

応力方程式モデルを用いた自由水面近傍での 乱流構造の数値計算に関する研究

中山忠暢¹・禰津家久²

¹正会員 博(工) 国立環境研究所水圏環境部水環境工学研究室
(〒305-0053 茨城県つくば市小野川16-2)

²フェロー会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

近年、計算機の発達によって直接数値計算がなされ始めてきているが、水面変動の激しい急勾配流れについては計算時間及び負荷の小さい応力方程式モデルが依然として非常に有効である。本研究では、水面が穏やかな流れについて従来から提案されている自由水面での境界条件と比較しつつフルード数の影響を考慮した自由水面での境界条件を提案し、それを用いることによって自由水面近傍での乱れの再配分率の再現を行った。さらに、そのような再配分率の変化は圧力歪み相関項と大きく関連していることが明らかにされ、この項にフルード数の影響を考慮することによって実験値を非常にうまく再現できた。一方、本研究で検討したモデルでは再配分率と逸散率を同時に再現することは不可能であることが明らかになった。

Key Words : Reynolds stress model, damping factor, Froude number, surface-influenced layer

1. 緒論

開水路流れにおいて自由水面近傍での乱れの再配分率は自由水面の状態に大きく依存することが従来より指摘されており、特に水面が穏やかな流れにおいては水面近傍で鉛直方向の乱れが大きく低減する。近年、計算機の処理能力の発達によって開水路流れの直接数値計算が数人の研究者によってなされ始めており^{1,2,3)}、自由水面近傍での乱れの再配分率及び組織構造について解明がなされつつある。しかしながら、これらのDNSはレイノルズ数及びフルード数が小さく水面が穏やかな流れについて計算されたもの(自由水面を滑りのある壁面とみなす)であり、水面変動の激しい急勾配流れの計算を行うには現在の計算機の処理能力では依然として不可能であると考えられる。

禰津・中山(1998)⁴⁾はフルード数が小さく水面が穏やかな状態では水面近傍において鉛直方向の乱れ強度が大きく低減するが、フルード数が増加して水面変動が激しくなると低減効果が失われることを実験的に指摘している。このような急勾配流れの計算を行うには、計算負荷のそれほど大きくない応力方程式モデル(RSM)が依然として有効であると考えられる。Demuren and Sarkar(1993)⁵⁾はダクト流れについて応力方程式モデルの拡散項及び圧力歪み相関項の各モデルの比較を行い、拡散項についてはMellor-Herring (MH)モデル、圧力歪み相関項については

Speziale-Sarkar-Gastki (SSG)モデルが最も実験値と良く一致することを指摘した。一方、Naot *et al.*(1993)⁶⁾は開水路流れについて代数応力モデル(ASM)を用いた計算を行っている。その際に、穏やかな自由水面の条件として、Hossain and Rodi(1980)⁷⁾(HRと略記)モデル、及びNaot, Yacoub and Moalem(1989)⁸⁾(NYMと略記)モデルの比較を行っている。その結果、NYMモデルはHRモデルを特殊な条件として含む、より一般性のあるモデルであること、及び開水路流れについて両者は良く一致することを指摘した。

さらに、Nezu and Nakayama(1998)⁹⁾は、水面が穏やかな流れについて水面での減衰効果を考慮した従来のモデルと実験値を比較し、フルード数の増加とともにこのようなモデルが破綻することを指摘した。彼らはフルード数の増加とともに自由水面の減衰の影響を受ける層(surface-influenced layer)の厚さが減少するために乱れ3成分の再配分率は中間領域での一定値に漸近することを指摘し、自由水面での乱れの再配分率の境界条件として指数関数を提案し、これを用いて応力方程式モデルでの計算を行い実験値と良く一致することを示した。しかし、この境界条件には物理的な意味が乏しく、急勾配流れでは水面変動方程式を解く必要があると考えられる。一方、中山・横嶋(1999)¹⁰⁾は渦動粘性係数に水面減衰関数を導入して水面乱れを考慮した $k-\omega$ モデルを用いて、局所的な水面変化を伴う開水路段落ち流れにも適用可能であることを指摘した。さらに最近、Borue *et al.*

表-1 水理条件

case	Sb	h (cm)	B/h	A _m /h (x10 ⁻²)	U _m (cm/s)	U* (cm/s)	Fr	Re (x10 ³)	η/h (x10 ⁻³)
run1	1/6000	5.0	8.0	0.0	16.0	0.99	0.23	8.0	2.8
run2	1/600	4.0	10.0	1.5	50.0	2.50	0.80	20.0	12.7
run3	1/167	4.0	10.0	2.5	93.8	4.75	1.50	37.5	29.3

S_b=channel slope, h=water depth, B=channel width, A_m=wave height, Fr=U_m/(gh)^{0.5}, Re=U_mh/ν, η=intensity of surface-wave fluctuations

(1995)¹¹⁾及びTsai(1998)¹²⁾は自由水面の境界条件について、Komori *et al.* (1993)¹³⁾, Handler *et al.* (1993)¹⁴⁾及び永翁・斉藤(1997)¹⁵⁾のように滑り壁面とみなさず、線形微小振幅波の仮定を用いたDNSを行って、水面近傍での圧力変動及び組織渦構造についての考察を行っている。しかしながら、これらのモデルは射流に対しては適用不可能であり、また、水面変動は圧力歪み相関項を通して乱れの再配分率の変化と関連していると考えられ、乱れ再配分率の評価が可能なRSMで計算を行うことは非常に意義深いといえる。

本研究では主に急勾配開水路流れを対象として、従来のモデルと比較し、自由水面に新たなモデル(乱れ再配分率及び逸散率の境界条件)を導入してRSMを用いて異なるフルード数への適用性を検討した。

2. 計算手法及び実験条件

(1) 計算対象実験

本研究で用いた水理条件は瀧澤・中山(1998)⁹⁾の一部と同様である。計算の検証のための実験は、全長10m、幅40cm、高さ40cmの可変勾配型循環式直線水路(勾配はジャッキにより最大1/10まで上げることが可能)を用いて行った。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており(特に計測区間3mは一枚強化ガラス製)、流れが十分に発達している水路の上流端から6mの地点を計測部とした。点計測には4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザ流速計(LDA)を用いて、水路側壁方向及び底面下方から水路中央断面における3次元計測を行った。その際に、水面上方に流れに非接触の超音波波高計(Keyence社製)を設置し、流速との同時計測を行った。LDAのトラバース装置は、水路にじか付けで約1/100mmの高精度を持つ。測定時間は60秒、レーザ流速計の測定周波数は約200Hzのもとで計測を行った。水理条件を表-1に示す。本研究では2次流の発生しにくいアスペクト比の大きい(B/h>5)単断面滑面開水路流れ¹¹⁾を対象とし、フルード数Fr=U_m/√ghを数段階に変化(それに伴ってレイノルズ数Re=U_mh/νも変化)させた。hは水深、A_mは水面変動の振幅、U_mは平均流速、U*は摩擦速度、ηは水面変動強度である。また、run1は水面

