

代数的レイノルズ応力モデルを用いた二次元表層噴流の数値計算

大阪大学工学部 正 員 室田 明

大阪大学工学部 正 員 中辻啓二

大阪大学大学院 学生員 ○藤崎 豊

1. まえがき

自由水表面を有して表層に放流される噴流は、自由噴流よりその進行率が少なからず低減する。このことから、自由水表面の存在が噴流の乱れ変動を抑制するように作用していると推測できる。本研究では、自由水表面の乱れ特性に及ぼす影響を考慮した代数的応力モデルを二次元表層噴流に適用し、椿・小松¹⁾の実験結果との比較からその妥当性を検証する。

2. 自由水表面の乱れ挙動に及ぼす影響

自由水表面の存在は、乱れ変動に次の二つの影響を及ぼしていると考えられる。

- ①自由水表面を有する乱流変動において、乱子が水表面に衝突するとき、その乱子は上部から圧迫される。そのため、乱子は水表面の上方へのかすかな偏向を起して、鉛直方向の乱れ変動が弱められ、圧力変動成分の貢献により水表面に平行な乱れ変動が増幅される。
- ②自由水表面の幾何学的制限に基いて、乱れ変動の長さスケールは自由水表面に近づくほど小さくなる。

3. 自由水表面の影響を考慮した代数的レイノルズ応力モデル

代数的レイノルズ応力モデルは、個々のレイノルズ応力 - $\overline{u_i u_j}$ の輸送方程式を簡略化し、代数的にそれらの値を算定する乱流モデルである。したがって、乱流拡散の効果を $k - \epsilon$ 乱流モデルと同様に、乱れエネルギー k とその粘性消散率 ϵ の二つの輸送方程式を解くだけで評価でき、しかも等方性仮定を用いた渦動粘性係数の概念を導入せずに済むので、非等方性度の卓越した流れ場でも合理的にシミュレートできると考えられる。代数的レイノルズ応力モデルの詳細は Celik・Rodi²⁾ の文献に記されているのでここでは省略する。上述した二つの自由水表面の影響は彼らに倣い以下のように乱流モデル中に導入する。

まず、①の影響に対しては、自由水表面近傍の乱れ変動が減衰するように、各レイノルズ応力成分間のエネルギーを再配分し、基本的には乱れを等方化するように作用するレイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項に (1)式に示す水表面補正関数を導入する。

$$f_s = \frac{1}{5} \frac{k_s^{3/2}}{\epsilon} (z + 0.04 k_s^{3/2} / \epsilon_s) \quad (1)$$

ここに、 z は自由水表面からの鉛直方向距離、 k_s 、 ϵ_s は水表面での k 、 ϵ の値である。

一方、②の影響に対しては、自由水表面境界条件として、乱れ変動の長さスケールを特徴づける粘性消散率の値を乱れエネルギーと代表長さを用いて (2)式のように特定化する。

$$\epsilon_s = k_s^{3/2} / (a H_0) \quad (2)$$

ここに、 H_0 は放流口水深、 a は経験定数である。

Celik・Rodi(1984)は代数的レイノルズ応力モデルを開水路流に適用し、自由水表面近傍における鉛直方向乱れ変動量 $\sqrt{w'^2}/k$ の実測値に合致するように (2)式中の経験定数 a を定めている。流動形態が開水路流と相異なる噴流においては同じ経験定数の値を当然用いることはできないと考えられる。そこで、本研究では椿・小松(1978)の実測した二次元表層噴流の半値半幅の拡がり率 $dH_0/dx = 0.072$ に合致するように経験定数 a を定めた。

Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Yutaka FUJISAKI

4. 数値計算結果

図-1は平均流の表層流速 U_m により無次元化したレイノルズ応力 $\overline{uw}$ の鉛直方向分布を示す。横軸は平均流速の半値半幅 $H_{0.5}$ で無次元化した鉛直方向距離 z を示す。実験値は椿・小松(1978)が流れの確立領域で測定したものである。放流口からの流下方向距離 x/H_0 が80,100の計算値は、実験結果と概ね良好な合致を見せている。しかし、 $x/H_0 = 120$ における計算値は水表面からの鉛直方向距離 $z/H_{0.5}$ が1.0を越える領域では実験値ほど低減しない。これは下流端境界条件 ($x/H_0 = 160$) の影響を反映しており、計算領域を拡大することにより改善できる。図-2は非等方性度 $\sqrt{w^2} / \sqrt{u^2}$ の鉛直方向分布を示す。計算値は水表面近傍で0.4程度の値であり、水表面から離れていくにつれて非等方性度が緩和されるように値が大きくなっていく。これは、実験値が $z/H_{0.5} = 0.5$ 付近で極大値をとり、水深が増加するとともに非等方性度が増していきのと傾向を異にしている。図-3は相関係数 $\overline{uw} / (\sqrt{u^2} \sqrt{w^2})$ の鉛直方向分布である。計算値は実験結果に比べてわずかに大きな値を示してはいるが、ほぼ類似した分布形状を示す。図-4と図-5は、それぞれ水平方向及び鉛直方向の乱れ強度の鉛直方向分布を示したものである。乱れ強度 $\sqrt{u^2}$, $\sqrt{w^2}$ は、それぞれの流下断面での最大値 $\sqrt{u_m^2}$, $\sqrt{w_m^2}$ で無次元化している。 $\sqrt{w^2}$ に関しては実験結果と計算値が定性的に一致した分布形を示すが、 $\sqrt{u^2}$ の計算値は水表面に近づくにつれて若干増加し、実験結果とは異なる傾向を示す。これは、水表面補正関数を導入した圧力・ひずみ相関項により、水表面近傍の乱れ変動量が鉛直方向から水平方向へ再配分されたことによると考えられる。

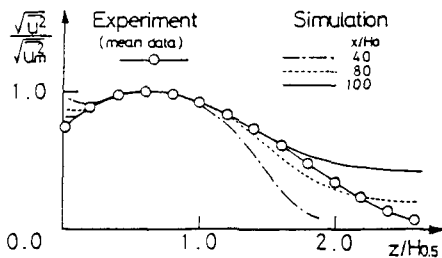


図-4 乱れ強度 $\sqrt{u^2}$ の鉛直方向分布

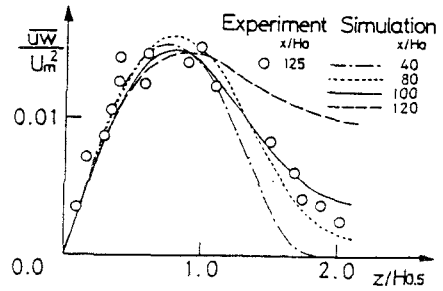


図-1 レイノルズ応力 $\overline{uw}$ の鉛直方向分布

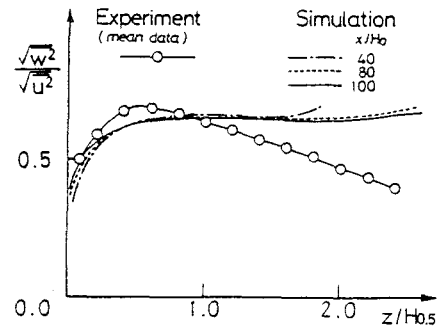


図-2 非等方性度 $\sqrt{w^2} / \sqrt{u^2}$ の鉛直方向分布

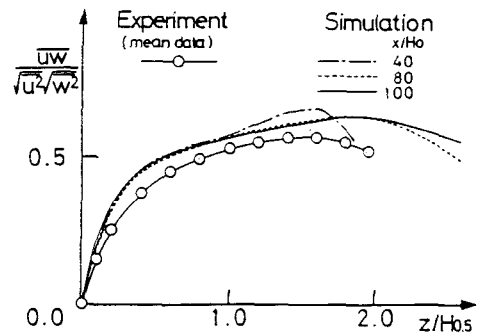


図-3 相関係数 $\overline{uw} / (\sqrt{u^2} \sqrt{w^2})$ の鉛直方向分布

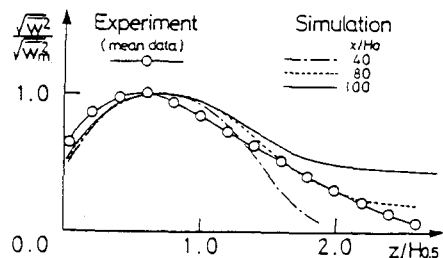


図-5 乱れ強度 $\sqrt{w^2}$ の鉛直方向分布

参考文献

- 1) 椿東一郎・小松利光：土木学会論文報告集 273号，pp.69-81，1978。
- 2) Celik, I.・Rodı, W. : Physico-Chemical Hydradynamics Vol.5, pp.217-227, 1984.