レイノルズ数及び界面剪断力の方向が 界面近傍の乱流に及ぼす影響について*

村田 章^{*1}, 飛原 英治^{*2}, 斎藤 孝基^{*2}

The Effect of Reynolds Numbers and the Direction of Interfacial Shear Stress on Turbulence below an Air-Water Interface

Akira MURATA, Eiji HIHARA and Takamoto SAITO

Momentum transfer through an air-water interface was studied in a horizontal rectangular channel through experimental and numerical analysis. The liquid flow Reynolds numbers, based on hydraulic diameters, were 11500 and 17000. The air flow Reynolds number varied from 0 to 3260. In experiments, velocity distribution was measured by hot-film and hot-wire probes. The effect of the liquid flow Reynolds number and the direction of interfacial shear stress was investigated by performing the cocurrent and countercurrent experiments. The modified $k-\epsilon$ model was able to reproduce these experimental results qualitatively. The range of applicability of the modified $k-\epsilon$ model was also discussed.

Key Words: Turbulent Flow, Multiphase Flow, Free Surface, $k-\epsilon$ Model, Wave, Stratified Flow

1. 緒言

自由界面を境界面として含む系は化学プラント、熱交換器、原子炉事故時の炉心冷却など工業上多くの分野で見られる。これらの分野における興味は界面を通しての輸送量の予測である。原子炉事故時の安全性に関連する問題としては、例えば小径管 LOCA 時の CCFL(対向流限界)⁽¹⁾や界面凝縮が引き金となって起こる水撃現象⁽²⁾などが存在し、そのため気液分離対向流の流動予測や界面熱伝達予測の重要性が認識されている。工学的にも界面からの熱・物質輸送に関して多くの研究⁽³⁾⁽⁴⁾がなされており、相関式も数多く提案されている⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。液相が乱流の場合、界面を通しての輸送現象は界面下の乱流に支配されることが多く、界面を通しての輸送現象の定量的把握には界面近傍の乱流挙動を理解する必要がある。この自由界面近傍の乱流挙動という立場から実験的研究⁽⁶⁾⁻⁽¹¹⁾が行なわれている。さらに、数値解析においては $k-\epsilon$ モ

デルを用いて自由界面近傍の流れを計算する試み⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾が行なわれている。最近では DNS を用いて自由界面を取り扱った例も報告されている⁽¹⁵⁾。しかし、自由界面の影響による非等方性や自由界面での k や ϵ の境界条件など明らかにされていない部分が存在しており、自由界面を通しての運動量輸送や熱・物質輸送を支配する自由界面近傍の乱流の理解についてはまだ十分であるとは言えないのが現状である。

著者らはこれまで水平矩形管内並行流における界面近傍の乱流に関する実験を行ってきた⁽¹⁶⁾。また、その実験結果と界面への物理的漸近挙動を考慮して自由界面を境界として含む系に適用できる修正 $k-\epsilon$ モデル⁽¹⁶⁾を提案してきた。修正 $k-\epsilon$ モデルは界面への物理的漸近挙動を満足し、平滑界面乱流液層の実験結果と定量的に一致している。本研究では、空気-水系水平管内層状流の乱流を対象とし、液相レイノルズ数と界面剪断力の方向を変化させた(並行流と対向流)実験を行い、これらが界面近傍の乱流に及ぼす影響について観察した。また、修正 $k-\epsilon$ モデルを用いた数値計算を行い、実験結果との比較を行なった。さらに、これまでの結果から修正 $k-\epsilon$ モデルの適用範囲につ

* 原稿受付 平成2年12月20日。

^{*1} 正員、東京大学大学院。

^{*2} 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

いても考察を行なった。

主な記号

A_i^+	: $k-\varepsilon$ モデルの関数
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu$	: $k-\varepsilon$ モデルの定数
c	: 波速
D	: 等価直径 = $4 \times (\text{各相断面面積}) / (\text{ぬれぶち長さ})$
D_i	: 界面での k の境界条件中の係数
f_2, f_μ	: $k-\varepsilon$ モデルの減衰関数
h_L	: 液膜厚さ
k	: 乱流エネルギー
p	: 圧力
Re	: レイノルズ数 $= U_m D / \nu$
R_t	: 乱流レイノルズ数
t	: 時間
U	: 流れ方向定常速度成分
U_m	: 各相断面内平均速度
u	: 主流方向の変動速度
y	: 高さ方向の座標
y_i	: 界面からの距離
y_i^+	: 界面からの無次元距離 $= u_{*i} y_i / \nu$
ε	: 散逸率
λ	: 波長
ν	: 動粘度
ν_t	: 渦粘度
ρ	: 密度
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	: $k-\varepsilon$ モデルの定数

