

第3章 実験 I 流下液膜の発達特性

3.1 緒言 I

流下液膜の流動は、熱や物質移動に係わる重要な現象である。例えば、熱工学での凝縮器や蒸発器、海水淡水化プラント、化学工学での漏れ塔や反応塔などの装置設計や運転特性に関連して、この液膜の流動特性を知ることが必要となる。また、環状流や対向流などの二相流研究においても、界面にせん断力が働かない条件、すなわち重力・表面張力・壁面せん断力のみ作用する体系での液膜厚さと波動の基礎的特性を知る目的で、さまざまな条件下で理論および実験的研究がなされている。液膜界面における波の形成は物質伝達率や熱伝達率の増大と関連し、また液膜の流量減少や熱流束の上昇によって生じる液膜破断条件と密接に関わるため、その時空間変動特性を正しく整理することは機器の設計において重要となる。液膜の破断や再生については、等温液膜流に限ってみてもドライパッチに作用する力の釣合いや、液膜流のエネルギーの観点から検討されており、特に擾乱波の液体輸送に果たす役割と、基底液膜部における微小な波動特性が液膜の破断・再生機構を考えるうえで重要であることが示されている[深野・他3名, 1985]。しかしながら従来の触針法、静電容量法、電気抵抗法を用いた実験的研究では、ほとんどが流下方向の一点についての情報のみで整理されているため、液膜の流動特性の把握が必ずしも十分ではない。液膜流量によって異なるが、液膜は流下方向に変化し、流れの特性が一定となるのは約2 mも下流となる。従って、液膜の破断・再生機構を正しく評価するためには、助走距離に対する液膜界面構造の変化を詳細に整理する必要がある。

この章の目的はこのような現状を背景とし、LFDの有用な性質を利用して、鉛直面上および円管内壁面に沿って流下する液膜界面波の時間変動特性、特に従来あまり検討されてこなかった流下方向に対する局所液膜厚さの変化を測定し、現象の諸特性を整理することである。これによって、液膜の流下方向発達特性に関する新たな知見を得るとともに、液膜の物質伝達や熱伝達および液膜破断条件に関連する界面波の形状とその移送速度および変形等を基に液膜の発達メカニズムを数値的に検討するための高精度なデータを提供する。

3.2 平板流下液膜の発達特性

3.2.1 平板流下液膜実験装置・実験条件

(1) 実験装置

Fig. 3.1, Photo. 3.1に平板流下液膜実験で使用した実験装置の概略を示す。

装置本体は幅210 mm、深さ50 mm、長さ600 mmで片面大気開放の透明アクリル枠であり、上部に取り付け式の液だめ部、下部に液回収部を設けた構造となっている。試料媒体である水はイオン交換樹脂で充填された純水器を通り、電気伝導度 $0.1 \mu\text{S}/\text{cm}$ 以下となった後水位一定タンクへ送られ、流量調節バルブを通り本体上部の液だめ部に供給される。純水は液だめ部下方に設けられたスリットを経てテスト部(幅210 mm, 長さ460 mm)に液膜を形成して流下する。液だめ部には直径約1 mmの多数の穴のあいたテフロン円管を設置し、幅方向に一様な液膜流を得た。アクリル枠と液だめ部の接続面にはテフロンシートが挿入されており、スリットの幅はこのテフロンシートの厚さを変えることにより任意に決定できる。媒体の温度はオーバーフロータンクと装置本体下部の液回収部にそれぞれ取り付けられた温度計によって監視し、本実験においては両者とも $15.0 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ になるように設定した。また、液回収部から流出する試料媒体の流量を測定することによって流下液膜の単位幅当たりの流量 I を算出し、液膜レイノルズ数を決定した。

Fig. 3.2に流下液膜厚さの時間変動波形を測定するための系統図を示す。

液膜厚さの測定は2.4.2項で述べた低流量条件下の測定精度を考慮し、測定は全ての実験条件において透明壁裏面側からの測定方法により行った。

図のようにLFDから発生するレーザー光を透明壁裏面側から液膜の流動部へ照射することにより、2.2.1項で述べた原理によって液膜厚さが信号処理機で自動演算され、その結果が電圧信号として出力される。LFDより出力された電圧信号はFFTアナライザーに取り込まれ、時間軸データ、振幅確率密度関数に変換後、コンピュータに保存される。得られた電圧時間データは液膜厚さに校正された後、式(2.4)による屈折の補正がなされ、液膜厚さの時間変動波形を得ることができる。データの採取は各実験条件に対し約6.4秒間、サンプル点数16,384点で行った。

(2) 実験条件

従来の流下液膜に関する研究では助走距離が1.5 m以上の十分発達した流れについての議論がほとんどであり、未発達域での液膜の流動に関する知見は重要にも関わらず非

常に数少ない。このような現状を考慮して、本実験では発達しながら流下する液膜、すなわち助走区間での流下液膜を対象とした。

実験は、流下液膜厚さの時間変動の測定と、液膜界面に形成される波の移動速度の測定に大別した。以下にそれぞれの実験条件を示す。

a. 液膜厚さの測定

流下液膜厚さの測定は液膜流量と助走距離を変化させて行った。

測定部は外乱の少ない壁面中央部であり、スリットからの距離 $L = 150 \text{ mm}$, $L = 250 \text{ mm}$, $L = 350 \text{ mm}$ を基準測定位置とした。それぞれの基準測定位置においてLFDを上下に2台設置し、微小空間 (33 mm) の膜厚変動量を調査する。すなわち計測ポイントはスリットから、 $L = 133.5 \text{ mm}$, $L = 166.5 \text{ mm}$, $L = 233.5 \text{ mm}$, $L = 266.5 \text{ mm}$, $L = 333.5 \text{ mm}$, $L = 366.5 \text{ mm}$ の位置となる。液膜流量は $Re_f = 56 - 706$ の範囲で設定し、液温度は $15.0 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ に調節した。実験条件の詳細をTable 3.1に示す。

b. 液膜界面波速度の測定

波速度の測定は液膜流量のみを変化させて行った。

計測ポイントは前述の基準測定位置 $L = 250 \text{ mm}$ とし、LFDを2台使用して液膜波速度を計測する。液膜流量は $Re_f = 32 - 676$ の範囲で設定し、液温度は $15.0 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ であった。実験条件の詳細をTable 3.2に示す。

Table 3.1 Experimental settings for measurement of film thickness

Position	Re_f	Mean Temp.
$L = 133.5$ mm, 166.5 mm	56, 101, 269, 344 373, 439, 531, 557 606, 631, 649, 704	15.0 ± 0.5 °C
$L = 233.5$ mm, 266.5 mm	79, 147, 254, 345 373, 422, 530, 549 593, 639, 649, 706	
$L = 333.5$ mm, 366.5 mm	78, 135, 218, 344 366, 431, 527, 561 606, 639, 649, 702	

Table 3.2 Experimental settings for measurement of wave velocity

Position	Re_f	Mean Temp.
$L = 250$ mm	32, 96, 135 178, 255, 339 519, 629, 676	15.0 ± 0.5 °C

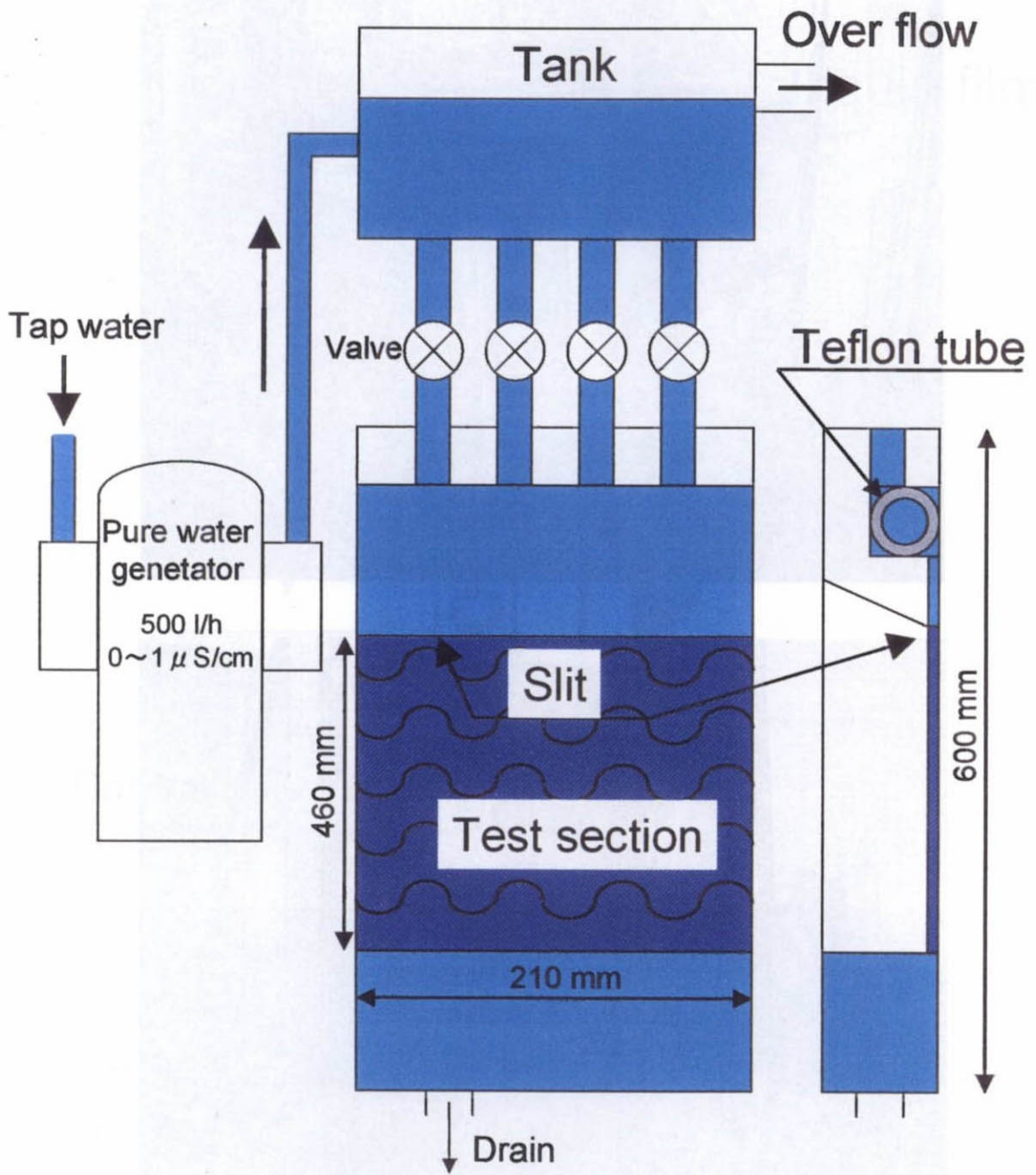


Fig. 3.1 Apparatus for the experiment I (plate wall)

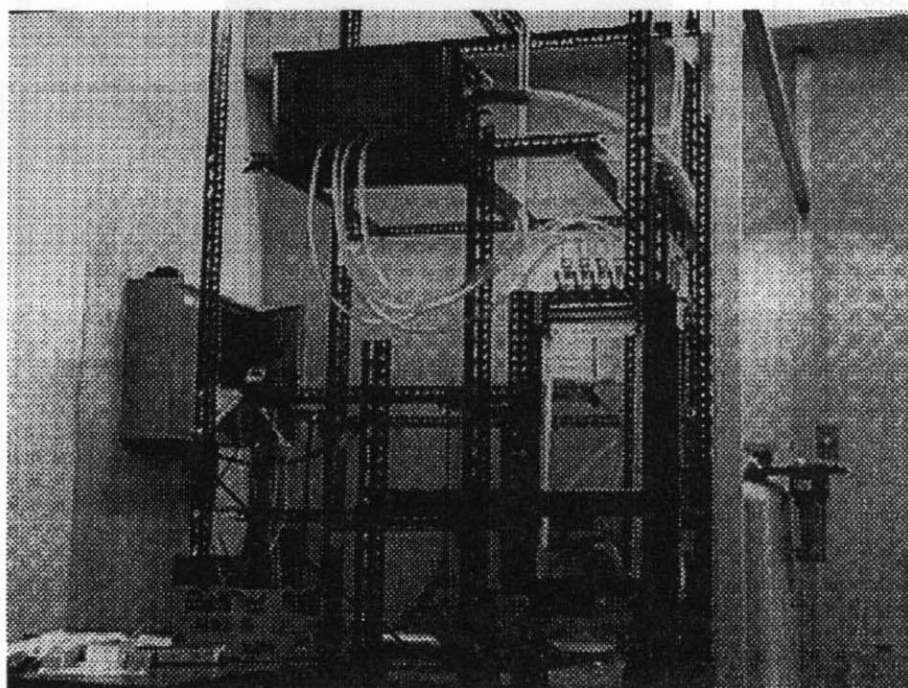
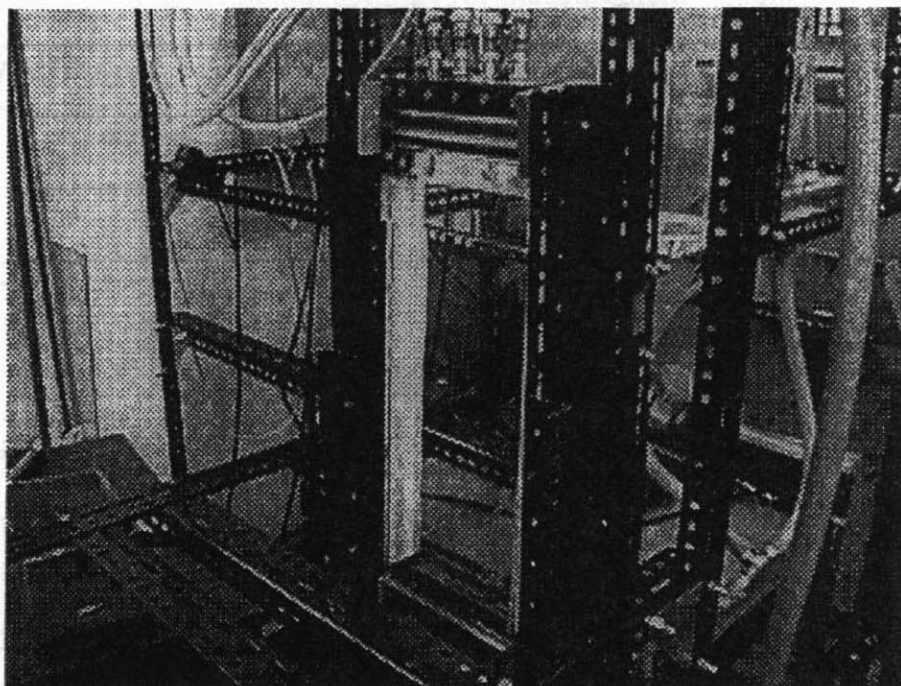


Photo. 3.1 Photographs of apparatus for the experiment I (plate wall)

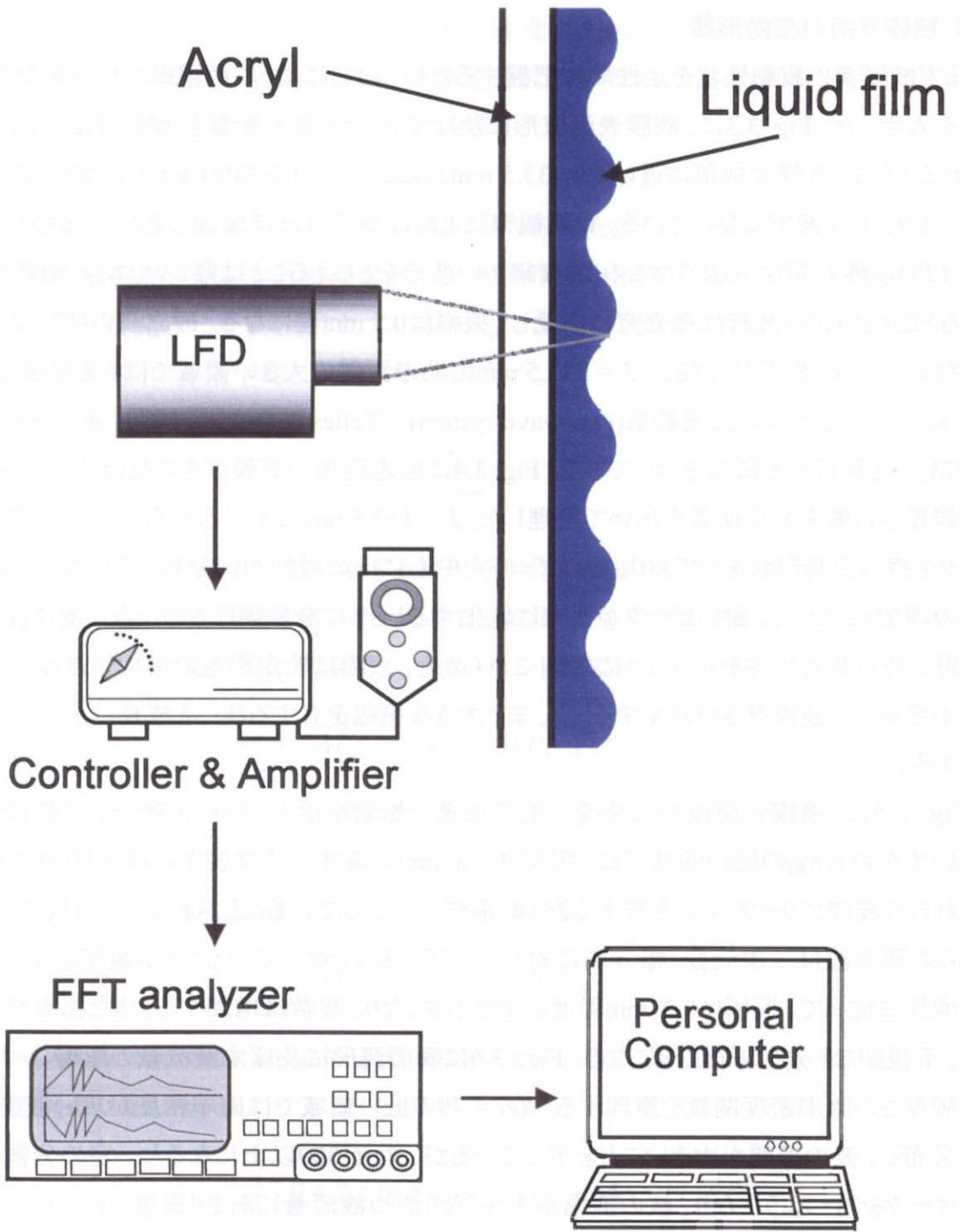


Fig. 3.2 Data acquisition system

3. 2. 2 平板流下液膜実験結果・考察

(1) 液膜界面の波動形態

まず液膜流の波動性状を定性的に把握するため、LFDによって液膜厚さの時間変動波形を入手した。Fig. 3.3に、液膜表面波形に及ぼす助走距離の影響を示す。Fig. 3.3に示されるように、液膜生成部に近い $L = 133.5$ mm点においては振幅0.1 mm以下の比較的そろったリップル波でになっている。目視観察によれば界面はほぼ鏡面と見なしうるものであり、LFD以外の測定方法ではこのような細かい波形をとらえることは難しい。助走距離が増えるとこのリップル波形は孤立波に成長し、振幅は0.5 mm程になる。孤立波の間には不規則なリップル的波形が存在し、 $L = 333.5$ mmの助走距離の大きい領域では、発達域で観測されるようないわゆる2波動系(two-wave system) [Telles & Dukler, 1970; 高浜・他4名, 1973]へと移行する傾向を示している。Fig. 3.4に助走距離の液膜厚さに及ぼす影響を、液膜厚さの確率密度関数を用いて整理した。 $L = 133.5$ mmにおける分布の形状は鋭いピークを持つ三角形状をしており、そのピークを中心にほぼ対称的に分布している。助走距離の増加につれて、鋭いピークが徐々に鈍化するとともに液膜厚さの小なる側に長いすそ野を持ち非対称性を示すようになる。これらから、液膜は助走距離の増加に伴って、流速が増加して液膜厚さが減少すること、また大きな振幅を有する波へと成長していくことがわかる。