の穏やかな常流、run2は限界流近傍の流れ、run3は水面変動の激しい射流である。

(2) 応力方程式モデル(RSM)の基礎式

RSMによる計算の解析対象は十分発達した2次元流れである。座標系は流下方向・鉛直方向をそれぞれx₁(=x), x₂(=y)とし、それらに対応する流速変動成分をu₁(=u), u₂(=v)とする。基礎方程式は、河原・常山(1994)¹⁶⁾と同様に連続式(1)、運動量式(2)、レイノルズ応力の輸送式(3)及び逸散率の輸送式(4)である。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{DU_i}{Dt} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = D_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (3)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = c_\epsilon \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{k}{\epsilon} \sqrt{2} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) - c_{\epsilon 1} \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial U}{\partial y} - c_{\epsilon 2} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

ここで、c_ε(=0.15), c_{ε1}(=1.44), c_{ε2}(=1.92)はモデル定数である。また、生成項G_{ij}は次式で与えられる。

$$G_{ij} = -\overline{u_i v} \frac{\partial U_j}{\partial y} - \overline{u_j v} \frac{\partial U_i}{\partial y} \quad (5)$$

さらに、以下に示すように、拡散項D_{ij}にはDaly-Harlow (GGDH)モデル(式(6))、圧力歪み相関項φ_{ij}にはSpeziale-Sarkar-Gastki (SSG)モデル(式(7))、逸散項ε_{ij}には逸散率の非等方性を考慮したHallback, Groth and Johanssonモデル(式(8))を用いた。また、式(3)において、粘性拡散項は水面変動が大きくなるにつれて減少すると予想されたので本研究では省略した。圧力歪み相関項φ_{ij}の第1行目はslow termであり、第1項はRotta term, 第2項は乱れ等方位の非線形項である。第2行目から第4行目まではrapid termであり、第2行目の第1項はb_{ij}に関する線形項, 第2項は非線形項, 第3行目と第4行目はS_{ij}及びW_{ij}を含むb_{ij}の線形項である。また、第5行目には水面の効果を含むようにNaot *et al.* (1993)⁹⁾と同様にShirモデルを加えた。一方逸散項ε_{ij}のe_{ij}は逸散率テンソルの非等方性とレイノルズ応力の非等方性を関連づけるモデルを表す。

$$D_{ij} = c_s \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{v^2} \frac{\partial u_i u_j}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & \beta_0 \varepsilon b_{ij} + \beta_1 \varepsilon \left(b_{ik} b_{jk} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij} \right) \\ & + \beta_2 k S_{ij} + \beta_3 G_k b_{ij} \\ & + \beta_4 k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \\ & + \beta_5 k \left(b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik} \right) \\ & + c_3 \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{v^2} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i v_j} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_j v_i} \delta_{ij} \right) f_s \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} = & \varepsilon e_{ij} + \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}, \\ e_{ij} = & 2 \left[1 + 2\alpha \left(b_{mn} b_{mn} - \frac{1}{3} \right) \right] b_{ij} \\ & - 4\alpha \left(b_{ik} b_{jk} - \frac{1}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} S_{ij} = & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \\ f_s = & \left[\frac{L}{(h-y) + c_f L} \right]^2, L = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa \varepsilon} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 $c_s (=0.18)$, $\alpha (=0.75)$, $c_3 (=0.05)$, $c_f (=0.01)$, $\beta_0 (= -3.4)$, $\beta_1 (=4.2)$, $\beta_2 (=0.8 - \Pi^{1/2})$, $\beta_3 (= -1.8)$, $\beta_4 (=1.25)$, $\beta_5 (=0.4)$ であり、 b_{ij} は非等方性を表すパラメータで次式のように表される。

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (10)$$

(3) 自由水面での境界条件

開水路流れの自由水面における境界条件として従来から様々なものが提案されている。Hossain and Rodi(1980)⁷⁾は、逸散長さが水面上部の仮想原点から増加して水面上で水深の0.07倍と仮定して、自由水面上での逸散率 ε_s に関する次式の境界条件を提案した(HRモデル)。

$$\varepsilon_s = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \quad (11)$$

ここで、 C_μ はモデル定数($=0.09$)、 κ はカルマン定数($=0.41$)、 $y' = 0.07h$ である。Naot, Yacoub and Moalem(1989)⁸⁾は水面が穏やかな場合、水面近傍への流入フラックスと水面下への流出フラックスが等しいという仮定を用いてHRモデルの拡張を行っている(NYMモデル)。

$$\varepsilon_s = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa l}, \frac{dl}{dy} = -C_{lf}; C_{lf} = \frac{1}{3} \left(\frac{\overline{v^2}}{k} \right)^2 \frac{\sigma_\varepsilon}{C_\mu} \quad (12)$$

ここで σ_ε はモデル定数($=1.225$)である。これより、HRモデルは式(12)において次式の特殊な場合であるといえる。

$$l = 1.07h - y \quad (13)$$

これより $C_{lf} = 1.0$ なので $\overline{v^2}/k = 0.456$ となり、 $y = h$ (水面)において $l = 0.07h$ となる。しかしながら、Ueda et al.(1977)¹⁰⁾による実験値(再配分率 $\overline{v^2}/k = 0.546$)との比較から、式(12)においては $C_{lf} = 1.44$ が推奨されている。水面近傍では分子拡散、乱流拡散や圧力歪み相関などが寄与するが、式(11)及び(12)は水面近傍での組織渦の長さスケールを考慮したという点において水面が穏やかな流れにおける簡潔な表現での境界条件と考えることができる。特に、後述するように、式(12)は $\overline{v^2}/k$ の変化を通して水面変動が存在する流れにも拡張できる可能性がある。

一方、Davies(1972)¹⁰⁾は水面近傍での鉛直方向の乱れの増加とともに自由水面の減衰の影響を受ける層(surface-influenced layer)の厚さが薄くなることを指摘しており、Nezu and Nakayama(1998)⁹⁾はこれを基にして実験的に水面近傍での再配分率に関する次式(14)~(16)の近似関数を提案した。

$$\overline{u^2}/2k = 0.55 - 0.05 \exp(-Fr) \quad (14)$$

$$\overline{v^2}/2k = 0.17(1 - \exp(-Fr)) \quad (15)$$

$$\overline{w^2}/2k = 0.28 + 0.22 \exp(-Fr) \quad (16)$$

フルード数の増加とともに重力に対して慣性力の占める割合が大きくなるため、上式は水面近傍での再配分率が中間領域での一定値¹³⁾に漸近することを示している。

(4) 計算条件

本研究で使用した乱流モデルは高レイノルズ数型の乱流モデルであるため、乱れエネルギー及び逸散率の底面での境界条件には壁関数を用いた。流入条件として主流速には一様流速 U_m 、乱れエネルギー $k = 0.01 \times U_m^2$ 、逸散率 $\varepsilon = k^{3/2}/(0.8h)$ を与えた。コントロール・ボリューム法を用いて方程式の離散化を行い、SIMPLEアルゴリズムによって収束解を求めた。予備計算として鉛直方向への計算格子(壁面及び水面近傍で密になるような不等間隔格子)を50点から100点まで数段階に変化させて計算を行った結果、ほとんど相違が見られなかった。そこで鉛直方向への計算格子を約50点とした。その際に、壁面及び水面からの第一格子点は無次元距離で約40であり、第一格子点と第二格子点の間隔はそれよりも小さくなるよ

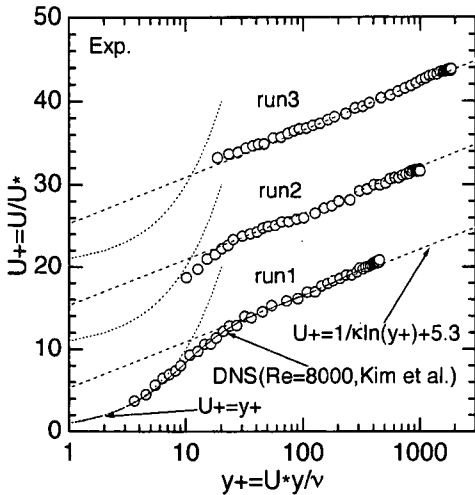


図-1 主流速 U^+ の分布(Exp.)

