

## 第4章 実験Ⅱ 垂直管上昇環状流液膜の発達特性

### 4.1 緒言Ⅱ

沸騰伝熱様式で大半占める環状流領域は、他の流動様式と比較して熱伝達率が高く、またドライアウトやバーンアウトといった伝熱管損傷をもたらす流動条件への遷移過程にあるため、その時空間変動特性を実験的、解析的に捉えモデル化することは、プラント本体設計における技術的課題(安全解析精度の向上、限界設計に基づく低コスト化など)を解決していく上で極めて重要である。しかしながら、現在実機の熱設計・流動設計に適用されている設計条件は、定常完全発達条件下で、かつ時空間平均値としてマクロに与えられた実験データをもとに整理されている。従って過渡的な流れ、未発達流れが適切に表現できないため、設計上最も重要となる液膜の破断条件を厳密に見積もれない等の問題がある。環状流液膜の流動は、非常に複雑な波動を伴い、軸方向に沿って波の合体・分裂、液滴の飛散・吸着を繰り返しながら発達していく。環状流研究の今後の進展のためには、このような液膜界面波の時空間的な変動や分布というマイクロな物理量を、軸方向の全域に渡って高精度に捉え、液膜界面の発達、輸送の機構論的モデリングを行うことが不可欠となる。LFD は流れに非接触、かつ高時空間分解能で液膜厚さの局所値を捉えることができ、また流れ方向、断面方向の任意位置に自由に設置して計測できることから、発達過程にある流動特性を多数点において容易に入手できるという利点があり、これまで測定方法の問題等から厳密に検討することができなかった環状流液膜の発達過程と流動メカニズム、特に液膜破断条件に関与する局所液膜厚さや波のマイクロ流動機構を唯一測定できる技術である。

この章の目的は、工業上最も実用性の高い垂直管上昇環状流を対象として、管軸方向全域に渡る液膜厚さおよび界面波の時空間的な変動特性を LFD により測定し、環状流液膜の流動発達特性に関する新しい知見を得るとともに、解析の基盤となる高精度なデータを提供することである。特に、液膜界面輸送機構と液膜破断メカニズムの解明に資する局所液膜厚さの挙動および擾乱波特性を助走距離に対し精査する。

## 4.2 環状流実験装置・実験条件

### (1) 実験装置

#### a. 垂直管上昇環状流ループ

Fig. 4.1 は本実験で使用した空気—水系垂直管環状流ループの概略図である。試験部は液膜発生器、テスト管(長さ 3 m、内径 11 mm)、第一液膜吸引部、液滴付着管(長さ 0.45 m、内径 11 mm)、第二液膜吸引部で構成されている。テスト管は、管路途中の乱れの影響を無くすため管の継ぎ目のない一本構造となっている。

空気はコンプレッサ(圧力 1.45 MPa)で加圧され、エアドライヤとエアフィルタで水分、油分等を除去後、空気流量調節弁および浮子式流量計にて流量が調整され、液膜発生器下部より試験部に供給される。なお、試験中の圧力降下による流量の変化をなくすために浮子式流量計—流量調整弁間は、圧力調整弁により 0.5 MPa に維持されている。

液相タンク内に満たされた水は、循環ポンプによりイオン交換式純水器とフィルターに一定量循環されることで、電気伝導度  $0.1 \mu\text{S}/\text{cm}$  以下に調整される。またタンク内に設置された冷却コイル内を通過する低温冷媒の流量を調整することで、ポンプの循環による水温の上昇を抑制するとともに、タンク内水温を常に  $25 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$  に調整する。液相は定容積式ポンプにより加圧後、流量調整弁および浮子式流量計で流量設定され、液膜発生器に供給される。液膜発生器内部にはテスト管と同等径の焼結金属管(透過度  $120 \mu\text{m}$ )が取り付けられており、液相がその外周方向から供給されることで、テスト管内壁面に一様な液膜が形成される。気相は焼結金属管の中心部を通過し、管内面に形成した液膜を伴いながらテスト管を上昇する。こうして得られた環状流は、助走距離の増加と共に、液滴の発生、付着を繰り返しながらテスト管内を上昇する。テスト管上部に設置された第一液膜吸引部で液膜のみを吸引し、続く第二液膜吸引部では液膜付着管に再付着して形成した液膜を吸引する。残りの液滴は気水分離器に送られ気相と分離される。吸引、分離された液相は、それぞれの回収タンクにて計量された後、再び液相タンクに回収される。

#### b. 液膜厚さのデータ入手方法

Fig. 4.2 に、垂直管環状流における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。図のように LFD から発生するレーザー光を、一部平滑化されたアクリル透明管の外壁より液膜の流動部へ照射することにより、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 Data logger に収録

され、時間軸データに変換された後パーソナルコンピュータに取り込まれる。得られた電圧時間データを液膜厚さに校正し、式(2.13)による屈折補正を行うことで、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 30 秒間の安定時間を置いた後、サンプル数 16,000 点で 10 秒間収録した。

### c. 管内圧力特性の解析

テスト管軸方向に半導体圧力トランスデューサを数ヶ所設置し、管内の圧力特性を入手した。テスト管には圧力を検出するための直径 0.2 mm の測定孔を設けると共に、各測定孔に空気抜き用のネジ部を設けることで、管内面からセンサ間を液封することができるようになっている。これにより空気などの圧縮性の気体が排除されて圧力伝搬を阻害することなく、圧力振動の測定精度を高めることができる (Fig. 4.3)。半導体圧力トランスデューサは、測定圧力範囲 -100~200 kPa(一次共振周波数 35 kHz)のものと -100~500 kPa(一次共振周波数 40 kHz)のものを使用した。半導体圧力トランスデューサにより検出された電圧信号は直流増幅器により 50 倍に増幅され、FFT アナライザーに取り込まれる。FFT アナライザーでは、取り込んだ電圧値を時間軸データ、周波数応答関数および 2 点間の位相遅れデータにそれぞれ変換し、演算処理結果をパーソナルコンピュータに取り込む。また圧力の測定部と同じ箇所において、LFD と高速ビデオカメラを設置して同期測定した (Fig. 4.4)

## (2) 実験条件

### a. 流量条件

実験は気相レイノルズ数  $Re_g = 31,800 - 98,300$ 、液相レイノルズ数  $Re_f = 1,050 - 9,430$  の範囲で行い、各流量条件に対する液膜流動特性と管内圧力特性を整理した。

### b. 測定位置

#### LFD による液膜厚さの測定

液膜発生器からの距離  $L = 550 - 2,750$  mm の範囲において 21 箇所 ( $L/D = 10$  の間隔)で計測することで、液膜厚さの軸方向変化特性を詳細に整理した (Fig. 4.3)。

#### 管内圧力測定

液膜発生器からの距離  $L = 550$  mm、1,650 mm、2,750 mm の位置を中心に、前後 33 mm の間隔で圧力を測定した。これらの位置における圧力データをもとに管内摩擦損失と各部における気液両相の状態量および管内圧力の伝播特性を整理した。圧力の伝搬速度を測定するためには、2 点間の圧力位相遅れが各周波数帯において半周

期以内となる必要があり、圧力の伝播速度と周波数の範囲に応じて 2 点間の距離を設定することになる。各位置各流量条件によって圧力伝搬速度は異なるが、予備実験より 2 点の圧力タップ間の距離を 33 mm に決定し、各流量条件における圧力波位相遅れを入手した。



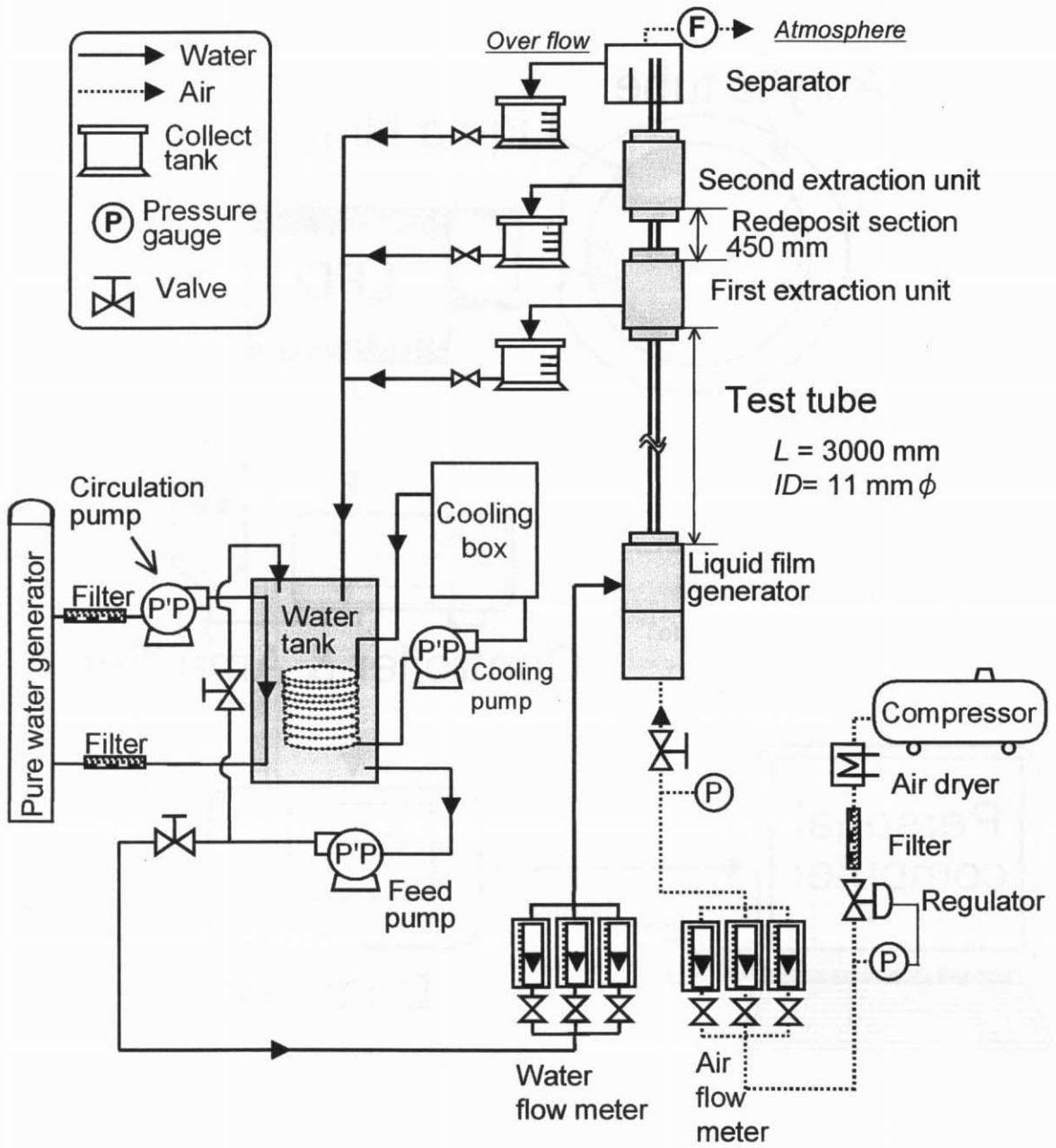


Fig. 4.1 Annular two-phase flow loop

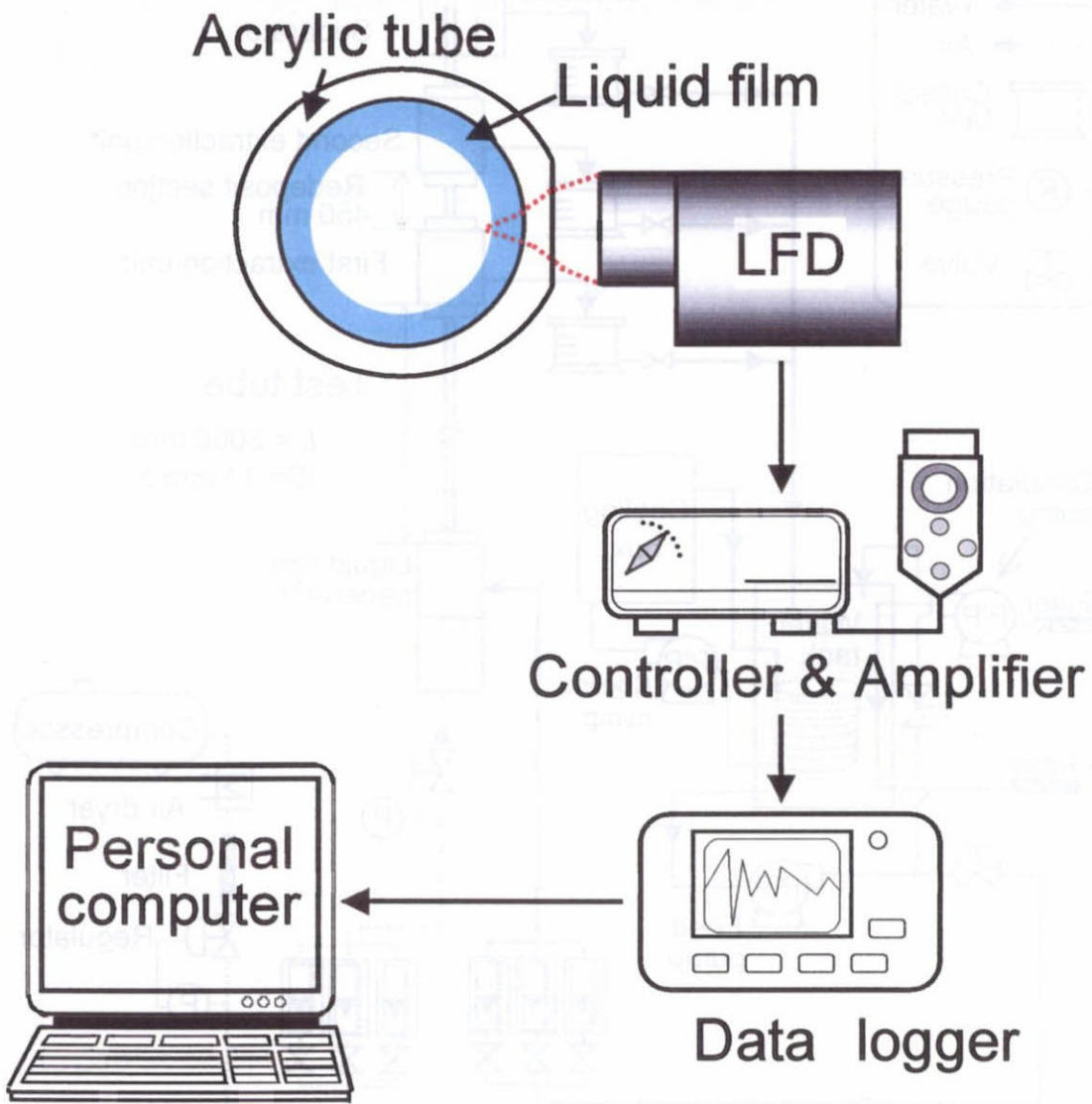


Fig. 4.2 Data acquisition system for liquid film thickness measurement

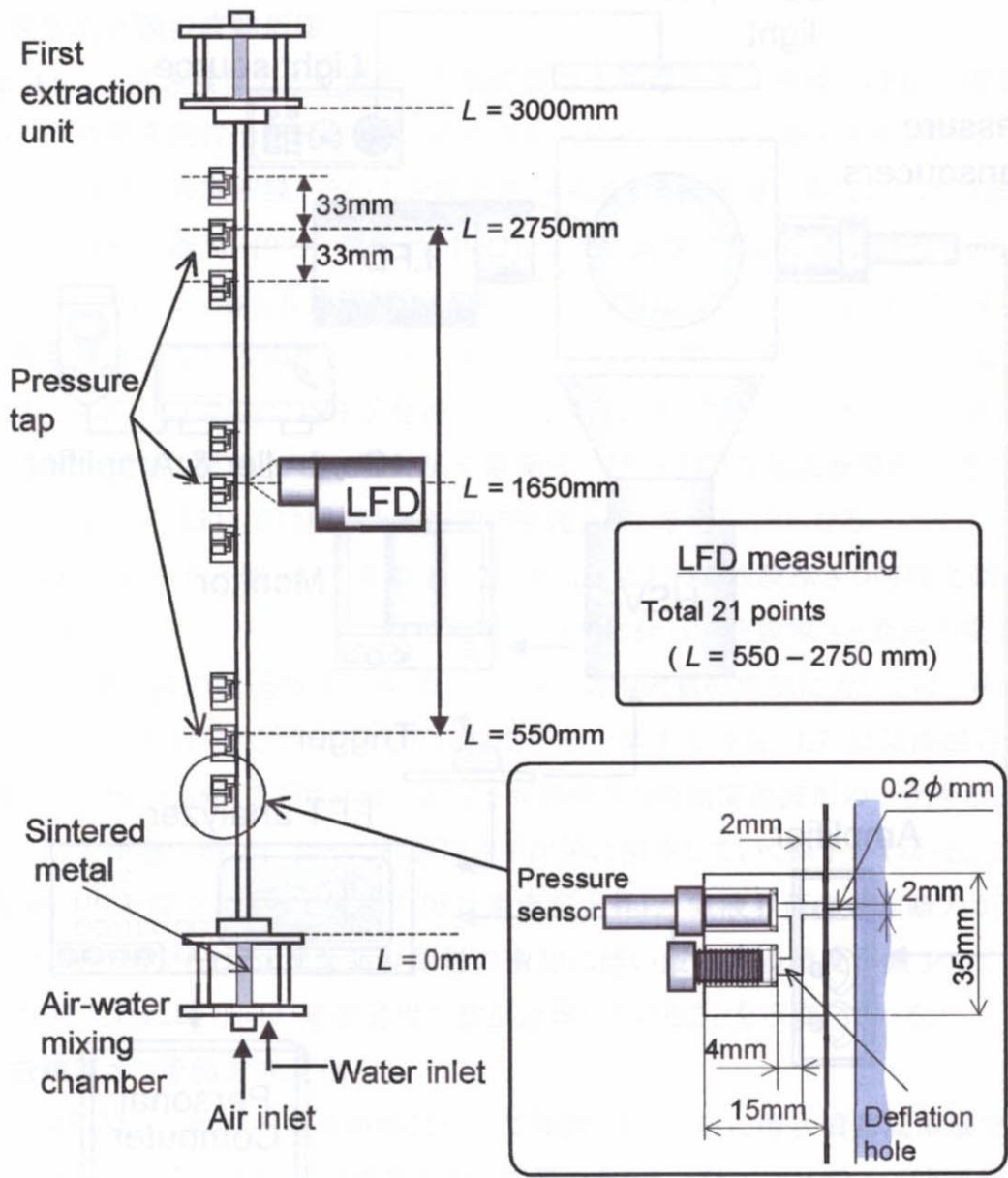


Fig. 4.3 Test section for annular flow experiment

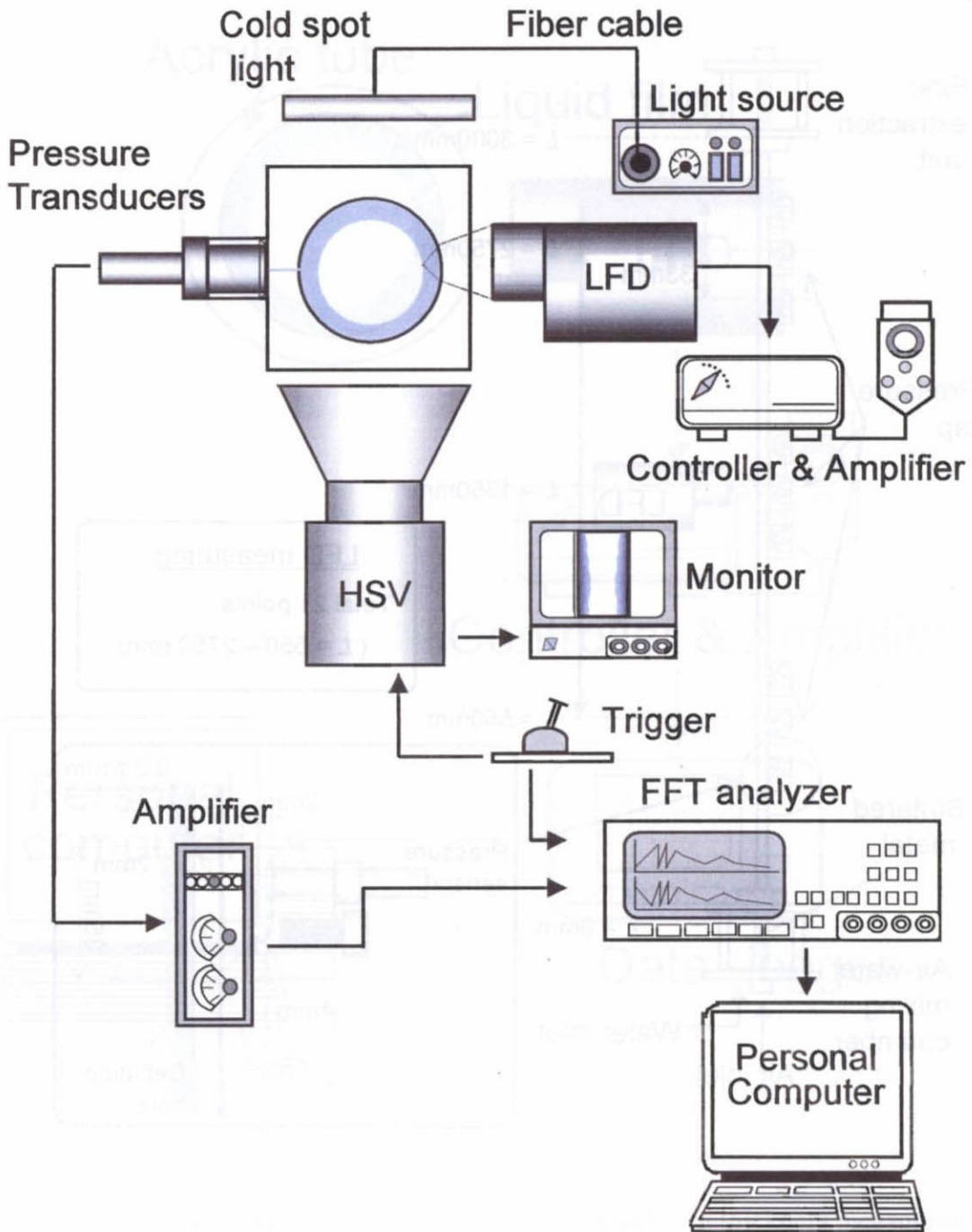


Fig. 4.4 Measurement system for pressure and liquid film thickness

## 4.3 環状流実験結果・考察

### 4.3.1 環状流液膜の発達特性

#### (1) 環状流液膜の波動形態

Fig. 4.5 に、高速度ビデオで撮影した垂直管内上昇環状流の画像と LFD で測定した液膜厚さの時間変動波形を示す。植田らや深野らが示している流動モデルと同様に、リップル波が存在する基底液膜とその上を擾乱波が通過する波動層が形成している[植田・田中, 1973; 植田・能勢, 1973; 深野他, 1982]。ビデオ画像において擾乱波の界面は明確に写っていないが、擾乱波通過時と LFD の波形は対応していることがわかる。また画像からは擾乱波通過後の液膜内に気泡が混入しているのが観察された。こうした基底液膜内の気泡からドライアウトや DNB が発達していく場合があることが知られており、気泡の位置関係を示す情報も重要となる。触針法や電極法ではこのような基底液膜内気泡の挙動は捉えられないが、LFD では壁面と気泡間の距離として与えることになる。

Fig. 4.6 は気液混合器からの距離  $L = 2,750$  mm における液膜厚さの時間変動波形を各気液流量条件毎に示している。液相流量の増加に伴って液膜厚さと界面の変動量が増加し、また擾乱波の通過頻度も多くなる。一方、気相流量の増加に対しては、界面の変動が抑えられて厚さが薄くなり、小刻みな波動形態を呈する。Fig. 4.7 は気液混合器からの距離  $L = 550, 1,650, 2,750$  mm における液膜厚さの時間変動波形の一例を示している。図から助走距離の増加に伴って液膜厚さが次第に減少していく様子がわかる。これは、管軸方向の圧力降下によって気相の相対速度が上昇し、気液界面のせん断力が増加するためであると考えられる。また助走距離の増加に伴い波の通過頻度が減少している傾向があるが、これは軸方向の発達過程で波が合体していることを示唆している。

#### (2) 液膜厚さの管軸方向変化

次に液膜厚さの軸方向発達特性について検討した。一般に環状噴霧流領域では、気相からの強いせん断力を受け液膜界面から液滴を発生し、軸方向に沿って液滴量を増加させながら上昇する。気相に同伴された液滴は気相乱流中の拡散によって、一部は液膜に伝達されることになり、やがて液滴発生量と平衡して一定の液滴流量となる、すなわち完全発達域に達するとされている。環状流の伝熱特性、液膜流動に関する従前の研究報告のほとんどは、この完全発達域という概念の基に整理されている。断熱系においても液滴流量は気液混合部からの距離とともに増大することになるが、その平衡距離については数

多くの研究報告がなされており、その代表例として Kataoka-Ishii の式がある。彼らは平衡状態に到達する距離  $L_e$  を、Weber 数  $We$  と液相レイノルズ数  $Re_f$  により次式で与えている [Kataoka & Ishii, 1982]。

$$L_e \cong 440 \cdot D \cdot We^{0.25} / Re_f^{0.5}$$

$$We \equiv \frac{\rho_g j_g^2 D}{\sigma} \left( \frac{\Delta\rho}{\rho_g} \right)^{1.3} \quad (4.1)$$

$$Re_f \equiv \frac{j_f D}{\nu_f}$$

ここで、 $\rho_g$ ,  $j_g$ ,  $j_f$ ,  $\sigma$ ,  $\Delta\rho$  はそれぞれ気相密度、気相の見かけ速度、液相の見かけ速度、気液の密度差を示している。本実験範囲において  $L = 2,750$  mm における気液両相の状態量を(4.1)式に代入し、得られる平衡距離は Fig. 4.8 のようになる。図から分かるように、計算結果からは全ての条件が試験部の  $L = 550 - 2,750$  mm の範囲で平衡に達することになる。