Fig. 3.5に、液膜表面波形に及ぼす液膜流量の影響を示す。Fig. 3.5から、液膜流量の低いすなわち Re_f の低い領域では、振幅が0.8 mmに達する孤立波がほぼ等間隔にあり、それらの波間にリップル波を有する2波動系波形となっていることがわかる。目視では、これらの孤立波は二次元波(幅方向に対してほぼ一様)となっていることが観察された。 Re_f の増加に従って、振幅は0.2 mm程度にまで小さくなり、波数は増加する。また孤立波は消え、不規則なリップル的波形になる。Fig. 3.6に表面波形に及ぼす液流量の影響について液膜厚さの確率密度関数を整理する。 $Re_f = 79$ の低い領域では確率密度が広い液膜厚さに分布し、波の振幅が大きいことを示しているが、 Re_f が300以上になると一定の分散の鋭いピークを持つようになり、波の振幅が小さくなりかつ液流量にあまり影響されなくなることを示している。完全な発達域における流下液膜の波形は、 Re_f の増加とともに振幅が増大し複雑な2波動系波形を呈すると報告[高浜・他2名, 1978]されているが、本実験の助走区間においては逆の傾向を示す結果となった。これは、液膜生成部から十分な距離をおいた発達域と異なり、本実験のような液膜生成部に近く助走距離が短い条件では、液膜

が生成されてから測定部に達する時間も短く、波の成長に十分な時間が与えられないためであると考えられる。液膜流量すなわち流下速度が大きければ測定部までの到達時間も短くなり、波の振幅は小さくなる。一方液膜流量が小さくなれば到達時間は長くなり、よって波は互いに合体し孤立波を形成できるのである。

(2) 平均液膜厚さの特性

液膜流はFig. 3.3 - 3.6に示したように非定常的な波動を伴うが、それを平均化した値、すなわち平均液膜厚さを基本的物理量として、流動現象を解明する手がかりを得ようとする試みが多くの研究者によってなされている。ここではLFDで測定される平均液膜さ $\bar{\delta}$ を全膜厚サンプル値 n の算術平均として次式から求めた。

$$\bar{\delta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i \quad (3.1)$$

Fig. 3.7に Re_f および助走距離に対する無次元平均液膜厚さの変化をそれぞれプロットしてあるが、これらの値を評価するため、図中に他の研究者の理論式および実験式を共に記してある。ここでは層流域の理論式としてヌッセルトの式

$$\bar{\delta} (g \nu^2)^{1/3} = (3 Re_f)^{1/3} \quad (3.2)$$

を、また重力によるエネルギー供給速度と粘性による散逸速度との平衡関係について理論的考察を行い、液膜界面の波動の影響を考慮して上式に修正係数0.8を導入したKapitzaの次式[Kapitza, 1964]を示した。

$$\bar{\delta} (g \nu^2)^{1/3} = (2.4 Re_f)^{1/3} \quad (3.3)$$

一方、乱流域に対してはKarmanの速度分布から得られる理論式[Dukler & Bergelin, 1952]を図中に示した。

$$\left(3.0 + 2.5 \ln \bar{\delta}^+\right) \bar{\delta}^+ = Re_f + 64 \quad (3.4)$$

ここで、

$$\bar{\delta}^+ = u^* \bar{\delta} / \nu \quad (3.5)$$

であり、摩擦速度 u^* は壁面摩擦と重力の平衡式から、

$$u^* = \sqrt{g\bar{\delta}} \quad (3.6)$$

となる。

乱流域の実験式としては、Brauerの実験式[Brauer, 1956]、

$$\bar{\delta}(g \nu^2)^{1/3} = 0.208(4 Re_f)^{8/15} \quad (3.7)$$

高浜らの実験式[高浜・他2名, 1978]、

$$\bar{\delta}(g \nu^2)^{1/3} = 0.473 Re_f^{0.526} \quad (3.8)$$

がある。また、HenstockとHanrattyの式[Henstock & Hanratty, 1976] (Patankar-Spaldingモデルによる解) に対して、液膜表面波動の影響を考慮した補正係数を導入した新垣らの式[新垣・他3名, 1985]

$$\bar{\delta}(g \nu^2)^{1/3} = \left[8.92 Re_f^{5/2} + 4.04 \times 10^{-5} Re_f^{9/2} \right]^{2/15} \quad (3.9)$$

を図中に示した。

本実験で得られた平均液膜厚さは、 $Re_f = 50$ 付近の低液膜流量条件を除いてはヌッセルトの理論式と比較的よく一致していることがわかる。 $Re_f = 200 - 400$ の乱流遷移点を越えた比較的高い Re_f 条件下においてもこのようにヌッセルトの理論式と良く合うことは、助走区間 $L = 150 - 400$ mmにおいては流れの乱れがまだ発達せず層流性を保っていることを示している。 $Re_f = 50$ 付近の目視結果から二次元波と見なせる低液膜流量条件においてはヌッセルトの層流式から離れ、界面の波動を考慮したKapitzaの理論式および新垣らの補正式へと近づく傾向を示している。Fig. 3.5に示したように低流量では波の振幅が大きくなっている。従って低流量域では液膜表面波動の影響を考慮しなければならないことがわかる。また $Re_f < 200$ では、助走距離の影響は見られないが、 $Re_f = 200 - 400$ の乱流遷移点を境に影響があらわれ始める。助走距離の増加に伴って平均液膜厚さは減少し、ヌッセルトの層流式から離れてKapitzaの式に近づく傾向を示すようになるが、これは、液膜界面が平滑面的な状態の流動から徐々に波動を有する流れへと成長していることを示している。

(3) 最大・最小液膜厚さ・平均波高の発達特性

流下液膜の破断や形成については、等温液膜流に限ってみてもドライパッチに作用する力のつり合いや、液膜流のエネルギーの観点から検討されている。しかし、液膜には大小

さまざまな波が存在しており、均一な平滑面でないこと、また固体面が関与しており、その影響が複雑であることなどのため物理的解釈は十分でなく、これらの生じる流動条件は必ずしも明確ではない。ここで液膜の破断と再生機構を考える。Fig. 3.8に示すように、液膜を厚さ δ_b の連続層とその上を波高 h 、速度 C_w で通過する擾乱波から成る2層モデルより液膜の再生機構を考える。液膜上に生じたドライパッチのよどみ点での力のつり合いは、擾乱波による液体輸送を考慮すると次式のように表せる〔深野・他3名, 1985〕。

$$\int_0^{\delta_b} \frac{\rho}{2} u^2 dy + \int_0^{\delta_b} (\delta_b + h - y) \rho g dy + \frac{\rho}{2} h C_w^2 + \int_{\delta_b}^{\delta_b + h} (\delta_b + h - y) \rho g dy = \sigma (1 - \cos \theta) \quad (3.10)$$

ここで、 ρ : 液体の密度、 g : 重力の加速度、 σ : 液体の表面張力、 θ : 接触角、 u : 基底液膜内の速度分布である。

上式の左辺第1項と第2項は基底液膜の動圧と静圧による力、第3項と第4項は擾乱波の動圧と静圧による力を、右辺は表面張力による力を表す。すなわち、式(3.10)は表面張力よりも左辺の流体力のほうが大となったとき液膜が再生することを意味している。上記の流動モデルより、液膜破断機構を考えるためには、基底液膜部の挙動と波の性状、移動速度を整理することが極めて重要であるといえる。従って次に液膜界面構造の基本物理量となる、最大、最小液膜厚さおよび平均波高の流下方向発達特性を整理する。

Fig. 3.9 - 3.11に最大液膜厚さ δ_{\max} 、最小液膜厚さ δ_{\min} 、平均波高 \bar{h} の測定結果をそれぞれ示す。本実験において δ_{\max} と δ_{\min} は、液膜厚さの存在確率分布が99 %と1 %となる δ の値として、また平均波高は δ_{\min} からそれぞれの波の波頭までの距離 h の算術平均値としてそれぞれ定義される〔深野・他5名, 1980〕〔Chu & Dukler, 1974〕。実験条件によって異なるが、測定される波の主要成分10 - 100 Hzの波が重なっているため、約500 - 5,000の波を処理していることになる。従って最大・最小液膜厚さはそれぞれ液膜厚さの存在確率の99 %と1 %にすることにより、異常値は十分に除去できると考えられる。また一部の報告で使用されている95 %値と5 %値をそれぞれ最大・最小液膜厚さとしても、本実験においては算出される値にほとんど違いを生じなかったことを付記しておく。最大・最小液膜厚さ、平均波高については多くの実験式が提唱されているが、ここでは、助走距離 $L = 1,600$ mmの位置で触針法によって得られた伊藤・佐々木の実験式〔伊藤・佐々木, 1984; 伊藤・佐々木, 1986〕をFig. 3.9 - 3.11の図中に示す。なお、伊藤・佐々木の実験式は、本実験の

液膜温度と異なる条件で与えられているため、各値は重力加速度 g と動粘性係数 ν_f で与えられる無次元数を用いてそれぞれ比較している。

$$h_{\max} = 1.78 \times 10^{-5} Re_f^{0.68} \quad (3.11)$$

$$\delta_{\min} = 4.54 (g / \nu^2)^{-1/3} \quad (3.12)$$

$$\delta_{\max} = h_{\max} + \delta_{\min} \quad (3.13)$$

$$\bar{h} = 2.12 \times 10^{-5} Re_f^{0.53} \quad (3.14)$$

最大液膜厚さ δ_{\max} は、 $Re_f < 200$ において助走距離の影響が見られず、ばらつきはあるものの伊藤・佐々木の式と一致している。 $Re_f > 200$ では全体的に伊藤・佐々木の式よりも小さいが、助走距離の増加に従って液膜厚さは増加することがわかる。最小液膜厚さは、液流量の増加とともに大きくなっている。しかしながら $Re_f < 200$ では助走距離が大きくなるにつれ大きくなり、また $Re_f > 200$ では助走距離が大きくなるにつれ小さくなり、それぞれ伊藤・佐々木の式から求められる最小液膜厚さの値に近づいてことがわかる。また平均波高は、最大液膜厚さと同様に、 $Re_f < 200$ において助走距離の影響が見られず、ばらつきはあるものの伊藤・佐々木の式と一致している。 $Re_f > 200$ では全体的に伊藤・佐々木の式よりも小さいが、助走距離の増加に従って大きくなり本実験で助走距離の長い $L = 366.5$ mmでは、伊藤・佐々木の式と良く合っていることがわかる。

これらの最大液膜厚さ、最小液膜厚さ、平均波高の測定結果より、 $Re_f > 200$ の領域では、助走距離が大きくなるに従って波が発達し、その振幅が大きくなることがわかる。また $Re_f < 200$ の低液流領域では、波はすでに本実験のような $L < 400$ mmの短い助走距離で発達し、助走距離の大きい発達域で得られた実験式と良く合うことがわかった。

(4) 液膜界面波移動速度の特性

液膜界面波速度は、前述のように界面形状情報と同様、液膜破断条件のメカニズムを説明するために、マイクロな測定が必要とされてきている。そのため、液膜界面に形成される波の移動速度については、理論と実験の両面から数多くの研究がなされている。ここでは、引き続き液膜界面波の測定方法として、流れ方向におかれた2台の LFD を用いて、波速度の測定方法を検討するとともに、助走区間における流下液膜の界面波移動速度の特性を実験的に整理する。

LFD による波速度の測定方法

Fig. 3.12に液膜波速度の測定概念図を示す。図のように2台のLFDを流下方向に対して液膜界面側および透明壁裏面側にある一定間隔をおいて設置し、各々から出力される二つの電圧信号をFFTアナライザーに取り込む。次に、取り込んだ二つの波形データを周波数応答関数に変換することによって、周波数ごとの位相差を演算する。

ここで波の周波数を $f_w(\text{Hz})$ 、位相差を $\omega(\text{deg.})$ とすると、波の通過時間遅れ $t(\text{s})$ は

$$t = \frac{\omega}{2\pi f_w} \quad (3.15)$$

となり、LFD間の距離を $Z(\text{m})$ とすると、波の速度 $C_w(\text{m/s})$ は

$$C_w = \frac{2\pi f_w}{\omega} Z \quad (3.16)$$

で表すことができる。すなわち、FFTアナライザーで二つのLFD間を通過する波の位相差から、各周波数に対応する波の速度を求めることができる。本実験では、二つのレーザービームスポットの干渉をさけるためにLFD間の距離 $Z = 2.5 \text{ mm}$ とした。ここで、波の進行が流下液膜のように下流へ向けて一定方向のみを考慮すればよい場合、二つのLFDから得られる波の位相差が1周期以下であれば波の相関がとれる。すなわち検出できる位相差の条件は $\omega < 2\pi$ となり、この条件を式(3.16)に代入すると、測定可能となる波速度、LFD間の距離、周波数の関係は、

$$C_w > f_w Z \quad (3.17)$$

となる。次にLFDの空間分解能によって生じる波速度の測定限界を考える。ここで、LFDの空間分解能は $0.2 \mu\text{m}$ 、A-D変換による量子化能は測定範囲 2 mm を $4,096$ 点で表しているのほぼ $0.5 \mu\text{m}$ になる。ここで、A-D変換による空間分解能が律しているとして、空間分解能 $\delta s = 0.5 \mu\text{m}$ とする。振幅 A の波の変位量 Δ は、

$$\Delta = A \sin \omega \quad (3.18)$$

Δ は、 δs よりも大きくなければ位相差は表れないので、

$$A \sin \omega > \delta s \quad (3.19)$$

式(3.16) および(3.19)より、空間分解能によって生じる波速度の測定限界は、以下のように示される。

$$C_w < \frac{2\pi f_w}{\sin^{-1}(\delta s/A)} Z \quad (3.20)$$

上式より本測定系では、空間分解能が高いので、流下液膜実験のような比較的遅い波速度の領域では測定限界に至らないことがわかる。また1つの波を認識するためには1波長あたり4点以上の測定点があることが望ましく、LFDのサンプリング周波数 f_s は約1 kHzなので、

$$f_t < \frac{1}{4} f_s = 250 \text{ Hz} \quad (3.21)$$

従って、本測定系の計測可能領域は、Fig. 3.13 に示されるような範囲になる。波の速度を求める2つの液膜信号は、データ処理および機器の設置上からは同じ方向から測定される方が望ましい。しかしながら、上下に並べて設置した場合のビームスポット間隔は最小でも、LFDセンサの厚さである33 mmになり、Fig. 3.13 に示されるように測定可能な範囲はビームスポット間隔が 2.5 mm の場合に比較して非常に狭くなってしまふ。従って、本測定系では、液膜界面側および透明平板壁裏面側に LFD を設置している。

次に、界面波速度を画像処理により測定した結果と、LFD を用いて測定した結果を比較し、両者の測定差を評価する。平板の液膜界面波速度測定では、液膜発生領域の透明壁裏面側から光を当て、上方斜めから高速度ビデオカメラで鉛直流下液膜を撮影する。得られた画像をパーソナルコンピュータに取り込み、逐次棄却法〔谷田, 1996〕を用いた可視化画像処理を行い、速度ベクトルを求める。Fig. 3.14 に撮影された画像に、画像処理法により得られた波の速度ベクトルを重ねた例を示す。ここで高速度ビデオカメラの撮影画像範囲は 30 × 50 mm、ビデオカメラのシャッター速度は 1/12,000 s、光源は面発光ライトの連続光である。毎秒 1,000 コマで撮影された画像は、輝度信号のみがビデオテープに記録される。ビデオテープに記録された画像は、画素数 290 × 480 pixel でパーソナルコンピュー

タに取り込まれ、波速度が求められる。上方斜めから撮影されているため、得られた波速度には画像角度の補正がなされている。図より、助走距離が大きくなるに従い、速度ベクトルは短くなり波速度が小さくなっていることがわかる。なお、助走距離が短い $L = 150 \text{ mm}$ 付近では高速度ビデオカメラ画像では観測できないほど波立ちが小さくほぼ鏡面状態にあり、従って画像処理法による速度算出はできていない。Fig. 3.15 に、LFD による波速度 C_{wLFD} と画像処理法によって求められた垂直方向の波速度 C_{wIp} の関係を示す。両者の相関はよく、10 % の範囲内で一致している。すなわち LFD と画像処理法による測定法はほぼ 10 % の誤差内で波速度をそれぞれ測定できるということがわかる。

波速度の測定結果

Fig. 3.16 は 2 台の LFD から検出される波の位相遅れ ω (deg.) の測定例である。位相差は、1 回あたりのサンプリング周波数 10 kHz で 6.4 s 計測した値を処理している。Fig. 3.16 より各周波数ごとの速度を求めるようなより詳細な取り扱いが可能であることがわかるが、波の速度が周波数によらず一定であるとすれば、式(3.16)より、

$$\omega = \frac{2\pi Z}{C_w} \cdot f_w \quad (3.22)$$

となり、波の周波数と位相遅れ関係は一次式で表すことができる。ここでは、各周波数ごとの位相遅れ ω を最小二乗近似し一次相関を求め、式(3.22)より平均波速度を計算した。Fig. 3.17 は位相遅れに及ぼす液流量の影響を示している。Fig. 3.17 の位相差は、3 回の実験を平均した。Fig. 3.17 のように液膜 Re_f の増加に伴って相関線の傾きは小さくなり、波の速度は上昇することがわかる。

Fig. 3.18 は、測定された平均波速度 C_w の結果を示している。図中には発達域の波速度を整理した伊藤・佐々木の実験式 [伊藤・佐々木, 1986]

$$C_w = 5.91 \times 10^{-2} Re_f^{0.46} \quad (3.23)$$

およびヌッセルトの層流理論に基づいて算出した液膜表面速度の値

$$C_w = \frac{3}{2} \left[\frac{g\nu}{3} \right]^{1/3} Re_f^{2/3} \quad (3.24)$$

をそれぞれ示してある。Fig. 3.18からわかるように波速度は $Re_f = 30$ 付近の低い範囲を除いてヌッセルトの値とよく一致している。平均液膜厚さは $Re_f = 200 - 400$ の乱流遷移点を超えた比較的高い Re_f 条件下において、助走区間ではヌッセルトの理論式と良く合い、波がまだ発達せず層流性を保っていることを示したが、平均波速度の測定結果からも助走区間では流れが層流的であることがわかる。