うにした。また、第一格子点でのレイノルズ応力については局所平衡を仮定し、Nezu and Nakagawa (1993)¹³⁾による平衡領域での一定値 $\overline{u^2}/2k=0.55$, $\overline{v^2}/2k=0.17$, $\overline{w^2}/2k=0.28$, $\overline{uv}/2k=0.17$ を与えた。自由水面での境界条件については後述する。

3. 実験データの解釈

(1) 主流速及び乱れ強度の分布

図-1はフルード数 Fr を変化させた場合の主流速 $U^+=U/U_*$ を内部変数 $y^+=U_*y/v$ に対して表示したものである(図面の縦軸を平行移動して表示。以下、同様)。摩擦速度 U_* は対数則(run1については粘性底層公式 $U^+=y^+$ からも評価)より求めた。図にはKim et al. (1987)¹⁷⁾によるダクト流れのDNSデータ($Re=8000$, $R_\tau=400$, run1とほぼ等しい。文献には $Re_\tau=180$ のみ掲載されている(非公開。)), 粘性底層公式及び対数則分布も併記した。図より, run1では粘性底層のかなり下部まで一致した分布を示している。これより, 壁面近傍での開水路流れの特性はダクト流れと類似し, 自由水面の影響をあまり受けないと言える。図-2は乱れ強度 u'/U_* , v'/U_* , w'/U_* を外部変数 y'/h ($y'=h-y$ は水面からの距離)に対して表示したものである。図にはKim et al. (1987)¹⁷⁾によるダクト流れのDNSデータ, Komori et al. (1993)¹⁸⁾による開水路流れのDNSデータ($Re=3000$, $R_\tau=160$)及びNezu and Nakagawa(1993)¹³⁾による指数型の半理論式も併示した(実験値の妥当性を示すために併示)。図より, run1では v は水面近傍で大きく低減する(鉛直流速変動の低波数部の低減と関連している)し, 同様な特性はフルード数及びレイノルズ数の相違はあるもののKomori et al.(1993)¹⁸⁾による開水路流れのDNSデータにも見られる。一方, v は Fr の増加とともに水面近傍

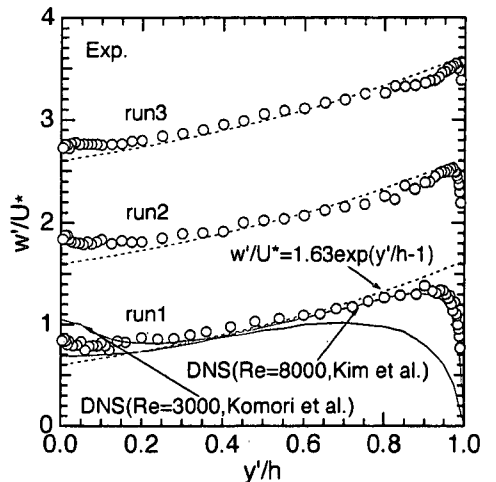
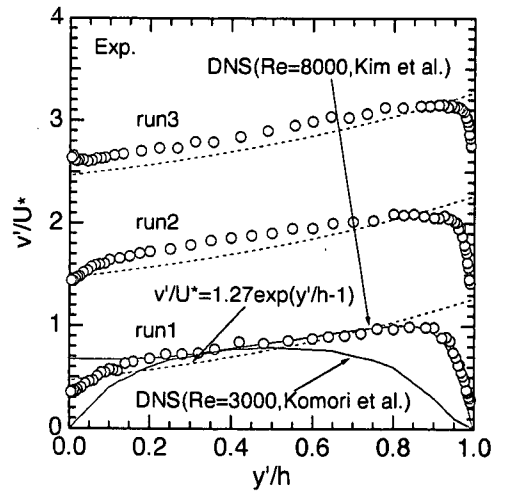
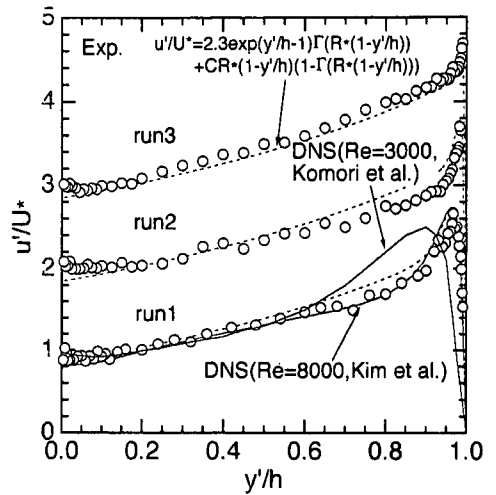


図-2 乱れ強度分布(Exp.)

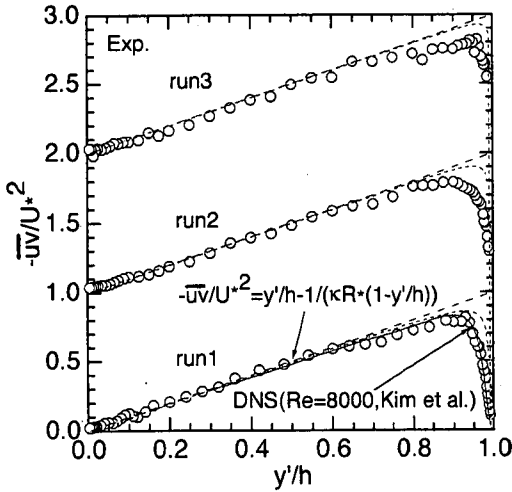


図-3 レイノルズ応力の分布(Exp.)

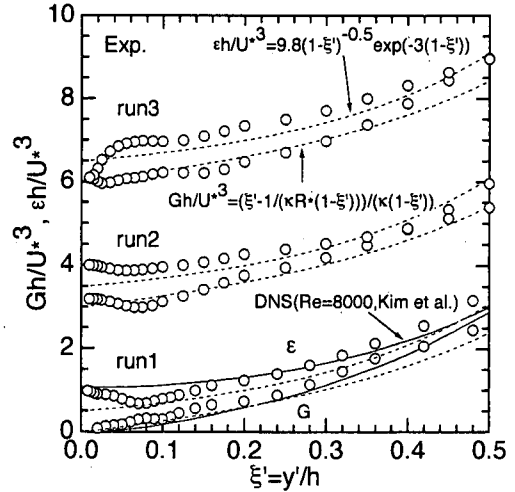


図-5 発生率及び逸散率の分布(Exp.)

