加熱傾斜面上を自由流下する液膜に生じるじょう乱波*

伊藤 昭彦^{*1}, 河野 博文^{*2}, 深野 徹^{*3}Generation of a Disturbance Wave on a Liquid Film Flowing Down
a Heated Inclined Plane

Akihiko ITO, Hirofumi KAWANO and Tohru FUKANO

An investigation was made into the generation of a disturbance wave on a liquid film flowing down a heated inclined plane. Theoretical analysis based on the instability caused by both dynamic and kinematic waves shows that the Marangoni effect due to surface tension gradient contributes to reduce the critical flow rate of liquid at the occurrence of a disturbance wave. Theoretical result also suggests the existence of two boundaries of generation of a disturbance wave at a fixed inclined angle. The flow pattern of a liquid film flowing on a heated brass duct was examined. As a result, one of the boundary which corresponds to the existence of the disturbance wave is qualitatively consistent with the theoretical result; the lower boundary, however, could not be observed because the liquid film breakdown occurred before reaching the lower critical flow rate. The measured velocity of a disturbance wave and its wave height are also discussed in comparison with those of an isothermal liquid film flow.

Key Words: Multiphase Flow, Surface Tension, Liquid Film Flow, Disturbance Wave, Marangoni Effect

1. 緒 言

固体面に沿って液体が薄膜となって流れる現象は、多くの工業機器に見られる。液体流量が少ない流動条件下であっても、液膜は通常波動を伴っており、その膜厚は時間的に変動して、これが伝熱特性ひいては装置の効率や安全性に大きくかかわっている。

液膜に生じる波は、そのパターンのみが伝ばするいわゆる位相波動的な性質をもつ波(T波と定義)と、基底液膜上に液塊となって通過するじょう乱波(D波と定義)に分けられる⁽¹⁾⁽²⁾。D波は一度に大量の液体を輸送することから、基底液膜の流動や伝熱、あるいは一度破断した液膜の再生に少なからず影響を与えている⁽³⁾⁽⁴⁾。著者らは、これまで等温液膜流のじょう乱波の生成機構について種々の流路中を自由流下する場合⁽²⁾や気流を伴う場合⁽⁵⁾⁽⁶⁾に対して理論と実験から調査してきた。等温液膜流を対象としたのは、波の発生が第一義的に流体力学的な不安定性に基づくからである。一方、加熱液膜流では液温の変化による物性値の変化

のほかに、液膜がサブクール状態にある場合は液表面の温度分布に起因したマランゴニ効果が加わり、これがじょう乱波の生成に影響することが考えられる。

加熱された傾斜面上を自由流下する液膜に生成する波については、これまでにオル・ゾンマーフェルト式を基礎とした解析⁽⁷⁾⁽⁸⁾がいくつかなされているが、これらの解析結果には実験条件から一義的に決定できない無次元パラメータが含まれていて、実験結果との比較が容易でない。したがってこれらの解析がはたしてじょう乱波に対してはどうかの物理的解釈も明確でない。本報は上述の等温自由流下液膜の解析⁽²⁾に、マランゴニ効果による気液界面せん断応力の変動成分を加えて解析を行い、実験と比較した結果を述べたものである。その一方で、膜厚と波速度の測定結果を基に加熱流下液膜のじょう乱波の性質についても等温流下液膜のそれと比較して言及する。

2. おもな記号

C₊: 波速度 m/sC₀: 界面速度 m/sC_D: じょう乱波の速度 m/s

h: 液膜厚さ m または mm

h_D: じょう乱波の波高 m または mm

* 原稿受付 平成2年10月2日。

^{*1} 正員, 大分大学工学部 (☎870-11 大分市旦野原700)。^{*2} 准員, 日本鉱業(株) (☎879-22 大分県北海部郡佐賀関町)。^{*3} 正員, 九州大学工学部 (☎812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

k : 波数 $\equiv 2\pi/\lambda$ m^{-1} q : 熱流束 W/m^2 T : 温度 K u : 液体の断面平均速度 m/s U : 液体速度 m/s x : 流れ方向の座標 m y : 流れ垂直方向の座標 m α : 式(10) β : 運動量補正係数 Γ : 単位幅当たりの液体体積流量 m^2/s ϕ : 傾斜角 $^\circ$ λ : 波長 m または mm τ : せん断応力 Pa σ : 表面張力 N/m