Fig. 3.19は、波速度 C_w を平均液膜厚さの結果から与えられる断面平均速度 U_0 で無次元化した $a = C_w/U_0$ を代表パラメータとして整理している。ここで平均速度 $U_0 = \Gamma/\delta$ である。図中には比較のため、Kapitzaの線形理論[Kapitza, 1964]およびLevich-Bushmanovの非線形理論[Levich, 1962]から求められる $a = 3$ と $a = 2.4$ をそれぞれ示した。Fig. 3.19より a は $Re_f = 30$ で $a \approx 2.2$ となるが、それより液流量が大きくなると a は1.2から1.5の範囲にまで小さくなる。このように Re_f が大きい領域で a が彼らの理論値よりもかなり小さい値になるのは、これらの理論がかなり小さな液流量を対象に、界面の波動による影響を考慮して求められているためである。また、 Re_f が200 - 250以上では a は増加している。 a が波の発達を表していると考えれば、波の発達はこの液流量以上でより発達することになる。このことを確認するために、波動に及ぼす助走距離と液流量の影響を波高の標準偏差を用いてFig. 3.20のように整理した。Fig. 3.20より Re_f が200以下の範囲では標準偏差は大きくまた助走距離の影響は小さいことが、また Re_f が200以上では標準偏差は減少し、助走距離の増加につれ徐々に大きくなっていることがわかる。このことから、本実験の助走区間において、低い Re_f 条件では、助走距離が短い状態で波が既に発達し、界面波の速度がKapitzaらの理論と一致する傾向を示すが、高い Re_f 条件では波が十分発達せず、波動部の重力によるエネルギーの供給速度が小さくなり、これらの理論値より低い値を示すものと考えられる。

(5) 液膜界面波動特性の相関

次に本実験と同体系の装置を用いて得られた液膜界面波動特性に関する相関式との比較を行った。

野底らは、本実験と同じ液膜発生方法を用いて、スリットから100 mmの短い助走区間の波動特性を可視化と触針プローブにより測定している[Nosoko, T. et al., 1996]。彼らは Re_f および二次元波の波間距離から波速度と最大液膜厚さを予測する以下のような相関式を与えており、いずれも1%以内の精度で実験値とよく一致するとしている。

$$N_{\delta\max} = 0.49K_F^{0.044} N_\lambda^{0.39} Re_f^{0.46} \quad (3.25)$$

$$N_{C_w} = 1.13K_F^{0.02} N_\lambda^{0.31} Re_f^{0.37} \quad (3.26)$$

野底らは写真法を用いているので波間距離がパラメータとなるが、本実験では定点の波高の時間変化を測定しているので、周波数をパラメータとした方が整理しやすい。従って $f_w = C_w/\lambda$ 、無次元周波数 $N_{f_w} = N_{C_w}/N_\lambda$ を用いて上式を書き改めると、

$$N_{C_w} = 1.18K_F^{0.029} N_{f_w}^{-0.45} Re_f^{0.54} \quad (3.27)$$

$$N_{\delta\max} = 0.523K_F^{0.055} N_{f_w}^{-0.57} Re_f^{0.67} \quad (3.28)$$

表面波には様々な波が重なり合っている。ChuとDuklerは以下のような層をしきい値として、測定された液膜厚さから波を分類している[Chu & Dukler, 1974]。

$$\text{上部波動層} \quad \delta_h = \frac{1}{n_j} \sum_{j=1}^n \delta_j \left(\delta_j > \bar{\delta}, n_j: \text{積算数} \right) \quad (3.29)$$

$$\text{基底波動層} \quad \delta_e = \frac{1}{n_k} \sum_{k=1}^n \delta_k \left(\delta_k \leq \bar{\delta}, n_k: \text{積算数} \right) \quad (3.30)$$

彼らは、孤立した波の両端すそ部の平均値が平均液膜厚さより小さく波の最大値が上部波動層を越す波をLarge wave、孤立波のピークを基底波動層以上、上部波動層以下に有する波をSmall wave、さらに基底波動層内に最大値を持つ波をBase waveとそれぞれ定義した。ここでは、彼らの分類によるところの単位時間当たりのLarge waveの通過頻度 $f_w(1/s)$ を検討対象とした。

Fig. 3.21およびFig. 3.22は、式(3.27), (3.28)と、本実験で得られた波速度および最大波高の関係を比較している。波速度、波高とも、横軸無次元パラメータの小さい領域、すなわち野底らの実験範囲である Re_f が低く助走距離が短い領域では、実験結果は式と良く合うが、液膜流量が大きくなったり、助走距離の大きい範囲では合わなくなることがわかる。ここで無次元助走距離 $N_L [= L(g/\nu^2)^{1/3}]$ を定義し、最大液膜厚さを求める実験式の作成を試みた。最小二乗法により最大液膜厚さに及ぼす各パラメータの影響を整理すると、

$$N_{\delta\max} = 0.788K_F^{0.055} N_{f_w}^{-0.07} Re_f^{0.23} N_L^{0.31} \quad (3.31)$$

Fig. 3.23に示すように、 $L < 400$ となる助走距離の短い範囲において、上式はほぼ10%以内の誤差で最大液膜厚さと波通過頻度の関係を整理できることがわかった。

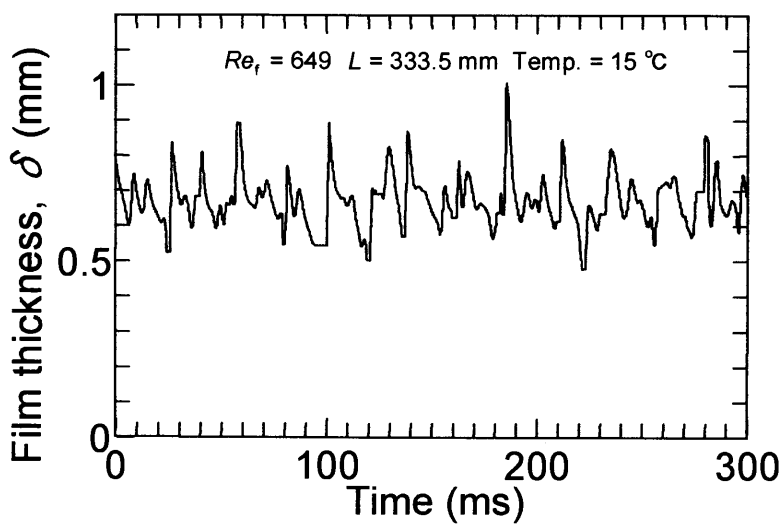
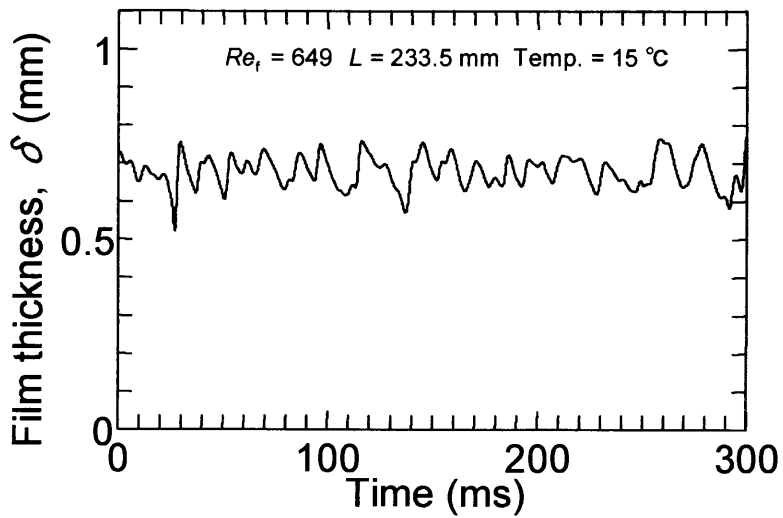
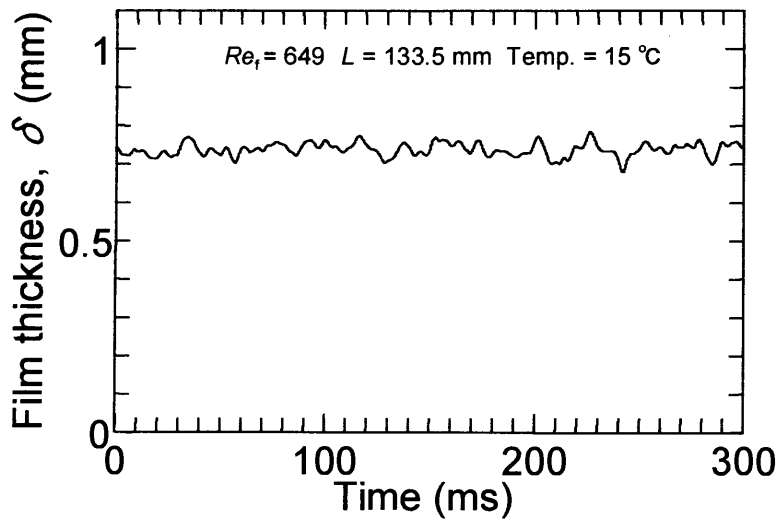


Fig. 3.3 Effect of entry length on interfacial waves ($Re_f = 649$)

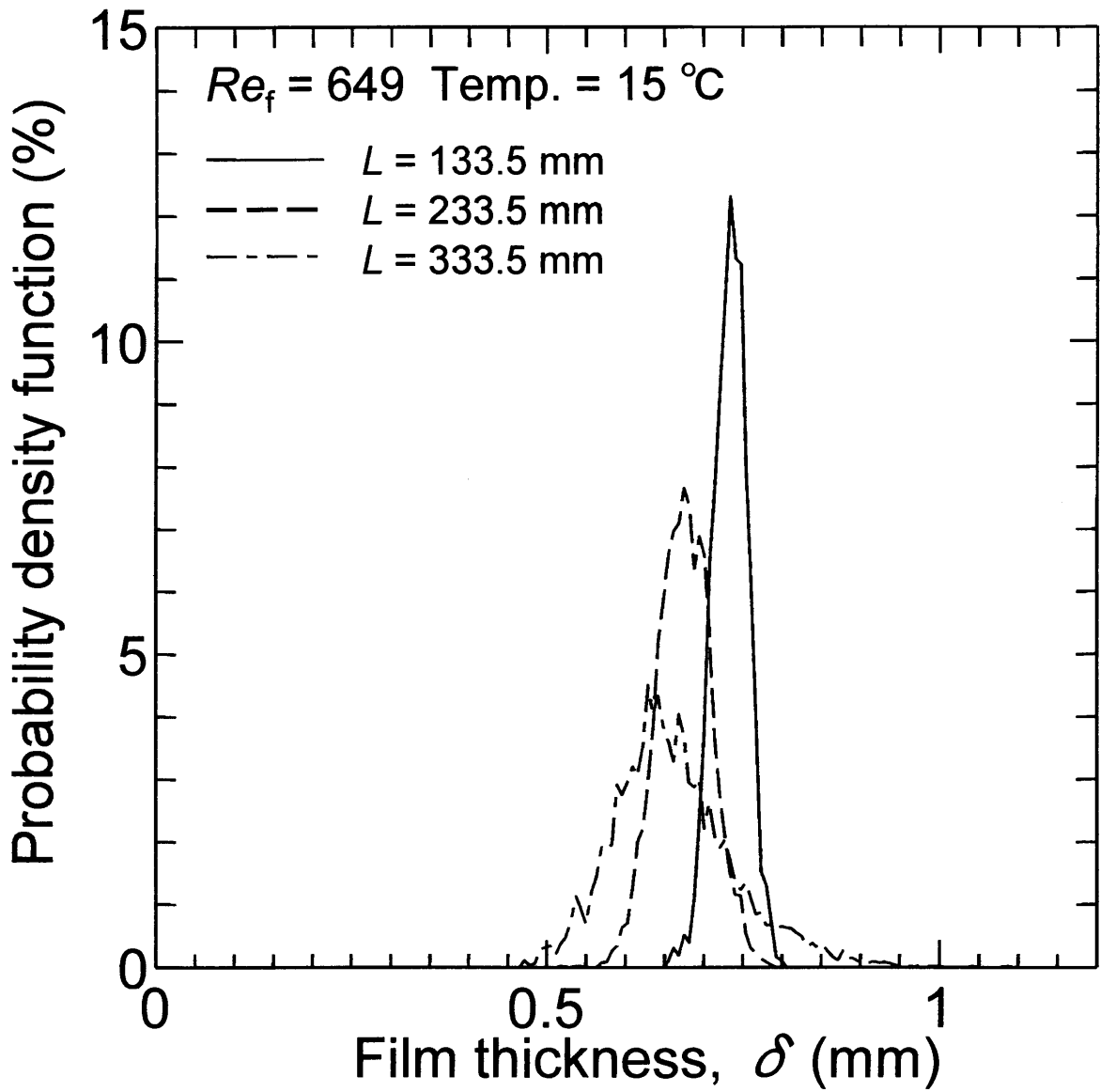


Fig. 3.4 Effect of entry length on probability density function of film thickness
 ($Re_f = 649$)

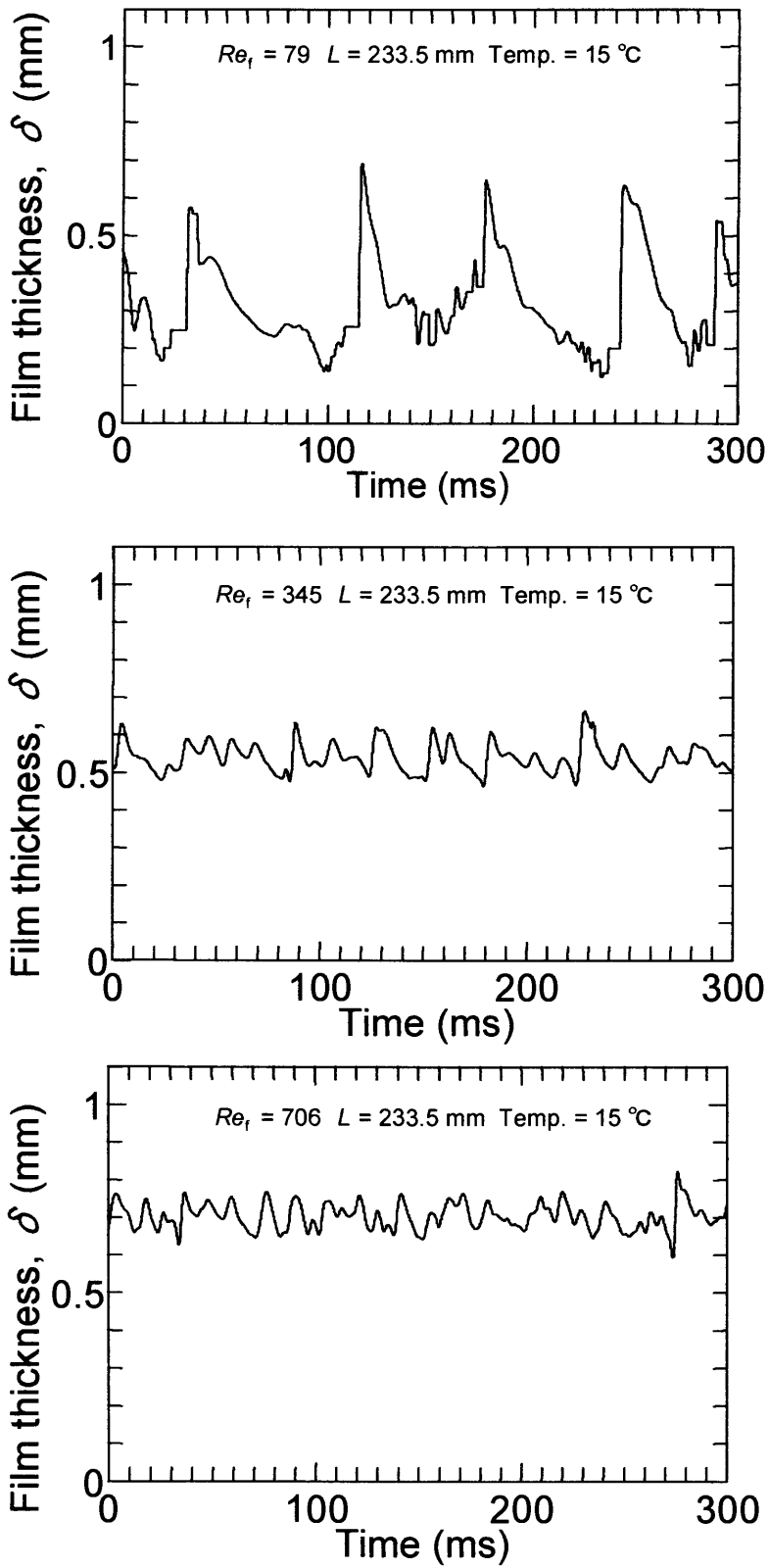


Fig. 3.5 Effect of flow rate on interfacial waves ($L = 233.5$ mm)

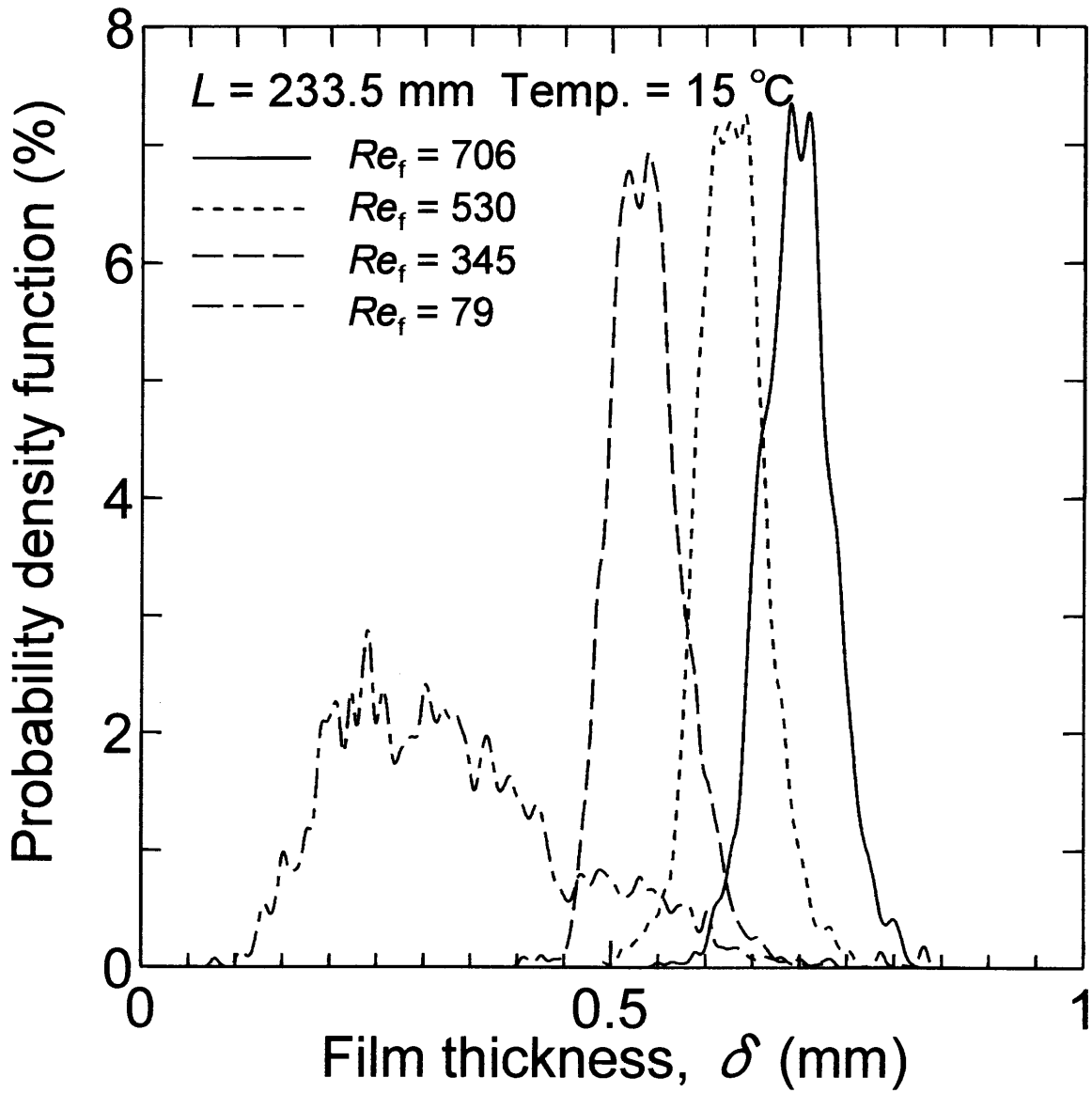


Fig. 3.6 Effect of flow rate on probability density function of film thickness ($L = 233.5 \text{ mm}$)

