

3 流体モデルの構成方程式等の 高度化に関する研究

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1992年5月

日本混相流学会

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

3 流体モデルの構成方程式等の 高度化に関する研究

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1992年5月

日本混相流学会

1992年 5 月

三流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究

日本湿相流学会

三流体詳細熱流動解析コード

検討専門委員会

要 旨

本研究は、三流体モデルに基づく熱流動解析の高度化を目的としている。高度化の対象は、流れのモデル、構成方程式、数値計算手法の3項目である。各項目に対して、現状の調査検討が実施された。その結果、高度化の方策を提示することができた。また、今後の構成方程式の高度化に役立つ水・蒸気系及び水・空気系実験データベースが収集された。数値計算法に関しては、計算効率を向上させるための方法が提示された。この方法により、計算速度は約20倍に向上した。

Study on Improvement of Constitutive Equations and Numerical Methods
for Three-Fluid Model

The Japan Society of Multiphase Flow
Special Committee for Examination of
Thermohydraulic Analysis Code based
on Three-Fluid Model

ABSTRACT

The purpose of the present study is to improve a numerical analysis method for multiphase flows based on the three-fluid model. The improvement will be conducted for the following three items; (1) modeling of the multiphase flow, (2) constitutive equations (3) numerical method. A systematic survey was carried out for the aforementioned three items. As a result, a reliable plan for the improvement was proposed. Experimental database for air-steam and air-water two-phase annular flow was also presented in this report, which will be useful for the future improvement of the constitutive equations. As for the numerical method, a method for improving the computational efficiency was proposed. It was confirmed that the CPU time decreases about 95% with the proposed method.

目次

1. 序論	1
1.1 研究体制	1
1.2 本研究の背景と目的	1
1.3 三流体モデルの概要	3
1.4 本報告書の構成	7
2. FIDAS-1DSの数値解法の改良と探針プログラムの開発	9
2.1 はじめに	9
2.2 一次元定常多流体モデルの解きにくさについて	10
2.3 FIDAS-1DSの数値解法の改良	22
2.4 探針プログラムの開発	31
2.5 おわりに	38
3. 構成方程式に関する調査検討	48
3.1 はじめに	48
3.2 FIDAS-1DSの構成方程式の検討	48
3.3 液滴発生率・付着率に関する文献調査	54
3.4 おわりに	61
4. 液滴付着率の構成方程式の定量的比較検討	65
4.1 はじめに	65
4.2 代表的な相関式	65
4.3 相関式の相互比較	70
4.4 考察	71
4.5 おわりに	75
5. 実験的研究に関する調査検討	95
5.1 はじめに	95
5.2 環状噴霧流における気液混合方式の分類	95
5.3 気液混合方式ならびに実験条件・測定量などの一覧	98
5.4 環状噴霧流の流動方向変化	98

5.5	おわりに	101
6.	水・蒸気系実験データベース	119
6.1	はじめに	119
6.2	実験装置および計測系	119
6.3	実験結果	122
6.4	おわりに	126
7.	水・空気系実験データベース	137
7.1	はじめに	137
7.2	実験装置および計測系	138
7.3	実験結果	140
7.4	おわりに	147
8.	結論（高度化への課題）	171

1.序論

(坂口、富山)

1.1 研究体制

本報告書は、1991年12月2日付けで動力炉・核燃料開発事業団（以下、動燃と略す）から日本混相流学会が委託を受け、日本混相流学会内に設立された「三流体詳細熱流動解析コード検討専門委員会」において実施した、

”3流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究”

の研究成果を纏めたものである。委託研究の初年度であること、及び実質的研究成果を効率よく得るために、委員会は以下に示す少人数の混相流学会に所属する専門家で構成した。

氏名	所属	主担当
主査：坂口 忠司	神戸大学工学部機械工学科	研究の立案・企画・整理
幹事：富山 明男	神戸大学工学部機械工学科	数値解法・モデルの改良
幹事：片岡 勲	京都大学原子エネルギー研究所	構成式の理論モデル開発
委員：三島 嘉一郎	京都大学原子炉実験所	水・蒸気系構成式の改良
委員：岡田 修	鈴鹿工業高等専門学校機械工学科	水・空気系構成式の改良

1.2 本研究の背景と目的

計算機の数値解析技術の進歩に伴い、近年、気液二相流の予測手法はより詳細な手法へと推移している。気相・液相・構造物間の非常に複雑な相互作用により、気液二相流は時間的・空間的に非常に複雑な挙動を呈する。この複雑な挙動に対し、古くは気相と液相が均質に混合した一流体であるという仮定の下で予測が試みられた。一方、種々の実験は、気相と液相の速度の相違が圧力損失や熱伝達等の巨視的流動特性に多大な影響を与えることを示していた。この実験事実に対応するために、気液二相流のモデルも均質流モデルからスリップ流モデル、あるいはドリフトフラックスモデルへと推移した⁽¹⁾。さらに、

時間的あるいは空間的に加速が大きな流れでは力学的非平衡性が大きく、経験的相関式で速度差を与えるスリップ流モデルやドリフトフラックスモデルでは適切な予測ができないことが指摘された⁽¹⁾。現在、この非平衡性への対応手段として、気液各相の各々に対して保存を考える二流体モデルに関する研究が進められている⁽²⁾。以上の、均質流モデル、スリップ流モデル、ドリフトフラックスモデル、二流体モデルは、基礎方程式を数学的に閉じた形とするために必要となる構成方程式を変更しさえすれば、気泡流・スラグ流・環状流等の種々の流動様式に対応できるという利点がある。逆に、この利点は、各流動様式における気液各相の幾何的配置を、基礎方程式に十分反映できないという欠点でもある。

一方、気液二相流における気液界面の存在状態が流動様式毎に大きく異なることに着目した、いわゆる”流動様式依存型の詳細解析(Flow regime dependent analyses)”も急速に進展している。例えば、気泡流や噴霧流に対しては、個々の気泡あるいは液滴を追跡するラグランジュ型の解析⁽³⁾、あるいは気泡内部の流れも考慮する瞬時局所的な解析⁽⁴⁾が行なわれ、スラグ流に対しては大気泡部と液スラグ部からなる一スラグユニットの挙動に着目した解析⁽⁵⁾が行なわれている。これらの解析手法は、上記の均質流モデル～二流体モデルと全く異なる基礎方程式系に基づくものである。一方、元来二流体モデルの基礎方程式は分離流という水平管内層状流や液滴を伴わない環状流の幾何学的配置を良好に反映している⁽⁶⁾。このため、環状流の場合、液滴という第3の流体の保存式を二流体モデルに加えることにより、流れの幾何学的配置を考慮した詳細解析が実現できる⁽⁷⁾。したがって、三流体モデルは二流体モデルの拡張という側面と、流動様式依存型の詳細解析モデルという2つの側面を保有している。この二面性により、三流体モデルは、環状流状態の詳細解析と同時に、任意の3種以下の流体からなる混相流を非平衡性まで考慮して解析できる能力を保有している。具体的には、環状流の詳細解析に加えて、

二流体モデルで解析できる二相流 (気液二相流、固液二相流、固気二相流等)

二流体モデルで解析できない二相流 (気液液二相流、気気液二相流等の三成分流)

固気液三相流 (固体粒子、気体、液体からなる混相流)

等の種々の流れに、原理的に応用できる。ただし、あくまで原理的であり、実際に高精度の解析を実現するためには、三流体モデルを数学的に閉じた形とするための種々の構成方程式を、流れの種類に応じて準備しなければならない。

気液二相流を二流体モデルで解くために必要な構成方程式に関しては、本委員会の片岡、⁽⁸⁾三島⁽⁹⁾らの優れた研究を含め数多くの研究が行なわれており、標準的な構成方程式が整備されつつある⁽¹⁾。一方、固液二相流に対しては、直径が同一な球形固体粒子を含む熱平衡状態の流れ用の構成方程式が本委員会の坂口、富山ら⁽¹⁰⁾によって提示されているのみで殆どない状況にある。さらに、固気二相流に関しては皆無である。固気液三相流の三流体モデルに基づく解析は富山、坂口ら⁽¹¹⁾による解析以外は現状行なわれておらず、構成方程式も富山らによって提示された熱平衡状態の固気液三相流用構成方程式以外は存在しないようである。環状流の詳細解析に必要な構成方程式に関する研究は早くから行なわれているが、広範囲の環状流の流動条件に適用できる構成方程式は殆どない。現状では、本研究で使用する動燃の菅原ら⁽¹²⁾が開発した環状流解析プログラムFIDAS、およびWhalleyら⁽¹³⁾が開発している環状流解析プログラムHANA に使用されている構成方程式が最も適用範囲が広く高精度の構成方程式と考えられる。しかし、構成方程式として完全な段階にはまだ到達しておらず、より物理的な根拠が明確で高精度・広適用範囲の構成方程式の確立が不可欠な状況にある。

以上が、本研究の背景と動機であり、環状流を中心とする種々の定常一次元混相流の三流体モデルに基づく高精度解析の実現に不可欠な”構成方程式等の高度化”を目的としている。

1.3 三流体モデルの概要

本節では、本研究で対象とする三流体モデルの基礎方程式と構成方程式を整理し、基礎方程式に含まれる仮定を明示しておく。

1.3.1 基礎方程式と構成方程式

対象とする流れに対して

- 1)一次元流れ
- 2)定常流
- 3)流路断面積一定
- 4)圧力は流路断面内で一定
- 5)熱平衡状態（相変化あり）

を仮定した場合、混相流の瞬時局所的基礎方程式を流路断面及び時間に関して平均化することにより、流体 k の質量保存式、運動量保存式として次式が得られる。

(質量保存式)

$$\frac{d}{dz} (\alpha_k \rho_k V_k) = \Gamma_k \quad (1.1)$$

(運動量保存式)

$$\frac{d}{dz} (\alpha_k \rho_k V_k^2) + \alpha_k \frac{dp}{dz} = F_{Ik} + F_{Mk} + F_{Wk} + F_{Bk} \quad (1.2)$$

ここで、 α は体積率、 ρ は密度、 V は流速、 p は圧力、 z は流動方向の位置を表す。また、 Γ_k は単位体積・単位時間あたりに他の流体から流体 k に変化するネットの質量、 F_I は界面抗力、 F_M は質量輸送にともなう運動量輸送、 F_W は流路壁による摩擦力、 F_B は外場が流体に及ぼす体積力を表す。一方、エネルギー保存式は熱平衡状態を仮定しているので、全流体の温度は一定であり、沸騰等の相変化がない場合は必要ない。一方、壁面加熱等により沸騰が生じている場合は、式(1.1)の Γ_k に沸騰に起因する項を位置の関数として与えればよい(この場合、圧力による仕事と散逸は無視されるが、これらの項は通常非常に小さいので無視しえる)。

もう一つの保存式として、流路断面積全体を3種の流体が占めるという体積(面積)の保存より次式が成立する。

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1 \quad (1.3)$$

以上が、熱平衡定常一次元の三流体モデルの基礎方程式であり、種々の流れの高精度の解析を実現するためには、 Γ_k 、 F_{Ik} 、 F_{Mk} 、 F_{Wk} 、 F_{Bk} ($k=1\sim 3$) に関する高精度の構成方程式が不可欠となる。

現在、動燃で開発されたFIDAS-1DSには、環状流を詳細解析するための構成方程式の一群が含まれている。すなわち、

(Γ_k に関する構成方程式)

- a)液滴付着率
- b)液滴発生率
- c)沸騰に起因する液滴付着抑制率
- d)加熱による沸騰

(F_{lk} に関する構成方程式)

- e)液膜・蒸気間の界面抗力
- f)液滴・蒸気間の界面抗力

(F_{mk} に関する構成方程式)

- g)液滴付着に伴う運動量輸送
- h)液滴発生に伴う運動量輸送
- i)沸騰に起因する液滴付着抑制に伴う運動量輸送
- j)加熱による沸騰に伴う運動量輸送式

(F_{wk} に関する構成方程式)

- k)液膜・管壁間の摩擦力

の構成方程式が含まれている。なお、 F_{Bk} としては重力のみが考慮されている。これらの構成方程式を閉じた形とするためにさらに必要となる構成方程式として、

- l)液滴径
- m)液膜・蒸気間界面積濃度
- n)液滴・蒸気間界面積濃度
- o)液膜・流路壁間界面積濃度

の評価式も組み込まれている。さらに、式(1.1)-(1.3)を数値積分する際の初期位置、および初期条件を決定するための補助方程式として、

- p)環状流開始点評価式
- q)環状流開始位置における液滴体積率の評価式
- r)環状流開始位置における液滴速度の評価式

が利用できるようになっている。

以上の全構成方程式が、本研究の高度化の対象である。さらに、固気液三相流等の他の混相流の解析を実現できるように構成方程式を準備していくことも本研究の課題である。

1.3.2 状態方程式および物性値

基礎方程式および構成方程式には、流体の状態方程式と物性値が必要となる。すなわち、

密度 : ρ

粘性係数 : μ

表面張力 : σ

熱伝導係数 : λ

定圧比熱 : c_p

飽和エンタルピー : h

等が圧力と温度の関数として与えられている必要がある。本研究で対象とする三流体モデルでは、熱平衡状態を仮定しているので、

a) 飽和沸騰系の場合

飽和状態における上記の物性値（飽和圧力あるいは飽和温度のみの関数）

b) 非沸騰系の場合

温度一定条件下で圧力依存性のみを考慮した ρ 、 μ 、 σ の物性値

が必要となる。現在、FIDAS-1DSでは、飽和沸騰系の場合は水・蒸気系のみが取扱可能であり、蒸気表のデータベースから内挿により物性値を求める方法が用いられている。一方、非沸騰系は水・空気系のみが解析可能であり、気相は理想気体の等温変化が仮定されている。FIDASの適用範囲を拡大するためには、各種流体の物性値を評価するサブルーチンの補充が不可欠である。また、計算の効率化には物性値評価の高速化が必要である。これらの作業も高度化の一端をになうものといえよう。

1.4 本報告書の構成

本研究では、三流体モデルの高度化の項目を

- (1)数値計算手法
- (2)構成方程式
- (3)高度化用実験データベース

の3つに大きく分類し、研究作業を分担で実施した。

本報告書は上記分類に準拠して作成した。すなわち、

第2章：数値計算手法の高度化に関する調査・検討結果

第3章：構成方程式の調査結果

第4章：既存の構成方程式の定量的検討結果

第5章：既存実験の調査結果

第6章：水・蒸気系実験データベース

第7章：水・空気系実験データベース

の順に整理されている。第8章では、本年度の作業結果を総括するとともに、高度化のための課題が整理されている。

第1章の参考文献

- (1)日本原子力学会熱流動数値解析特別専門委員会編,"原子炉における熱流動数値解析の現状",日本原子力学会,(1986).
- (2)日本混相流学会,"二流体モデル熱水力相関式の評価Ⅲ",日本混相流学会,(1991).
- (3)I.Zun, I.Kljcnak and S.Moze,"Space-Time Evolution of Bubble Nonhomogeneous Distribution in Upward Flow",Proc. Int. Conf. Multiphase Flows '91 Tsukuba, Vol.1, pp.463-466(1991).
- (4)A.Tomiyama,A.Sou,H.Minagawa and T.Sakaguchi,"Numerical Simulation of a Single Bubble Rising in Liquids using the Volume of Fluid Method",Proc. Int. Conf. Multiphase Flows '91 Tsukuba, Vol.1, pp.373-376(1991).

- (5) M. Ozawa and T. Sakaguchi, *Memoirs of Faculty of Engng. Kobe Univ.*, Vol.32, p.25 (1985).
- (6) 赤川浩爾, "気液二相流", コロナ社, (1973).
- (7) T. Saito, E. D. Hughes and M. W. Carbon, "Multi-Fluid Modeling of Annular Two-phase Flow", *Nucl. Eng. Des.*, Vol.50, p.225(1978).
- (8) I. Kataoka and M. Ishii, "Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-Phase Flow", *Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, Vol.1, p.69, Honolulu, USA (1983).
- (9) K. Mishima and M. Ishii, *Int. Heat Mass Transfer*, Vol.27, p.723(1984).
- (10) 坂口、富山、南川、川端, "垂直管内固液二相流の二流体モデルによる解析に必要な構成方程式の検討", *日本機械学会論文集B編*, 56巻525号, pp.146-153, (1990).
- (11) A. Tomiyama, H. Minagawa, S. Kawabata and T. Sakaguchi, "Constitutive Equations for Interfacial Momentum Transfer in Three-Phase Flow and Application them to Gas-Liquid-Solid Three-Phase Bubbly Flow", *Proc. ASME/JSME Thermal Engng. Joint Conf.*, pp.101-108(1991).
- (12) 菅原悟, "強制流動沸騰二相流における流動とドライアウト現象に関する研究", 東京工業大学博士論文, (1990).
- (13) P. B. Whalley, et al., "The Calculation of Critical Heat Flux in Complex Situations using an Annular Flow Model", *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, Tronto, Vol.5, pp.65-70(1978).

2.1 はじめに

三流体モデルに基づく数値解析手法を確立するためには、構成方程式の高度化と同時に、計算手法の高度化も不可欠である。精度が不十分な数値解法に基づくプログラムを用いた場合、本来物理的に妥当な構成方程式を用いても正しい解は得られず、構成方程式が妥当でないと判断される場合が考えられる。逆に、本来不正確な構成方程式が良好な結果を与えることもありえる。一方、計算効率が低いと、一つの実験を解析するのに多くの時間を要し、本来の目的である構成方程式の改良に十分な検討時間を確保できないという問題が生じる。また、本高度化作業により完成されるであろうプログラムの実用性も低くなる。以上の理由より、精度良く効率的な数値計算法により三流体モデルの基礎方程式系を解くプログラムの確立は、三流体モデル詳細熱流動解析高度化作業の前提といえる。

そこで本章では、FIDAS-1DSの基礎方程式である定常の一次元多流体モデルを数値的に解く際の一般的な問題点に関してレビューすると共に、計算効率を向上させるための方法を検討した結果を示す。さらに、この方法に基づいて作成した探針プログラムを例示する。ここで、探針プログラム(Production program)は、

- (a)プログラムの流れ及び変数の構成が単純
- (b)必要最低限の機能に絞り、改良が容易
- (c)計算結果は開発すべきプログラムと同じ

の3条件を目的としたものである。構成方程式の改良作業には、プログラムの修正、再コンパイル、実行形式ファイルの作成等が必要となる。現状のFIDAS-1DSは、計算作業を容易にするために種々の機能を保有しているため、実際に構成方程式の高度化が完了した時点では、ある程度良いプログラムといえる。しかしながら、高度化作業のために構成方程式を修正しようとした場合、プログラムの再編集・コンパイル・リンク等の作業は多少煩雑になることが予想される。ここで提示する探針プログラムは、提示した改良法に基づくと共に、構成方程式の修正が容易なこと、基本変数が少なく変数名も容易に理解できる名称であることを注意して作成したものであり、構成方程式の改良作業を円滑に進めることを目的の一つとしている。すなわち、この探針プログラム上である程度の構成方程式改良

作業を進めた後に、FIDAS-1DS上に高度化された構成方程式を組み込み、最終的な改良を完遂するといった高度化作業方法が可能である。

2.2 一次元定常多流体モデルの解きにくさについて

よく知られているように、非定常一圧力二流体モデルは初期値問題として不適切な系、いわゆる“ill-posed initial-value problem”を構成する場合があります、この不適切性により数値解の非物理的振動が発生することが知られている⁽¹⁾。一方、定常の多流体モデルでは、初期値問題としての不適切性はありえない。しかしながら、定常の多流体モデルに基づいて気液二相流、固液二相流、固気液三相流等を数値計算した経験^{(2),(3),(4)}からいえば、定常の多流体モデルは非常に解きにくい種類の常微分方程式系を構成しているようである。ここで“解きにくい”というのは、連立常微分方程式に内在する多数の緩和距離の大きさが個々に大きく異なり、硬直な方程式系“stiff equation”を構成している⁽⁵⁾という意味である。以下、筆者らが二流体モデルを例題として、この硬直さに起因する解きにくさについて研究した結果をレビューしておく⁽⁶⁾。

2.2.1 常微分方程式の数値解法における緩和距離

常微分方程式の初期値問題、

$$\frac{dx}{dz} = \psi(z, x), \quad z > z_0 \quad (2.1)$$

初期条件: $x(z_0) = x_0$

を数値的に解く場合、数値積分に用いる刻み幅 Δz の大きさによって数値解の精度・安定性は大きく変化する。この際、刻み幅 Δz の設定の指針は、常微分方程式に内在する緩和距離から得られる。以下、線形常微分方程式、線形連立常微分方程式、非線形連立常微分方程式を対象として、緩和距離と Δz の関係について述べておく。

(1) 一変数線形常微分方程式の場合

以下の一変数線形常微分方程式を考える。

$$\frac{dx}{dz} = -\lambda x \quad (x = x(z), \quad x_0 = x(0), \quad \lambda \text{は正の定数}) \quad (2.2)$$

上式の両辺を積分することにより、厳密解として

$$x(z) = x_0 \exp(-\lambda z) = x_0 \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) \quad (2.3)$$

が得られる。ここで、

$$\xi = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

が緩和距離であり、従属変数 x が e 倍もしくは e^{-1} 倍になるのに要する距離を意味する。

式(2.3)を最も単純なEuler法で数値積分する場合、差分式は次式で与えられる。

$$x^{n+1} = x^n - \Delta z \lambda x^n = (1 - \Delta z / \xi) x^n, \quad (z^n = n \Delta z) \quad (2.5)$$

上式より、差分方程式は公比 $(1 - \Delta z / \xi)$ の等比数列となっていることがわかる。したがって、 Δz と ξ の関係により数値解の挙動は以下のように分類できることがわかる。

- a) $\Delta z < \xi \Rightarrow$ 公比は正で $\Delta z \rightarrow 0$ で厳密解に一致
- b) $\Delta z = \xi \Rightarrow$ 公比は0で初期値を除き解は常に0
- c) $2\xi > \Delta z > \xi \Rightarrow$ 公比は0 ~ -1の範囲であり、解は減衰振動し0に収束
- d) $\Delta z > 2\xi \Rightarrow$ 公比は-1以下となり、解は振動しながら発散(数値的不安定)

以上より、常微分方程式の数値解をEuler法で解く場合、数値的に安定でかつ精度の良い解を得るためには、緩和距離より刻み幅を小さくすることが必要条件であることがわかる。

(2) 線形連立常微分方程式の場合

次に M 元線形連立微分方程式、

$$\frac{d\mathbf{X}}{dz} = \mathbf{A}\mathbf{X} \quad \mathbf{X}(0) = \mathbf{X}_0, \quad \mathbf{A}: M \text{ 行 } M \text{ 列の定数行列} \quad (2.6)$$

を考える。まず、上式の厳密解を求めておく。 \mathbf{A} の M 個の固有値を $\lambda_m (1 \leq m \leq M)$ 、固有ベクトルを Φ_m とすると、

$$\mathbf{A}\Phi_m = -\lambda_m \Phi_m \quad (1 \leq m \leq M) \quad (2.7)$$

が成り立つ。解ベクトル \mathbf{X} は固有ベクトルの線形結合として、以下のように表せる。

$$\mathbf{X} = \sum_{m=1}^N C_m \Phi_m \quad (C_m = C_m(z)) \quad (2.8)$$

式(2.8)を式(2.6)に代入し整理すると、次式が得られる。

$$\sum_{m=1}^N \left(\frac{dC_m}{dz} + \lambda_m C_m \right) \Phi_m = 0 \quad (2.9)$$

となる。ここで、 Φ_m が一次独立と仮定すると（この仮定は多流体モデルでは成立する）、

$$\frac{dC_m}{dz} = -\lambda_m C_m \quad (2.10)$$

が全ての m に対して成立する。上式を積分すると、

$$C_m = C_m(0) \exp(-\lambda_m z) \quad (2.11)$$

が得られる。ただし、 $C_m(0)$ は初期値を以下のように固有ベクトルで表現した場合の係数である。

$$\mathbf{X}_0 = \mathbf{X}(0) = \sum_{m=1}^N C_m(0) \Phi_m \quad (2.12)$$

以上より、連立常微分方程式(2.6)の厳密解は次式で与えられることがわかる。

$$\mathbf{X}(z) = \sum_{m=1}^N C_m(0) \exp(-\lambda_m z) \Phi_m \quad (2.13)$$

ここで、各モード m の緩和距離 ξ_m を

$$\xi_m = \frac{1}{|\lambda_m|} \quad (2.14)$$

により定義すると、

$$\mathbf{X}(z) = \sum_{m=1}^N C_m(0) \exp\left(-\operatorname{sgn}(\lambda_m) \frac{z}{\xi_m}\right) \Phi_m \quad (2.15)$$

となる。上式より、M個の緩和距離 ξ_m の最小値

$$\xi_{\min} = \min(\xi_m) \quad : \quad \text{”最小緩和距離”と呼ぶことにする} \quad (2.16)$$

より、刻み幅 Δz を小さくすることが安定かつ精度よい計算を行なうために必要であることがわかる。すなわち、Euler法では、

$$\Delta z_m < \xi_{\min} \quad (2.17)$$

とする必要がある。

(3)非線形連立常微分方程式の安定性評価方法

多流体モデルは、前項のように線形の常微分方程式ではなく、非線形連立常微分方程式を構成する。非線形連立常微分方程式の場合、前項のように論理的に緩和距離を定義できない。そこで、筆者らは「非線形常微分方程式でも微小区間においては線形常微分方程式に近似できる」ことを利用して安定性を評価する方法を提示した⁽⁶⁾。この方法で、安定条件に対応する刻み幅を評価できることは既に確認している。以下、提示した安定性評価方法を示す。以下の非線形連立常微分方程式、

$$\frac{dX}{dz} = f(X) \quad (2.18)$$

を考える。ここで、 $f(X)$ は X の非線形ベクトル関数とする。上式を変分すると、微小区間における線形近似として次式が得られる。

$$\delta\left(\frac{dX}{dz}\right) = \delta f(X) \quad (2.19)$$

微分と変分の演算順序は変更できるので、以下のように変形できる。

$$\frac{d(\delta X)}{dz} = \frac{\partial f}{\partial X} \delta X = J \delta X \quad (2.20)$$

ここで、 J はヤコビ行列である。上式は式(2.6)と同型なので、前項と同様に J の固有値の逆数より最小緩和距離が得られる。この最小緩和距離より Δz を小さくしておけば、非

物理的振動が発生しないことが期待できる。実際、定常二流体モデルを対象として数値実験的に最小緩和距離と数値振動発生限界の Δz との関係を調べた結果、両者は非常に良く一致するという結果を得ている^{(6)・(7)}。

2.2.2 定常二流体モデルの最小緩和距離

以下、二流体モデルを対象として行なった最小緩和距離の評価結果について述べる。

(1) 二流体モデルの基礎方程式・構成方程式

まず、定常一圧力二流体モデルの基礎方程式・構成方程式を、非線形連立常微分方程式の形に整理する。非加熱系を仮定した場合、垂直管内定常一次元二流体モデルの基礎方程式は次式で与えられる⁽⁸⁾。

(体積保存)

$$\alpha_L + \alpha_G = 1 \quad (2.21)$$

(質量保存)

$$G_G = \rho_G \alpha_G V_G = \text{const.} \quad (2.22)$$

$$G_L = \rho_L \alpha_L V_L = \text{const.} \quad (2.23)$$

(運動量保存)

$$G_G \frac{dV_G}{dz} + \alpha_G \frac{dp}{dz} = -F_{WG} - F_I - \alpha_G \rho_G g \quad (2.24)$$

$$G_L \frac{dV_L}{dz} + \alpha_L \frac{dp}{dz} = -F_{WL} + F_I - \alpha_L \rho_L g \quad (2.25)$$

(状態方程式)

$$\rho_G = \rho_G(p) \quad (2.26)$$

$$\rho_L = \rho_L(p) \quad (2.27)$$

ここで、 G ：質量流束 [$\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$] を表す。式(2.21)～(2.27)を数学的に閉じた形とするには、界面運動量輸送項 F_I 、各相の壁面運動量輸送項 F_{WL} 、 F_{WG} 、さらに、状態方程式に関する構成方程式が必要となる。

界面運動量輸送項 F_I は界面抗力 M_D と仮想質量力 M_{VM} の和として表される。仮想質量力の有無、あるいは仮想質量力の相関式の関数形によっても安定性が大きく変わることを、既報⁽⁹⁾ に於て既に確認している。また、界面抗力を与える相関式の関数形によっても安定性は変化する可能性がある。そこで、仮想質量力については3種のモデルを、界面抗力には同じ解を与える2種の関数形を検討する。

まず、仮想質量力 M_{VM} にはDrewら⁽¹⁰⁾ による次式を用いる。

$$M_{VM} = \xi_G \frac{dV_G}{dz} + \xi_L \frac{dV_L}{dz} \quad (2.28)$$

$$\xi_G = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{V_G + (\kappa - 2)(V_G - V_L)\} \quad (2.29)$$

$$\xi_L = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{-V_G + (1 - \kappa)(V_G - V_L)\} \quad (2.30)$$

ただし、 ρ_0 ：気相周囲の流体の密度、 C_{VM} ：仮想質量係数、 κ ：パラメータである。これら3つ量に関する相関式として、以下の3種の式を用いる。

(a) 仮想質量力無視

$$C_{VM} = 0 \quad (2.31)$$

(b) RELAPのモデル⁽¹¹⁾

$$\rho_0 = \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L \quad (2.32)$$

$$C_{VM} = \begin{cases} \frac{1 + 2\alpha_G}{2} & (\alpha_G \leq 0.5) \\ \frac{\alpha_L(3 - 2\alpha_G)}{2\langle\alpha_G\rangle} & (\alpha_G > 0.5) \end{cases} \quad (2.33)$$

$$\kappa = 1 \quad (2.35)$$

(c) Laheyが使用したモデル⁽¹²⁾

$$\rho_0 = \rho_L \quad (2.36)$$

$$C_{un} = 0.5 \quad (2.37)$$

$$\kappa = 2 \quad (2.38)$$

界面抗力 M_D には、既報⁽¹³⁾で提示した以下の2種の式を用いて、界面抗力のモデルが安定性に及ぼす影響を調べる。

(a) Andersen-Ishii型の式⁽¹⁴⁾

$$M_D = \frac{\Phi |\Phi| \{ \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) - \alpha_L F_{WG} + \alpha_G F_{WL} \}}{V_{GJ} |V_{GJ}|} \quad (2.39)$$

$$\Phi = (1 - C_G \alpha_G) V_G - C_G \alpha_L V_L \quad (2.40)$$

(b) C_D 型の式

$$M_D = \frac{1}{8} a_{INT} C_D \rho_L (V_G - V_L) |V_G - V_L| \quad (2.41)$$

$$a_{INT} C_D = \frac{8 \{ \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) - \alpha_L F_{WG} + \alpha_G F_{WL} \}}{\rho_L V_R |V_R|} \quad (2.42)$$

$$V_R = \frac{V_{GJ} + (C_G - 1) V_L}{1 - C_G \alpha_G} \quad (2.43)$$

以上の2式は関数形は異なるが、同一の構成方程式を式変形により変更することによって得た構成方程式なので、同一の値を与える。式中の、 C_G は分布定数、 V_{GJ} はドリフト速度を意味する。これら分布定数、ドリフト速度の相関式には、三島ら⁽¹⁵⁾が流動様式判定条件式を提案する際に使用した以下の諸式を用い、種々の流動条件における緩和距離を三島らの流動様式線図上で導出する。

$$C_G = 1.2 - 0.2 \sqrt{\rho_G / \rho_L} \quad (2.44)$$

$$V_{GJ} = \begin{cases} \sqrt{2} \alpha_L^{-1.75} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} & \text{(気泡流)} \end{cases} \quad (2.45)$$

$$V_{GJ} = \begin{cases} 0.35 \left\{ \frac{g D (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right\}^{0.5} & \text{(スラグ流)} \end{cases} \quad (2.46)$$

$$V_{GJ} = \begin{cases} \sqrt{2} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} & \text{(チャーン流)} \end{cases} \quad (2.47)$$

ここで、 σ は表面張力、 D は管径を表わす。

壁面摩擦項 F_{WG} , F_{WL} は、最も基本的な次式で与える。

$$F_{WG} = 0 \quad (2.48)$$

$$F_{WL} = \lambda \frac{\rho_L J_L^2}{2D} \Phi_L^2 \quad (2.49)$$

$$\lambda = 0.3154 (J_L D / \nu_L)^{-0.25} \quad (2.50)$$

$$\Phi_L^2 = \alpha_L^{-1.75} \quad (2.51)$$

ここで、 $J_k = \alpha_k V_k$ は体積流束、 ν は動粘性係数を意味する。

状態方程式は、気相は理想気体の等温変化、液相は非圧縮性を仮定し、次式で与える。

$$\rho_G = \text{const.} \times p \quad (2.52)$$

$$\rho_L = \text{const.} \quad (2.53)$$

以上で、数学的に閉じた定常一圧力二流体モデルの方程式系が準備できた。

(2)非線形連立常微分方程式系の構成と線形化

以上の方程式系を線形化に便利な非線形連立常微分方程式に変形する。まず、式(2.21)-(2.23),(2.52),(2.53)より次式が得られる。

(体積保存)

$$\frac{d\alpha_G}{dz} + \frac{d\alpha_L}{dz} = 0 \quad (2.54)$$

(質量保存)

$$\rho_G \alpha_G \frac{dV_G}{dz} + \rho_G V_G \frac{d\alpha_G}{dz} + \alpha_G V_G \frac{d\rho_G}{dz} = 0 \quad (2.55)$$

$$\alpha_L \frac{dV_L}{dz} + V_L \frac{d\alpha_L}{dz} = 0 \quad (2.56)$$

また、式(2.24),(2.25),(2.28)-(2.30)より次式が得られる。

(運動量保存式)

$$(G_G + \xi_G) \frac{dV_G}{dz} + \xi_L \frac{dV_L}{dz} + \alpha_G \frac{dp}{dz} = B_G \quad (2.57)$$

$$(G_L - \xi_L) \frac{dV_L}{dz} - \xi_G \frac{dV_G}{dz} + \alpha_L \frac{dp}{dz} = B_L \quad (2.58)$$

ここで、右辺の B_G 、 B_L は空間微分項を含まない項を集めたもので、次式で与えられる。

$$B_G = -M_{INT} - F_{WG} - \alpha_G \rho_G g \quad (2.59)$$

$$B_L = M_{INT} - F_{WL} - \alpha_L \rho_L g \quad (2.60)$$

式(2.54)~(2.58)をベクトル形式で表現すると次式が得られる。

$$A \frac{d\mathbf{x}}{dz} = \mathbf{b} \quad (2.61)$$

ここで、従属変数のベクトル \mathbf{x} 、および \mathbf{b} は次式で表される(添え字の t は転置を表す)。

$$\mathbf{x} = (\alpha_G, \alpha_L, V_G, V_L, p)^t \quad (2.62)$$

$$\mathbf{b} = (0, 0, 0, B_G, B_L)^t \quad (2.63)$$

また、 A の要素は次式で与えられる。

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ p V_G & 0 & p \alpha_G & 0 & \alpha_G V_G \\ 0 & V_L & 0 & \alpha_L & 0 \\ 0 & 0 & G_G + \xi_G & \xi_L & 0 \\ 0 & 0 & -\xi_G & G_L - \xi_L & 0 \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

次に、式(2.61)を $d\mathbf{x}/dz$ に関して解き、緩和距離導出の基本系に変形する。まず、式(2.55)より次式が得られる。

$$\frac{dV_G}{dz} = -\frac{V_G}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{d\alpha_G}{dz} \quad (2.65)$$

同様に、式(2.56)より次式が得られる。

$$\frac{dV_L}{dz} = \frac{V_L}{\alpha_L} \frac{d\alpha_G}{dz} \quad (2.66)$$

式(2.65), (2.66)を式(2.57), (2.58)に代入し、流速の空間微分項を消去すると次式が得られる。

$$\beta_1 \frac{d\alpha_G}{dz} + \beta_2 \frac{dp}{dz} = B_G \quad (2.67)$$

$$\beta_3 \frac{d\alpha_G}{dz} + \beta_4 \frac{dp}{dz} = B_G \quad (2.68)$$

ここで、 $\beta_1 \sim \beta_4$ は次式で表される。

$$\beta_1 = \frac{\xi_L V_L}{\alpha_L} - \frac{(G_G + \xi_G) V_G}{\alpha_G} \quad (2.69)$$

$$\beta_2 = \alpha_G - \frac{(G_G + \xi_G) V_G}{p} \quad (2.70)$$

$$\beta_3 = \frac{\xi_G V_G}{\alpha_G} + \frac{(G_L - \xi_L) V_L}{\alpha_L} \quad (2.71)$$

$$\beta_4 = \alpha_L - \frac{\xi_G V_G}{p} \quad (2.72)$$

式(2.67), (2.68)より、 α_G と p は以下の常微分方程式に従うことがわかる。

$$\frac{d\alpha_G}{dz} = \frac{\beta_4 B_G - \beta_2 B_L}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \quad (2.73)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\beta_1 B_L - \beta_3 B_G}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \quad (2.74)$$

上記の2式を式(2.54), (2.65), (2.66)に代入することにより、定常2流体モデルの非線形連立常微分方程式は、以下のように表わせることができる。

$$\begin{pmatrix} \frac{d\alpha_G}{dz} \\ \frac{d\alpha_L}{dz} \\ \frac{dV_G}{dz} \\ \frac{dV_L}{dz} \\ \frac{dp}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\beta_4 B_G - \beta_2 B_L}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \\ -\frac{\beta_4 B_G - \beta_2 B_L}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \\ -\frac{V_G}{p} \frac{\beta_1 B_L - \beta_3 B_G}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} - \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\beta_4 B_G - \beta_2 B_L}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \\ \frac{V_L}{\alpha_L} \frac{\beta_4 B_G - \beta_2 B_L}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \\ \frac{\beta_1 B_L - \beta_3 B_G}{\beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3} \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