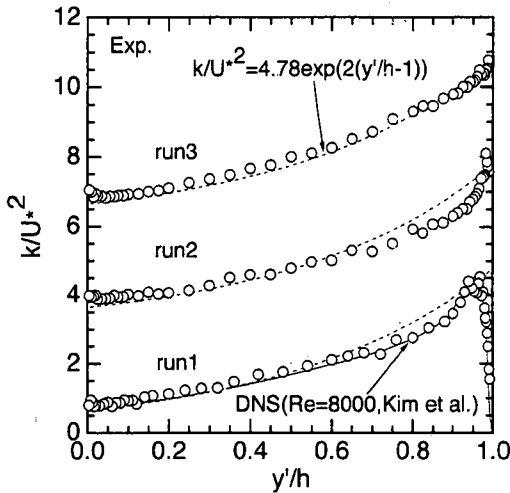


図-4 乱れエネルギーkの分布(Exp.)

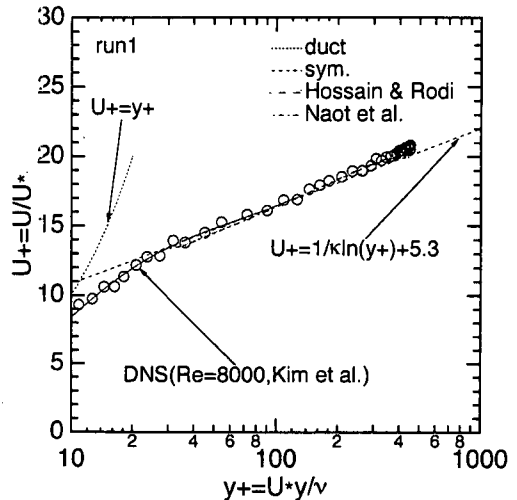


図-6 主流速U+の分布(Cal. run1)

で増加していく特性が見られる⁹⁾のに対して、 u' 及び w' はそれほど変化せず、 u' は若干増加、 w' は若干減少することがわかる。

(2) レイノルズ応力及び乱れエネルギーの分布

図-3はレイノルズ応力 $-\overline{uv}/U_*^2$ の分布である。図にはKim et al. (1987)¹⁷⁾によるダクト流れのDNSデータ(実線)及びNezu and Nakagawa(1993)¹⁸⁾による粘性底層も表現可能な理論値(点線)も併示した(実験値の妥当性を示すために併示)。図より、開水路流れの $-\overline{uv}$ はダクトのものと水面近傍まで一致し、開水路流れの計算においても $-\overline{uv}$ は水面で逆対称条件(もしくは $-\overline{uv}=0$)を用いてもよいと言える。一方、図-4は乱れエネルギー k/U_*^2 の分布である。図-2の乱れ強度については開水路流れとダクトで大きく異なるが、 k については水面近傍でフルード数の増加とともに若干増加しているものの、 $-\overline{uv}$ と同様に水面近傍までダク

トの値とほぼ一致する。よって次章以降の計算においては従来の研究で良く用いられているように k について対称条件、 $-\overline{uv}$ については逆対称条件を用いることにする。

(3) 発生率及び逸散率の分布

図-5は発生率 Gh/U_*^3 及び逸散率 $\epsilon h/U_*^3$ の分布である。両者の算出手法は中山・瀬津(1999)¹⁸⁾と同様であり、 ϵ については流速変動の主流方向成分に対するスペクトルの $-5/3$ 乗則から求めた。図にはこれまでと同様にKim et al. (1987)¹⁷⁾によるダクト流れのDNSデータ、及びせん断力の直線分布と主流速の対数則分布から求めた半理論式を併示した。図より、 G は F_T に無関係にダクト流れとほぼ一致するが、 ϵ は大きく異なっている。run1の水面が穏やかな流れではsurface-influenced layerの外端である $y/h=0.1$ 付近で減少し、それよりも水面側では若干増加する。このような特

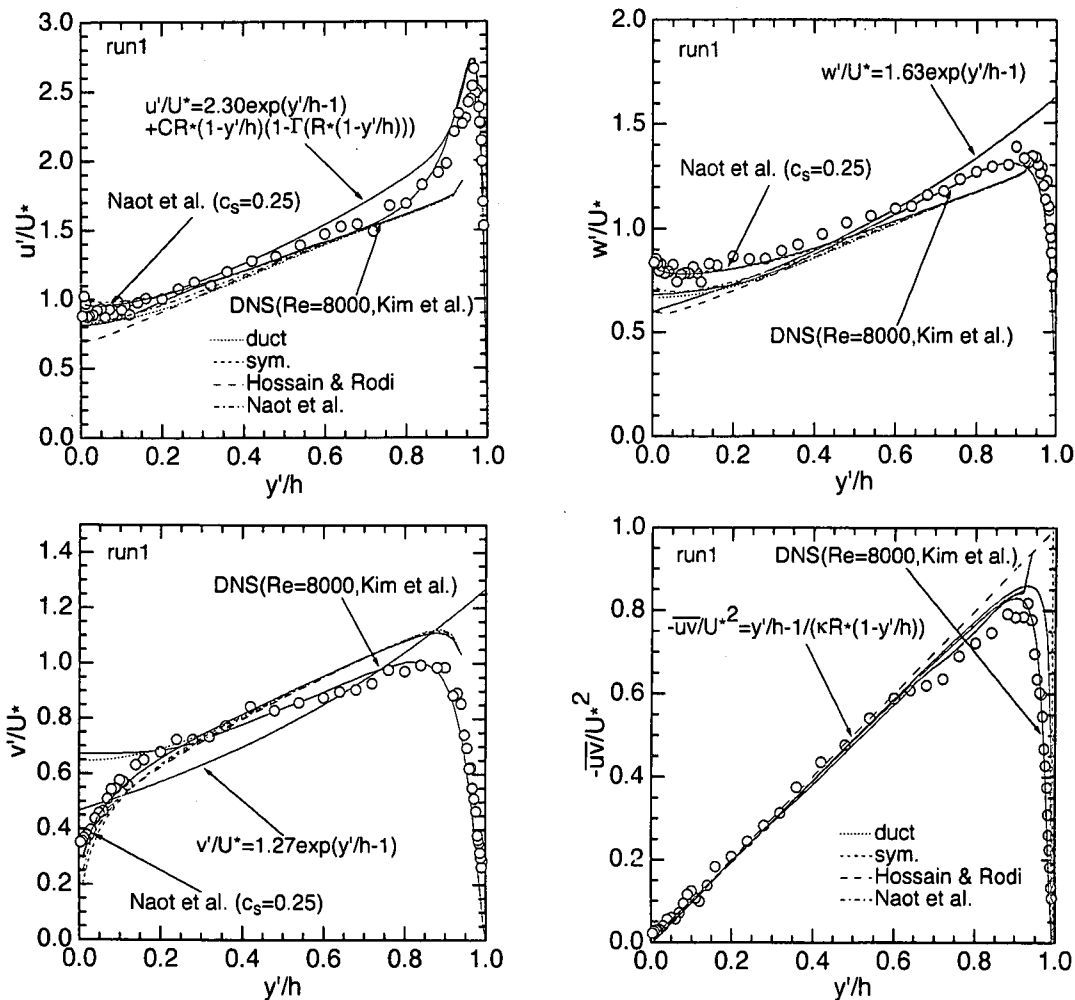


図-7 乱れ強度及びレイノルズ応力の分布(Cal. run1)