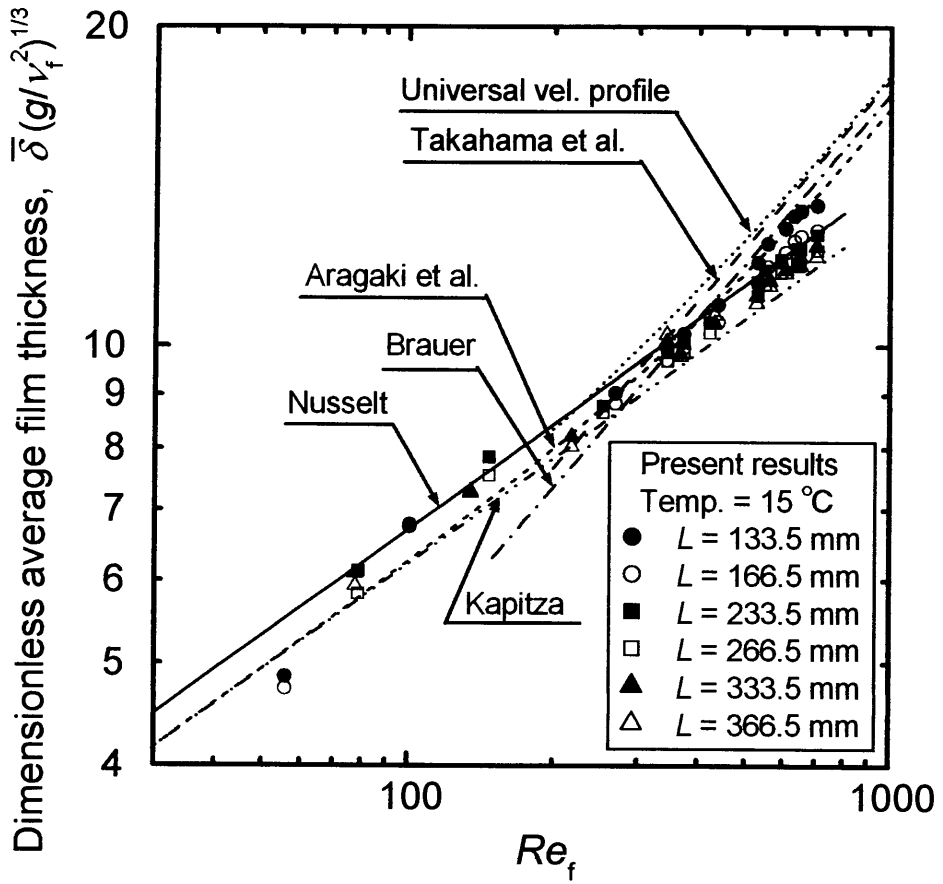


Fig. 3.7 Average thickness of falling liquid film on a plate wall

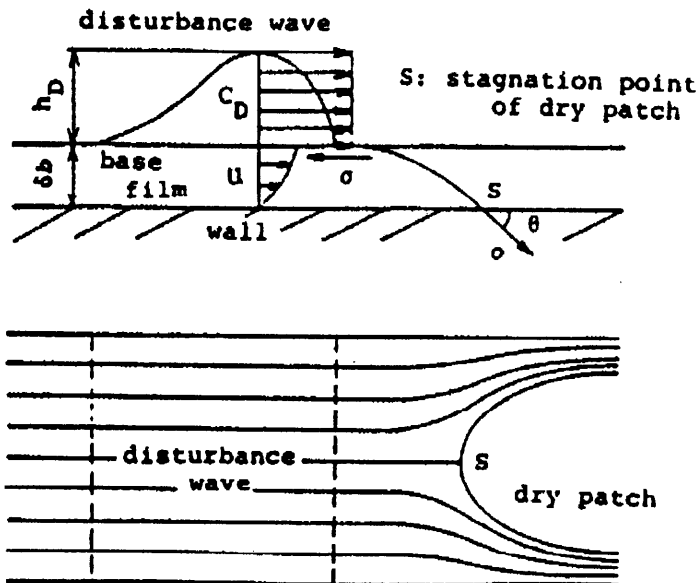


Fig. 3.8 Liquid film flow model

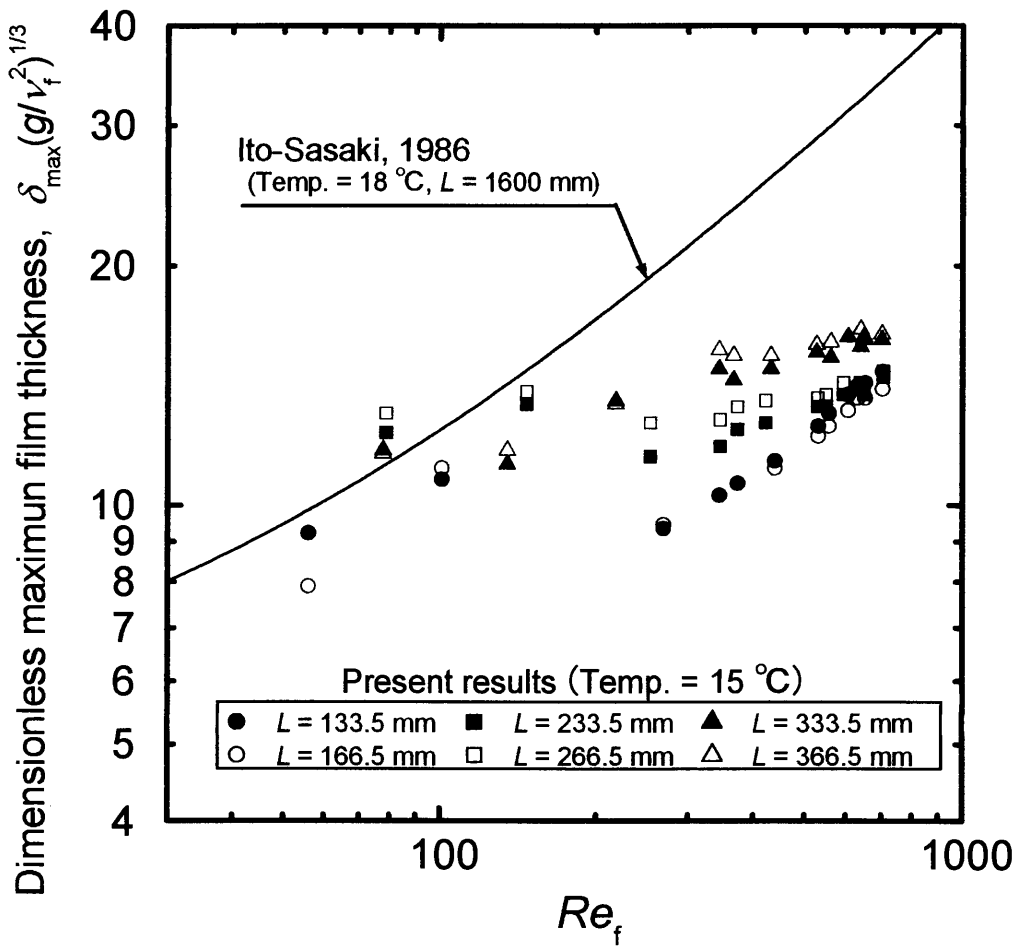


Fig. 3.9 Maximum thickness of falling liquid film on a plate wall

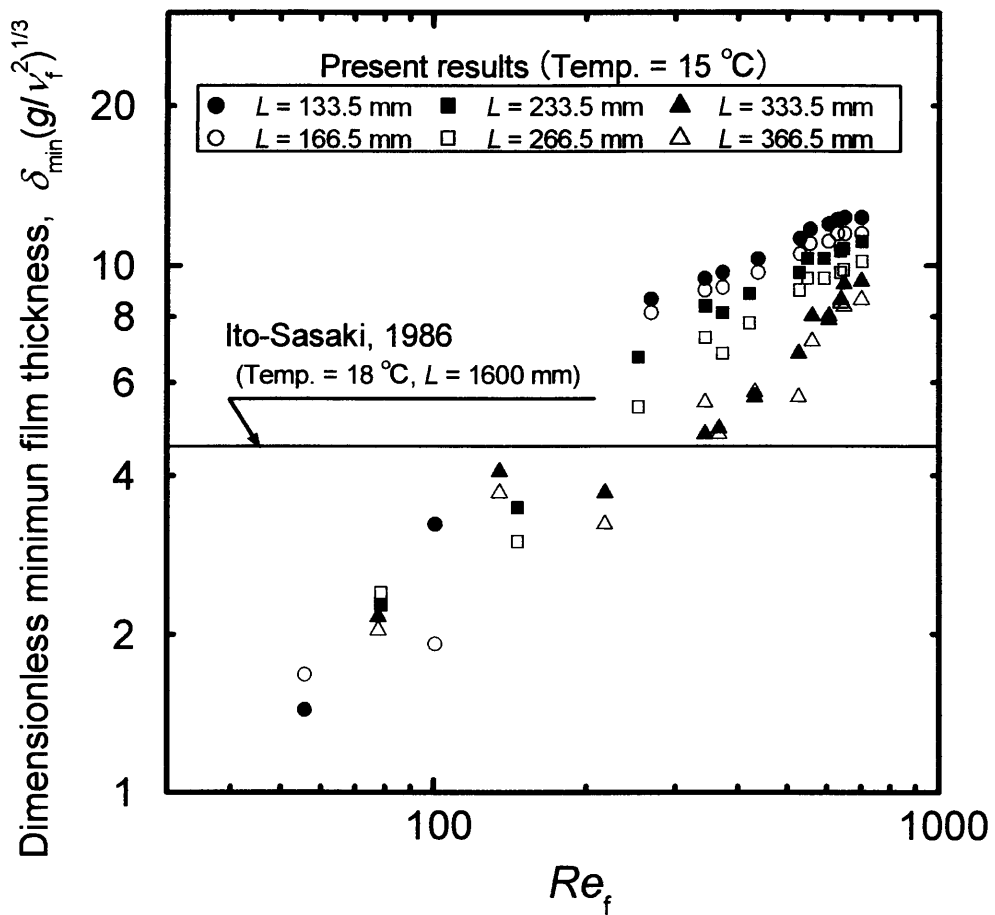


Fig. 3.10 Minimum thickness of falling liquid film on a plate wall

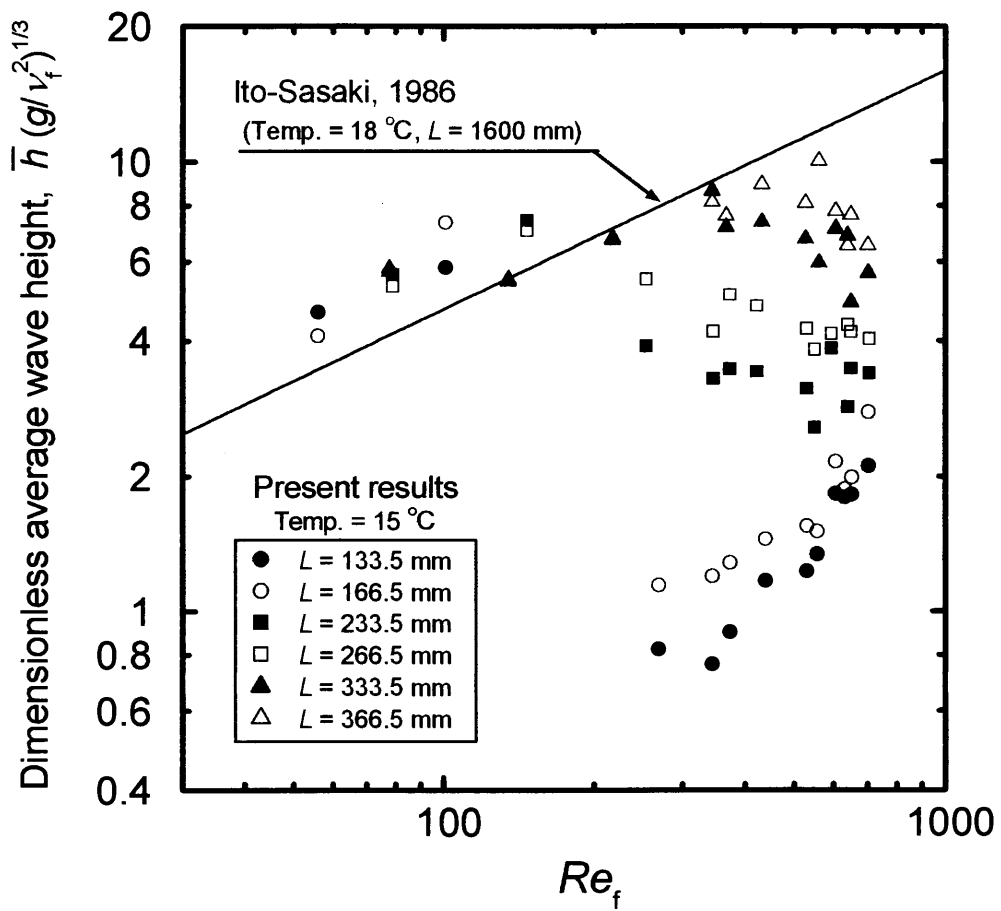


Fig. 3.11 Average wave height of falling liquid film on a plate wall

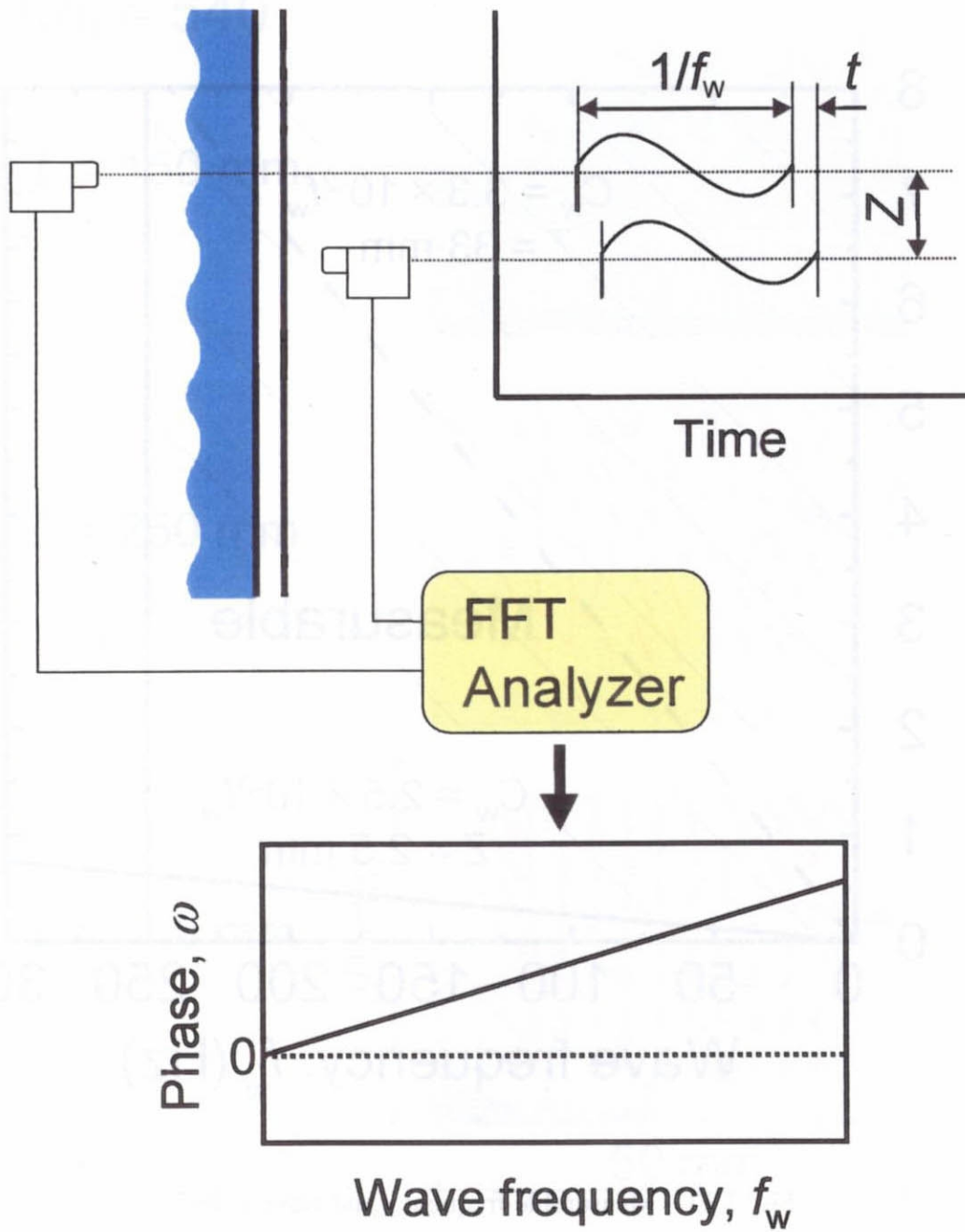


Fig. 3.12 Method for measuring interfacial wave velocity

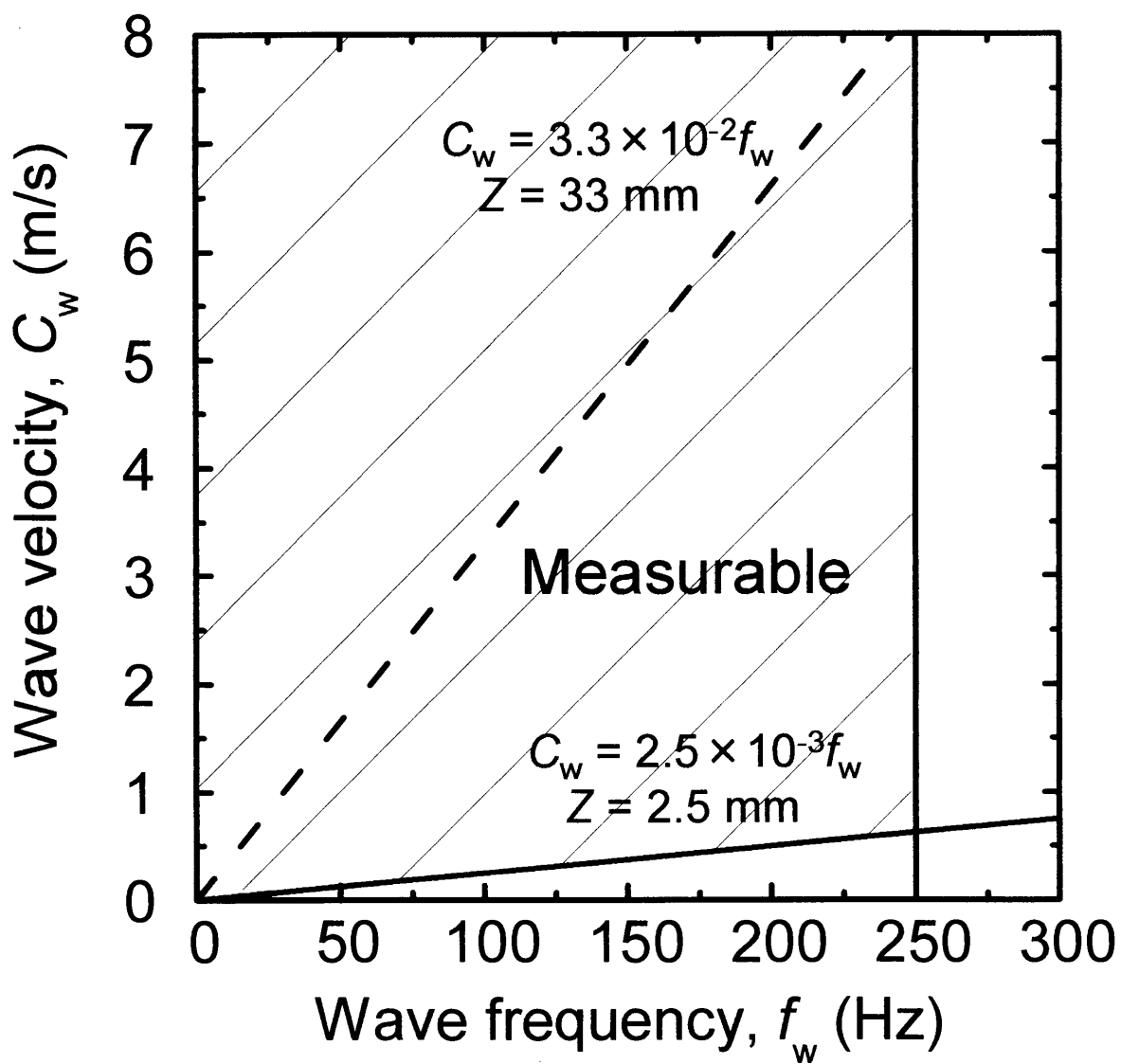


Fig. 3.13 Measurable frequency and wave velocity

$Re_f = 540$

$L = 150 \text{ mm}$

$L = 250 \text{ mm}$

$L = 350 \text{ mm}$

30 mm

50 mm

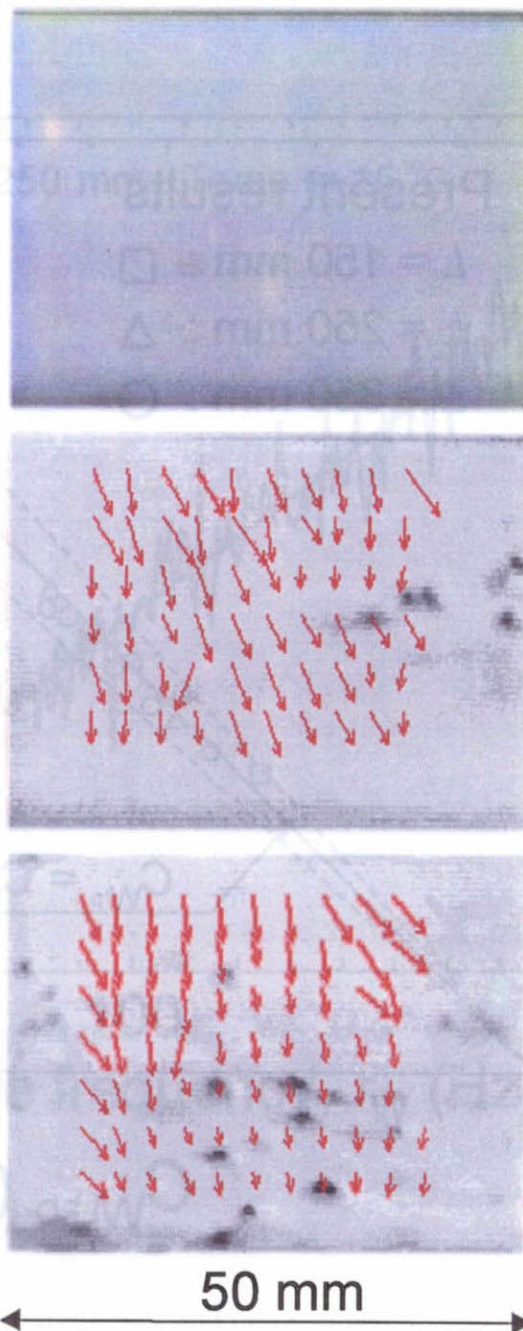


Fig. 3.14 High speed video images with velocity vectors of falling liquid film on a plate wall