Fig. 4.9, Fig. 4.10 は本実験における気相の見かけ速度  $j_f$  と界面せん断力  $\tau_i$  の助走距離に対する変化を示した図である。ここで界面せん断力  $\tau_i$  は、流れが定常でかつ気相中に液滴が無いものと仮定すると、力の平衡から次式で与えられる。

$$\tau_i = \frac{D_i}{4} \left( \frac{dp_g}{dz} \right)_F \quad (4.2)$$

$(dp/dz)_F$  は気相の摩擦損失であり、圧力の実測値と平均液膜厚さから求めた。図からわかるように、気相速度と界面せん断力は助走距離の増加に伴って一様に増加している。これは、軸方向の圧力損失勾配のために下流では気相密度  $\rho_g$  が小さくなり、従って気液の相対速度が大きくなるためである。液膜の流動すなわち液膜厚さと液滴の発生は界面せん断力と密接な関係があるため、これらの結果から、密度変化を無視できない低圧領域の環状流では定常状態を定義することは難しいということが言える。

次に LFD により得られた液膜厚さの時間変動波形から最大、平均、最小液膜厚さの軸

方向変化を整理する。Fig. 4.11 - 4.14 は助走距離に対する最大、平均、最小液膜厚さの変化を各流量条件ごとに示したものであり、LFD により得られる液膜厚さの存在確立が 99 %となる値を最大液膜厚さ(Max.)、50 %を平均液膜厚さ(Ave.)、1 %を最小液膜厚さ(Min.)としてそれぞれ与えている。最大液膜厚さに着目すると、液相流量毎に異なった特性の増減を繰り返しながら、助走距離の増加に伴って次第に減少していく様子が見られる。(4.1)式で与えられる平衡状態距離( $L = 400 - 800 \text{ mm}$ )を超えても液膜の変化は止まらない。この増減を伴いながら厚さが減少するという現象は、気相に対する液相流量比が大きいほど顕著に現れている。一方、最小液膜厚さは助走距離と気相流量の増加に対し減少傾向にあるがその変化は微小であり、平均液膜厚さの変化は最大液膜厚さの変化に依存している。

ここで、全ての測定点および気液流量条件における界面せん断力と平均液膜厚さの関係を Fig. 4.15 に示す。図には次式で与えられる単相流の層流速度分布と Karman の一般速度分布から算出した平均液膜厚さを同時に記した。

[層流]

$$Re_f = -\frac{3}{4}(\bar{\delta}^*)^3 + 2\tau_i^*(\bar{\delta}^*)^2 \quad (4.3)$$

$$\bar{\delta}^* = \bar{\delta} \left( \frac{g}{v_f^2} \right)^{1/3}, \quad \tau_i^* = -\frac{\tau_i}{\rho_f g} \left( \frac{g}{v_f^2} \right)^{1/3}$$

[一般速度分布]

$$Re_f = 2(\bar{\delta}^+)^2 \quad : \bar{\delta}^+ \leq 5$$

$$Re_f = 50 - 32.2\bar{\delta}^+ + 20\bar{\delta}^+ \ln \bar{\delta}^+ \quad : \bar{\delta}^+ \leq 30$$

$$Re_f = -256 + 12\bar{\delta}^+ + 10\bar{\delta}^+ \ln \bar{\delta}^+ \quad : \bar{\delta}^+ > 30 \quad (4.4)$$

$$(\bar{\delta}^+)^2 = \tau_i^*(\bar{\delta}^+)^2 - (\bar{\delta}^+)^3$$

図から、平均液膜厚さは界面せん断力の増加に伴って減少していることがわかる。実験値は一般速度分布と層流の解の間にあるが、界面せん断力に対する平均液膜厚さの勾配は、液流量が多い条件では一般速度分布の解と良く一致している。液流量の低い条

件では、界面せん断力の低いところで層流の解に近づくが、界面せん断力の増加に対する厚さの勾配は、液相流量の減少に伴い次第に緩やかになり、乱流条件の場合とは異なる特性を示す。このように環状流液膜の流動には助走距離の増加に対して定常となることはなく、管軸方向の界面せん断力の増加に従って液膜厚さが一様に減少することがわかる。またこの結果から、平均液膜厚さの軸方向変化については、気液両相の流量条件と管軸方向に対する界面せん断力の関係を正しく整理することにより精度良く評価できると考えられる。

また、本論文では、LFD による計測値と既存モデルとの整合性を確認するため、平均界面面積濃度を対象に、ドリフトフラックスモデルから予測される値と比較した。その結果、助走距離に対する平均界面面積濃度の測定値は、各位置における気液両相の状態量を適切に与えることで、ドリフトフラックスモデルと比較的良好一致を示すことが確認された (APPENDIX B 参照)。

### (3) 擾乱波の通過頻度特性

次に LFD により得られた液膜厚さの時間変動波形から、擾乱波の通過特性を評価する。液膜の破断には熱的な作用のみならず、流路構造や水力学的作用にも影響されるが、ごく最近の研究によれば、液膜破断機構には主としてドレーニジ(液体塊の逆流による急速な薄膜化)によるもの(低熱流束域)と、擾乱波間の基底液膜の蒸発によるもの(高熱流束域)があるとされている[深野・他4名, 2000]。従って、液膜破断条件を厳密に見積もるためには環状流の擾乱波通過頻度と擾乱波通過後のリップル領域に形成する局所最小液膜厚さの特性を整理することが必要となる。擾乱波の特性については、その速度や通過頻度、形状を詳細に知ろうとする試みが従来から多くなされている [Hall-Taylor, 1966; Gill et al., 1969; Hewitt & Nicholls, 1969; Tomida & Okazaki, 1974; Whalley et al., 1977; Martin, 1983; Wikes et al., 1983; Azzopardi, 1986; Sekoguchi & Takeishi, 1989; Wolf et al., 1996; Sekoguchi & Mori, 1997]。擾乱波の分類方法は各研究者によって様々であり、統一された定義はない。表面波には様々な波が重なり合っているが、本論文では3.2節の平板流下液膜実験と同様に、式(3.29)、式(3.30)で与えられる液膜の層をしきい値として、測定された液膜厚さから波を分類する。ここでは Fig. 4.16 に示すように、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擾乱波と定義し、LFD による液膜厚さの波形から単位時間当たりの擾乱波の通過個数  $f_D(1/s)$  を求め、各実験条件ごとに整理する。この波の分類方法によって評価される擾乱波通過



頻度の整合性を確認するため、高速度ビデオカメラによる管内の流動状況の画像から確認される擾乱波の通過個数と比較した。Fig. 4.17 に LFD で測定された液膜厚さの時間変動波形と、各時刻に対応する管内の流動状況の画像を示す。図中○のマークは上記の波の分類方法で識別される擾乱波の位置を示している。擾乱波は非常に速い速度で管内の流動を乱しながら上昇するため、高速度ビデオカメラによる画像からその通過状態を目視にて観測できる。図中の画像において全体的な輝度が低くなっている画像が擾乱波通過時の状況であるが、LFD の波形から識別される擾乱波と、擾乱波通過時の画像は対応していることがわかる。Fig. 4.18 は画像から観測される擾乱波通過頻度と、LFD の波形から識別される擾乱波通過頻度の差を示した図である。LFD による評価では数え落としにより、画像から観測される値よりも低い値を示すケースがあるが、本実験の範囲においてほぼ 15%の誤差範囲内で擾乱波の通過頻度を評価できることが確認された。次に本実験で得られた擾乱波の通過頻度と、既存の実験相関式との比較を行った。世古口らは、管内径  $D = 8 - 26 \text{ mm}$ 、助走距離  $L = 3,100 - 4,200 \text{ mm}$  ( $L/D = 162 - 388$ ) に形成する環状流液膜を対象に、気相見かけ速度  $j_g = 20 - 50 \text{ m/s}$ 、液相見かけ速度  $j_f = 0.04 - 0.14 \text{ m/s}$  の流量範囲において、無次元数のみで表される以下の相関式を与えており、誤差の標準偏差 10%以内の精度で実験値と一致するとしている[世古口・他 2 名, 1985]。

$$Sr = f_D \cdot D / j_g = f_1(E\ddot{o}) \cdot g_1(\xi) \quad (4.5)$$

$$f_1(E\ddot{o}) = E\ddot{o}^{-0.5} \cdot (0.5 \ln E\ddot{o} - 0.47)$$

$$g_1(\xi) = 0.0076 \ln \xi - 0.051$$

$$E\ddot{o} = gD^2(\rho_f - \rho_g) / \sigma$$

$$\xi = Re_f^{2.5} / Fr_g$$

$$Fr_g = j_g / \sqrt{gD}$$

$Sr$  はストローハル数、 $f_D$  は擾乱波通過頻度、 $E\ddot{o}$  はエトバス数である。本実験の液膜発生器からの距離  $L = 2,310 - 2,750 \text{ mm}$  ( $L/D = 210 - 250$ ) における気液の状態量を式(4.5)に代入し得られた値と本実験結果を比較した。Fig. 4.19 に両者の比較結果を示す。気相流量が(4.5)式の適用範囲を超える条件で、予測値の方がやや高い値を示すが、気液流量の変化に対する増減の傾向はよく再現できており、両者は 25%以内の誤差範囲で一致

した。このように擾乱波の通過頻度は、特定の助走距離範囲においては既存の相関式によりある程度の精度で予測可能だが、Fig. 4.7 に示したように、波の通過特性は液膜厚さと同様に軸方向に対して常に変化しながら流動している。したがって、次に擾乱波通過頻度の助走距離に対する変化を整理する。Fig. 4.20 - 4.23 は助走距離に対する擾乱波の通過頻度を各流量条件ごとに示した図である。図から、擾乱波の通過頻度についても液膜厚さと同様に、助走距離に対し定常となることはなく、増減を伴いながら次第に減少していくことがわかる。この結果は、発達過程において波の生成、消滅が生じていることを示唆している。この結果から、軸方向の限られた領域で得られる情報から波の通過頻度を整理することは困難であるといえ、波の通過頻度の予測には前流側における波の形成条件と波の生成・消滅メカニズムを考慮に入れる必要があると考える。次に本論文では、最大液膜厚さと擾乱波通過頻度が助走距離の増加に対して増減を伴いながら減少するという特異な現象についての検討を試みた。式(4.6)の  $K$  は Kurutosis と称し、平均値周りの 4 次モーメントを標準偏差の 4 乗で正規化した値である。Kurutosis は波形の尖度、すなわち波の振幅、あるいは単位時間あたりの波の移動量の差異を示す指標であり、液膜界面の特性をマクロ的に見積もることができる。

$$K = \frac{\sum_{k=1}^n (\delta_k - \bar{\delta})^4}{n \cdot \Psi^4} \quad (4.6)$$

$\Psi$  : Standard deviation,  $\delta$  : Film thickness

Fig. 4.24 に助走距離に対する  $K$  の変化を示す。各条件とも、管軸方向に対し液相の流量条件に依存した形でいくつかの極値を有している。この結果は、波の移動速度あるいは波高の変化が、管軸方向全域に規則性を帯びて定在していることを示している。この規則的変動には管内圧力波の共振現象などが関与している可能性が考えられる。安部らは超音波による気泡並進運動の制御方法を検討しており、管内液中に定在波を発生させることで、圧力の節と腹の管軸方向分布に応じた定在気泡を形成できることを明らかにしている(安部・他 3 名, 2000)。Fig. 4.25 はその結果の一例である。音圧の最大値は約 0.02MPa と小さいものの、約 3mm 程度の気泡が、圧力分布の節から腹に向かう位置に 3 個定在していることが確認できる。仮に環状噴霧流において、定在波の形成する現象が自励的に生じるとすれば、その定在圧力分布に応じて液滴や波の通過が規則的に保持されようと

する作用が働き、それによって管軸方向に対する液膜厚さと擾乱波通過頻度の規則的な変動が生じる可能性がある。従って次に、管内圧力伝播特性の測定を試みた(Fig. 4.26)。Fig. 4.27 は  $L = 550, 1,650, 2,750$  mm の位置において、33 mm の間隔で設置された圧力センサより得られる圧力信号の位相特性を示している。図中の  $\omega$  は二つのセンサにより検出される圧力波の位相差であり、 $\omega > 0$  となる場合は圧力の伝播が管軸方向に進む進行波(Progress wave)が形成され、 $\omega = 0$  となる場合は波動が進行しない定在波(Standing wave)が形成されていることになる(Fig. 4.26)。Fig. 4.27 からわかるように、管軸方向各位置における位相特性はそれぞれ異なり、50 Hz 近傍において定在波が形成する領域が現れた。軸方向に対して定在波と進行波が混在している理由として、各位置における圧力伝播速度を同時に計測していないことが考えられるが、こうした軸方向各部の局所的圧力特性が関与して、液膜厚さの変動が生じている可能性があると言える。しかしながら本実験のみではこれらの相互作用を明らかにすることはできず、今後複数点の圧力を同時計測し、管軸方向の圧力分布と液膜厚さ、液滴の付着・飛散特性の関係をより詳細に調べて、説明する必要があると言えよう。

#### 4.3.2 最小液膜厚さの特性

一般に液膜の破断は、通過する擾乱波間の液膜の薄くなる部分から成長するとされており、擾乱波の通過頻度と同様に最小液膜厚さの特性を整理することは重要であるが、計測手法の未発達等によりこれまで最小液膜厚さを正確に測定・整理した例はない。ここでは、LFD により得られた液膜厚さの時間変動波形から局所最小液膜厚さすなわち液膜界面波の最下点の厚さと通過頻度特性を整理する。Fig. 4.28 は平均最小液膜厚さの無次元数  $\delta_{\min}(g/\nu_f^2)^{1/3}$  を気相レイノルズ数  $Re_g = u_g D_i / \nu_g$  に対して整理した図である。ここで平均最小液膜厚さ  $\delta_{\min}$  は LFD によって得られる液膜厚さの存在確立が 1% となる値として定義される。 $g$  は重力加速度、 $\nu_f$  は液相の動粘性係数、 $u_g$  は気相の平均流速を示しており、 $D_i$  は平均液膜厚さ  $\bar{\delta}$  と管径  $D$  を用いて、 $D_i = D - 2\bar{\delta}$  で求められる気液界面の直径である。図中には比較のため触針法によって得られた植田らの結果[植田・能勢, 1973]を記した。またこのような薄い液膜の流れには、壁面の粘性による拘束が大きな影響を及ぼすと考えられるため、単相流の乱流境界層との関係も示した。図中の  $y^+$  は壁面からの距離を無次元化したもので、壁面せん断力  $\tau_w$  を用いて次式で与えられる。

$$y^+ = \frac{y}{\nu_f} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}} \quad (4.7)$$

$$\tau_w = \frac{D}{4} \left( \frac{dp}{dz} \right)_F \quad (4.8)$$

ここで $\rho_f$ は液相密度、 $(dp/dz)_F$ は摩擦損失である。

速度分布を乱流層と粘性低層で分類した2層モデルでは $y^+ \leq 11.6$ を粘性底層とし、またKarmanの3層モデル[Karman, T., 1939]からは $y^+ \leq 5$ を粘性底層、 $5 < y^+ \leq 30$ を遷移層、 $y^+ > 30$ を乱流層としてそれぞれ定義される。本論文では管摩擦損失を実測により求め、(4.7)(4.8)式から $y^+ = 5, 11.6, 30$ となる $y$ の値を算出した。

図からわかるように平均最小液膜厚さは気相流量の増加に伴って全体的に減少する傾向にあるが、植田らの結果と比較するとその変化は小さい。液相流量の変化に対する影響の方が大きくなっているが、実際の厚さに換算すると0.05 - 0.10 mmの極微小な範囲の変動である。気相流量の低い領域において植田らの結果の方が高い値を示しているが、これは彼ら自身も指摘しているように、低気相流量条件では液相の上昇速度が遅くなることで触針先端部の液膜が表面張力によって盛り上がり、実際よりも厚く測定しているためと考えられる。逆に気相流量の高い領域では植田らの結果が低い値を示している。植田らは我々と同じアクリル管を使用して実験を行っているが、我々の経験によると、アクリル管では気相流量の増加により管内圧力が上昇して管が若干膨張する傾向があったことから、それによる誤差が生じた可能性がある。つまり管の膨張により針と対向にある液膜との距離が離れて実際よりも薄く測定される誤差と考えられる。この管の膨張による誤差を、内圧を受ける円管を想定した応力解析から概略評価する。内圧のみを受ける厚肉円筒の内径変位量 $\Delta d_i$ は次式で表わされる。

$$\Delta d_i = \frac{2p_i r_i (1 + \varphi)}{E(r_o^2 - r_i^2)} \left\{ r_i^2 (1 - 2\varphi) + r_o^2 \right\} \quad (4.9)$$

ここで $p_i$ は管内圧力、 $r_i$ は内半径、 $r_o$ は外半径、 $\varphi$ はポアソン比、 $E$ はヤング率である。常温におけるアクリルのヤング率、ポアソン比はそれぞれ $E = 2,500 - 3,200$  MPa、 $\varphi = 0.3 - 0.4$ であり、植田らの実験で用いられた管は内半径 $r_i = 28.8$  mm、外半径 $r_o = 39$  mmで

ある。また植田らの気液流量範囲は我々の実験とほぼ同等であることから、ここでの管内圧力  $p_i$  は、我々の実験で気相レイノルズ数  $Re_g$  が 70,000 を超えた条件の  $P_i > 0.25$  MPa として計算する。これらの値を(4.9)式に代入すると、内径変位量は  $9 - 13 \mu\text{m} [\delta_{\min}(\text{g}/\text{v}^2)^{1/3} = 0.2 - 0.3]$  となり、植田らの測定値にこの誤差分を上乗せると、高気相流量条件において我々の結果とほぼ一致する。なお、LFD は壁面と液界面の位置を同時に計測しその差分を液膜厚さとしているため、管の膨張や振動による誤差はほとんどない。

一方、乱流境界層との関係に着目すると、平均最小液膜厚さはほぼ全ての条件において、遷移層までもぐり込んでいることがわかる。また、気相流量に対する厚さの変化の傾向が、粘性底層の厚さと同様の傾向を示していることから、粘性底層厚さが平均最小液膜厚さの支配因子であると言える。Fig. 4.29 - 4.32 に、界面波の最下点(局所最小液膜厚さ)が乱流遷移層内を通過する頻度を助走距離に対して整理する。助走距離の増加に対して遷移層内を通過する界面波最下点頻度は、助走距離が短くまた気相に対する液流量比が高い領域( $Re_g = 31,800 - 46,400$ ,  $Re_f = 5,240 - 9,430$ )において増加する傾向にあるが、助走距離の増加に従い次第に一定に近づく傾向を示す。液相流量の減少に伴って界面波最下点通過頻度はほぼ指数則に従い上昇し、液相レイノルズ数  $Re_f = 1,050$  では 120 Hz 以上にもなる。一方、気相流量に対する界面波最下点通過頻度は、気相流量に対する液相流量比が高い領域において若干低い値を示すがほぼ一定の値を示している。気相流量に対して壁面せん断力も変化し、それに伴い遷移層厚さも増減するので、仮に局所液膜厚さと界面波最下点頻度が一定であるとすると、助走距離と気相流量の増加に伴って遷移層内を通過する界面波最下点通過頻度は減少することになる。しかしながら、助走距離と気相流量の増加に対して界面波最下点通過頻度と最小液膜厚さが遷移層の厚さに応じてほぼ一定の値を示すという本実験の結果を踏まえると、局所最小液膜厚さの挙動は、波の乱れと壁面からの粘性による拘束力とのバランスにより決定していると考えられる。これにはさらに各主要パラメータにおよぼす系内圧力、気液の粘性係数および表面張力などの物性の影響を評価し、さらに広範な実験条件下におけるデータを蓄積して明らかにする必要があるだろう。

次に本論文では、得られたデータをもとに平均最小液膜厚さを予測する相関式の作成を試みた。本実験条件の範囲において平均最小液膜厚さは助走距離と気相流量の増加すなわち気相の見かけ速度  $j_g$  の増加に対して減少し、液相流量に対して増加する傾向にあること、また粘性底層厚さと密接な関係があることがわかった。そこでこれらの特性と関連

がある液相レイノルズ数  $Re_f$  と、界面せん断力に対する無次元数  $\tau_i^*$  を用いて最小二乗法により整理を試みた。その結果、次式により相関付けることができた。

$$\delta_{\min}^* = 0.977 Re_f^{0.143} \tau_i^{*-0.117} \quad (4.10)$$

$$\delta_{\min}^* = \delta_{\min} \left( \frac{g}{v_f^2} \right)^{1/3}, \quad \tau_i^* = \frac{\tau_i}{\rho_f g} \left( \frac{g}{v_f^2} \right)^{1/3}$$

式(4.10)による推算値と実験値の比較を Fig. 4.33 に示す。本実験条件の範囲において推算値の実験値に対する誤差は±5%であり、良い精度で整理されていることがわかる。今後この式に含まれていない気液両相の物性と管径の影響を含めて、さらに検討を加える必要がある。

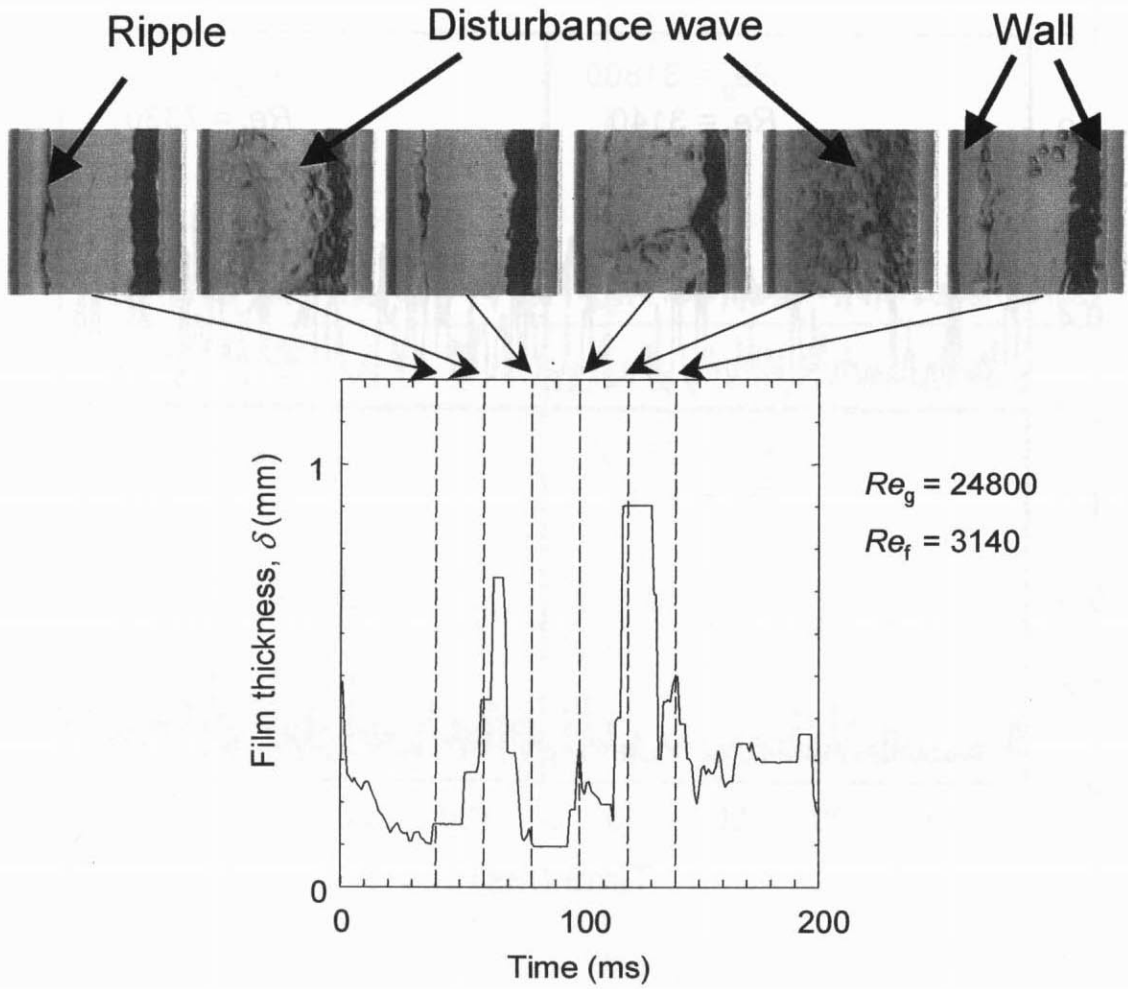


Fig. 4.5 Video images of interfacial waves and film thickness trace measured by LFD

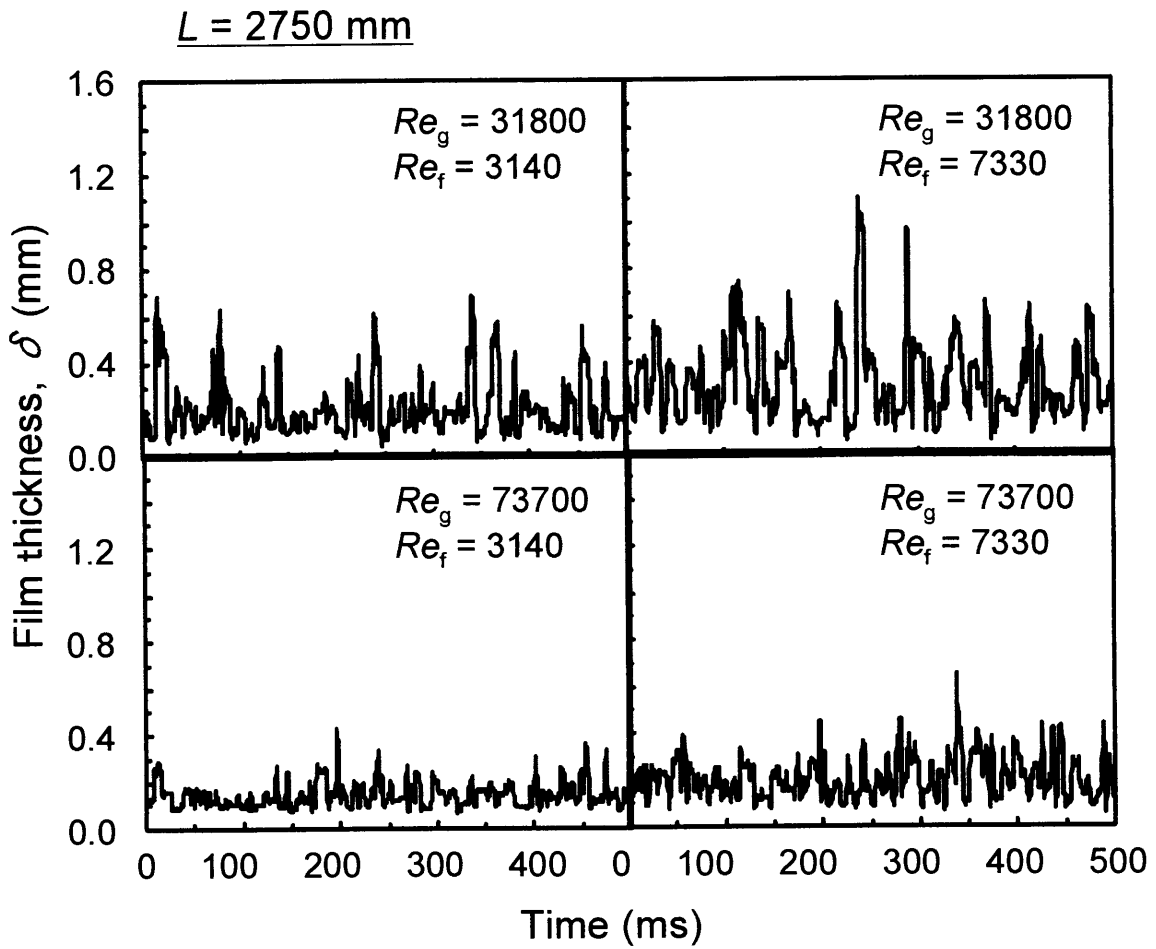


Fig. 4.6 Typical film thickness traces in annular flow  
(Effect of gas and liquid flow conditions)