ここで、右辺 $= (f_1, f_2, f_3, f_4, f_5)^t = f(\mathbf{x})$ とおくと上式は次のように表わせる。

$$\frac{d\mathbf{x}}{dz} = f(\mathbf{x}) \quad (2.76)$$

$$\mathbf{x} = (\alpha_G, \alpha_L, V_G, V_L, p)^t$$

従って、前項で述べたように上式右辺を \mathbf{x} で変分することにより、緩和距離導出に必要なヤコビ行列が得られる。

(3)最小緩和距離評価結果

前述の3種の仮想質量力のモデル、2種の界面抗力式を基礎方程式に代入して得られる計6通りの常微分方程式系の最小緩和距離を、直径1インチの垂直管内における常温常圧の水・空気系気液二相上昇流を対象として導出した。緩和距離の導出には、ヤコビ行列の固有値の計算が必要となるが、この計算はダブルQR法を用いて行なった。図2.1に得られた結果を整理して示す。図の縦軸が最小緩和距離である。横軸は気液各相の体積流束であり、三島らの流動様式判定法を用いて構成方程式を切り替えている。図より、最小緩和距離は非常に小さく定常の2流体モデルは解きにくい方程式系を構成していることがわか

る。流動様式毎にみると、気泡流、スラグ流、チャーン流の順に安定性が向上している。また、仮想質量力を用いた場合、仮想質量力を使用しない場合より最大で1000倍程度、最小緩和距離が大きくなることがわかる。特に、気泡流領域の安定性の向上が顕著となっている。なお、仮想質量力を用いても流れの加速が小さい通常の流れでは計算結果自体に差は生じない。従って、定常の二流体モデルにおいても、仮想質量力は数値計算の効率向上に非常に有効であることがわかる。

一方、同じ計算結果を与える界面抗力式でも、Andersen-Ishii型の構成式より、 C_D 型の構成式の方が安定性が高いことがわかる。このように、構成方程式の関数形の変更も安定性向上に有効な手段であることがわかる。

2.2.3 FIDAS-1DSの方程式系の解きにくさ

以上より、2流体モデルの緩和距離は予想以上に小さく、方程式として解きにくいことがわかる。同様にFIDAS-1DSで採用されている定常一次元三流体モデルの場合も、常微分方程式系が硬直となり非常に解きにくい方程式を構成している。これは、実際に数値計算を行なった際にかなり Δz を小さくしなければならないことから予想される。しかし、三流体モデルの緩和距離はいまだ明らかにされていないので、次年度以降に本節で示した解析を実施し、モデルの数学的特性を明らかにしていく必要がある。数学的特性さえ把握できれば、常微分方程式の解法としてEuler法、改良Euler法、Gear法等の常微分方程式からの解法を選択すべきかが判定できる。現時点では、硬安定なGear法がよいと考えられるが、陰解法のため計算時間は陽解法であるEuler法の方が短くなる可能性もある。計算精度と効率の両者を向上させるように、解法を流動状態に応じて切り替えていく方法等も検討していく必要がある。

2.3 FIDAS-1DSの数値解法の改良

以下、本節では、FIDAS-1DSの計算効率・精度を向上させるための方法について整理する。まず、現状のFIDAS-1DSの計算手法を整理し、次に、数値解法の高度化の方策を提案する。

2.3.1 FIDAS-1DSの数値解法の概要

FIDAS-1DSでは、以下の基礎方程式が使用されている⁽¹⁶⁾。

$$\alpha_G + \alpha_F + \alpha_E = 1 \quad (2.77)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_G \rho_G V_G A) = S \frac{q_w}{H_{1g}} \quad (2.78)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_F \rho_F V_F A) = S \left[m_D - (m_E + m_B) - \frac{q_w}{H_{1g}} \right] \quad (2.79)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_E \rho_E V_E A) = S \left[(m_E + m_B) - m_D \right] \quad (2.80)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\alpha_G \rho_G V_G^2) + \alpha_G \frac{dp}{dz} &= -A_{FG} \tau_{FG} - A_{EG} \tau_{EG} \\ &+ \frac{S q_w}{A H_{1g}} V_F - \alpha_G \rho_G g \cos \theta \end{aligned} \quad (2.81)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\alpha_F \rho_F V_F^2) + \alpha_F \frac{dp}{dz} &= A_{FG} \tau_{FG} - A_{EF} \tau_{EF} - A_{WF} \tau_{WF} - \alpha_F \rho_F g \cos \theta \\ &+ \frac{S}{A} \left[m_D V_E - (m_E + m_B) V_F - \frac{q_w}{H_{1g}} V_F \right] \end{aligned} \quad (2.82)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\alpha_E \rho_E V_E^2) + \alpha_E \frac{dp}{dz} &= A_{EG} \tau_{EG} + A_{EF} \tau_{EF} - \alpha_E \rho_E g \cos \theta \\ &+ \frac{S}{A} \left[(m_E + m_B) V_F - m_D V_E \right] \end{aligned} \quad (2.83)$$

$$\rho_G = (H_G, P) \quad (2.84)$$

$$\rho_F = (H_F, P) \quad (2.85)$$

$$\rho_E = (H_E, P) \quad (2.86)$$

ここで、各記号は慣習にしたがっている。なお、 m_D は液滴付着率、 m_E は液滴発生率、 m_B は沸騰に起因するネットの液滴発生率を表している。これらの構成方程式は環状流モデルの高精度化において最も重要な式である。

さて、FIDAS-1DSでは以上の諸式を以下のように書き改め、数値計算用の基礎方程式としている。

$$\frac{d}{dz} (\alpha_G \rho_G V_G A) = R_1 \quad (2.87)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_F \rho_F V_F A) = R_2 \quad (2.88)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_E \rho_E V_E A) = R_3 \quad (2.89)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_G \rho_G V_G^2) + \alpha_G \frac{dp}{dz} = R_4 \quad (2.90)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_F \rho_F V_F^2) + \alpha_F \frac{dp}{dz} = R_5 \quad (2.91)$$

$$\frac{d}{dz} (\alpha_E \rho_E V_E^2) + \alpha_E \frac{dp}{dz} = R_6 \quad (2.92)$$

$$\frac{d\alpha_G}{dz} + \frac{d\alpha_F}{dz} + \frac{d\alpha_E}{dz} = 0 \quad (2.93)$$

ここで、 R_i は式(2.78)-(2.83)の右辺に対応している。式(2.87)-(2.92)の左辺の微分を展開し、状態方程式を利用して $d\rho/dz$ を dp/dz に置き換えると、以下の諸式が得られる。

$$\rho_G V_G A \frac{d\alpha_G}{dz} + \alpha_G V_G A \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \alpha_G \rho_G A \frac{dV_G}{dz} + \alpha_G \rho_G V_G \frac{dA}{dz} = R_1 \quad (2.94)$$

$$\rho_F V_F A \frac{d\alpha_F}{dz} + \alpha_F V_F A \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \alpha_F \rho_F A \frac{dV_F}{dz} + \alpha_F \rho_F V_F \frac{dA}{dz} = R_2 \quad (2.95)$$

$$\rho_E V_E A \frac{d\alpha_E}{dz} + \alpha_E V_E A \frac{\partial \rho_E}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \alpha_E \rho_E A \frac{dV_E}{dz} + \alpha_E \rho_E V_E \frac{dA}{dz} = R_3 \quad (2.96)$$

$$\rho_G V_G^2 \frac{d\alpha_G}{dz} + \alpha_G V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \frac{dp}{dz} + 2\alpha_G \rho_G V_G \frac{dV_G}{dz} + \alpha_G \frac{dp}{dz} = R_4 \quad (2.97)$$

$$\rho_F V_F^2 \frac{d\alpha_F}{dz} + \alpha_F V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \frac{dp}{dz} + 2\alpha_F \rho_F V_F \frac{dV_F}{dz} + \alpha_F \frac{dp}{dz} = R_5 \quad (2.98)$$

$$\rho_E V_E^2 \frac{d\alpha_E}{dz} + \alpha_E V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} \frac{dp}{dz} + 2\alpha_E \rho_E V_E \frac{dV_E}{dz} + \alpha_E \frac{dp}{dz} = R_6 \quad (2.99)$$

ここで、式(2.97)-(2.99)を体積率の微分項に関して解くと以下の3式が得られる。

$$\frac{d\alpha_G}{dz} = \frac{1}{\rho_G V_G^2} [R_4 - \alpha_G (V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_G \rho_G V_G \frac{dV_G}{dz}] \quad (2.100)$$

$$\frac{d\alpha_F}{dz} = \frac{1}{\rho_F V_F^2} [R_5 - \alpha_F (V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_F \rho_F V_F \frac{dV_F}{dz}] \quad (2.101)$$

$$\frac{d\alpha_E}{dz} = \frac{1}{\rho_E V_E^2} [R_6 - \alpha_E (V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_E \rho_E V_E \frac{dV_E}{dz}] \quad (2.102)$$

以上の3式を式(2.93)に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho_G V_G^2} [R_4 - \alpha_G (V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_G \rho_G V_G \frac{dV_G}{dz}] \\ & + \frac{1}{\rho_F V_F^2} [R_5 - \alpha_F (V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_F \rho_F V_F \frac{dV_F}{dz}] \\ & + \frac{1}{\rho_E V_E^2} [R_6 - \alpha_E (V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + 1) \frac{dp}{dz} - 2\alpha_E \rho_E V_E \frac{dV_E}{dz}] = 0 \end{aligned} \quad (2.103)$$

以上の式変形で得られた、式(2.94)-(2.99), (2.103)の7式が実際の計算に使用されている。これらの7式が構成する連立非線形常微分方程式をベクトル形式で整理すると以下のように表せる。

$$B \frac{d \mathbf{x}}{d z} = C (\mathbf{x}) \quad (2.104)$$

$$\mathbf{x} = (\alpha_G, \alpha_F, \alpha_E, V_G, V_F, V_E, p)^t \quad (2.105)$$

$$C = (C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7)^t \quad (2.106)$$

ここで、行列Bは7行7列の行列でi行j列の成分 B_{ij} は以下のように与えられる。

$$B_{11} = \rho_G V_G A \quad (2.107)$$

$$B_{14} = \alpha_G \rho_G A \quad (2.108)$$

$$B_{17} = \alpha_G V_G A \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \quad (2.109)$$

$$B_{22} = \rho_F V_F A \quad (2.110)$$

$$B_{25} = \alpha_F \rho_F A \quad (2.111)$$

$$B_{27} = \alpha_F V_F A \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \quad (2.112)$$

$$B_{33} = \rho_E V_E A \quad (2.113)$$

$$B_{36} = \alpha_E \rho_E A \quad (2.114)$$

$$B_{37} = \alpha_E V_E A \frac{\partial \rho_E}{\partial p} \quad (2.115)$$

$$B_{41} = \rho_G V_G^2 \quad (2.116)$$

$$B_{44} = 2 \alpha_G \rho_G V_G \quad (2.117)$$

$$B_{47} = \alpha_G + \alpha_G V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \quad (2.118)$$

$$B_{52} = \rho_F V_F^2 \quad (2.119)$$

$$B_{55} = 2 \alpha_F \rho_F V_F \quad (2.120)$$

$$B_{57} = \alpha_F + \alpha_F V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \quad (2.121)$$

$$B_{63} = \rho_E V_E^2 \quad (2.122)$$

$$B_{66} = 2 \alpha_E \rho_E V_E \quad (2.123)$$

$$B_{67} = \alpha_E + \alpha_E V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} \quad (2.124)$$

$$B_{74} = 2 \alpha_G / V_G \quad (2.125)$$

$$B_{75} = 2 \alpha_F / V_F \quad (2.126)$$

$$B_{76} = 2 \alpha_E / V_E \quad (2.127)$$

$$B_{77} = \frac{\alpha_G}{\rho_G V_G^2} (V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + 1) + \frac{\alpha_F}{\rho_F V_F^2} (V_G^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + 1) + \frac{\alpha_E}{\rho_E V_E^2} (V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + 1) \quad (2.128)$$

以上に示した要素以外の要素はすべて0である。また、右辺のベクトルCの要素は以下の諸式で与えられる。

$$C_1 = R_1 - \alpha_G \rho_G V_G \frac{dA}{dz} \quad (2.129)$$

$$C_2 = R_2 - \alpha_F \rho_F V_F \frac{dA}{dz} \quad (2.130)$$

$$C_3 = R_3 - \alpha_E \rho_E V_E \frac{dA}{dz} \quad (2.131)$$

$$C_4 = R_4 \quad (2.132)$$

$$C_5 = R_5 \quad (2.133)$$

$$C_5 = R_5 \quad (2.134)$$

$$C_7 = \frac{R_4}{\rho_G V_G^2} + \frac{R_5}{\rho_F V_F^2} + \frac{R_6}{\rho_E V_E^2} \quad (2.135)$$

FIDAS-1DSでは以上の連立常微分方程式(2.104)がEuler法で解かれる。この際、行列Bの逆行列がガウスの消去法で求められる。また、計算に必要となる密度、エンタルピー、粘性係数等の物性値は、蒸気表の形でデータベース化されており、計算された圧力、温度を独立変数として線形補間する方法で求められる。以上が、FIDAS-1DSの数値解法の概要である。

2.3.2 現時点で行える数値解法の改良

前節で述べたように三流体モデルで使用できる空間刻み幅 Δz は非常に小さいので、管出口、あるいはドライアウト発生点までに行なう逆行列の計算回数は膨大となる。FIDAS-1DSで使用されている逆行列計算法は、元来、行列の非零要素数が全く無い場合でも使用できる解法なので、零要素が多い行列の場合には無駄な計算がかなり多くなることが考えられる。一方、以上に示したように三流体モデルの構成する係数行列Bの要素の多くは0であり、また行列の階数も7と小さい。このような場合、

ガウス-ジョルダン法で行なう計算を手計算で予め行い、非零要素で発生する無駄な計算を排除した計算プログラムを作成しておく

と計算効率が著しく向上する。そこで、実際に手計算で計算過程を模擬し、プログラムの作成を実施した。以下に、プログラム例を示す。使用している変数名は、以上に示した諸式と同じにしている。

TP1=B41/B11
 TP2=B52/B22
 TP3=B63/B33
 D44=B44-B14*TP1
 D47=B47-B17*TP1
 D48=C4-C1*TP1
 D55=B55-B25*TP2
 D57=B57-B27*TP2
 D58=C5-C2*TP2
 D66=B66-B36*TP3
 D67=B67-B37*TP3
 D68=C6-C3*TP3
 E77=B77-D47*B74/D44-D57*B75/D55-D67*B76/D66
 E78=C7-D48*B74/D44-D58*B75/D55-D68*B76/D66
 X7=E78/E77
 X6=(D68-D67*X7)/D66
 X5=(D58-D57*X7)/D55
 X4=(D48-D47*X7)/D44
 X3=(C3-B36*X6-B37*X7)/B33
 X2=(C2-B25*X5-B27*X7)/B22
 X1=(C1-B14*X4-B17*X7)/B11

ここで、X1からX7が式(2.104)の $B^{-1}C$ 、すなわち dx/dz の各要素に対応している。このように、非常に短いプログラムで逆行列計算と逆行列とベクトルとの内積計算が実現できる。FIDAS-1DSの現時点の数値積分はEuler法であるが、より精度を向上させるために、Runge-Kutta法に変更しようとする場合や、安定性を向上させるために陰解法であるGear法等に変更しようとする場合、逆行列の計算回数はさらに増加する。この場合でも、上記のプログラムはそのまま利用できる。

実際に、動燃に逆行列計算部分を上記の方法に変更することを依頼した結果、サンプル計算で約20倍以上の計算速度の向上が確認できたことを付記しておく。

次に、物性値計算方法の改良について述べる。蒸気表データベースに基づく方法は、精度の良い物性値を得るには適しているが、

- (a)計算時間がかかること、
- (b)他の流体の計算を行なう際には蒸気表データベースと同形式のデータベースを準備する必要があること
- (c)データベースのために必要なファイルの総量が極端に大きくなること

等の問題がある。この問題を解消するには、各種の物性値に対する精度の良い補間式を作成すればよい。ただし、あまり複雑な補間式では逆に計算時間がかかるので、できる限り単純な式が望ましい。そこで、蒸気表を区分的な2次関数で補間した式を試みに作成してみた。以下に、作成した飽和水・蒸気の物性値補間式を示す。

$$\rho_t = \begin{cases} (-2.09404 \times 10^{-3} T_s - 0.304069 \times 10^{+0}) T_s + 1.00948 \times 10^{+3} & (100 < T_s < 150) \\ (-2.68452 \times 10^{-3} T_s - 9.785020 \times 10^{-2}) T_s + 991.652 \times 10^{+0} & (150 < T_s < 250) \\ (-6.91201 \times 10^{-3} T_s + 2.061610 \times 10^{+0}) T_s + 715.398 \times 10^{+0} & (250 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.136)$$

$$\rho_g = \begin{cases} (4.05160 \times 10^{-4} T_s - 0.062300 \times 10^{+0}) T_s + 2.76271 \times 10^{+0} & (100 < T_s < 150) \\ (1.36069 \times 10^{-3} T_s - 0.374327 \times 10^{+0}) T_s + 28.2874 \times 10^{+0} & (150 < T_s < 250) \\ (5.10688 \times 10^{-3} T_s - 2.283960 \times 10^{+0}) T_s + 272.130 \times 10^{+0} & (250 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.137)$$

$$h_t = \begin{cases} (9.37128 \times 10^{-4} T_s + 4.028180 \times 10^{+0}) T_s + 6.85718 \times 10^{+0} & (100 < T_s < 150) \\ (2.64297 \times 10^{-3} T_s + 3.471700 \times 10^{+0}) T_s + 52.3256 \times 10^{+0} & (150 < T_s < 250) \\ (9.00953 \times 10^{-3} T_s + 0.230960 \times 10^{+0}) T_s + 465.571 \times 10^{+0} & (250 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.138)$$

$$h_g = \begin{cases} (-3.43919 \times 10^{-3} T_s + 2.244500 \times 10^{+0}) T_s + 2486.24 \times 10^{+0} & (100 < T_s < 150) \\ (-7.24182 \times 10^{-3} T_s + 3.463120 \times 10^{+0}) T_s + 2388.19 \times 10^{+0} & (150 < T_s < 250) \\ (-1.84676 \times 10^{-2} T_s + 9.147310 \times 10^{+0}) T_s + 1667.37 \times 10^{+0} & (250 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.139)$$

$$\mu_t = \begin{cases} (1.17771 \times 10^{-8} T_s - 5.00139 \times 10^{-6}) T_s + 6.65335 \times 10^{-4} & (100 < T_s < 200) \\ (1.07994 \times 10^{-9} T_s - 9.94126 \times 10^{-7}) T_s + 2.89517 \times 10^{-4} & (200 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.140)$$

$$\mu_g = \begin{cases} (-7.00472 \times 10^{-11} T_s + 5.58978 \times 10^{-8}) T_s + 7.09722 \times 10^{-6} & (100 < T_s < 160) \\ (6.58021 \times 10^{-11} T_s + 8.34208 \times 10^{-9}) T_s + 1.12450 \times 10^{-5} & (160 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.141)$$

$$\sigma = (6.13440 \times 10^{-11} T_s - 2.26221 \times 10^{-4}) T_s + 8.15909 \times 10^{-2} \quad (100 < T_s < 320) \quad (2.142)$$

$$\lambda_t = (-5.43768 \times 10^{-9} T_s + 1.45464 \times 10^{-6}) T_s + 5.88297 \times 10^{-4} \quad (100 < T_s < 320)$$

(2.143)

$$C_{pL} = \begin{cases} (-2.60081 \times 10^{-4} P^* + 2.36625 \times 10^{-2}) P^* + 4.19759 \times 10^{+0} & (1.0 < P^* < 23) \\ (1.04906 \times 10^{-4} P^* + 5.23213 \times 10^{-3}) P^* + 4.44572 \times 10^{+0} & (23 < P^* < 120) \end{cases} \quad (2.144)$$

ただし、 $P^* = P_s (\text{Pa}) / 98066.5 \quad (\text{kg/cm}^2)$

$$Pr_G = \begin{cases} (8.66134 \times 10^{-6} T_s - 1.16653 \times 10^{-3}) T_s + 1.03428 \times 10^{+0} & (100 < T_s < 200) \\ (1.60714 \times 10^{-5} T_s - 4.21309 \times 10^{-3}) T_s + 1.34639 \times 10^{+0} & (200 < T_s < 250) \\ (5.20237 \times 10^{-5} T_s - 2.23035 \times 10^{-2}) T_s + 3.61847 \times 10^{+0} & (250 < T_s < 320) \end{cases} \quad (2.155)$$

ここで、 h はエンタルピー、 μ は粘性係数、 σ は表面張力、 λ は熱伝導率、 C_p は定圧比熱、 Pr はプラントル数、 T_s は飽和温度、 P_s は飽和圧力を意味する。なお、液相のプラントル数は ρ 、 λ 、 C_p から求められる。実際の計算では、圧力から飽和温度を求める場合が生じるので、 $T_s - P_s$ の関係式が必要となる。これには、TRAC等⁽¹⁷⁾で利用されている次式を用いればよい。

$$T_s = 9.039518345 P_s^{0.223} - 17.95 \quad (^\circ\text{C}) \quad (2.156)$$

以上の諸式による物性値の計算値と蒸気表⁽¹⁸⁾の値の比較を図2.2～図2.22に示しておく。図中の実線が補間式、●が蒸気表に記載されている値である。これらの図より、圧力基準でも温度基準でも蒸気表の物性値を良好に補間できていることがわかる。この程度の精度で補間できていれば、実際の計算にはほとんど支障が無いと考えられる。

また、三流体モデルの数値積分には、密度の圧力に関する微分 $\partial \rho / \partial P$ が必要になる。これは、微分の連鎖則により、

$$\partial \rho / \partial P = \partial \rho / \partial T \cdot \partial T / \partial P \quad (2.157)$$

により、前記補間式より容易に計算できる。

各種の流体に対する上記のような単純な補間式の構築が、今後の3流体モデル解析プログラムの高度化の一つの課題といえよう。

2.4 探深プログラムの開発

本節では、前節で示した改良案を考慮して三流体モデル解析プログラムを開発した結果について述べる。開発したプログラムは、本章の初めに述べたように、

- (a)プログラムの流れ及び変数の構成が単純
- (b)必要最低限の機能に絞り、改良が容易
- (c)計算結果は開発すべきプログラムと同じ

の3条件を満たすように心がけた。次紙以降に作成したプログラムを示す。非常に短い構造化されたプログラムで、FIDAS-1DSとほぼ同じ計算が実現できるようにしてある。計算結果がFIDAS-1DSと一致することは、確認済みである。

改良が容易なように、基本的な物理量は全てコモン文中に単純変数として登録してある。変数名は、慣習にしたがっているので、マニュアルなしでも各変数がいかなる物理量を表しているかが理解できよう。また、プログラムの中で特に頻繁に改良が行なわれる構成方程式のサブルーチンは、プログラムの前半に纏めてある。このため、改良作業はプログラムの前半部分の書換えのみですみ、数値積分等の数値解法に依存する部分に改良を試みる研究者が煩わされないようにしている。

今後は、

- (1)気泡流～チャーン流領域を二流体モデルに基づく計算に書き換え、固液二相流、固気二相流等の他の二相流も二流体モデルで計算できるように改良する
- (2)三流体モデルの計算部分に、固気液三相流計算用の構成方程式を選択できるようにする
- (3)基礎方程式中の同一の項に対する構成方程式を多数準備し、入力時のオプション選択で構成式の選択を可能とする
- (4)数値積分の精度・安定性を向上させる
- (5)物性値補間式の整備を行なう

等の高度化作業を実施する必要がある。

これらの改良により、汎用の一次元定常多流体モデル解析プログラムの骨子が確立できよう。

```

C*****
C*   Simplified FIDAS      by Akio Tomiyama, Kobe Univ. 1991/12/10 *
C*****
      INCLUDE'D:WCOMM.DEC'
      CALL INPT
      CALL SETUP
      CALL SINGL
      CALL BUCBN
      CALL ANNUL
      CALL FIN
      STOP
      END
C*****
C*   環状流への遷移ポイド率の計算 *
C*****
      SUBROUTINE TRANAG
      INCLUDE'D:WCOMM.DEC'
      PM=PIN/1.0D+7
      PO=4.0D+0
      ATRAN=(PM+0.9D+0)/PO*DEXP(-G/7.2D+2)+(3.1D+0-PM)/PO
      RETURN
      END
C*****
C*   環状流遷移位置における境界条件 *
C*****
      SUBROUTINE ALSPLT
      INCLUDE'D:WCOMM.DEC'
      FLMT=0.5D+0*(1.0D+0-DSQRT(AG+APINI))*D
      TP1=ROG/ROL
      IF (TP1.GT.0.01D+0) THEN
        XFP=10.0D+0**(-0.746D+0*(DLOG10(TP1)+2.13D+0)**2-2.535D+0)
      ELSE
        XFP=9.832D-4*TP1**(-0.23D+0)
      ENDIF
      TP2=G/1000.0D+0
      TP3=TP2**1.34D+0
      TP4=TP2**(-0.8D+0)
      XFG=DMIN1(TP3,TP4)
      TP5=0.5D+0*PI*SIGM*((ROL+ROG)/ROL/ROG)*(ROG*HGL/QW)**2
      FLMTCR=TP5*XFP*XFG
      FLMT=DMIN1(FLMTCR,FLMT)
      AP=(1.0D+0-2.0D+0*FLMT/D)**2-AG
      AL=AL-AP
      VP=VL
      GG=AG*ROG*VG
      GL=AL*ROL*VL
      GP=AP*ROP*VP
      RETURN
      END
C*****
C*   各相と壁の摩擦力の計算 *
C*****
      SUBROUTINE FWALAN
      INCLUDE'D:WCOMM.DEC'
C-----液相-壁間摩擦力 -----
      REL=ROL*VL*D/VISL
      IF (REL.LT.2.3D+3) THEN
        FRIC=64.0D+0/REL
      ELSE IF (REL.LT.1.0D+5) THEN
        FRIC=0.3164D+0/REL**0.25D+0
      ELSE
        FRIC=3.2D-3+0.221D+0*REL**(-0.237D+0)
      ENDIF
      FWL=0.5D+0*FRIC*ROL*VL*VL/D
      TAUWL=D*FWL/4.0D+0
C-----気相-壁間摩擦力 -----
      FWG=0.0D+0
      TAUWG=0.0D+0
C-----粒子-壁間摩擦力 -----
      FWP=0.0D+0
      TAUWP=0.0D+0
      RETURN
      END
C*****
C*   界面抗力の計算 *
C*****
      SUBROUTINE FINTAN
      INCLUDE'D:WCOMM.DEC'
C-----気相-液相間界面抗力 FGL -----
      AINTGL=4.0D+0*DSQRT(1.0D+0-AL)/D
      DGL=D*DSQRT(1.0D+0-AL)
      REG=ROG*DABS(VG-VL)*DGL/VISG
      FRIC=0.0791D+0*REG**(-0.25D+0)*(1.0D+0+300.0D+0*FLMT/D)
      TAUGL=0.5D+0*FRIC*ROG*(VG-VL)*DABS(VG-VL)

```



```

AG=0.0D+0
AL=0.0D+0
AP=0.0D+0
VG=0.0D+0
VL=0.0D+0
VF=0.0D+0
UG=0.0D+0
UL=0.0D+0
UP=0.0D+0
GG=0.0D+0
GL=0.0D+0
GF=0.0D+0
XG=0.0D+0
XL=0.0D+0
XP=0.0D+0
FLMT=0.0D+0
ZLB=0.0D+0
ZSAVE=0.0D+0
PI=DATAN(1.0D+0)*4.0D+0
GRAV=9.80665D+0
IDRY=0
IEND=0
IANNUL=0
IHEAT=1
C
P=PIN
CALL PROP
HIN=HL-HSUB
XG=(HIN-HL)/HGL
CALL TRANAG
RETURN
END
C*****
C* 液单相流の計算 *
C*****
SUBROUTINE SINGL
INCLUDE'D:¥COMM.DEC'
IF ((XG.GT.0.0D+0).OR.(IANNUL.EQ.1)) RETURN
AL=1.D+0
VL=G/ROL
GL=G
XL=1.D+0
C
DPACC=0.0D+0
DZ=DZO
10 MEVA=4.0D+0*QW/(D*HGL)
X1=XG+DZ*MEVA/G
IF (X1.GT.0.0D+0) RETURN
XG=X1
REL=GL*D/VISL
IF (REL.LT.2.3D+3) THEN
FRIC=64.0D+0/REL
ELSE IF (REL.LT.1.0D+5) THEN
FRIC=0.3164D+0/REL**0.25D+0
ELSE
FRIC=3.2D-3+0.221D+0*REL**(-0.237D+0)
ENDIF
DPFRIC=0.5D+0*FRIC*ROL*VL*VL/D
FWL=DPFRIC
DPSH=ROL*GRAV
DPDZ=DPACC+DPFRIC+DPSH
P=P-DPDZ*DZ
CALL PROP
VL=GL/ROL
UL=VL
C
CALL STORED
N=N+1
Z=Z+DZ
IF (Z.GT.ZTOT) THEN
IEND=1
RETURN
ENDIF
GO TO 10
END
C*****
C* 気泡流からチャーソンの計算(Slip Model) *
C*****
SUBROUTINE BUBCN
INCLUDE'D:¥COMM.DEC'
DZ=DZ1
IF ((IEND.EQ.1).OR.(IANNUL.EQ.1)) RETURN
AL=1.D+0
UL=G/ROL

```

```

C
10 DPSH=(ROG*AG+ROL*AL)*GRAV
MOMO=AG*ROG*VG*VG+AL*ROL*VL*VL
REL=GL*D/VISL
IF (REL.LT.2.3D+3) THEN
  FRIC=64.0D+0/REL
ELSE IF (REL.LT.1.0D+5) THEN
  FRIC=0.3164D+0/REL**0.25D+0
ELSE
  FRIC=3.2D-3+0.221D+0*REL**(-0.237D+0)
ENDIF
DPFRIC=0.5D+0*FRIC*GL*GL*AL**(-1.75D+0)/(ROL*D)
FWL=DPFRIC
MEVA=4.0D+0*QW/(D*HGL)
XG=XG+DZ*MEVA/G
XL=1.0D+0-XG
GG=XG*G
GL=XL*G
IF (IHEAT.NE.0) ZLB=ZLB+DZ
VG=1.13D+0*(UG+UL)+1.18D+0*(SIGM*(ROL-ROG)*GRAV/ROL**2)**(0.25D+0)
AG=GG/(ROG*VG)
AL=1.0D+0-AG
VL=GL/(ROL*AL)
IF (AG.GT.ATRA) IANNUL=1
MOM1=AG*ROG*VG*VG+AL*ROL*VL*VL
DPACC=(MOM1-MOMO)/DZ
DPDZ=DPACC+DPFRIC+DPSH
P=P-DZ*DPDZ
CALL PROP
UG=GG/ROG
UL=GL/ROL
VG=UG/AG
VL=UL/AL

```

```

C
CALL STORED
N=N+1
Z=Z+DZ
IF (Z.GT.ZTOT) THEN
  IEND=1
  RETURN
ENDIF
IF (IANNUL.NE.1) GO TO 10
RETURN
END

```

```

C*****
C*   環状噴霧流の計算
C*****

```

```

SUBROUTINE ANNUL
INCLUDE'D:COMM.DEC'
DZ=DZMIN
IF (IANNUL.GT.0) CALL ALSPLT

```

```

C
10 Z=Z+DZ
N=N+1
IF (IHEAT.EQ.1) ZLB=ZLB+DZ
CALL FWALAN
CALL FINTAN
CALL MASSAN
CALL SOLVE3
CALL STORED
IF (IDRY.EQ.1) RETURN
DZ=DZ*1.01D+0
DZ=DMIN1(DZ2,DZ)
IF (Z.LT.ZTOT) GO TO 10
RETURN
END

```

```

C*****
C*   3流体モデルの数値積分
C*****

```

```

SUBROUTINE SOLVE3
INCLUDE'D:COMM.DEC'
DPSH=(AG*ROG+AL*ROL+AP*ROP)*GRAV
DPFRIC=FWG+FWL+FWP
B11=ROG*VG
B14=AG*ROG
B17=AG*VG*DRGDP
B22=ROL*VL
B25=AL*ROL
B27=AL*VL*DRLDP
B33=ROP*VP
B36=AP*ROP
B37=AP*VP*DRPDP
B41=B11*VG
B44=2.0D+0*B14*VG

```

```

B47=B17*VG+AG
B52=B22*VL
B55=2.0D+O*B25*VL
B57=B27*VL+AL
B63=B33*VP
B66=2.0D+O*B36*VP
B67=B37*VP+AP
B74=2.0D+O*AG/VG
B75=2.0D+O*AL/VL
B76=2.0D+O*AP/VP
B77=B47/B41+B57/B52+B67/B63
C1=MEVA
C2=MD-ME-MB-MEVA
C3=ME+MB-MD
C4=-FGL-FGP+MEVA*VL-FWG-AG*ROG*GRAV
C5=FGL-FLP+(MD*VP-(ME+MB)*VL-MEVA*VL)-FWL-AL*ROL*GRAV
C6=FGP+FLP+((ME+MB)*VL-MD*VP)-FWP-AP*ROP*GRAV
C7=C4/B41+C5/B52+C6/B63
TP1=B41/B11
TP2=B52/B22
TP3=B63/B33
D44=B44-B14*TP1
D47=B47-B17*TP1
D48=C4-C1*TP1
D55=B55-B25*TP2
D57=B57-B27*TP2
D58=C5-C2*TP2
D66=B66-B36*TP3
D67=B67-B37*TP3
D68=C6-C3*TP3
E77=B77-D47*B74/D44-D57*B75/D55-D67*B76/D66
E78=C7 -D48*B74/D44-D58*B75/D55-D68*B76/D66
X7=E78/E77
X6=(D68-D67*X7)/D66
X5=(D58-D57*X7)/D55
X4=(D48-D47*X7)/D44
X3=(C3-B36*X6-B37*X7)/B33
X2=(C2-B25*X5-B27*X7)/B22
X1=(C1-B14*X4-B17*X7)/B11

```

C

```

AG=AG+X1*DZ
AL=AL+X2*DZ
AP=AP+X3*DZ
VG=VG+X4*DZ
VL=VL+X5*DZ
VP=VP+X6*DZ
P =P +X7*DZ
CALL PROP
DPDZ=-X7
DPACC=DEDZ-DPSH-DPFRIC
UG=AG*VG
UL=AL*VL
UP=AP*VP
GG=ROG*UG
GL=ROL*UL
GP=ROP*UP
XG=GG/G
XL=GL/G
XP=GP/G
FLMT=0.5D+O*(1.0D+O-DSQRT(AP+AG))*D
ENTR=GP/(GP+GL)

```

C

```

IF (GL.LE.1.0D+O) THEN
  GL=0.0D+O
  XL=0.0D+O
  VL=0.0D+O
  AL=0.0D+O
  UL=0.0D+O
  ENTR=1.0D+O
  IDRY=1
ENDIF
RETURN
END

```

```

C*****
C*   FINAL PROCESS *
C*****
SUBROUTINE FIN
INCLUDE'D:¥COMM.DEC'

```

C

```

ZSAVE=0.0D+O
CALL STORED
CLOSE(11)
RETURN
END

```

```

C*****
C* 飽和水・蒸気の物性値計算(100<T<320°C) *
C*****
SUBROUTINE PROP
INCLUDE'D:FCOMM.DEC'
PKC=P/98066.5D+0
TS=9.039518345D+0*P**0.223D+0-17.95D+0
DTDP=2.015812591D+0*P**(-0.777D+0)
IF (TS.LT.150.0) GO TO 10
IF (TS.LT.250.0) GO TO 20
GO TO 30
10 ROL=(-2.09404D-3*TS-0.304069D+0)*TS+1.00948D+3
DRLDT=-4.18808D-3*TS-0.304068D+0
ROG=(4.0516D-4*TS-0.0623D+0)*TS+2.76271D+0
DRGDT=8.1032D-4*TS-0.0623D+0
HL=(9.37128D-4*TS+4.02818D+0)*TS+6.85718D+0
HG=(-3.43918D-3*TS+2.2445D+0)*TS+2486.24D+0
GO TO 40
20 ROL=(-2.68452D-3*TS-9.78502D-2)*TS+991.652D+0
DRLDT=-5.36904D-3*TS-9.78502D-2
ROG=(1.36089D-3*TS-0.374327D+0)*TS+28.2874D+0
DRGDT=2.72138D-3*TS-0.374327D+0
HL=(2.64297D-3*TS+3.4717D+0)*TS+52.3256D+0
HG=(-7.24182D-3*TS+3.46312D+0)*TS+2388.19D+0
GO TO 40
30 ROL=(-6.91201D-3*TS+2.06161D+0)*TS+715.398D+0
DRLDT=-1.382402D-2*TS+2.06161D+0
ROG=(5.10688D-3*TS-2.28396D+0)*TS+272.13D+0
DRGDT=1.021376D-2*TS-2.28396D+0
HL=(9.00953D-3*TS+0.23096D+0)*TS+465.571D+0
HG=(-1.84676D-2*TS+9.14731D+0)*TS+1667.37D+0
C
40 HGL=HG-HL
ROP=ROL
DRLDP=DRLDT*DTDP
DRGDP=DRGDT*DTDP
DRPDP=DRLDP
VISG=(-1.37787D-11*TS+4.56493D-8)*TS+7.58723D-6
SIGM=(6.1344D-11*TS-2.26221D-4)*TS+8.15909D-2
RAMD=(-5.43768D-9*TS+1.45464D-6)*TS+5.88297D-4
VISL=(1.07994D-9*TS-9.94126D-7)*TS+2.89517D-4
IF (TS.LT.2.D+2) VISL=(-1.17771D-8*TS-5.00139D-6)*TS+6.65335D-4
CP=(1.04906D-4*PKC+5.23213D-3)*PKC+4.44572D+0
IF (PKC.LT.23.D+0) CP=(-2.60081D-4*PKC+2.36625D-2)*PKC+4.19759D+0
IF (TS.LT.2.0D+2) PRANTG=(8.66134D-6*TS-1.16653D-3)*TS+1.03428D+0
IF (TS.GE.2.0D+2) PRANTG=(1.60714D-5*TS-4.21309D-3)*TS+1.34639D+0
IF (TS.GT.2.5D+2) PRANTG=(5.20237D-5*TS-2.23035D-2)*TS+3.61847D+0
VISP=VISL
RETURN
END

```

```

IMPLICIT REAL*8 (A-H,M,O-Z)
COMMON/VARO/P ,VG ,VL ,VP ,AG ,AL ,AP ,
# G ,GG ,GL ,GP ,XG ,XL ,XP ,
# UG ,UL ,UP ,FLMT ,ENTR ,DPACC ,
# FGL ,FGP ,FLP ,FWG ,FWL ,FWP ,DPFRIC ,
# TAUGL ,TAUGP ,TAULP ,TAUWG ,TAUWL ,TAUWP ,DPSH ,
# MEVA ,MD ,ME ,MB ,DP ,DPDZ ,
COMMON/PROO/ROG ,ROL ,ROP ,VISG ,VISL ,VISP ,SIGM ,
# HG ,HL ,HGL ,RAMD ,CP ,PRANTL ,PRANTG ,
# DRLDP ,DRGDP ,DRPDP
COMMON/GEOM/N ,IANNUL ,IEND ,IHEAT ,IDRY ,PIN ,
# D ,DZO ,DZ1 ,DZ2 ,DZMIN ,Z ,ZTOT ,
# QW ,PI ,ZLB ,HSUB ,APINI ,ATLAN ,HIN ,
# GRAV ,WEBG ,WEBP ,DZ ,ZSAVE ,DZSV

```

2.5 おわりに

本章では、定常一次元三流体モデルを数値計算する際の課題について検討した。検討に際して、FIDAS-1DSの現状の数値計算手法を基準とし、高度化のための改良方針および課題の抽出を実施した。以下、得られた結論を要約する。

(1)定常一次元多流体モデルが構成する連立非線形常微分方程式は、いわゆる硬直な微分方程式系を構成するため、非常に解きにくい方程式である。ここでは、この解きにくさを定量的に評価するための一手法について、二流体モデルを例題として詳細に記述した。今後は、高精度・高効率の多流体モデルの数値計算技術を確立するために、三流体モデルに対して本評価方法を適用し、モデルの数値的特性を明らかにしていく必要がある。

(2)現状のFIDAS-1DSの数値計算手法は、非線形連立常微分方程式の数値積分に多大な演算時間を消費していた。この主な原因は、

a)刻み幅 Δz だけ数値積分する度に、7行7列の零要素の多い行列の逆行列計算を実施している。

b)方程式系の硬直さのために Δz が極端に小さい。このため、上記の逆行列計算の回数が非常に多い。

c)物性値の計算に蒸気表データベースを利用しているため、蒸気表ファイルへのアクセスに計算時間を消費している。

が挙げられる。特に、a), b)が計算効率の支配因子と考えられる。そこで、逆行列計算を短時間で行なうためのプログラム例を提示した。これにより、計算時間が約1/20に減少することを確認した。また、蒸気表を単純な補間式で表現する一例を示した。

(3)多流体モデルの高度化作業時の簡易検討プログラムを提示した。本プログラムはFIDAS-1DSで改良作業を実施する際に、FIDAS-1DSと併用することにより、高度化作業の効率化に資することを目的としたものである。

(4)前記以外の数値計算上の高度化の課題として、以下の事項を抽出した。

- ・二流体モデルの追加
- ・既存の構成方程式の追加
- ・種々の流体の物性値補間式の整備

第2章の参考文献

- (1)日本原子力学会熱流動数値解析特別専門委員会編, "原子炉における熱流動数値解析の現状", 日本原子力学会, (1986).
- (2)坂口、富山、南川、川端, "垂直管内固液二相流の二流体モデルによる解析に必要な構成方程式の検討", 日本機械学会論文集B編, 56巻525号, pp.146-153, (1990).
- (3)A.Tomiyama, N.Furutani, H.Minagawa and T.Sakaguchi "Numerical Analyses of Air Lift Pumps based on the Multi-Fluid Model", 混相流, Vol.6, No.2, (to be published) (1992).
- (4)A.Tomiyama, H.Minagawa, S.Kawabata and T.Sakaguchi, "Constitutive Equations for Interfacial Momentum Transfer in Three-Phase Flow and Application them to Gas-Liquid-Solid Three-Phase Bubbly Flow", Proc.ASME/JSME Thermal Engng. Joint Conf., pp.101-108(1991).
- (5)戸川隼人, "微分方程式の数値計算", オーム社, p.49, (1973).
- (6)富山、古谷、坂口, "定常二流体モデルの特性に関する研究", 日本機械学会熱工学部門講演会講演論文集, pp77-78, (1991).
- (7)古谷直哉, "混相流の数値解析に関する研究", 神戸大学大学院修士過程中間報告, (1992)
- (8)G.Hetsroni, "Handbook of Multiphase Systems", McGraw-Hill, (1982).
- (9)富山、古谷、南川、坂口, "二流体モデルに基づくエアリフトポンプの数値計算", 混相流シンポジウム'91講演論文集pp.53-56, (1991).
- (10)D.Drew, L.Cheng and R.T.Lahay, Jr., "The Analyses of Virtual Mass Effects in Two-Phase Flow", Int. J. Multiphase Flow, 5-4, p.233, (1979).
- (11)V.H.Ransom, et al., "RELAP5/MOD1 Code Manual, Vol.1; System Model and Numerical Methods", NUREG/CR-1826, EGG-2070(1982).
- (12)R.T.Lahay, Jr., et al. "The Effect of Virtual Mass on the Numerical Stability of Accelerating Two-Phase Flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol.6, pp.281-294, (1979).
- (13)富山、南川、坂口, "一次元三流体モデルに基づく固気液三相流の解析に必要な相間運動量輸送の構成方程式の導出", 日本機械学会論文集B編, 57巻536号, pp.37-43,

(1990).