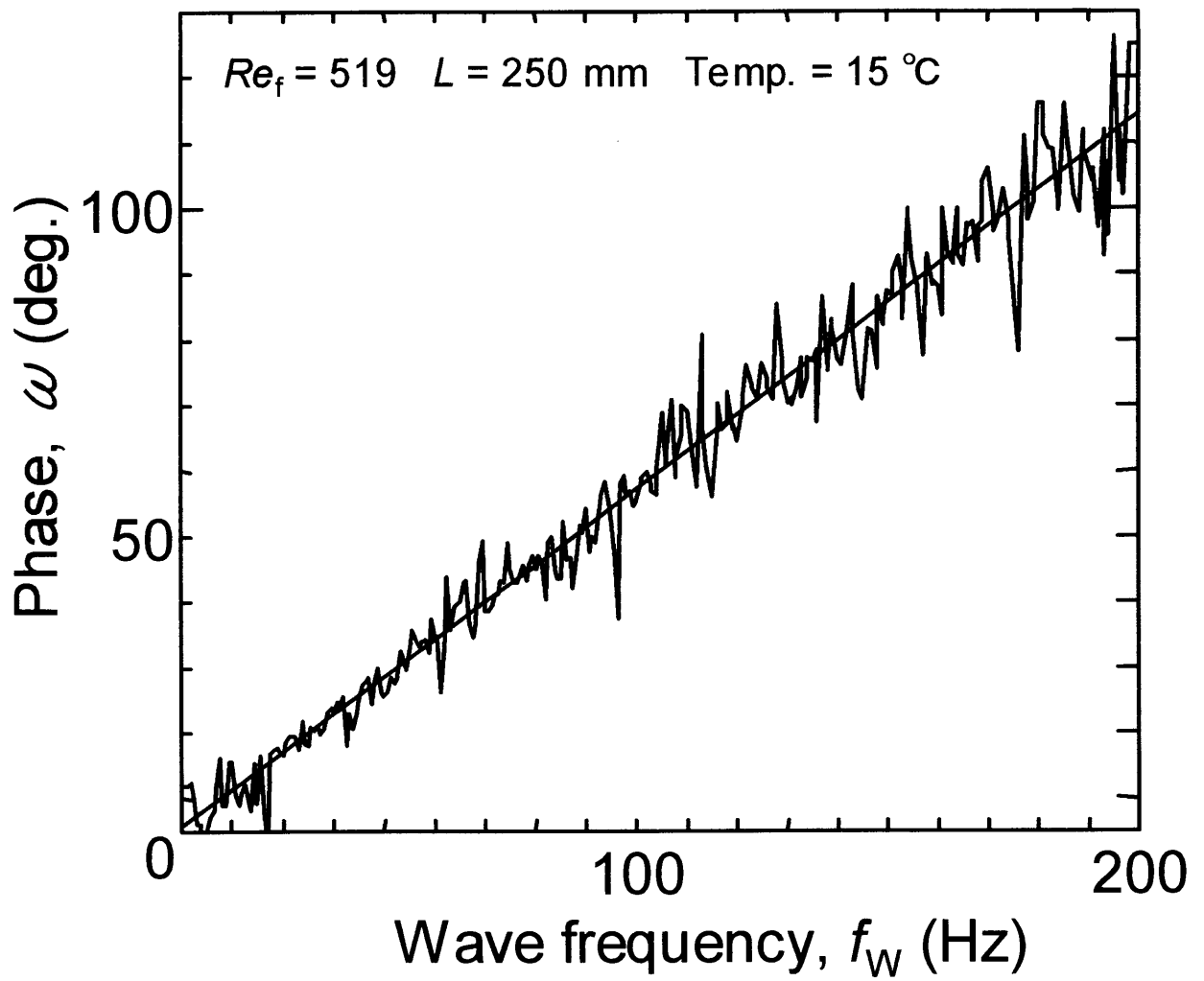


Fig. 3.16 Wave frequency and phase delay

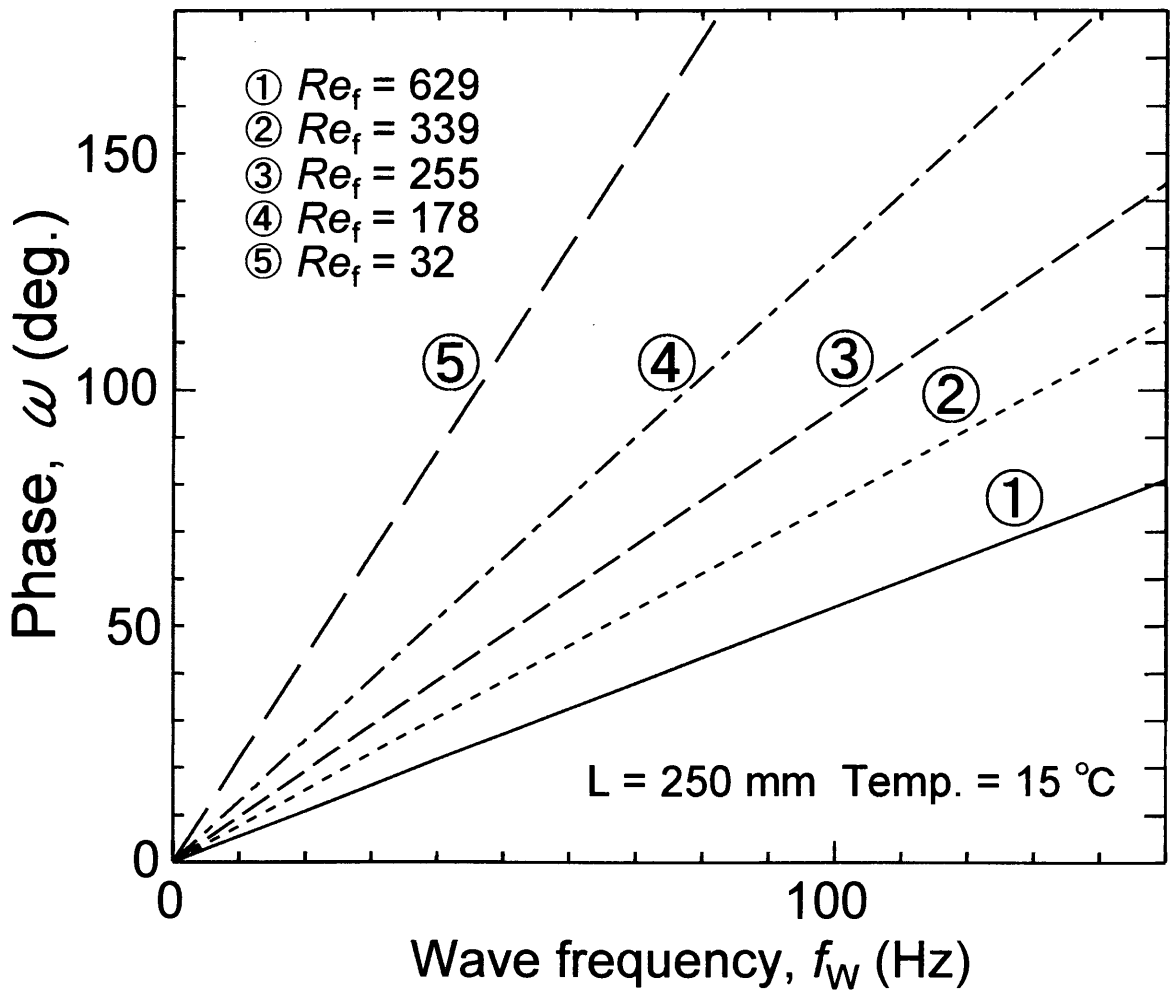


Fig. 3.17 Effect of flow rate on wave frequency and phase delay

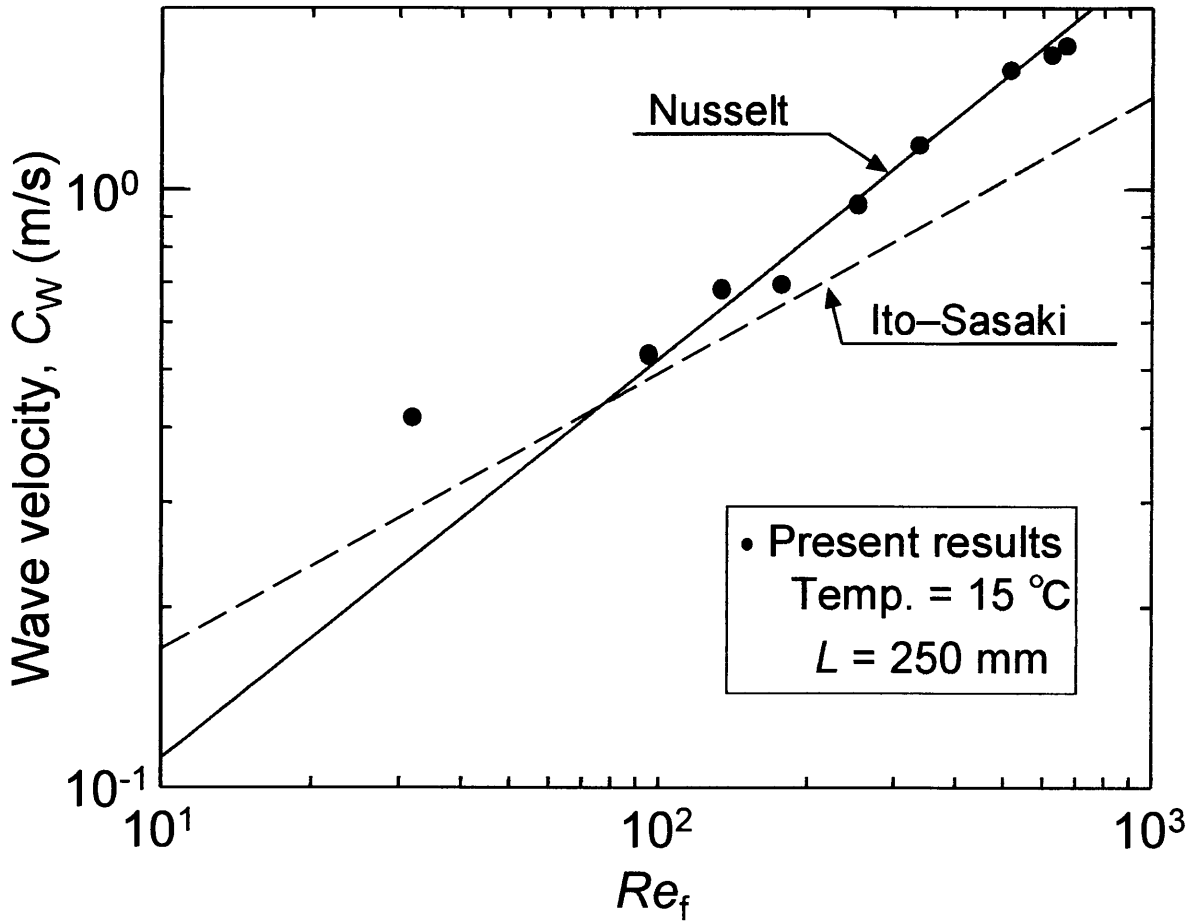


Fig. 3.18 Interfacial wave velocity of falling liquid film on a plate wall

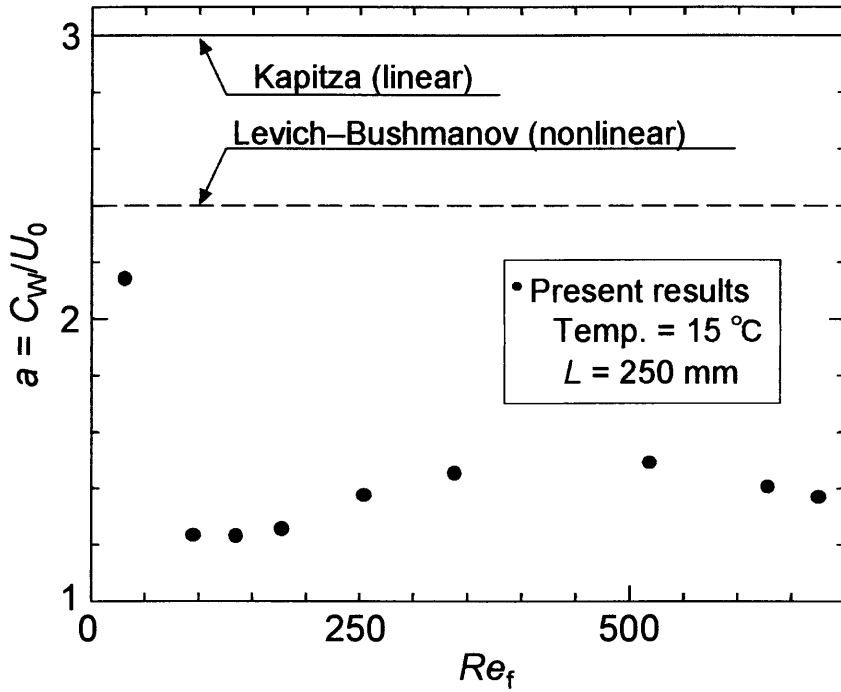


Fig. 3.19 Dimensionless wave velocity of falling liquid film on a plate wall

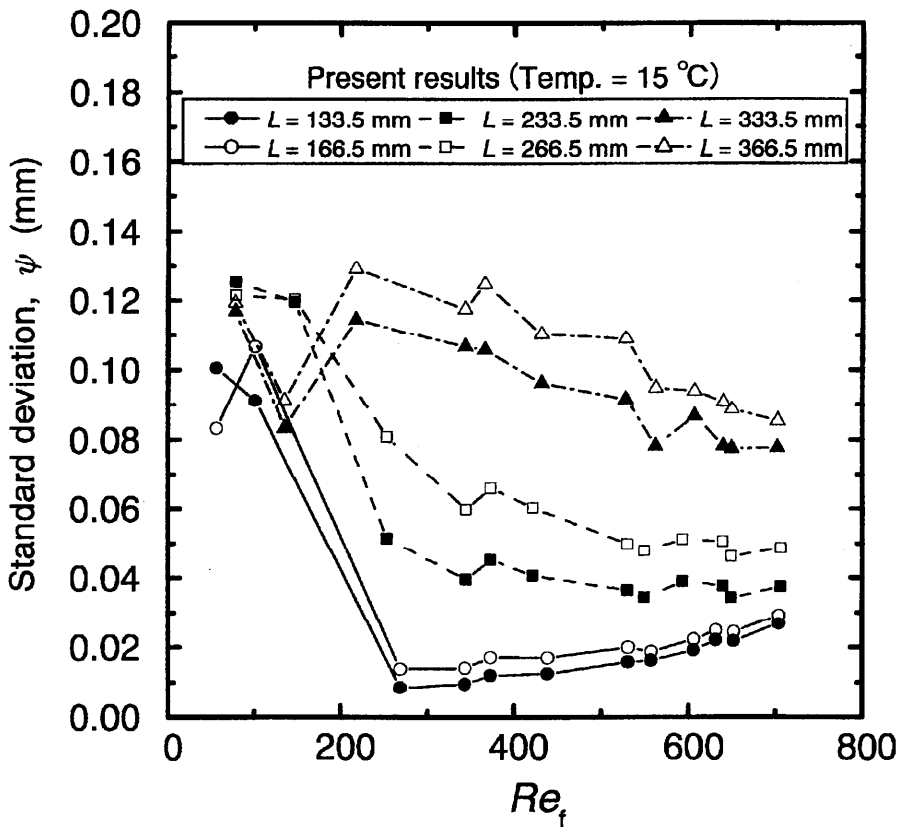


Fig. 3.20 Standard deviation of falling liquid film on a plate wall

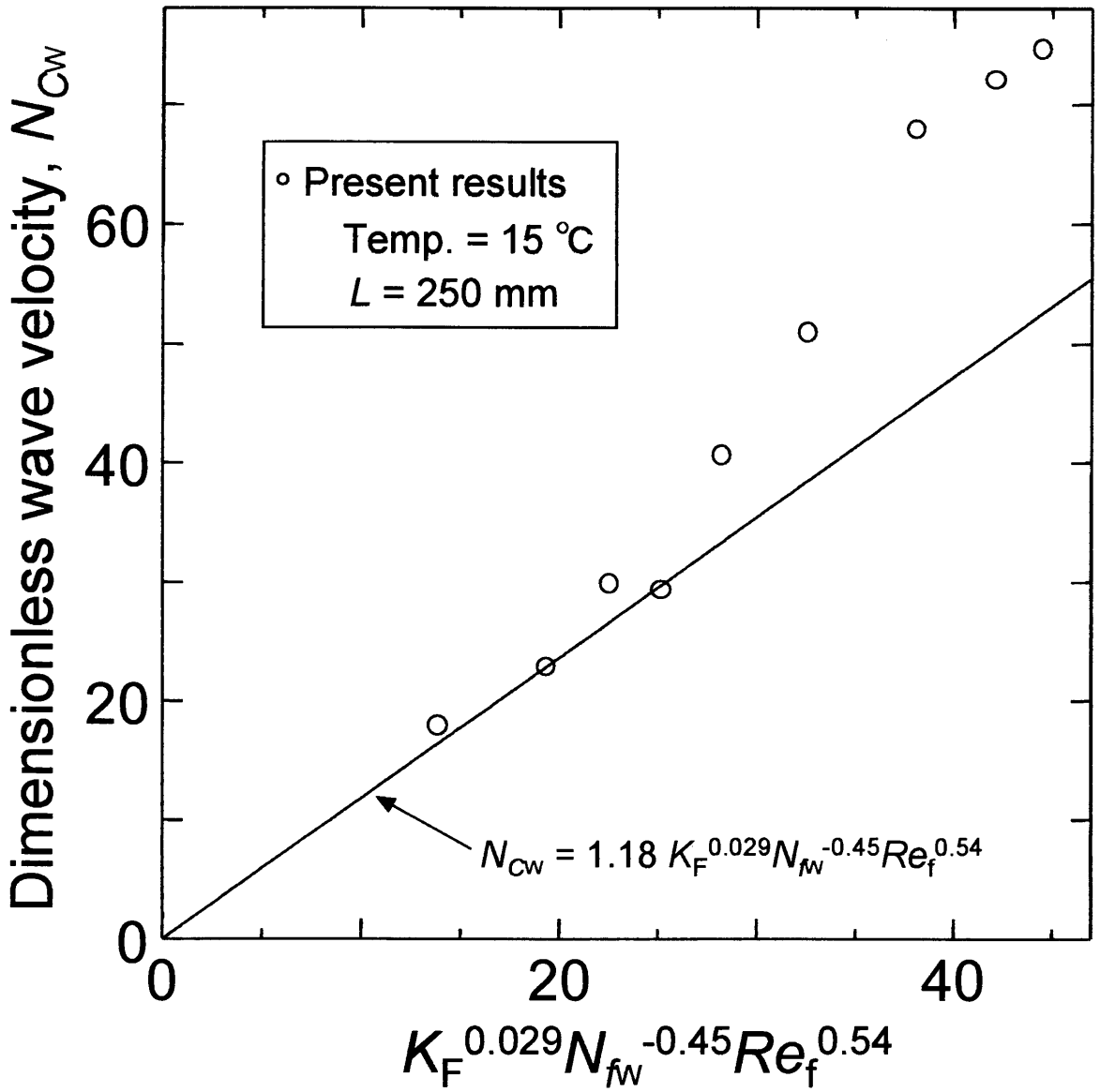


Fig. 3.21 Dimensionless wave velocity and Nosoko's equation

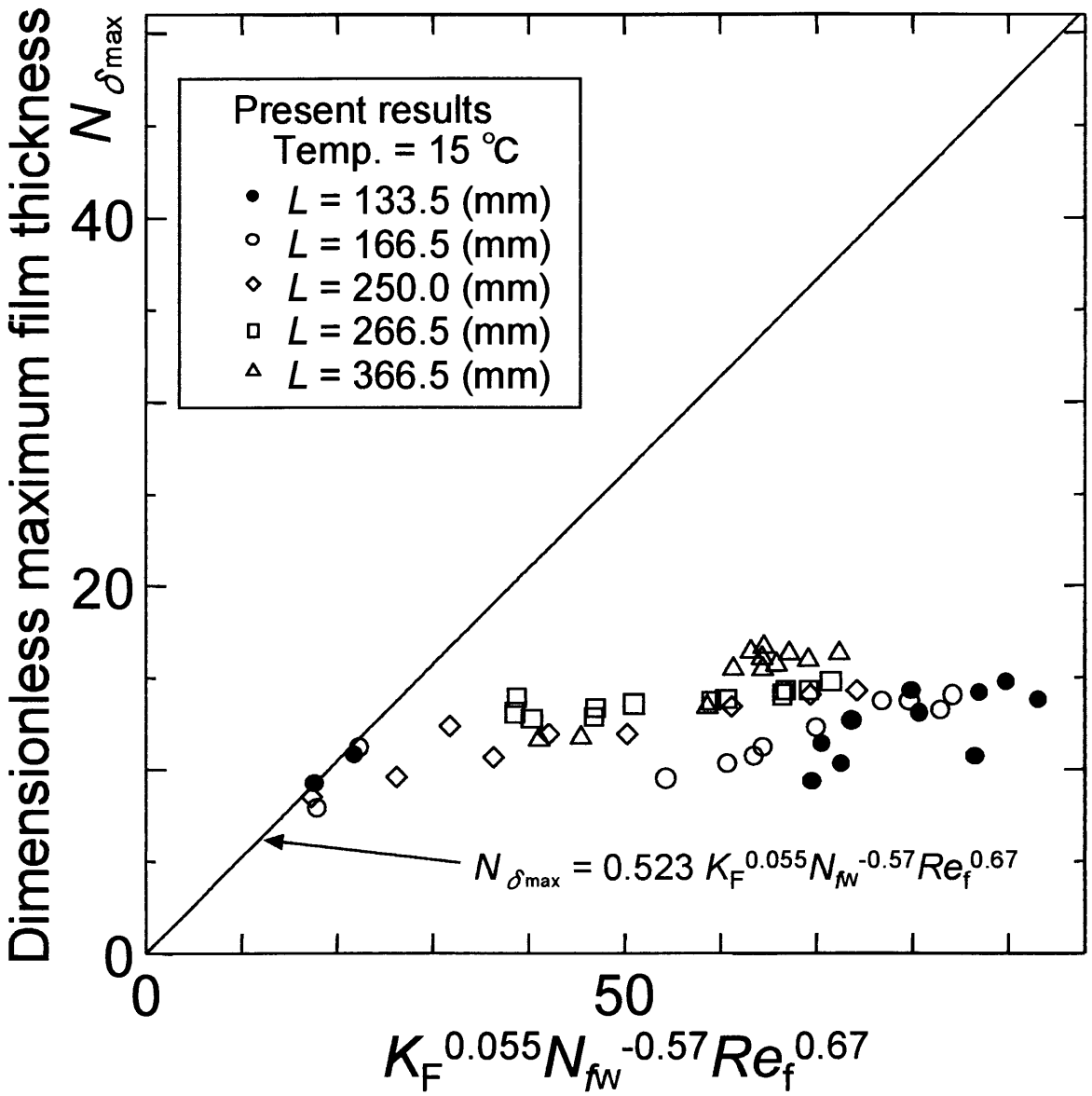


Fig. 3.22 Dimensionless maximum film thickness and Nosoko's equation

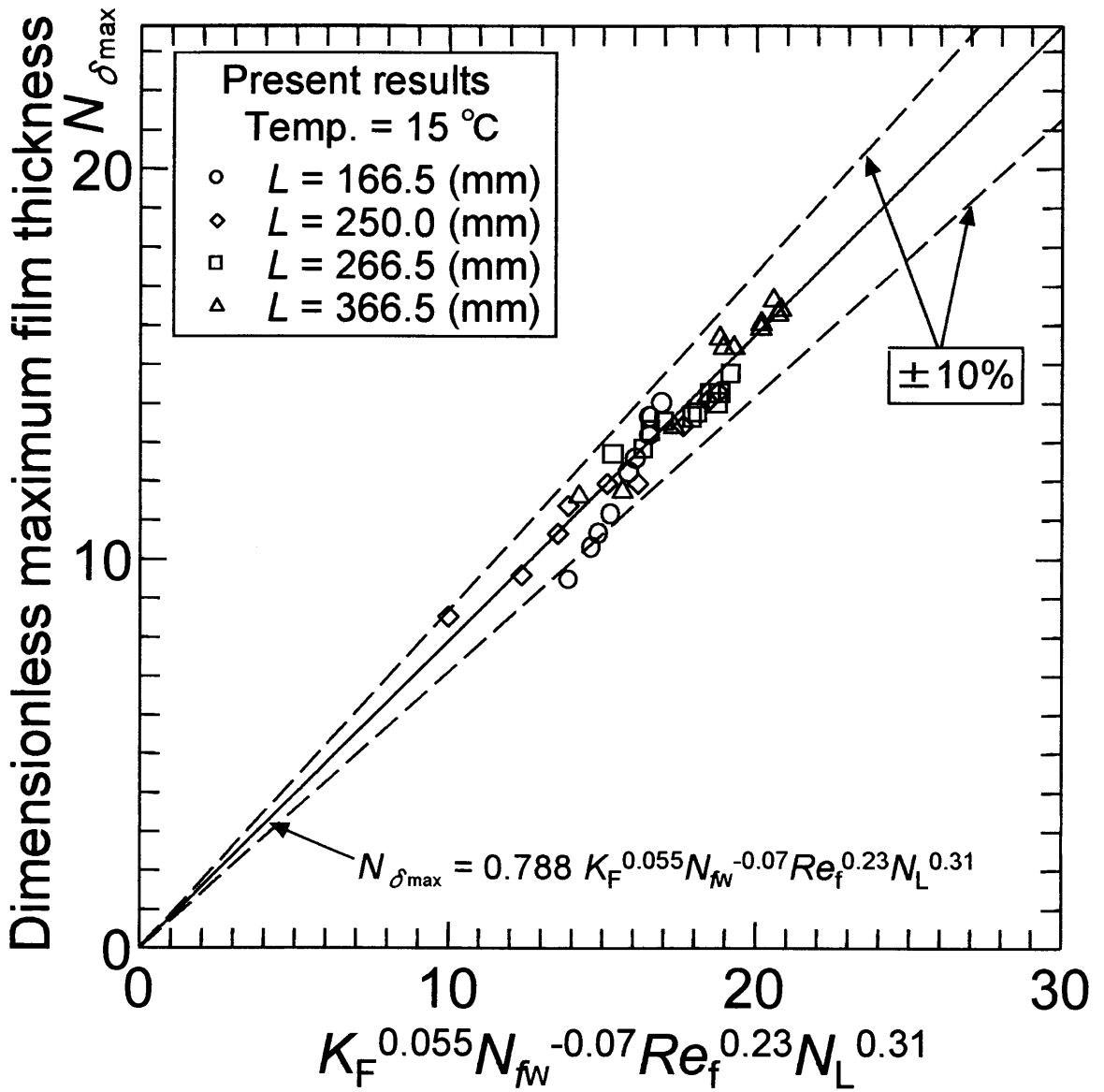


Fig. 3.23 Dimensionless maximum film thickness and the present equation

3.3 円管内流下液膜の発達特性

次に、平板壁面よりも工学的応用範囲が広いと考えられる円管流路内における流下液膜の、助走領域から発達領域までの流動特性を調べる。平板ではスリットによる液膜発生方法の限界と幅方向に均一な液膜厚さ分布を得る関係から、助走距離の範囲に制約があった。ここではさらに広範な助走区間における流下液膜の発達過程を精査する。円管内外壁面の流下液膜界面波の研究は主として液膜生成部から1 - 2 m離れた特定領域のある程度大きな波を対象に行われており、生成部付近からの助走領域を含めた円管内の界面波を詳細に測定した研究例は少ない。

3.3.1 円管内流下液膜実験装置・実験条件

(1) 実験装置

