水平管内気液層状流における 界面近傍の乱流について*

村田 章^{*1} 飛原 英治^{*2} 斎藤 孝基^{*2}

Turbulence near the Air-Water Interface of Stratified Flow in a Horizontal Channel

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 Reynolds numbers, based on hydraulic diameters, were 1200 (Case 2) and 11500 (Case 1). The air flow Reynolds number was varied from 0 to 5000. In experiments, velocity distribution was measured by hot-film and hot-wire probes. In Case 2, when the interface was smooth, it behaved like a solid wall. However, in the other cases, the behavior was different from a solid wall. In numerical analysis, the $k-\epsilon$ model was modified to satisfy asymptotic behavior of k , ϵ and Reynolds stress to the interface. The numerical results agreed well with the results of Case 1 qualitatively.

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

1. 緒言

自由界面を境界面として含む系は気液二相流など工業上多くの分野で見られる。例えば直接接触熱交換器の場合自由界面を通しての潜熱の輸送が、固体壁での熱伝達よりも有利であることから工業上重要である。工学的にも界面からの熱・物質輸送に関して多くの研究⁽¹⁾がなされており、相関式も数多く提案されている⁽²⁾⁽³⁾。また、自由界面近傍の乱流挙動という立場からも実験的研究⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾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⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾も行なわれている。しかし、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実験の困難さからまだ十分であるとは言えないのが現状である。

現在、 $k-\epsilon$ モデルは高レイノルズ数及び壁面境界層については研究が進み、その物理的挙動も明らかに

されつつある。しかし、自由界面という境界条件を考えると、 $k-\epsilon$ モデルは有効な手段とは言えなくなる。これは現在の $k-\epsilon$ モデルが自由界面の影響による非等方性についてモデル化されていないことや、自由界面での k や ϵ の境界条件が定まらないことが原因となっている。また、自由界面への乱流諸量の物理的漸近挙動を正しく表わすことも自由界面のモデル化には不可欠である。ここでは、付加項を使用しない基本形に近い $k-\epsilon$ モデル⁽¹²⁾⁽¹³⁾を用いて、境界の影響を表わす減衰関数を自由界面についてモデル化することで、自由界面をも扱える修正 $k-\epsilon$ モデルを提案した。

本研究では、運動量輸送に焦点を絞り、空気-水系水平管内層状並行流の乱流を対象とした。実験においては熱線・熱膜流速計を用いて気液の速度分布を計測した。数値解析では、上述の修正 $k-\epsilon$ モデルを用いて計算を行い実験結果との比較を行なった。

主な記号

C	: 定数
$C_t, C_{\epsilon 2}, C_\mu$	: $k-\epsilon$ モデルの定数
c	: 波速

* 平成2年5月30日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年6月29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)。

- D : 等価直径
 $= 4 \times (\text{各相断面面積}) / (\text{ぬれぶち長さ})$
 f_2, f_D, f_D', f_μ
 k : ϵ モデル中の減衰関数
 h : 膜厚さ
 k : 乱流エネルギーまたは VITA 法のしきい値
 Re : レイノルズ数 $= U_m D / \nu$
 R_t : 乱流レイノルズ数
 T : 平均時間
 T^+ : 無次元平均時間 $= T u_*^2 / \nu$
 U : 時間平均速度
 u : 主流方向の変動速度
 y : 高さ方向の座標
 y^+ : 無次元距離 $= u_* y / \nu$
 y_i : 界面からの距離
 ν : 動粘度
 λ : 波長

添字

- G : 気相の値
 i : 界面パラメータ
 L : 液相の値
 m : 各相断面平均値
 $*$: 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。テストセクションは内部断面が $40 \times 400\text{mm}$ 、長さ 6m の矩形管である。水は給水タンク1よりインバート制御されたポンプ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、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 800mm の拡大部7（図2参照）がある。空気は出口タンク8につながる真空ポンプ10により入口タンク5から吸い込まれ、空気と水は並行して流れる。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 、 5110mm 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 $50D$ 以上、気相で $150D$ 以上入口気液合流部より下流となり発達した流れとなる。幅方向については予備実験において側壁か