流動様式

D: じょう乱波流れ

T: 二次元波流れ

NW: 液膜破断を伴う流れ

添字

 i : 気液界面 w : 壁面

3. 理論解析

3.1 基礎式 本研究で対象としている傾斜面上を自由流下する液膜は薄く、液膜レイノルズ数 $Re_l(\equiv 4\Gamma/\nu_l; \Gamma$: 単位幅当たりの液体体積流量, ν_l : 液体の動粘性係数)が1000以下と小さいので、流れは層流とし十分発達しているとして扱う。また、壁面からの熱流束は一定とする。

図1に示すように、流れ方向と流れに垂直方向を x と y 、液膜厚さを h 、液体の速度 U 、液膜の厚さ方向平均速度を $u(\equiv \int_0^h U dy/h)$ 、壁面せん断応力を τ_w 、気液界面せん断応力を τ_i とすると、液膜に対する連続の式と運動方程式はそれぞれ次のようになる。

図1 流動モデルと記号

$$h_i + (hu)_x = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$(hu)_i + \left(\int_0^h U^2 dy + \frac{1}{2} g_1 h^2 \right)_x + \left(\frac{\sigma k^2 \delta h}{\rho} \right)_x = \frac{1}{\rho} (\tau_i - \tau_w + \rho g_2 h) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 g は重力の加速度、 σ は表面張力、 ρ は密度であり添字の i と x はそれぞれの微分を表す。式(2)の左辺第3項は気液界面の波動が $\delta = A \exp ik(x - ct)$ で与えられたときの表面張力である。ここで k は波数、 λ は波長、 c は波速度である。式(2)の右辺第1項の τ_i は表面張力の流れ方向温度変化に基づくもので、次式で表せる。

$$\tau_i = \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \sigma_T \frac{\partial T}{\partial x}, \quad \sigma_T \equiv \frac{d\sigma}{dT} \quad \dots\dots\dots (3)$$

液体の速度分布に基づいて定義される運動量補正係数 $\beta(\equiv \int_0^h U^2 dy/u^2 h)$ と式(1)とを用いれば、式(2)は次のようになる。

$$hu_i + (2\beta - 1)huu_x + (\beta - 1)u^2 h_x + \beta u^2 h_x + g_1 h h_x + \frac{\sigma k^2}{\rho} (\delta_x h + \delta h_x) = \frac{1}{\rho} (\tau_i - \tau_w + \rho g_2 h) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、液界面の変動が微小であるとして、それぞれの諸量を時間平均値(記号に一を付して表す)と微小変動成分の和として、次のように表す。

$$u = \bar{u} + u', \quad h = \bar{h} + \delta$$

$$\tau_w = \bar{\tau}_w + \tau'_w, \quad \tau_i = \bar{\tau}_i + \tau'_i \quad \dots\dots\dots (5)$$

気液界面が変動しても速度分布が相似であるとする、 $\beta = \bar{\beta}$ で一定となる。式(5)を式(1)と式(4)に代入し、主流は十分発達しているから、 $\bar{u}_x = \bar{h}_x = 0$ 、 $-\bar{\tau}_w + \rho g_2 \bar{h} = 0$ 、 $\bar{\tau}_i = 0$ とし、さらに高次の微小量を省略すると、各式は次のようになる。

$$\delta_i + \bar{u} \delta_x + \bar{h} u'_x = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$u'_i + (2\bar{\beta} - 1)\bar{u}u'_x + (\bar{\beta} - 1)\bar{u}^2 \delta_x / \bar{h} + g_1 \delta_x + \sigma k^2 \delta_x / \rho = (\tau'_i - \tau'_w + \rho g_2 \delta) \quad \dots\dots\dots (7)$$