添字

G	: 気相の値
i	: 界面パラメータ
L	: 液相の値
rms	: 乱れ強度
$*$	: 摩擦速度

2. 実験装置および実験方法

実験装置概要を図1に示す。実験装置及び計測装置は前報⁽¹⁶⁾と同じものを使用した。テストセクションはアクリル製で内部断面が $40 \times 400 \text{ mm}$ 、長さ 6 m の矩形管である。水は給水タンク1よりインバータ制御されたポンプ2により、 $5 \mu\text{m}$ のフィルタ3、流量計4を経た後、テストセクション6に流れ込む。テストセクションを出た水は給水タンクに戻り再循環する。水位は出口タンクに設けられた堰で設定する。また、

図1 実験装置概要

堰の影響を取り除くためテストセクションと堰の間には幅 800 mm の拡大部7がある。真空ポンプ10により空気流が形成される。出口タンク8と入口タンク5に真空ポンプをつなぎ替えることで並行流と対向流を実現した。測定量は水温、水流量、空気温度、空気流量、気液の速度分布、水位および界面波の波高と振動数である。空気と水の速度プローブと波高計は気液合流部からそれぞれ $5020, 5030, 5110 \text{ mm}$ の幅方向中央位置に設置されており、等価直径を D とすると液相で $50 D_L$ (液膜厚さ h_L で約 $200 h_L$) 以上、気相で $150 D_G$ 以上入口気液合流部より下流となり並行流に対しては発達した流れとなる。対向流の場合も液相側の発達を重視して同一位置で計測を行なった。この時気相プローブは対向流の気相入口から 989 mm 下流となる。温度は K 型熱電対によって、また界面波高と振動数は抵抗型水位計によって計測した。気液速度分布は CTA ユニットを用いて計測した。流速用プローブは移動ステージに取り付けられ、高さ方向にトラバースする。それぞれの出力は A/D コンバータに入り、そこからパソコンに取り込まれる。水用プローブ (TSI 製 MODEL 1212-60W $\phi 152 \mu\text{m}$) はステッピング・モータ駆動の曳航水槽を用いて、また空気用プローブ (カノマックス製 MODEL 0248R-T5 $\phi 5 \mu\text{m}$) はプローブ・キャリブレータ (カノマックス製 MODEL 1065) を用いてそれぞれ各実験の前後に検定を行なった。流体温度変化については温度補正式を用いて補正した⁽¹⁶⁾。サンプリング周波数は液相 100 Hz 、気相 1000 Hz で、 16384 個 (層流気相の場合は 4096 個) のデータをサンプリングした。コロモゴロフのマイクロ

表1 修正 $k-\epsilon$ モデル

$$\begin{aligned} \frac{DU}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \nu_t \right) \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} & (M-1) \\ \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \epsilon & (M-2) \\ \frac{D\epsilon}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \\ &\quad + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} & (M-3) \end{aligned}$$

where

$$f_\mu = \left(1 + \frac{3.45}{\sqrt{R_t}} \right) [1 - \exp(-y^+/70)] \times [1 - \exp(-y^+/A_i^+)] \quad (M-4)$$

$$f_2 = \{1 - (2/9) \exp[-(R_t/6)^2]\} \times [1 - \exp(-y^+/5)]^2 \quad (M-5)$$

$$A_i^+ = 70 \left[1 - \exp\left(-\frac{u_{i*}}{u_*}\right) \right] \quad (M-6)$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad R_t = \frac{k^2}{\nu \epsilon}$$

$$\sigma_k = 1.4, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{\epsilon 1} = 1.4, C_{\epsilon 2} = 1.8, C_\mu = 0.09$$

Boundary Conditions

$$\epsilon_i = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] \Big|_i \quad (M-7)$$

$$\left(\epsilon_{wall} = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \Big|_{wall} \right)$$

$$k_i = D_i k_a \quad (D_i = 0.8) \quad (M-8)$$

$$(k_{wall} = 0)$$

表2 前報と本研究の実験条件の比較

	Reynolds number	Mean velocity [cm/s]	Water level [mm]
Previous conditions			
Cocurrent Water	11500	12.3 ~ 13.6	25.5 ~ 28.3
Air	0 ~ 5000	0 ~ 270.3	
Cocurrent Water	1200	1.3 ~ 1.5	23.4 ~ 26.6
Air	0 ~ 5000	0 ~ 237.2	
Present conditions			
Cocurrent Water	17000	14.9 ~ 15.7	25.7 ~ 27.0
Air	0 ~ 3260	0 ~ 187.7	
Countercurrent Water	11500	13.1	22.8
Air	1600	73.3	