図1 実験装置概要

図2 入口部および出口部詳細図

図3 計測部詳細図

図4 温度補正式の有効性 (補正後)

ら5cmの位置での計測を行い発達していることを確認した。入口部は図2のように気液とも金網を通った後、絞られてテストセクションに流れ込む。温度はK型熱電対の出力を直流アンプ(共和電業製DA-510B)で500倍に増幅して計測した。界面波高と振動数は抵抗型水位計によって計測した。この水位計は高さ方向に2本の白金線($\phi 0.1\text{mm}$)を設置したもので、この二線間(幅方向10mm間隔)での電気抵抗値の変化を電圧として計測した。気液速度分布は日本カノマックス社製CTAユニット(MODEL 1010, 1011, 1013, 1008)を用いて計測した。図3に示すように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(TEAC製PS-9351)に入り、そこからGPIBを介して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い、不確かさの範囲内であることを確認した。検定時と実験時の流体温度変化、さらには実験中の流体温度変化について

はプローブからの熱伝達率を一定と仮定して導いた温度補正式を用いて補正した。図4に水温を変化させた検定結果を示す。ここで横軸はA/Dコンバータにおけるデジタル値、縦軸はステッピング・モータの回転数から算出した速度である。最高速度側の2点以外では温度補正式以外の要因による不確かさの範囲内に補正結果が収まっており、温度補正式の有効性を確認できる。本研究における液相速度は最大20cm/s程度であり、温度補正式の有効範囲内である。また検定時と実験時の温度差は最大1℃程度であり、また実験中の温度変化も0.2℃程度であった。サンプリング周波数は液相100Hz、気相1000Hzで、16384個(層流の場合は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・バーが記号以下である場合は表示を省略した。

3. 自由界面修正 $k-\epsilon$ モデル

3・1 界面近傍での乱流諸量の漸近挙動 乱流諸量は自由界面からの距離を y_i としたとき、 $y_i \rightarrow 0$ での漸近挙動が物理的に定まる。ここでは、先ず、その漸近挙動について述べる。座標系は主流方向に x 、境界面に垂直方向に y 、幅方向に z とする。また (x, y, z) 座標における変動速度を (u, v, w) とすると連続式は下式ようになる。

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

自由界面では固体壁での non-slip 条件は成立せず、界面に平行な成分 u , w は界面で有限値を持つことが出来る。従って u , w は y_i の0次である。界面を平滑面とすると、界面に垂直方向の運動は界面によって抑制されるので $v(y_i = 0) = 0$ となる。つまり v は y_i の1次以上となり、 u , w よりも y_i に関して高い次数を持つことがわかる。界面での連続の式を考えれば v が0に漸近するので u , w は界面近傍で加速される(ブロッキング効果)。 $v(y_i)$ の界面への漸近挙動は、 y_i の1次以上であり、 u が y_i の0次であることを考えると、それらの積の平均値であるレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は y_i の1次以上に比例する。従って、渦粘度 ν_t は y_i の1次以上となる。表1に諸量の y_i に関する次数を表わす。レイ

表1 乱流諸量の境界からの距離 y_i への依存性(y_i の次数のみ表わす)

	Wall side	Interface side	Present model
ϵ	0	0	0
k^2/ϵ	4	0	0
f_μ	-1	1 (or more)	1
$-\overline{uv}$	3	1 (or more)	1
ν_t	3	1 (or more)	1
$\partial U/\partial y$	0	0	0

ノルズ応力の漸近挙動を y_i の1次とすれば、界面近傍では渦粘度の減衰が壁面近傍に比べて遅いことがわかる。これは界面での拘束条件は壁面に比べて緩く、より境界近傍まで乱流輸送が支配的であることを表わしている。

二次元境界層に対する k 方程式と各項の界面への漸近挙動を下式に示す。

$$\sim \frac{y_i^0}{\partial k} + V \frac{y_i^0}{\partial x} + V \frac{y_i^1}{\partial y} \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \epsilon \quad (2)$$