壁面せん断応力の変動成分 τ'_w は時間平均値 $\bar{\tau}_w = \mu d\bar{u}/dy|_{y=0} = 3\mu \bar{u}/\bar{h}$ からのずれが小さく、次の関係が成り立つものとするれば、次式を表せる。

$$\tau'_w = \tau_w - \bar{\tau}_w \approx 3\mu \left(\frac{u}{\bar{h}} - \frac{\bar{u}}{\bar{h}} \right) \approx 3\mu \frac{u'}{\bar{h}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

一方、気液界面せん断応力の変動成分 τ'_i は液面の伝熱条件から次の二つのモデルについて解析する。

(1) 液膜表面で断熱の場合($q_i = 0$) 壁面からの熱がすべて液体によって運ばれる場合で、液膜を層流とすると液膜表面の温度の時間平均値は $\bar{T}_i = \bar{T}_w - 5/8 \cdot q_w / \lambda_l \cdot \bar{h}$ となる。ここで、 $\bar{T}_w$ は壁面温度の時間平均値、 λ_l は液体の熱伝導率を表す。液表面の温度は、

その変動量が微小であるから、時間平均値からのずれは小さく、次のように表されるものとする。

$$T_i = \bar{T}_w - \frac{5}{8} \frac{q_w}{\lambda_i} h = \bar{T}_w - \frac{5}{8} \frac{q_w}{\lambda_i} (\bar{h} + \delta) \dots (9)$$

上式を x で微分して式(3)に代入すると気液界面せん断応力の変動成分は次のようになる。

$$\tau'_i = -\alpha \frac{q_w}{\lambda_i} \sigma_T \delta_x, \alpha = \frac{5}{8} \dots (10)$$

式(8)と式(10)を式(7)に代入し、 x で微分する。さらに式(6)を用いて、 u' の項を消去して、次の波動方程式を得る。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + C_+ \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + C_- \frac{\partial}{\partial x} \right) \delta + \frac{g_2}{\bar{u}} \left(\frac{\partial}{\partial t} + C_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \delta = 0 \dots (11)$$

ここで、

$$C_{\pm} = \bar{\beta} \bar{u} \pm \sqrt{(\bar{\beta} - 1) \bar{\beta} \bar{u}^2 + g_1 \bar{h} + \sigma k^2 \bar{h} / \rho + \alpha \sigma_T q_w / \rho \lambda_i} \\ C_o = 2\bar{u}, \alpha = 5/8, \bar{\beta} = 6/5 \dots (12)$$

である。

式(11)の左辺第1項は流れ方向と、反対方向にそれぞれ C_+ と C_- の速度で伝播する dynamic wave であり、左辺第2項は流れ方向のみ C_o の速度で進行する kinematic wave である。式(11)は界面に生成する波が、これらの波の重ね合わせで表せることを意味している。等温液膜流⁽²⁾との相違は流れ方向の液表面の温度こう配に起因したマランゴニ効果が dynamic wave の速度 $C_{\pm}$ 中に含まれることにある。

(2) 壁面からの熱が液面で放散される場合 ($q_i = q_m$) 液膜内の温度は深さ方向に直線分布となり、液

膜がサブクール下にある場合は液膜厚さの変動に伴って表面温度も変化する。一方、液表面からの蒸発がある場合でも液膜厚さは有限であるから、壁面からの加熱の時間遅れがあり、液膜の表面温度は必ずしも平衡にならない可能性もある。したがって一つの極限の条件としてモデル(2)を想定する。(1)と同様に、液表面の温度は時間平均値からのずれは小さく、次式で与えられるものとする。

$$T_i = \bar{T}_w - \frac{q_w}{\lambda_i} h = \bar{T}_w - \frac{q_w}{\lambda_i} (\bar{h} + \delta) \dots (13)$$