スケールは最小値で液相 0.2mm, 気相 0.15mm と推定され, プローブ径より大きい。界面速度は液相速度分布から外挿し, 壁面及び気相側界面摩擦速度は普遍速度分布へのフィッティングから求めた。また不確かさ解析を行い, 図中にエラー・バーとして表示した。これらは 95% 包括の不確かさであり, 無次元化パラメータとして計測量を用いた場合はその不確かさも考慮している。また, エラー・バーが記号より小さい場合は表示を省略した。

合は表示を省略した。

3. 数値解析方法

計算は一次元の差分法を用い, アルゴリズムは Patankar⁽¹⁷⁾ の一次元拡散問題に対する方法である。修正 $k-\epsilon$ モデルをまとめて表 1 に示す。基礎式中の対流項は十分発達した流れを仮定し, 無視した。また非定常項は計算上の慣性項として利用した。さらに, 流れ方向の圧力勾配は y 方向に変化しないという仮定を置くことで一次元解析を可能にした。圧力勾配 $\partial p / \partial x$ は連続則を満足するように調整し, 界面高さ h_L は実験値を用いた。界面での速度の境界条件は, 気液両相の速度 U と剪断力の一致である。気液両相の速度スケールの違いから, 気相側界面は固体壁, 液相側界面を自由界面として扱った。修正 $k-\epsilon$ モデルの界面での境界条件は k に対しては二平板間単相流中心軸上の乱流エネルギー k_a の値と係数 0.8 で結びつけられており⁽¹⁸⁾(表 1 の式 (M-8)), k_a の値には予め行なった単相流の計算結果を用いた。 ϵ の界面での境界条件は定常な発達した流れに対する厳密な境界条件⁽¹⁸⁾(表 1 の式 (M-7)) である。メッシュは, 壁面近傍と気液界面近傍で細くなる tanh 型不等間隔格子を用い, メッシュ依存性が見られなくなる格子点条件として, 格子点数を気液とも 100 点とした。この時, 界面からの第一格子点は $y_i^+ < 0.03$ である。収束の判定は質量保存および各項の繰り返し計算ごとの変化率が 0.02% 以下となるときとした。計算機は東京大学大型計算機センター (HITAC M-682H) を使用した。

4. 実験結果及び数値解析結果

4.1 実験条件 実験での興味は液相レイノルズ数と界面剪断力の方向の変化が界面近傍の乱流にどの様に影響するかである。実験条件を表 2 に示す。ここでレイノルズ数の代表長さは等価直径, 代表速度は各相断面内平均流速である。表 2 には前報⁽¹⁶⁾の実験条件も比較のために示してある。表中, 気相流速 0cm/s とは気相を流さない場合であり, 実際に計測を行なった気相流速範囲は検定の範囲内であった。 $Re_L = 17000$ で $Re_G = 3260$ の場合には界面に三次元のうろこ状界面波が形成された。界面波の片振幅, 振動数, 波長は 0.16mm, 14Hz, 3cm であった。界面形状 (水位の時間変化) を図 2 に示す。

4.2 液相レイノルズ数の影響について 液相レイノルズ数が 17000 の場合の液相 u_{rms}^2 分布の実測値と修正 $k-\epsilon$ モデルによる k 分布の計算値の比較を

図2 界面波形状 (水位の時間変化, 並行流)

図3に示す。壁面 ($y_L/h_L=0$) 側は界面剪断力による影響をほとんど受けていないことが分かる。これに対し界面 ($y_L/h_L=1$) 側では、界面剪断力の増加とともに界面近傍で実験データは増加を示している。これは界面剪断力により界面近傍に平均速度勾配が生じ乱れの生成が起きているためと思われる。この結果は前報の結果と一致している。計算結果の乱流エネルギー, k , は速度変動3成分の和であるので直接比較は出来ないが、定性的な挙動は一致した。 $Re_G=3260$ の場合には界面波が発生しているが、前報の界面波の影響に比べれば波高が1/2程度と低いために、乱れ強度への影響はそれほど大きくない。