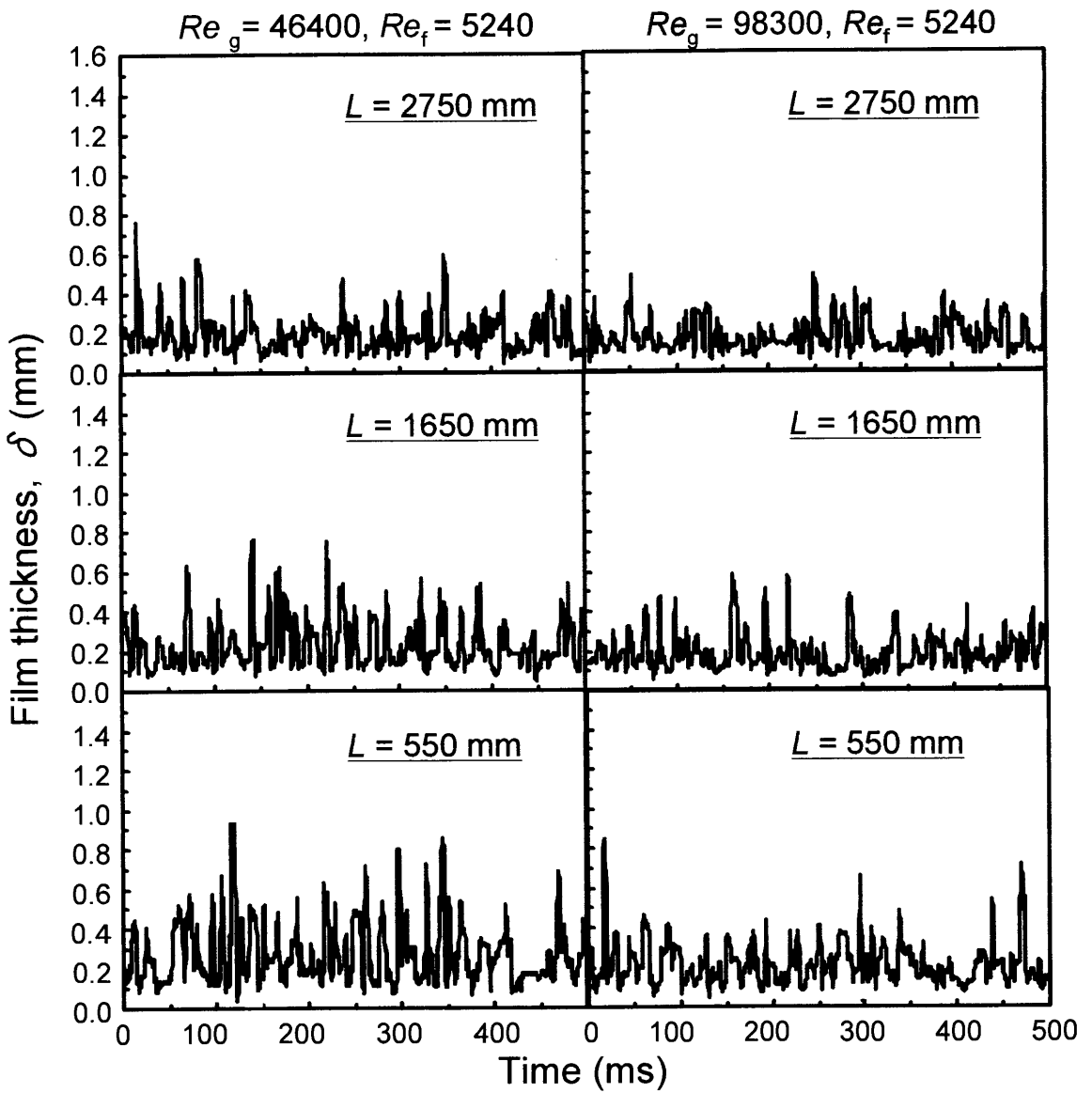


Fig. 4.7 Typical film thickness traces in annular flow  
(Effect of entry length)

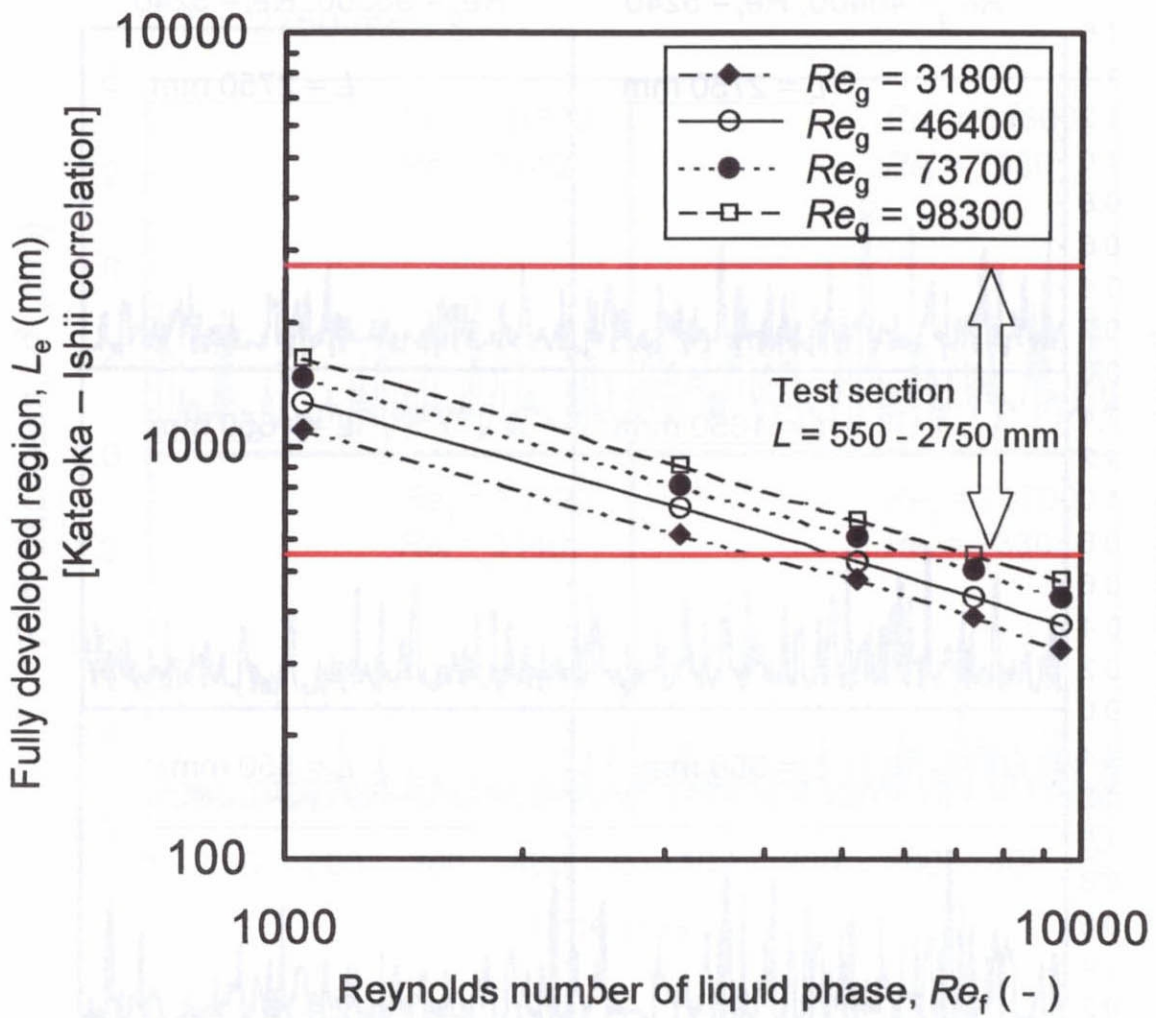


Fig. 4.8 Fully developed region  
(Estimated by Kataoka-Ishii correlation)

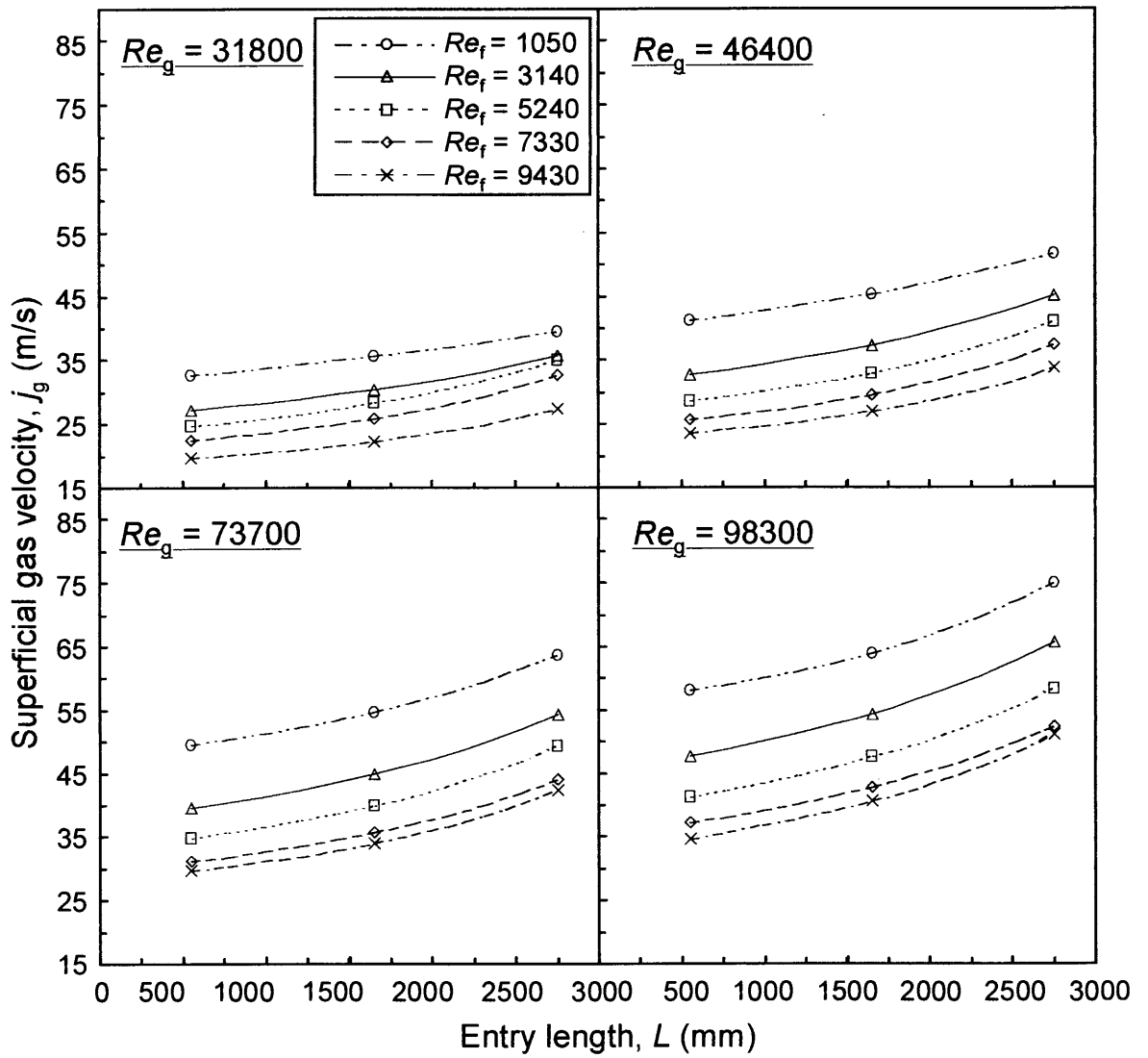


Fig. 4.9 Superficial gas velocity

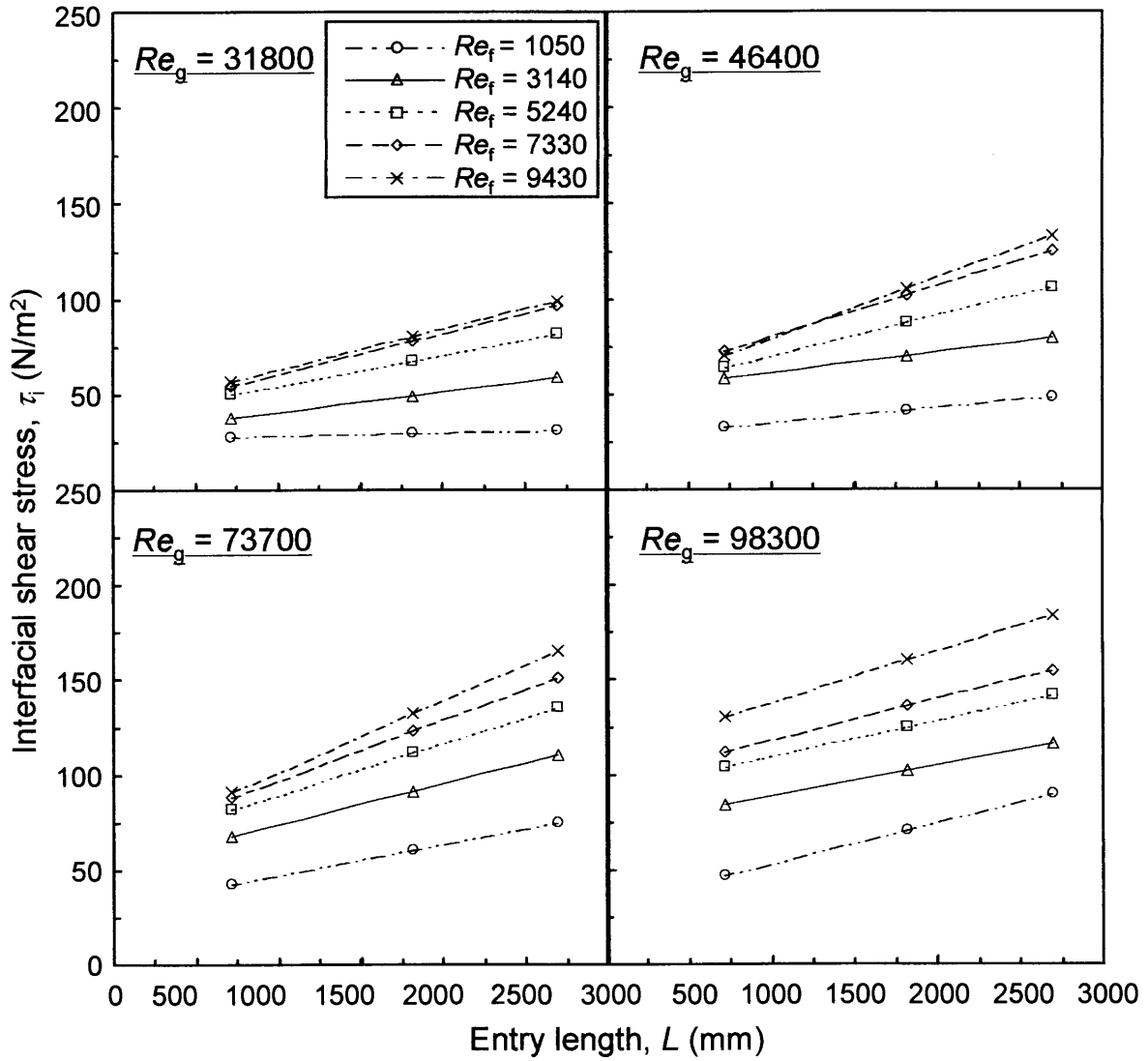


Fig. 4.10 Interfacial shear stress

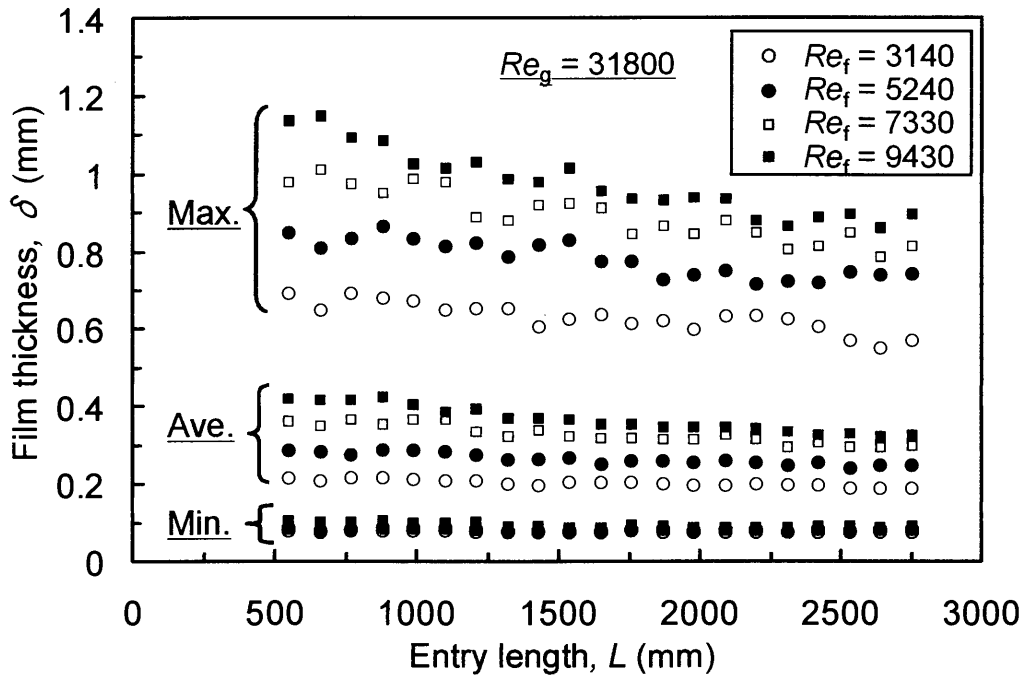


Fig. 4.11 Axial change of film thickness in annular flow  
( $Re_g = 31,800$ )

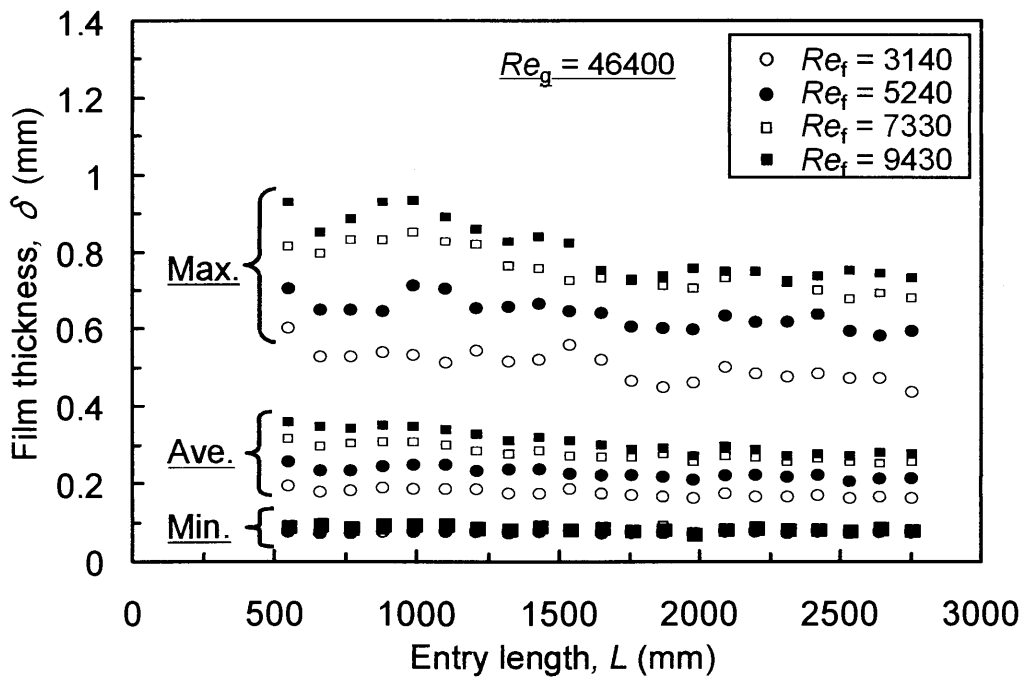


Fig. 4.12 Axial change of film thickness in annular flow  
( $Re_g = 46,400$ )

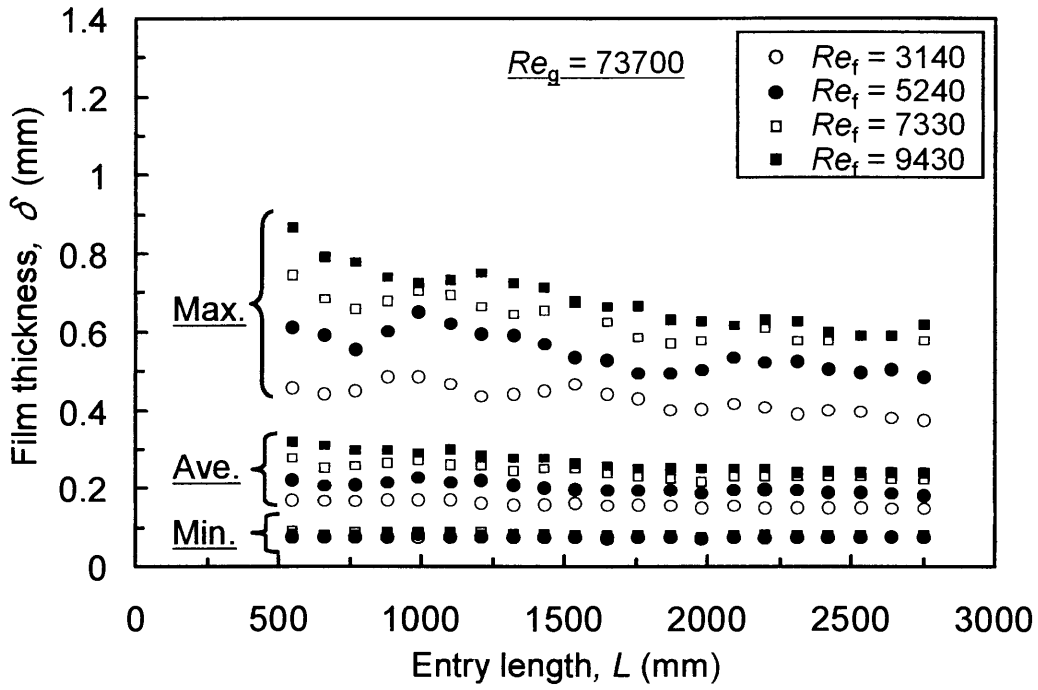


Fig. 4.13 Axial change of film thickness in annular flow  
( $Re_g = 73,700$ )

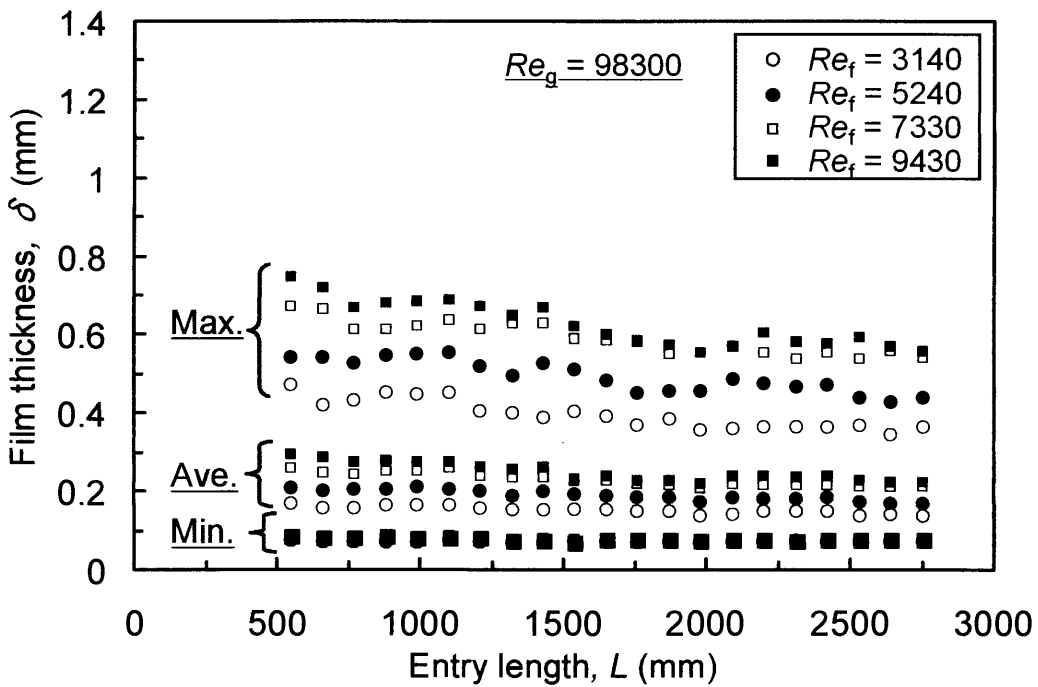


Fig. 4.14 Axial change of film thickness in annular flow  
( $Re_g = 98,300$ )