(1)と同様にして、 τ'_i が次のように得られる。

$$\tau'_i = -\alpha \frac{q_w}{\lambda_i} \sigma_T \delta_x, \alpha = 1 \dots (14)$$

(1)と(2)の差異は、式(10)と式(14)を比べてわかるように、 τ'_i の係数 α の違いのみである。実際の加熱液膜流ではこれらの二つの条件の間にあると考えられる。

3・2 じょう乱波の発生条件 じょう乱 δ が $\delta =$

図3 異なった材質の流路における流動様式図の比較 (等温液膜)

図2 実験装置概要

図4 膜厚の累積度数分布 (等温液膜)

$a \exp i(kx - \omega t)$ で与えられるとすると、式(11)から次の条件を得る。

$$(\omega - kC_-)(\omega - kC_+) + i \frac{g_2}{u} (\omega - kC_0) = 0 \quad \cdots (15)$$

上式の左辺第2項の $g_2/\bar{u} (=3\nu_i/\bar{h}^2)$ は $\nu_i \approx 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\bar{h} \approx 0.4 \text{ mm}$ から $g_2/\bar{u} \approx 20 \text{ s}^{-1}$ 、一方、 $k (=2\pi/\lambda) \approx 200 \sim 300 \text{ m}^{-1}$, $C_+ \approx 1 \text{ m/s}$ の程度と考えられるから、本研究で対象とした液膜では $kC_+/(g_2/\bar{u}) \gg 1$ が成立すると考えてよい。このとき ω は近似的に次のようになる⁽⁹⁾。

$$\omega \approx \left\{ kC_+ - i \frac{g_2}{u} (C_+ - C_0)/(C_+ - C_-) \right. \\ \left. kC_- - i \frac{g_2}{u} (C_0 - C_-)/(C_+ - C_-) \right\} \quad \cdots (16)$$

dynamic wave が不安定となる条件は $I_m(\omega) > 0$ から、 $C_0 \geq C_+$ となる。これをじょう乱波の発生条件とすると、発生境界は $C_0 = C_+$ から、次のようになる。

$$\frac{2}{5} \bar{u}^2 = g_1 \bar{h} + \frac{\sigma k^3 \bar{h}}{\rho} + \frac{\alpha \sigma \tau q_w}{\rho \lambda_i} \quad \cdots (17)$$

液体の単位幅当たりの体積流量を $\Gamma (= \bar{u} \bar{h})$ とすると、

図5 等温液膜および加熱液膜の流動様式

図6 流路幅方向の流量分布

じょう乱波の生じる臨界液体流量 Γ_{cr} は次式となる。

$$\frac{2}{15} \frac{g_2}{\nu_i} \Gamma_{cr} = g_1 + \frac{\sigma k^2}{\rho} + \frac{\alpha \sigma \tau q_w}{\rho \lambda_i} \sqrt{\frac{g_2}{3 \nu_i \Gamma_{cr}}} \quad \cdots (18)$$

4. 実験装置および方法

実験装置の概要を図2に示す。供試流路は幅40 mm、深さ5 mmの長方形断面をもつ、長さ1.06 mの黄銅製で流路の傾斜角を水平から垂直まで任意の角度に設定できるようにしてある。定水位タンクより供給された水は、流量調節バルブをへて流路入口部に至る。ここで、多孔質板により流路幅方向にほぼ均一となった液膜が傾斜面を流下し、0.85 m下流の測定部を通過して流路出口に至る。この種の長方形断面をもつ流路では、両側壁によるメニスカスの影響はさげられない⁽¹⁰⁾。そこで、出口端に分離板を入れ、流路を幅方向に4等分して、それぞれの流量を補集法により測定した。理論との比較においては、すべて流路中央部の値 Γ_c を用いた。液膜の加熱は、流路の下面に設置した500 Wのシリコンラバーヒータを用いて入口部と出口部との間の0.75 mの区間で行った。加熱量はスライダックで調整し、熱流束はヒータの長さ l 、入口の液温度と出口のバルク液温度との差 ΔT 、流量 Γ から $q_w = \rho C \Gamma \Delta T / l$ を用いて算出した。上式から得た熱流束と電気入力から求めた熱流束の差は十分小さかった。