Fig. 3.24に、本実験装置の概要を示す。テストループ内には純水器により電気伝導率1 $\mu\text{S}/\text{cm}$ 以下になった水が供給される。ループ内の水は、ポンプ、流量調節弁および浮き子式流量計を経て、テスト管上部の液だめ部へ送られる。遠心ポンプの脈動を吸収するために、ポンプ直後に蓄圧器が設置してある。液だめ部からの水は、液膜発生器およびアクリルでできたテスト部を経て、一部大気解放されている下部タンクに戻る。液膜発生器は焼結金属管からできており、円周方向に均一な液膜が生成される。テスト管の内径/外径と長さはそれぞれ26 mm / 32 mmと3 mである。下部タンクのヒーターとクーラーによって、ループ内の水温は $25 \pm 0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ に調整される。実験中の水の温度は下部タンクと液膜発生器に取り付けられた熱電対によって、電気伝導度は下部タンク内の電導度計によってそれぞれ測定されている。

このような長い管の流動実験では、内部の液流動自体もしくは外部から侵入する振動によるテスト部の振動を避けることができない。従って装置をできるだけ強固に製作して振動を減じるとともに、実験中のテスト管壁面振動成分を測定し界面波形に及ぼす影響を確認しなければならない。本実験体系におけるテスト管の水平振動は全実験条件にわたりLFDによって測定記録され、最大液膜流量時においても振幅が5 μm を超えないことが確認されている。

(2) 実験条件

実験は、流下液膜の単位幅あたりの流量 Γ で計算される液膜レイノルズ数 $Re_f = 20 - 721$ の流量(10ケース)を変えて行われた。液膜の界面波形は、液膜発生器より下方216 mm - 2,700 mmの位置(10ヶ所)に置かれたLFDによって測定される。また、液膜の波形は同時に毎秒2,000コマの高速度カメラ(ナック社, MEMRECAMci/RX-1)によって観測されている。液膜界面波形信号とビデオ映像は、トリガー信号によって同期されている。

実験条件の詳細をTable 3.3に示す。

Table 3.3 Experimental settings

Position, L (mm)			Re_f			Mean Temp.
216	400	600	20	48	83	25.0 \pm 0.5 $^{\circ}\text{C}$
900	1,200	1,516	143	173	274	
1,800	2,100	2,400	389	512	560	
2,700			721			

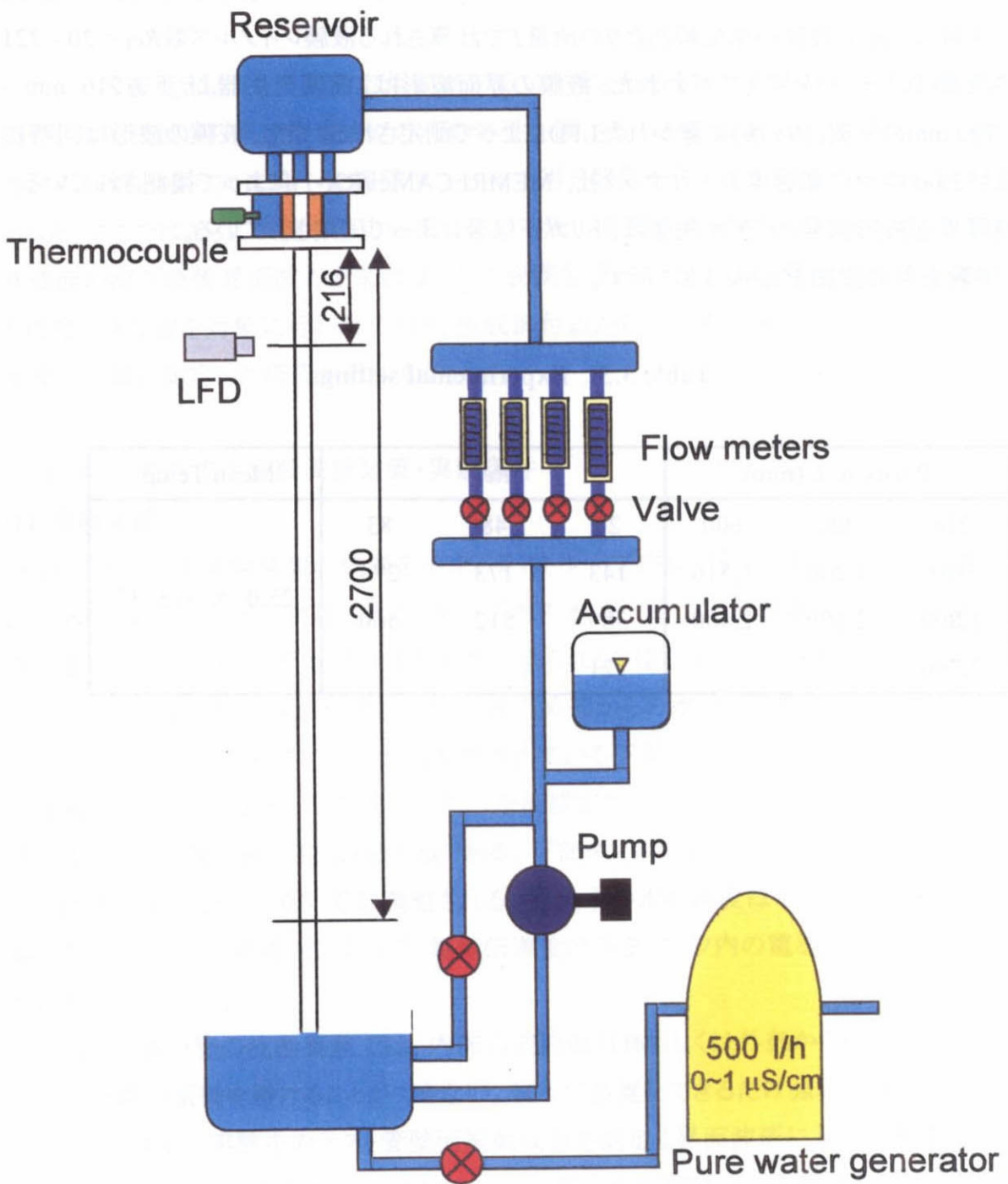


Fig. 3.24 Apparatus for the experiment I (tube inner wall)