性は、開水路流れでは自由水面の存在によって長さスケールが減少することに関連している⁷⁾。一方、 Fr の大きなrun3では $y'/h=0.1$ 付近では増加するが、それよりも水面側では減少する。同様な特性がBrumley and Jirka(1987)¹⁹⁾による振動格子乱流の分布形にも見られることは注目に値する。

4. フルード数の影響を考慮した計算手法

(1) 逸散率の境界条件の限界

a) 自由水面での逸散率の境界条件

図-5に見られるように水面が穏やかな場合には水面近傍での逸散率 ε は増加する。この ε の特性に対し従来からいくつかの境界条件が提案されている^{6),8)}。図-6は自由水面での逸散率 ε の境界条件として対称条件(sym.), HRモデル及びNYMモデル($C_{1f}=1.44$)を用いた場合について、水面が穏やかなrun1の主流速 U^* の計算結果である。 v 及び $-\overline{uv}$ については逆対称条

件、その他の成分については全て対称条件を用いた。図には式(7)で $c_3=0$ とした場合のダクト流れの計算結果(duct)も併示した。これより U^* に関して全てのモデルが実験値の対数則分布を良く再現している。

図-7は水面近傍における乱れ強度 u'/U_* , v'/U_* , w'/U_* 及び $-\overline{uv}/U_*^2$ の分布である。図より v' 及び $-\overline{uv}$ に関しては全てのモデルで良好に実験値と一致し、水面近傍での低減特性も良く再現されている。一方、 u' 及び w' についてはHRモデルだと水面近傍で実験値よりもかなり小さな値、NYMモデルではダクト流れ(duct)とほぼ同じになる。これは後述するように ε の境界条件に大きく影響されるためである。図にはNYMモデルで拡散項 D_{ij} の係数 $c_s=0.25$ とした場合の計算結果も併示した。この場合、 u' 及び w' が若干大きくなり実験値と比較的良く一致する。図-8は k/U_*^2 及び $\varepsilon h/U_*^3$ の分布である。 ε の図にはKomori et al.(1987)²⁰⁾及びRashidi and Banerjee(1988)²¹⁾による実験値も併示した。図より k の計算値は水面近傍で実験値よりも小

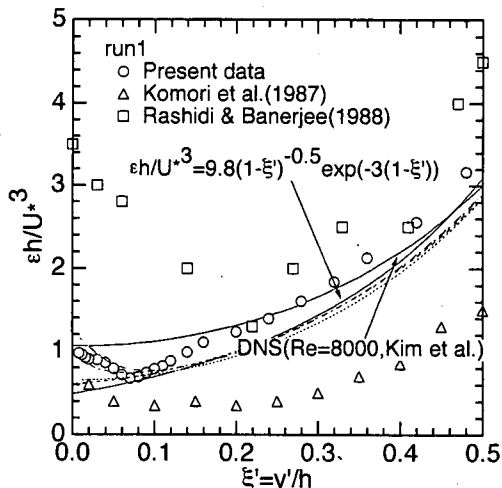
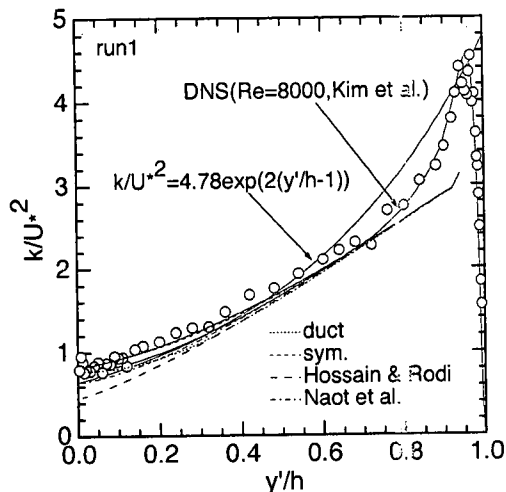


図-8 乱れエネルギー及び逸散率の分布(Cal. run1)

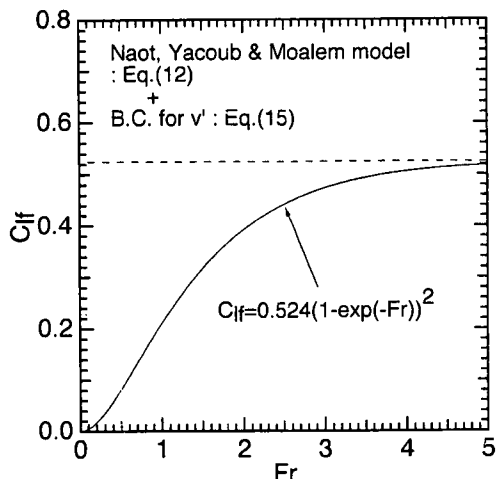


図-9 C_{if} の分布

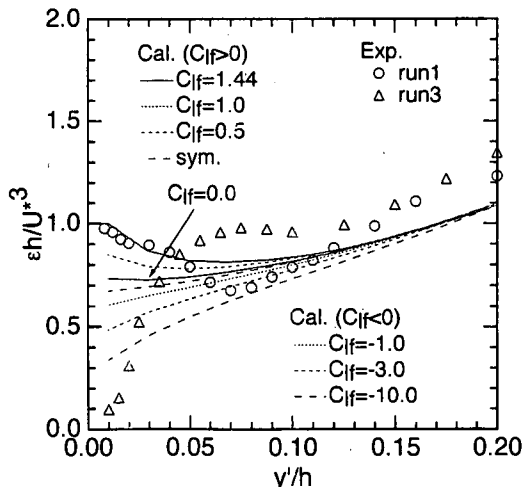


図-10 C_{if} を変化させた場合の逸散率の分布

さめの値となるHRモデルを除いて実験値を良好に再現している。一方、 ϵ の実験値は水面近傍で大きく上昇し、対称条件を用いた計算値は実験値から大きくはずれているのに対して、HRモデル及びNYMモデルでは水面近傍での ϵ の変化特性をうまく再現していることがわかる。しかし、本研究で Fr 及び Re を数段階に変化させて計算を行って見たところ分布形状は全く無関係で変化せず、両モデルは水面変動の激しいrun3については全く再現できないといえる。

b) 急勾配流れにおける逸散率の境界条件

先述したNYMモデルは水面が穏やかな開水路流れの水面近傍での ϵ を良好に再現し、 C_{if} の設定次第ではフルード数の効果をうまく再現できる可能性がある。図-9は式(15)を式(12)に代入した場合の、フルード数に対するNYMモデルの係数 C_{if} の分布である。図より、フルード数の増加とともに C_{if} は増加し、ある値に漸近することがわかる。一方、図-10は C_{if} の値

を変化させた場合の水面近傍での ϵ の分布である。図には ϵ の境界条件として対称条件(sym.)を用いた分布も併示した。 $C_{if}=1.44$ の場合にはrun1をほぼ再現できるが、run3を再現しようとする場合 $C_{if}<0$ とする必要がある。すなわち、NYMモデルを用いても急勾配流れの水面近傍での水面変動による長さスケールの増加を再現できないと言える。このことは水面近傍での鉛直方向の乱れ強度だけで逸散率を評価できないことを示している。