測定部では、触針法を用いて液膜厚さ、波高、波数および波速度の諸量が測定された。波数は波の通過ひん度から、波速度は一定間隔において設置した2本の触針間の時間遅れから、それぞれ算出した。使用した触針は先端径約32 μm の縫針で、上下に微動可能にしてある。流路底面より触針先端までの距離は最小目盛

図7 T-D境界の理論値と実験値の比較

0.01 mm のダイヤルゲージで測定した。実験条件は、傾斜角 $\phi = 0 \sim 90^\circ$, 単位幅当たりの水流量 $\Gamma_c = 7 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, 熱流束 $q_w = 0 \sim 2 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, 入口部の水温約 15°C である。

5. 結果および考察

5.1 流動様相 視察によって判別した等温液膜流の流動様式線図を図3に示す。おのおのの波の間隔が比較的整然とした二次元波流れ(T)から、液流量を少しずつ増加させると一つの波と次の波の間隔がつまり、次第に波高の高い波(D)が現れてくる。流下液膜でのTからDへの遷移は比較的緩慢で両者の混在した流れも存在する。例えば、触針法を用いた水膜厚さの時間的変動から、気体の存在確率を正規確率紙上に表すと図4のようになる。正弦波的な波形に特有な分布を示すT領域から、じょう乱波と基底液膜に相当する2本の直線で近似できる明確なD領域に移向するのに

図8 T-D境界に与える波長の影響

図9 T-D境界に与える液温の影響

かなりの水流量を必要とする。図3中のT-D境界は遷移領域の下限と上限のほぼ平均値で示してある。本実験では液膜の加熱のために黄銅製流路を用いているが、これまでのアクリル製流路(幅40 mm, 深さ5 mm, 長さ2 m)と比較して、図3中に示している。上述のようにT-D境界が比較的幅があることを考えると、流路の材質の違いはD波の発生に影響しないと言える。流路の材質の違いはおもに液膜破断を伴う流れ(NW)領域に表れる。NW領域の相違は、おもにアクリルと水の前進接触角約 80° ⁽⁴⁾ に対する黄銅と水の約 33° の違いに起因していると考えられる。すなわち、NW近傍の低流量域では液膜は非常に薄く、わずかな変動でも瞬間的に微細なドライパッチが生じる可能性があり、アクリル面ではそれがはじけるように広がるのに対し、黄銅面ではドライパッチの進行が緩やかで、それが広がる前に液膜が元の状態に回復し、破断しにくいと考えられる。

図5は視察から得た黄銅製流路での加熱液膜流の流動様式線図を等温液膜流のそれと比較した結果である。T-D境界は熱流束の増加にしたがって低流量側に移行する。例えば、図5中の○印で示した実験点は非加熱の流動様式はTである。この条件での流路幅方向(z方向)の流量分布は、図6の○印で示すように、流路中央部の流量が両端の流量に比べてずっと少ない。いま、入口部の水流量(全流量)を一定にした状態で加熱を行うと、図6中の△印と□印で示すように、流路幅方向の中央部の流量 Γ_c が増加して流量分布は幅方向に均一化する。これは液膜が加熱されることによってTからDに遷移(図5の△印と□印)し、じょう乱波が大量の液体を輸送したことによる。