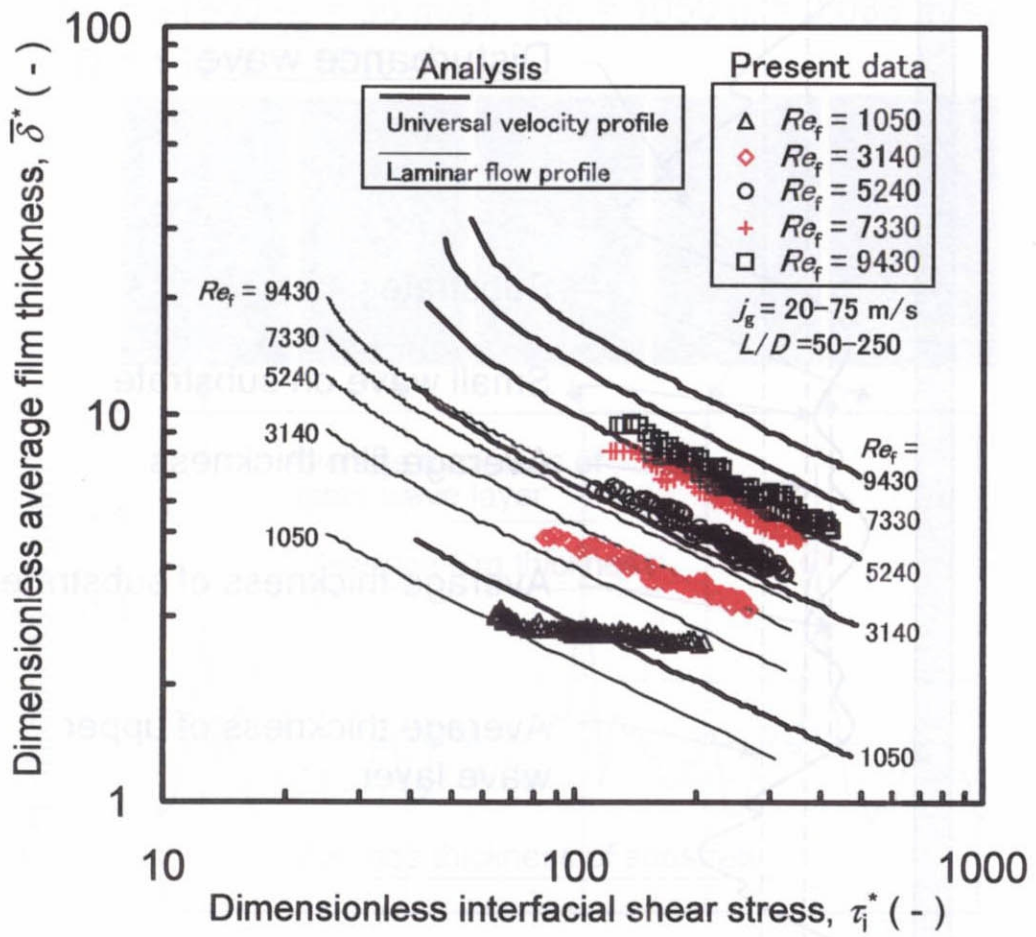


Fig. 4.15 Average film thickness in annular flow

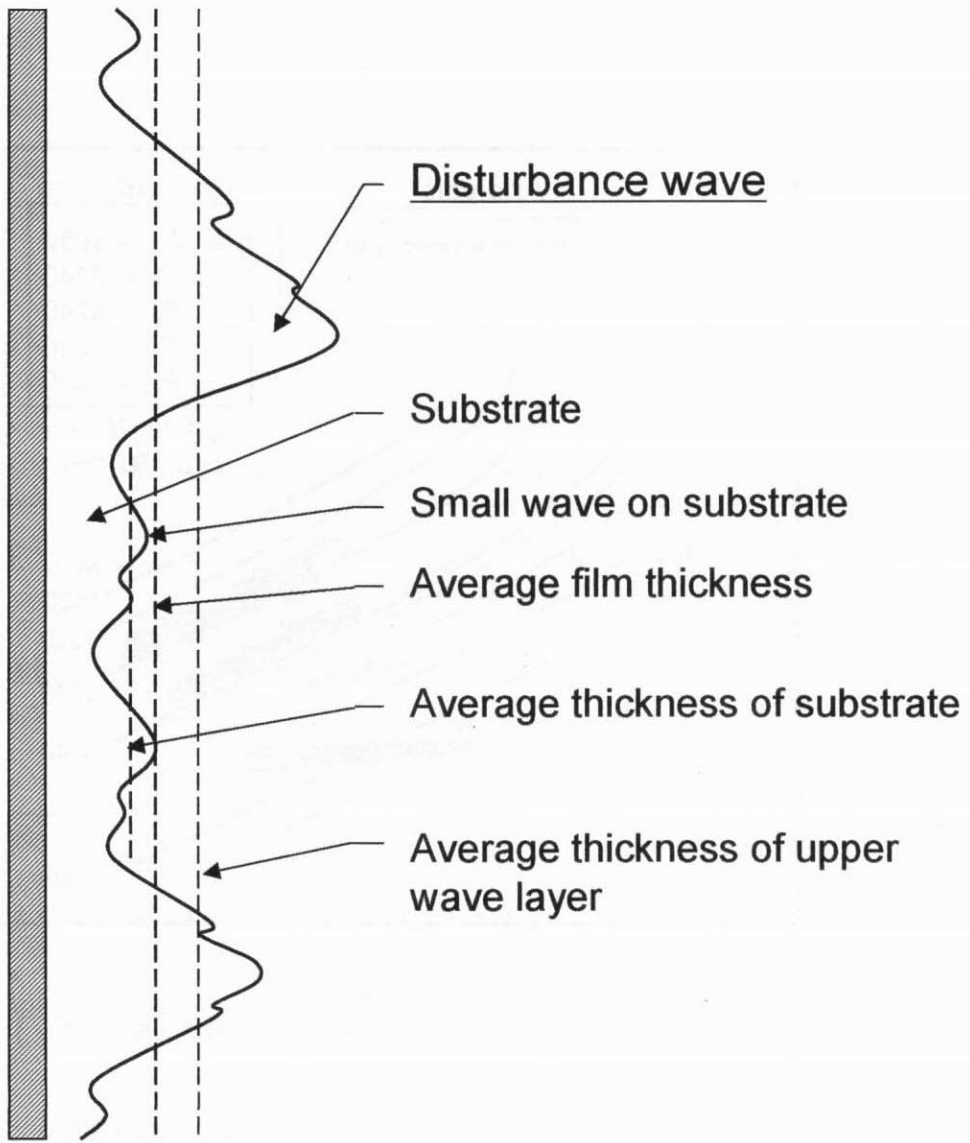


Fig. 4.16 Classification of interfacial wave on a liquid film



$Re_g = 31800$  ( $j_g = 36$  m/s),  $Re_f = 1050$  ( $j_f = 0.088$  m/s)  
 $L/D = 150$  ( $L = 1650$  mm)

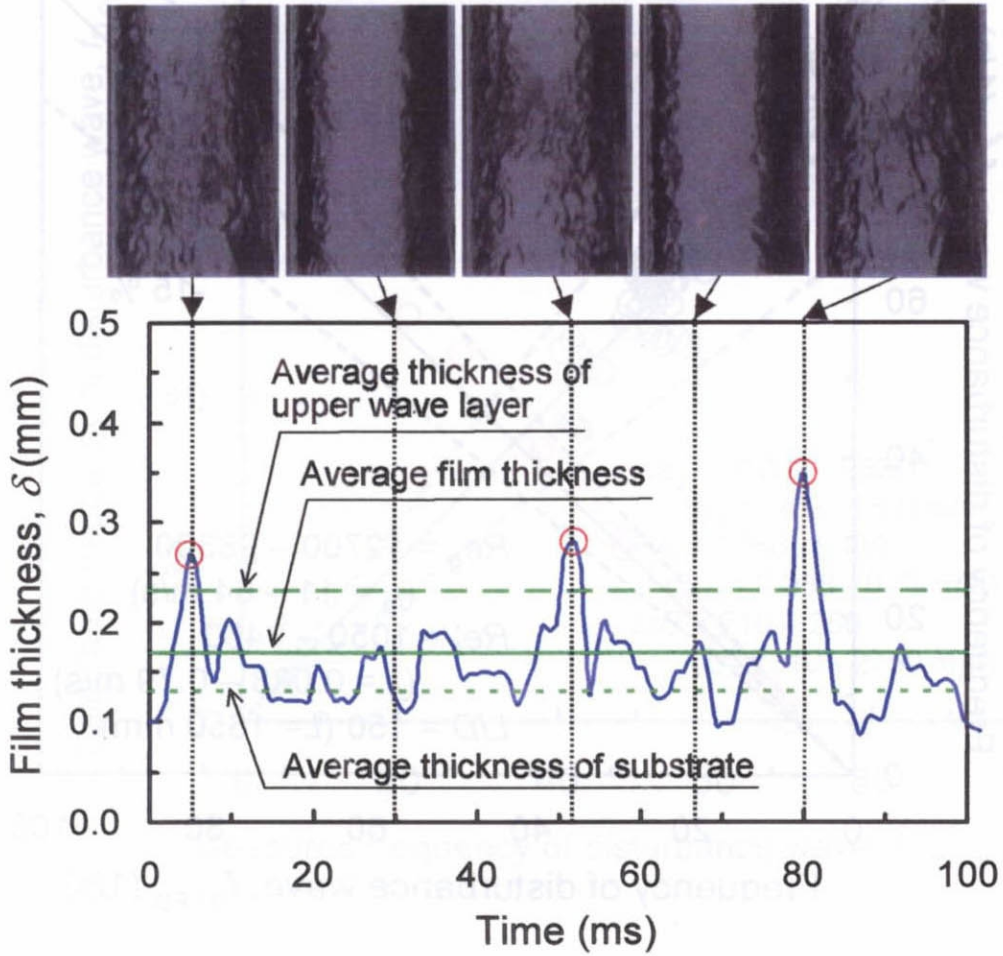


Fig. 4.17 Video images of disturbance waves and film thickness trace measured by LFD

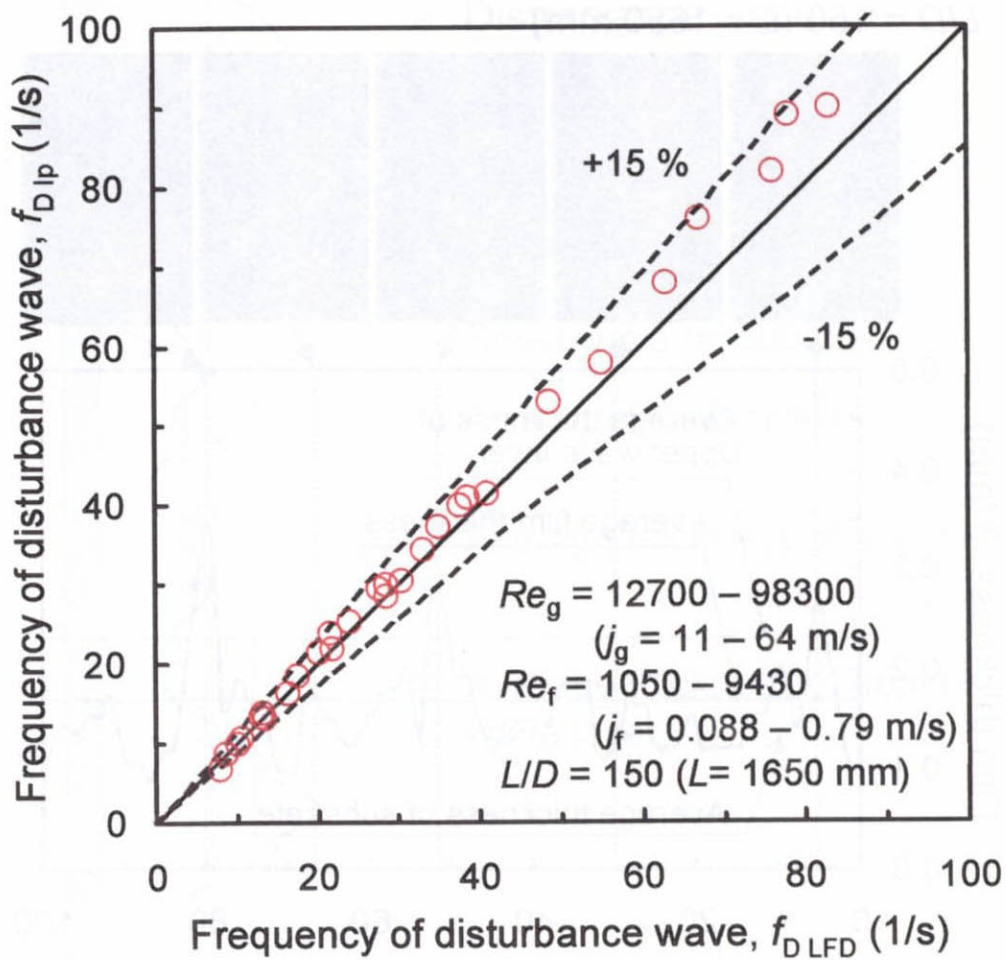


Fig. 4.18 Comparison between frequency of disturbance wave observed from video image and predicted by LFD

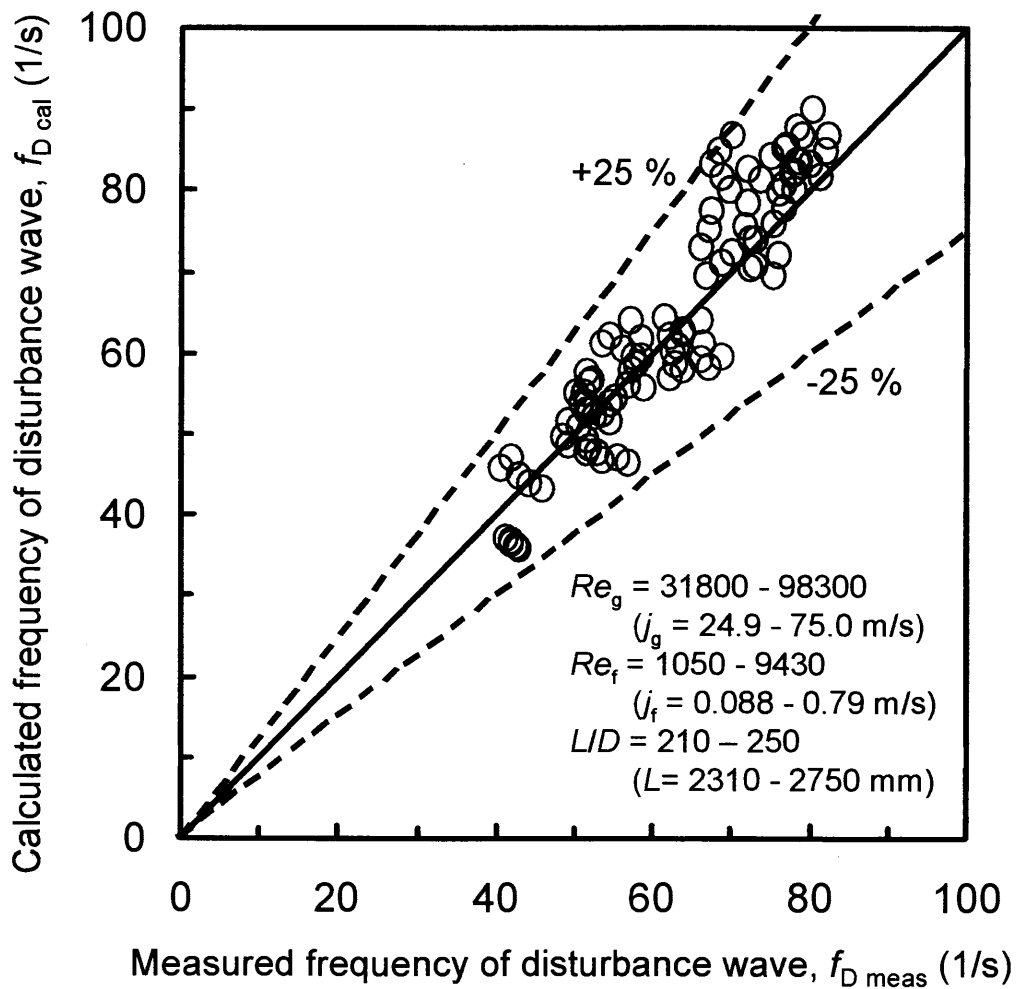


Fig. 4.19 Comparison between frequency of disturbance wave measured and predicted by Eq. 4.5

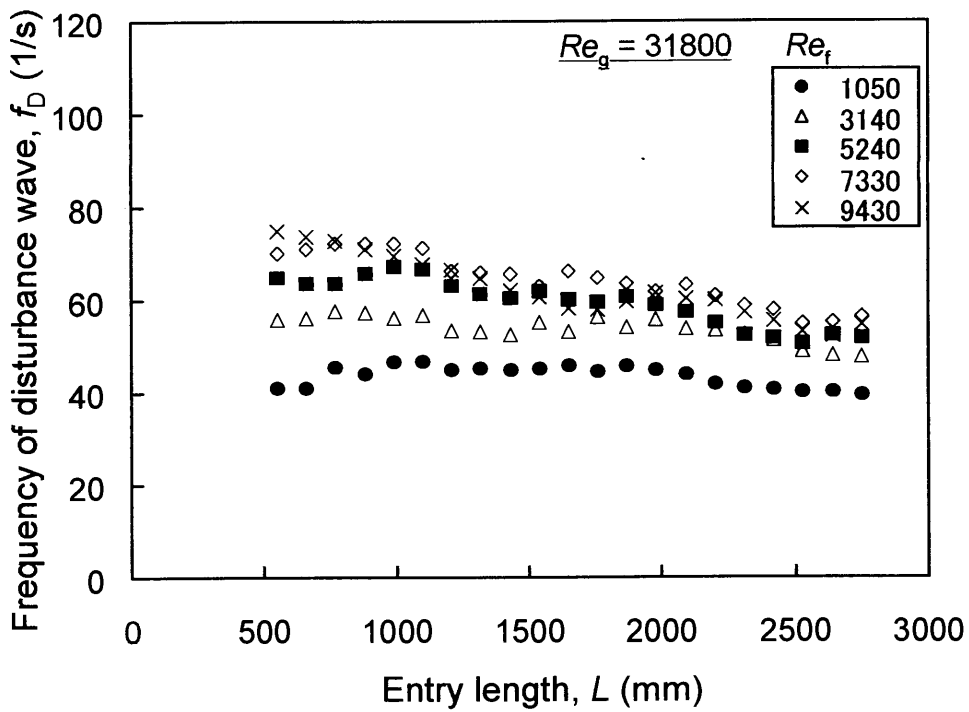


Fig. 4.20 Frequency of disturbance wave in annular flow  
( $Re_g = 31,800$ )

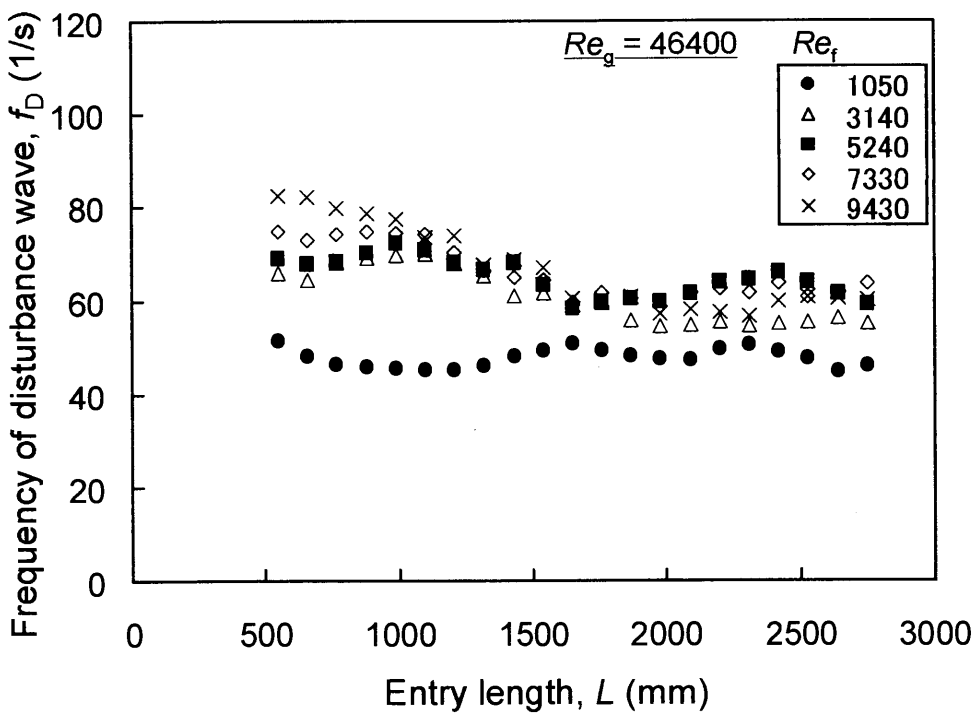


Fig. 4.21 Frequency of disturbance wave in annular flow  
( $Re_g = 46,400$ )

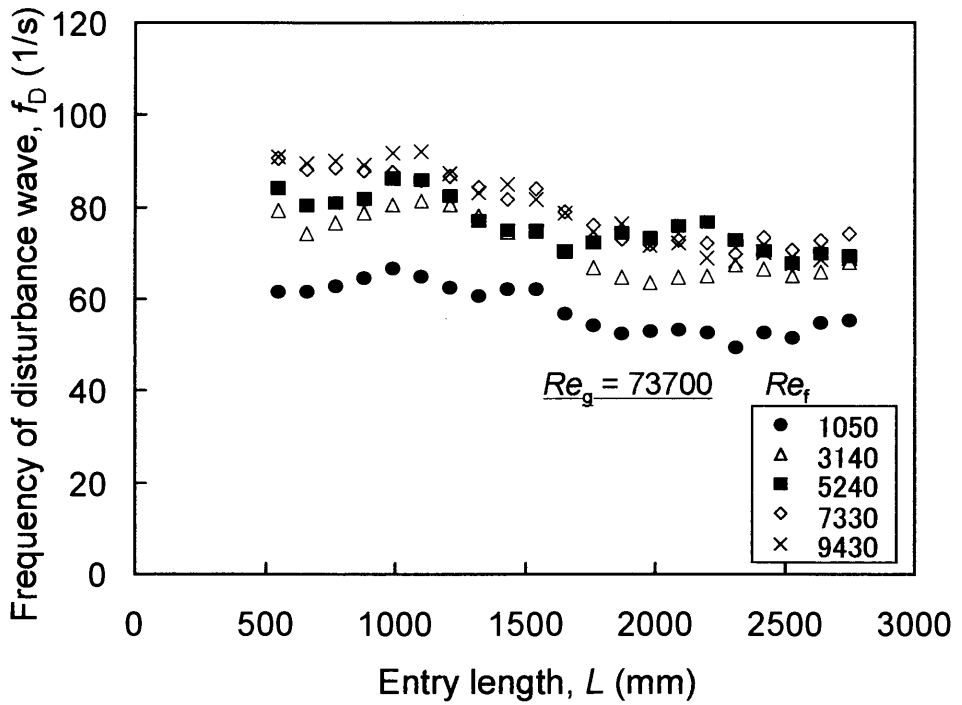


Fig. 4.22 Frequency of disturbance wave in annular flow  
( $Re_g = 73,700$ )

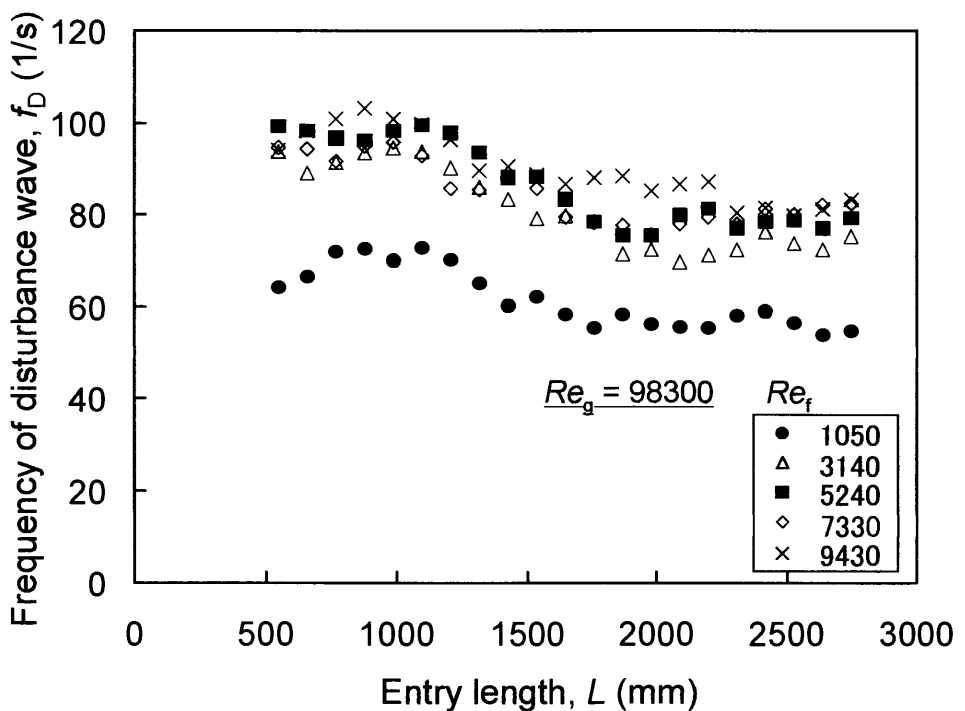


Fig. 4.23 Frequency of disturbance wave in annular flow  
( $Re_g = 98,300$ )