(14) J.M. Andersen, Trans. ANS, Vol. 41, p. 669, (1982).

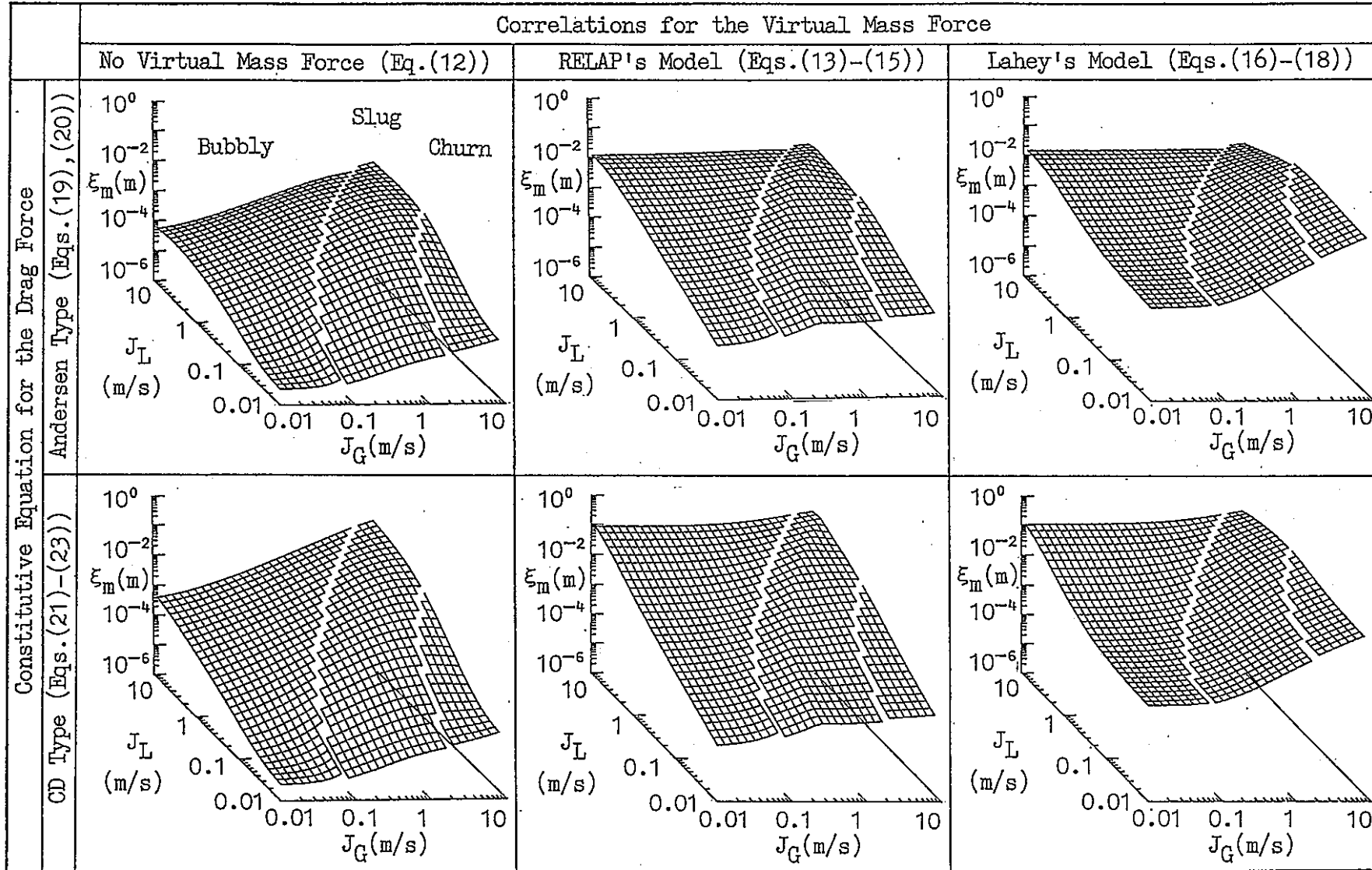
(15) K. Mishima and M. Ishii, Int. Heat Mass Transfer, Vol. 27, p. 723 (1984).

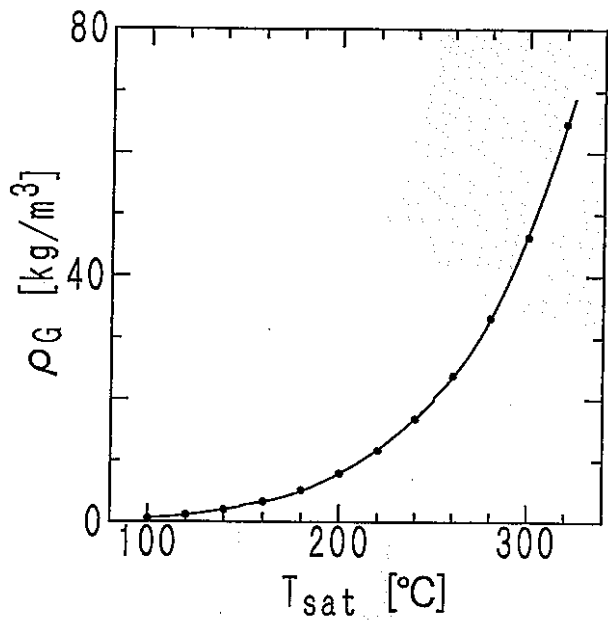
(16) 塚、菅原, "一次元定常三流体解析コード(FIDAS-1DS) PCバージョンの作成",
PNC SN9410 90-102 (1990).

(17) TRAC-P1A, LA-7777-MS, (1979).

(18) 日本機械学会編, "蒸気表", 日本機械学会, (1980).

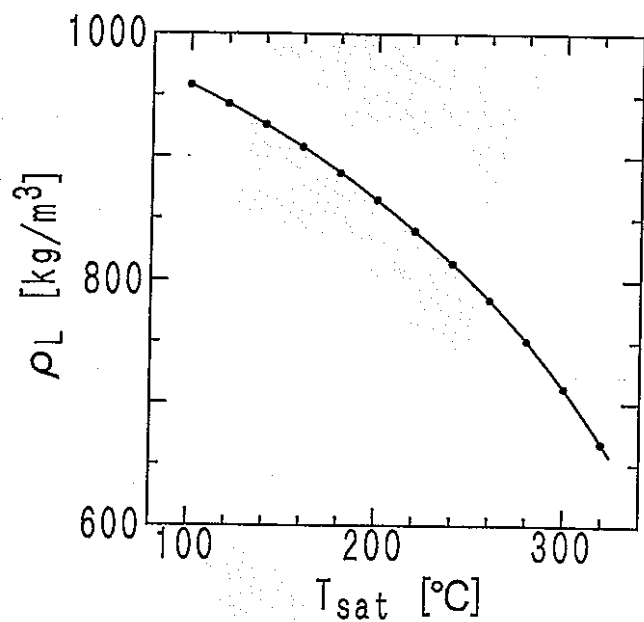
Fig. 2. 1 Effects of constitutive equations for interfacial momentum transfer on the relaxation distance ξ_m of the two-fluid model





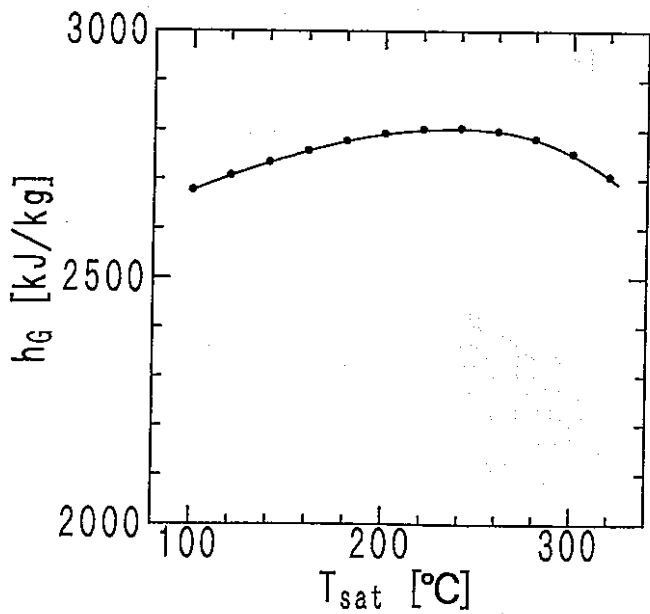
飽和温度と密度の関係

図 2. 2



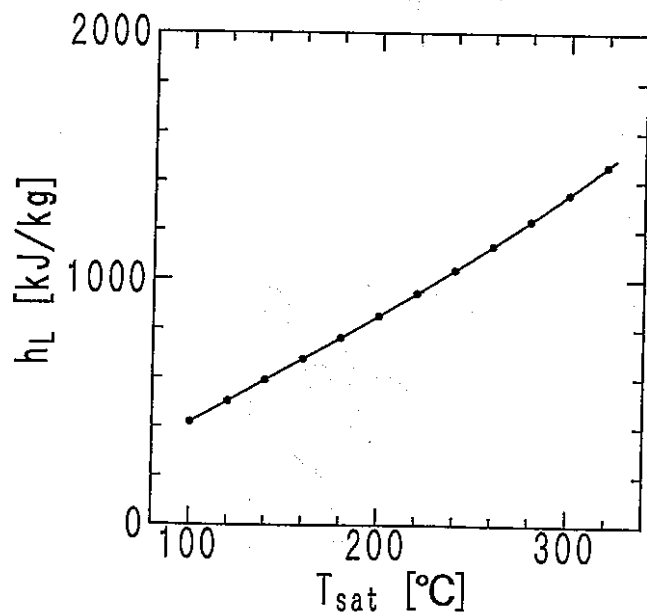
飽和温度と密度の関係

図 2. 3



飽和温度とエンタルピの関係

図 2. 4



飽和温度とエンタルピの関係

図 2. 5

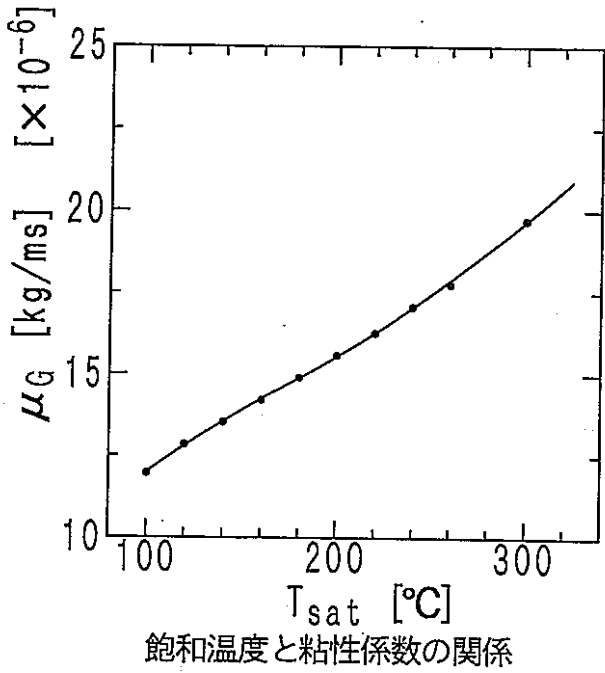


図 2. 6

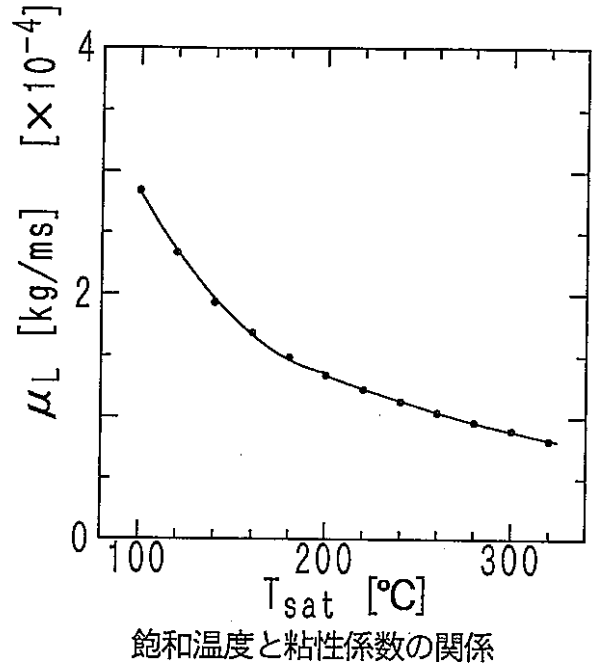


図 2. 7

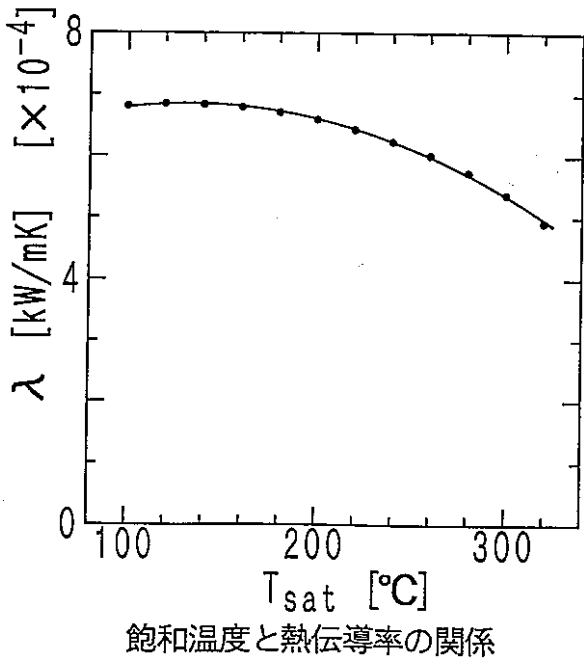


図 2. 8

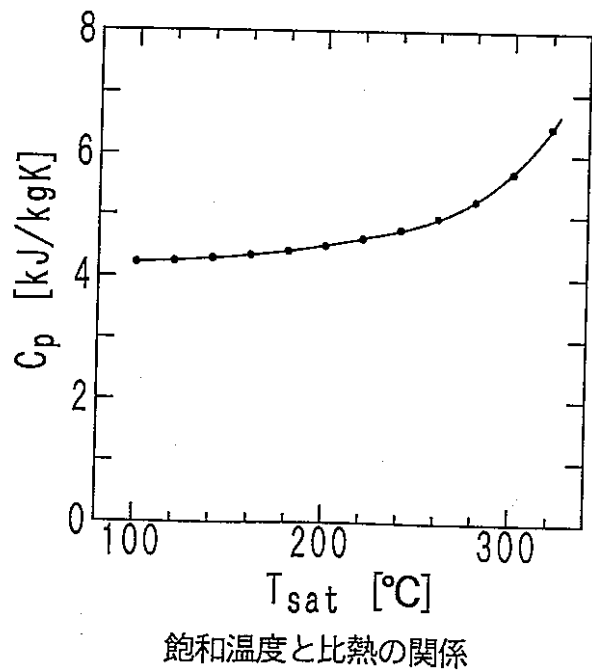
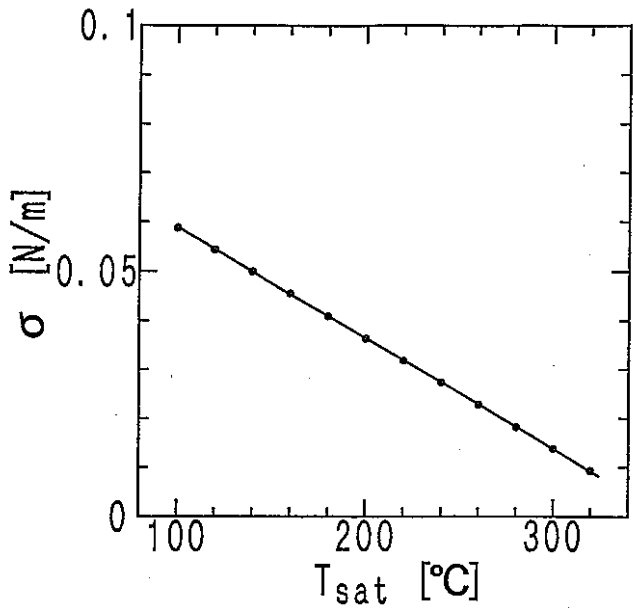
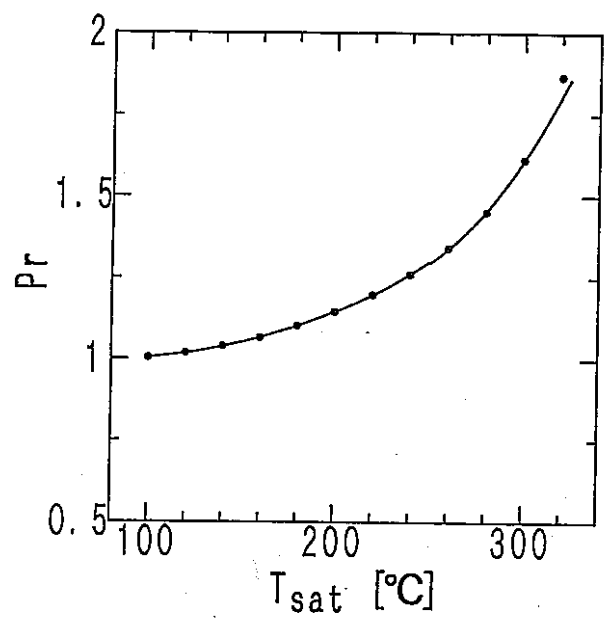


図 2. 9



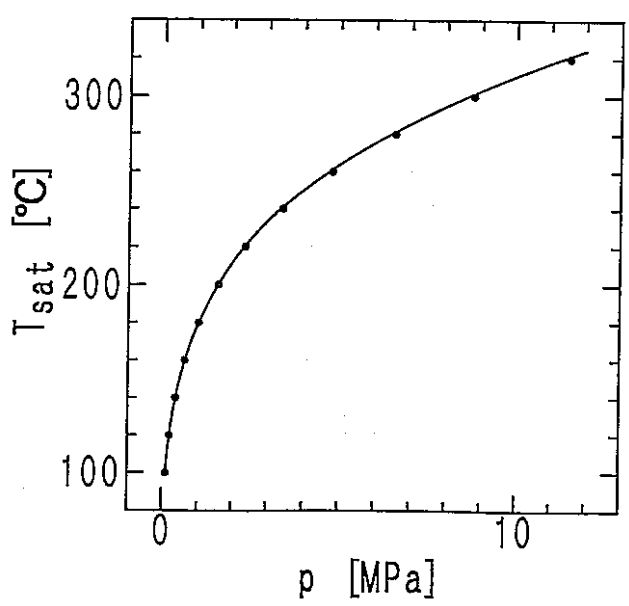
飽和温度と表面張力の関係

図 2. 1 0



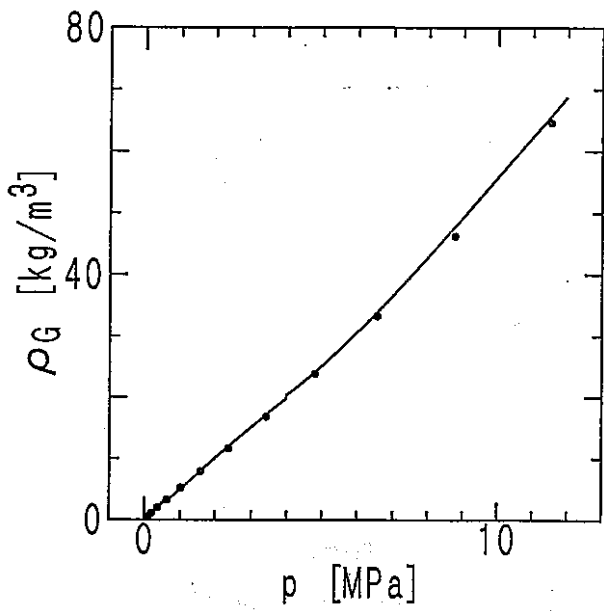
飽和温度とプラントル数の関係

図 2. 1 1



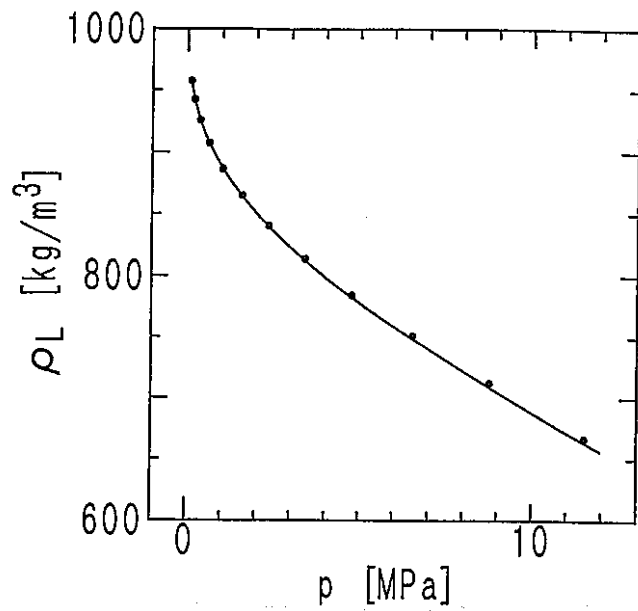
飽和圧力と飽和温度の関係

図 2. 1 2



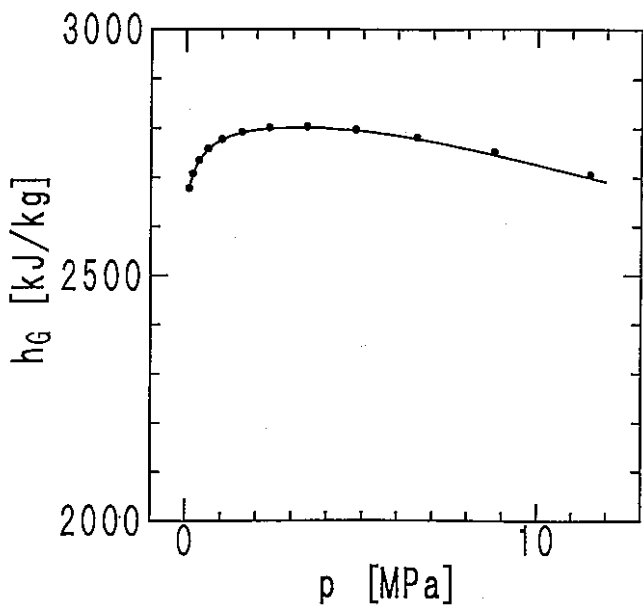
飽和圧力と密度の関係

図 2. 13



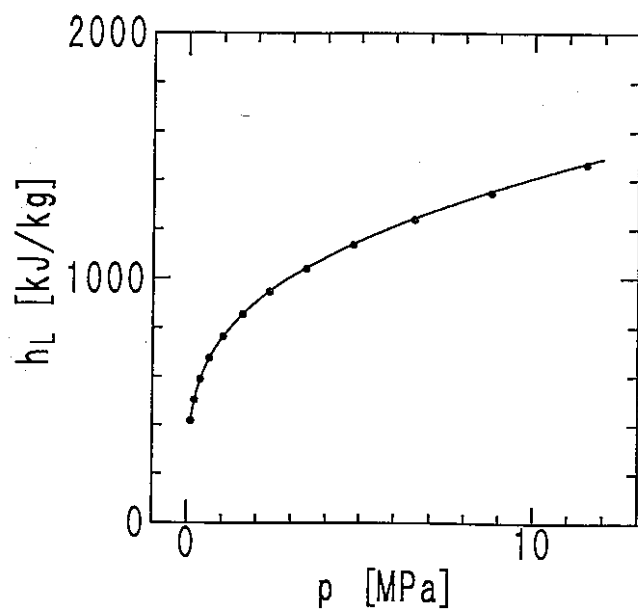
飽和圧力と密度の関係

図 2. 14



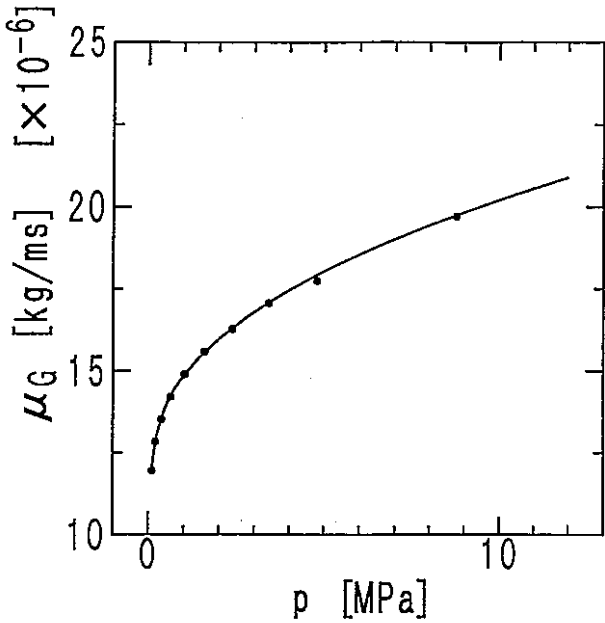
飽和圧力とエンタルピの関係

図 2. 15



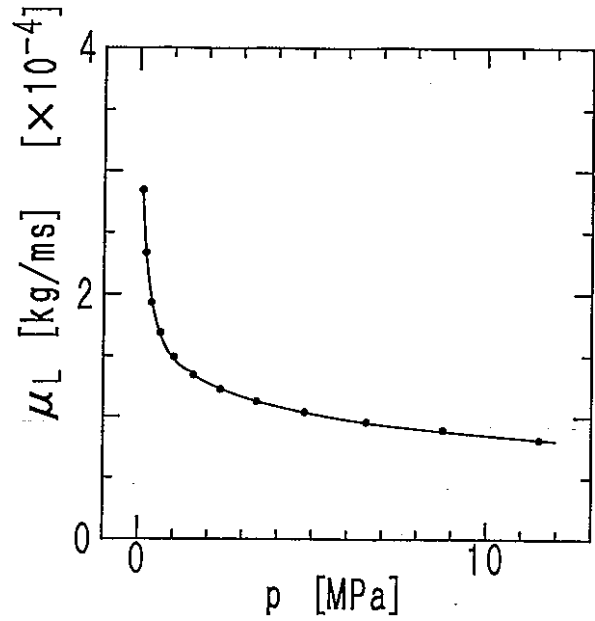
飽和圧力とエンタルピの関係

図 2. 16



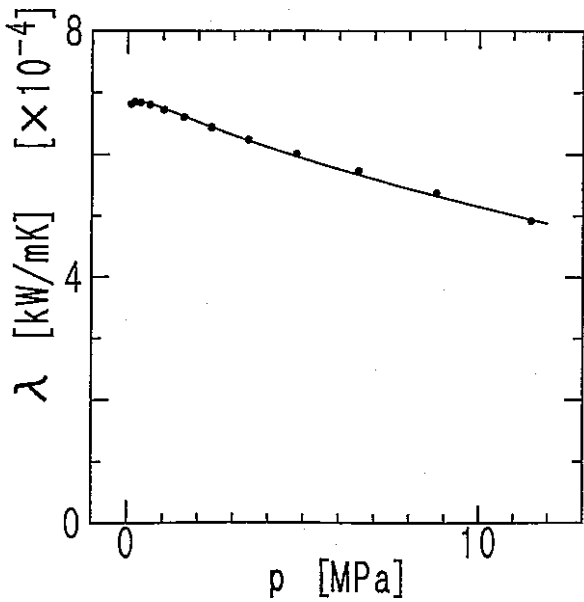
飽和圧力と粘性係数の関係

図 2. 17



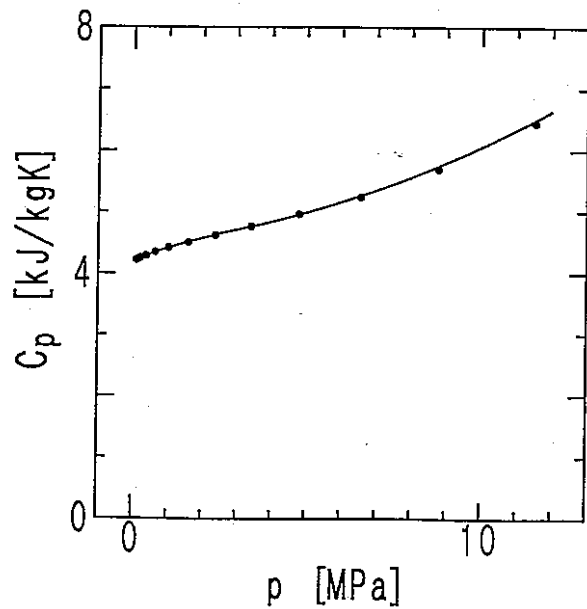
飽和圧力と粘性係数の関係

図 2. 18



飽和圧力と熱伝達率の関係

図 2. 19



飽和圧力と比熱の関係

図 2. 20

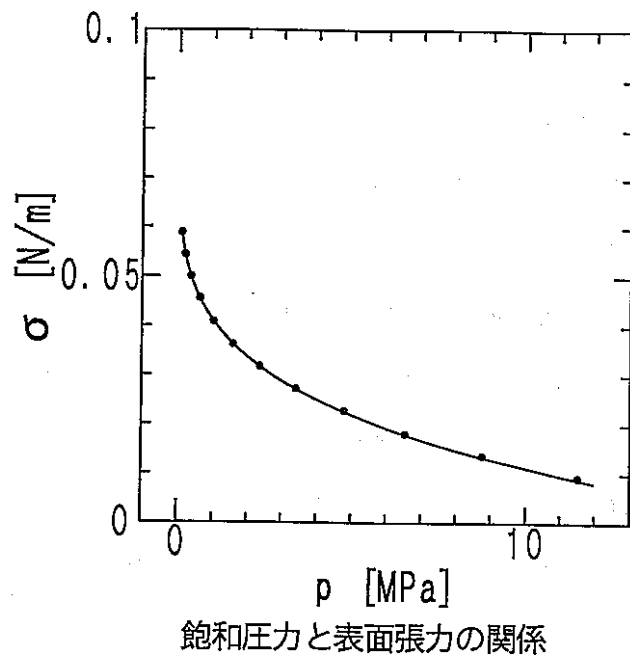


図 2. 2 1

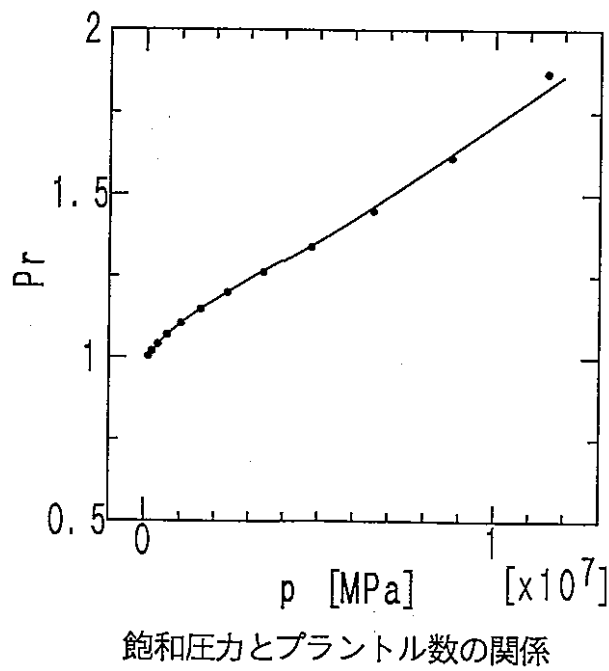


図 2. 2 2

3. 構成方程式に関する調査検討

(片岡)

3.1. はじめに

前章までに述べたように三流体モデルに基づくF I D A Sコードは実際の原子炉条件におけるドライアウト現象を高い精度で予測す能力を持つものであるが、その予測精度をより一層向上させ、また適用範囲をより広げるためには、基礎方程式、数値解法、構成方程式について十分な検討を加えそれに基づいて適切な改善が必要である。特に気液二相流、中でも三流体モデルでは非常に多種多様な構成方程式が必要となる。そして、これら構成方程式の精度によって三流体モデルによる予測結果は大きく影響を受ける。しかしながら、気液二相流現象は極めて複雑な現象であるため、様々なモデルに基づいた様々な構成方程式が存在し各構成方程式の間の差異も決して少なくないのが現状である。このような状況の下で、精度の高い予測を行うためには、現在までに得られている様々な構成方程式について十分な調査検討を行い、それに基づいて最も適切と思われる構成方程式を選択するか乃至は新たな構成方程式を作成する必要がある。勿論、このような手続きはF I D A Sコードに於いても既になされている訳であるが、その後の研究成果も加味し、予測精度を一層向上させ、適用範囲を拡大する事を目的として、本章においては先ず、F I D A Sコードにおいて用いられている構成方程式についての検討を行った。次にこの検討結果に基づき、三流体モデルにおいて最も重要である、液滴発生率・液滴付着率の構成方程式についての文献調査を行った。

3.2 FIDAS-1DSの構成方程式の検討

F I D A Sコードにおいては気液二相流に関する様々な構成方程式が用いられている。これらは、従来の研究成果に基づいた十分な合理性を持ったものとなっているが、予測精度の高精度化、適用範囲の拡大のためには、これら構成方程式について検討を加え、必要があれば改善する必要があるだろう。こうしたF I D A Sコードの高度化の項目としての構成方程式の検討結果を以下に述べる。

