

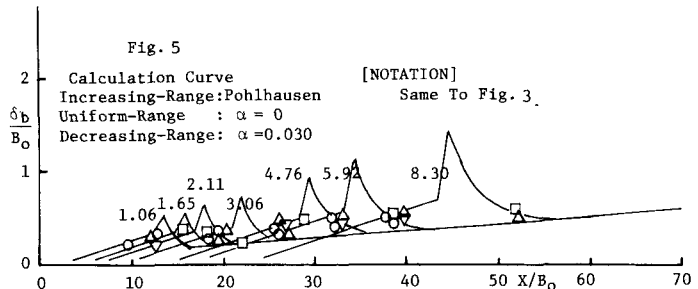
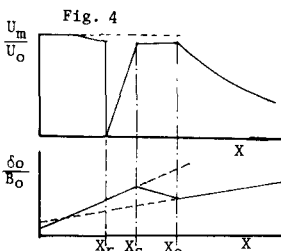
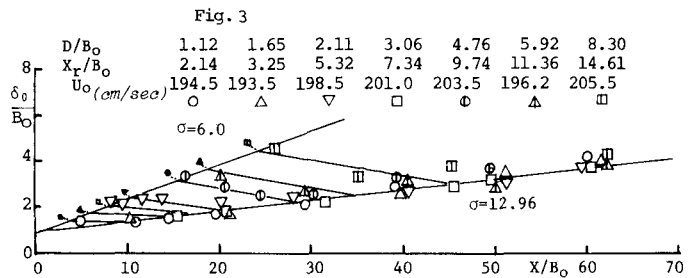
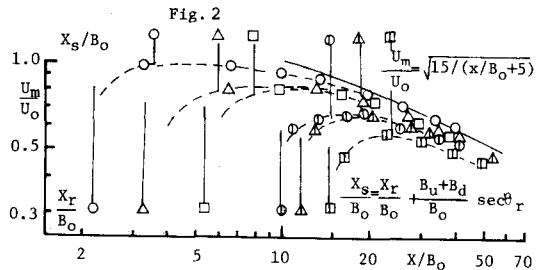
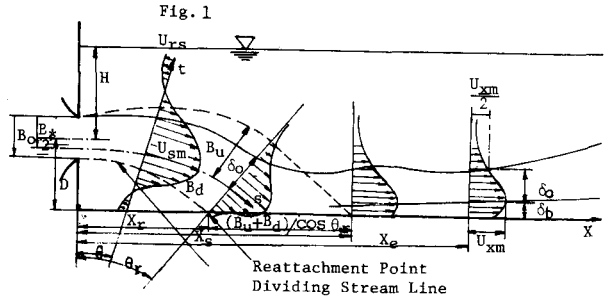
西日本工業大学 正員 赤司 信義
九州大学 正員 橋 東一郎
山口大学 正員 斉藤 隆

水内下流部などの流路における流れを極度に単純化すれば、再接触噴流とみなすことが出来る。衝突および再接触噴流の流れを知ることは、局所流路機構を解明していくうえできわめて重要なことである。

著者らは先に主流部流れを考慮した境界層速度分布則を提案した。提案された速度分布則は主流部流れの渦動粘性が正当に評価されれば、全ての境界層に対して適用出来るはずである。

再接触噴流: fig.1 に流れの概要と記号を示す。噴出流が再接触した後の最大流速の変化および主流部の拡散の状態は fig.2, 3 のとおりで、かなり複雑な流れである。この流れを fig.4 のようにモデル化して加速領域、縮流領域、減速領域とに分けることにする。減速領域において測定した速度分布を用いて主流部の渦動粘性を計算すると、 $\epsilon/U_m \delta_0 = 0.030$ と得られた。

加速領域および縮流領域においては流れは小さいであろうことより、加速領域では Pohlhausen の近似計算法で、縮流領域では主流部の渦動粘性を無視し ($E=1$)、減速領域では先に求めた渦動粘性の値を用いて境界層運動量方程式で求めて計算した境界層の発達と束列値を較べたものが fig.5 である。計算において縮流領域より減速領域への移行時の境界層速度分布の不連続による境界層厚さの急増、急減を除くと、計算値が若干小さいが、かなり複雑なる主流部流れと非常に単純な流れのモデルに置換したこと



を考慮すれば、計算値と実測値との一致は良好なものである。

衝突噴流: 鉛直下向きに噴出した流れが水平に置かれた平板に衝突して平板に沿う流れとなる。壁面相度および壁面よりの噴出孔高さを変えて詳細に測定した結果を、壁面に沿う流れの特性は衝突直前の流れの特性が支配的なものであるとの考えより整理した主流部流れの拡散および最大流速の変化がfig. 6, 7である。

衝突噴流による壁面噴流では再接触噴流による壁面噴流における主流部流れの減速領域はみられないが、再接触噴流と同様に、加速領域、一様流速域および減速領域に分けて主流部流れをモデル化することにする。

境界層の発達についての計算は再接触噴流と同様、加速領域においては Pohlhausen の近似解法でもって、一様流速域では主流部流れの流れを無視し、減速領域では測定した速度分布を用いて計算した主流部1/2最大流速の運動粘性の値によって、著者らの提案した速度分布則を用いた境界層運動量方程式によって行なった。計算値と実測値を較べたのがfig. 8である。再接触噴流のときと同様、計算では一様流速域より減速領域へ移行する際に、主流部流れの影響が不連続的であるために生ずる速度分布(壁面抵抗則)の急変に起因する境界層厚さの不連続的な変化を除くと、実測値と計算値との一致は良好で、とくに壁面相度の小さい場合はみごとである。

fig. 9は境界層の発達についての計算途中で得られた抵抗係数と、速度分布が対数則に従うものとして得られた実測値とを比較したものである。滑面資料は境界層厚さがきわめて薄いために速度分布の測定精度が良くないことより測定値の散乱が大きいが、実測値と計算値との間に良好な一致がみられる。

壁面相度の大きい場合の抵抗係数の一致に対して、境界層の発達についての計算値と実測値の一致の良くないことは、前述した速度分布の一様流速域より減速領域への移行点での不連続性によることは、経過距離によって漸進的に一致していくことから推察される。

以上のように計算結果と測定結果の一致は著者らの提案した主流部流れを考慮に入れた抵抗則の妥当性が確かめられたものと考えられる。