界面は固体壁に比べて拘束が緩く、界面側の液相平均速度分布は図4に見られるように普通速度分布からのずれを見せる。修正 $k-\epsilon$ モデル (図中破線) は界面が平滑な場合には実験結果 (図中四角印) と定量的に一致している。界面波が発生した場合に修正 $k-\epsilon$ モデル (図中点線) が実験データ (図中三角印) より図上で大きな値を予測する傾向は前報⁽¹⁶⁾と同様である。図5は修正 $k-\epsilon$ モデルと壁面 $k-\epsilon$ モデルでの計算結果を実験結果と比較したものである。壁面 $k-\epsilon$ モデルは明・笠木⁽¹⁸⁾の壁面 $k-\epsilon$ モデルを界面側にも使用したものである。界面への漸近挙動から予想されるように壁面 $k-\epsilon$ モデルの結果は普通速度分布に近い値を示す。実験装置上の制約から更に大きな液相レイノルズ数の実験は出来なかったが $Re_L=17000$ までのレイノルズ数の範囲では修正 $k-\epsilon$ モデルが適用できることが確認できた。界面近傍の乱流に対する液相レイノルズ数の影響を調べるためには、さらに広い範囲での実験データの蓄積が望まれる。

4・3 界面剪断力の方向の影響について 図6
に対向流の場合の u_{rms}^2 分布の実測値と修正 $k-\epsilon$ モデ

図3 液相 u_{rms}^2 分布と k 分布の比較 (並行流)

図4 界面側液相平均速度分布 (並行流)

図5 壁面 $k-\epsilon$ モデルとの比較 (並行流)

ルでの k 分布の計算値の比較を示す。図中には比較のために界面剪断力が0の場合と、並行流で気相レイノルズ数が同一の場合の結果⁽¹⁶⁾も示す。壁面側が気相レイノルズ数の影響を受けていないのは並行流の場合と同じである。実験において流れ方向乱れ強度は対向流の時に界面剪断力をかけることで減少している。これは、並行流の時に界面剪断力により乱れ強度が増加するのに対照的である。これは、図7に表すように、対向流の場合には液相平均速度分布に速度勾配0の傾

域が形成されるのでここの乱流生成が小さくなるために乱れ強度が小さくなるものと考えられる。図6に見られるように修正 $k-\epsilon$ モデルはこの傾向を再現している。

図8は対向流の場合の界面側液相平均速度分布である。ここでは修正 $k-\epsilon$ モデルの計算結果は実験結果を定性的には説明するものの、定量的には一致していない。修正 $k-\epsilon$ モデルよりも大きな速度欠損を予測する壁面 $k-\epsilon$ モデルで界面を取り扱った場合(図省略)にも実験データに見られる大きな速度欠損は予測されなかったことから、修正 $k-\epsilon$ モデルの問題よりも実験上の問題が大きいのと考えられる。実験において気相の入口側(液相の出口側)と気相の出口側で若干の波立ちを取り除くことが出来なかったこと、また液相側速度分布の発達を重要視したために気相側速度分布は計測点では十分発達していないことが定量的なずれの原因と考えられる。

4.4 修正 $k-\epsilon$ モデルの適用範囲に関する考察

ここで、前報と本研究の結果を通して、修正 $k-\epsilon$ モデルの適用範囲について考えてみる。前報では低レイノルズ数($Re_L=1200$)の層流液層に界面剪断力をかけて乱れを発生させた場合と $Re_L=11500$ の発達した乱流液層の場合の実験を行なっている(表2参照)。低レイノルズ数の場合には $k-\epsilon$ モデル自体の予測性能が落ちるところであり、前報⁽¹⁶⁾においても修正 $k-\epsilon$ モデルは実験結果を予測しきれなかった。

乱流液層の場合($Re_L=11500, 17000$)には並行流で界面が平滑ならば修正 $k-\epsilon$ モデルは実験結果と定量的によい一致を示した。 $Re_L=17000$ までの乱流液層の場合には修正 $k-\epsilon$ モデルが適用できることが確認できた。

界面波が発生した場合には実験結果とのずれは大きくなるが定性的な挙動は予測できる。界面波が発生した場合に計測による界面側平均速度分布が修正 $k-\epsilon$ モデルの予測結果より下方にずれる(図4参照)のは界面近傍の乱流輸送が増加するためと考えられる。界面波が発生した場合の予測には、界面波の効果による輸送促進をモデル化する必要がある。本研究における界面波は三次元であるが波頭は崩れてなく、線形的な近似が適用できる範囲内である。擾乱波⁽¹⁹⁾や巻き波の様な流動様式になったときには非線形的な効果が大きくなり、現在の修正 $k-\epsilon$ モデルでは定性的な予測さえ困難になることが予想される。