3.2.1 質量輸送に伴う界面運動量輸送項

三流体モデルにおいては、液滴発生、液滴付着にともない、液膜相、液滴相の間で質量輸送が生じ、それに伴って運動量輸送も生じる。この界面運動量輸送項は三流体モデルによる予測精度に大きく影響を及ぼすと考えられる。この界面運動量輸送項を評価する際には、液滴発生、付着時の液滴の速度を正確に与えなければならない。F I D A Sコードにおいては現実的な方法として液滴発生、付着時の液滴の速度はドナー側の速度（発生時には液膜速度、付着時には液滴速度）で代表されると仮定している。この仮定は現在までに広く用いられており、一定の合理性を持つものであるが、液滴発生、付着時の液滴の速度は厳密には液膜界面の速度を用いるべきである。このことは気液界面でのエントロピーの `jump condition` の問題として、現在でも十分な解明の行われていない重要な問題とも深く関わっている。また、液滴発生、付着時の気液界面の速度を正確に与える構成方程式も現在のところでは信頼に足るものが得られていない。この問題は高度化の項目として重要な検討課題であろう。

3.2.2 液滴についての付加質量項

液滴や気泡、個体粒子などの分散粒子が連続相の中で加速、減速するさいには、通常の抗力だけでなく、仮想質量項による抗力が働く事が知られている。現在のF I D A Sコードにおいては、液滴の運動量式において、この仮想質量項の構成方程式は取り入れられていない。これはこれまでのF I D A Sコードの適用問題においては仮想質量項が問題となるような急激な速度変化を伴う課題（臨界流等）が含まれていないためであると考えられる。しかしながら、F I D A Sコードの適用範囲を拡大し、数値計算の安定化を改良する上からも仮想質量項の構成方程式についての検討が高度化の項目として必要となるであろう。

3.2.3 環状流開始条件について

環状流の開始条件、並びにその際の気液流速、液膜厚さ、液滴流量比等をどのように与えるかは三流体モデルに基づく予測精度に極めて大きな影響を及ぼすが同時にそれらを正確に与える事は現状では極めて難しい事である。F I A D A Sコードでは既存の信頼性の高い流動様式判別線図に基づいて、環状流開始ボイド率の式の形で与えている。更に、そ

の際の気液流速、液膜厚さ、液滴流量比等については、主として質量保存則を満足するように定めている。この為、運動量保存則は環状流開始点において必ずしも満足はされない。従って、ボイドクオリティ関係に原理的には不連続が生じることとなる。もっとも現在のFIDASの適用範囲においては予測結果に明瞭な不連続は現れていない。しかしながら、適用範囲の拡大の為には必要に応じてこのことは高度化検討項目として考慮していく必要がある。また、これに関連して、環状流開始点での液膜厚さを連続の式から求められる値と、甲藤の限界液膜厚さのいずれか小さい方として与えているが、これも上に述べた環状流開始点での不連続の原因となり得るので適宜検討が必要であろう。

3.2.4 二流体領域でのドリフト速度の構成方程式

FIDASコードでは液単相流の領域から、気泡流、スラグ流領域（二流体二相流領域）の流動の計算も行えるようになっている。気泡流、スラグ流領域ではドリフトフラックスモデルを用い分布常数、ドリフト速度としては気泡流領域にたいして開発された信頼性の高い構成方程式を用いている。この構成方程式はスラグ流に対してもある程度の精度で適用はできるが、厳密に考えるとスラグ流領域に対してはスラグ流の構成方程式を用いるのがよいと考えられる。また、上記の流動様式のほかにチャーン流という重要な流動様式も存在するのでこれについても考慮しこの流動様式に対応したドリフト速度、分布常数の構成方程式を用いるのが望ましいであろう。これらは、FIDASコードの適用範囲を拡大する上での検討項目となろう。

3.2.5 環状流領域における壁面せん断力、気液界面せん断力（液膜における）の構成方程式

FIDASコードにおいては環状流領域における壁面せん断力として単相流の式に液膜速度を用いて算出している。また、レイノルズ数の計算に於いても液膜速度を用いている。一方において、環状流における壁面せん断力は気液界面せん断力（液膜における）にほぼ近いとするモデルも広く用いられている。この仮定は特に液膜厚さが薄い場合によく成り立つものである。環状流、環状噴霧流における壁面せん断力、界面せん断力、液膜厚さ、液滴発生率は相互に密接に関連しそれら全てを整合性をもって予測する事は現状では非常に難しい問題である。こうした問題について、現在のところ最も進んだモデルはHarw

e l l 研究所の H e w i t t のグループにより提案されている T r i a n g u l a r R e l a t i o n s h i p (液膜厚さ、界面せん断力、液滴発生率を相互に関連づけて予測するモデル)であろう。勿論、このモデルによっても上述の物理量が完全に予測されている訳ではないが、F I D A S における壁面せん断力、界面せん断力の構成方程式はこの T r i a n g u l a r R e l a t i o n s h i p とは多少異なったものとなっており、F I D A S コードの高度化の項目としては、こうしたモデルとの関連性をより考慮して構成方程式の改良を行う必要もあると思われる。こうした問題に関連した一例として、液膜レイノルズ数の定義の問題がある。現在 F I D A S コードでは液膜レイノルズ数を液膜速度で次のように定義している。

$$Re_F = \rho_{LUF} D / \mu_L \quad (3.1)$$

この定義を用いると液膜厚さが非常に薄くなり消失寸前においても液膜が存在する限りレイノルズ数は大きな値をとり、乱流状態の壁面せん断力を与える事になる。しかしながら、液膜厚さが非常に薄い場合は液膜内の流れは層流状態となっていると考えられる。これを考慮すると液膜レイノルズ数として次のような定義を用いた方がより物理的状況を反映していると考えられる。

$$Re_F = \alpha_F \rho_{LUF} D / \mu_L \quad (3.2)$$

こうしたレイノルズ数の定義の仕方が F I D A S コードによる予測結果にどのような影響を及ぼすかを調べるため式(3.1)と式(3.2)を用いて体積率と質量流量率の流れ方向の変化を計算した結果を図3.1、3.2に示す。これらの図からもわかるように、上述のレイノルズ数の定義の仕方は予測結果に大きな影響を及ぼしており(ドライアウト位置にして一割程度)。このように、F I D A S コードの高度化項目として壁面せん断力、界面せん断力の構成方程式の高度化が非常に重要であることがわかる。

3.2.6 環状流領域における液滴-気相間の界面せん断力の構成方程式

F I D A S コードでは液滴-気相間の界面せん断力の構成方程式として単一剛体球の抵抗係数の式が用いられている。環状噴霧流に於いては液滴径も小さく、液滴濃度も低いのでこうした構成方程式も一定の精度で界面せん断力を予測する事が可能である。しかしな

から、液滴濃度が増加して、液滴間の平均距離と液滴径の比が20以下になると、液滴群の効果として液滴間の相互作用を考慮する必要性が生じてくる。F I D A Sコードの高度化項目としてこうした効果も取り入れていく必要がある。

液滴-気相間の界面せん断力の構成方程式に関してもう一つ重要なものとしては、液滴径の構成方程式がある。現在のF I D A Sコードでは、気液の速度分布が一様とし、液滴の分裂が液滴径を支配するとして次のウェーバー数が用いられている。

$$We = \rho_G (u_G - u_E)^2 d / \sigma \quad (3.3)$$

しかしながら、気液の速度の非一様分布や液滴径を支配する異なるメカニズム考慮するとつぎの三通りのウェーバー数の定義が可能である。

$$We = \rho_G \Delta u_E^2 d / \sigma \quad (\text{非一様分布、分裂支配}) \quad (3.4)$$

ここで Δu_E は流路中心部での液滴と気相の速度差。

$$We = \rho_G (u_F - u_G)^2 d / \sigma \quad (\text{液滴発生時支配}) \quad (3.5)$$

$$We = C_D \rho_G (u_F - u_G)^2 d / \sigma \quad (\text{力学的モデル}) \quad (3.6)$$

液滴径の予測は、非常に難しいものの一つであり、現在のところ十分確立された構成方程式はなく、上述のどのウェーバー数の定義が最も妥当であるかについても結論が出されていない。しかしながら、液滴径の構成方程式は液滴-気相間の界面せん断力しいては三流体モデルによる予測精度に大きな影響を持つ。従って、F I D A Sコードの高度化項目としては種々のモデルに基づく構成式を比較検討して構成方程式を改善していく必要がある。またこうした液滴径、液滴-気相間の界面せん断力の構成方程式に関連したものとして気液界面積濃度の構成方程式がありF I D A Sでは液滴径分布を一様とした係数1.5を用いているが、実際には液滴径は分布を持っており、構成方程式の精密化の方向としては、こうした液滴径の分布も考慮したものにしていく事が望ましいであろう。

3.2.7 液滴付着係数の構成方程式

液滴付着係数は三流体モデルにおける構成方程式の中でも最も重要なものの一つであり、

従来からも多くの研究が行われてきている。またF I D A Sにおいてもこの重要性に鑑み従来の研究成果の詳細な検討と理論的な検討を基に流速、圧力、液滴濃度の影響を含んだ高い精度を持つ構成方程式が開発され用いられている。しかしながら、F I D A Sコードの予測精度のより一層高度化、適用範囲の拡大のためには更なる改良が必要と考えられる。具体的な調査検討、評価については次章に詳細に述べるが、ここでは特にいくつかの高度化検討項目を挙げる事とする。一つは、F I D A Sにおける液滴付着係数の導出の理論的基礎としてブラウン運動と乱流拡散による液滴拡散の基礎式を用い、特にブラウン運動による拡散係数に注目して液滴付着係数の式の形を予測しているが、実際には液滴は様々な径のものが存在しブラウン運動だけでなく、乱流拡散が支配的である液滴もかなりの割合を占める。従って、実験データに基づく最終的な構成方程式と理論解析の論理的整合性をより高めるためには、乱流拡散についての理論的検討も更に進めていく必要があると思われる。またF I D A Sにおける液滴付着係数を導くに当たっての実験データベースとしては水-空気系の実験値も含まれているが、最終的な構成方程式とこれら水-空気系の実験データとの比較は行われていない。これはF I D A Sコードが主として相変化を伴う流れを対象としている事によるものである。しかしながら、F I D A Sコードの適用範囲の拡大の観点からは水-空気系についても液滴付着係数の構成方程式が十分妥当性を持つように検討、改善を進めていく必要がある。

3.2.8 液滴発生率の構成方程式

液滴発生率の構成方程式も液滴付着率の構成方程式と並んで三流体モデルにおける構成方程式の中でも最も重要なものの一つであり、これについても従来からも多くの研究が行われてきており、F I D A Sにおいても従来の研究成果の詳細な検討と理論的な検討を基に高い精度を持つ構成方程式が開発されている。これについても次章以下で詳細な調査検討と評価を行っており、詳細にそこに譲るがF I D A Sコード高度化項目として重要な点を挙げる事とする。F I D A Sコードでは、従来の液滴発生率についての信頼できる実験データを集積しこれらを無次元数を用いて整理し実験データを最適に表現する式として液滴発生率の構成方程式を開発している。しかしながら、最終的に得られた式の係数は現在のところ次元を持ったものとなっている。勿論、この構成方程式も高い予測精度を持ちF I D A Sが現在対象とする現象については特に問題はない。しかしながらF I D A Sコ

ードを高精度化し、適用範囲を広げるためにはやはり液滴発生率の構成方程式も無次元数で与えられた方が一般性を持ち望ましいであろう。また、構成方程式に現れる無次元数についてもその物理的意味が十分明確でないものもあり、高度化項目として検討の必要があろう。また、液滴発生率は液膜厚さと密接な関係をもつため、F I D A Sにおける構成方程式に於いても等価的液膜厚さが用いられている。この等価的液膜厚さを用いる事により構成方程式の精度は向上しているのであるが、この値は実際の液膜厚さの予測値とは異なるものである。このことは前節までにのべた、質量保存則、運動量保存則との整合性、壁面せん断力、界面せん断力の構成方程式との関連性に於いて重要な問題となる。また、液膜厚さや液滴発生率についての代表的なモデルであるTriangular Relationshipとも深い関わりを持つと考えられる。F I D A Sコードの高度化項目の重要な問題点として十分な考慮が必要であろう。

3.3 液滴発生率・付着率に関する文献調査

三流体モデルにおいては液滴の液膜からの発生、及び液滴の液膜への付着が最も重要であり、これらを如何に正確に評価するかによって三流体モデルによる数値解析結果の精度は大きく影響を受ける。現在F I D A Sに用いられている液滴発生率、付着率の相関式もそれまでの研究結果を背景に新たなモデルを加味したものであり、高い精度を持つものであるが、三流体モデルによる予測精度をより一層高めるためには、それ以降の研究の進展を基により精度の高い相関式の開発が必要である。これに鑑み、現在までの液滴発生率、付着率についての文献を特に相関式に着目して調査した結果について報告する。

3.3.1 全般的なレビュー（環状噴霧流についての解説、液滴発生率、付着率の相関式を含む）についての文献

G.F.Hewitt and N.S.Hall Taylor, "Annular Two-Phase Flow," Pergamon Press, Oxford pp.162-172 (1970).

赤川浩爾、”気液二相流”、コロナ社、pp.143-152 (1973).

世古口言彦、”気液二相流”、「伝熱工学の進展1」、養賢堂、pp.312-317(1981).

植田辰洋、”気液二相流－流れと熱伝達－”、養賢堂、pp.156-174 (1974).

G.F.Hewitt, "Liquid-Gas System," Handbook of Multiphase Systems, ed. by G.Hetsroni
, MacGraw Hill, pp.271-275 (1982).

日本機械学会、”気液二相流技術ハンドブック”、コロナ社、pp.321-325 (1989).

波江貞広、”噴霧流の流動機構”、混相流の流動機構と応用技術（第2回混相流シンポジウム、pp.119-134 (1983).

3.3.2 液滴付着係数（液滴伝達係数, Deposition Coefficient）についての文献

L.G.Alexander and C.L.Coldren, "Droplet Transfer from Suspending Air to Duct Walls," Industrial Engineering Chemistry, vol.43, p.1325 (1951).

K.Goldmann, H.Firstenberg and C.Lombardi, "Burnout in turbulent Flow- A Droplet Diffusion Model," Trans. of ASME, J. Heat Transfer, Vol.83, p.158 (1961).

L.E.Gill, G.F.Hewitt and J.W.Hitchon, "Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow - Part 1. Effect of Length on Phase and Velocity Distribution," AERE-R3954 (1962).

L.B.Cousins, W.H.denton and G.F.Hewitt, "Liquid Mass Transfer in Annular Two-Phase Flow," Sym. on Two-Phase Flow, Vol.1, Paper C.4, Exter, England (1965).

I.I.Paleev and B.S.Fillipovich, "Phenomena of Liquid transfer in Two-Phase Dispersed Annular Flow," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.9, p.1089 (1966).

A.W.Benett, G.F.Hewitt, H.A.Kearsey, R.K.F.Keays and D.J.Pulling, "Studies on Burnout in Boiling Heat Transfer to Water in Round Tubes with Non-Uniform Heating, AERE-R5076 (1966).

L.E.Gill and G.F.Hewitt, "Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow-III; Distribution of Velocity and Droplet Flowrate after Injection through an Axial Jet," Chem. Eng. Sci. Vol.23, p.677 (1968).

L.B.Cousins and G.F.Hewitt, "Liquid Phase Mass transfer in annular Two-Phase Flow: Droplet Deposition and Liquid Entrainment," AERE-R5657 (1968).

G.F.Hewitt, H.A.Keearsey and R.K.F.Keays, "Determination of Rate of Deposition of Droplets in a Heated Tube with Steam-Water Flow at 1000 Psia," AERE-R6118 (1969).

R.Farmer, P.Griffith and W.M.Rohsenow, "Liquid Droplet Deposition in Two-Phase Flow," Trans. ASME, Ser.C. Vol.92-4, p.587 (1970).

P.Hutchinson, G.F.Hewitt and A.E.Dukler, "Deposition of Liquid or Solid Dispersion from Turbulent Gas Streams; A Stochastic Model," Chem. Eng. Sci. Vol.26, p.419 (1971).

柳井誠、"管路流沸騰熱伝達に関する研究"、京都大学工学博士論文 (1971)。

波江貞弘、植田辰洋、"噴霧二相流における液滴輸送(第1報、輸送量、速度及び液滴分

布の測定) ”、日本機械学会論文集、Vol.38-308、p.821 (1972)。

波江貞弘、植田辰洋、”噴霧二相流における液滴輸送(第2報、液滴輸送の解析と輸送量の考察)”、日本機械学会論文集、Vol.38-312、p.2126 (1972)。

P.Hutchinson, P.B.Whalley and G.F.Hewitt, "Transient Flow Redistribution in Annular TwoPhase Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol.1, p.383 (1974)。

P.B.Whalley, "The Calculation of Critical Heat Flux in Forced Convection Boiling," AERE-R-7520 (1973)。

T.Takagi and M.Ogasawara, "Some characteristics of Heat and Mass Transfer in Binary Mist Flow," 5th Int. Heat transfer Conf. B.7.10. Tokyo (1974)。

B.Y.H.Liu and J.K.Agawal, "Experimental Observation of Aerosol Deposition in Turbulent Flow," J. aerosol. Sci. Vol.5, p.145 (1974)。

中里見正夫、世古口言彦、”気液環状二相流における液滴の発生と管壁への付着”、日本機械学会論文集、Vol.45-342 (1975)。

D.D.McCoy and T.J.Hanratty, "Rate of Deosition of Drolets in Annular Two-Phase Flow," Int. J. Mutiphase Flow, Vol.3, p.319 (1977)。

T.Saito, E.D.Hughes and M.W.Carbon, "Multi-Fluid Modeling of AnnularTwo-Phase Flow," Nucl. Eng. Des., Vol.50, p.225 (1978)。

小泉安郎、植田辰洋、田中宏明、”蒸発管内噴霧流領域の伝熱特性の研究(第1報、ドライアウト過程について)”、日本機械学会論文集、Vol.44-377, p.191 (1978)。

Y.Hagiwara, K.Suzuki and T.Sato, "An Experimental Investigation on Liquid Droplet Diffusion in Annular Mist Flow," 2nd Multiphase Flow and Heat Transfer Symp. Miami, p.111 (1979).

E.N.Ganic and W.M.Rohsenow, "On the Mechanism of Liquid Droplet Deposition in Two-Phase Dispersed Flow," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol.101, p.288 (1979).

D.D.McCoy and T.J.Hanratty, "Droplet Mixing and Deposition in a Turbulent Flow," Two-Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical Process and Energy Engineering Systems, Proc. ICHMT Mtg. Vol.1, p.119, Hemisphere (1978).

世古口言彦、田中収、上野隆司、"環状ミスト流におけるエントレインメント流量の測定について、" 日本機械学会論文集 (B編)、Vol.50, p.2343, (1984).

E.N.Ganic and K.Mastanaiah, "Investigation of Droplet Deposition from Turbulent Gas Stream," Int. J. Multiphase Flow, Vol.7, p.401 (1981).

Y.Hagiwara, "A Study on Flow Characteristics and Heat Transfer of Annular and Dispersed Two-Component Two-Phase Flows," 京都大学博士論文 (1981).

赤川浩爾、坂口忠司、藤井照重、中谷洋二、中瀬古広三郎、伊藤淳一、"気液二相液膜噴霧流に関する研究 (第1報、液滴濃度分布と液滴拡散係数)"、日本機械学会論文集 (B編)、Vol.45, p.1492 (1979).

赤川浩爾、藤井照重、伊藤淳一、浜野行男、堀内隆博、"気液二相液膜噴霧流に関する研究 (第2報、液滴濃度分布と液滴拡散係数)"、日本機械学会論文集 (B編)、Vol.50, p.1585-1593 (1984).

S.M.Farwagi and R.I.Crane, "Dispersed Flow Measurements for Testing a Numerical

Coalescence and Deposition Model," PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol.6, pp. 165-178 (1985).

J.C.Asali, G.W.Leman and T.J.Hanratty, "Entrainment Measurements and Their Use in Design Equations," PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol.6, pp.207-221 (1985).

G.W.Leman, M.Agostini and P.Andreussi, "Tracer Analysis of Developing Two-Phase Flow," PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol.6, pp.223-237 (1985).

P.Andreussi and B.J.azzopardi, "Droplet Deposition and Interchange in Annular Gas-Liquid Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol.9, p.697 (1983).

M.M.Lee and T.J.Hanratty, "The Inhibition of Droplet Deposition by the Presence of Liquid Wall Film," Int. J. Multiphase Flow, Vol.14, pp.129-140 (1988).

J.L.Castillo and D.E.Rosner, "Theory of Surface Deposition from a Binary Dilute Vapor-containing System, Allowing for Equilibrium Condensation within the Laminar Boundary Layer," Int. J. Multiphase Flow, Vol.15, pp.97-118 (1989).

D.M.Jepaen, B.J.Azzopardi and P.B.Whalley, "The Effect of Gas Properties on Drops in Annular Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol.15, pp.327-339 (1989).

G.A.Kallio and M.W.Reeks, "A Numerical Simulation of Particle Deposition in Turbulent Boundary Layers," Int. J. Multiphase Flow, Vol.15, pp.433-446 (1989).

A.H.Govan, G.F.Hewitt and C.F.Ngan, "Particle Motion in a Turbulent Pipe Flow," Int. J. Multiphase Flow, Vol.15, pp.471-481 (1989).

3.3.3 液滴付着に関係した固体粒子付着係数についての文献

C.S.Lin, R.W.Moulton and G.L.Putnam, "Mass Transfer Between Solid Wall and Fluid System," Ind. & Eng. Chem. Vol.45, pp.636-641 (1953).

S.K.Frieland and H.F.Johnstone, "Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams," Ind. & Eng. Chem. Vol.49, pp.1151-1156 (1957).

S.K.Beal, "deposition of Particles in Turbulent Flow on Channel or Pipe Walls," Nucl. Sci. Eng. Vol.40, pp.1-11 (1970).

3.3.4 液滴発生率 (Entrainment Rate) についての文献

柳井誠、"管路流沸騰熱伝達に関する研究"、京都大学工学博士論文 (1971)。

石谷清幹、高城敏美、"水平流路内沸騰における眼界熱負荷に関する研究(第4報、環状噴霧流におけるバーンアウト熱負荷の解析)"、日本機械学会論文集(B編)、Vol.36, p.629-637 (1970)。

植田辰洋、"環状気液二相流における液滴発生率と液滴径について"、日本機械学会論文集、Vol.45-389, p.127-135 (1979)。

植田辰洋、井上満、永留世一、"沸騰流下液膜の限界熱流束と液滴発生率"、日本機械学会論文集、Vol.47-419, p.1341-1348 (1981)。

I.Kataoka and M.Ishii, "Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-Phase Flow," ANL-82-44, NUREG/CR-2885 (1982)

I.Kataoka and M.Ishii, "Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular

Two-Phase Flow," Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf. Vol.1, p.69, Honolulu, USA (1983).

P.Hutchinson and P.B. Whalley, "A possible Characterisation of Entrainment in Annular Flow," Chem. Eng. Sci., Vol.28, p.974-975 (1973).

P.B.Whalley and G.F.Hewitt, "The Correlation of Liquid Entrainment Fraction and Entrainment Rate in Annular Two-Phase Flow," Rept. AERE-R9187, Harwell (1978).

J.Wurz, "An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar," RISO Report No.372 (1978).

T.Saito, E.D.Hughes and M.W.Carbon, "Multi-Fluid Modeling of Annular Two-Phase Flow," Nucl. Eng. Des., Vol.50, p.225 (1978).

J.C.Dallman and t.J.Hanratty, "Interpretation of Entrainment Measurements in Annular Gas-Liquid Flow," Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process and Energy Engineering System, (edited by F.Durst, C.G.Tsilkauli and N.Afgan), Vol.II, p.681, Hemisphere McGraw Hill, Washington (1979).

V.I.Petrovichev, L.S.Kokorev, A.Ya.Didenko and G.P.Dubvrovskiy, "Droplet Entrainment in Boiling of Thin Liquid Film," Heat Transfer Soviet research, Vol.3, p.19 (1971).

3.4 おわりに

以上述べてきたように、三流体モデルに基づくFIDASコードで用いられている構成方程式は現在までの研究成果を基にした十分な合理性を持つものではあるがその予測精度

を向上しその適用範囲を拡大するためにはそれらの構成方程式に更なる検討を加え、より精度の高いものにしていく必要がある事が示された。また、そうした構成方程式の改善をおこなうための基礎資料として、構成方程式の中でも特に重要な液滴発生率と液滴付着率現在までについての文献調査を行った。文献調査の結果として明らかになった事は、液滴発生率、液滴付着率のいずれについてもかなりの研究が行われてきており、また現在も盛んに研究が行われているという事である。しかしながら、それらの研究はどちらかといえ、各研究者、各研究機関の独自の学問的興味、必要性に基づいて行われており、相互の関連性が比較的希薄である事である。従って、特定の実験範囲については極めて精密な実験が行われたり、特定の物理的現象については極めて精緻な理論解析が行われているにも拘らず、全体としてみると、実験データの欠落している範囲があったり、理論的解析が不十分であったりする点が多く存在する。また、こうした多くの研究結果についてそれらを系統的に比較検討し、その差異を定量化し、各構成方程式の長所、短所を評価するといった作業は余り進められていない。このような作業を最も系統的に行ったものの一つとしてFIDASコード作成の際に於ける構成方程式の選定、策定があるが、その後の研究も多く行われており、また、予測精度の向上と、適用範囲の拡大のためには、上に述べた系統的な評価作業が是非とも必要であると考えられる。こうした評価作業として、今後重点的に進めていく項目としては、各構成方程式の実験精度、実験範囲、理論解析についての厳密な評価を行う事、各構成方程式の与える液滴発生率、液滴付着率の値について定量的な比較検討を系統的に行う事、現在実験データの不足している範囲を明らかにして可能であればそれを補う実験を行う事、理論的解明の遅れている現象を明らかにし、可能な限りその理論的解明と必要な基礎実験を行う事、等が挙げられよう。こうした作業はいずれも本研究委員会の作業計画に含まれており、その一部については、その結果を本報告書に記載してあるが、次年度以降も順次、調査、評価作業を行っていき、FIDASコードの予測精度の向上と適用範囲の拡大に資する予定である。

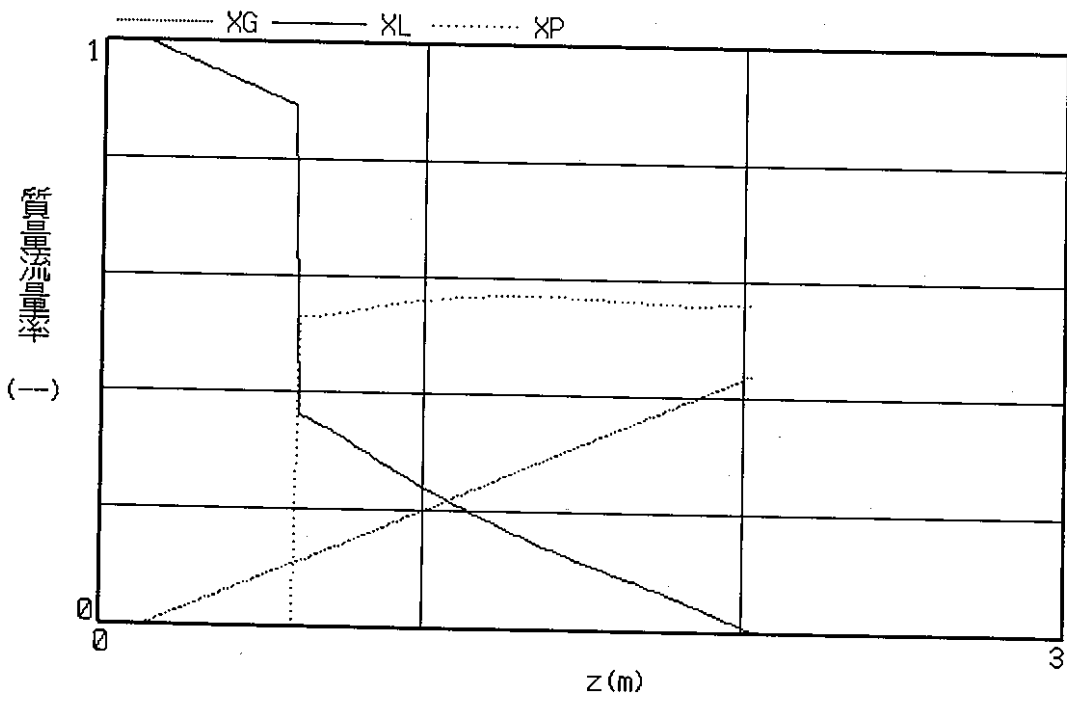
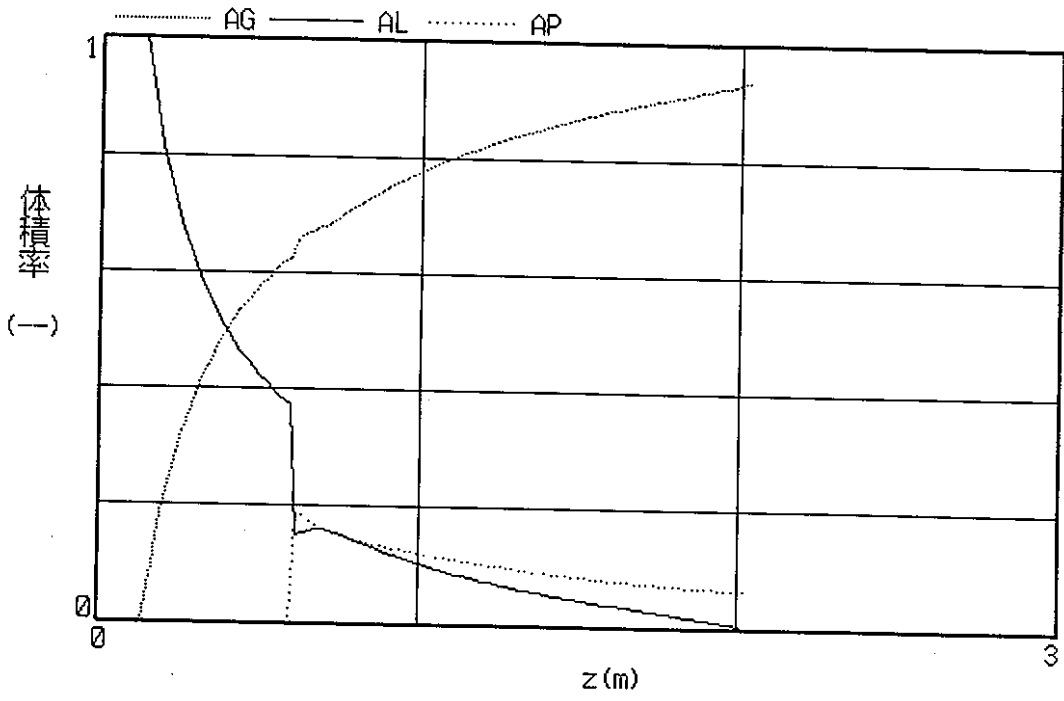


图 3. 1

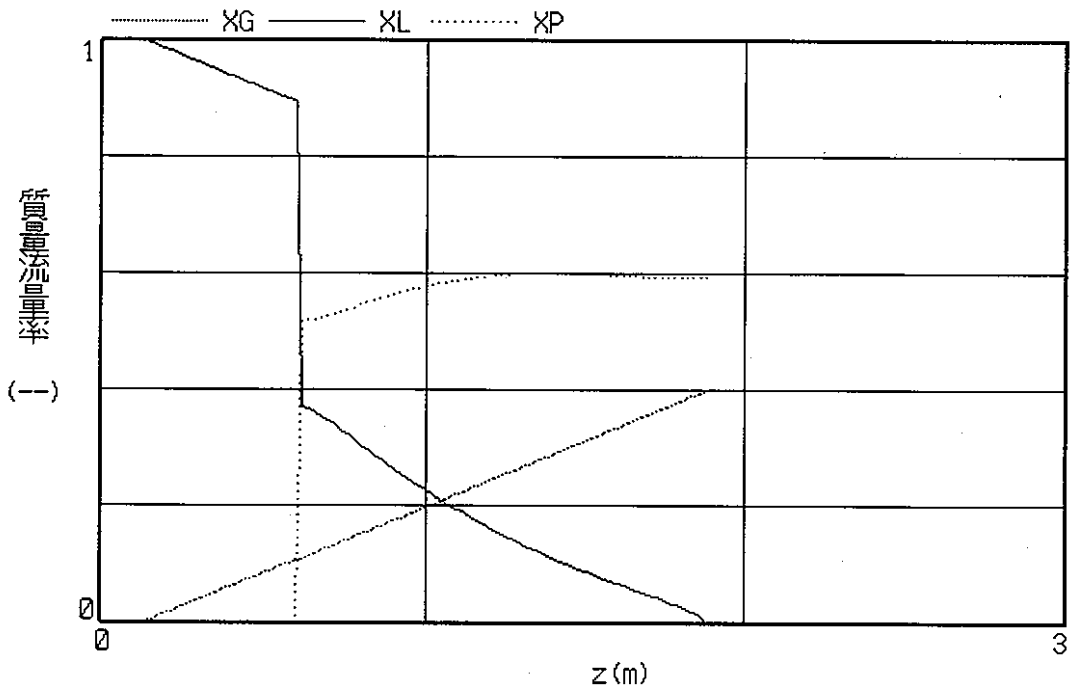
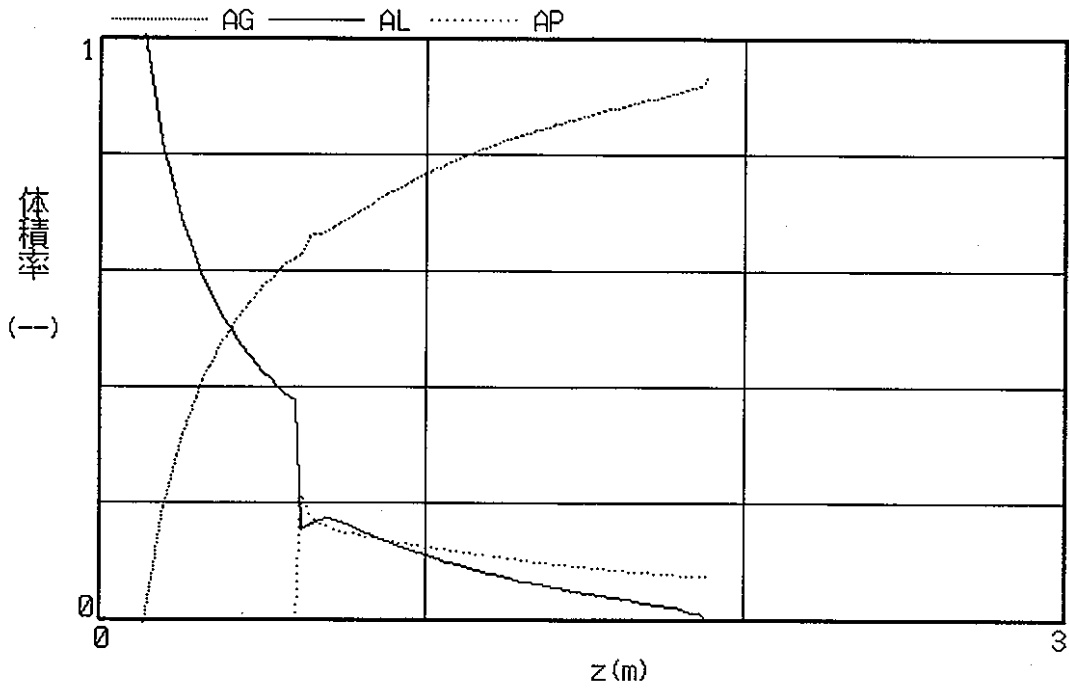


图 3. 2

4. 液滴付着率の構成方程式の定量的比較検討

(片岡、富山)

4.1 はじめに

前章で述べたように液滴発生率、付着率の構成方程式に関してはこれまでも多くの研究が行われ、現在も研究が続けられている。しかしながらこうした研究成果をもとに、様々な構成方程式についてそれを系統的に調査し、構成方程式相互の定量的な比較検討を行う作業は、十分には行われていない。こうした構成方程式の定量的比較検討は三流体モデルに基づくFIDASコードをより高精度化しその適用範囲を拡大する上で不可欠であると思われる。そこで本章では前章での液滴発生率、付着率の構成方程式についての文献調査結果を基に、代表的と思われる相関式を選択し様々な条件下でのそれらの相関式の与える値について定量的な相互比較を行い、各相関式の検討を行った。今回は特に液滴付着率についての定量的比較検討を行った結果について報告する。

4.2 代表的な相関式

4.2.1 L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式

この式は最も初期に提出された式の一つであり、水-空気系の円管内(1.86inch)での実験結果を整理したものであり、次元を持った形で与えられている。液滴径も同時に測定しており、平均液滴径は76 μm と報告されている。次元をMKS単位系に換算すると次式で与えられる。

$$K = 0.00410 u_G^{1.17} \quad (4.1)$$

K :m/s, u_G :m/s,

(u_G ; 24m/s ~ 91m/s)

4.2.2 K.Goldmann et al. の式

この式は高圧の水-蒸気系のドライアウトの実験結果から液滴付着係数を算出したものである。算出に当たっては、ドライアウト点では液滴付着量が蒸発量と等しくなると仮定している。実験結果としてはCISE, ANL, WAPD等のものを用いている。

$$K/u_G = 0.023 Re_G^{-0.2} \quad (4.2)$$

式の導出に当たっては、レイノルズのアナロジーを用いており（式(4.2)の右辺は摩擦係数の式と同一）、仮定にもやや強引なところがある。従って、実験結果の大まかな傾向は表しているがばらつきは大きい。

4.2.3 I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式

この式は、水-空気系の水平矩形管（水力相当直径4 mm）での実験結果に基づいたものであるが、液滴付着現象についての物理的な考察に基づき影響因子を適切に組み入れた式となっており、広い範囲の実験データに比較的よく合うところから、しばしば利用される代表的な式の一つである。この式の特徴は、液滴濃度の影響を取り入れた事、圧力の影響を気液密度比の形で表している事である。

$$K/u_G = 0.022 Re_G^{-0.25} (C/\rho_l)^{-0.26} (\rho_l/\rho_g)^{0.26} \quad (4.3)$$