以上よりNYMモデルを用いても自由水面での逸散率の境界条件に対して $Fr>1$ のフルード数の影響を考慮することは不可能で、さらにフルード数が乱れ再配分間での変化特性に及ぼす影響を表現できず、自由水面での再配分率について境界条件を適用する、もしくは圧力歪み相関項の改良を行う必要がある。

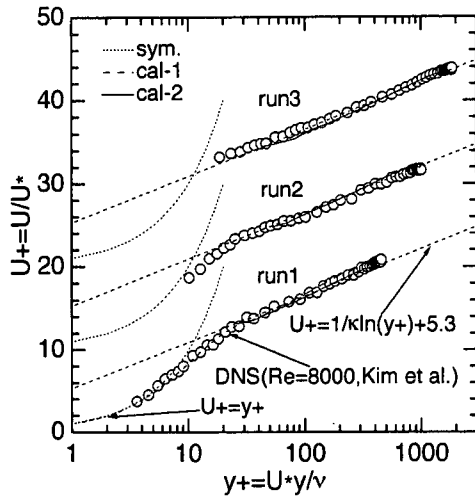


図-11 主流速 U^* の分布(cal-1 & cal-2)

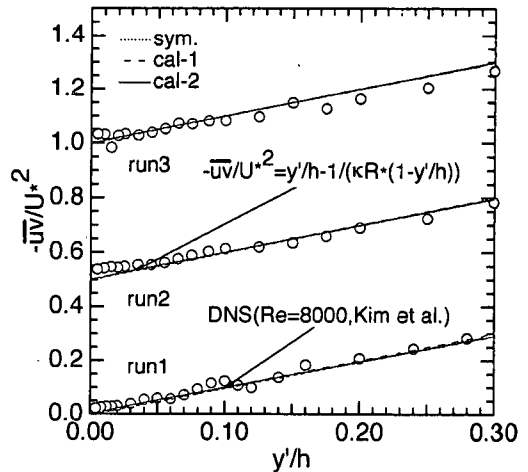
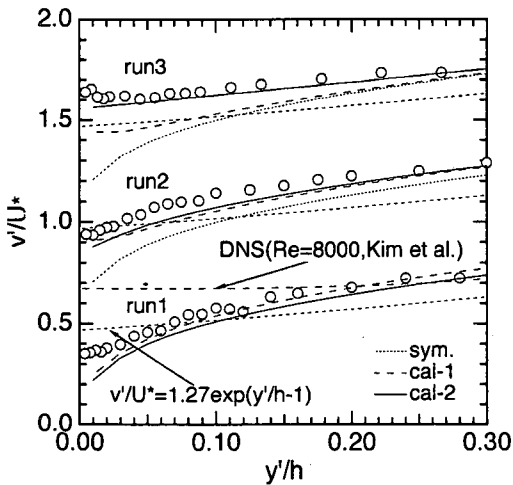
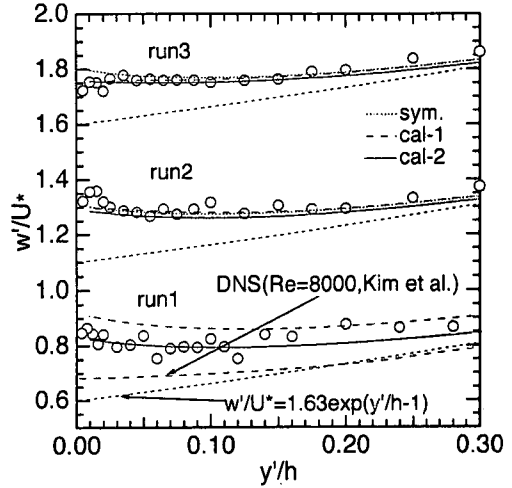
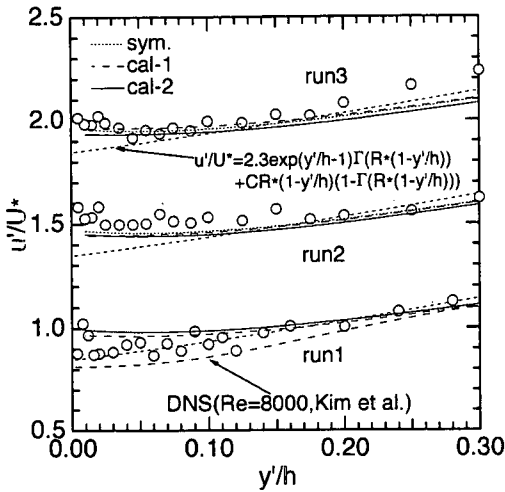


図-12 乱れ強度及びレイノルズ応力の分布(cal-1 & cal-2)

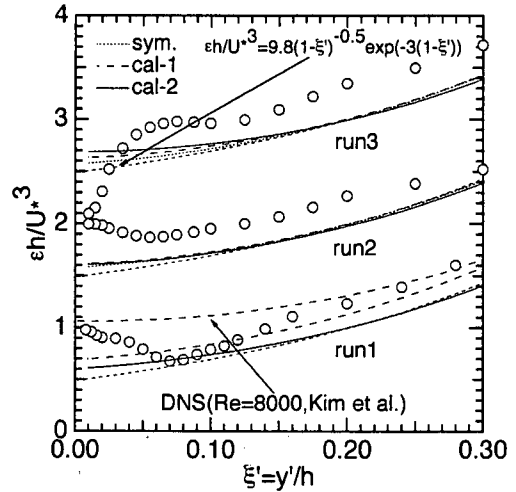
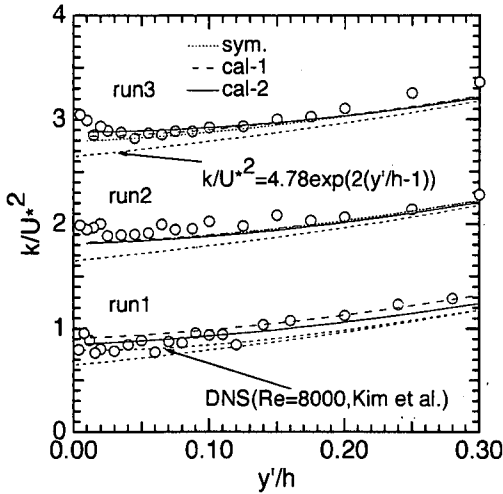


図-13 乱れエネルギー及び逸散率の分布(cal-1 & cal-2)