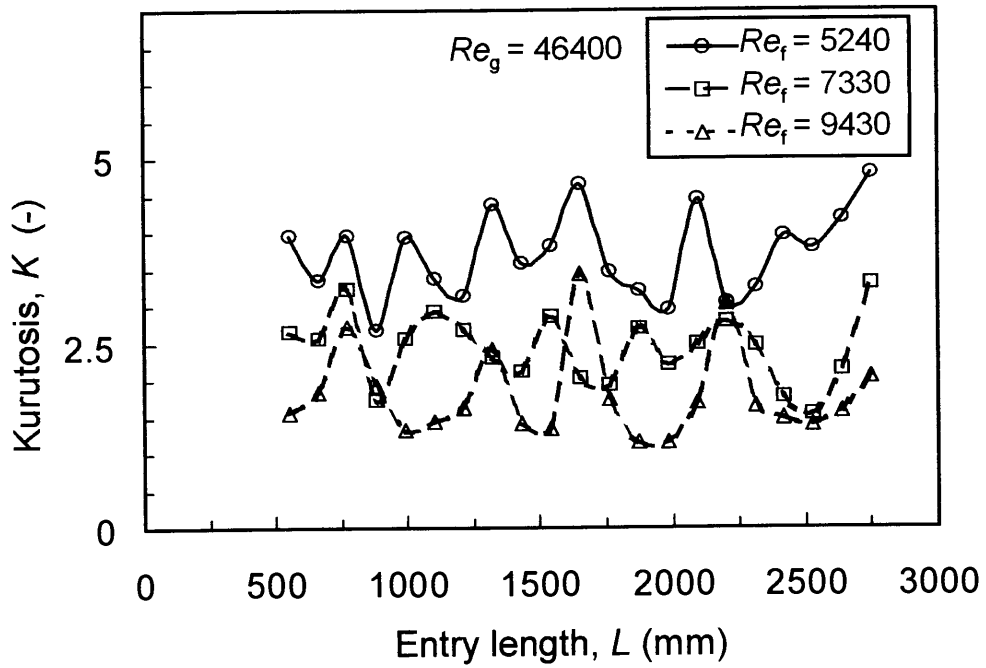


Fig. 4.24 Interfacial sharpness on liquid film in annular flow (Kurutosis)

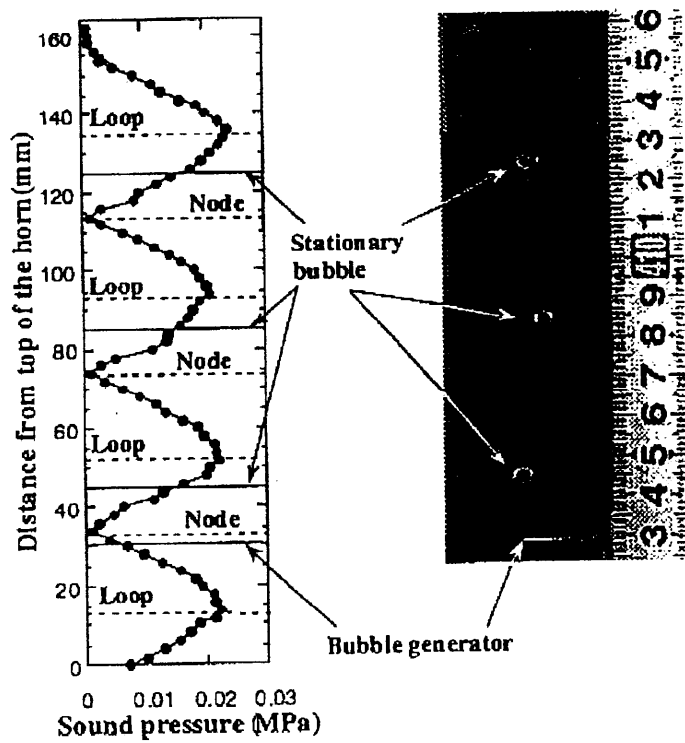


Fig. 4.25 An experimental results of stationary bubbly by ultrasonic standing wave (Abe et al., 2000)

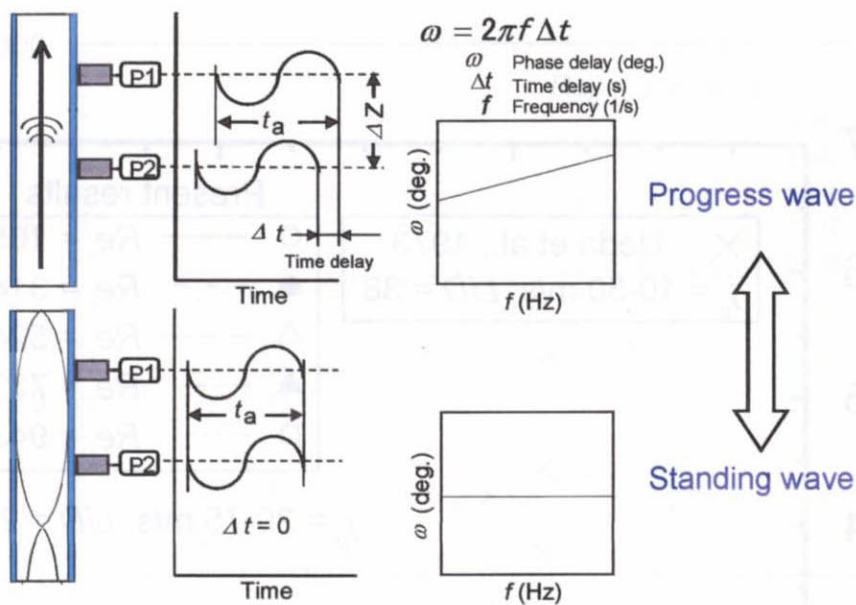


Fig. 4.26 Progress and standing waves of pressure in the pipe

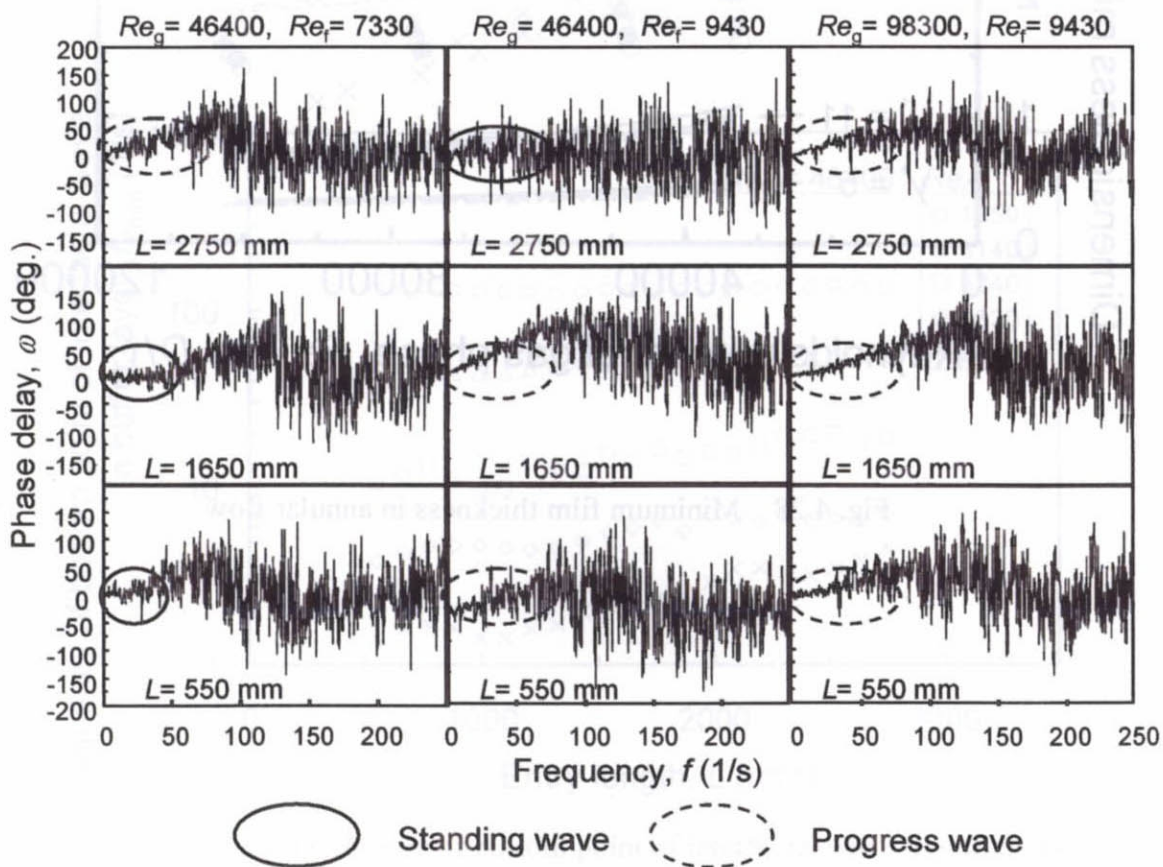


Fig. 4.27 Phase delay of pressure wave in annular flow

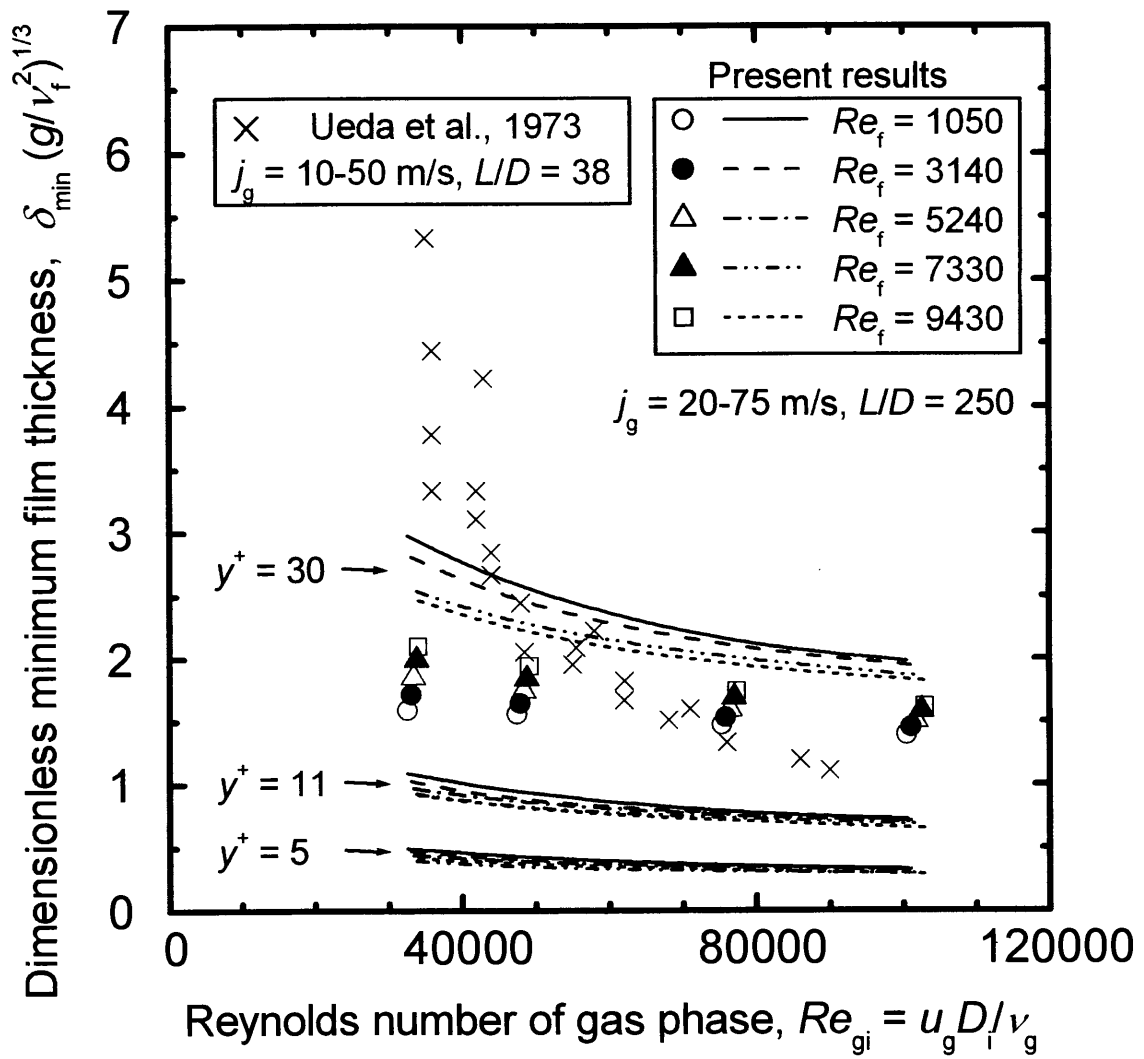


Fig. 4.28 Minimum film thickness in annular flow



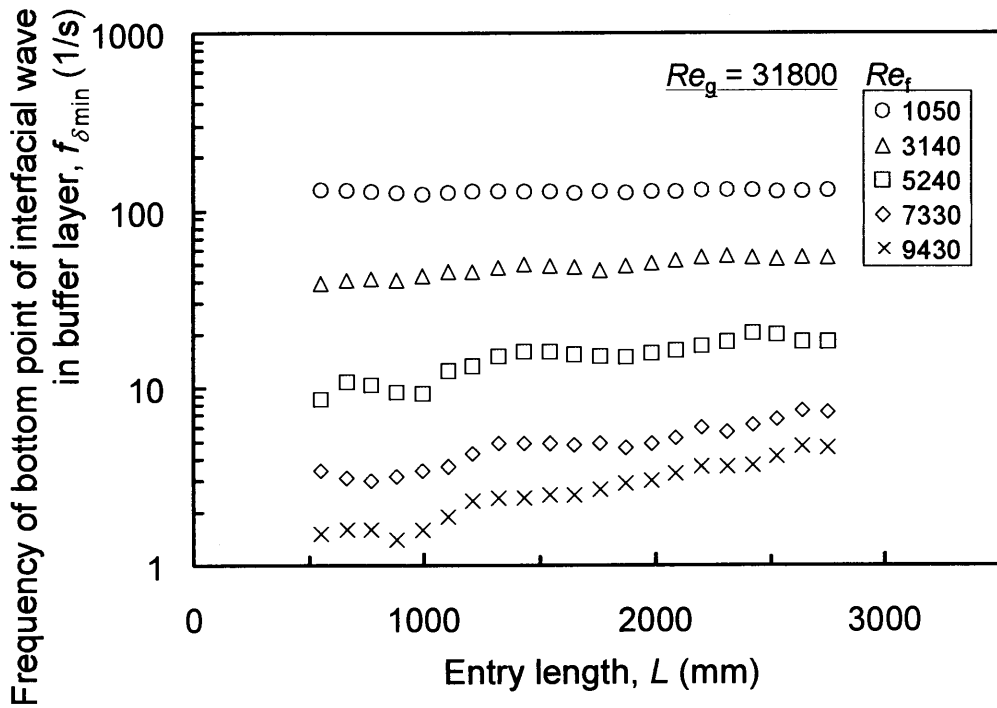


Fig. 4.29 Frequency of bottom point of interfacial wave in buffer layer ( $Re_g = 31,800$ )

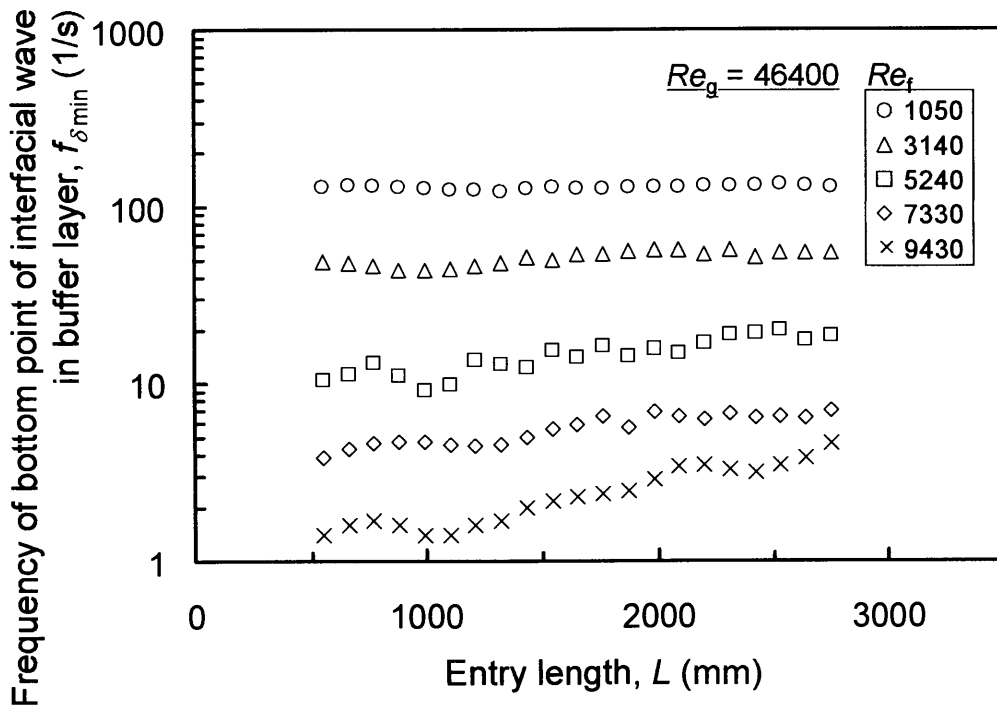


Fig. 4.30 Frequency of bottom point of interfacial wave in buffer layer ( $Re_g = 46,400$ )

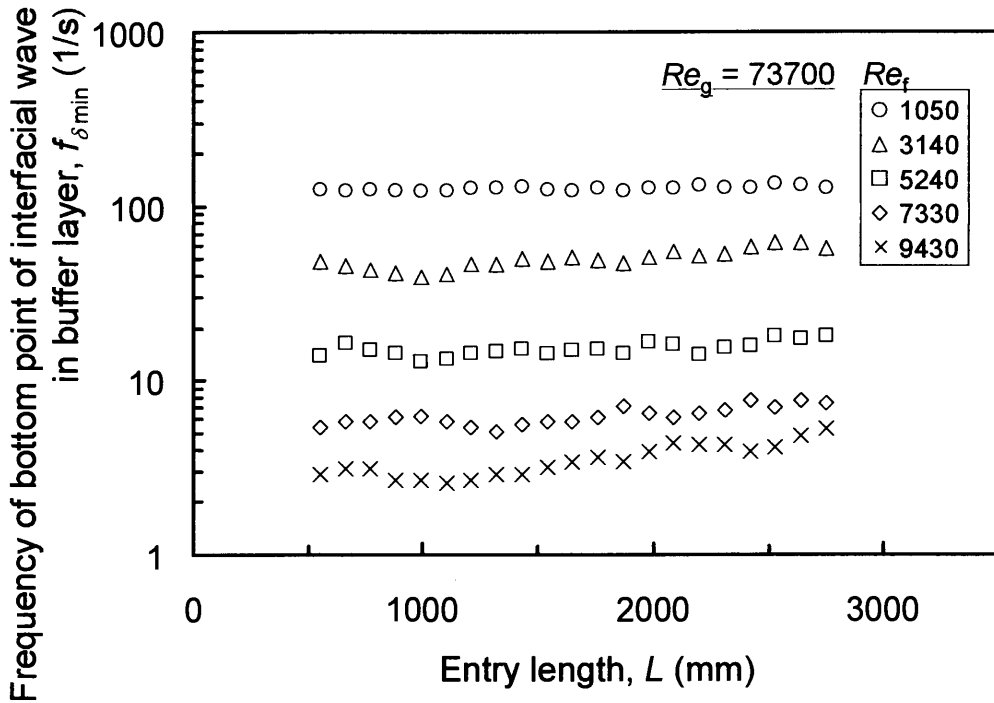


Fig. 4.31 Frequency of bottom point of interfacial wave in buffer layer ( $Re_g = 73,700$ )

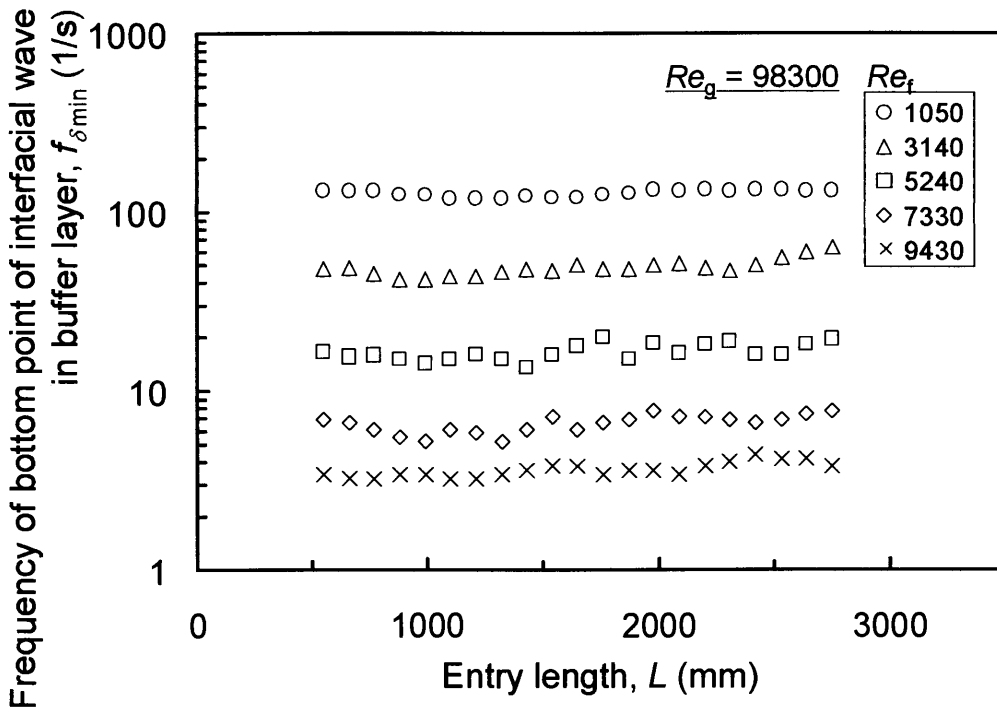


Fig. 4.32 Frequency of bottom point of interfacial wave in buffer layer ( $Re_g = 98,300$ )

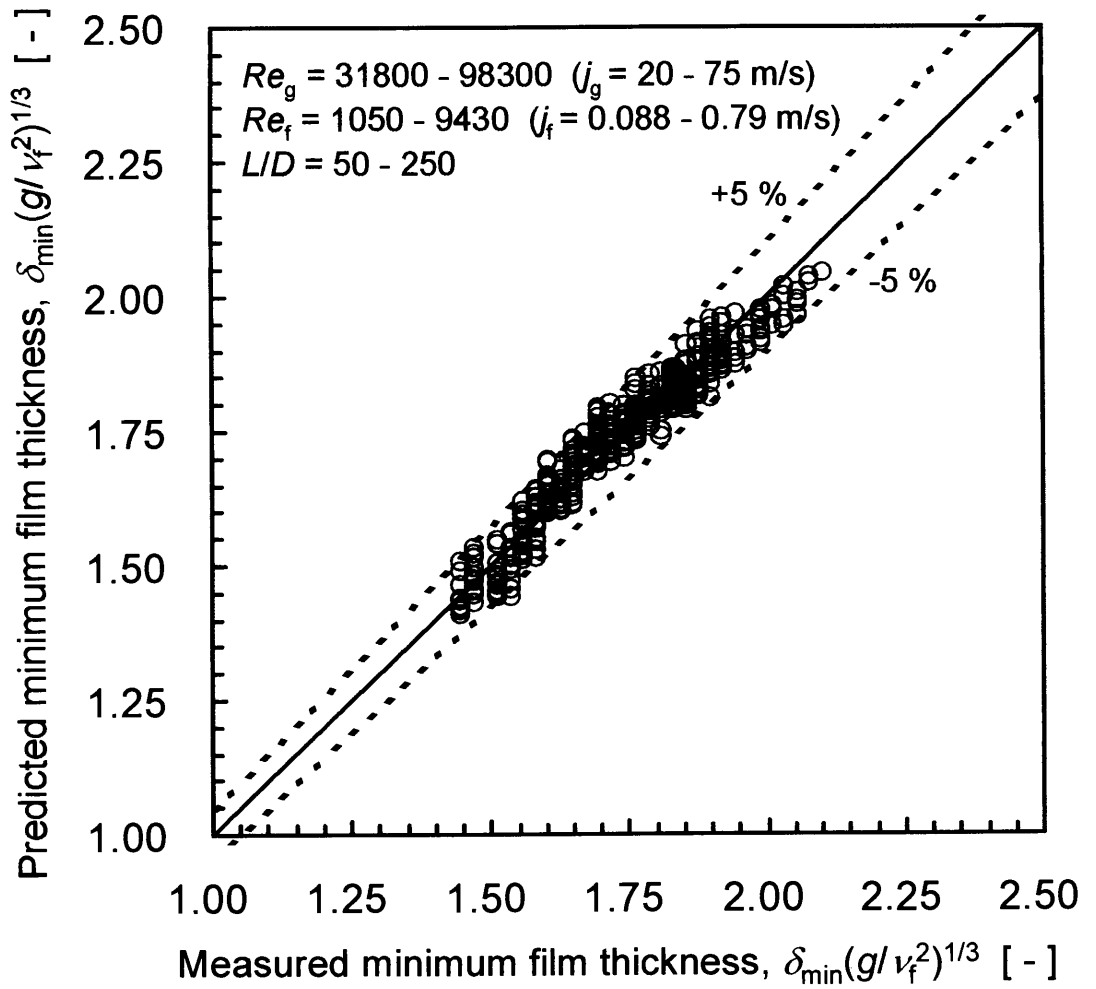


Fig. 4.33 Comparison between the dimensionless minimum film thickness measured and predicted by Eq. 4.10

## 4.4 結言Ⅱ

実験Ⅱでは、垂直管上昇環状流を対象として管軸方向全域に渡る液膜厚さおよび界面波の時空間的変動特性を LFD により測定し、環状流液膜の流動発達特性に関する新しい知見を得るとともに、解析の基盤となる高精度なデータを提供することを目的とした。特に、液膜界面輸送機構と液膜破断メカニズムの解明に資する局所液膜厚さの挙動および擾乱波の通過特性を助走距離に対し精査した。得られた結果は以下のようにまとめられる。

- (1) LFD を用いて広範囲の流量条件における環状流液膜の特性を軸方向の複数点渡り高精度に測定し、液膜の軸方向発達過程と局所液膜挙動に関する詳細なデータベースを構築するとともに現象の新しい知見を得た。
- (2) 液膜厚さは助走距離の増加に伴い減少する。これは、軸方向圧力損失勾配のために下流では気相密度 $\rho_g$ が小さくなり、従って気液の相対速度が大きくなるためである。液膜の流動すなわち液膜厚さと液滴の発生は界面せん断力と密接な関係があるため、これらの結果から、密度変化を無視できない低圧領域の環状流では定常状態を定義することは難しいということが言える。
- (3) 最大液膜厚さは流量条件ごとに異なった特性の増減を繰り返しながら、助走距離の増加に従って次第に減少していく事がわかった。固有の圧力の変化が軸方向各部に存在して液膜厚さの変動が生じている可能性があることを圧力伝播特性の解析結果から示した。
- (4) 擾乱波の通過頻度は最大液膜厚さの結果と同様に、増減を繰り返しながら助走距離の増加に従って減少し、軸方向の一箇所の情報で得られた実験相関式とは異なる特性を示す結果となった。擾乱波通過頻度の予測には前流側における波の形成条件と波の生成・消滅メカニズムを考慮する必要がある。
- (5) 最小液膜厚さはほぼ乱流遷移層の厚さに相当した。乱流遷移層内を通過する界面波最下点頻度は、乱流遷移層厚さの変化に応じて一定の値を示す傾向にあり、助走距離と気相流量の影響は少なく液相流量の影響が支配的である。
- (6) 最小液膜厚さを予測する実験相関式(4.10)を得た。この式は本実験条件範囲において $\pm 5\%$ 以内の精度で最小液膜厚さを予測できる。