ここでCは液滴重量濃度（単位体積あたりの液滴の重量）であり液滴の重量流量 G_e を用いて

$$C = G_e/u_G \quad (4.4)$$

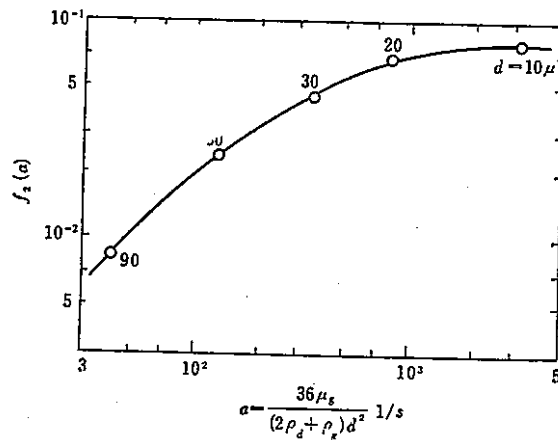
で与えられる。

4.2.4 波江、植田の式

波江、植田の式は液滴の乱流気流中での運動についての詳細な解析と実験に基づくものであり、液滴径分布、液滴濃度等、液滴付着に関する全ての量を考慮にいたれた物理的には最も合理的なものである。その反面、式の形は極めて複雑であり、図表で与えられているものも多く、実際の計算には使いにくいところもある。更に、自らの空気-水系水平矩形管の実験データに基づいて、精密に実験常数を定めているため、実験範囲外での妥当性については十分な保証がなく適用範囲は限られている。彼らの式の近似形として次式が与えられている。

$$K/u_G = Re_G^{-0.3} f(a) 10^{-0.012Ge} \quad (4.5)$$

ここで $f(a)$ は液滴径の効果を表す関数であり下に示す図で与えられている。



4.2.5 柳井の式

この式は水-蒸気系のドライアウト熱流束の予測手法の一部として提案されたものであり、それまでの液滴付着係数についての研究を基に、新たなモデル化により導いたものであり、液滴付着係数を直接測定したのではなく、彼自身の円管内ドライアウト熱流束の実験値と比較する事により間接的に求めたものであり、次式で与えられる。

$$K/u_G = Re_G^{-0.5} \quad (4.6)$$

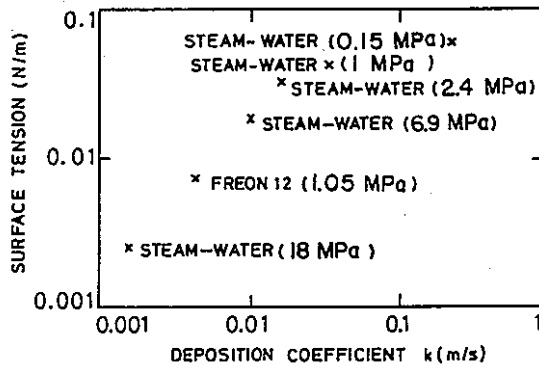
4.2.6 Harwell(Whalley et al.) の式

よく知られているように、液滴付着係数については、Harwellの研究グループが最も早くから精密な実験と理論解析を行っている。この式はこのグループが最初に提案したものであり、現在に至るまで最も標準的なものとして用いられている式の一つである。何よりも、広範な実験データに裏付けられている点が心強い。この式の特徴は液滴付着係数は気相の流速や液滴の濃度に依存せず気液の表面張力のみ関数として与えている点である。主として水-蒸気系の実験データにより下図のように液滴付着係数を与えている。

甲藤はこの図を近似して次式を与えている。

$$\begin{aligned} K &= 0.405 \sigma^{0.915} & \sigma < 0.0383 \\ &= 9.48 \times 10^4 \sigma^{4.7} & \sigma > 0.0383 \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$K: \text{m/s}, \quad \sigma: \text{n/m}$$



4.2.7 D.D.McCoy & T.J.Hanratty の式

この式は比較的新しいものであり、自らの実験データを含めてそれまでの液滴付着係数に関する研究成果を広範囲に調査し、液滴挙動についての詳細な物理的検討を加えて導いたものであり、最近の式の代表的なものとして用いられることが多い。この式の特徴は非常に小さな液滴から比較的大きな液滴まで広い範囲の液滴径にまで適用可能である事である。このため彼らは、液滴の緩和時間（液滴が気相の乱流運動に追従する時定数に対応する）を表す無次元数 τ^+ を用いて液滴付着係数を整理している。

$$\begin{aligned}
 K/u_f &= 3.25 \times 10^{-4} \tau^{+2} & \tau^+ < 22.9 \\
 &= 0.17 & \tau^+ > 22.9
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

ここで

$$\tau^+ = \frac{d_p^2 u_f^2 \rho_G^2}{18 \mu_G^2} \frac{\rho_L}{\rho_G}
 \tag{4.9}$$

また u_f は摩擦速度であり気相单相流の壁面摩擦 τ_{WG} を用いて

$$u_f = (\tau_{WG} / \rho_G)^{0.5}
 \tag{4.10}$$

で与えられる。

4.2.8 T.Saito et al. の式

この式も蒸気-水系でのドライアウト熱流束を予測するためにそれまでの研究結果及び実験結果を総合して導いたものである。この式の特徴は液滴付着係数を液滴濃度のみの関数として与えられると仮定している事である。気相流速の影響は液滴濃度を通して間接的に表されていると考えられる。この仮定に基づき、従来の相関式、実験データを、液滴付着係数と液滴濃度の面上で整理し、その平均的な値を近似式として求めたものである。

$$K = 1.698 \times 10^{-2} - 2.117 \times 10^{-4} C + 2.896 \times 10^{-6} C^2 - 2.192 \times 10^{-8} C^3 + 7.778 \times 10^{-11} C^4 - 1.027 \times 10^{-13} C^5 \quad (4.11)$$

4.2.9 P.Andreussiの式

この式も最近提案されたものであり、従来の相関式実験データを総合して導かれたものである。基本的には7)のMcCoyらの式の液滴径が大きい場合の式と類似のものである。ただしMcCoyの式では液滴濃度の影響が入っていないがこの式ではそれを考慮している。すなわち次式で与えられる。

$$K/u_r = 0.115 / (1 + 2.3 C / \rho_G) \quad (4.12)$$

4.2.10 Harwell (G.F.Hewitt & P.B.Whalley)の式

この式もHarwellの研究グループにより提案されたものである。4.2.6で述べた以前のものに比べて、気相流速の影響や液滴濃度の影響が加味された形となっておりかつ無次元式の形で表されている。

$$K/u_c^* = 87 \{u_L^2 / (D\sigma\rho_L)\}^{0.5} \quad (4.13)$$

ここで u_c^* は液滴濃度も加味した気相コア部の摩擦速度であり次式で与えられる。

$$u_c^* = (\tau_i / \rho_c)^{0.5} \quad (4.14)$$

$$\rho_c = \rho_G (G_0 + G_G) / G_G = C + \rho_G \quad (4.15)$$

ここで G_G は気相の質量流量である。また τ_i は液膜表面での界面応力でありHarwellのグループで提唱しているTriangular Relationship (界面応力

と液膜厚さと液滴発生率を相互に与える関係式)によって定まるものであるが、実際は信頼できる界面応力の式(例えばWallisの式)を用いても大差ない結果を与えるようである。

4.2.11 菅原の式

この式はFIDASに用いられているものであり、その内容については第一章で述べられている通りである。この式は、液滴付着係数についての物理的モデルに基づき、従来の相関式実験データを勘案して広い範囲に適用できる相関式を導いたものである。この式の特徴は液滴濃度と圧力の影響を取り入れた点であり、特に圧力の影響について、高压での実験データに基づいて詳細な検討が行われている。従って、FIDASが目指している高压のドライアウト条件では極めて信頼性の高い式となっていると考えられる。しかしながら、これをより広い条件下にまで適用可能とするためには本節で述べたような様々な相関式との比較検討が必要であると考えられる。

4.3 相関式の相互比較

前節で述べた代表的な液滴付着係数の相関式の定量的な相互比較を行った。前節でも明らかのように、従来の相関式はそれぞれに異なった無次元数やパラメーターを用いて表現されているため、それらの定量的な相互比較を行うためには、ある条件を定めて、各式の与える値を具体的に計算しなければならぬ。ここでは、実用上の目的も考慮して、水-蒸気系について以下の条件のもとで、各相関式の与える液滴付着係数を計算しその相互比較、各種パラメーターに対する感度解析を行った。

圧力(P) 10気圧、70気圧 (1.013MPa, 7.091MPa)

質量流量(G) 500-2000 Kg/m²s

流路径(D) 5-20 mm

クオリティ(x) 0.2-0.6

エントレインメント比(E) 0.02-1.0

ここでクオリティは気相流速に関するパラメーターであり、エントレインメント比は液滴濃度に関するパラメーターである。これらはそれぞれ次式により関係づけられる。

$$u_0 = x G / \rho_0$$

$$C = E(1-x)G/u_0$$

各相関式の比較の方法としては、P, G, D, xを一定としEを0.02から1.0まで変化させた場合と、P, G, D, Eを一定とし、xを0.2から0.6まで変化させた場合の各相関式の与える液滴付着係数の変化の様子相互比較して図示した。液滴付着係数とエントレインメント比との関係を図4.1から図4.14に液滴付着係数とクオリティとの関係を図4.15から図4.36に示す。図中の番号は前節で述べた各相関式を表す。

1. L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式
2. K.Goldmann et al. の式
3. I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式
4. 波江、植田の式
5. 柳井の式
6. Harwell(Whalley et al.) の式
7. D.D.McCoy & T.J.Hanratty の式
- 8 T.Saito et al. の式
- 9 P.Andreussiの式
- 10 Harwell (G.F.Hewitt & P.B.Whalley)の式
- 11 菅原の式

4.4 考察

4.4.1 液滴付着係数とエントレインメント比(液滴濃度)の関係における相関式の相互比較

上で述べたように、エントレインメント比は液滴濃度に関係付けられるので、エントレインメント比の影響は、液滴濃度の影響とほぼ同一と考えて良い。液滴付着係数とエントレインメント比との関係を示す図4.1から図4.14から各相関式について次のような傾向が読み取れる。

まず、各相関式のエントレインメント比Eに対する依存性は大きく二つのグループに分

けることができる。一つは、液滴付着係数がEに依存して変化する（Eが増大するにつれて液滴付着係数が小さくなる）グループであり、I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、波江、植田の式、T.Saito et al. の式、P.Andreussiの式、Harwell (G.F.Hewitt & P.B.Whalley)の式、菅原の式がこれに属する。これらの式は、相関式中に陽または陰に液滴濃度の項を含むものである。代表的なものとしてはI.I.Paleev & B.S.Filippovichの式がありこの場合は液滴濃度が陽に現れている（ $(C/\rho_l)^{-0.26}$ の形で）。

もうひとつのグループはこれとは対照的に液滴付着係数がEに殆ど影響されないものであり、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、K.Goldmann et al. の式、柳井の式、Harwell (Whalley et al.) の式、D.D.McCoy & T.J.Hanratty の式がこれに属する。これらの相関式はいずれも液滴付着係数が液滴濃度に依存しないとしており、代表的なものとして、液滴付着係数が気液間の表面張力だけで決まるとしたHarwell(Whalley et al.) の式がある。

液滴付着係数がEに依存するかしらないかは、物理的にも現象論的にもぎろんの分かれるところであるが、図4. 1から図4. 14に示された各相関式の平均的な傾向をみると、Eの小さいところでは、Eに依存して変化する、Eがある程度大きくなるとEへの依存性は小さくなり一定値に落ちつく傾向にあるようである。前者のグループはEの小さいところに注目し、後者のグループはEの大きいところに注目して相関式を導いたものと考えられる。

各相関式の平均的な傾向を、よく表しているのはT.Saito et al. の式であり、これはその導き方（従来の代表的な相関式の平均として相関式を導いた）からして当然であろう。また、Eのおおきいところでの一定値として最も標準的なものはやはりHarwell(Whalley et al.) の式である。これも液滴付着係数について最も系統的な実験と研究を続けてきた研究グループのものだけに説得力がある。また、ここで取り挙げた相関式の中で特徴的な傾向を示すものは波江、植田の式であり、Eの小さいところでは他の相関式と同程度の値を示すものの、Eがある程度大きくなると、他の相関式から大きくはずれて小さな値を示すようになる。この式は液滴濃度の小さい領域について非常に精密な実験と理論解析に基づいて導かれたものであるが、液滴濃度の小さい領域についての正確さを期すために、実験常数を多く含んだ式となっており、液滴濃度の大きい領域への外捜が十分ではないためであると考えられる。

液滴付着係数は、クォリティや質量流量にも依存して変化する、各相関式のK-E面上で

の相対的な位置が入れ替わっていることが図4. 1から図4. 14からわかる。なかでも、P.Andreussiの式、菅原の式がクオリティ（蒸気流量）に対する感度が大きいことがわかる。これについては、後に述べる、液滴付着係数をクオリティに対して表した図においてより明確になる。

沸騰水型原子炉における代表的な条件と考えられる、圧力70気圧、質量流量1356 Kg/m²s、管径10mmにおける各相関式の値を見てみると、液滴付着係数は0.01から0.1の間にはばらついており、液滴付着係数の正確な評価の難しさを示している。このうち上限の値（0.1）に近いものはI.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanrattyの式であり、これらの式の特徴は質量流量の増加に対して、液滴付着係数も大きな感度で増加する点である。一方、下限の値（0.01）に近いものは、T.Saito et al.の式、Harwell(Whalley et al.)の式であり、これらの式の特徴は、質量流量の変化に対して液滴付着係数の変化が小さい事である。

上に述べた傾向は質量流量を増やしても（2000kg/m²s）あまり変わらない。上限値に近いグループ（I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanrattyの式）の値はやや大きくなるが、下限値に近いグループ（T.Saito et al.の式、Harwell(Whalley et al.)の式）の値はあまり変わらない。

質量流量を減らすと（500Kg/m²s）各相関式の値のばらつきはやや小さくなる（0.01から0.07の間）、これは上限値に近いグループ（I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanrattyの式）の値が小さくなり、下限値に近いグループ（T.Saito et al.の式、Harwell(Whalley et al.)の式）の値はあまり変わらない為である。但し、クオリティへの感度の大きいP.Andreussiの式、菅原の式はこの上、下限値よりもかなりはずれる場合がでてくる。

液滴付着係数に及ぼす管径の影響については、ここでの計算範囲（5mmから20mm）では殆どその影響が見られなかった。

次に圧力を下げた場合（10気圧）には、70気圧の場合に比べ液滴付着係数の値はより大きくばらつくようになる（0.01から1.0の範囲あるいはそれ以上）。70気圧において下限値に近いグループ（T.Saito et al.の式、Harwell(Whalley et al.)の式）であったものの値はそれほど大きくかわらないが、たの相関式の値は圧力の低下に伴って大きく増加する。特に70気圧において上限値に近いグループ（I.I.Paleev & B.S.Filip

povichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanratty の式)であった各式の値の増加が著しい。このことより、従来の相関式は特に圧力の低いところでの予測精度に特に改善すべき点が多くあることがわかる。勿論、高圧下においても相関式の間のばらつきは大きく、相関式の予測精度をより高めていく必要がある。

4.4.2 液滴付着係数とクオリティ（蒸気流量）の関係における相関式の相互比較

上で述べたように、クオリティは蒸気流量に直接関係付けられるので、クオリティの影響は、すなわち蒸気流量（気相流量）の影響である。液滴付着係数とクオリティとの関係を示す図4. 15から図4. 36から各相関式について次のような傾向が読み取れる。

まずクオリティに対する依存性であるが、殆どの相関式は（L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、K.Goldmann et al. の式、I.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、波江、植田の式、柳井の式、D.D.McCoy & T.J.Hanratty の式、P.Andreussiの式、Harwell (G.F.Hewitt & P.B.Whalley)の式、菅原の式) クオリティの増加とともに液滴付着係数も増加する。これらの式はいずれも気相流束の項を陽または陰に含んだ形となっている。一方、小数ではあるがクオリティに依存しない相関式も見られる（T.Saito et al. の式、Harwell(Whalley et al.) の式）。これらの式においては液滴付着係数は物性値や、液滴濃度のみの関数として与えられている。しかしながら、ここで検討した殆どの式、多くの実験データは、液滴付着係数の気相流束への依存性を示しており、物理的意味から考えても気相流束へのある程度の依存性は考えた方がよいのではないかと思われる。

上に述べたように殆どの相関式がクオリティ即ち気相流束に依存する傾向を示しているがその依存の程度にはかなりの開きがある。まず、気相流束に対する依存性の大きいものとしてはL.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、波江、植田の式、P.Andreussiの式、菅原の式がありこれらの式では液滴付着係数は気相流束の1乗から1.2乗に比例して増加する。一方、気相流束への依存性が小さいものとしては柳井の式、Harwell (G.F.Hewitt & P.B.Whalley)の式があり、これらの式では液滴付着係数は気相流束の0.5乗に比例して増加している。このように液滴付着液数のクオリティ（気相流束）に対する依存性は大きくばらついており、より信頼性を高めるひとつようがある。

エントレイメント比に対する影響のところでも述べたように、各相関式から予測される

液滴付着係数は高圧（70気圧）では、0.01から0.1の範囲にばらついている。このうち、上限値に近い値を示すものはI.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanrattyの式であり、下限値に近い値を示すものはT.Saito et al.の式、Harwell(Whalley et al.)の式である。上限値と下限値の開きは、エントレインメント比が小さい領域では大きく、エントレインメント比が大きくなるにつれ小さくなる傾向を示している。またクオリティが小さい所では、上限値と下限値の差は小さいが、クオリティが大きくなるにつれその差は広がっていく傾向にある。これは、気相流束に対する依存性に各相関式の間でかなりの開きがあるためである。

質量流量の影響については質量流量の減少とともに液滴付着係数は小さくなる。特に上限値に近いグループの相関式の値が小さくなり、下限値に近いグループの相関式の値はあまり変化しないため相関式間のばらつきは小さくなる傾向を示す。

流路径の影響についてはここでの計算範囲（5mmから20mm）では、液滴付着係数とクオリティの関係にはほとんど影響が見られなかった。

低い圧力（10気圧）で計算を行うと上限値に近い値を示すものはI.I.Paleev & B.S.Filippovichの式、L.G.Alexander & C.L.Coldrenの式、D.D.McCoy & T.J.Hanrattyの式は特に大きな値を示すようになり（液滴付着係数が1以上）、従って相関式の間でのばらつきも非常に大きくなる。

4.5 おわりに

以上、現在までの代表的な液滴付着係数の相関式の定量的な相互比較を行った結果から次のようなことが、液滴付着係数の予測性能の現状について導かれる。まず現在までの様々な相関式は液滴濃度、気相流束に対する依存性が大きく異なり、液滴付着係数の値も1オーダーから2オーダー程度のばらつきがある。とくに気相流束が大きい場合、圧力が小さい場合にばらつきが大きい。

しかしながら、圧力が高く（70気圧）、質量流量が比較的小さく（ $500 \text{ Kg/m}^2 \text{ s}$ ）、クオリティ、エントレインメント比ともに大きい場合には、各相関式の間でのばらつきは比較的小さくなっている。これらの条件は典型的な原子炉でのドライアウト条件に近いものであり、現実的には従来様々な相関式を用いてドライアウト熱流束がある程度の精度で

予測できていたものと考えられる。

F I D A S に用いられている液滴付着係数の式は、クォリティやエントレインメント比に対する依存性について種々の相関式の平均的な傾向をよく表しており、特に高圧の現実的なドライアウト条件近くでは平均的な液滴付着液数を与えていることがわかる。しかしながら、同時にF I D A S に用いられている液滴付着係数の式は気相流束に対する依存性が大きく低圧や低クォリティの場合に他の相関式からのずれが大きくなる傾向も見られる。今後はこうした領域にたいしても適用可能なように相関式を改善していく必要があると考えられる。

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.200$

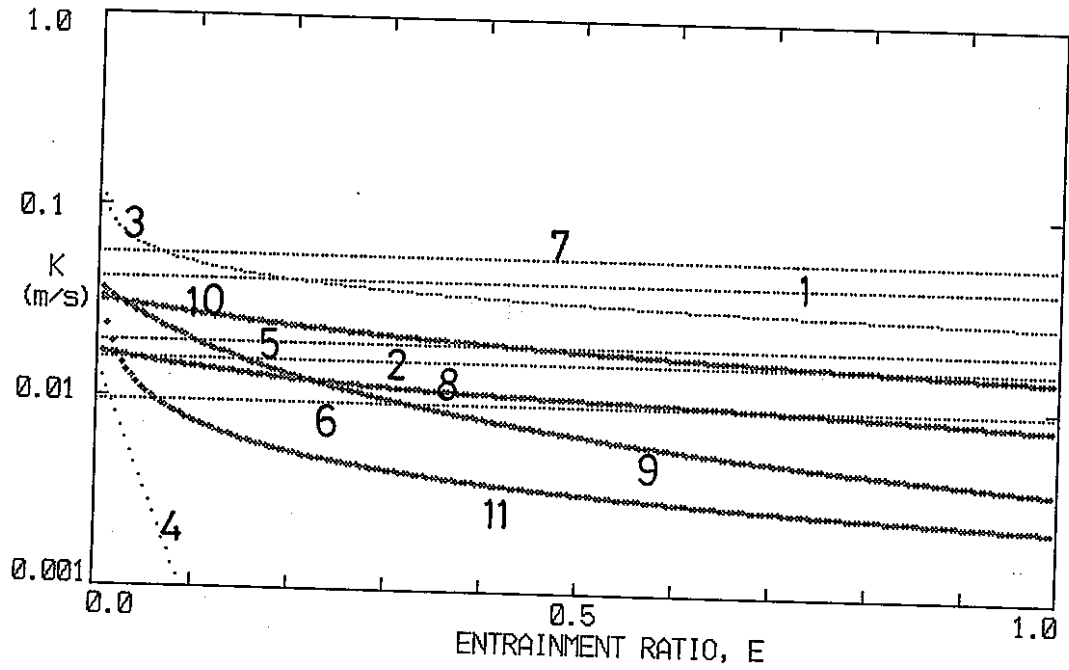


图 4. 1

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.400$

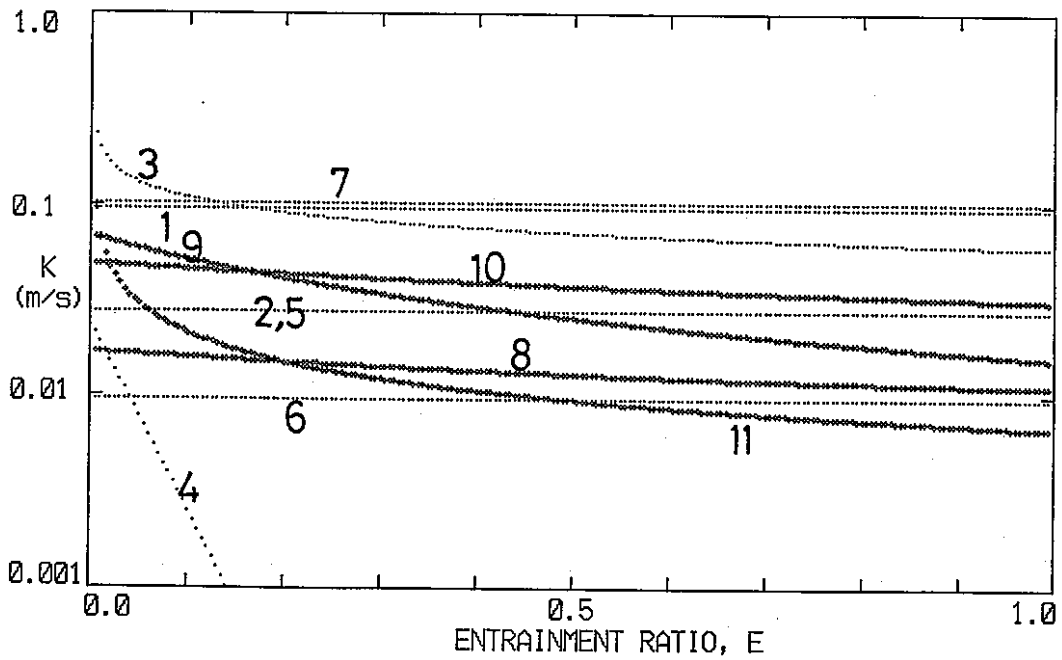


图 4. 2

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.600$

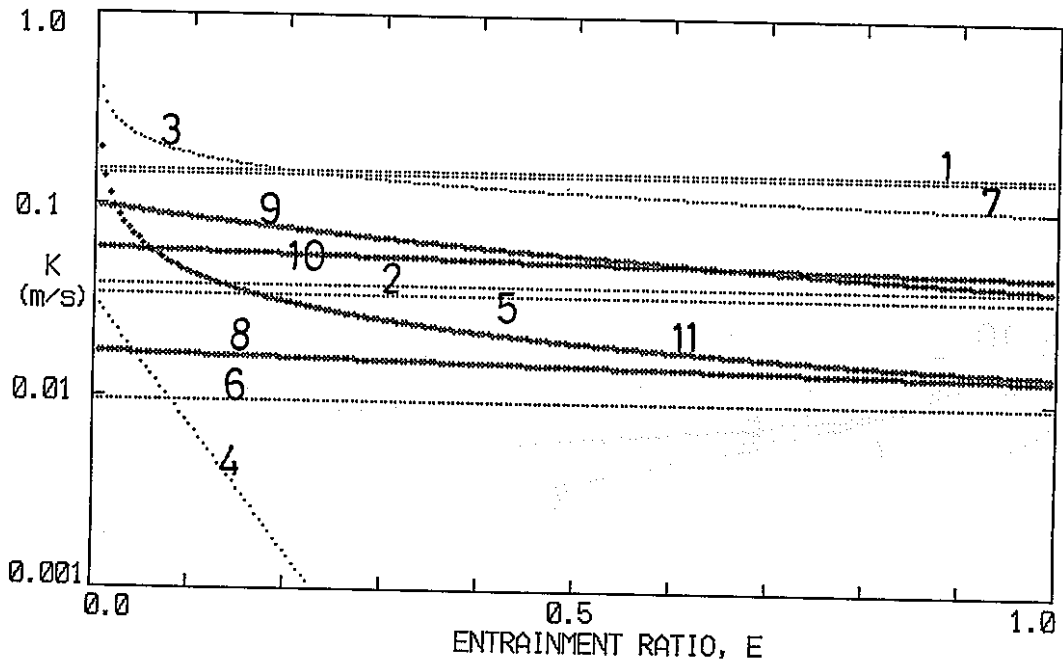


图 4. 3

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=2000Kg/m^2s$, $X=0.200$

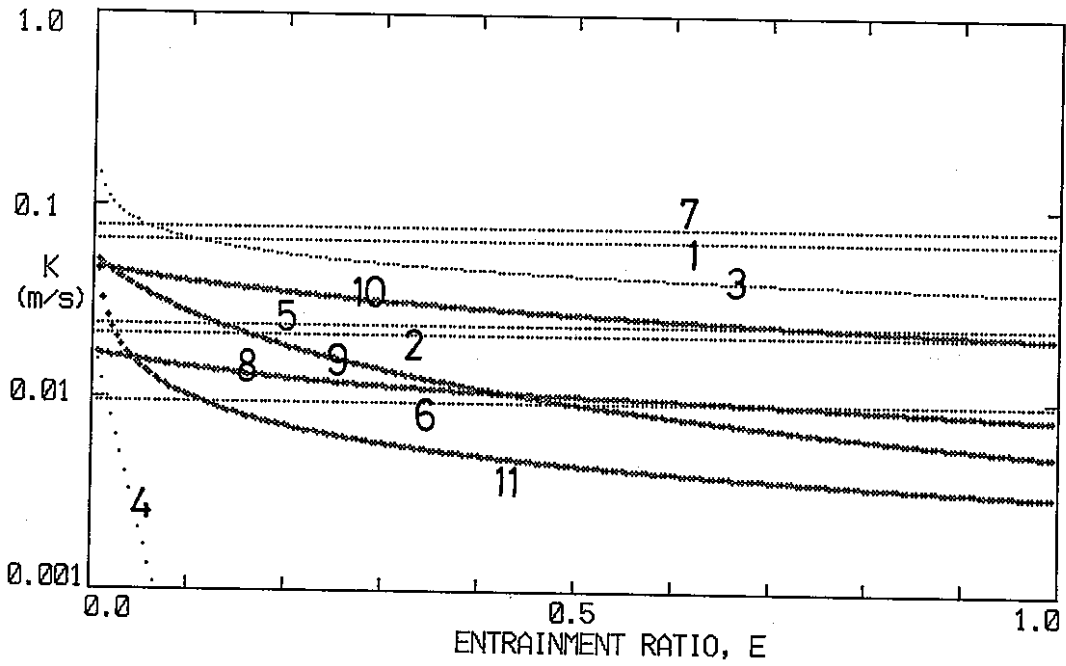


图 4. 4

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=2000Kg/m^2s$, $X=0.400$

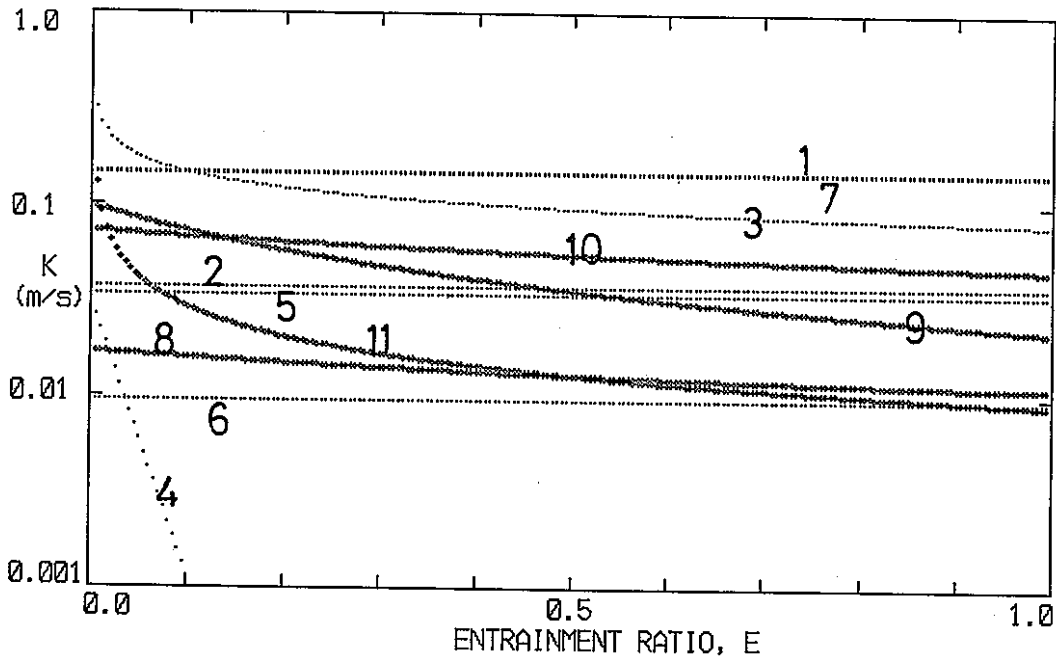


图 4. 5

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=2000Kg/m^2s$, $X=0.600$

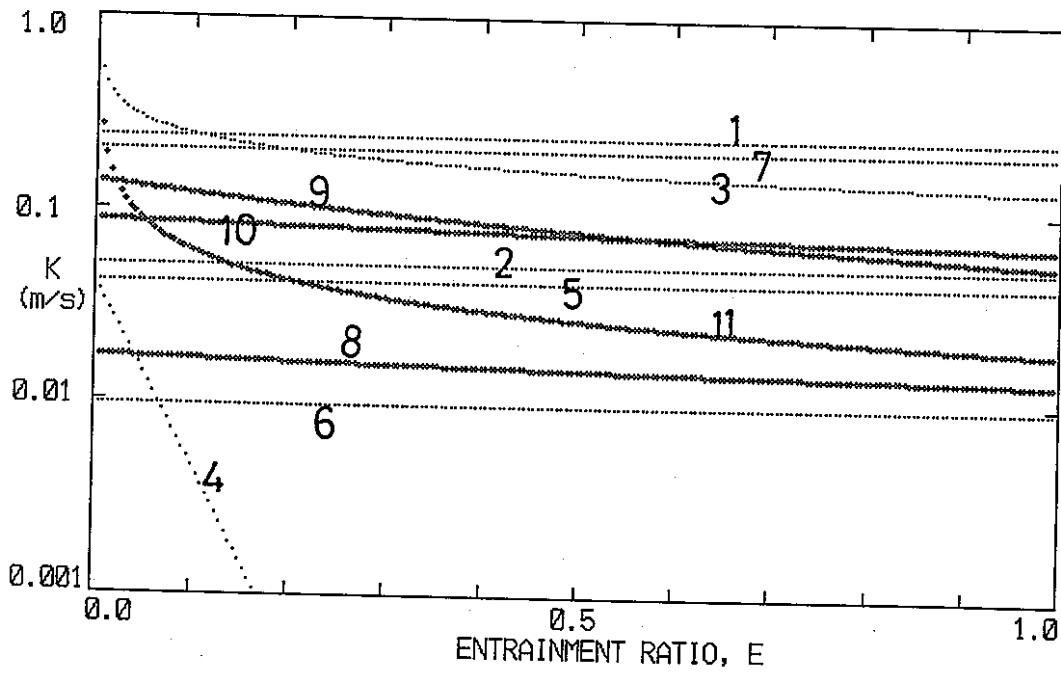


图 4. 6

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=500Kg/m^2s$, $X=0.200$

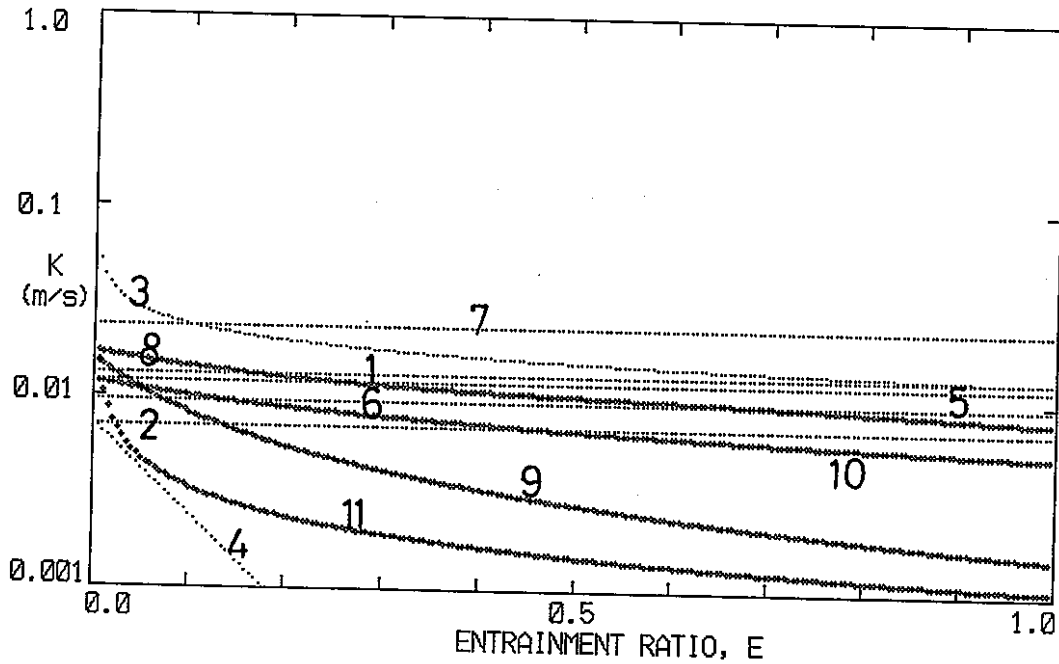


图 4. 7

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=500Kg/m^2s$, $X=0.400$

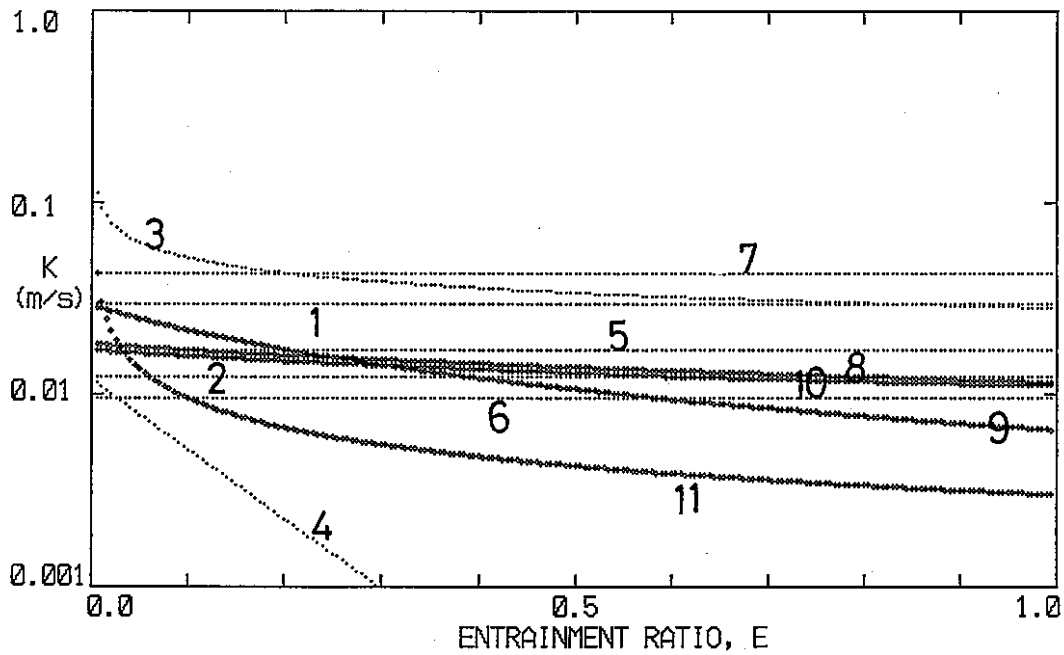


图 4. 8

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=500Kg/m^2s$, $X=0.600$

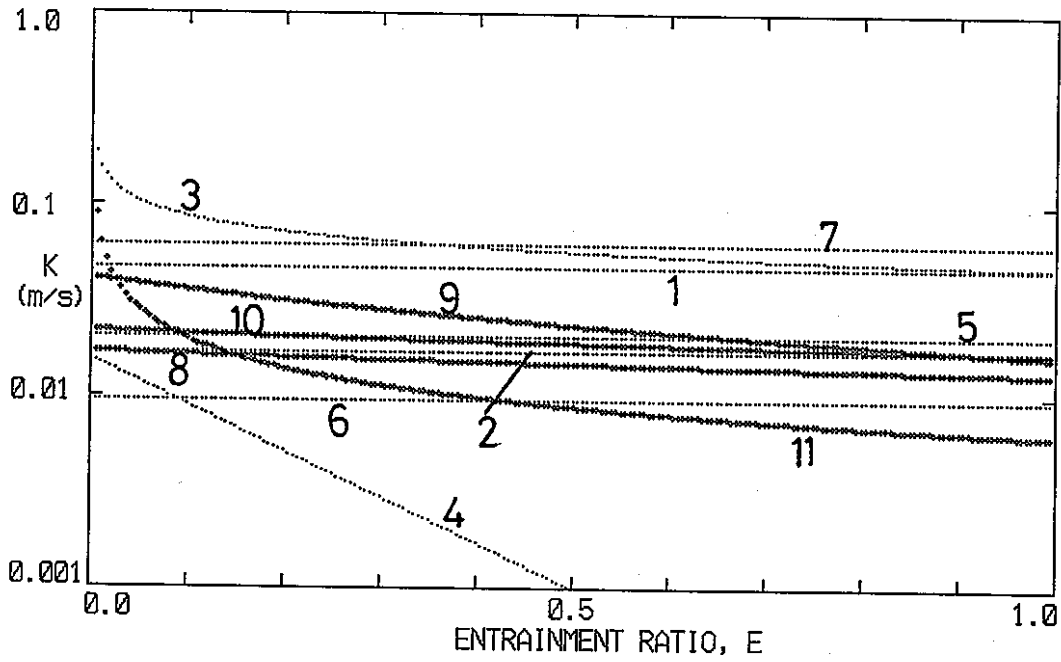


图 4. 9

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0050m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.400$