(2) フルード数が乱れの再配分率に及ぼす影響

a) 圧力歪み相関項のShirモデルの改良

前節までに述べたように、フルード数は水面近傍での乱れの再配分率に大きな影響を及ぼす。このようなフルード数の影響を考慮する場合、(1)再配分率の境界条件を与える²⁾、(2)圧力歪み相関項 ϕ_{ij} にフルード数の影響を考慮する、の2通りが考えられる。特に、(2)に関してPerot and Moin(1995)²³⁾は、水面近傍での"splats"や"antisplats"といった組織構造が圧力歪み相関項と密接に関連していることを指摘した。また、杉原・松永(1998)²⁴⁾は振動格子乱流を対象としてLRRモデルを用いた数値解析を行っており、圧力歪み相関項の係数が大きいほどsurface-influenced layerが拡大することを指摘した。一方、式(14)~(16)及び3。(1)で述べたように、フルード数の増加とともにsurface-influenced layerは減少することが明らかになっているので、圧力歪み相関項の係数 c_3 は次式のように与えられる。

$$c_3 = c_{30} \exp(-Fr) \quad (17)$$

ここで、 c_{30} は $Fr \rightarrow 0$ の極限(水面が穏やかな流れ)における ϕ_{ij} の係数である。

b) 主流速及び乱れ強度の分布

図-11は式(14)~(16)を水面での乱れ再配分率の境界条件として用いた場合(cal-1)、及び式(17)を用いた場合(cal-2)の主流速 U^* の分布である。その他の全ての成分については対称条件を用いた。図には全ての変数について対称条件(sym.)を用いた場合の計算結果も併示した。図より、レイノルズ数及びフルード数に無関係に、cal-1及びcal-2ともに計算値は実験値と良く一致していることがわかる。

図-12は水面近傍における乱れ強度 u'/U_* 、 v'/U_* 、 w'/U_* 及び $-\overline{uv}^*/U_*^2$ の分布である。これより、水面近傍で

の v' はフルード数の増加とともに大きく増加し、対称条件では再現できないが、cal-1及びcal-2ともにこの特性をある程度再現している。しかし、cal-1の場合、run3では水面近傍で若干過小評価になっている。このことは、式(14)~(16)の境界条件を用いた場合、水面近傍でのフルード数の効果がある程度再現するものの、フルード数の増加とともにsurface-influenced layerの厚さが薄くなることまでは再現できないことを示している。一方、cal-2は実験値と比較的良好一致する。また、 w' は若干減少しており、cal-1及びcal-2ともに実験値を良く再現する。一方、実験値の u' はフルード数の増加とともに若干増加し、cal-1も同様に若干増加しているが、cal-2は若干減少している。この相違は、 ϕ_{ij} のShirモデルの配分率(式(7)の第5行目)に大きく依存しており、開水路流れにおいてフルード数の効果を考慮する際にはcal-2のように式(17)を付け加えるだけでは若干不十分であることを示している。 $-\overline{uv}$ については全ての計算で実験と良く一致している。

c) 乱れエネルギー及び逸散率の分布

図-13は k/U_*^2 及び $\epsilon h/U_*^3$ の分布である。図より k の分布は両モデルともに実験値を良く再現している。一方、 ϵ の計算値は実験値を良好に再現しておらず、再配分率の境界条件、及び圧力歪み相関項にフルード数の影響を考慮しただけでは再現不可能である。このことは再配分率と逸散率を同時に再現することが不可能であり、両者をともに再現するためには本研究で用いた以外の手法が必要であることを示している。

d) 輸送方程式の応力収支

前述したように、水面近傍での乱れの再配分率には圧力歪み相関項が密接に関連している²³⁾。また、こ

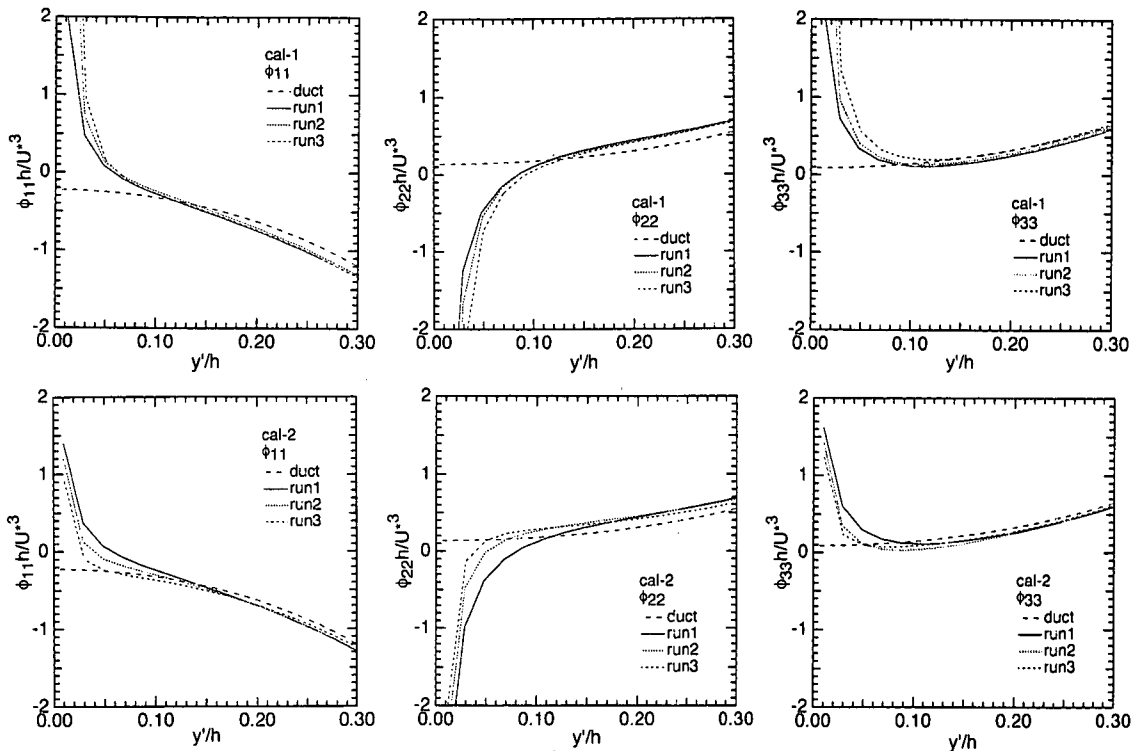


図-14 圧力歪み相関項 ϕ_{ij} の分布(cal-1 & cal-2)

れまでに述べたようにcal-1及びcal-2を用いて乱れの再配分率の実験値をある程度予測できることが明らかになっており、実験では計測のかなり困難な圧力歪み相関項のフルード数に対する変化特性のおおよその予測が可能であると考えられる。図-14はcal-1及びcal-2についてフルード数を変化させた場合の、水面近傍における圧力歪み相関項 ϕ_{ij} の分布である。図には対称条件を用いた場合のダクト流れの計算結果(duct)も併示した。これより、開水路と閉管路では ϕ_{22} が大きく異なり、開水路流れでは水面近傍で値が正から負に変化する²⁾。一方、フルード数の増加とともに、cal-1では ϕ_{22} が大きく減少し ϕ_{33} が大きく増加するのに対して³⁾、cal-2では逆にダクト流れの値に漸近する。フルード数の増加とともに再配分率が中間領域での一定値(ダクト流れの値に類似)に近づくことから、cal-2の方が妥当であると考えられる。水面近傍における逸散項 ε_{ij} 及び拡散項 D_{ij} の分布に関しては文献²⁾に示してあり、水面近傍での全逸散率 ε_k は全拡散率 D_k とほぼ釣り合ってフルード数に無関係であることが明らかになった。一方、 D_{ij} 及び ε_{ij} の主流及び横断方向成分はフルード数にほとんど無関係であるのに対して、 D_{22} 及び ε_{22} はフルード数の増加とともにダクト流れの分布に顕著に漸近することが示されて