式(2)上部には y_i に関する次数を表示した。定常的な発達した流れを仮定すると式(2)の左辺は0となる。さらに、右辺第一項の ν_t は微分されることに注意して $y_i \rightarrow 0$ とすると式(2)は式(3)となる。

$$\epsilon_i = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right]_i \quad (3)$$

これが、定常的な発達した流れに対する自由界面での物理的に正しい ϵ の境界条件である。

3・2 渦粘度 ν_t のモデル化 明・笠木⁽¹²⁾の渦粘度 ν_t のモデル化では渦粘度の減衰関数 f_μ の導出において散逸率の長さスケールを用いている。その散逸率の長さスケールは低レイノルズ数スケールと高レイノルズ数スケールの代数和としてモデル化されているが、自由界面では乱流エネルギーが0とならないため、乱流レイノルズ数が界面で大きな値を持つ。従って、自由界面近傍で低レイノルズ数スケールは無視でき、高レイノルズ数スケールが支配的となる。従って、 C_t の値は自由界面側で影響を持たない定数なので明・笠木と同じモデルを採用した。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \left(1 + \frac{C_t}{\sqrt{R_t}} \right) f_D \quad (4) \\ C_\mu = 0.09, C_t = 3.45$$

減衰関数 f_μ 中の減衰関数 f_D として下式の形を採用する。

$$f_D = \left[1 - \exp \left(-y_i^+ / A_i^+ \right) \right]^m \quad (5)$$

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

この関数 f_D は自由界面近傍では y_i^m に比例し、界面から離れると1になる特性を持つ。この関数を用いることで界面近傍でレイノルズ応力が y_i の m 次比例する。 m の値としては3・1節の漸近挙動で定まる最小値を採用し $m=1$ とする。また、 $m=2$ の場合については5章で述べる。ここで、 A_i^+ を式(6)のように摩擦速度の関数として表わしたのは界面剪断力が小さいときに自由界面による減衰の影響が下壁側にまで及ぶのを防ぐためである。つまり、自由界面の存在による乱流の減衰が下壁側に影響を与えないという物理的直感を考慮した項である。

3・3 ϵ 方程式 ϵ 方程式については、destruction 項 W について自由界面の影響を考慮する。 W は下式で表わされている。⁽¹²⁾

$$W = C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (7)$$

$$f_2 = \left\{ 1 - (2/9) \exp \left[-(R_t/6)^2 \right] \right\} f_D' \quad (8)$$

壁面を考える場合には、 $W \propto y^{-2}$ であるから、 f_D' は壁面近傍で y^2 に比例する関数となる。しかし、自由界面を考えた場合には、 $y_i \rightarrow 0$ で k, ϵ とともに一定値に近づくため、漸近挙動からは特に f_D' は制限を受けない。ここでは $f_D' = 1$ とした。

3・4 k の境界条件 乱流エネルギー k は界面において有限の値を持つ。ここでは、祢津・中川⁽¹¹⁾の考え方を用いる。これは、水位 h のチャネル内層状流の界面における乱流エネルギー k_i を高さ $2h$ のチャネル内単相流の中心軸上の乱流エネルギー k_a から求める方法である。つまり、

$$k_i = D_i k_a \quad (9)$$

として界面の影響を係数 D_i で評価する。 D_i の値は、

$$D_i = \frac{k_i}{k_a} = \left(\frac{u_i}{u_a} \right)^2 \frac{1 + (v/u_i)^2 + (w/u_i)^2}{1 + (v/u_a)^2 + (w/u_a)^2} \quad (10)$$

但し、添え字 i は自由界面を a は中心軸を表わす。単相流の中心軸上では等方性乱流に近いとして、

$$u_a \doteq v_a \doteq w_a \quad (11)$$

とする。また、界面では、

$$v_i = 0, u_i \doteq w_i \quad (12)$$

とすると、式 (13) となる。

$$D_i = \frac{2}{3} \left(\frac{u_i}{u_a} \right)^2 \quad \text{----- (13)}$$

界面近傍では、 u_i は 0 に漸近するため連続式を満たすように u_i , w_i の各項は u_a , w_a よりも加速され、 $u_i > u_a$ から $D_i > 2/3$ となる。苅津・中川は D_i の値として 0.8 が実験値とよく合うとしている。本研究でも $D_i = 0.8$ とする。界面剪断力が作用する場合は、 u_i の値に影響を与えるものと思われるが、ここでは、その影響は特には考慮しない。