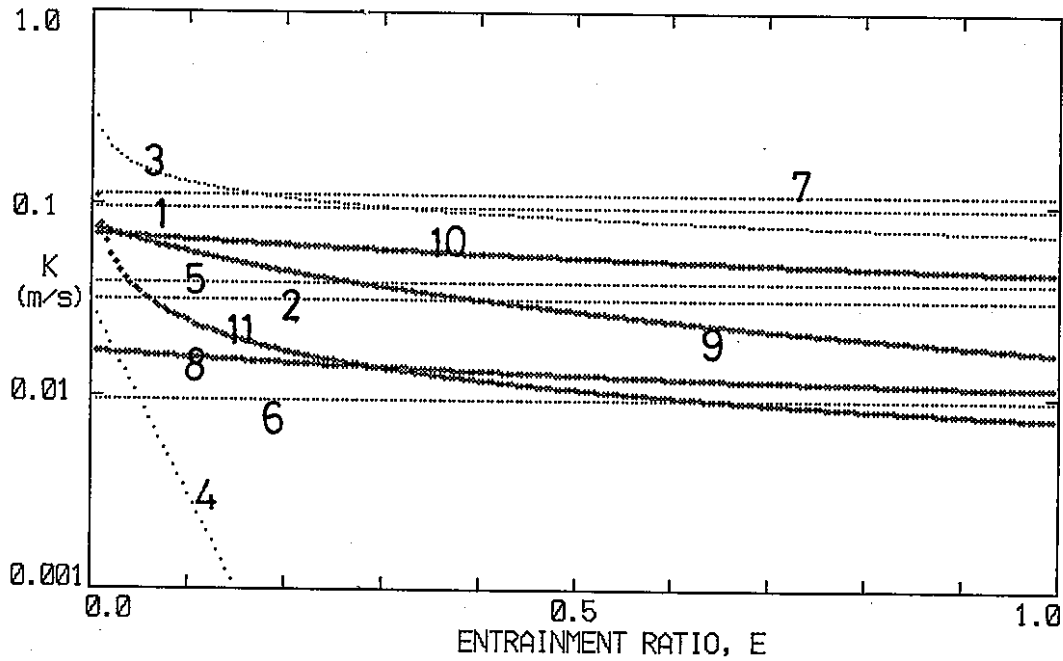


图 4. 10

$P=0.7091E+07Pa$, $D=0.0200m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.400$

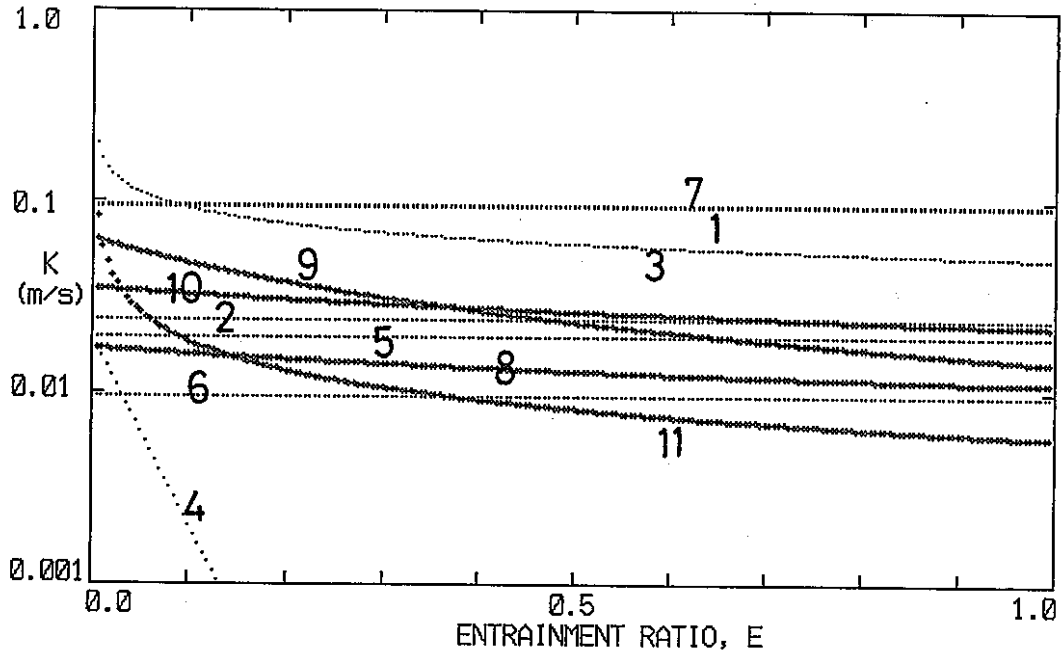


图 4. 1 1

$P=0.1013E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.200$

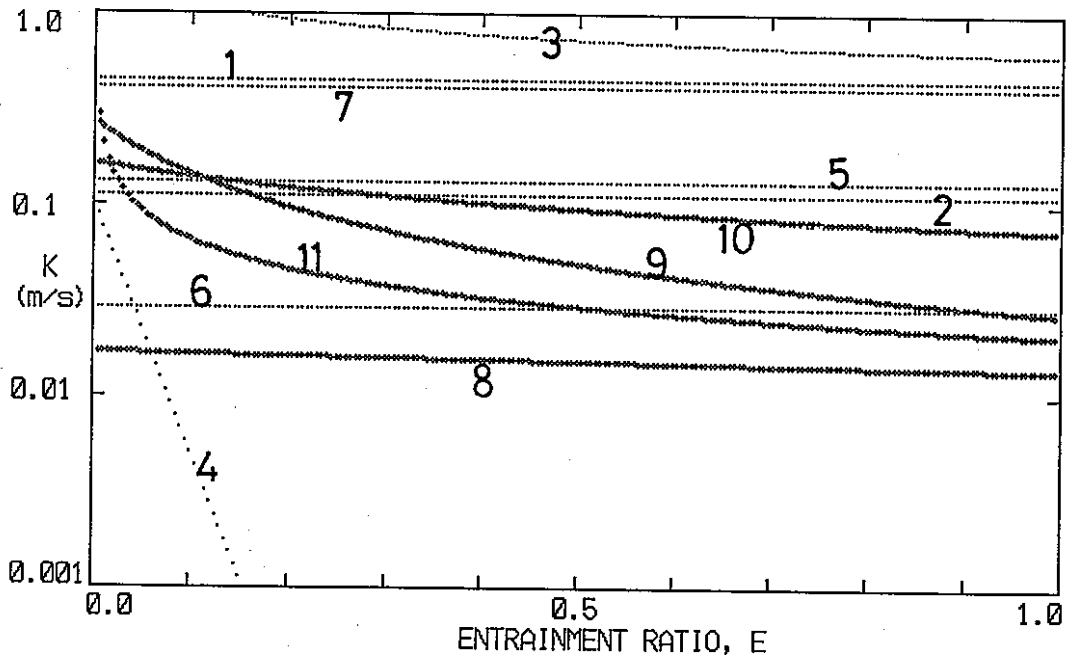
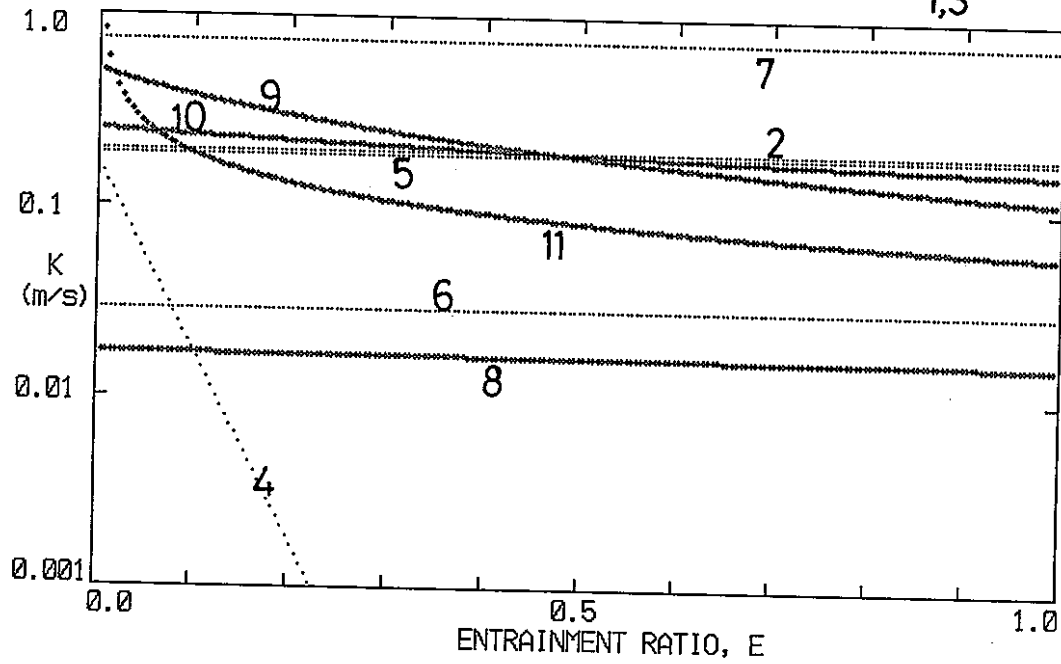


图 4. 1 2

$P=0.1013E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.400$

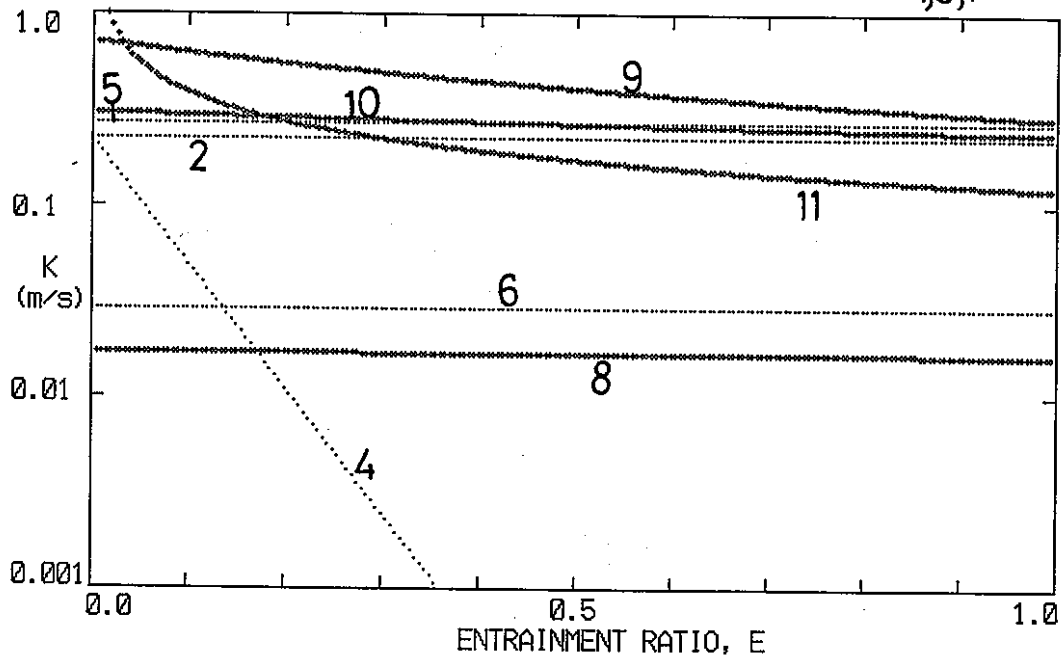
↑
1,3



☒ 4. 1 3

$P=0.1013E+07Pa$, $D=0.0100m$, $G=1356Kg/m^2s$, $X=0.600$

↑
1,3,7



☒ 4. 1 4

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=2000$ Kg/m²s, $E=0.050$

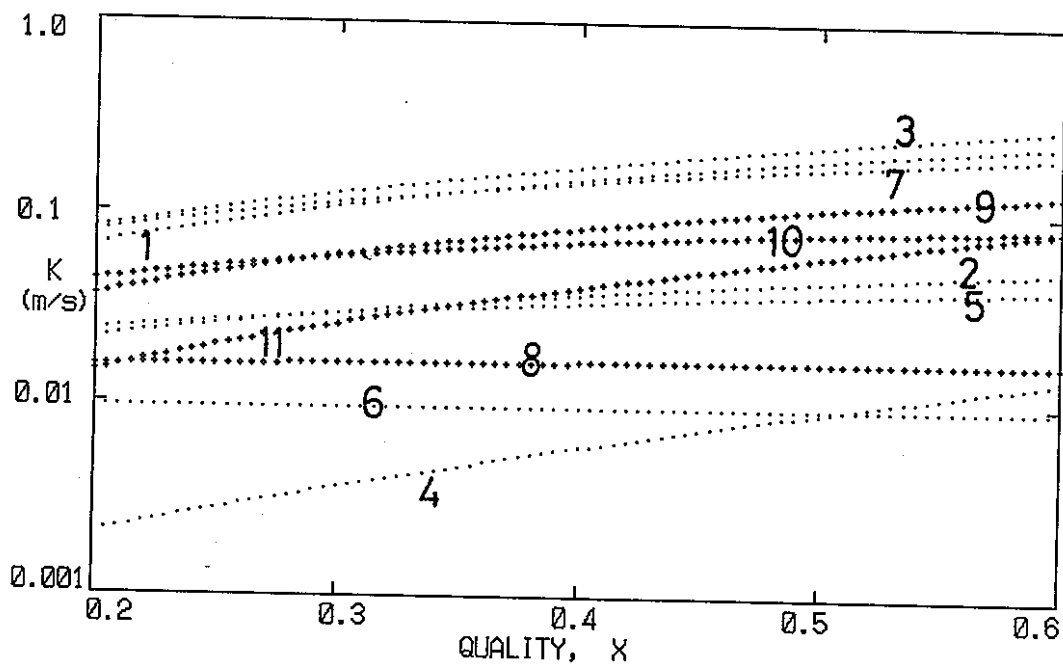


图 4. 15

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=2000$ Kg/m²s, $E=0.100$

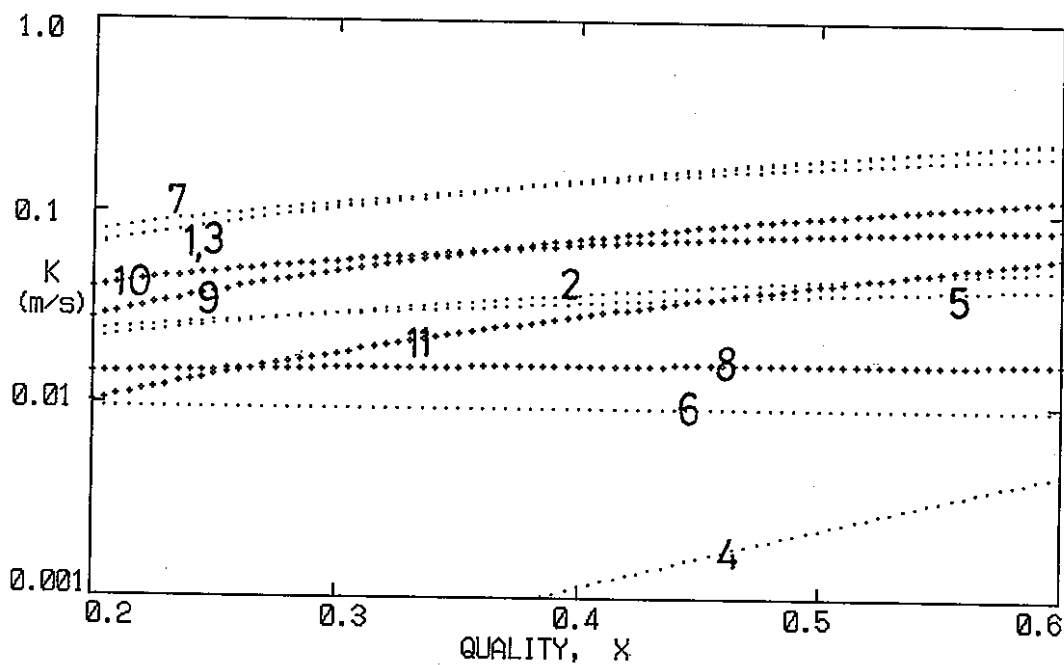


图 4. 16

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=2000$ Kg/m²s, $E=0.200$

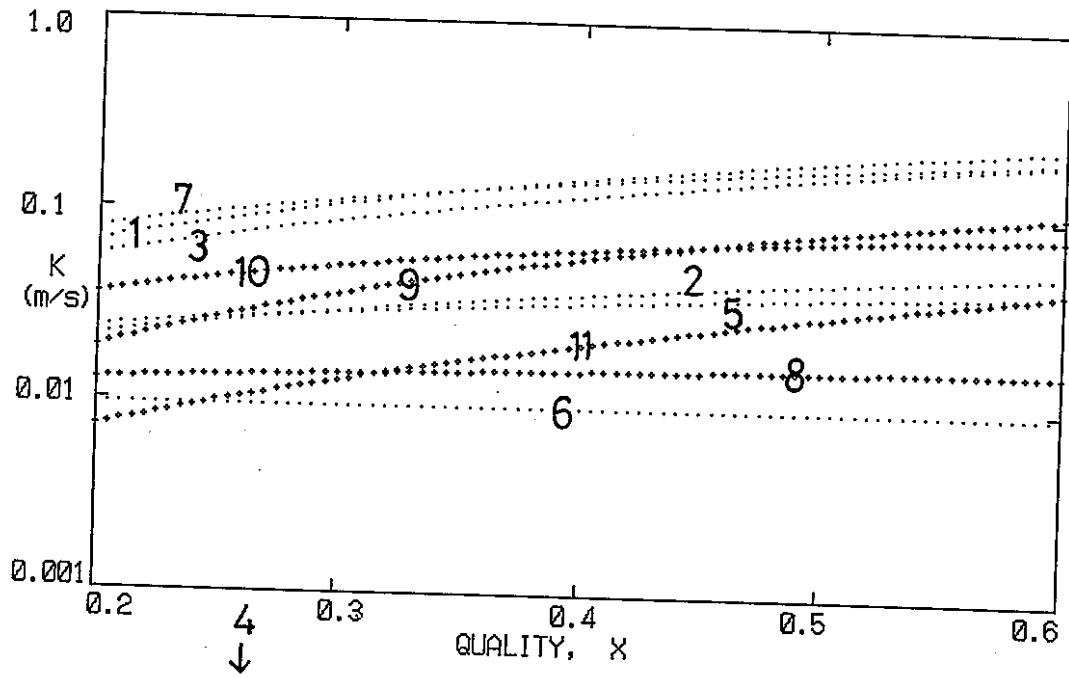


图 4. 1 7

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=2000$ Kg/m²s, $E=0.500$

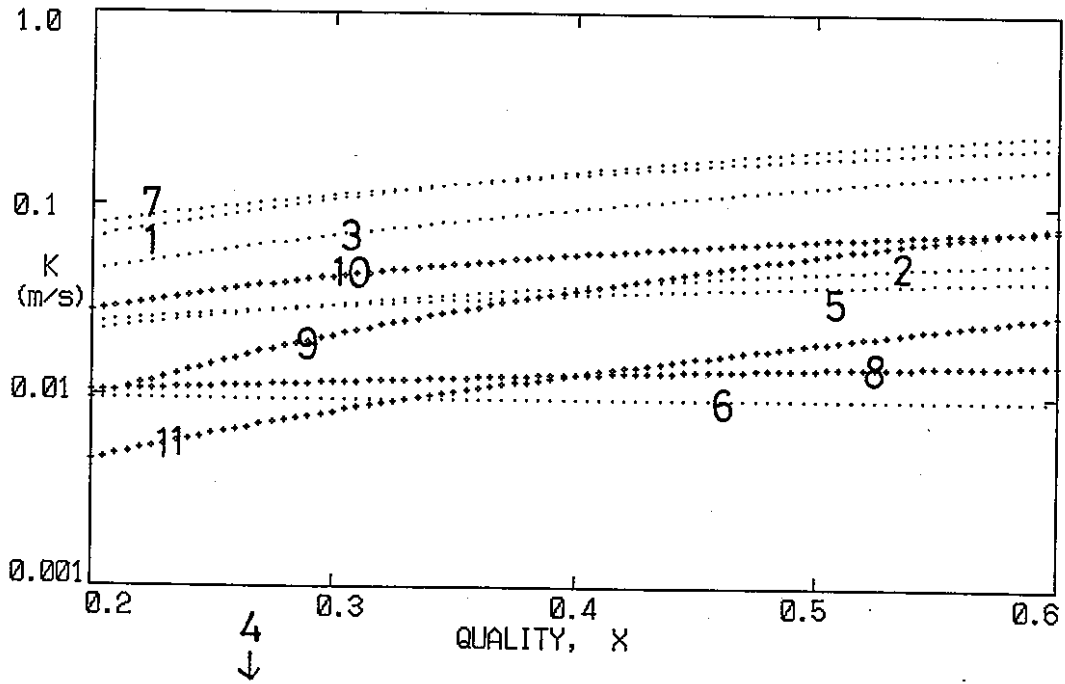


图 4. 1 8

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=2000$ Kg/m²s, $E=0.800$

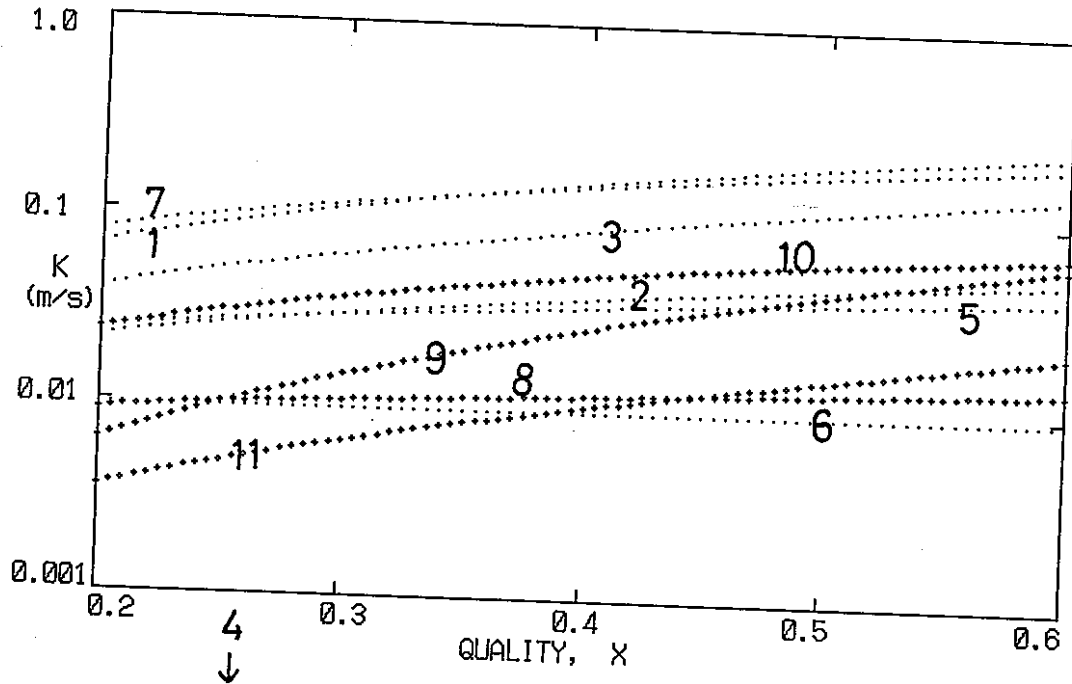


图 4. 19

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.050$

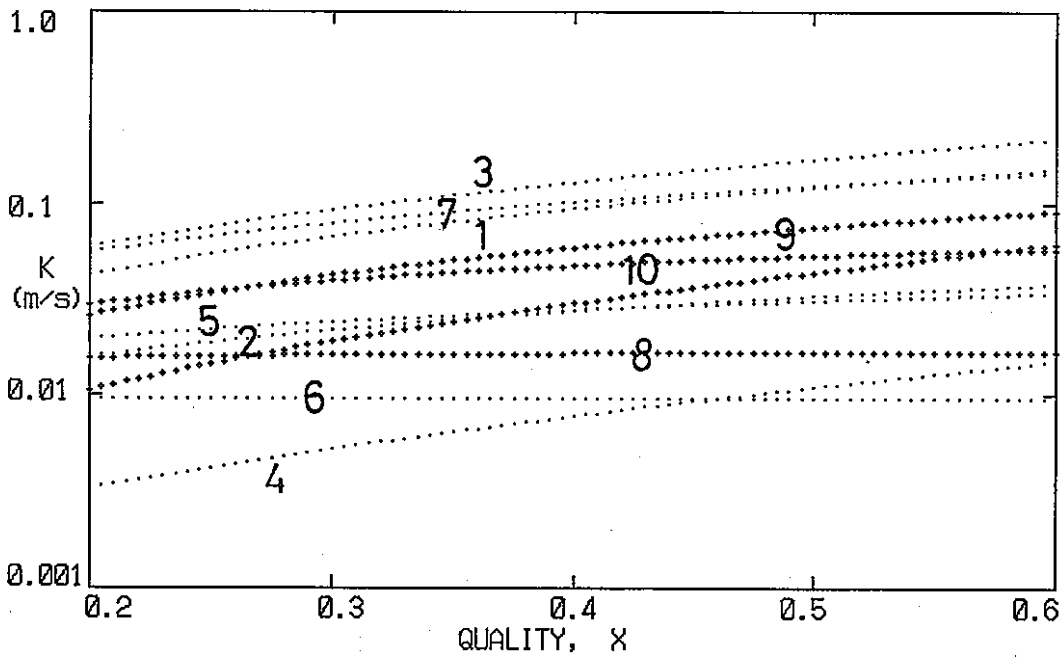


图 4. 20

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.100$

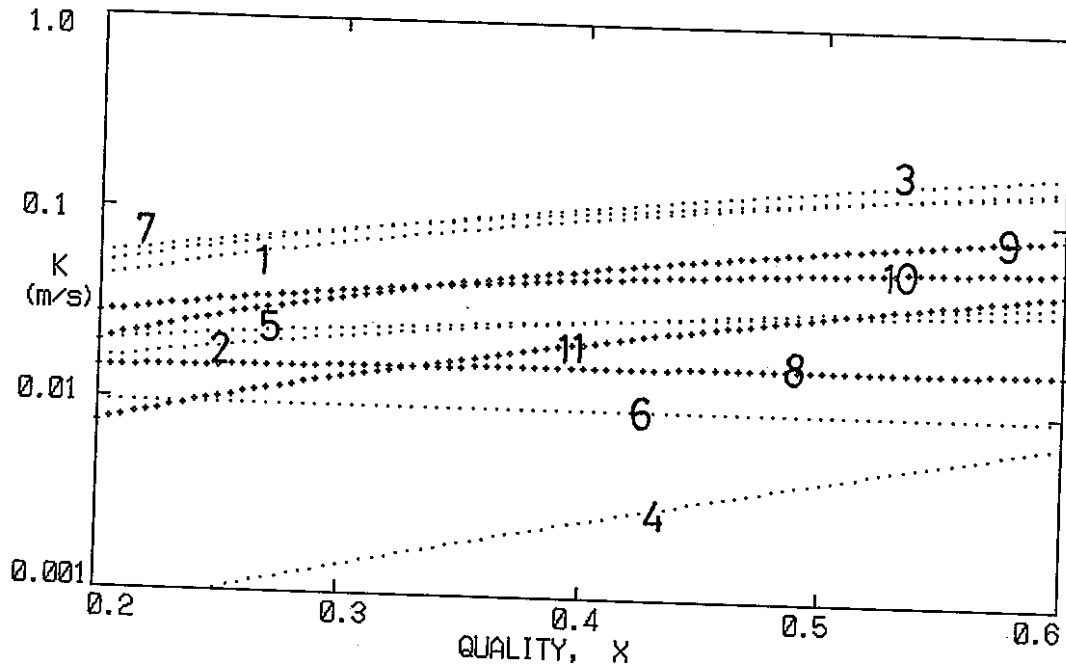


图 4. 2 1

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.200$

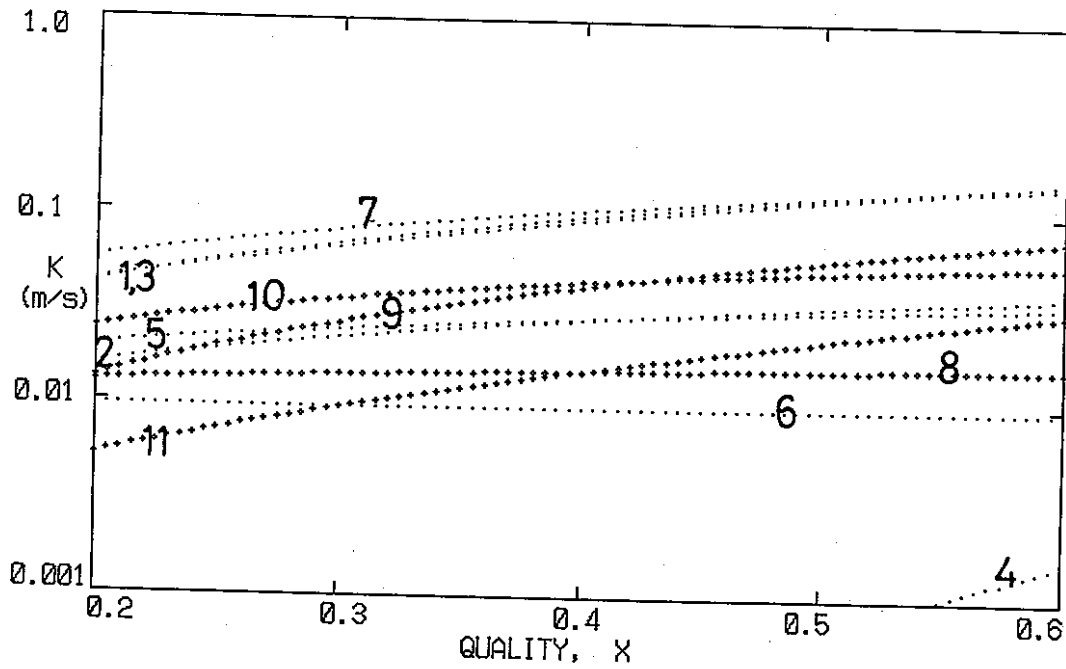


图 4. 2 2

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.500$

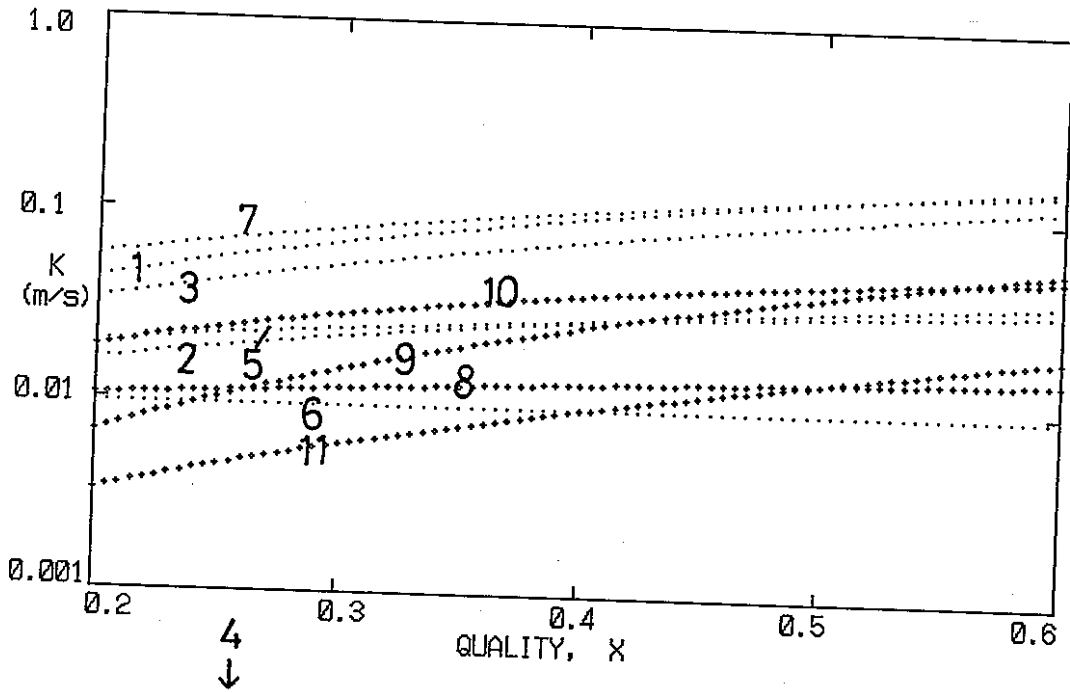


图 4. 2 3

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.800$

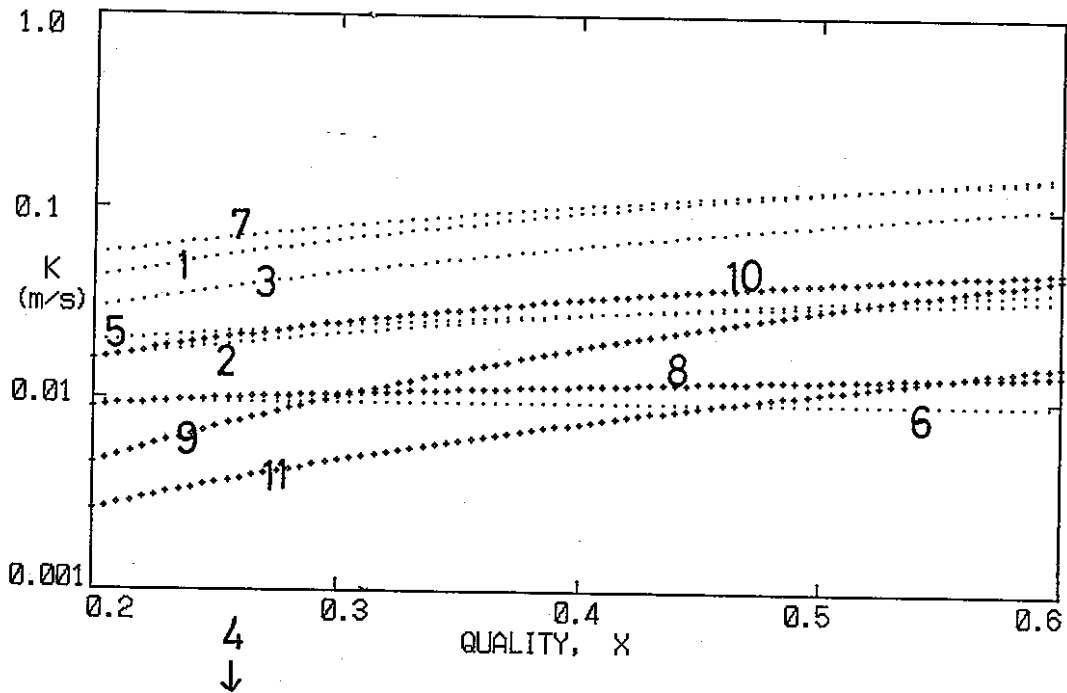


图 4. 2 4

$P=0.7091E+07 \text{ Pa}, D=0.0100 \text{ m}, G= 500 \text{ Kg/m}^2\text{s}, E=0.050$