## 第5章 結論

本論文では、LFDを二相流計測技術に応用することで、軸方向全域に渡る液膜流動特性の高時空間分解能測定を可能にした。LFDの測定精度を検証する一連の実験より、LFDは液膜流動特性、特に従来の接触型測定手法では困難であった液膜の軸方向発達過程、局所液膜厚さの挙動および波の通過頻度特性の測定に対し極めて有効な測定方法であることを示した。またLFDにより流下液膜および環状流液膜の液膜界面構造を軸方向全域に渡って整理し、これまで厳密に評価されてなかった液膜の発達特性を明らかにした。

以下に各章の結論をまとめる。

### 5.1 LFDによる液膜流動特性の計測

第2章の目的は、LFDの液膜流動特性(液膜厚さ、界面変動波形)の高時空間分解能測定方法としての可能性を検討しその有効性を確認することである。平板上および円管内壁面に形成する液膜を対象にLFDの測定方法を検討するとともに、それぞれの測定体系における計測特性と精度を検証する予備実験を行った。その結果、以下の結論を得た。

(1) LFDの測定精度を検討するため、測定分解能、直線性、時間分解能(応答時間)の検証、および表面傾斜に対する測定限界を定量的に評価する実験を行い、以下の結果を得た。

- LFDの測定分解能と直線性の検証結果より、透明体表面の変位に対するLFDの最大誤差は、焦点基準位置より100  $\mu\text{m}$ 以下の変位に対して0.85  $\mu\text{m}$ 、100  $\mu\text{m}$ より大きい変位に対して1.45  $\mu\text{m}$ であった。
- LFDの応答時間は最大で1.1 msであった。
- 透明体の表面傾斜に対する測定限界は約30°であった。

以上の結果より、LFDは液膜界面波の測定に対して十分な測定精度と検知能力を有していると言える。

(2) 透明平板壁裏面側から測定する場合の壁面両表面での屈折による誤差を評価し、その補正を行う式を得た。液膜が液界面および壁面の位置の差から計算されるとき屈折の補正係数は透明壁の厚さ、屈折率及びLFD-透明壁間の距離等にはよらず空

気と液体の屈折率のみに依存し、式(2.4)で表されることが示された。予備実験により、透明壁を通過する際に生じる屈折の影響は式(2.4)によって評価でき、観測窓外側からでも正しい液膜厚さが測定できることが確認された。

- (3) 液膜界面側から測定する場合、薄い液膜では液膜界面の位置信号とレンズ効果のために見掛け上移動してしまう壁面信号の識別がつかなくなり、波形データに欠落が生じることがあることがわかった。このような現象は、本予備実験では厚さ約 0.6 mm 以下の液膜を測定する際に生じた。このような薄い液膜の波形を測定する場合は、透明壁裏面側からのほうが精度よく測定できる。
- (4) 透明円管路内の液膜厚さは管外壁面を平滑にすることにより LFD によって測定できる。作動流体と透明壁にそれぞれ水とアクリルを用いた場合の屈折の補正は式(2.13)のように表される。式(2.13)は観測窓における透明壁の厚さ及び LFD-透明壁間の距離によらない。また、管径  $D = 10 - 30$  mm、液膜厚さ  $\delta = 2.4$  mm 以内の測定の場合、円管における液膜厚さを 1 %以内の誤差で算出できる。
- (5) 矩形狭隘流路に形成する二次元液膜波を高速ビデオカメラにより撮影し、画像処理法により得られる液膜界面形状の情報と、LFD により検出される液膜厚さの時間変動データを比較した結果、時空間的に急変を伴う実際の液膜に対しても、LFD では従来の測定手法では測定できなかった界面の微小な波動や 0.1 mm 以下となる極薄い液膜厚さを精度良く測定できることが確認された。

## 5.2 実験 I 流下液膜の発達特性

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。 $Re_f = 200 - 400$  の乱流遷移点を超えた比較的高い  $Re_f$  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、標準偏差及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。

### 5.3 実験Ⅱ 垂直管上昇環状流液膜の発達特性

実験Ⅱでは、垂直管上昇環状流を対象として管軸方向全域に渡る液膜厚さおよび界面波の時空間的変動特性を LFD により測定し、環状流液膜の流動発達特性に関する新しい知見を得るとともに、解析の基盤となる高精度なデータを提供することを目的とした。特に、液膜界面輸送機構と液膜破断メカニズムの解明に資する局所液膜厚さの挙動およ

び擾乱波の通過特性を助走距離に対し精査した。得られた結果は以下のようにまとめられる。

- (1) LFD を用いて広範囲の流量条件における環状流液膜の特性を軸方向の複数点渡り高精度に測定し、液膜の軸方向発達過程と局所液膜挙動に関する詳細なデータベースを構築するとともに現象の新しい知見を得た。
- (2) 液膜厚さは助走距離の増加に伴い減少する。これは、軸方向圧力損失勾配のために下流では気相密度 $\rho_g$ が小さくなり、従って気液の相対速度が大きくなるためである。液膜の流動すなわち液膜厚さと液滴の発生は界面せん断力と密接な関係があるため、これらの結果から、密度変化を無視できない低圧領域の環状流では定常状態を定義することは難しいということが言える。
- (3) 最大液膜厚さは流量条件ごとに異なった特性の増減を繰り返しながら、助走距離の増加に従って次第に減少していく事がわかった。固有の圧力の変化が軸方向各部に存在して液膜厚さの変動が生じている可能性があることを圧力伝播特性の解析結果から示した。
- (4) 擾乱波の通過頻度は最大液膜厚さの結果と同様に、増減を繰り返しながら助走距離の増加に従って減少し、軸方向の一箇所の情報で得られた実験相関式とは異なる特性を示す結果となった。擾乱波通過頻度の予測には前流側における波の形成条件と波の生成・消滅メカニズムを考慮する必要がある。
- (5) 最小液膜厚さはほぼ乱流遷移層の厚さに相当した。乱流遷移層内を通過する界面波最下点頻度は、乱流遷移層厚さの変化に応じて一定の値を示す傾向にあり、助走距離と気相流量の影響は少なく液相流量の影響が支配的である。
- (6) 最小液膜厚さを予測する実験相関式(4.10)を得た。この式は本実験条件範囲において $\pm 5\%$ 以内の精度で最小液膜厚さを予測できる。



## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、絶えず暖かいご指導とご教示を賜りました東京大学大学院工学系研究科教授 松本洋一郎先生、工学系研究科助教授 高木周先生に心から御礼申し上げます。

また、本論文の完成に際して、ご指導とご助言を賜りました東京大学工学系研究科教授 庄司正弘先生、新領域創成科学研究科教授 飛原英治先生、工学系研究科助教授 岡本孝司先生に厚く御礼申し上げます。

二相流研究に着手した当初より、研究の方向性や実験の遂行に関して常にご指導とご助言を賜りました東京商船大学商船学部教授 賞雅寛而先生に心から御礼申し上げます。

京都大学原子炉実験所助教授 日引俊先生には解析を行うにあたって大変有益となるアドバイスを頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

実験装置の製作および実験を行うにあたっては、独立行政法人航海訓練所 中村昭敏氏および東京商船大学商船学部助手 福原豊先生、東京商船大学の田井穰、牧瀬美輝、深町典博、田村尚久学生諸氏のご助力を得ました。また、論文の整理や事務面でお世話頂きました東京商船大学動力エネルギー研究室秘書の川島敦子氏に謝意を表します。その他、多くの方からのご助力を頂きました。

非力な私が論文を纏めることができましたのは、こうした多くの方々からのご援助の賜物であると感謝いたしております。

最後に家庭で常に私の支えとなった妻の一美に感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。

波津久 達也

## 参考文献

- ・ 阿部豊・他3名, 音響定在波による液中気泡の並進運動制御システムの開発, 機論, 66-644B, pp. 1184-1190, (2000).
- ・ 新垣勉・他3名, 垂直流下液膜における流動および波動特性, 化学工学論文集, 11-3, pp. 286-291 (1985).
- ・ Azzopardi, B. J., Disturbance Wave Frequencies, Velocities and Spacing in Vertical Annular Two-phase Flow, Nuclear Engineering Design, 92, pp. 121-133, (1986).
- ・ Banerjee, S. and Lahey, R. T. Jr., Advances in Two-Phase Flow Instrumentation, Journal of Nuclear Science and Technology, 13, edited by Lewins, J. and Becker, M., Plenum Publishing Co., New York, pp. 227-414, (1980).
- ・ Brauer, H., Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen, VDI-Forschungshelt, pp. 22-45, (1956).
- ・ Brown, D. J., et al, Non-equilibrium Effects in Heated and Unheated Annular Two-phase Flow, ASME Paper, No. 75-WA/HT-7, (1975).
- ・ Chu, K. J. and Dukler, A. E., Statistical Characteristics of Thin Wavy Films, AIChE Journal, 20-4, pp. 695-706, (1974).
- ・ Clark, W. W., et al, Spatial Film Thickness Measurements in Falling Films in a Cocurrent Airflow Using a Novel Adaptation of the Light Absorption Technique, *Proceeding of Two-Phase Flow Modeling and Experimentation 1999*, pp. 1440-1453, (1999).
- ・ Dukler, A. E. and Bergelin, O. P., Characteristics of Flow in Falling Liquid Film, *Proceeding of Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 48-11, pp. 557-563, (1952).
- ・ Friedman, S. J. and Miller, C. O., Liquid Films in the Viscous Flow Region, Industrial and Engineering Chemistry, 33-7, pp. 885-891, (1941).
- ・ 深野徹, 九州大学学位論文, (1971).
- ・ 深野徹・他5名, 気流を伴う水平長方形管内薄膜流の研究(第2報, 二次元波およびじょう乱波領域の諸性質), 機論, 46-409, B, pp. 1617-1621, (1980).
- ・ 深野徹・他3名, 水平管内気液環状二相流の研究, 機論, 48-436B, pp. 2589-2598,

(1982).

- ・ 深野徹・他3名, 気泡を伴う水平長方形管内薄膜流の研究(第6報, じょう乱波の発生と液膜の破断および再生との関係), 機論, 51-462B, pp. 503-512, (1985).
- ・ Fukano, T., Measurement of Time Varying Thickness of Liquid Film Flowing with High Speed Gas Flow by a Constant Electric Current Method, Nuclear Engineering & Design, Vol. 184, pp. 363-377, (1998).
- ・ 深野徹・他4名, 狭い環状流路内沸騰二相流中のスぺーサ近傍での加熱表面温度変動特性とドライアウト発生との関係, 機論, 66-650B, pp. 2704-2711, (2000).
- ・ Gill, L. E., et al, Studies of the Behavior of the Disturbance Waves in Annular Flow in a Long Vertical Tube, UKAEA report, AERE-R6012, (1969).
- ・ Hall-Taylor, N. S., Interfacial Phenomena in Vertical Annular Two-phase Flow, Ph. D. thesis, Trinity College, Cambridge University, UK, (1966).
- ・ Hall-Taylor, N. S. and Nedderman, R. M., The Coalescence of Disturbance Waves in Annular Flow, Chemical Engineering Science, 23, pp. 551-564, (1968).
- ・ Henstock, W. H. and Hanratty, T. J., Gas Absorption by a Liquid Layer Flowing on the Wall of a Pipe, AIChE Journal 25, pp. 122-132, (1976).
- ・ Hewitt, G. F. and Nicholls, B., Film Thickness Measurement in Annular Two-phase Flow Using a Fluorescence Spectrometer Technique, Part II: Studies of the Shape of the Disturbance Waves, UKAEA report, AERE-R4506, (1969).
- ・ Hewitt, G. F. and Hall-Taylor, N. S., Annular Two-Phase Flow, Pergamon Press, Oxford, (1970).
- ・ Hewitt, G. F., Measurement of Two-Phase Flow Parameters, Academic Press, New York, (1978).
- ・ Hewitt, G. F., et al, Experimental and Modeling Studies of Annular Flow in the Region Between Flow Reversal and the Pressure Drop Minimum, PCH Physico-Chemical Hydrodynamics, 6-1/2, pp. 69-86, (1985).
- ・ 石谷清幹・他3名, 垂直落下液膜の流動と伝熱(第1報流動様式の分類), 機論(第2部), 37-301, pp. 1708-1715, (1971).
- ・ 伊藤昭彦・佐々木雅夫, 傾斜面上流下液膜の破断と再生(第1報, 液膜再合成機構), 機講論, 840-12, pp. 149-151, (1984).

- 伊藤昭彦・佐々木雅夫, 傾斜面上流下液膜の破断と再生(第 1 報, 接触角の測定と液膜再生の機構について), 機論, 52-475, B, pp. 1261-1265, (1986).
- Kamei, T. and Serizawa, A., 2-Dimensional Local Instantaneous Liquid Film Thickness around Simulated Nuclear Fuel Rod by Ultrasonic Transmission Technique, Nuclear Engineering Design, 184, pp. 349-362, (1998).
- Kang, H. C. and Kim, M. H., The Development of a Flush-Wire Probe and Calibration Method for Measuring Liquid Film Thickness, International Journal of Multi-phase Flow, (1993).
- Kapitza, P. L., Wave Flow of Thin Layers of Viscous, Collected Papers of P. L. Kapitza, 2, pp. 662-713, (1964).
- Karman, T., The Analogy Between Fluid friction and Heat Transfer. Transactions of the ASME, 61, pp. 705-710, (1939).
- Kataoka, I. and Ishii, M., Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-phase Flow, Argonne National Laboratory Report, NUREG/CR-2885, ANL-82-44, (1982).
- Kocamustafaogullari, G. and Ishii, M., Foundation of the Interfacial Area Transport Equation and its Closure Relations, International Journal of Heat and Mass Transfer, 38, pp. 481-493, (1995).
- Koskie, J. E., et al., Parallel-Wire Probes for Measurement of Thick Liquid Films, International Journal of Multi-phase Flow, 15- 4, pp. 521-530, (1989).
- Levich, V. G., Physicochemical Hydrodynamics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, pp. 683-693, (1962).
- Martin, C. J., Annular Two-phase Flow, Ph. D. thesis, Oxford University, UK, (1983).
- 森幸治・他3名, 流下液膜の膜圧変動にみられるカオスの特徴, 機論, 58-550, B, pp. 1838-1845, (1992).
- Nosoko, T., et al, Characteristics of Two-dimensional Waves on a Falling Liquid Film, Chemical Engineering Science, 51-5, pp. 725-732, (1996).
- 大場謙吉・他 2 名, 液膜の局所膜圧と界面波速度の同時測定のための光ファイバー液膜センサ, 日本混相流学会誌「混相流」, 3-1, pp. 50-66, (1989).
- Ohba, K., et al, A New Kind of Interfacial Wave on Liquid Film in Vertically Upward

Air-Water Two-Phase Annular Flow, *Proceeding of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Multiphase Flow '95-Kyoto(ICMF'95)*, April 3-7, IP1-27-33, (1995).

- 関根郁平・熊田俊明, 流下液膜の流動特性に関する研究 (静電容量法による鉛直面上の流下液膜波形の測定), *機論*, 56-527, B, pp. 1899-1905, (1990).
- Sekoguchi, K., et al, Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow, *International Journal of Physico Chemical Hydrodynamics*, 6-1/2, pp. 239-255, (1985).
- Sekoguchi, K. and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *International Journal of Multiphase Flow*, 15, pp. 295-305, (1989).
- Sekoguchi, K. and Mori, K., New Developments of Experimental Study of Interfacial Structure in Gas-liquid Two-phase Flow, *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 2, pp. 1177-1188, (1997).
- Serizawa, A., et al, Non-Intrusive Measurement of Dynamic Behavior of a Liquid Film Flow, *Proceeding of the German-Japanese Symposium on Multiphase Flow*, Aug. 23-25, 1994, Karlsruhe, Supplement, pp. 63-73, (1994).
- 高浜平七郎・他4名, 落下水膜よりの熱および物質伝達, *機論*, 39-327, pp. 3409-3413, (1973).
- 高浜平七郎・他2名, 垂直落下液膜における流下方向の流動変化, *機論(第2部)*, 44-386, pp. 3514-3525, (1978).
- 谷田好通, カラー表現による可視化技術, (株)フジ・テクノシステム, (1996).
- Telles, A. S. and Dukler, A. E., Statistical Characteristics of Thin, Vertical Wavy Liquid Films, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 9, pp. 412 (1970).
- Tomida, T. and Okazaki, T., Statistical Character of Large Disturbance Waves in Upward Two-phase Flow of Air-water Mixtures, *Journal of the Chemical Engineering of Japan*, 7, pp. 329, (1974).
- 植田辰洋・田中稔彦, 環状気液二相流における液膜流について (第1報, 垂直管内下降流), *機論*, 39-325, pp. 2842-2852, (1973).
- 植田辰洋・能勢士郎, 環状気液二相流における液膜流について (第2報, 垂直管内上昇流), *機論*, 39-325, pp. 2853-2862, (1973).
- Whalley, P. B., et al, Axial View Photography of Waves in Annular Two-phase Flow,

UKAEA report, AERE-R8787, (1977).

- Wilkes, N. S., et al, Wave Coalescence and Entrainment in Vertical Annular Two-phase Flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 9, pp. 383-398, (1983).
- Wolf, A., et al, On the Nature of Ephemeral Waves in Vertical Annular Flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 22, pp. 325-333, (1996).

## APPENDIX A 従来の液膜流計測手法

### A. 1 可視化による方法

これは液膜の表面形状や液膜内の流れの様子をカメラやビデオにより観察あるいは測定する最も直接的な方法であるが、光源やカメラなどの配置に工夫をした種々の方法が提案されている。

#### (1) 直接撮影法

Fig. A.1 はストロボ光源を流れに対して傾斜させて撮影する場合で、液膜表面波に陰影ができ、表面の波の様子を知ることができる極めて簡単な方法である。

#### (2) 光減衰法

これは流体中に顔料[Ohba et al, 1995]やインク[Clark et al, 1999]などを混入し、液膜流背後からの透過光強度が液膜厚さに依存して減衰するのを利用して、濃淡(またはグレイ度)画面から液膜厚さを求めるものである(Fig. A.2)。透過光強度と液膜厚さの関係は予め較正用セルを用いて求めている。

#### (3) 蛍光染料法

写真あるいは高速ビデオ撮影によって液膜表面波挙動や液膜内速度場を観察する他の方法に光発色性染料(photochromic dye)や蛍光染料(fluorescence dye)法がある[Hewitt, 1978]。これは紫外光(UV)やレーザーなど特定波長領域の光による化学反応で発色したり、あるいは励起し蛍光を発する物質を作動流体中に微量溶解し、測定断面にシート状または点状のレーザー光(またはUV光)を連続的またはパルス状に照射し、発色または発光を観察するものである。Fig. A.3にphotochromic dye tracingを用いたHewittらによる工学測定系を示す[Hewitt et al, 1985]。

#### [問題点]

- ・ 上記の可視化による方法は、液膜流れの様子を視覚的に観察したり、発色軌跡から定性的な現象を把握するには好都合であるが、液膜厚さの時空間領域での多次元性、発達特性を定量的に計測するには適していない。

### A. 2 電気回路を用いた方法

この方法は一對の電極間にある流体の抵抗変化や静電容量から気液二相流の相分布の情報を求める手法で、様々な方法が提案されている。

## (1) 触針法

これは一般に電気抵抗式探針プローブのことで、液体と気体の電気伝導度の違いを利用して、探針先端が液体中にあるか、あるいは気体中に存在するかを電気信号として検出し、その気相(または液相)存在時間率から局所ボイド率や液膜厚さに関する量を求める。この探針部分を流れ方向に2 - 5 mm程度離して設置して複針式プローブを構成すれば、両探針からの界面信号の時間遅れから、波の進行速度を測定することもできる。Fig. A.4は触針法による測定概念図である。

図のように液膜と触針で通電回路を構成すると、触針の先端が液膜に触れたときに正電圧が発生する。計算機のメモリー上にプローブ接触時の電圧信号を一定時間取り込んで、正電圧の割合を算定し液の存在割合を決める。マイクロメータで触針プローブの位置を変えながらそれぞれの位置における存在割合を計測することで液膜厚さの存在確率分布が得られる。平均液膜厚さ、最大・最小液膜厚さはこのようにして得られた液膜存在確率分布を基準にして決定される。

### [問題点]

- ・ 触針先端部に接する液膜が表面張力の影響でもりあがり、液膜を実際よりも厚く測定する。特に液流速が低いほど強く現れ、小流量条件に対して測定限界を有している。
- ・ 測定の精度がプローブの形状と材質(強度)、カウンタトリガレベル、印加電圧などの影響を強く受ける。
- ・ 触針先端の静電容量のために高周波域で誤差が生じる。
- ・ 触針が波を崩すために小波(高周波)の測定が難しい。

## (2) 静電容量法

静電容量法は2枚の電極板の静電容量が挟まれた空気層厚さで変化することを利用して液膜厚さを測定する方法であり、Fig. A.5に示すように一方のプローブ電極は液膜に接触しない程度に取り付けられ、もう一方の対向電極は流下面となる。システムの構成はプローブ先端の静電容量で周波数の決まる発振部、電圧変換の検波部、増幅回路となっている。このような回路でプローブ先端-対向電極間の空気層厚さと出力電圧との関係から液膜厚さを求めることができる。

### [問題点]

- ・ 液膜厚さを電極間の空間平均値として捉えるために実界面の諸情報を正確に測定できない。



- ・ 得られる静電容量信号に電極間どうしの干渉成分が含まれるため、変動の少ない液膜界面情報のデータに信頼性がおくことができない。
- ・ 静電容量変化の出力信号と液膜厚さは線形関係ではなく、また時間特性と空間特性の変化による測定誤差を解消するために各実験ごとに複雑な校正が必要となり、作業効率が悪い。

### (3) 電気抵抗法

Fig. A.6に電気抵抗法の測定概念図を示す。図のように液膜の流動部に挿入された2本の電極のうち、1本の電極に定電流を印加して、液膜厚さの変動に伴って変化する電極間の電気抵抗値をブリッジにより測定し、その値を液膜厚さに校正する方法である。

この原理を応用した測定方法として、流れ方向の一定領域内の平均的な液膜厚さを求める定電流法〔Fukano, 1998〕、流路壁面上に一对の電極を埋め込んで、その周辺の微小領域での液膜厚さを求める壁面プローブ法(flush-mounted probe)、壁面に垂直に2本の細線を平行に設置した2線プローブ法(parallel-wire probe)〔Koskie, 1989〕、壁面プローブ法と2線法の間中間的なフラッシュ・ワイヤー・プローブ法(flush-wire probe)〔Kang & Kim, 1993〕などがある。

#### 〔問題点〕

- ・ 周囲環境、特に温度変化に対して回路の抵抗値が変わるため校正を頻繁に行う必要がある。
- ・ 液膜厚さに変換するためにホールドアップの校正が必要で液膜が薄くなるほど校正の精度が問題となる。また逆に液膜が厚くなると出力電圧の飽和現象が生じ、印加する電流と出力電圧との比例関係がなくなるため、校正が非常に複雑となる。
- ・ 電気伝導度によって測定値が変わる。よって水のような不安定な媒体は大気中に数日間放置するなどして電気伝導度の時間的変化が少なくなったものを使用しなければならない。
- ・ 液膜厚さをプローブ間の空間平均値として捉える。

## A. 3 光学的プローブ法

### (1) 光ファイバー液膜センサー

大場ら〔大場・他2名, 1989〕の試作した光ファイバー液膜センサーの原理をFig. A.7に示す。ファイバー内を伝播したレーザー光は液膜流を液側から透過し、液膜表面

で反射される。壁面に面一に埋め込まれたセンサーヘッドは送光ファイバーに受光の機能をも持たせた単ファイバーからなり、液膜界面での後方反射光の一部は、同じファイバーで受光され、光検出器（フォトダイオード）に送られる。この際、光検出器の出力は、センサーヘッドから液膜表面までの距離（局所液膜厚さ）と液膜界面の傾斜角に依存する。傾斜角が大きくなると界面での反射光の一部が検出できなくなるため、検出される光強度、したがって、出力が低下する。傾斜角がある場合の受光強度と液膜厚さの関係について大場らは解析と実験を行い、両者の良好な一致を得ている。ここでは、ゼロ傾斜角となる液膜表面波の山と谷で最も強く反射されるので、出力のピークとして観察される。この両者の値から平均液膜厚さ、波の振幅、波長などを求める。この場合、ゼロ傾斜角における液膜厚さに対する出力依存性を別途較正曲線として求めておく。Fig. A.8は大場らが用いた光学系の概略である。

## (2) レーザー変位計(三角測量方式)

Fig. A.9に測定原理概念図を示す。図のように装置は発光素子と光位置検出素子の組み合わせで構成される。発光素子(半導体レーザ)の光は投光レンズを通し集光され、対象物に照射される。そして対象物から反射した光は受光レンズを通して光位置検出素子上にスポットを結ぶ。このとき光源から対象物までの距離が変化(図中A, B)するとスポットも移動(図中A', B')し、そのスポットの位置を検出することで対象物までの変位量を測定する。この原理を利用して液膜厚さを測る場合、気液界面の位置を直接測定することで液膜厚さを求める方法と、液相側の壁の内面での反射波が気液相での屈折率の違いから、液相の深さに応じて変位計で検出される位置が異なることを利用して、液膜厚さを求める方法の2つがある。

### [問題点]

- ・ 界面の波立ちによって正反射光を探知できなくなり測定誤差を生じる。
- ・ 薄液膜を測定する場合、壁面で生じる乱反射の影響により界面の位置信号を識別するのが困難となる。