4. 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 の一次元拡散問題に対する方法である。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。式 (9) の k_a の値は前もって行なった単相流の計算結果を用いた。修正 $k-\epsilon$ モデルをまとめて表 2 に示す。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。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た。修正モデルは固体壁モデルに比べて自由界面近傍で急激に諸量が減衰するため固体壁モデルよりも厳しいメッシュ依存性が見られた。そこで、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 200 点とした。この時、界面からの第一格子点は $y_i^+ < 0.02$ 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 0.05% 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。

5. 実験結果及び数値解析結果

実験は二つの観点から行なった。ひとつは発達した乱流液層の界面近傍の乱流が下壁からの bursting によってどのような効果を受けるのか、さらに界面剪断力が作用した場合にどのような状況になるのかというもの (Case 1)。もうひとつは、液相が層流で界面剪断力が作用した場合にどのような乱流場が界面近傍に形成されるのかというもの (Case 2) である (この時計算では界面で $k_i = 0$ としている)。実験条件を表 3 に示す。ここでレイノルズ数の代表長さは等価直径、代表

表 2 修正 $k-\epsilon$ モデル

$$\begin{aligned} U - eq. \frac{DU}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \nu_t \right) \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (M-1) \\ k - eq. \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \epsilon \quad (M-2) \\ \epsilon - eq. \frac{D\epsilon}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \\ &\quad + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (M-3) \\ f_\mu &= \left(1 + \frac{3.45}{\sqrt{R_t}} \right) [1 - \exp(-y^+/70)] \\ &\quad \times [1 - \exp(-y^+/A_t^+)]^m \quad (M-4) \\ f_2 &= \{ 1 - (2/9) \exp[-(R_t/6)^2] \} \\ &\quad \times [1 - \exp(-y^+/5)]^2 \quad (M-5) \\ A_t^+ &= 70 \left[1 - \exp\left(-\frac{u_{i*}}{u_*}\right) \right] \quad (M-6) \\ \nu_t &= C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad R_t = \frac{k^2}{\nu \epsilon} \\ \sigma_k &= 1.4, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{\epsilon 1} = 1.4, C_{\epsilon 2} = 1.8, C_\mu = 0.09 \\ \text{Boundary Conditions} \\ \epsilon_i &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right], \quad (M-7) \\ (\epsilon &= \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \text{ at wall}) \\ k_i &= D_i k_a \quad (D_i = 0.8) \quad (M-8) \\ (k &= 0 \text{ at wall}) \end{aligned}$$

表 3 実験条件

	Reynolds number	Temperature [°C]	Mean velocity [cm/s]	Water level [mm]
Case 1				
Water	11500	17.5 ~ 18.6	12.3 ~ 13.6	25.5 ~ 28.3
Air	0 ~ 5000	18.6 ~ 20.3	0 ~ 270.3	
Case 2				
Water	1200	19.7 ~ 22.0	1.3 ~ 1.5	23.4 ~ 26.6
Air	0 ~ 5000	21.3 ~ 22.7	0 ~ 237.2

図 5 界面波形状

速度は各相断面内平均流速である。 $Re_G = 5000$ 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 Case 1 で 0.3mm, 15Hz, 3cm, Case 2 で 0.4mm, 10Hz, 3cm であった。界面波形状を図5に示す。