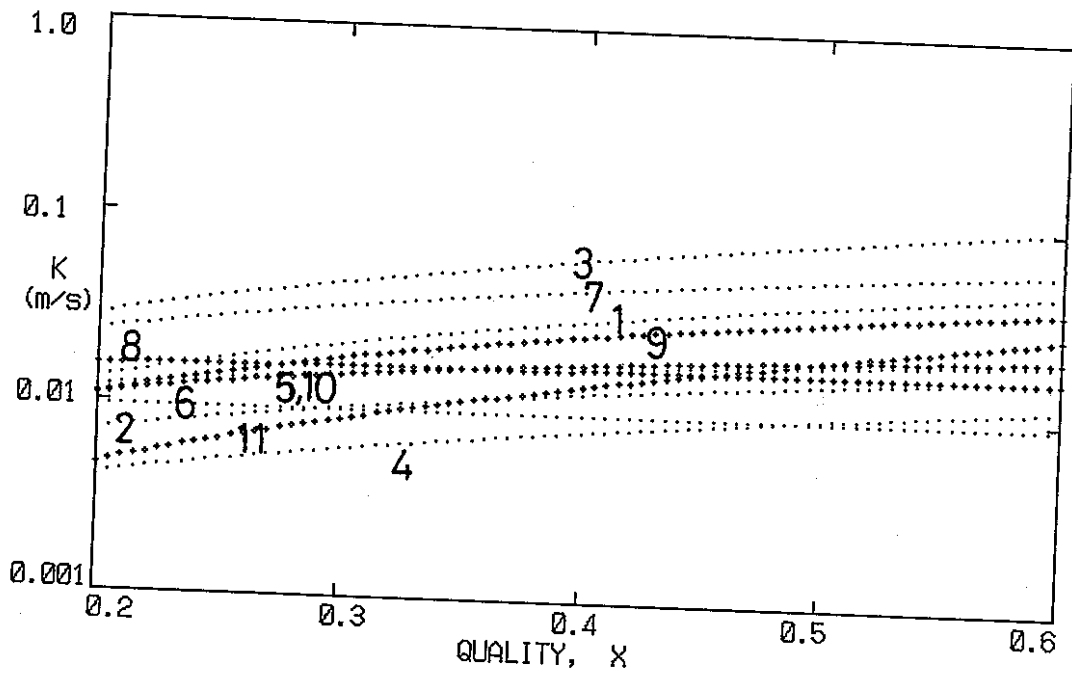


图 4. 2 5

$P=0.7091E+07 \text{ Pa}, D=0.0100 \text{ m}, G= 500 \text{ Kg/m}^2\text{s}, E=0.100$

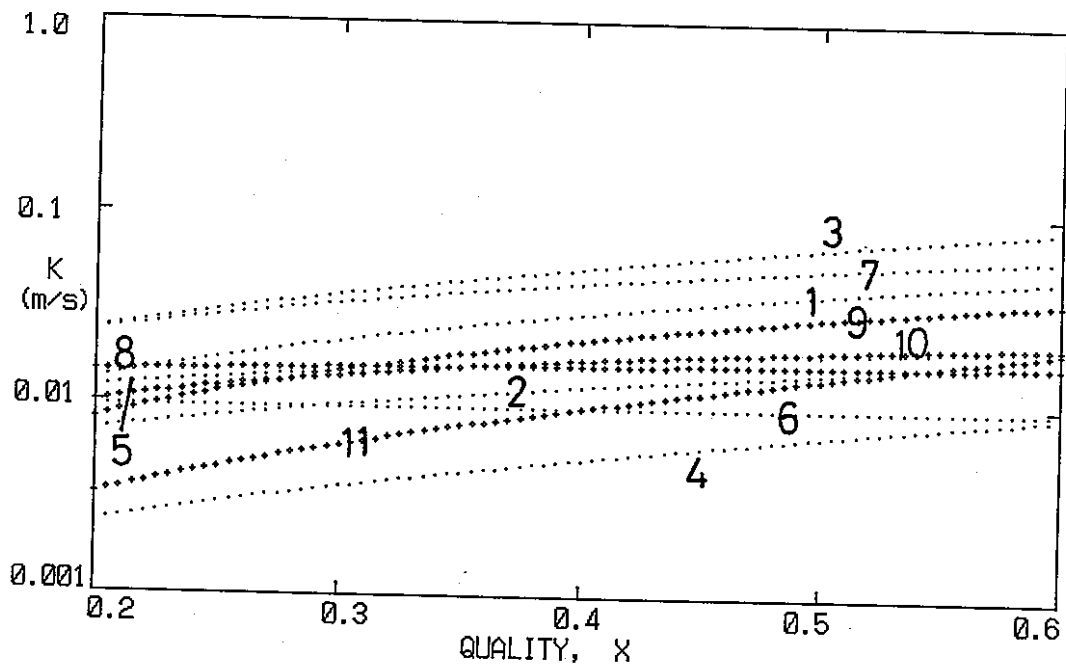


图 4. 2 6

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G= 500$ Kg/m²s, $E=0.200$

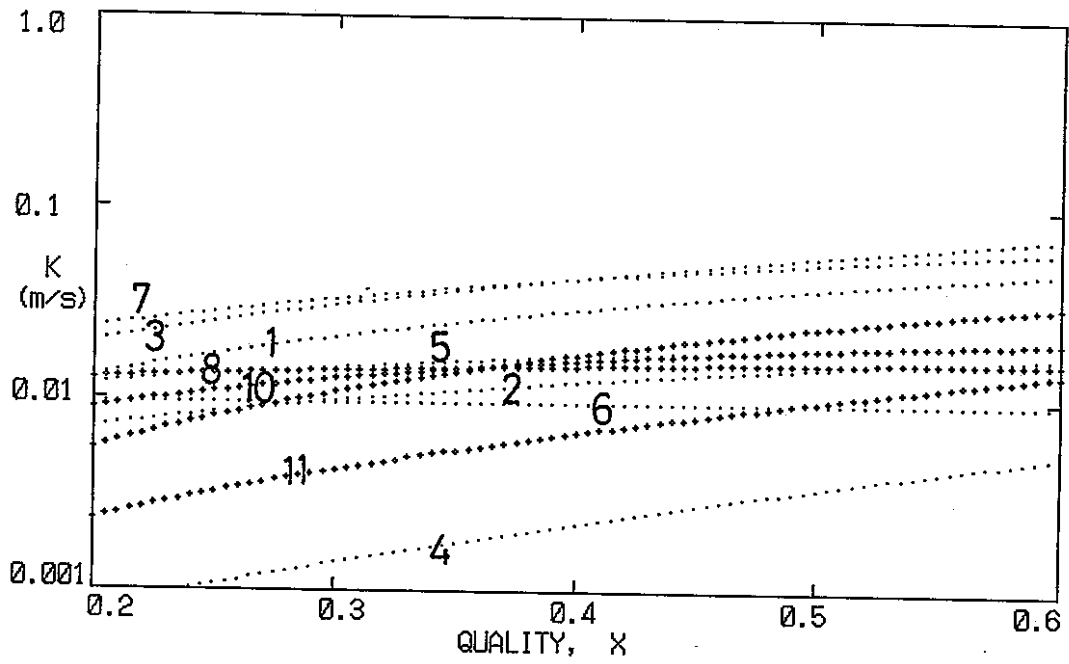


图 4. 2 7

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G= 500$ Kg/m²s, $E=0.500$

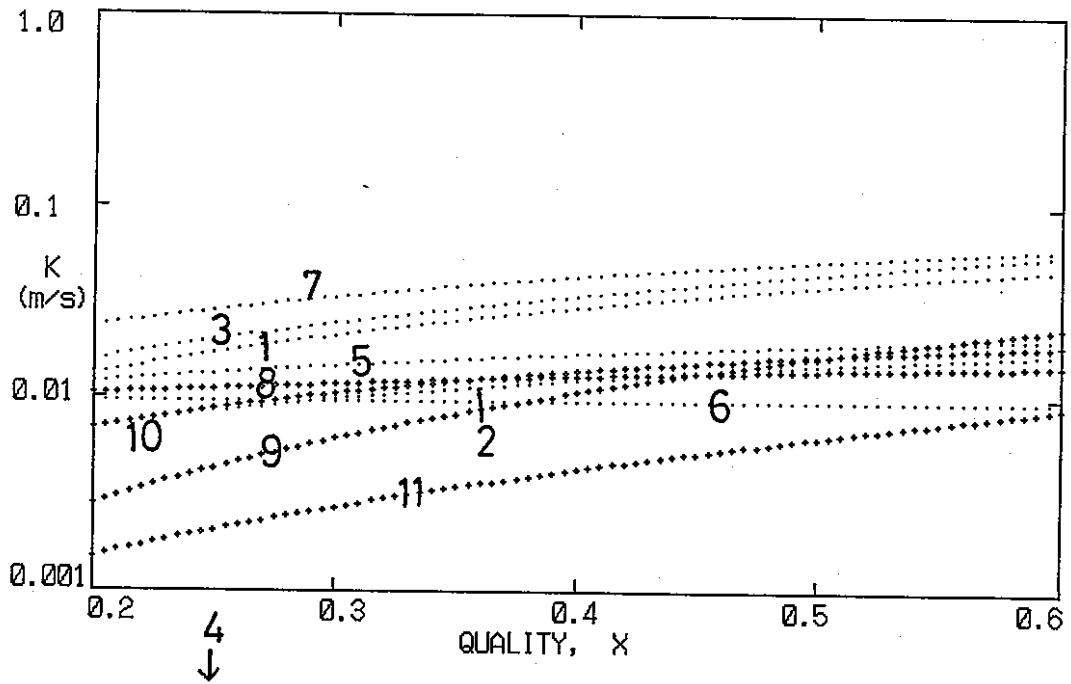


图 4. 2 8

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=500$ Kg/m²s, $E=0.800$

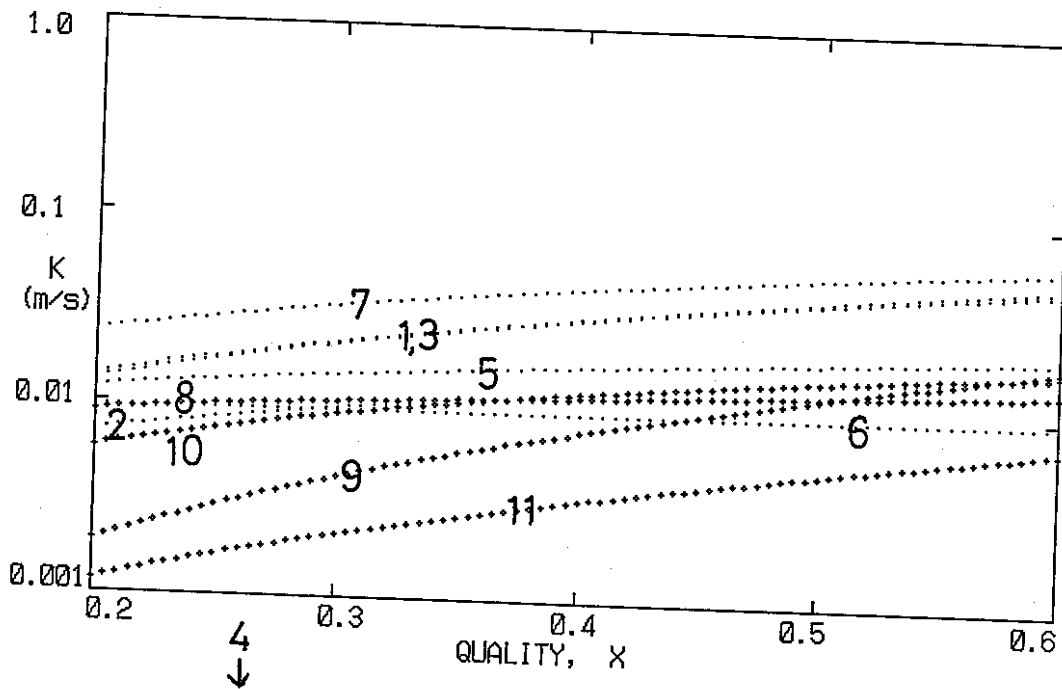


图 4. 2 9

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0050$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.100$

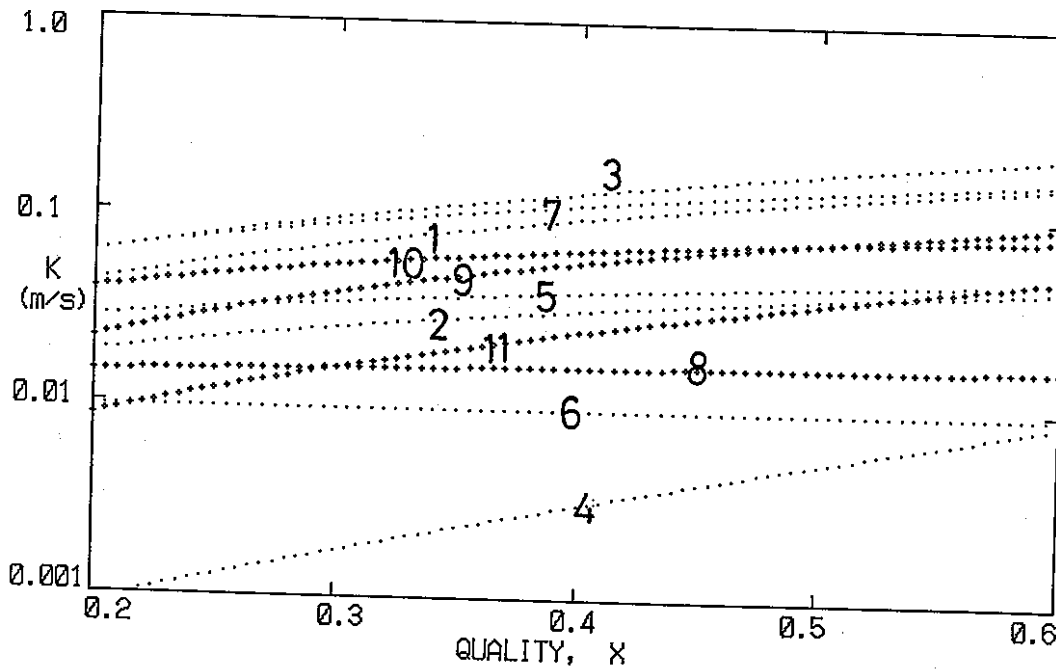


图 4. 3 0

$P=0.7091E+07$ Pa, $D=0.0200$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.100$

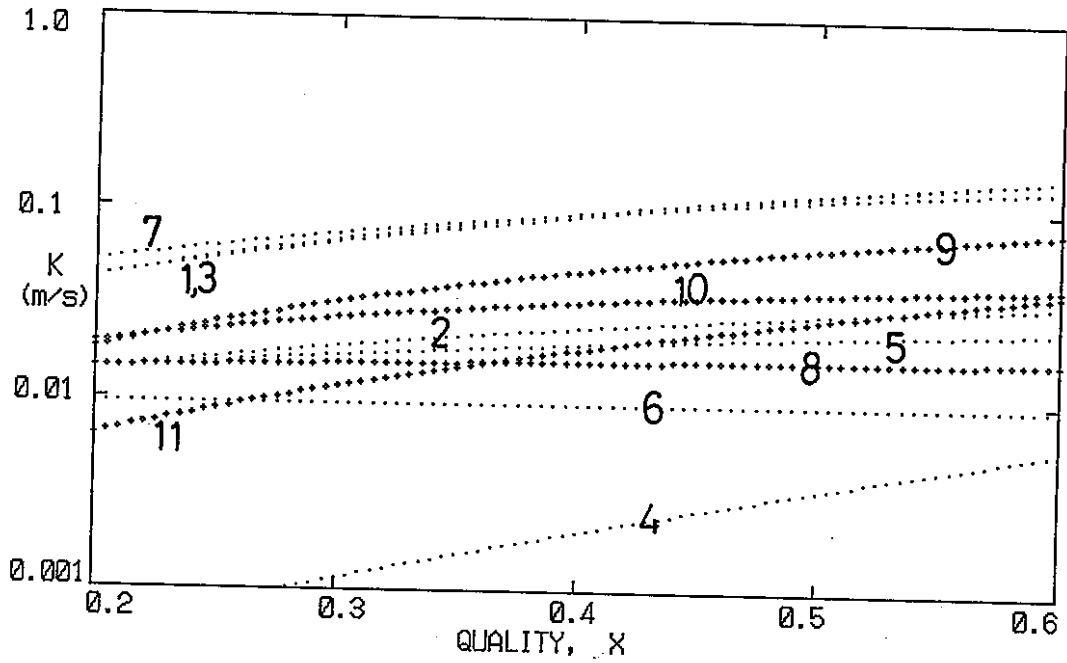


图 4. 3 1

$P=0.1013E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.050$

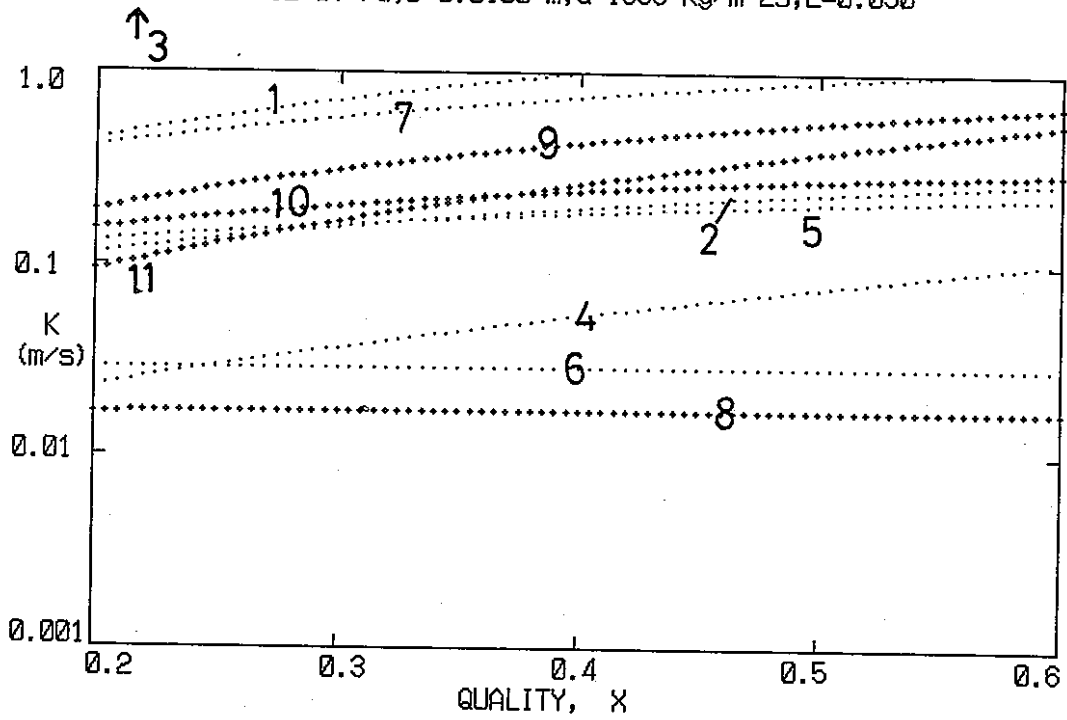


图 4. 3 2

$P=0.1013E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.100$

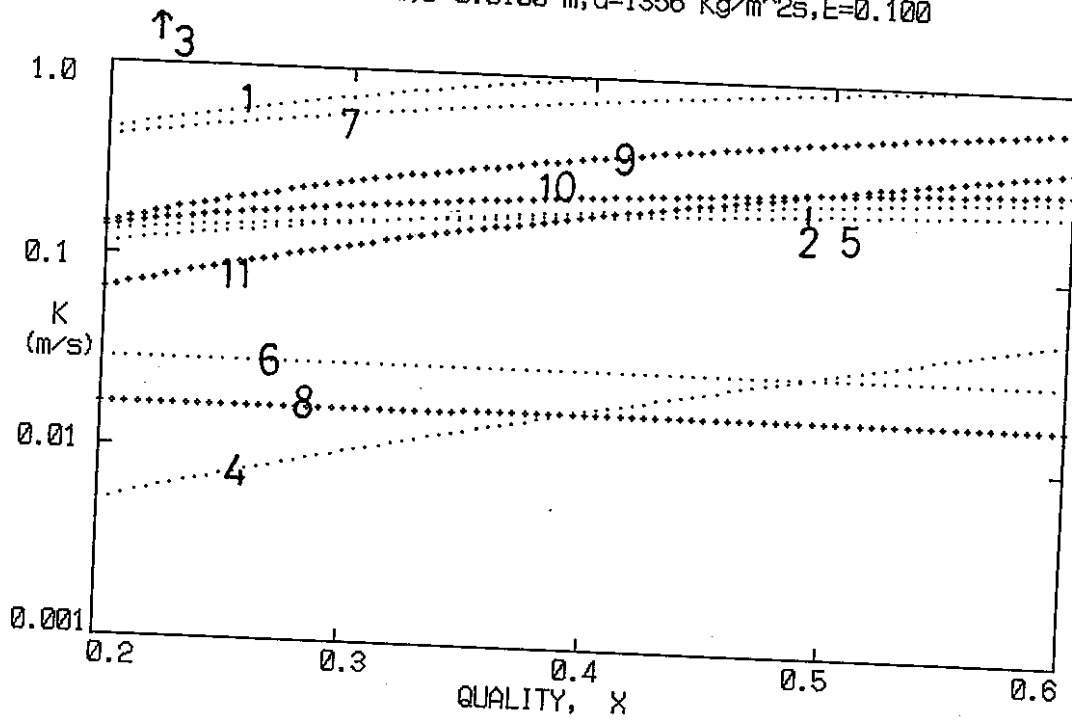


图 4. 3 3

$P=0.1013E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.200$

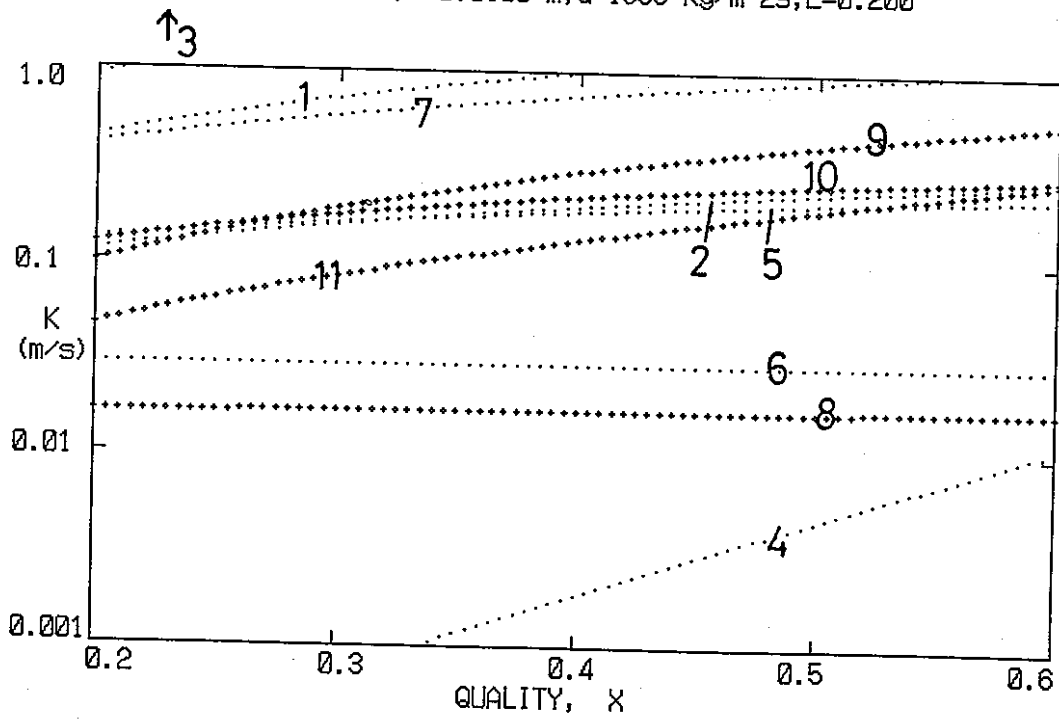


图 4. 3 4

$P=0.1013E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.500$

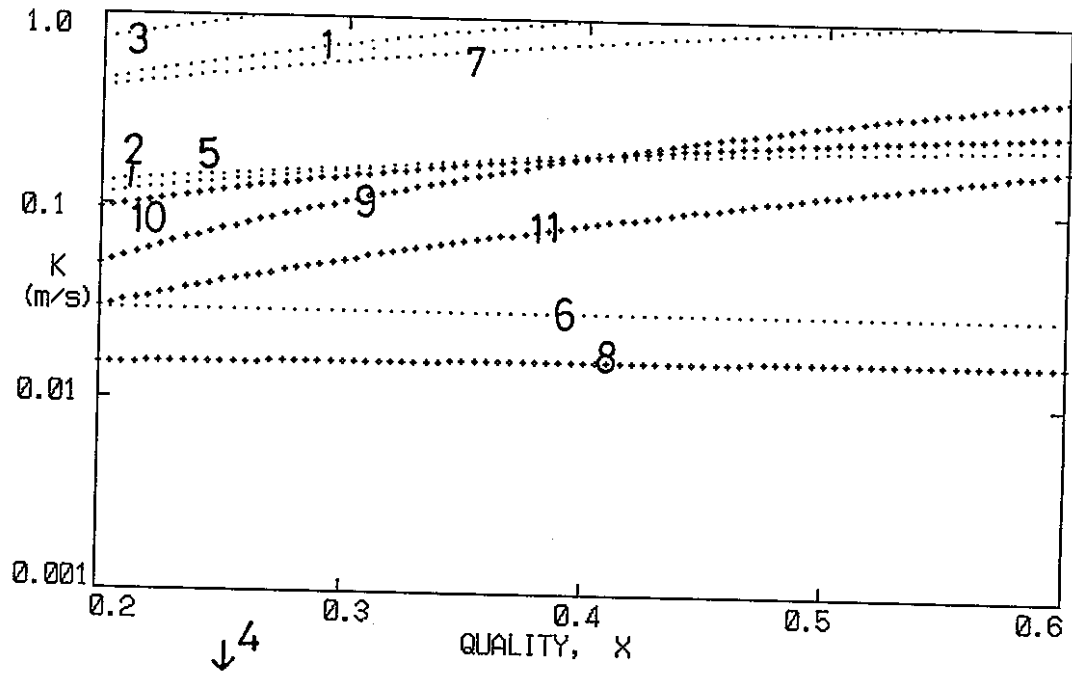


图 4. 3 5

$P=0.1013E+07$ Pa, $D=0.0100$ m, $G=1356$ Kg/m²s, $E=0.800$

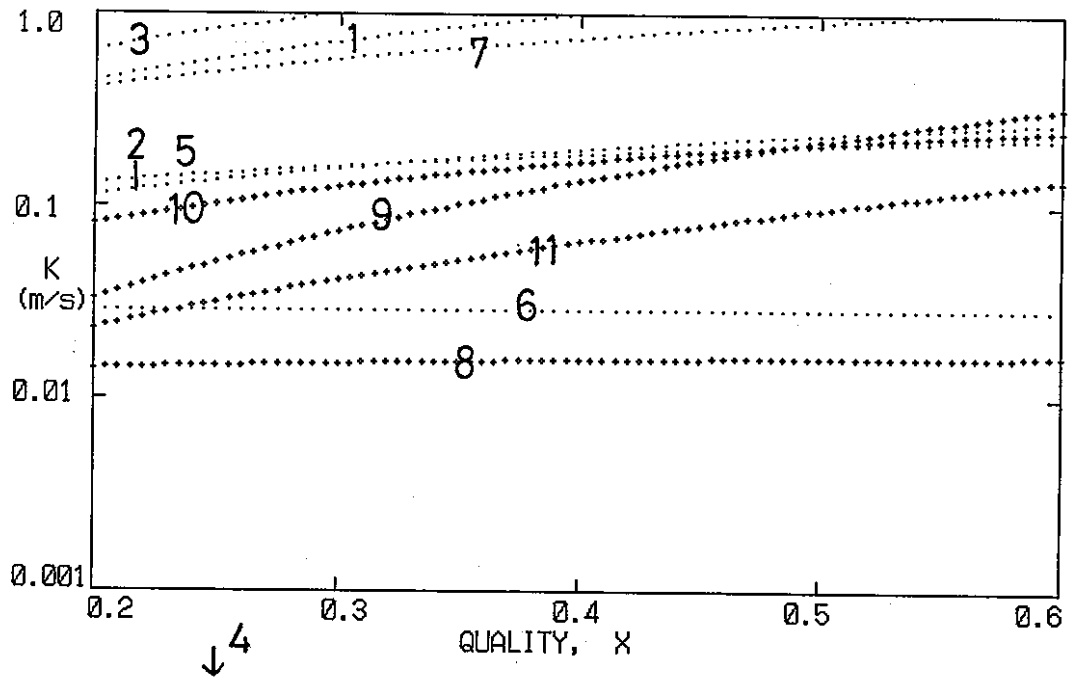


图 4. 3 6

5. 実験的研究に関する調査検討

(岡田)

5.1 はじめに

環状噴霧流は、液流量に比べて、気体流量が非常に大きい場合の流れであり、この方面の二相流動・熱伝達の研究は最近のエネルギー有効利用技術の発展とともに活発に行なわれ、データの蓄積と整理式の検討・整備が進められている。しかし、これらの大部分は流動が安定した領域に関するものであり、直管の場合においても気液両相の混合部近傍の流動とか、あるいは管路内に存在する曲がり・絞り・急拡大部などを通過する流動に関しては今後の研究に待つところが少なくない。このような領域では流れ方向に流動形態が変化し、液膜および液滴に関する流動の諸因子が変化するので、いわゆる安定流れとは別に検討・究明しなければならないものとする。

実際の工業上のプラントにおける気液二相流の流動条件は、プラントの種類、その容量ならびに作動条件などによって大きく異なるものであり、非安定流動を伴わない流れはほとんど無いといえる。たとえばガソリン機関の吸気管内における気化器後の燃料流動のような極端な場合には、気筒に至るまでの管路全体がこの非安定流動領域にあたるであろう。このように実際の機器内では空間的・経済的などの仕様上の制限から非安定流動の状態が利用されていることも多い。流れが安定していく過程についての十分な認識は、二相流の配管系の設計に必要であるばかりでなく、実験の有用性ならびに実験データの普遍性を確保するためにも、極めて重要である。

また、流れが安定していく過程は気液混合方式の違いにより大きく影響されるので、まず、各研究者に採用された気液混合方式を分類し、重要な混合部の構造等の例を、次に混合方式の違いによる環状噴霧流の軸方向変化の若干の例を紹介する。

5.2 環状噴霧流における気液混合方式の分類

環状噴霧流においては、種々の気液混合方式がその研究目的に応じて各研究者により採用されており、それらを G.F.Hewitt の分類⁽¹⁾ に準拠して図 5.1 に示すように大別する。

気液混合方式は（１）の Porous sinter による場合が非常に多い。ここでは種々のタイプの混合方式の例をとりあげて説明するために、シンポジウムなど口頭発表の論文も含めて資料として採用している。

（１）Porous sinter または Porous wall^{(2) ~ (29)}

気液混合部において、液体は多孔質焼結金属円管より円周上に液膜流として流入し、気体と混合する。全流量が最初は液膜を形成し、液滴が存在しない状態で気液の混合が始まる。混合後安定した均質の液膜流を形成することができ、液滴発生（Liquid entrainment）機構の検討に適する。また、気液の混合条件によっては非安定区間終了まで（二相流れが発達するまで）に極めて長い距離を要する。Porous sinter を採用した具体例を図 5.2⁽⁴⁾、図 5.3⁽⁵⁾、図 5.4⁽⁸⁾、⁽⁹⁾ および図 5.5⁽¹⁰⁾ に示す。

（２）Annular slot^{(22)、(30) ~ (32)}

液体は円周方向のスリットから液膜流として流入し、気体と混合する。その具体例を図 5.6⁽³⁰⁾ および図 5.7⁽³¹⁾ の示す。図 5.6 は S.F.Chien らが使用したものであり、内管を調整ネジで移動させスリットの間隔を変化させることにより、供給流量を変化させるようになっている。

（３）Center single jet^{(4)、(10)、(12)、(26)、(33)、(34)}

液体は管中央の円筒ノズルにより液柱流の形で流入し、気体と混合する。気液混合部では液膜は存在せず、供試液体がすべて見かけ上浮遊液滴となっている。主として浮遊液滴が管壁に付着していく過程の検討に利用される。その具体例を図 5.2⁽⁴⁾、図 5.5⁽¹⁰⁾ および図 5.8⁽³³⁾ に示す。

（４）Multi-jet^{(35)、(36)}

液体は複数の円筒ノズルより流入し、気体と混合する。この Multi-jet 型や前述の Center single jet 型は Porous wall 型や Annular slot 型よりも、より多くの浮遊液滴（Liquid entrainment）を発生させることができる。その具体例を図 5.9⁽³⁵⁾ および図 5.10⁽³⁶⁾ に示す。図 5.9 の霧化用多孔ノズルは 7 個の空気霧化ノズルから構成されていて、その内の 1 個が多孔ノズルの中心軸に、他の 6 個がそれを等距離に取り囲む正六角形の頂点の位置に配置されている。また各空気霧化ノズルは液相流路と気相流路が同軸に配置された形式になっている。図 5.10 においては、14 個の小形アトマイザから平均粒径 20 μm のほぼ均質な噴霧が発生する。個々のアトマイザは固着された 2 つの 22G ステン

レス鋼製ニードルから成っている。ニードルの一つはその先端で90°に曲げられており、圧縮空気が供給される。液相と気相が流路内を流れ、片側の壁面が取り外された部分（図中の0点以降）よりせん断力のために微小液滴の拡散が始まる。

(5) Multi-hole^{(37)~(42)}

供給気体は気液混合部の円周上にドリルで開けられた多数の孔より流入し、気体と混合する。その具体例を図5.11⁽³⁹⁾および図5.12⁽⁴¹⁾に示す。図5.11は直径32 mm、長さ20 mmの供試管に2 mmの孔を320個開けて液体供給用（上部に）および液膜回収用（下部に）の両方に用いた例である。その40 mm上流側にトレーサ流入のための直径1 mmの孔を24個併設している。

図5.12において、混合部は3重の環状のスペースからなっており、それぞれの壁面に一連の孔が開けられており、環状のスペースに水が流入するようになっている。中心部の壁面の数多くの小さい孔は低速度で均一な水を注入するために用いられる。混合部のそれぞれの環状スペースは円周方向に8等分されており、それぞれの箇所の流量は短い距離内で液相を不均質に分布できるように独立に制御されている。

(6) Atomization nozzle, Air-blast atomizer^{(43)~(47)}

加圧された空気噴霧ノズルにより液体を微粒化したものを気流と均質に混合させる。その具体例を図5.13^{(43)~(45)}に示す。液体は気液混合部において二次空気により噴霧ノズル（詳細は図5.13(b)）で噴霧される。水滴と混合された噴霧流は縮流部、旋回羽根を通り旋回を与えられて垂直下向きのテスト部に流入する。噴霧ノズルの形式は図5.13(b)に示すように低圧空気噴霧バーナ型である。

(7) Jet-pump nozzle⁽⁴⁸⁾

この気液混合方式はBubbly-droplet annular flow（環状の液膜中に気泡が含まれており、中央の気体コア部には液滴が含まれている流れ）を形成する際に用いられるもので図5.14に示すように気液混合部が環状になっている。中心部のJet-pump 2で液滴を含む気体コアを作り、Jet-pump nozzle部4で小気泡を含む環状液膜流を形成する。

以上はすべて非加熱の気液二成分系の環状噴霧流における気液混合方式を主体にして説明してきた。これらの問題とは別に、環状噴霧流に関しては沸騰二相流に関する報告^{(49)、(50)}、管内凝縮に関する報告^{(51)、(52)}など単一成分の蒸気-液系の環状噴霧流は、実用上非常に重要ではあるが、本主題とは観点が異なるため除外する。

5.3 気液混合方式ならびに実験条件・測定量などの一覧

5.2節で分類した気液混合方式に従って、各研究者が採用した気液混合部の詳細ならびに実験条件・測定量などについて簡潔に概観したものを表5.1～表5.7に示す。気液混合部の欄が空白の場合は、研究者の研究対象によっては混合部そのものに重要性をおいてなく明記されていないこともあり、またさらに文献を追及すれば調査可能であったかも知れないが、著者の調べた範囲においては不詳だったものである。

表中に使用した記号を以下に示す。

d : 管内径 mm、 d_N : ノズル内径 mm、 d_s : 焼結管内径 mm、 E : 液滴流量比、 G_g : 気相の質量速度 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ 、 G_l : 液相の質量速度 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ 、 j_g^* : 無次元気相流束、 L : 試験管長 mm、 m 、 l_N : ノズル長さ mm、 l_s : 焼結管長さ mm、 Q_g : 気相の容積流量 m^3/s 、 Q_l : 液相の容積流量 m^3/s 、 Re_f : 液膜レイノルズ数、 Re_{go} : みかけの気相レイノルズ数、 Re_{lo} : みかけの液相レイノルズ数、 t_m : 平均液膜厚さ mm、 u_d : じょう乱波の速度 m/s 、 u_f : フラッディング速度 m/s 、 u_g : 気相速度 m/s 、 u_{go} : みかけの気相速度 m/s 、 u_i : 気液界面の速度 m/s 、 u_{lo} : みかけの液相速度 m/s 、 u_r : リップルの速度 m/s 、 W_g : 気相の質量流量 kg/s 、 W_l : 液相の質量流量 kg/s 、 W_{LE} : 浮遊液滴の質量流量 kg/s 、 z : 軸方向距離 m

5.4 環状噴霧流の流動方向変化

環状噴霧流の流動方向における液膜および液滴の挙動を詳細に調べることは、流れが十分に発達するまでの流下距離すなわち非整定区間長さ (Non-equilibrium length) を決定するためにも是非とも必要である。この非整定区間の長さは単相流の常識として知られている助走区間よりはるかに長く、かつ整定しているか否かを評価すべき物理量も単相流の助走流れとは異なり、多様である。

すなわち、直円管内の単相流では、助走区間は一般に入り口条件を指定するとほぼレイノルズ数によって決定されるが、二相流においては流体力学的パラメータ、管路の寸法、姿勢さらにはそれらの関係によって決まる流動様式によって非整定区間は変化する。

たとえば、比較的簡単な垂直円管内の環状噴霧流に限定しても、液膜と液滴が共存し、双方が互いに作用し合うために関連するパラメータが多く、非整定区間長さを厳密に定義・決定することは困難である。

環状噴霧流の非整定流動問題に関して系統的に研究されたものは比較的少ないが⁽⁵⁾、⁽⁶⁾、⁽¹²⁾、^{(53)~(55)}、個々の限られた条件について部分的に検討されている報告があるので以下にそれらを概観する。L.E.Gillら⁽⁶⁾は、気水混合方式はポーラス管からの浸み出し方法（シンタ給水方式）とし、垂直上昇流において液膜の厚さおよび流量・圧力勾配・液滴分布・気流部の速度分布などの管軸に沿う変化を調べている。さらにL.E.Gill⁽³³⁾は、混合方式を変えて流れを調べ、混合方式の影響を相互に比較している。環状噴霧流では気流部の流速が非常に大きいため気体の通過時間は短く、気液混合部における初期条件がかなり下流まで影響することがある。この事実は、佐藤ら⁽²⁾によっても報告されている。液滴浮遊量は管長の増加とともにたえず増加の傾向を示し、エントレインメントとディポジションの平衡状態に関しては、これらの実験範囲では不明であり、さらに長い管長を要すると指摘されている。