5.2 T-D境界の理論と実験の比較 本解析では層流解を基礎としているが、時間平均膜厚の実測値と

図10 等温液膜と加熱液膜の膜厚の累積度数分布の比較

の比較においては、おおむね液膜は層流とみなせる。T-D境界の実験値と式(18)より得られた理論値を比較して図7に示す。観察されたT波の波長は10~20 mm程度であったので、図7中の理論値は変動成分の波長を15 mm一定として求めたものである。実験値と理論値を比較すると、モデル(2)のほうが(1)よりも実験値に近い。それでも加熱時のD波の発生する水流量は実験値のほうが小さい。この理由として(1)波長の長いT波の存在、(2)液温の上昇に伴う物性値(粘性係数)の変化、(3)液膜厚さの流路幅方向分布の影響、などが考えられる。図8はT-D境界の波長依存を示した計算値で、長波長のじょう乱成分不安定になりやすい。しかし非加熱と加熱時のT波の波長に差は見られないことと、非加熱時のT-D境界の理論値のほうが $\phi > 30^\circ$ で小さいことなどを考え合せると、(1)の影響はあまりないと思われる。図9は等温液膜の状態で液のバルク温度のみを変化させた場合のT-D境界の理論値である。液温の上昇によりT-D境界が下がるのは、おもに粘性係数の低下による。しかし、本実験での加熱によるバルク温度の上昇は5~10°Cであり、粘性の低下のみでは図7の実験値と理論値の差異は説明できない。一方、流路側壁近傍の液膜は中央

部のそれよりも厚く、液表面温度は幅方向に分布をもち、これにより幅方向にもマランゴニ力が働く。視察によると、D波はまず側壁近傍より発生し、しだいに中央部にまで及ぶようになる。以上のことから、T-D境界の臨界流量の実験値が理論値を下回ったのはおもに上述の(2)と(3)の効果によると思われる。

図7で示した加熱液膜のT-D境界の理論値によれば、一つの傾斜角に対して二つの臨界流量が存在する。液流量が大のT-D境界は、dynamic waveの速度が重力と表面張力[式(12) C_+ の平方根中の第2項と第3項]に支配されるのに対し、 Γ_c が小のT-D境界はマランゴニ力[式(12)の平方根中の第4項]の影響が大となる。つまり、マランゴニ効果により C_+ の速度が減少(σ_T が負)し $C_0 > C_+$ の条件を満足しやすくなることによる。しかし水に対する後者のT-D境界は流量が極めて小さく、NW領域と重なり本実験では観察されなかった。スピンドル油のような高粘性の液体ではD波が高流量で発生するから、NW領域との流量差が大きいため、下限のT-D境界の検証の可能性もあると考えられる。

5.3 加熱液膜流のじょう乱の性質 D領域における等温液膜流と加熱液膜流の膜厚の累積度数分布を

図 11 等温液膜の波高

図 13 等温液膜の最大波速度

図 12 加熱液膜の波高

図 14 加熱液膜の最大波速度

図 15 波高と最大波速度

比較して図 10 に示す。液膜を加熱することにより、(1)膜厚は全体的に薄くなる、(2)基底液膜とじょう乱波の区別が明確でなくなる。この傾向は傾斜角が大きいほど著しい。

膜厚の確率分布(図 10)から、気体の存在確率 1% に対応する膜厚を最少膜厚 h_{fmin} 、屈折点(図 10 では確率が $a(\%)$ に対応)の膜厚を基底液膜最大膜厚 h_{Bmax} 、 $(h_{Bmax} - h_{fmin})/2$ を基底膜厚 h_B 、じょう乱波相当部の 99% に対応する点、すなわち確率が $99 + 0.01a$ の膜厚を最大膜厚 h_{fmax} とし、 $(h_{fmax} - h_B)$ をじょう乱波の波高 h_D と定義した⁽¹⁾。等温液膜流と加熱液膜流の波高 h_D は図 11 と図 12 に示すとおりである。等温液膜流の波高は水流量の平方根にほぼ比例して増加するのに対し、加熱すると低流量側での波高は非加熱のそれよりも若干高いが、流量の増加とともに一度減少する。一方、最大液膜近傍で測定された非加熱および加熱液膜流の最大波速度 C_{Dmax} は図 13 と図 14 に示すとおりで、同一の傾斜角で比較すると両者の間に明確な差異は見られない。したがって、 h_D と C_{Dmax} の関係を例えば $\phi = 60^\circ$ について示すと、図 15 のように、加熱時の C_{Dmax} は波高の増加に対して極小値をもつ。この理由をマランゴニ効果と基底液膜の粘性の低下の相乗作用として、以下のように推測した。図 16 は基底液膜の速度 U_B と C_{Dmax} の比をとったもので、 U_B は二次元層流解より求めたもので、次式で与えられる。

