

山口大学 正員 奇藤 隆
山口大学 正員 ○ 奥田 芳衛
防衛大学 林 建二郎

壁面噴流の特性に関して、Förthmann 以来、Glauert, Bakke, Sigalla, Schwarz によって、また土屋は水叩下流の流堀に関連して研究されていくが、ほとんどが滑面上の壁面噴流を取扱い、粗面上の壁面噴流に関する研究としては Khapaeva にある実験的研究のみの方である。これらの研究において内、外層流れの相互作用を認め、Self-preserving が成立するものとして取扱われているが、内外層の相互作用がどの様に行なわれているのかについては明確でなく、その結果と Self-preserving との関連について疑問が持たれる。

著者は数年来、壁面噴流についての実験的研究を行なってきて結果に基づいて内外層の相互作用および Self-preserving に関する疑問点について若干の考察を行なってみた。

Glauert は内、外層それぞれについて相似解を求めそれらを最大流速の点で接続して相似解を求めている。一方 Schwarz は相似解を前提として境界層（内層）が線型に増加するとの条件で最大流速の変化について検討を行なっている。

図-1 は滑面および粗面上の壁面噴流流速分布の測定結果の代表的な例を示したものである。図をみると、流通距離が噴出孔幅の 40~60 倍以上となればほぼ相似な流速分布を示すが、その点までの流速分布に相似解を適用するには疑問がある。この観点より内、外層流れの寸法比を示したものが図-2 である。

図-2 より滑面の場合には流通距離 z/b_0 がほぼ 30 程度で一定値 $z/b_0 = 0.16$ (Schwarz 0.14, Khapaeva 0.20) となるが、壁面粗度が大きい程 z/b_0 が一定値になる流通距離は大きくなり、噴出孔に対する相対粗度が 0.35 になると噴出孔幅の 60 倍以上となっている。

この結果よりみて、壁面噴流を 1 つの流れの代表寸法によって相似解で与えることは、ある程度の流通距離より下流側であることが必要で、壁面粗度が大きい程相似解が仮定出来ない範囲が大きくなっている。また相似解が仮定されるところでも明らかに相似解は壁面粗度の関数となっている。

Glauert に従い、最大流速点で内、外層に分けて各層の流速分布をみた場合、外層については以前報告した様に自由噴流の流速分布と同形の流速分布であるが、境界層（内層）内の測定流速分布の代表例を示したのが図-3 である。

図-1 壁面噴流流速分布

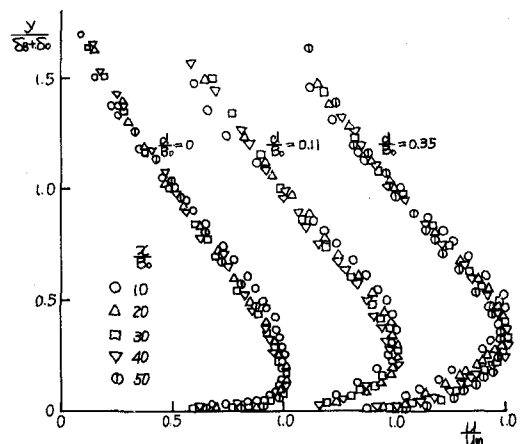


図-2 内、外層の流れの寸法変化

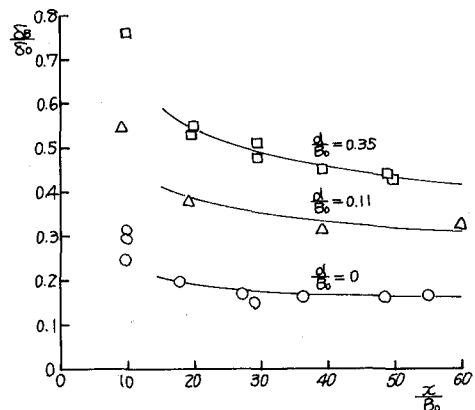


図-3より図-1, 2と同様に境界層内流速分布は流過距離によって変化している。流過距離が大きい程流速分布は一様化されている。また壁面粗度が大きい程流過距離による流速分布の変化が大きいことが認められる。

壁面噴流における剪断力および渦動粘性の分布はどのようなものであるかの検討してみる。

連続の式および通常用いられている境界層近似を運動方程式に適用すると次式が得られる。

$$(1) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$(2) \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

上式に Universal function $U_{lm} = f(\eta)$, $\overline{uv}/U_m^2 = g_{uv}(\eta)$, $\eta = y/\delta$ を導入し、粘性項を無視して剪断力および渦動粘性を求めると次のようになる。

$$(3) \quad g_{uv}(\eta) = \left(\eta \frac{\delta_0}{U_m} \frac{dU_m}{dx} + \frac{d\delta_0}{dx} \right) \int_{\eta}^{\infty} f^2(\eta) d\eta + \left(\frac{\delta_0}{U_m} \frac{dU_m}{dx} + \frac{d\delta_0}{dx} \right) f(\eta) \int_{\eta}^{\infty} f(\eta) d\eta$$

$$(4) \quad \frac{\tau}{U_m \delta_0} = - \frac{g_{uv}(\eta)}{f(\eta)}$$

U_m ; 最大流速

δ ; 壁面より $1/2$ 最大流速点までの距離

ϵ ; 渦動粘性係数

δ_0 ; 最大流速点より $1/2$ 最大流速点までの距離

実験結果より得られた次の関係

$$\frac{U_m}{U_0} = \sqrt{\frac{\chi\epsilon + \chi_0}{\chi + \chi_0}} \quad \frac{\chi_0}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\beta}$$

$$\frac{\delta_0}{\epsilon_0} = 0.068 \left(\frac{\chi}{\epsilon_0} + 5.0 \right)$$

$$\frac{\delta_0}{\epsilon_0} = m = F\left(\frac{\chi}{\epsilon_0}, \frac{d}{\epsilon_0}\right)$$

$$\frac{\delta}{\epsilon_0} = \frac{\delta_0 + \delta_0}{\epsilon_0} = \frac{\delta_0}{\epsilon_0} (1 + m)$$

を用いて、(3), (4) 式より求めた剪断力および渦動粘性の分布を図示したのが図-4である。

図-4より次の事が言える。

1. 外層においては Prandtl の仮定が充分なる精度で成立する。
2. 最大流速の点で、流速分布が非対称であるため、必ずしも剪断力は零とはならない。
3. 境界層内の渦動粘性の分布は壁面より近くなると急激に大きくなる分布を示している。

図-3 境界層内流速分布

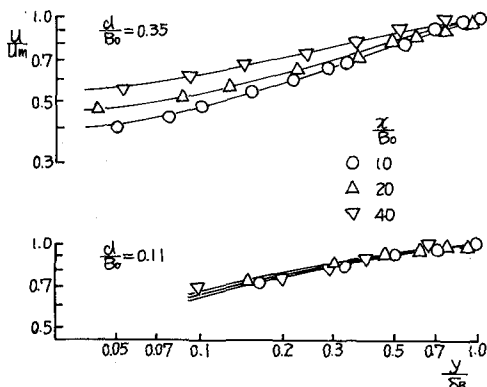


図-4 剪断力および渦動粘性の分布