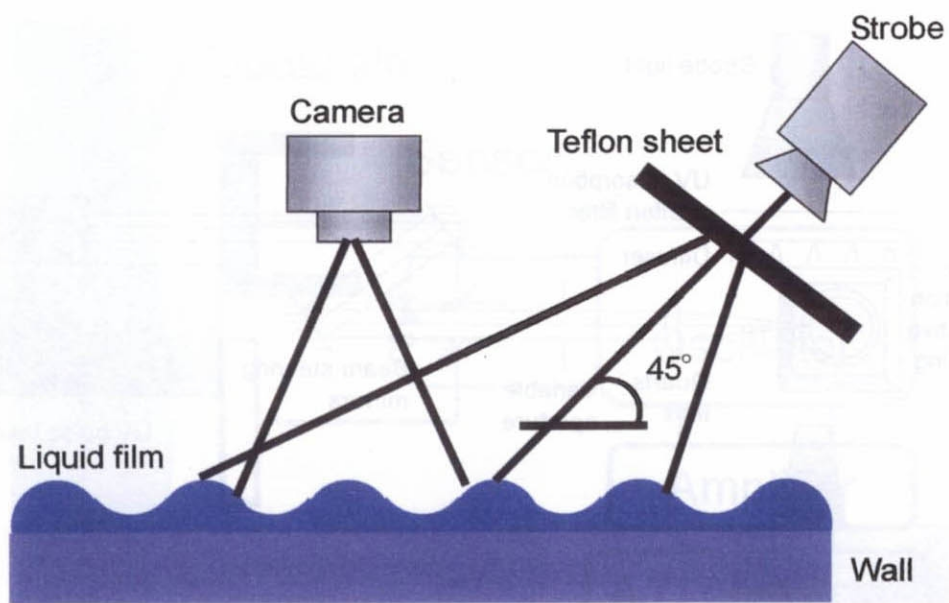


Fig. A.1 Conventional camera technique (CCT)

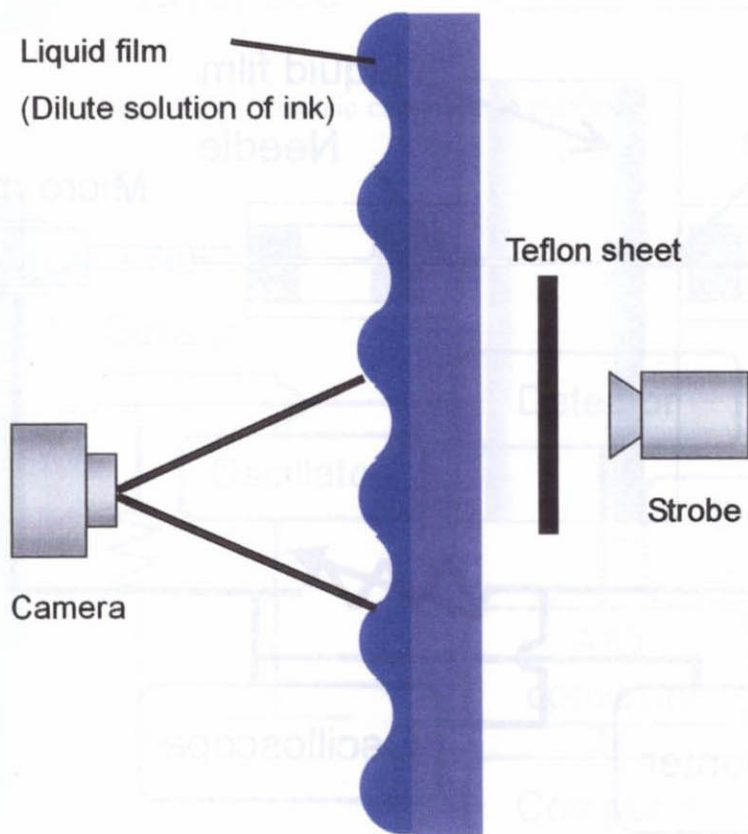


Fig. A.2 Light attenuation

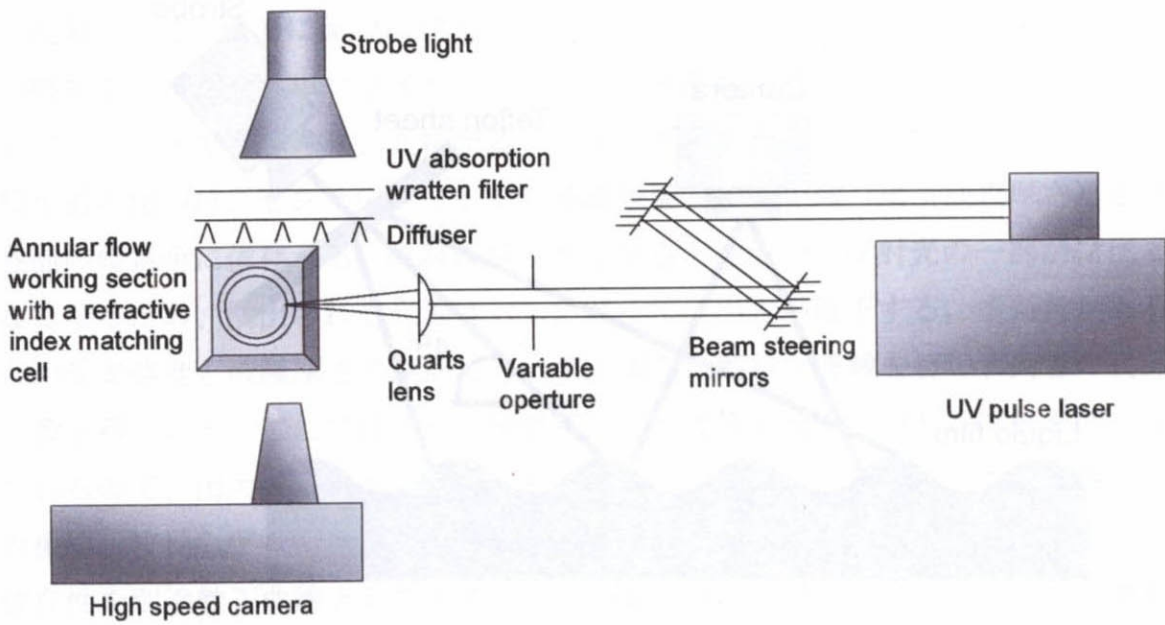


Fig. A.3 Optical system using photochromic dye tracer method

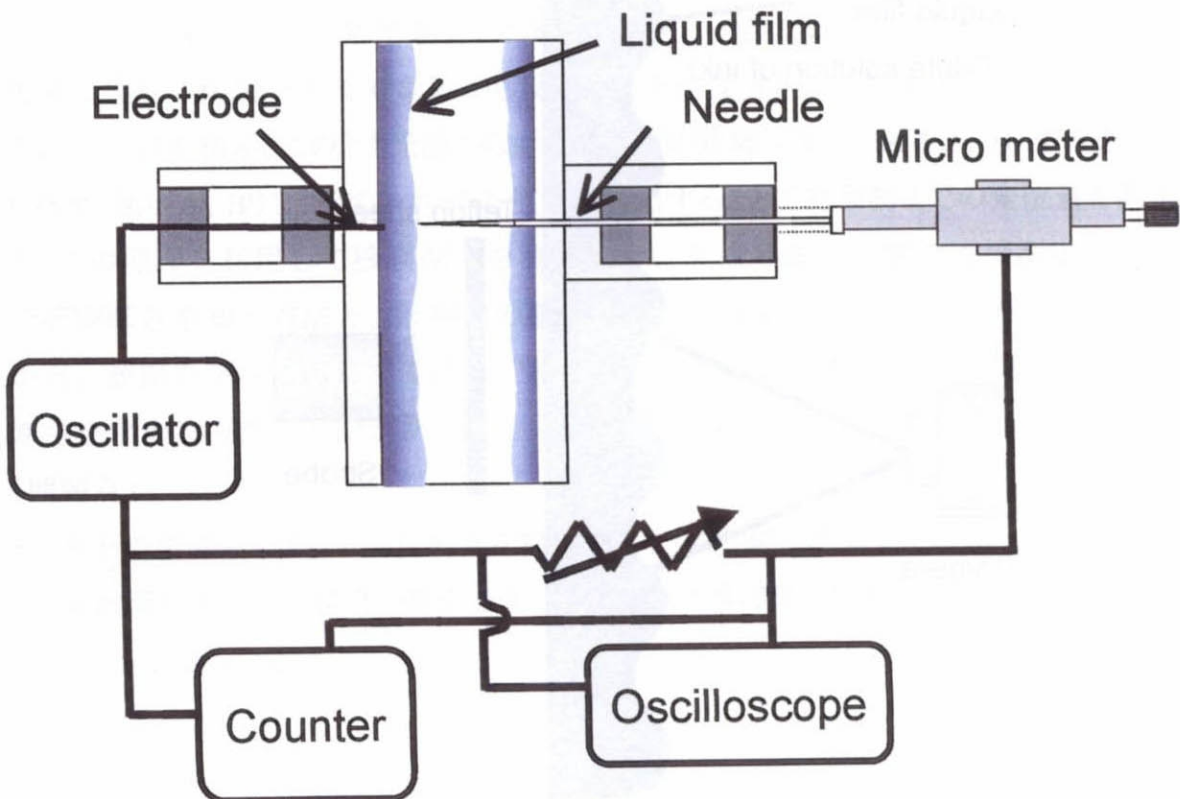


Fig. A.4 Needle contact method

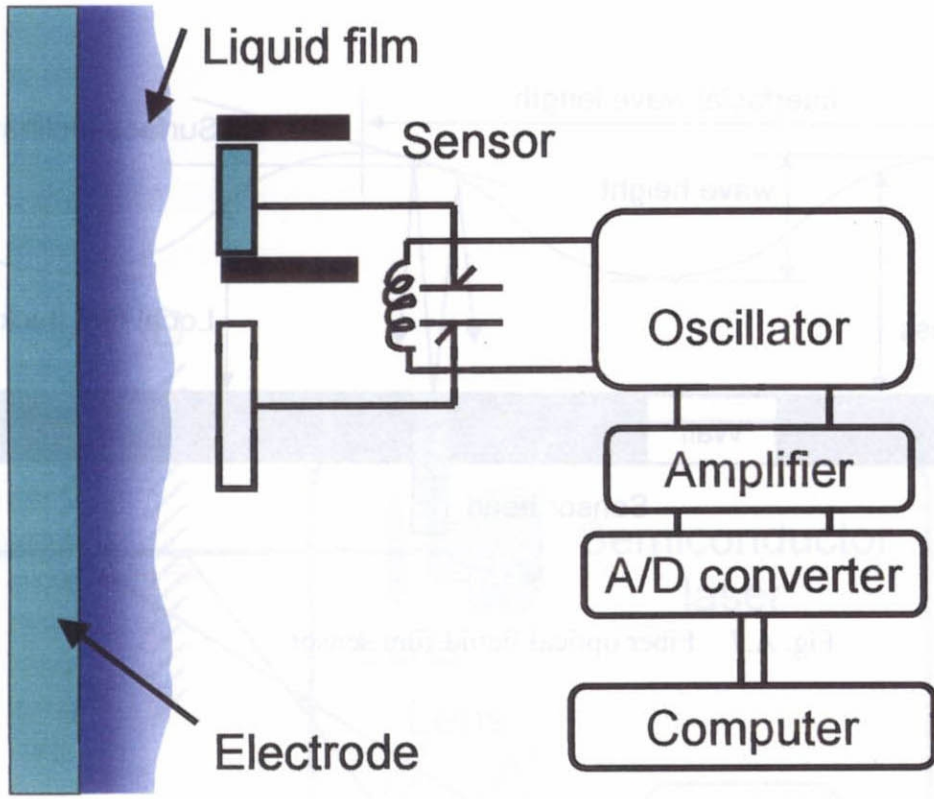


Fig. A.5 Electric capacitance method

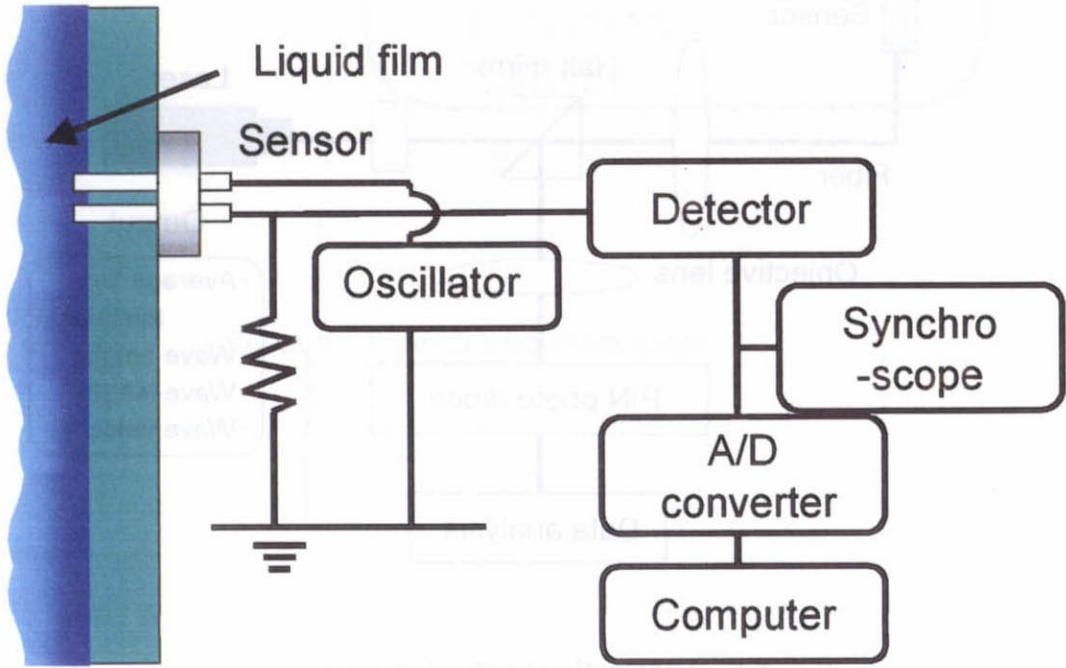


Fig. A.6 Electric resistance method

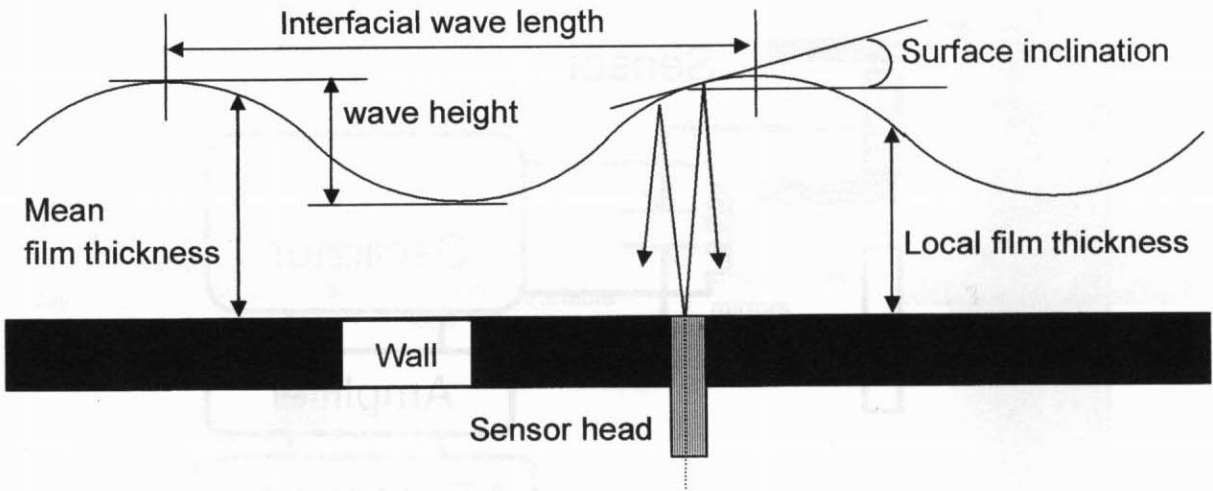


Fig. A.7 Fiber optical liquid film sensor

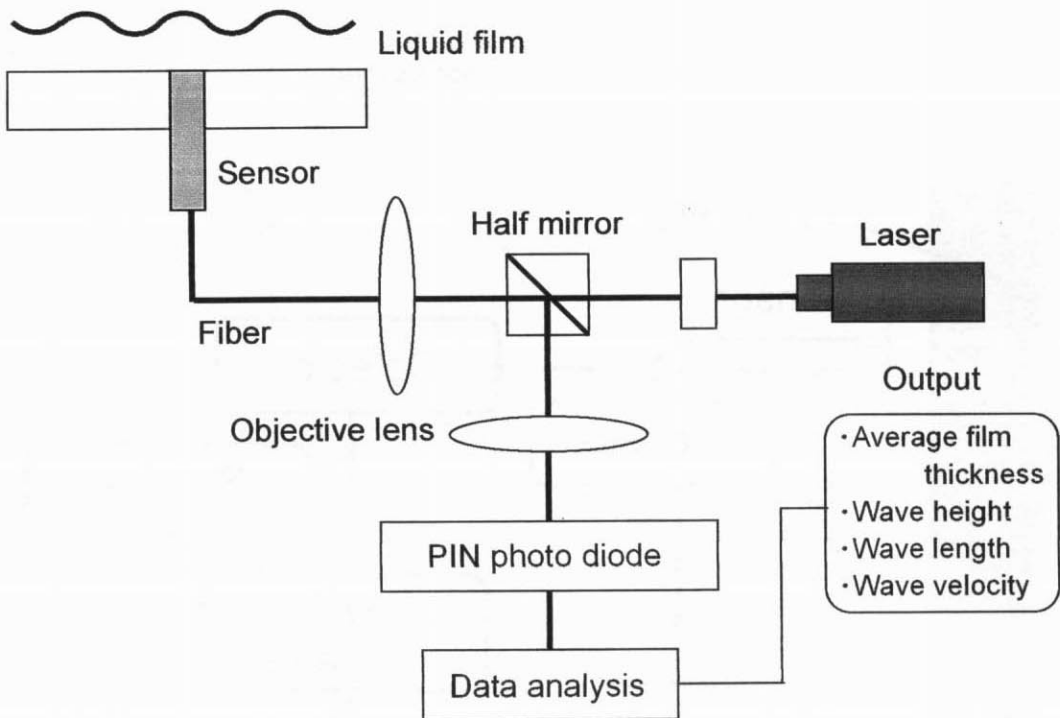


Fig. A.8 Schematic of optical system

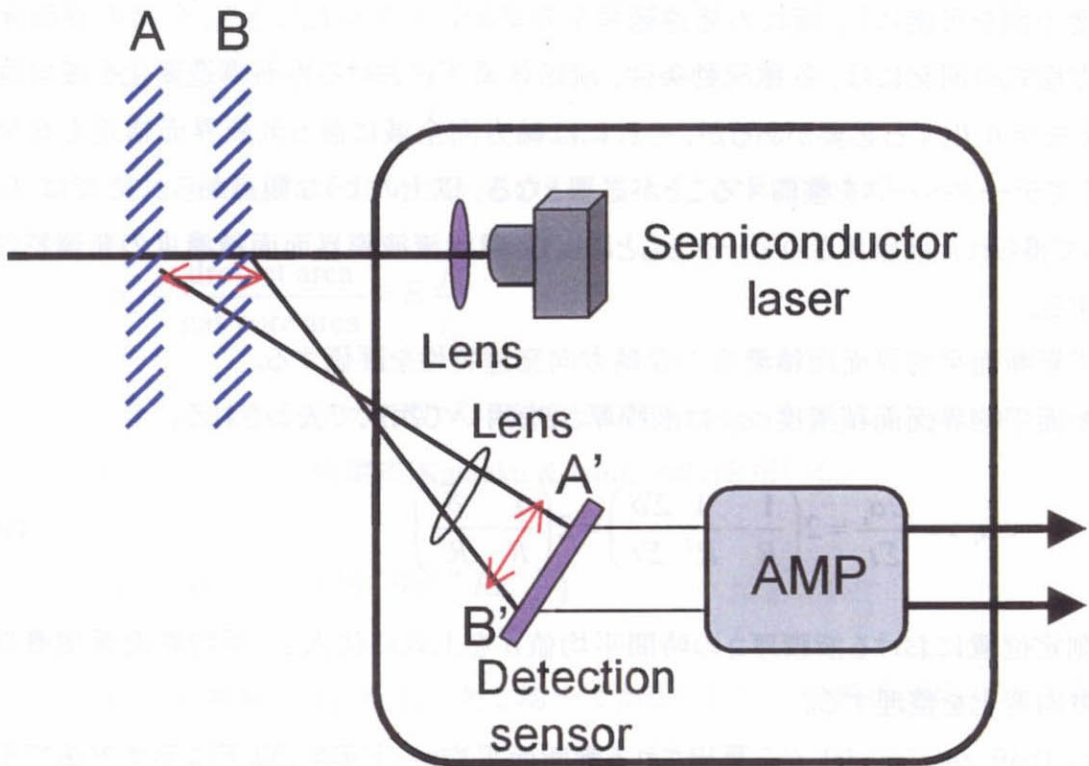


Fig. A.9 Laser displacement gauge



## APPENDIX B 環状流液膜の界面面積濃度発達特性

界面面積濃度は軸方向の発達に対する気液界面の幾何学的構造を縮約する変数となり、気液間の相互作用量は界面面積濃度に比例する。従って、信頼性の高い界面面積輸送方程式を構築することができれば、時間および空間スケールを考慮した動的な界面面積濃度予測を可能にし、流れの発達過程を効率的にモデル化できる。今後の界面面積輸送方程式の開発には、各種流動条件、流路体系下における界面構造変化を機構論的に捉えモデル化する必要があるが、それには軸方向全域に渡る気液界面構造を高精度に捉えてデータベースを整備することが必要となる。以上のような観点から、ここでは LFD によって得られた液膜厚さのデータをもとにして、環状流液膜界面面積濃度の発達特性を評価する。

まず管断面平均界面面積濃度の管軸方向発達特性を評価する。

管断面平均界面面積濃度  $\langle a_i \rangle$  は液膜厚さ  $\delta$  を用いて次式で表わされる。

$$\langle a_i \rangle = \frac{\Sigma a_i}{\Sigma t} = 2 \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R^2} \frac{\Sigma \delta}{\Sigma t} \right) = 2 \left( \frac{1}{R} - \frac{\bar{\delta}}{R^2} \right) \quad (\text{B.1})$$

各測定位置における液膜厚さの時間平均値  $\bar{\delta}$  を上式に代入し、平均界面面積濃度の管軸方向変化を整理する。

また、Drift flux model から算出される管断面平均ボイド率を、以下に示す方法で平均界面面積濃度に換算し、本実験データとの比較を試みる。

Drift flux model には、Ishii によって提案された次の環状噴霧流域における平均ドリフト速度  $\bar{V}_{gi}$  [Ishii, 1977] を適用する。

$$\begin{aligned} \bar{V}_{gi} &= \langle j_g \rangle / \langle \alpha \rangle - \langle j \rangle \\ &= \frac{(1 - \langle \alpha \rangle)(1 - E_d)}{\langle \alpha \rangle + \left[ \frac{1 + 75(1 - \langle \alpha \rangle)(1 - E_d)}{\sqrt{\langle \alpha \rangle}} \frac{\rho_g}{\rho_l} \right]^{1/2}} \left[ \langle j \rangle + \sqrt{\frac{\Delta \rho g D (1 - \langle \alpha \rangle)(1 - E_d)}{0.015 \rho_l}} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$\langle j \rangle$  は気液混合物の断面平均容積速度で  $j = j_g + j_l$  である。 $\langle \alpha \rangle$  は断面平均ボイド率、 $E_d$  は管断面に占める全液相面積に対する液滴の面積比をそれぞれ表わしている。ここで管断面における液膜の占める面積比は、 $\langle \alpha \rangle$  と  $E_d$  を用いて次式で表わされる。



$$1 - \alpha_{\text{core}} = \frac{\text{liquid film cross sectional area}}{\text{total cross sectional area}} = (1 - \langle \alpha \rangle)(1 - E_d) \quad (\text{B.3})$$

$\alpha_{\text{core}}$  は気相部の管断面面積比であり、気相部における液滴面積比を  $\alpha_d$  とすると  $\langle \alpha \rangle$  に対し次式の関係となる。

$$\alpha_{\text{core}} \equiv \frac{\text{core area}}{\text{flow area}} = \frac{\langle \alpha \rangle}{1 - \alpha_d} \quad (\text{B.4})$$

また、 $\alpha_d$  は気相と液滴のスリップが無いものと仮定すると次式で表わせる。

$$\alpha_d \equiv \frac{\text{droplet area}}{\text{gas core area}} \simeq E \frac{j_f}{j_g} \quad (\text{B.5})$$

$E$  は液滴流量割合である。 $E$  の相関式は数多く提案されているが、ここでは Kataoka - Ishii の定常状態に対する次の相関式[Kataoka & Ishii, 1982]を用いる。

$$E \simeq \tanh\left(7.25 \times 10^{-7} We^{1.25} Re_f^{0.25}\right) \quad (\text{B.6})$$

ここで、平均の液膜厚さが管断面に対し均一であるとする、管断面平均界面面積濃度  $\langle a_i \rangle$  は次式で与えられる。

$$\langle a_i \rangle = \frac{2\alpha_{\text{core}}^{0.5}}{R} \quad (\text{B.7})$$

各流量条件、軸方向位置における気液の状態量を式(B.2) - (B.7)に導入し、軸方向全域に渡る管断面平均界面面積濃度  $\langle a_i \rangle$  を整理して実験結果と比較した。

Fig. B.1 - B.4 は、助走距離に対する平均界面面積濃度の変化を液相流量条件ごとに比較した図である。図中において記号は実測値を、各線は Drift flux model で評価した値をそれぞれ示している。液相流量の多い条件では、助走距離と気相流量の増加に従い平均界面面積濃度は徐々に増加する傾向にあるが、液相流量が低い条件では助走距離と気相流量に対する変化が少なくなり、ほぼ一定の値を示している。これは、低液流量では助走距離と気相流量に対して液膜厚さの変動、もしくは液滴飛散量の変化が少なくなるた

めである。実測値に対する Drift flux model の値は、液相流量が低い条件では気相流量の増加に伴い多めに見積もる傾向にあり、また液相流量が高い条件では少なく見積もる傾向にあるが、軸方向に対する変化の傾向はほぼ一致している。Fig. B.5 に実測値に対する Drift flux model の誤差を示す。本実験条件の範囲において両者は 3% 以内の誤差で一致している。このように、助走距離に対する管断面平均界面面積濃度の変化は、助走距離に対する気液両相の状態量を適切に与えることで Drift flux model により精度良く評価できることがわかった。