いる。以上より、輸送方程式の鉛直方向成分はフルード数に大きく依存し、乱れ成分にも大きな変化をもたらすと言える。

5. 結論

本研究は滑面開水路流れを対象として、自由水面近傍における乱流構造について実験値と比較しつつ、応力方程式モデルを用いて再現を行ったものである。その結果、以下のような知見が得られた。

(1) 水面の穏やかな開水路流れでは水面近傍での乱れの再配分率がダクト流れと大きく異なり、鉛直方向成分 v' が大きく低減することの再確認を行った。また、逸散率 ε は水面付近で増加し、長さスケールが減少することと大きく関連している。

(2) 自由水面での逸散率の境界条件を考慮して水面が穏やかな流れについてRSMを行った場合、HRモデル及びNYMモデルでは水面近傍での ε の変化特性をうまく再現するが、乱れ強度 u' 、 w' 及び乱れエネルギー k を過小評価し、逸散率の評価が乱れの再配分率に大きな影響を及ぼす。この点に関しては拡散項の係数を若干大きめにすることで改善される。

(3) 水面変動の激しい急勾配流れでは乱れの鉛直

方向成分 v が大きく増加する。また、逸散率 ϵ は水面付近で大きく減少する。この特性については水面が穏やかな流れで適用可能なNYMモデルを用いても再現不可能である。

(4) フルード数の増加とともにsurface-influenced layerの厚さが薄くなることを考慮した乱れ再配分率の境界条件を用いることによって、実験値を良好に再現できることが明らかになった。しかし、surface-influenced layerの厚さが薄くなる点については過小評価するとともに、逸散率については実験値を再現できないことが明らかになった。

(5) (4)と同様にフルード数の増加とともに水面の減衰の影響を受ける層の厚さが薄くなることを考慮して、圧力歪み相関項にフルード数の影響を考慮した計算を行った。その結果、Shirモデルの配分率について開水路流れでは若干修正が必要であるとともに、(4)と同様に逸散率の再現は不可能であることが明らかになった。

(6) 圧力歪み相関項の分布について(4)及び(5)を用いた場合の比較を行ったところ、(5)の方が妥当であることが示された。また、拡散項及び逸散項のフルード数に対する変化を調べたところ、鉛直方向成分が大きく変化することがわかった。以上より、輸送方程式の鉛直方向成分はフルード数に大きく依存し、鉛直方向の乱れ成分にも大きな変化をもたらすことが明らかになった。

参考文献

- 1) Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Chiba, S., Ishii, K. and Kuwahara, K.: Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, *Phys. Fluids A*, Vol.5, No.1, pp.115-125, 1993.
- 2) Handler, R. A., Swean, T. F., Jr., Leighton, R. I., and Swearingen, J. D.: Large scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *J. AIAA*, Vol.31, No.11, pp.1998-2007, 1993.
- 3) 永翁龍一, 斎藤隆之: 十分に発達した安定成層開水路乱流場の構造, 機械学会論文集, B編, Vol.63, No.608, pp.42-48, 1997.
- 4) 橋津家久, 中山忠暢: 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, 第593号/II-43, pp.69-78, 1998.
- 5) Demuren, A.O. and Sarkar, S.: Perspective: Systematic study of Reynolds stress closure methods in the computa-

- tions of plane channel flows, *J. Fluids Engineering*, Vol.115, pp.5-12, 1993.
- 6) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.: Hydrodynamic behavior of compound rectangular open-channels, *J. Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.119, No.3, pp.390-408, 1993.
- 7) Hossain, M.S. and Rodi, W.: Mathematical modelling of vertical mixing in stratified channel flow, *Proc. of the 2nd Symposium on Stratified Flows*, 1980.
- 8) Naot, D., Yacoub, N. and Maron Moalem, D.: Open surface renewal boundary conditions for the $k-\epsilon$ turbulence model, *the 23rd IAHR Conference*, 1989.
- 9) Nezu, I. and Nakayama, T.: Mutual-interaction between bursts and boils very near the free-surface of open-channel flows, *Environmental Hydraulics*, eds. J.H.W.Lee et al., Balkema Pub., pp.297-303, 1998.
- 10) 中山昭彦, 横嶋哲: 開水路流れ計算のための水面変動を考慮した乱流モデル, 水工学論文集, Vol.43, pp.389-394, 1999.
- 11) Borue, V., Orszag, S. and Staroselsky, I.: Interaction of surface waves with turbulence: Direct numerical simulations of turbulent open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.286, pp.1-23, 1995.
- 12) Tsai, W.-T.: A numerical study of the evolution and structure of a turbulent shear layer under a free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol.354, pp.239-276, 1988.
- 13) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 14) 河原能久, 常山修治: 開水路乱流場の非等方性に及ぼす水面の効果, 水工学論文集, Vol.38, pp.821-824, 1994.
- 15) Ueda, H., Moller, R., Komori, S. and Mizushima, T.: Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.20, pp.1127-1136, 1977.
- 16) Davies, J. T.: *Turbulence Phenomena*, Academic Press, San Francisco, 1972.
- 17) Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol.177, pp.133-166, 1987.
- 18) 中山忠暢, 橋津家久: 開水路流れにおけるバーストの水面近傍での挙動及び乱れ構造との関連性について, 土木学会論文集, 第635号/II-49, 1999.
- 19) Brumley, B. H. and Jirka, G. H.: Near-surface turbulence in a grid-stirred tank, *J. Fluid Mech.*, Vol.183, pp.235-263, 1987.
- 20) Komori, S., Hiraga, Y., Murakami, Y. and Ueda, H.: The generation of surface-renewal eddies in an open-channel flow, *Proc. of 2nd. Int. Symp. on Transport Phenomena in Turbulent Flows*, Tokyo, pp.75-85, 1987.
- 21) Rashidi, M. and Banerjee, S.: Turbulence structure in free-surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol.31, No.9, pp.2491-2503, 1988.
- 22) Perot, B. and Moin, P.: Shear-free turbulent boundary layers. Part 1. Physical insights into near-wall turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.295, pp.199-227, 1995.
- 23) 杉原裕司, 松永信博: 水面近傍の乱れに対する応力方程式モデルの適用, 水工学論文集, Vol.42, pp.613-618, 1998.
- 24) Nezu, I. and Nakayama, T.: Numerical calculation of steep open-channel flows by considering effects of surface-wave fluctuations, *Int. Conf. on Water, Environment, Ecology, Socio-Economics, and Health Engineering*, pp.33-48, 1999.

(1999. 5. 10 受付)

NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENCE STRUCTURES NEAR THE FREE SURFACE BY USING REYNOLDS STRESS MODEL

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

Although some direct numerical simulations (DNS) are recently conducted for low Reynolds number flows, it is still difficult to calculate high Froude (Reynolds) number flows. At that time, a Reynolds stress model is very effective for calculating the turbulence structure near the free surface in steep open-channel flow. In this study, a numerical simulation was conducted by using Reynolds stress model at a new boundary condition of free surface including the effect of Froude number. Furthermore, the turbulent redistributions were mostly reproduced by modifying the pressure-strain term in steep open-channel flows. It became clear that the pressure-strain term affects greatly the turbulent redistributions near the free surface.