3.3.2 円管内流下液膜実験結果・考察

(1) 液膜界面の波動形態

Fig. 3.25に、高速度ビデオで撮影された円管内流下液膜画像とLFDで測定された液膜波形を示す。横からの撮影であるために、管壁および管内の液膜によって界面波形は歪んでいるが、ビデオ画像内の測定点(図中水平破線)における波の大きさは、LFDで測定された界面波形と対応していることがわかる。

Fig. 3.26に液膜界面波形に及ぼす助走距離と液流量の影響を示す。これらの図は測定点を通る時間的変化を示しており、実際の波形はFig. 3.25に示すように滑らかな形をしている。流下液膜の波速度が通常1 - 2 m/sであることを考慮すると、空間的波形はFig. 3.26の波形を横軸方向に500 - 1,000倍程度のばした形になる。助走距離 L が小さく、液膜流量の低いすなわち Re_f の低い領域では、波立ちのはっきりした孤立波がほぼ等間隔にあり、それらの波間にリップル波を有する2波動系波形(two-wave system) [Telles & Dukler, 1970; 高浜・他4名, 1973] となっていることがわかる。この2波動系の波は、 Re_f の低い領域では助走距離の短いときの波も長いときの波もほぼ同じ形をしている。これに対して Re_f の大きな領域では、助走距離が小さい場合には、波高が0.1 mm以下のリップルしか生じていない。助走距離が増えるとこのリップルは孤立波に成長し、波の振幅も0.5 - 1.0 mmほどになる。また図からもわかるように、 Re_f が小さいほど波の成長は早く、逆に Re_f が大きいほど最終的な波立ちは大きくなる。これは、3.2節の鉛直平板で行われた結果と同様に、液膜生成部に近く助走距離の短い条件では液膜が生成されてから測定部に達する時間も短く、波の成長に十分な時間が与えられないためである。液膜流量すなわち Re_f が大きければ流下速度が大きく測定部までの到達時間も短くなり、波の振幅は小さくなる。一方 Re_f が小さくなれば到達時間は長くなり、よって波は互いに合体し孤立波を形成できるのである。

ここで波の発達を調べるために、液膜厚さの標準偏差を用いて、助走距離と液膜流量の影響を整理した(Fig. 3.27)。図より $Re_f < 100$ の領域では助走距離の影響は全く見られず、標準偏差すなわち波立ちの大きさは Re_f の増加とともに増大することがわかる。

一方、高い Re_f 領域では助走距離の影響は明らかであり、 Re_f が大きいほどその影響は大きい。特に $Re_f > 150$ の液膜流量が大きくかつ $L = 400$ mm以下の助走距離が小さい範囲では標準偏差は非常に小さく、波立ちのない鏡面状態になっている。助走距離が大きくなると大きな波立ちに発達していくが、 $L = 2,400 - 2,700$ mmと助走距離が非常に大きくなっても、波の成長は止まらない。従って、流下液膜解析において $Re_f > 150$ の液流量の範囲で

は完全な定常流を仮定することは適当でないことがわかる。図にはLFDによって計測された平板流下液膜(Fig. 3.20)の、また森らの可変電流測定法によって測定された円管内壁流下液膜[森・他3名, 1992]の、それぞれ標準偏差を示してある。森らの原著では液体ホールドアップで標準偏差が表されているが、ここではこれを液膜厚さに換算している。平板実験における液膜発生方法はスリットであり、焼結金属管によって液膜を発生した円管実験とは異なるために、多少異なっているが、ほぼ今回の実験値と合っていることがわかる。森らの円管の実験値は、ほぼ全域にわたって今回の実験と合っており、特に乱流遷移点(森らは様態遷移レイノルズ数と呼ぶ)以下の液流量では非常に良く合っている。

(2) 最大・最小液膜厚さと波高の発達特性

Fig. 3.28 - 3.30に、最大液膜厚さ δ_{\max} 、最小液膜厚さ δ_{\min} および平均波高 \bar{h} の測定結果をそれぞれ示す。本実験において δ_{\max} と δ_{\min} は平板流下液膜の実験と同様に、液膜厚さの存在確率分布が99%と1%となる値として、また平均波高 \bar{h} は、 δ_{\min} からそれぞれの波の波頭までの距離 h の算術平均値としてそれぞれ定義される[深野・他5名, 1980][Chu & Dukler, 1974]。算出されるこれらの値は、サンプリング周波数1 kHzで6.4秒間測定されたデータから求められる。ここでは、3.2節の平板流下液膜の実験結果および助走距離1,600 mmの位置で触針法によって得られた伊藤・佐々木の実験式(3.11) - (3.14)を図中に示した。なお、平板実験結果および伊藤・佐々木の実験式は、それぞれ異なる液膜温度条件で与えられているため、ここでは重力加速度 g と動粘性係数 ν_f で無次元化した値と比較している。

最大液膜厚さ δ_{\max} は、 $Re_f < 100$ において助走距離の影響がみられず、 $Re_f > 100$ では助走距離の影響が出ている。 $L < 900$ mmの助走距離の短い範囲では、 Re_f の増加とともに δ_{\max} が小さくなる領域を持ち、助走距離が短いほどその領域が生じる Re_f の範囲は小さいことがわかる。また標準偏差においても示されたように、 $Re_f > 150$ では $L = 2,400 - 2,700$ mmと助走距離が非常に大きくなっても最大液膜厚さの増大、すなわち波の成長は止まらない。 $L = 1,516$ mmにおける本実験の測定値と伊藤・佐々木の式は良く合っており、触針法とLFDによる δ_{\max} の測定に差がないことがわかる。LFDによって測定された平板流下液膜の δ_{\max} は、液膜発生方法が異なるため本実験の測定値と多少の差異があるが、傾向はほぼ一致している。これらのことより、管内外壁面および平板壁面において δ_{\max} のそれぞれの測定が良く合っていることから、流下液膜に対する壁面の周方向、曲率の影響は20 - 30 mm管径程度の曲率であれば無視できると言える。

最小液膜厚さ δ_{\min} は、 δ_{\max} と同様に $Re_f < 100$ において助走距離の影響が見られない。 $Re_f > 100$ では助走距離が短い $L < 1,200$ mmでは助走距離が短いほど最小液膜厚さは大きい。高浜らはその実験結果から $L > 1,300$ mmかつ $Re_f > 400$ では流下液膜は完全な乱流に遷移するとしており[高浜・他2名, 1978]、本計測結果の最小液膜厚さがその範囲で一定となることと対応している。ここで高浜らの δ_{\min} の測定結果はほぼ伊藤・佐々木の実験式と同じ $\delta_{\min}(g/v_f^2)^{1/3}$ が4.5程度($\delta_{\min} \doteq 0.2$ mm)となっており、 $\delta_{\min}(g/v_f^2)^{1/3}$ が2.5程度($\delta_{\min} \doteq 0.1$ mm)の本計測結果と比較して大きな値を示している。これは触針法では最大液膜厚さの測定は正確にできるが、最小液膜厚さの測定は電極を液膜内部に挿入しなければならず流れを乱すので、どうしても誤差が大きくなるためと考えられる。

また平均波高 \bar{h} は、標準偏差や最大液膜厚さの結果と同様に $Re_f > 100$ において Re_f の増加とともに助走距離の影響が大きくなっている。特に $Re_f > 150$ では $L < 600$ mmでの鏡面状態から $L = 2,000 - 2,700$ mmの非常に大きな波に発達し波の成長は止まらない。従って流下液膜解析において $Re_f > 150$ の液流量の範囲では定常流を仮定することは適当でない。

(3) 平均液膜厚さの特性

Fig. 3.31に全膜厚サンプル値の算術平均として得られる平均液膜厚さ $\bar{\delta}$ の測定結果を示す。図中には層流域の理論式としてヌッセルトの式 (3.2)、Kapitzaの式(3.3)[Kapitza, 1964]を、乱流域の実験式として、Brauerの実験式(3.7)[Brauer, 1956]、高浜らの実験式(3.8)[高浜・他2名, 1978]、新垣らの式 (3.9)[新垣・他3名, 1987]を同時に示す。

本実験で得られた平均液膜厚さは、助走距離の短い領域ではヌッセルトの理論式と比較的よく一致していることがわかる。図には $L = 400$ mm以内の領域で測定された平板での測定結果が示されており、本結果と一致している。このように平板と同様に円管の流下液膜においても助走距離の短い領域では、比較的高い Re_f 条件においても流れの乱れがまだ発達せず層流性を保っていることを示している。また、 $L < 900$ mmでは助走距離の増加に伴って平均液膜厚さは減少して、界面の波動を考慮したKapitzaの式と一致する傾向を示し、 $L > 900$ mmでは助走距離の影響は徐々に少なくなっていることがわかる。この定性的理由としては次のことが考えられる。標準偏差および平均波高の結果から、助走距離の増加に伴って波高の高い孤立波を有する波動へと成長していくことが確認されたが、この孤立波は、平板流下液膜の波速度の測定結果で示されたように、平均液膜速度の2倍以

上にも達するほどの速度で流下するため、このような波動状態にある液膜厚さは波が発達してない状態よりも薄くなる。すなわち発達域では、助走距離の増加に伴って波が合体し孤立波を形成することで、波動部の速度が流下方向に沿って次第に増加して平均液膜厚さが減少していき、その後、波の成長に対する波動層のエネルギー供給量と、壁面からの粘性による拘束力が平衡に近づくことにより、平均液膜厚さの軸方向変化が徐々に少なくなるのである。一方、 $L > 900 \text{ mm}$ では、 Re_f が150を越えた付近を境に乱流域の実験式へと近づき、発達域で得られた他の実験者らの結果と同様の傾向を示すようになる。