Case 1 の液相 u_{rms} 分布を図6, 図7に示す。壁面パラメータで整理した図6の場合は界面剪断力によって界面近傍で u_{rms} が増加している。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。界面パラメータで整理した図7の場合は界面で一定値に漸近する挙動を示している。この時は無次元化パラメータの界面摩擦速度が剪断力による u_{rms} の増加分を打ち消していると考えられる。図8は実験の液相 u_{rms}^2 分布を計算による k 分布と比較したものである。計算と直接比較は出来ないものの定性的な挙動は計算と一致した。 $Re_G = 5000$ の界面下のデータが計算値を越えているのは界面波の周期運動の影響によるものである。変動速度のパワースペクトルにおける界面波周期数近傍の突起の面積から界面波の周期運動成分を推算し, この周期運動成分を取り除いた値を界面近傍の2点について図8中に半黒丸で表わした。界面最近傍点では界面波成分は約50%にも及ぶことが図8の白丸と半黒丸の比較から分かる。この成分が乱流輸送にどの程度寄与するかは今後の課題である。Case 2 の液相 u_{rms} を界面パラメータで整理した結果を図9に示す。図中 $Re_G = 1600$ のデータのばらつきが大きいのはこの時の変動周期が大きく約3分間の測定では数十回の event しか捕らえられず, 統計量を十分に測定しきれなかったためである。またこのデータの不確かさは非常に大きかったため図中に不確かさを表示していない。図10, 図11には液相 u_{rms} を平均流速 U で無次元化した値を表わす。図10の Case 1 の場合は図6と同様に界面剪断力が大きいほど界面近傍で値が大きくなっていることがわかる。図11の Case 2 の場合と図10を比べると界面波の存在によって界面近傍での値が大きくなる点と同じである。図11で壁側の値がばらついているのは, 壁側では界面側に比べて現象自体の周期が長くなり統計量の計測が困難になっているためである。

次に界面パラメータで整理した Case 2 の液相平均速度分布と普通速度分布との比較を図12に示す。界面が平滑な時は界面近傍平均速度分布は固体壁近傍と同様な挙動を示している。つまり, このとき自由界面は固体壁として取り扱える。しかし, 界面波が形成された時その分布は固体壁近傍とは様相が異なってくる。この結果は Cheung ら⁽⁴⁾の結果とどちらの界面形

図6 液相 u_{rms} 分布 (壁面パラメータによる整理)

図7 液相 u_{rms} 分布 (界面パラメータによる整理)

図8 液相 u_{rms}^2 分布

図9 液相 u_{rms} 分布 (界面パラメータによる整理)

 図 10 液相 u_{rms}/U 分布

 図 11 液相 u_{rms}/U 分布

図 12 界面側平均速度分布 (Case 2)

図 13 界面側平均速度分布 (Case 1)

図 14 界面側平均速度分布 (3モデル)

状の場合にも一致する。図 13 は Case 1 の液相平均速度分布を界面パラメータで整理したものである。この時の挙動は固体壁近傍とは全く異なったものとなっている。Case 1 について、計算は実験結果と気相レイノルズ数が大きい時には一部定量的に一致するが、気相レイノルズ数が小さい時には、ずれが出てくる。

ここで、界面へのレイノルズ応力の漸近挙動がそれぞれ y_i の 3 次、2 次、1 次に比例する三つのモデルを用いて計算を行ってみた。これらをそれぞれ 固体壁モデル、2 次モデル、1 次モデル（本研究の修正モデル、図中 Free surf. model）と呼ぶ。固体壁モデルは明・笠木のモデルを界面側にも用い、他のふたつは式 (5) の m を 2 または 1 とすることで漸近挙動を変化させた。図 14 は界面が滑らかな場合の Case 1 の界面側液相平均速度分布である。実験データは y_i^+ が小さい領域で 1 次モデルと 2 次モデルの中間に位置する。ここには載せていない Case 1 における他の気相レイノルズ数の場合の結果も同様の傾向を示した。自由界面への渦拡散係数の漸近挙動としては Ueda ら⁽¹⁴⁾ が y_i の 2 次程度であることを述べているのに対し、本研究のデータは 1 次と 2 次の中間を表わしている。図 15 は渦粘度によるモデルの比較である。固体壁モデルは界面近傍で k の減衰が速く、 ϵ の値は大きい。結果として乱流輸送に重要である渦粘度は 1 次モデル、2 次モデル、固体壁モデルの順に大きな値を界面近傍

図 15 計算による渦粘度 (3モデル)