$$U_B = -\frac{g \sin \phi}{2\nu_l} (h_B^2 - 2h_{fm}h_B) \dots \dots \dots (19)$$

h_{fm} は平均膜厚(確率分布の 50% に相当)、 ν_l は水の粘性係数で入口と出口の平均温度に対する値を用いた。 $\Gamma_c < 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ で、加熱液膜流の C_{Dmax} が U_B に比べ著しく大きい。これはマランゴニ効果が波立ちを助長し、 h_B を減少させたことによる。すなわち、この領域での水輸送に果たすじょう乱波の役割は大きい。水流量を増加させると、液膜は厚くなって波の頂と谷との温度差は小さくなり、マランゴニ効果は減少

図 16 基底液膜速度と最大波速度の比

する。これに伴って基底液膜厚さは増加し、さらに粘性の低下により非加熱の場合よりも U_B は増加する。例えば、 $\phi = 60^\circ$ で基底液膜の温度が 10°C 上昇すると U_B は約 30% 増加する。つまり、基底液膜による水輸送の割合が増え、じょう乱波の波高は減少する。これらのことから、加熱液膜流では加熱により基底液膜速度が増加したため水流量の増加により波高が小さくなるにもかかわらず波速度が非加熱のそれとほとんど変わらないと考えられる。さらに水流量が増加すると、加熱の影響は減り、波高、波速度ともに次第に非加熱の状態に漸近するものと思われる。

6. 結 論

加熱された傾斜面を自由流下する液膜におけるじょう乱波の発生機構を理論的に検討し、実験結果と比較した結果、以下の結論を得た。

(1) マランゴニ効果は dynamic wave の波速度にのみ関係し、これを減少させるように働く。気液界面の液体粒子速度が波速度を超えるときをじょう乱波の発生条件としたが、加熱により波速度が減少してじょう乱波は発生しやすくなる。

(2) 理論解析結果は、一つの傾斜角に対してじょう乱波となりうる二つの臨界流量の存在を示唆した。下限の臨界流量はマランゴニ効果に起因しているが、水での実験では液膜破断領域と重なり観察されなかった。

(3) 加熱流下液膜のじょう乱波は等温流下液膜のそれと比較して、低流量側では波高が大で基底膜厚が薄く、じょう乱波の液体輸送に果たす役割は大きい。流量が増加すると、波高が減少する一方、基底液膜速度が増加するため、液体は基底液膜によって輸送される割合が増加する。

文 献

- (1) 深野・ほか5名, 機論, 46-409, B(1980), 1617.
 - (2) 伊藤, 日本流体力学誌, なかれ, 4-2(1985-6), 138.
 - (3) 深野・ほか2名, *PhysicoChemical Hydrodynamic*, 6-1/2(1985-9), 23.
 - (4) 伊藤・佐々木, 機論, 52-475, B(1987), 1261.
 - (5) 深野・ほか3名, 機論, 51-462, B(1985), 503.
 - (6) 深野・ほか3名, 機論, 53-494, B(1987), 2982.
 - (7) Sreenivasan, S. and Lin, S. P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 21(1978), 1517.
 - (8) Kelly, R. E. and Gousis, D. A., *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf., Munich*, 5(1982), 319.
 - (9) Whitham, G. B., *Linear and Nonlinear Waves*, (1973), 85, John Wiley & Sons.
 - (10) 深野・ほか5名, 機論, 49-448, B(1983), 2704.
-