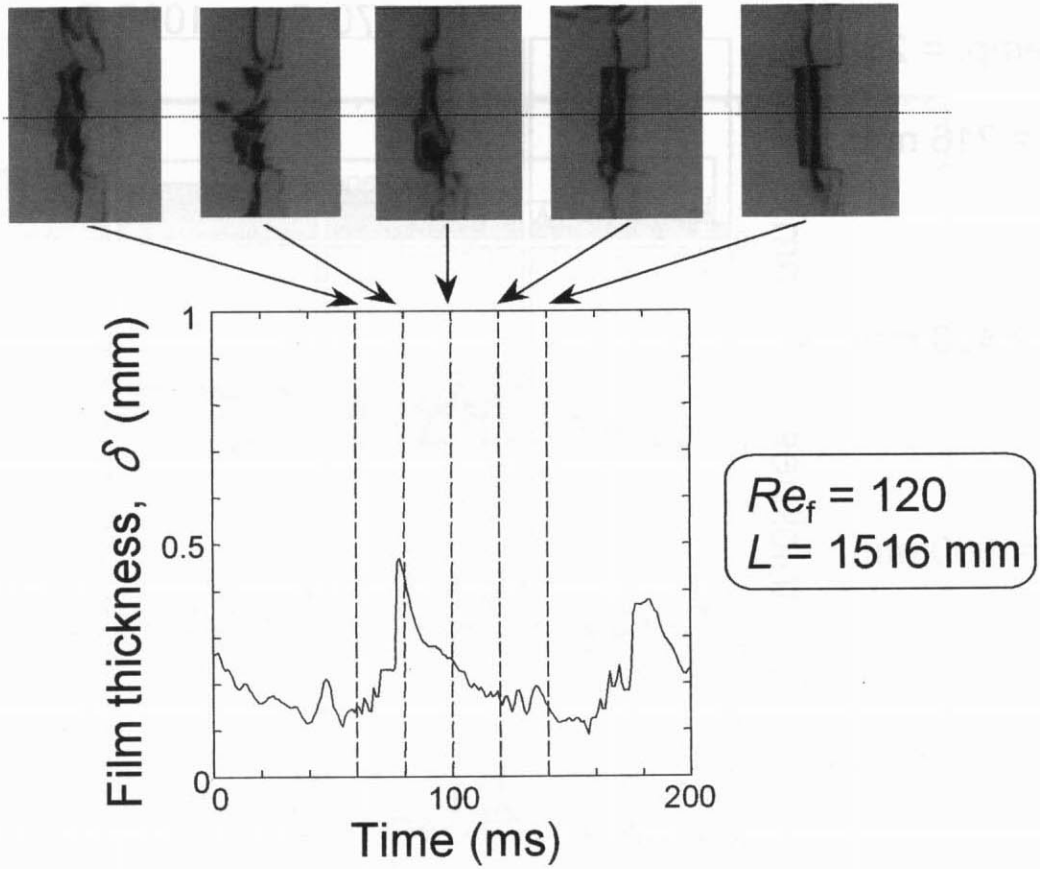


Fig. 3.25 Video images of waves and the film thickness trace measured by LFD

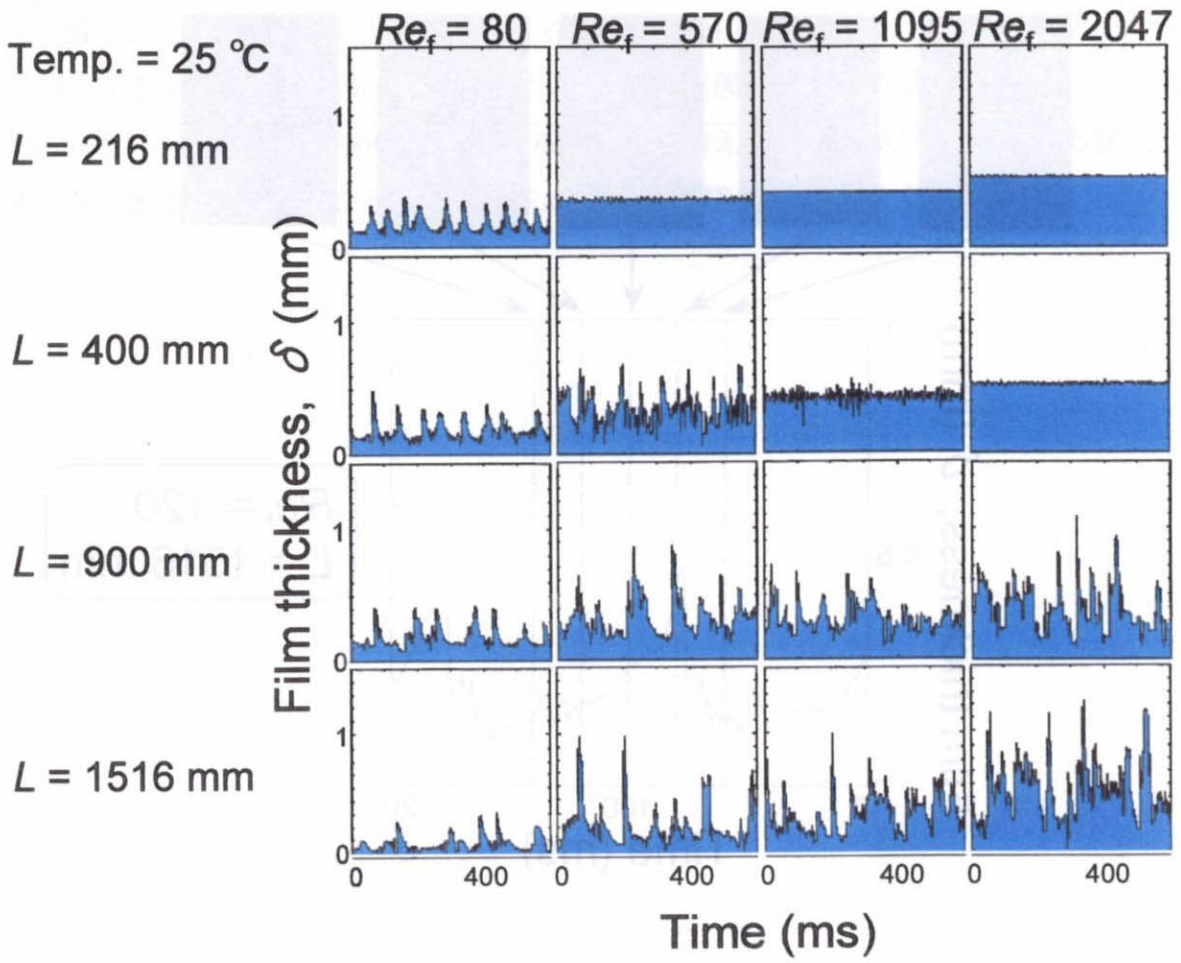


Fig. 3.26 Waves on a film flowing down a vertical tube inner wall

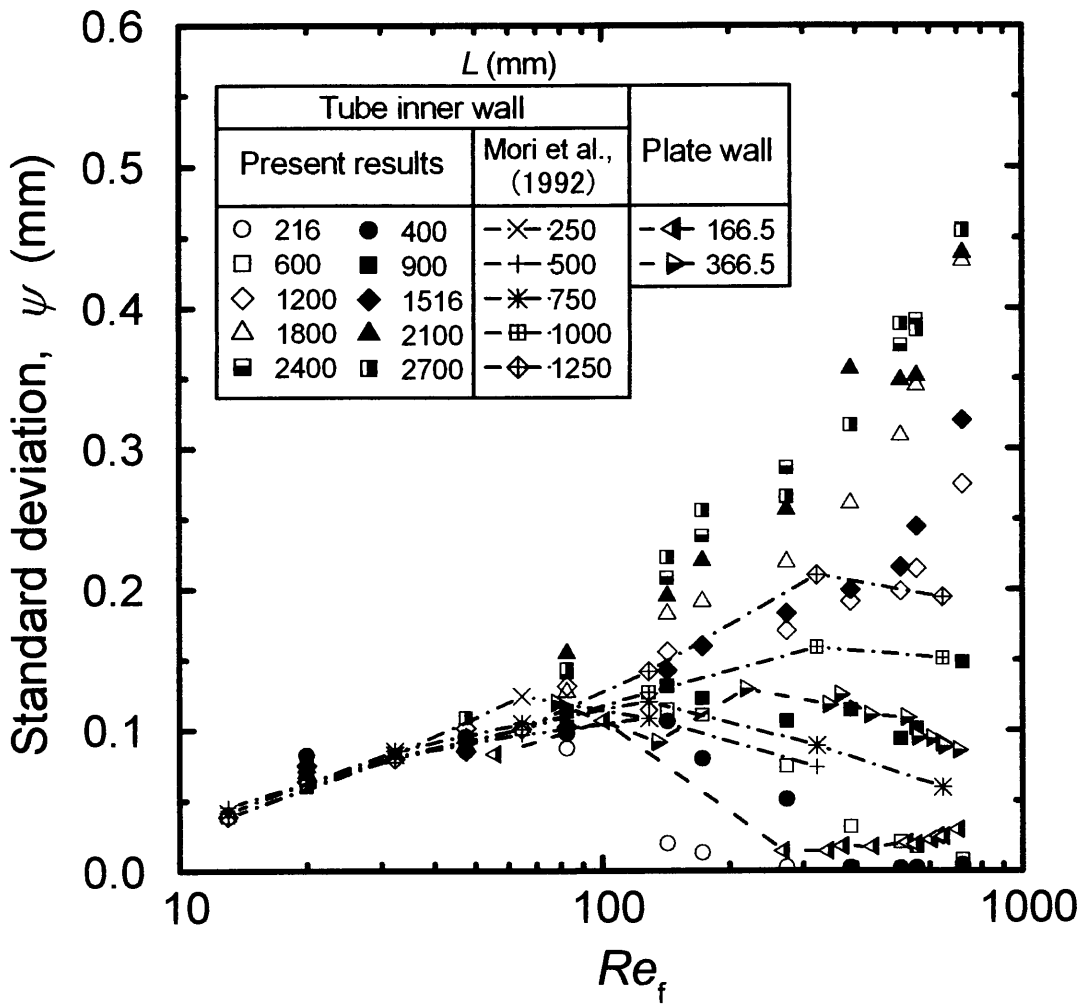


Fig. 3.27 Standard deviation of falling liquid film

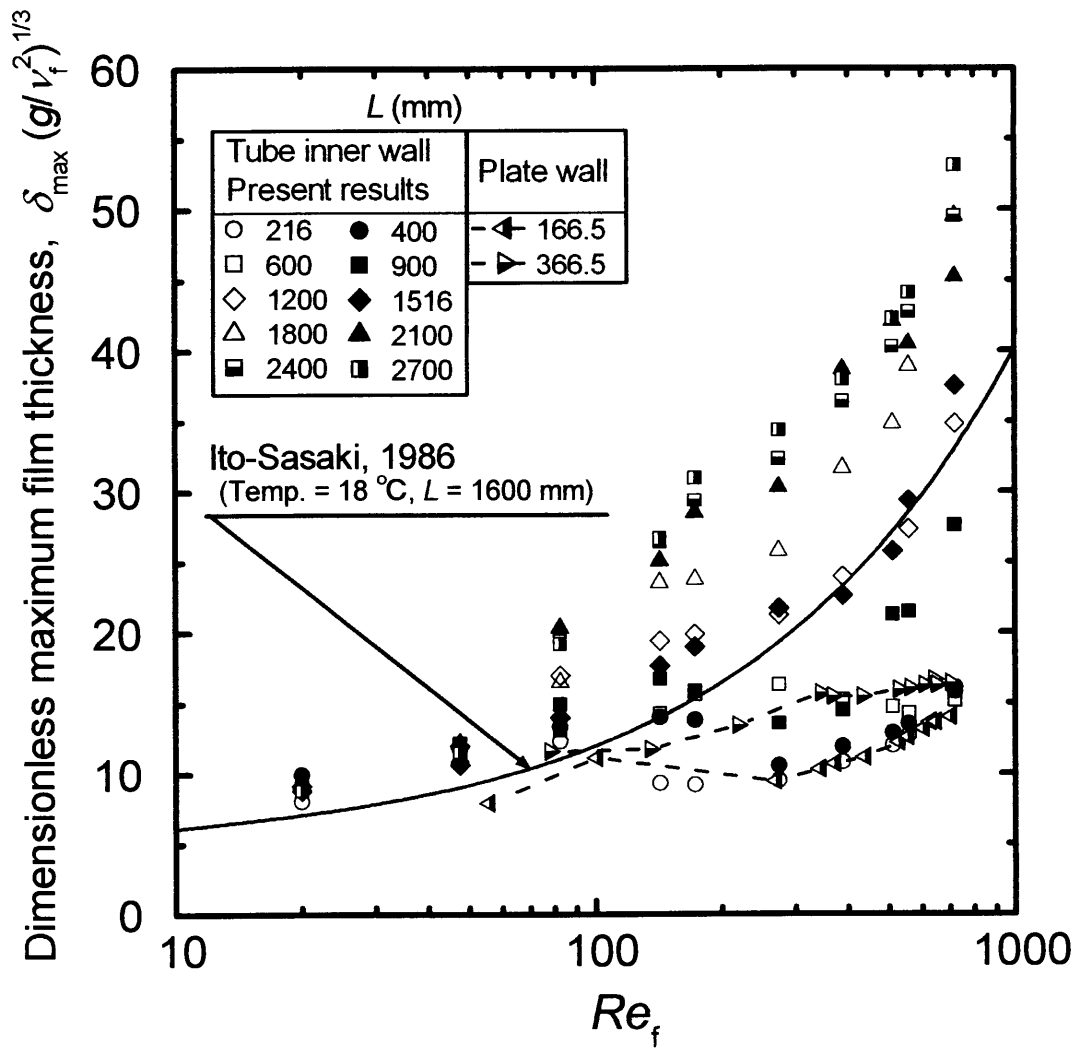


Fig. 3.28 Maximum thickness of falling liquid film

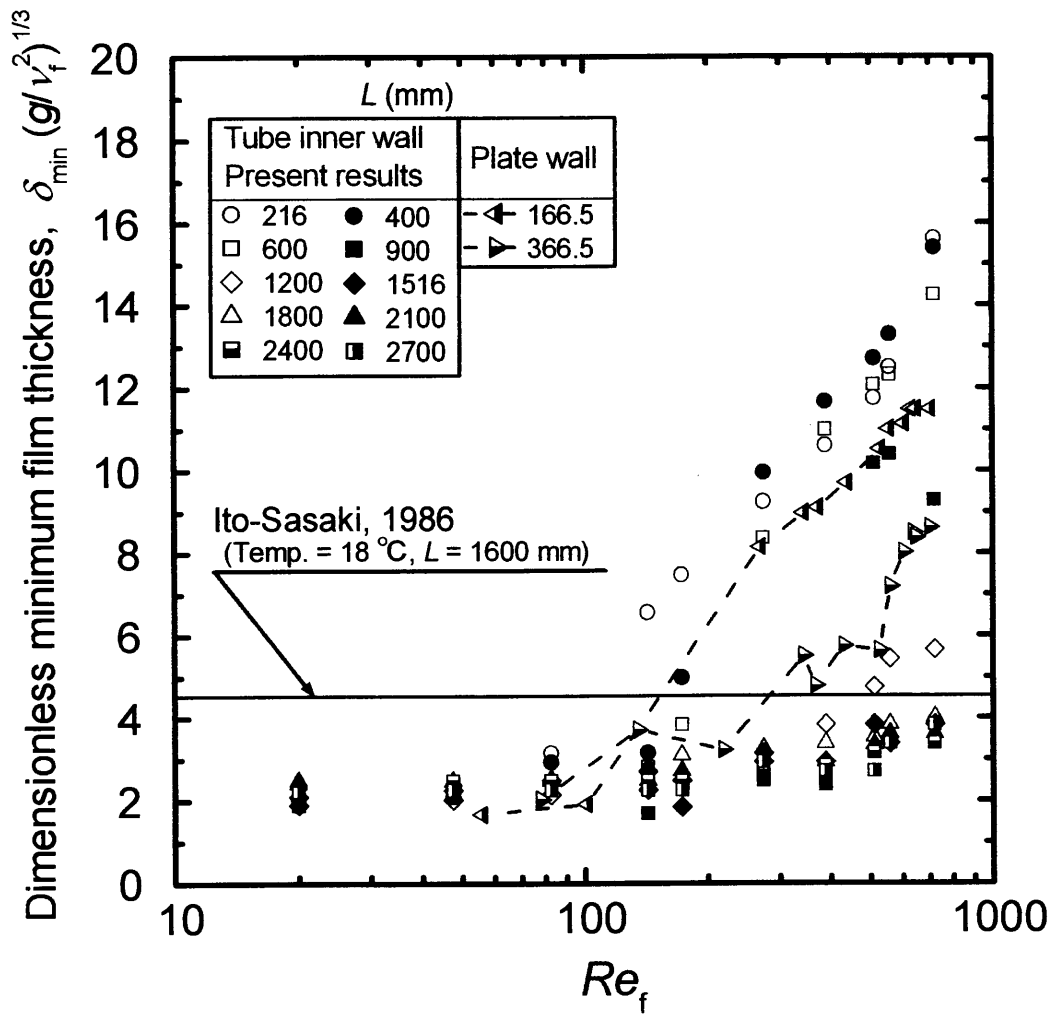


Fig. 3.29 Minimum thickness of falling liquid film

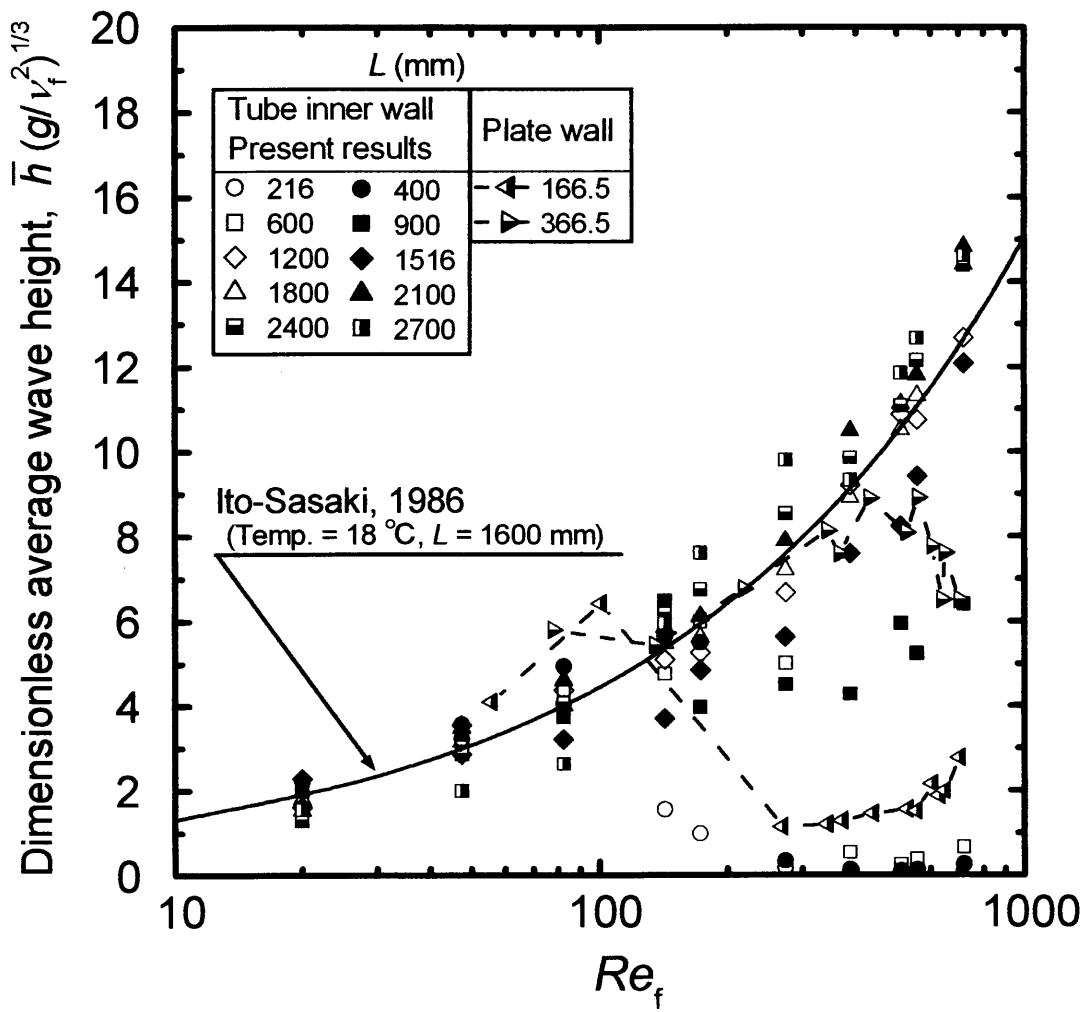


Fig. 3.30 Average wave height of falling liquid film

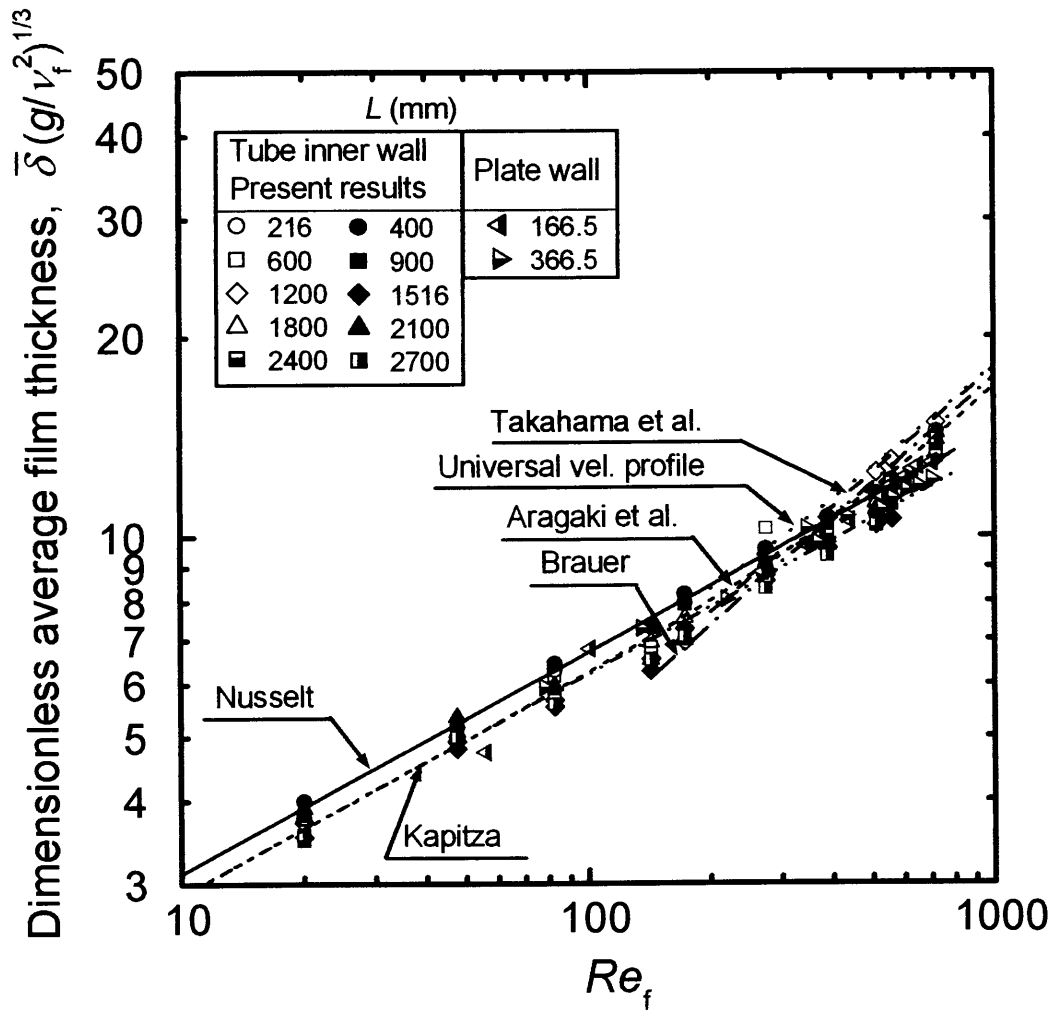


Fig. 3.31 Average thickness of falling liquid film

3.4 結言 I

実験 I の目的は、鉛直壁面および円管内壁面に沿って流下する液膜の厚さを LFD により測定し、液膜の流動発達特性を実験的に明らかにすることである。LFD により得られた波形データを助走距離、液膜レイノルズ数ごとに整理しその波動特性を評価した。特にこれまで測定手法の限界から厳密に評価することができなかった、局所液膜厚さの軸方向発達過程を高精度にとらえ、現象の新しい知見を得た。また平均液膜厚さ、最大、最小液膜厚さ、平均波高および界面波速度を理論式、実験相関式と比較することで、助走区間における液膜の発達特性について考察した。得られた結果は以下のようにまとめられる。

- (1) 液膜流量すなわち液膜レイノルズ数 Re_f が小さいほど波の空間的成長は早く、逆に Re_f が大きいほど最終的な波立ちは大きくなる。これは、液膜生成部から十分な距離をおいた発達域と異なり、液膜生成部に近く助走距離が短い条件では、液膜が生成されてから測定部に達する時間も短く、波の成長に十分な時間が与えられないためである。液膜流量すなわち流下速度が大きければ測定部までの到達時間も短くなり、波の振幅は小さくなる。一方液膜流量が小さくなれば到達時間は長くなり、よって波は互いに合体し孤立波を形成できる。
- (2) 平均液膜厚さと平均波速度は、 $Re_f = 50$ 付近の低液膜流量条件を除いてはヌッセルトの理論式と比較的よく一致した。 $Re_f = 200 - 400$ の乱流遷移点を越えた比較的高い Re_f 条件下においてもこのようにヌッセルトの理論式と良く合うことは、助走区間 150 - 400mm においては波がまだ発達せず層流性を保っていることを示している。
- (3) 最大液膜厚さ、標準偏差および平均液膜厚さの測定結果から Re_f が 200 - 250 の乱流遷移点以下の領域では助走距離の影響はほとんど見られないことがわかった。 Re_f が乱流遷移点を越えると Re_f の増加につれて助走距離の影響は大きくなる。特に $Re_f > 150$ の液膜流量が大きかつ $L \leq 400$ mm の助走距離が小さい範囲では標準偏差は非常に小さく、波立ちのない鏡面状態になっている。助走距離が大きくなると大きな波立ちに発達していくが、 $L = 2,400 - 2,700$ mm と助走距離が非常に大きくなっても、波の成長は止まらない。従って、流下液膜解析において $Re_f > 150$ の液流量の範囲では定常流を仮定することは適当でない。
- (4) 最小液膜厚さは、 $L \geq 1,200$ mm では Re_f によらずほぼ一定の値(0.1 mm)になった。触針法によって計測された最小液膜厚さは、LFD による計測結果と同様に助走距離

が大きい領域では Re_f によらずほぼ一定の値となるが、その値は 0.2 mm と LFD による値と比較して大きい。これは触針法では最大液膜厚さの測定は正確にできるが、最小液膜厚さの測定は電極を液膜内部に挿入しなければならず流れを乱すので、どうしても誤差が大きくなるためと考えられる。