で持っている。自由界面近傍でのレイノルズ応力の漸近挙動の決定には今後の実験データの蓄積が待たれるところである。

6. VITA 法による解析

液相側界面近傍の乱流に下壁からの bursting が及ぼす影響について調べるため VITA 法による解析を行なった。VITA 法は Komori ら⁽¹⁵⁾ の修正 VITA 法を用いた。一本のプローブを用いたため、それぞれの測定位置で検出関数を算出した。しきい値 $k = 0.4$ 、平均時間 $T^+ = 30$ は下壁近傍での bursting 検出周期があまり大きく変化しない時の値として選択し、この値を全ての解析に用いた。図 16 に Case 1 の結果の一

図16 VITA法による平均変動速度 u_{VITA} (Case 1) 図17 VITA法による平均変動速度 u_{VITA} (界面近傍) 図18 VITA法による平均変動速度 u_{VITA} (Case 2)

例を示す(図中 T_{burst} は検出周期を表す)。下壁の変動成分が界面に近づくにつれて減衰していることがわかる。界面近傍では界面波の周期運動の影響で振動が見られるが、その影響は下壁側では見られない。図17はCase 1の界面最近傍点($y_i = 0.5 \sim 0.85$ mm)でのデータをまとめたものである。振幅は減衰しているが界面近傍に下壁の bursting 周期とほぼ同周期の渦が捕えられた。また界面剪断力はその渦の振幅を増加させる傾向がある。図18はCase 2の場合である。Case 1と同じように bursting に特有な変動速度が見られる。界面側の速度分布がCase 2では固体壁近傍と同様の挙動を示したことを併せて考えると、Case 2では界面が平滑なとき、界面近傍で固体壁近傍と同様

な現象⁽⁸⁾が起きていると考えられる。Case 2の時、下壁に近づくにつれ検出周期が大きくなるのは下壁による粘性の影響と思われる。

7. 結論

(1) 水平管内気液層状流の運動量輸送について気液界面と界面剪断力に着目し実験を行なった。下壁からの影響がない場合(Case 2)、界面が平滑ならば液相から見た界面は固体壁として扱える。しかし、界面波が形成されるか、または下壁からの影響が存在する場合(Case 1)にはその様相は固体壁とは異なったものとなる。

(2) 気液界面への漸近挙動から $k-\epsilon$ モデルを修正し、気液層状流について数値計算を行なった。本修正モデルではレイノルズ応力が界面へ界面からの距離 y_i の1次で漸近するため下壁からの影響がない場合(Case 2)に見られた界面の固体壁としての挙動は予測できない。しかし、発達乱流液層の実験結果(Case 1)とは定性的に良く一致した。ここでの修正 $k-\epsilon$ モデルの漸近挙動は境界層外側からの変動を考えており、クエット流れ(Case 2)のように界面で乱れが生成される場合は特別な場合となるようである。

本研究の実験装置の製作に関して茨城高専 柴田裕一氏に協力していただいた。ここに記して謝意を表する。

文献

- (1) Bankoff, S.G., *Int. J. Multiphase Flow*, 6(1980), 51.
- (2) Lim, I.S., et al., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 106(1984), 425.
- (3) 甲藤 他, 伝熱学特論, 1984, 125., 養賢堂
- (4) Cheung, T.K., et al., *J. Fluid Mech.*, 194(1988), 133.
- (5) Nezu, I., et al., *J. Hydraulic Eng.*, 112(1986), 335.
- (6) Nakagawa, H., et al., *J. Fluid Mech.*, 104(1981), 1.
- (7) Komori, S., et al., *J. Fluid Mech.*, 203(1989), 103.
- (8) 日野 他, 土論, 357-2-3(1985-5), 75.
- (9) Akai, M., et al., *Int. J. Multiphase Flow*, 7(1981), 21.
- (10) Celic, I., et al., *PCH*, 5-3/4(1984), 217.
- (11) 弥津・中川, 土論, 387-2-8(1987-11), 125.
- (12) 明・笠木, 機論, 54-507, B(1988), 3003.
- (13) 明・笠木, 機論, 54-508, B(1988), 3512.
- (14) Ueda, H., et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 20(1977), 1127.
- (15) Komori, S., et al., *Phys. Fluids*, A1(1989), 339.