対向流の場合には、計算上の仮定である完全に発達した状態を実験でつくり出すことが難しく、比較は定

性的なものであったが、修正 $k-\epsilon$ モデルは界面近傍での乱れ強度の減少などを予測できた。現状では発達した対向流の基礎データが不足しており、定量的な比較が困難である。対向流の実験では管内水位を一定に保つために傾斜管が使用されている場合が多く、フルード数が大きく、界面で非線形的な界面波が発生している場合が多い。対向流における界面近傍の乱流のモデル化には、これらの影響を含まない基礎実験データが必要であるが、対向流においては擾乱波の様に非線形

図6 液相 u_{rms}^2 分布と k 分布の比較
(対向流と並行流の比較)

図7 対向流と並行流の平均速度分布の違い

図8 対向流の界面側液相平均速度分布

性の強い界面波の存在が界面乱流の本質を形成している面もある。

気相レイノルズ数の影響は、界面剪断力と界面波の形成という形で界面近傍の乱流に作用する。気相レイノルズ数とともに界面剪断力が大きくなると界面波が形成されるので、上述の様に三次元界面波の様な波状流への遷移限界程度の気相レイノルズ数が修正 $k-\epsilon$ モデルの定量的予測の適用限界となる。

5. 結論

(1) 水平管内気液層状流の気液界面近傍の乱流について液相レイノルズ数と界面剪断力の方向に着目し実験を行なった。液相レイノルズ数を大きくした場合の実験結果は前報の実験結果と基本的に一致した。また修正 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果はこの実験結果と平滑界面の場合に定量的に一致した。並行流の場合には界面剪断力によって界面側の流れ方向乱れ強度は増加するが、対向流の実験においては、界面剪断力によってこれが減少する結果を得た。この結果は修正 $k-\epsilon$ モデルによって定性的に再現された。

(2) 前報と本研究における実験と修正 $k-\epsilon$ モデルの比較から修正 $k-\epsilon$ モデルの適用範囲について考察した。修正 $k-\epsilon$ モデルは乱流液相の平滑界面については対向流、並行流とも適用可能なようである。しかし、レイノルズ数が小さく界面剪断力のみによって乱れが生成されているような場合や、界面波が発生し、非線形的な輸送促進が発生している場合には適用範囲

外となる。

本研究に関して東京大学笠木伸英教授に有益な助言をいただいた。ここに記して謝意を表する。

なお本研究の一部は文部省科学研究費 (02650147) の援助によった。感謝申し上げる。

文献

- (1) Zuber, N., *NUREG-0724*, (1980).
- (2) Block, J. A., *NUREG-0291*, (1977).
- (3) Bankoff, S. G., *Int. J. Multiphase Flow*, **6**(1980), 51.
- (4) Sideman, S. and Moalem-Maroon, D., *Advances Heat Transf.*, **15**(1982), 227.
- (5) 甲藤 他, 伝熱学特論, 1984, 125., 養賢堂.
- (6) Cheung, T. K., et al., *J. Fluid Mech.*, **194**(1988), 133.
- (7) Nezu, I., et al., *J. Hydraulic Eng.*, **112**(1986), 335.
- (8) Nakagawa, H., et al., *J. Fluid Mech.*, **104**(1981), 1.
- (9) Komori, S., et al., *J. Fluid Mech.*, **203**(1989), 103.
- (10) 日野 他, 土論, **357-2-3**(1985), 75.
- (11) Rashidi, M. and Banerjee, S., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **112**(1990), 164.
- (12) Akai, M., et al., *Int. J. Multiphase Flow*, **7**(1981), 21.
- (13) Celic, I., et al., *PCH*, **5-3/4**(1984), 217.
- (14) 柊津・中川, 土論, **387-2-8**(1987), 125.
- (15) Lam, K. and Banerjee, S., *Fundamentals of Gas-Liquid Flows*, eds. Michaelides, E. E. and Sharma, M. P., *ASME*, **72**(1988), 29.
- (16) 村田・飛原・斎藤, 機論, **57-536**, B(1991), No. 90-0838A.
- (17) Patankar, S. V., 水谷・香月 訳, コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 1985, 42., 森北出版.
- (18) 明・笠木, 機論, **54-507**, B(1988), 3003.
- (19) 深野, 混相流の流動のダイナミクスと応用技術, 混相流シンポジウム (1984), 71.