次に管断面局所界面面積濃度の特性を評価する。Fig. B.6 に示すように管断面における微小空間  $\Delta y \times \Delta z$  を考えると、その位置における界面面積濃度  $a_i$  は、 $a_i = 1/\Delta y$  で与えられる。管断面の局所界面面積濃度は、各断面位置における微小空間  $\Delta y \times \Delta z$  に存在する気液界面の時間平均として考える。すなわち、局所界面面積濃度は、 $\Delta y$  の領域に存在する液膜厚さ  $\delta$  の確立  $P(\delta \in \Delta y)$  を用いて次式で表わされる。

$$a_i \approx \frac{1}{\Delta y} \times P(\delta \in \Delta y) \quad (\text{B.8})$$

$\Delta y$  の与え方によって  $a_i$  は変化するが、ここでは  $\Delta y = 50 \mu\text{m}$  として評価した。

Fig. B.7 - B.10 は助走距離  $L = 2,750 \text{ mm}$  における局所界面面積濃度の管断面分布を各気液流量条件毎に示した図である。図からわかるように、界面面積濃度の管断面分布は、気液流量の変化に対して鋭敏に変化する。液相流量の低い  $Re_f = 1,050$  において界面面積濃度の分布は鋭いピークを有する形状をなしているが、液相流量の増加に伴ってピークが徐々に鈍化し、管中心方向に長いすそ野を持つ分布形状へと移行する。すなわち液相流量の増加により界面の波立ちが激しくなることで、界面面積濃度が管中心方向へと増加することを示している。一方、気相流量の増加に対して、 $Re_f = 1,050$  の条件では分布の変化はほとんどなく、管壁近傍に鋭いピークを維持したままとなっている。他の液相流量条件では  $Re_g \leq 46,400$  では大きな変化はないが、 $Re_g > 46,400$  では各液相流量条件とも次第に壁面近傍にピークを有する分布へと移行する。これは、気相流量の増加により界面の波立ちが抑えられ、管壁側へと集中することを示している。Fig. B.11、Fig. B.12 は、気液流量条件  $Re_g = 31,800$ ,  $Re_f = 1,050$  および  $Re_g = 31,800$ ,  $Re_f = 9,430$  における局所界面面積濃度の管断面分布を助走距離毎にそれぞれ示した図である。 $Re_f = 1,050$  の液相流量が低い条件において界面面積濃度の分布は助走距離に対しほとんど変化がないが、

液相流量の多い  $Re_f = 9,430$  の条件では、助走距離の増加に伴い分布のピークが管中心から管壁側へと徐々に移動していく。これは液相流量が多い条件では軸方向圧力損失勾配が増加し、前流側と下流側における気液の相対速度差が大きくなることに起因している。すなわち助走距離の増加に伴い気液の相対速度が増加することで界面の波立ちが徐々に抑えられるためと考えられる。

このように、局所界面面積濃度の気液流量と助走距離に対する変化は、平均界面面積濃度のそれと比較すると大きい。従って環状流における液膜の界面面積濃度は、管断面平均での評価のみならず液膜内の局所特性も考慮する必要がある。壁面の極近傍に形成する液膜の局所界面面積濃度分布を評価することは、液滴飛散メカニズムや液膜破断条件を評価する上で重要な意味をなすため、今後より広範なデータベースを構築してモデル化していく必要があると考えられる。LFD はこのようなマイクロな液膜界面の挙動を精度良く測定できる唯一の技術であると言えよう。

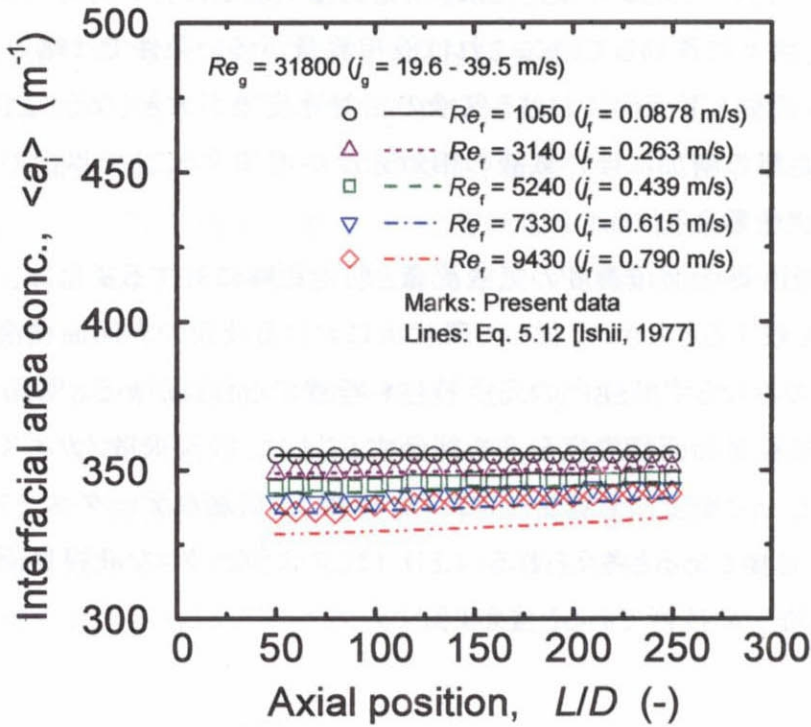


Fig. B.1 Measured and predicted axial change of area averaged interfacial area concentration ( $Re_g = 31,800$ )

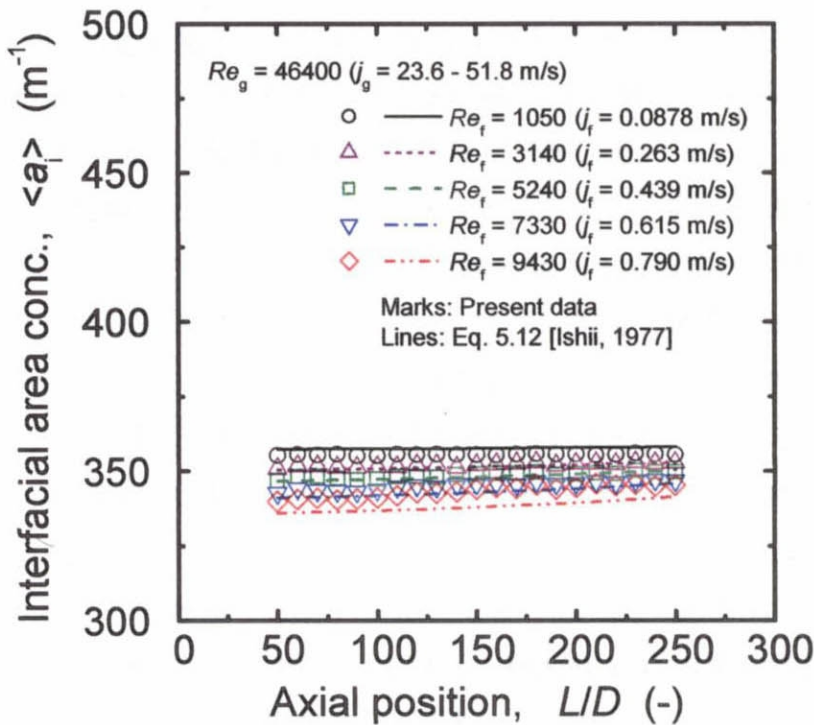


Fig. B.2 Measured and predicted axial change of area averaged interfacial area concentration ( $Re_g = 46,400$ )

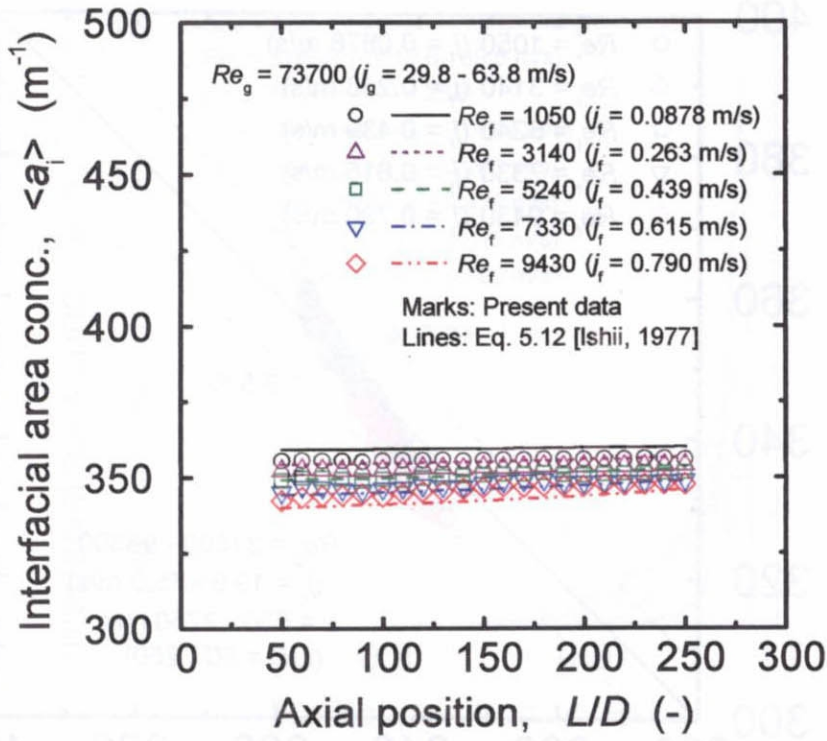


Fig. B.3 Measured and predicted axial change of area averaged interfacial area concentration ( $Re_g = 73,700$ )

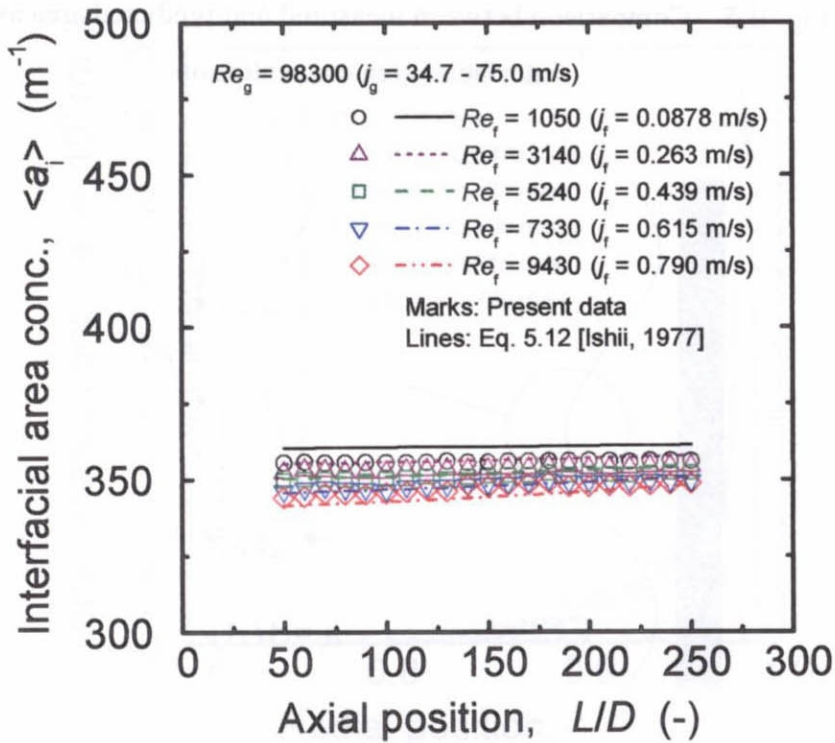


Fig. B.4 Measured and predicted axial change of area averaged interfacial area concentration ( $Re_g = 98,300$ )

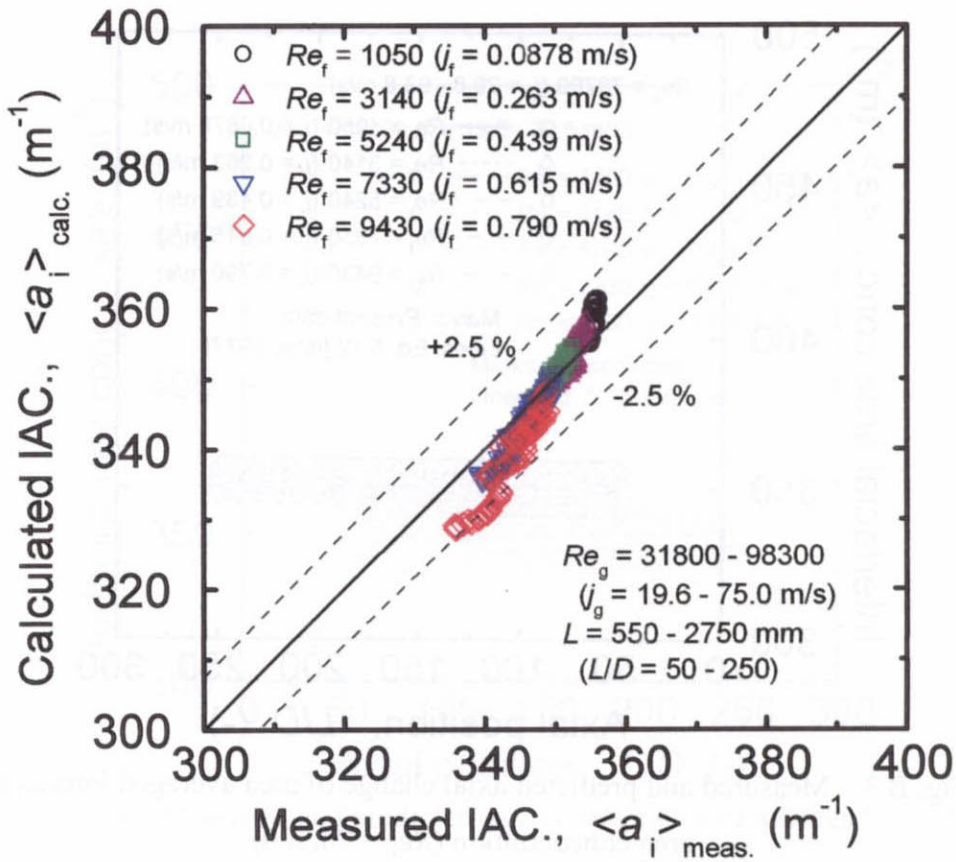


Fig. B.5 Comparison between measured and predicted area averaged interfacial area concentration

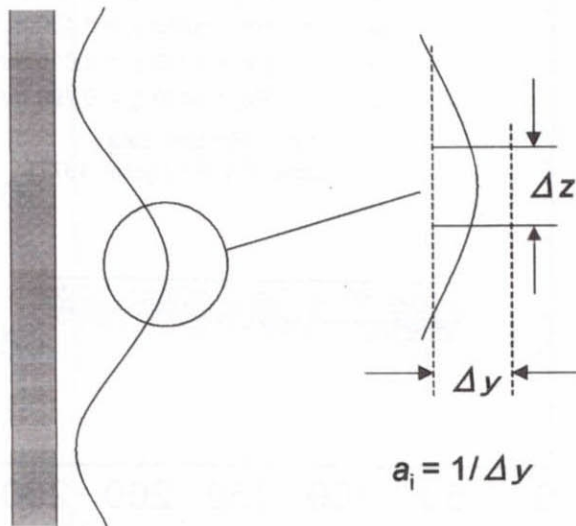


Fig. B.6 Calculation of interfacial area concentration



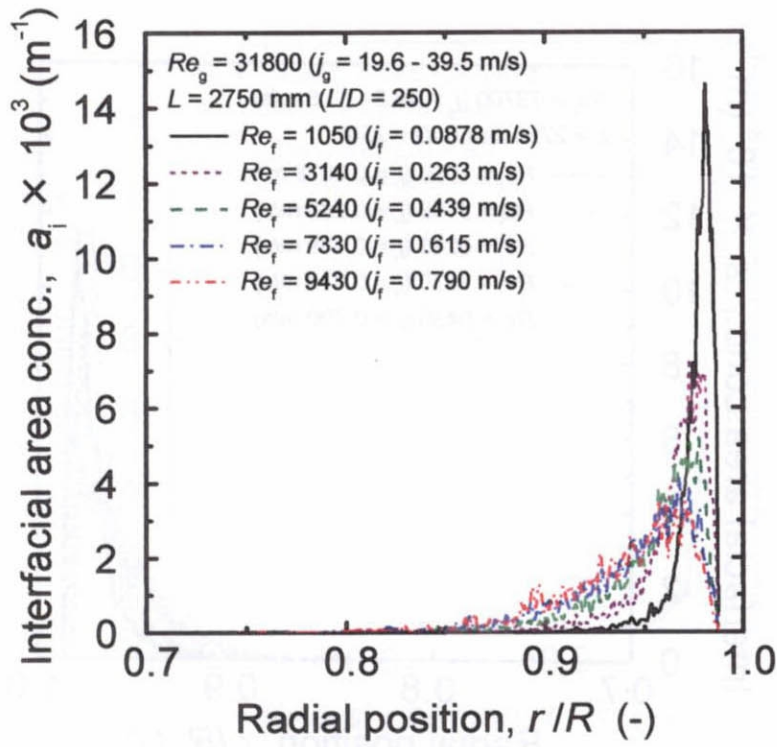


Fig. B.7 Effect of liquid flow rate on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 31,800$ )

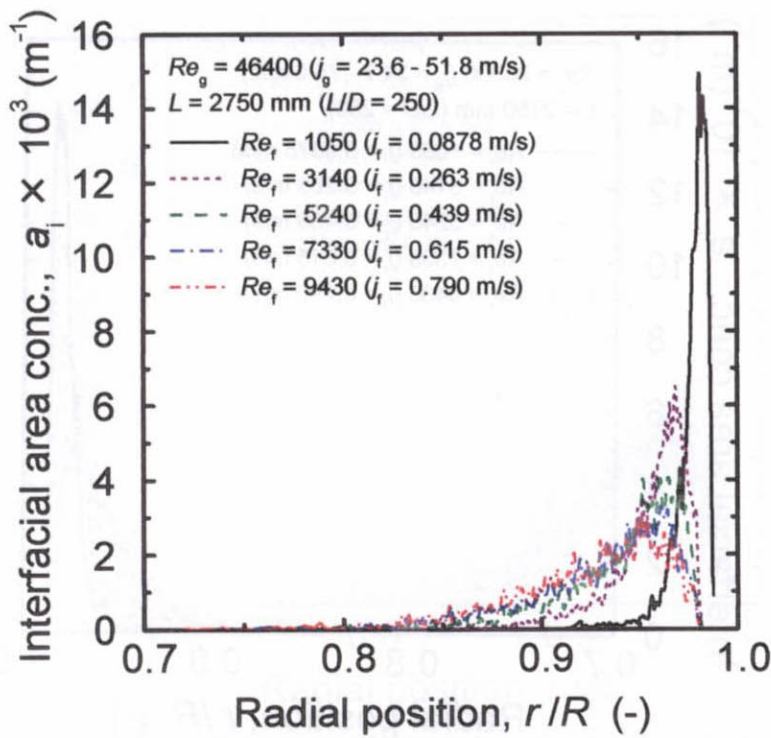


Fig. B.8 Effect of liquid flow rate on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 46,400$ )

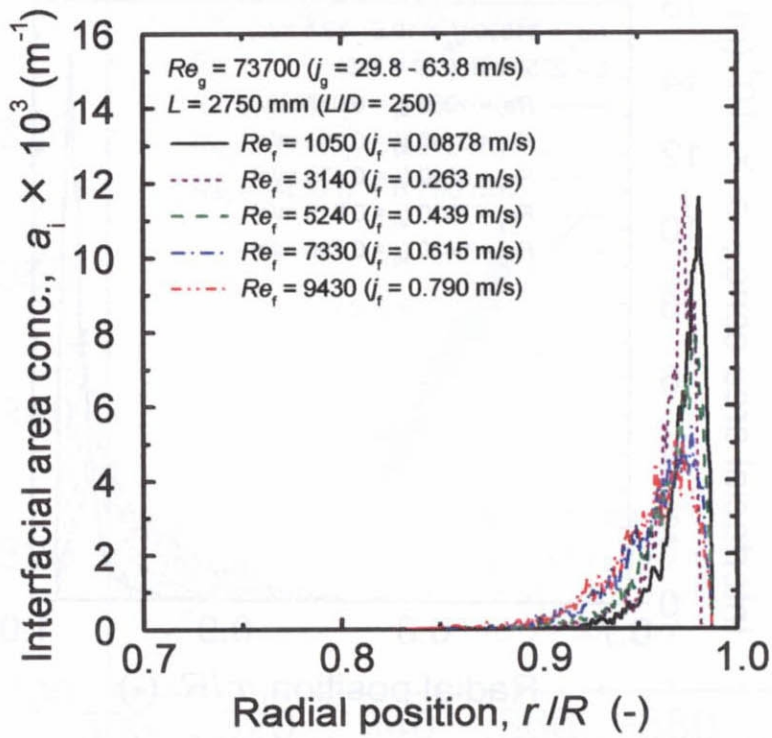


Fig. B.9 Effect of liquid flow rate on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 73,700$ )

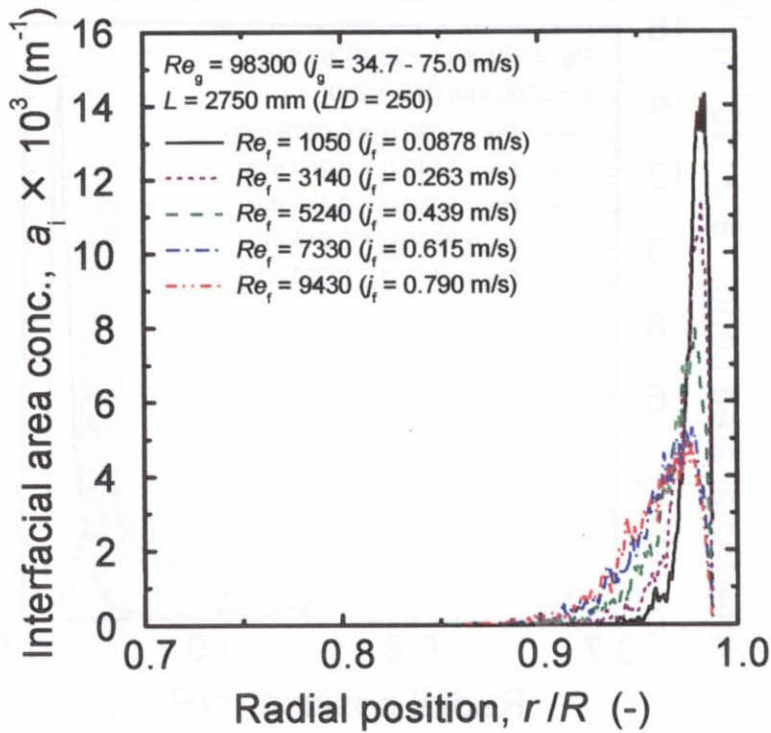


Fig. B.10 Effect of liquid flow rate on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 98,300$ )



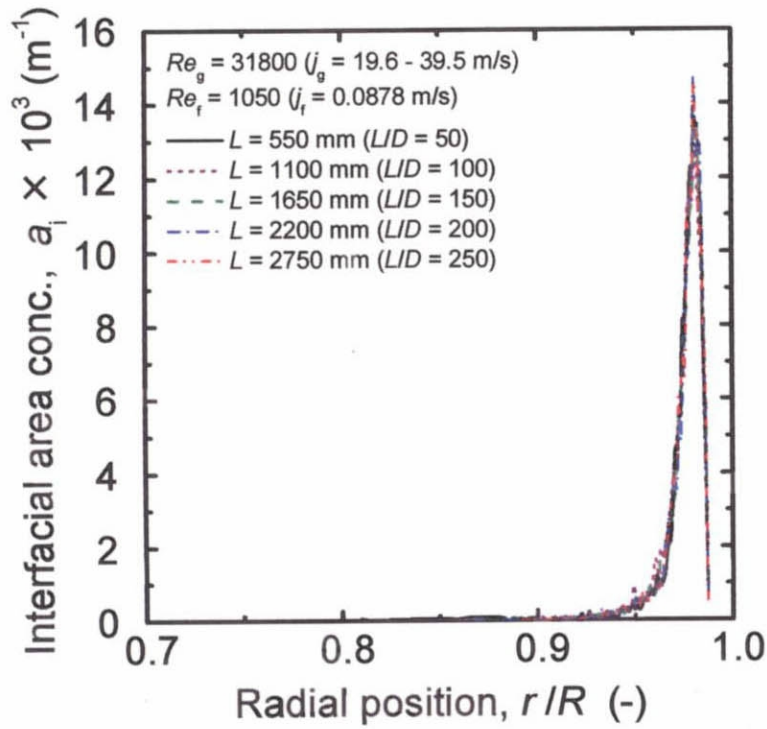


Fig. B.11 Effect of entry length on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 31,800$ ,  $Re_f = 1,050$ )

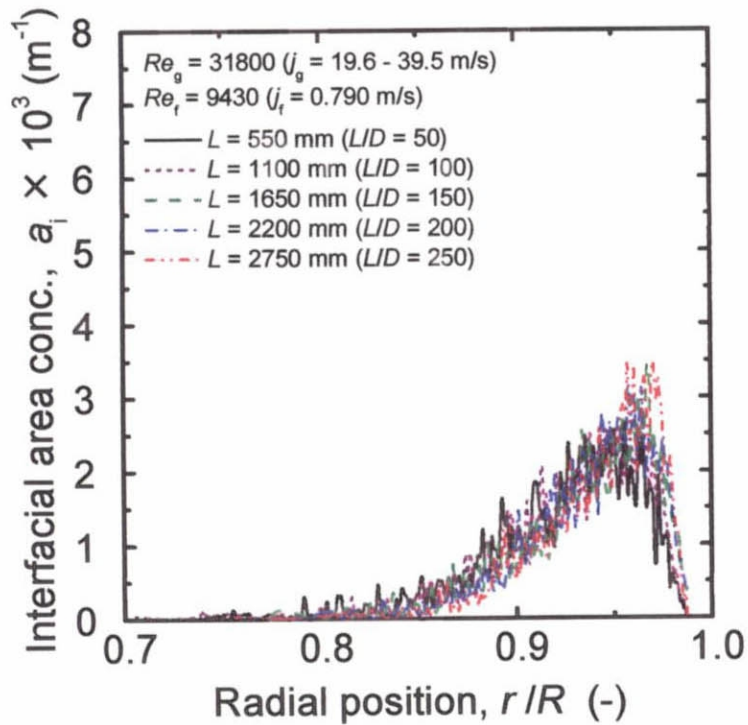


Fig. B.12 Effect of entry length on local interfacial area concentration  
 ( $Re_g = 31,800$ ,  $Re_f = 9,430$ )