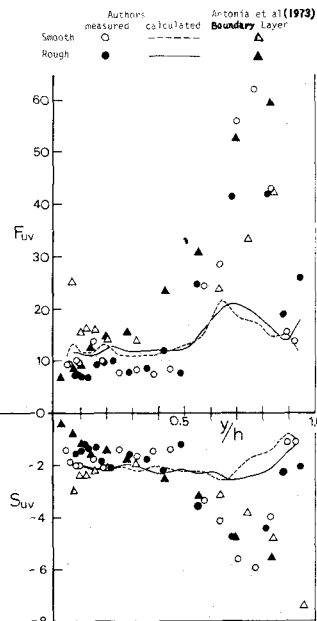


図-3 Reynolds 応力の Skewness および Flatness

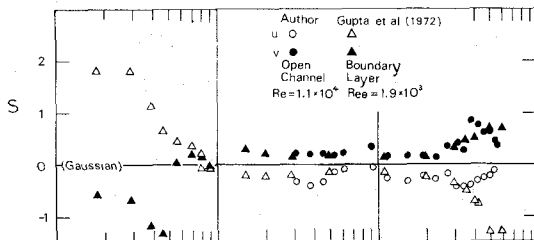
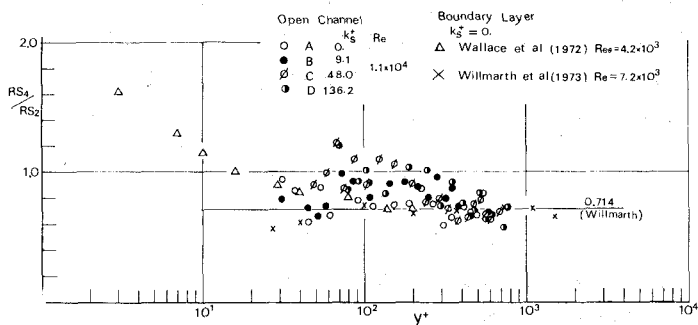
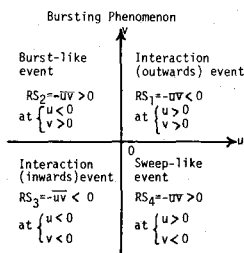


図-5 Burst 事象と Sweep 事象との比