植田⁽²⁾はシンタ給水、空気-水系の垂直上昇環状噴霧流において、液滴発生に及ぼす諸因子の影響を考察し、気液界面の波はおおよそ $z/d=70$ でかなり発達した状態になると報告しているが、研究の主眼は発達域に向けられている。

D.Butterworth⁽²⁰⁾はシンタ給水の水平環状噴霧流において、低風速の場合（ $u_{g0}=19.2\text{ m/s}$ および 23.9 m/s ）に液膜厚さとエントレインメントを測定しているが、実験条件が非常に狭く全体像を把握するには至っていない。

D.J.Brownら⁽⁴⁾は、加熱および非加熱の環状流における非整定の影響を主として液膜流量の測定により検討している。しかしこの報告では浮遊液滴の局所値については全く触れていない。

P.W.James & P.Hutchinson⁽⁵⁶⁾も非加熱流においては平衡に達するのに必要な管長は加熱流の場合よりも大きく、またその値は水力直径の 10^3 のオーダーとなるであろうと述べている。赤川ら⁽⁵⁷⁾により水平ダクトにおいて気液二相液膜噴霧流に関して助走域における非整定流動を液滴側から検討する報告がなされ、非整定問題に対する認識が新たにされてきた。

P.Hutchinsonら⁽⁵⁸⁾はシンタ給水とノズル給水の場合（管径 $d=31.8\text{ mm}$ ）に、浮遊液

滴の質量速度 G_{LE} $\text{kg/m}^2\text{s}$ の軸方向変化を実験および計算により求めている。軸方向距離 $Z \leq 6 \text{ m}$ では両給水方式の場合の G_{LE} は、次第に互いに接近する（ノズル給水では G_{LE} は、次第に減少し、一方シタ給水では次第に増加する）傾向が認められるものの、まだ一致するには至っていない。

鈴木・植田⁽²⁹⁾ は管径 10 mm のもとで測定管長 L を変えた場合のフラッディング速度の変化を検討している。 L が増すとともにフラッディングが起き易くなる傾向があり、液流量が少ないときには L の影響は小さく、液流量が大きくなるとその影響は次第に拡大していくことを報告している。

高浜ら⁽¹²⁾、⁽⁵³⁾ ~ ⁽⁵⁵⁾ は、まず流動のモデルが最も簡単であり、流れが重力の方向と一致する垂直円管内下向きの環状噴霧流 ($d = 30 \text{ mm}$) において、従来あまり扱われていないドライアウト前に相当する水量の少ない場合からじょう乱波が発生する水量の多い場合について、気相速度条件を低気相速度域から気体の密度変化が問題となる高気相速度域に至るまで流動条件を拡張して一連の研究を行なっている。気液混合方式についても、管中央に設置した1個のノズルから給水し気体と混合するノズル給水と、またこれとは対照的な多孔質円管の壁面から水を給水し気体と混合するシタ給水との、極端な二つの給水方式の場合について検討している。主な測定対象として、非整定区間内の圧力損失、気液界面の摩擦係数、浮遊液滴量、液滴流量比、液膜厚さ、波の伝ば速度、周波数など液膜と液滴間の相互の挙動を考察し、非整定区間終了位置を検討している。次に岡田ら⁽⁵⁹⁾ は長い水平管内環状噴霧流 ($L = 24.5 \text{ m}$) において、垂直管の場合と同様にして非整定区間内の流動様式、圧力損失、浮遊液滴の断面内分布、浮遊液滴の質量流量の変化を求めている。

また、赤川ら⁽⁴³⁾ ~ ⁽⁴⁵⁾ は垂直下向きの旋回環状噴霧流において管路長に沿うトルクの減衰、液膜流量および液滴流量の軸方向分布を詳細に調べている。旋回流の遠心力による液滴の壁面への付着、乱流拡散による付着、液膜表面のせん断力による液滴発生、旋回流の遠心力による液滴発生の抑制効果など複雑な諸因子の挙動を調べながら、旋回を伴う環状噴霧流の基本的な流動特性を解明している。

萩原ら⁽⁴⁶⁾ は Air-blast atomizer を用いた垂直下降流において、非整定区間内の壁温、液膜厚さ、気液界面のせん断力、界面速度および熱伝達率などの測定と計算を精度良く求めている。

5.5 おわりに

以上、環状噴霧流の気液混合方式に焦点を絞り、各研究者が採用している混合方式別に実験条件・測定量などを紹介し、次に流動方向の変化と非整定区間長さの検討を若干行なった。

参考文献

- (1) G.F.Hewitt and N.S.Hall-Taylor, Annular Two-Phase Flow: Pergamon Press, Oxford (1970)
- (2) 植田辰洋, 環状気液二相流における液滴発生率と液滴径について: 機論B, 45巻389号, pp.127~135 (1979)
- (3) 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巻325号, pp.2842~2852 (1973)
- (4) D.J.Brown, A.Jensen and P.B.Whalley, Non-Equilibrium Effects in Heated and Unheated Annular Two-Phase Flow: ASME Paper 75-WA/HT-7 (1975)
- (5) D.webb, Studies of the Characteristics of Downward Annular Two Phase Flow, Part 1; The Effect of Length, Part 2; Description of Experimental Apparatus and its Calibration: AERE-R 6426, Harwell (1970)
- (6) L.E.Gill and G.F.Hewitt, J.W.Hitchon and P.M.C.Lacey: Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow- I The Effect of Length on Phase and Velocity Distribution: Chem. Eng. Sci., Vol.18, pp.525~535 (1963)
- (7) G. F. Hewitt, P. M. C. Lacey and B. Nicholls, Transitions in Film Flow in a Vertical Tube: AERE-R 4614 (1965)
- (8) 世古口言彦, 逢坂昭治, 深野 徹, 森本隆雄, 水平管内気液環状二相流の研究 (第1報, 管周方向の液膜厚さの分布): 機論B, 48巻426号, pp.346~354

(1982)

- (9) T. Fukano and A. Ousaka, Air-Water Two-Phase Annular Flow in Near-Horizontal Tubes (Effect of Pipe Inclination on the Fundamental Parameters): JSME Int. J., Series II, Vol.31, No.3, pp.477 ~488 (1988)
- (10) O. Okada and H. Fujita, Experimental Studies of Annular-Mist Flow in the Non-Equilibrium Region of a Long Horizontal Pipe (Comparison between the Mixing Methods by a Nozzle and a Porous Wall): Advances in Gas-Liquid Flows -1991-, Winter Annual Meeting of the ASME, Dallas, Texas, November, pp.57 ~64 (1990)
- (11) 岡田修, 藤田秀臣, 高速管内環状噴霧流の液膜および液滴の挙動に関する研究: 第6回混相流シンポジウム, pp.21~24 (1988)
- (12) 岡田修, 高浜平七郎, 藤田秀臣, 村上雅則, 下向き環状噴霧流における液膜および液滴の挙動 (シンタ給水およびノズル給水の比較): 機論B, 52巻479号, pp.2689~2696 (1986)
- (13) D. G. Owen, G. F. Hewitt and T. R. Bott, Equilibrium Annular Flows at High Mass Fluxes; Data and Interpretation: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.115 ~131 (1985)
- (14) C. J. Martin and B. J. Azzopardi, Waves in Vertical Annular Flow: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.257 ~265 (1985)
- (15) D. M. Jepson, B. J. Azzopardi and P. B. Whalley, The Effect of Gas Properties on Drops in Annular Flow: Int. J. Multiphase flow, Vol.15, No.3, pp.327~339 (1989)
- (16) G. F. Hewitt, C. J. Martin and N. S. Wilkes, Experimental and Modelling Studies of Annular Flow in the Region between Flow Reversal and the Pressure Drop Minimum: PCH Physico Chemical

- Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.69~86 (1985)
- (17) C. J. Shearer and R. M. Nedderman, Pressure Gradient and Liquid Film Thickness in Co-Current Upwards Flow of Gas / Liquid Mixtures; Application to Film-Cooler Design: Chem. Eng. Sci., Vol.20, pp.671~683 (1965)
- (18) 坂口忠司, 赤川浩爾, 浜口八郎, 井宮敬悟, 垂直管内気液二相環状流の液膜構造に関する研究: 第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp.121~123 (1979)
- (19) 世古口言彦, 田中収, 上野隆司, 古川徹, 江崎秀司, 中里美正夫, 気液環状ミスト流の流動特性 (第1報, 供試管径の影響): 機論B, 49巻438号, pp.395~405 (1983)
- (20) D. Butterworth, Air-Water Annular Flow in a Horizontal Tube; Progress in Heat and Mass Transfer, Vol.6: Pergamon Press, pp.235~251 (1972)
- (21) M. Ishii and K. Mishima, Droplet Entrainment Correlation in Annular Two-Phase Flow: Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.32, No.10, pp.1835~1846 (1989)
- (22) 佐藤俊, 南山龍緒, 柳井誠, 伊都豊, 竹村信一, 加熱環状噴霧流に関する研究 (第1報, 流動様式について): 機論, 37巻300号, pp.1569~1577 (1971)
- (23) 大場謙吉, 小幡健一, 垂直管内空気-水二相環状流における液膜の挙動と特性: 第9回混相流シンポジウム講演論文集, pp.1~4 (1990)
- (24) 波江貞弘, 植田辰洋, 噴霧二相流における液滴輸送 (第1報, 輸送量, 速度および液滴分布の測定): 機論, 38巻308号, pp.821~831 (1972)
- (25) 波江貞弘, 汐崎浩毅, ら旋細線などを挿入した管内における環状液膜流の研究 (蒸発伝熱の改善を目的とするエントレインメント抑制について): 機論B, 56巻524号, pp.1113~1118 (1990)
- (26) 松井剛一, 逢沢俊彦, 森田章靖, 水平管内気液二相流の差圧変動の統計的性質と流動様式 (流路断面上下差圧の場合): 機論B, 52巻478号, pp.2337~2344 (1986)
- (27) 世古口言彦, 堀慶一, 中里見正夫, 中野康二, 西川兼康, 環状二相流における

- リップル領域における研究 (第1報, リップルの統計学的性質について) :
機論, 42巻363号, pp.3551~3559 (1976)
- (28) 深野徹, 川上靖, 伊藤昭彦, 富永彰, 垂直管内上昇および下降気液環状二相流
におけるじょう乱波の発生機構: 機論B, 53巻494号, pp.2982~2989 (1987)
- (29) 鈴木信一, 植田辰洋, 対向気液二相流における液膜挙動とフラッディング
(第1報, 円管内流の場合) : 機論, 44巻377号, pp.164~173 (1978)
- (30) Sze-Foo Chien and W. Ibele, Pressure Drop and Liquid Film
Thickness of Two-Phase Annular and Annular-Mist Flow: Trans.
ASME-C, Vol.86, No.1, pp.89~96 (1964)
- (31) G. F. Hewitt, R. D. King and P. C. Lovegrove, Techniques for
Liquid Film and Pressure Drop Studies in Annular Two-Phase
Flow: AERE-R 3921, Harwell (1962)
- (32) J. C. Asali, G. W. Leman and T. J. Hanratty, Entrainment
Measurements and Their Use in Design Equation: PCH Physico
Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.207~221 (1985)
- (33) L. E. Gill and G. F. Hewitt, Sampling Probe Studies of the
Gas Core in Annular Two-Phase Flow III Distribution of Velocity
and Droplet Flow Rate after Injection through an Axial Jet:
Chem. Eng. Sci. , Vol.23, No.7, pp.677~686 (1968)
- (34) 岡田修, 藤田秀臣, 中島祐樹, 山本匡美, 垂直環状噴霧流における液膜の流動
形態の変化: 第9回混相流シンポジウム講演論文集, pp.5~8 (1990)
- (35) 萩原良道, 鈴木健二郎, 佐藤俊, 円管内二相噴霧流の気相の流動特性について:
機論B, 48巻430号, pp.1120~1127 (1982)
- (36) B. J. Lazaro and J. C. Lasheras, Particle Dispersion in a
Turbulent, Plane, Free Shear Layer: Phys. Fluids A, Vol.1,
No.6, pp.1035~1044 (1989)
- (37) K. Sekoguchi and M. Takeishi, Interfacial Structures in
Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes: Int. J.
Multiphase flow, Vol.15, No.3, pp.295~305 (1989)

- (47) S. M. Farwagi and R. I. Crane, Dispersed Flow Measurements for Testing a Numerical Coalescence and Deposition Model: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.165~178 (1985)
- (48) G. TH. Analytis and Lubbesmeyer, Identification of Radial Velocity Profiles in Bubbly-Droplet Annular Flows by Non-Intrusive Stochastic Analysis Techniques: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.133~139 (1985)
- (49) 中西重康, 加治増夫, 山内庄司, 沢井徹, 沸騰二相流におけるじょう乱波に関する実験的研究: 機論B, 51巻463号, pp.1026~1032 (1985)
- (50) T. Sawai, S. Yamauchi and S. Nakanishi, Behavior of Disturbance Waves under Hydrodynamic Non-Equilibrium Conditions: Int. J. Multiphase flow, Vol.15, No.3, pp.341~356 (1989)
- (51) 植田辰洋, 井上満, 管内蒸気流の凝縮熱伝達 (環状流域について): 機論, 43巻365号, pp.233~240 (1977)
- (52) 藤井哲, 本田博司, 長田孝志, 藤井もと夫, 野津滋, 冷媒R11の水平管内凝縮 (第1報, 流動様式および圧力降下): 機論, 42巻363号, pp.3541~3550 (1976)
- (53) 高浜平七郎, 岡田修, 浜田幸弘, 管内環状噴霧流に関する研究 (第1報, 非整定区間の検討ならびに非整定区間内の諸量の変化について): 機論, 46巻403号, pp.501~509 (1980)
- (54) 高浜平七郎, 岡田修, 藤田秀臣, 水野篤, 管内環状噴霧流に関する研究 (第2報, 水量の少ない場合の下向き管非整定区間内液膜の挙動): 機論B, 49巻440号, pp.784~792 (1983)
- (55) 高浜平七郎, 岡田修, 藤田秀臣, 児島輝忠, 管内下向き環状噴霧流に関する研究 (非整定区間内の液滴および液膜の挙動におよぼす水量および空気量の影響): 機論B, 51巻465号, pp.1514~1521 (1985)
- (56) P. W. James and P. Hutchinson, Droplet Deposition in an Annular Geometry: Int. J. Multiphase flow, Vol.5, pp.103~112

- (38) 深野徹, 石田一実, 森川健悟, 野村晴男, 高松康生, 世古口言彦, 気流を伴う水平長方形管内薄膜流の研究 (第1報, 流動様式) : 機論B, 45巻390号, pp.172~179 (1979)
- (39) G. W. Leman, M. Agostini and P. Andreussi, Tracer Analysis of Developing Two-Phase Annular Flow: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.223~237 (1985)
- (40) K. Sekoguchi, M. Takeishi and T. Ishimatsu, Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.239~255 (1985)
- (41) Y. Hagiwara, E. Esmaeilzadeh, H. Tsutsui and K. Suzuki, Simultaneous Measurement of Liquid Film Thickness, Wall Shear Stress and Gas Flow Turbulence of Horizontal Wavy Two-Phase Flow: Int. J. Multiphase flow, Vol.15, No.3, pp.421~431 (1989)
- (42) 世古口言彦, 中里見正夫, 今坂卓男, 清水英男, 武石雅之, 井上勝裕, 高圧垂直上昇気水二相流の流動様式の研究 : 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp.256~258 (1983)
- (43) 赤川浩爾, 坂口忠司, 藤井照重, 麦谷信夫, 石田紀久, 村田一夫, 旋回環状噴霧流に関する研究 (第1報, 旋回流のトルクと旋回羽根の性能) : 機論B, 49巻444号, pp.1695~1703 (1983)
- (44) 赤川浩爾, 藤井照重, 麦谷信夫, 坂口忠司, 村田一夫, 旋回環状噴霧流に関する研究 (第2報, 液膜流量変化の解析) : 機論B, 49巻444号, pp.1704~1712 (1983)
- (45) 赤川浩爾, 藤井照重, 麦谷信夫, 坂口忠司, 村田一夫, 旋回環状噴霧流に関する研究 (第3報, 液膜の流動性) : 機論B, 49巻444号, pp.1713~1723 (1983)
- (46) Y. Hagiwara, T. Miwada and K. Suzuki, Heat Transfer and Wave Structure in the Developing Region of Two-Component Two-Phase Annular Flow: PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.6, No.1/2, pp.141~156 (1985)

(1979)

- (57) 赤川浩爾, 藤井照重, 伊藤淳一, 浜野行男, 堀内隆博, 気液二相液膜噴霧流に関する研究 (第2報, 液滴発生率と付着率) : 機論B, 50巻454号, pp.1585~1593 (1984)
- (58) P. Hutchinson, P. B. Whalley and G. F. Hewitt, Transient Flow Redistribution in Annular Two-Phase Flow: Int. J. Multiphase flow, Vol.1, pp.383~393 (1974)
- (59) 岡田修, 高浜平七郎, 藤田秀臣, 長い水平管内の環状噴霧流における諸量の軸方向変化および非整定区間長さ (ノズル給水およびシンタ給水の比較) : 機論B, 50巻458号, pp.2510~2517 (1984)

Table 5.1 Porous sinter (Part 1)

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
植田 ⁽²⁾	測定管と同一内径のシタセクション	垂直上昇, 空気-液2成分系, アクリル管 直径 $d=10, 30\text{mm}$, 管長 $L=0.45\sim 3.95\text{m}$ 液滴流量比 E , 液滴径 気液界面の波は $z/d \geq 70$ でかなり発達した状態となる。 dE/dz がほぼ一定値になる $z=3.45\text{m}$ の位置で測定。
植田, 田中 ⁽³⁾	内径 $d_s=29.0\text{mm}$, 外径 35mm , 長さ $l_s=80\text{mm}$, 気孔径 約 $80\mu\text{m}$	垂直下降, アクリル円管, $d=28.8\text{mm}$ $L=600\sim 1550\text{mm}$, 空気-水系 管摩擦係数, 熱伝達率
D. J. Brown, A. Jensen and P. B. Whalley ⁽⁴⁾	シタの長さ $l_s=76.2\text{mm}$ 内径 $d_s=31.75\text{mm}$ Fig. 5.2	$d=31.75\text{mm}$, $L=18\text{m}$ 垂直上昇, 空気-水系, 蒸気-水系, 圧力勾配, 液膜流量 圧力勾配と波速はすぐに平衡に達するが, 波の周波数成分は管出口においてもまだ変化している。 空気-水系の場合, 混合方法の影響は $600d$ 経ても残る。 空気-水系の場合初期条件が極端に効くが, 蒸気-水系ではすぐに平衡に達する。
D. Webb ⁽⁵⁾	青銅製 $d_s=1.25\text{インチ}$, Fig. 5.3	垂直下降, $d=1.25\text{インチ}$, $L=6\sim 507\text{フィート}$, 空気-水系, 波速および周波数, 管長の影響
L. E. Gill, G. F. Hewitt, J. W. Hitchon and P. M. C. Lacey ⁽⁶⁾	シタの長さ $l_s=3\text{インチ}$	垂直上昇, 空気-水系, アクリル管, $d=1.25\text{インチ}$, $L=17.57\text{フィート}$ 水の質量速度, 圧力勾配
G. F. Hewitt, P. M. C. Lacey and Nicholls ⁽⁷⁾	焼結金属円管	垂直上昇, 対向流, アクリル管, $d=1.25\text{インチ}$, フラッディング, 液膜厚さ, 圧力損失
世古口, 逢坂, 深野, 森本 ⁽⁸⁾ T. Fukano and A. Ousaka ⁽⁹⁾	平均気孔径 $120\mu\text{m}$ Fig. 5.4	水平 $d=26.0\text{mm}$, $L=6.45\text{m}$, 液膜厚さの周方向分布 傾斜管
O. Okada and H. Fujita ⁽¹⁰⁾	$d_s=31\text{mm}$, $l_s=25\text{mm}$, 平均気孔径 $40\mu\text{m}$, 黄銅製 Fig. 5.5	水平, アクリル管および黄銅管, $d \approx 30\text{mm}$ $L=24.5\text{m}$, 圧力損失および浮遊液滴の軸方向分布
岡田, 藤田 ⁽¹¹⁾	内径 31mm , 平均気孔径 $100\mu\text{m}$, 黄銅製	垂直下降, アクリル管および黄銅管, $u_{go}=74.6\sim 107.1\text{m/s}$ の高速域における液滴および液膜の軸方向変化

Table 5.1 Porous sinter (Part 2)

研究者	気液混合部の詳細	実験条件・測定量等
岡田, 高浜, 藤田, 村上 ⁽¹²⁾	$l_s=25\text{mm}$, 100メッシュの黄銅製焼結合金	垂直下降, 空気-水系, 非加熱 内径 $d=30\text{mm}$, $L=6.5\text{m}$, $u_{g0}=18\sim 87\text{m/s}$, $u_{l0}=4.86\times 10^{-3}\sim 5.34\times 10^{-2}\text{m/s}$, ノズルとポラスシタの給水方式による液滴および液膜流動の差異
D.G.Owen, G.F.Hewitt and T.R.Bott ⁽¹³⁾	青銅製 $l_s=76\text{mm}$ の long porous wall section. さらに水量を増す場合にはこの部分にドリルで穴を付加する.	垂直上昇, $d=31.8\text{mm}$, $L=23\text{m}$. 銅管, 圧力勾配, 液膜流量 測定点は混合部の下流 $18.1\text{m}(570z/d)$ 空気量 $G_g=0\sim 220\text{kg/m}^2\text{s}$, 水量 $G_l=0\sim 400\text{kg/m}^2\text{s}$ 空気量が増加すると $E=60\sim 95\%$
C.J.Martin and B.J.Azzopardi ⁽¹⁴⁾		垂直上昇, $d=10, 32, 58, 125\text{mm}$ $d=10\sim 58\text{mm}$ では, じょう乱波はいわゆる二次元的なものであるが, $d=125\text{mm}$ では三次元的なものになる
D.M.Jepson, B.J.Azzopardi and P.B.Whalley ⁽¹⁵⁾	$l_s=7.6\text{cm}$	垂直上昇, $d=10.26\text{mm}$ $3\text{m} (\approx 295d)$ 後方で液膜流量と液滴径を測定
G.F.Hewitt, C.J.Martin and N.S.Wilkes ⁽¹⁶⁾	3つの隣接した多孔質ガラス円筒から成り立っており, 全長 $l_s=20\text{mm}$	垂直上昇, $d=10\text{mm}$, Air-Trichlorethylene系, 圧力勾配と液膜測定
C.J.Shearer and R.M.Nedderman ⁽¹⁷⁾	黄銅製 $d_s=1.25$ インチ	垂直上昇, $d=0.625$ インチ, 1.25 インチ $L=207$ イ-ト, 圧力勾配, 液膜厚さを測定 $u_r \approx u_i$ (interfacial velocity) $u_a \approx (2\sim 5)u_i$ 液膜の等価砂粒粗さとの関連
坂口, 赤川, 浜口, 井宮 ⁽¹⁸⁾	焼結金属円管	垂直上昇, アクリル円管, 空気-水系 $d=40.2\text{mm}$, $L=5.8\text{m}$ $u_{g0}=24\sim 44\text{m/s}$, $u_{l0}=0.01\sim 0.20\text{m/s}$ 液膜厚さ, リップルとじょう乱波の判別波の伝ば速度
世古口, 田中, 上野, 古川, 江崎, 中里見 ⁽¹⁹⁾	焼結金属多孔質円管	垂直上昇, アクリル管, 空気-水系 $d=8, 12, 18, 26\text{mm}$, $L=5200, 5650\text{mm}$ $u_{g0}=20\sim 50\text{m/s}$, $u_{l0}=0.04\sim 0.14\text{m/s}$ じょう乱波領域, 環状ミスト流の管径の影響

Table 5.1 Porous sinter (Part 3)

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
D.Butterworth ⁽²⁰⁾	$d_s=1.25$ インチ , $l_s=63.5$ mm (2.5 インチ), Long section of porous tube wall	水平, 空気-水系, $d=31.8$ mm, $Re_{10}=4900, 9800, u_{g0}=19.2, 23.89$ m/s 液膜流はいずれも $z/d=70\sim 130$ で整定, エントレイメントは $Re_{g0}=5.6\times 10^4$ では $z/d=70\sim 130$ で整定, $Re_{g0}=1.12\times 10^5$ では まだ少し増加の傾向, 供給液量 G_1 が大きい 方が早く整定する. u_{g0} が大きい方が整定 に要する z/d は大きい.
M.Ishii and K.Mishima ⁽²¹⁾		ポーラスシンタの場合にエントレイメント がほぼ整定に達する距離 z_e は $z_e \geq 600d \sqrt{(j_g^*/Re_{10})}$
佐藤, 南山, 柳井, 伊都, 竹村 ⁽²²⁾	$l_s=50$ mm	垂直上昇, 蒸気-水系, $d=12$ mm, $L=1000$ mm, 加熱と非加熱, 液膜流量, 液滴流量 液膜厚さ
大場, 小幡 ⁽²³⁾		垂直上昇, 空気-水系, $d=29$ mm, $L=5.3$ m, $u_g=15\sim 35$ m/s, $u_l=0.0013\sim 0.0038$ m/s 光ファイバー液膜センサーを利用して界面 波の液膜, 波長, 移動速度の測定 測定位置は液膜発生点から4.6m 界面波を基底波・高速波・じょう乱波の3 種類に大別
波江, 植田 ⁽²⁴⁾	ダクト入口部底面に 焼結金属板	水平, 10×60 mmアクリル長方形ダクト, 空気-水系, 液滴輸送量, 速度, 液滴分布
波江, 汐崎 ⁽²⁵⁾	$l_s=200$ mm	垂直上昇, 空気-水系, $d=19.5$ mm, $L=3$ m, アクリル管, 入口助走区間 $L_e=1$ m, 環状噴霧流におけるらせん線挿入の効果
松井, 逢沢, 森田 ⁽²⁶⁾	100 μ メッシュの 焼結合金	水平, アクリル管, $d=20$ mm, 窒素ガス (または空気) -水系二相流 統計的パラメータによる流動様式の分類
世古口, 堀, 中里 見, 中野, 西川 ⁽²⁷⁾	$l_s=100$ mm	垂直上昇, アクリル管, $d=13.0, 19.8,$ 26.1 mm, $L=9$ m, リップルの統計的性質
深野, 川上, 伊藤, 富永 ⁽²⁸⁾		垂直上昇および下降, $d=16$ mm, $L=9955$ mm, 助走距離 $L_e=5.4$ m ($L_e/d=338$), じょう乱波 の発生機構
鈴木, 植田 ⁽²⁹⁾	80 μ mの球状ポーラ スセクション	垂直上昇対向気液二相流 (気相は上昇, 液 相は下降) $d=10, 18, 28.8$ mm, $L=2$ m, フラッディング

Table 5.2 Annular slot

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
佐藤, 南山, 柳井, 伊都, 竹村 ⁽²²⁾	スリット状の溝を全周にわたって切ったもの	垂直上昇, 蒸気-水系, $d=12\text{mm}$, $L=1000\text{mm}$, 加熱と非加熱, 液膜流量, 液滴流量, 液膜厚さ
S.F.Chien and W.Ibele ⁽³⁰⁾	混合部において annulus injection slotの厚さを調整ネジで変化させることにより水量を調整する Fig.5.6	垂直下降, アクリル管, $d=2\text{インチ}$, $L=126\text{インチ}$ 圧力損失, 液膜厚さ
G.F.Hewitt, R.D.King and P.C.Lovegrove ⁽³¹⁾	$d_s=1.25\text{インチ}$ annular slotの角度約 20° Fig.5.7	垂直上昇, 空気-水系, アクリル管 $d=1.25\text{インチ}$, コンダクタンス法 液膜厚さ, 圧力損失
J.C.Asali, G.W.Leman and T.J.Hanratty ⁽³²⁾		垂直上昇, 空気-水系, 空気-グリセリン水溶液系, $d=22.9, 42\text{mm}$ 液滴測定は混合部出口から 7.62m の位置

Table 5.3 Center single jet

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
D.J.Brown, A.Jensen and P.B.Whalley ⁽⁴⁾	ノズル孔径 $d_N=7.5\text{mm}$ ノズル長さ $l_N=366.5\text{mm}$	垂直上昇, 空気-水系, 蒸気-水系, $d=31.75\text{mm}$, $L=18\text{m}$, 圧力勾配, 液膜流量, 波速
松井, 逢沢, 森田 ⁽²⁶⁾	$d_N=4.8\text{mm}$	水平, アクリル管, $d=20\text{mm}$, 窒素ガス (または空気) - 水系二相流, 統計的パラメータによる流動様式の分類
L.E.Gill and G.F.Hewitt ⁽³³⁾	$d_N=0.25\text{インチ}$ $l_N=14.2\text{インチ}$, Fig.5.8	垂直上昇, 空気-水系, $d=1.25\text{インチ}$, $L=17.57\text{フット}$, 液滴の質量速度, 圧力勾配, 液膜厚さ
O.Okada and H.Fujita ⁽¹⁰⁾	$d_N=3.0\text{mm}$	水平, 空気-水系, $d \approx 30\text{mm}$, $L=24.5\text{m}$, 圧力損失, 浮遊液滴の軸方向分布
岡田, 高浜, 藤田, 村上 ⁽¹²⁾	$d_N=3\text{mm}$	垂直下降, 空気-水系, 非加熱 内径 $d=30\text{mm}$, $L=6.5\text{m}$, $u_{g0}=18\sim 87\text{m/s}$, $u_{10}=4.86 \times 10^{-3} \sim 5.34 \times 10^{-2}\text{m/s}$, ノズルとポータスシタの給水方式による液滴および液膜流動の差異
岡田, 藤田, 中島, 山本 ⁽³⁴⁾	$d_N=6\text{mm}$ ステンレス製円管	垂直上昇, 空気-水系, $d \approx 30\text{mm}$, $L=6\text{m}$, $u_{g0}=28\sim 102\text{m/s}$, $u_{10}=0.012\sim 0.146\text{m/s}$, 液膜の流動形態

Table 5.4 Multi-jet

研究者	気液混合部の詳細	実験条件・測定量等
萩原, 鈴木, 佐藤 ⁽³⁵⁾	7個の空気霧化ノズルから構成 Fig.5.9	垂直下降, アクリル管, 空気-水系 d=26.4mm, L=1850mm, 気相の乱れ特性 液滴の壁面への拡散・付着
B.J.Lazaro and J.C.Lasheras ⁽³⁶⁾	14本の小型 air blast atomizerを断面積に任意に設置して均質な噴霧を作る. 各々のatomizerは, 2個の22G ステンレス細管から成っている Fig.5.10	5×10 cm 矩形断面, $u_g=5\sim 20$ m/s, 平均粒径 $20\mu\text{m}$, 液体/空气体積比 $=10^{-5}$ 高Re数における粒子の分散の機構

Table 5.5 Multi-hole

研究者	気液混合部の詳細	実験条件・測定量等
K.Sekoguchi and M.Takeishi ⁽³⁷⁾	管の円周方向にドリルで注入孔が開けられている	垂直上昇, アクリル管, d=25.8mm 界面構造を2つのmulti-integrated phase-sensing unitsにより解明
深野, 石田, 森川, 野村, 高松, 世古口 ⁽³⁸⁾	流路の底部に開けられた直径0.7 mmの多数の孔より供試管に水を導入	水平, 長方形管, 高さ10mm・巾40mmのアクリル製ダクト, L=4.7m, 気水混合部より等価直径の220倍の下流で水膜測定, 流動様式
G.W.Leman, M.Agostini and P.Andreussi ⁽³⁹⁾	管壁に2 mmの穴をドリルで320個開けている Fig.5.11	垂直下降, 空気-水系 (大気圧) d=32mm, L=6m, トレーサ法により液滴交換を求める
K.Sekoguchi, M.Takeishi and T.Ishimatsu ⁽⁴⁰⁾	円周上にドリルでmulti-injection holeを開けている	垂直上昇, 空気-水系, アクリル管, d=25.8mm, 気液混合部から5m下流に Phase detectorを設置
Y.Hagiwara, E.Esmailzadeh, H.Tsutsui, and K.Suzuki ⁽⁴¹⁾	詳細図 Fig.5.12	水平, アクリル管, d=49.4mm, L=5930mm, 液膜厚さ, 壁面せん断力, 気相速度
世古口, 中里見, 今坂, 清水, 武石, 井上 ⁽⁴²⁾	直径3.0mmの穴を周方向に8個, 管軸方向に4段, 合計32個あけたもの	垂直上昇, 空気-水系, ステンレス鋼管, d=19.2mm, L=10.4m, 管内圧力0.15~20 MPa, 高圧下の流動様式

Table 5.6 Atomization Nozzle, Air-blast atomizer

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
赤川, 坂口, 藤井, 麦谷, 石田, 村田 ⁽⁴³⁾ 赤川, 藤井, 麦谷, 坂口, 村田 ⁽⁴⁴⁾ ⁽⁴⁵⁾	2次空気による空気 噴霧ノズル Fig.5.13	垂直下降, アクリル管 d=40mm, L=5m, $u_{go}=20\sim50\text{m/s}$, 水量 $Q_1=0.3\sim3.5\ell/\text{min}$, 軸方向の液膜流量分布, 流れのトルクの分布, 流れの旋回角の分布, 圧力損失, 液膜流量変化の解析, 液膜の流動性 (旋回の影響)
Y.Hagiwara T.Miwada and K.Suzuki ⁽⁴⁶⁾	噴霧器より噴出された水滴が contraction nozzle に流入し, 壁面に付着する	垂直下降, アクリル管, d=26.4mm, L=1850mm, $Re_r=210\sim500$, $Re_{go}=3.0\times 10^4, 4.0\times 10^4, 5.5\times 10^4$ 助走区間内の熱伝達率, 壁温, 液膜厚さ, 界面のせん断力, 界面速度の測定と計算
S.M.Farwagi and R.I.Crane ⁽⁴⁷⁾	4個の air-blast atomizer	垂直下降, 空気-水系, ABS 樹脂管または アクリル管, d=102mm, L=4m, 粒径分布, 濃度, 速度の測定

Table 5.7 Another mixing device

研究者	気液混合部の詳細	実験条件 ・ 測定量等
G.TH.Analytis and Lubbesmeyer ⁽⁴⁸⁾	Jet-pump nozzle Fig.5.14	垂直上昇, d=10mm, bubbly droplet annular flow

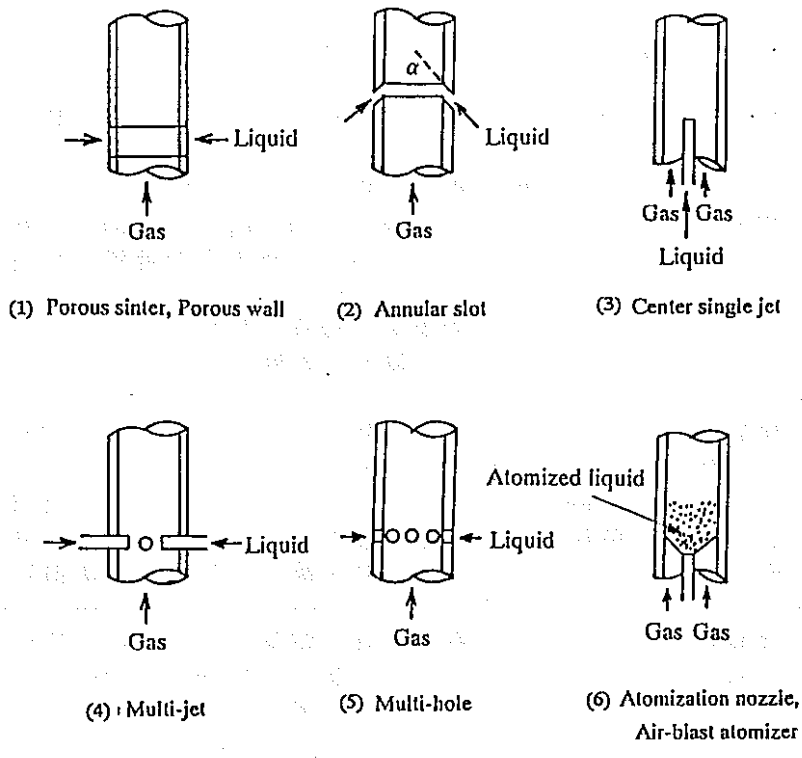


Figure 5.1 Types of gas-liquid mixing device

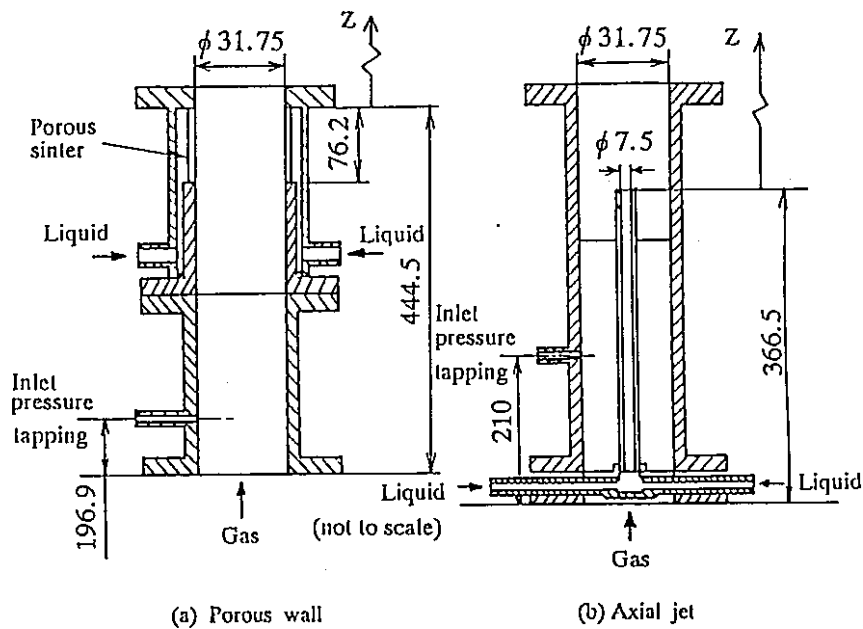


Figure 5.2 Details of gas-liquid mixing devices (D.J.Brown et al., 1975) ⁽⁴⁾

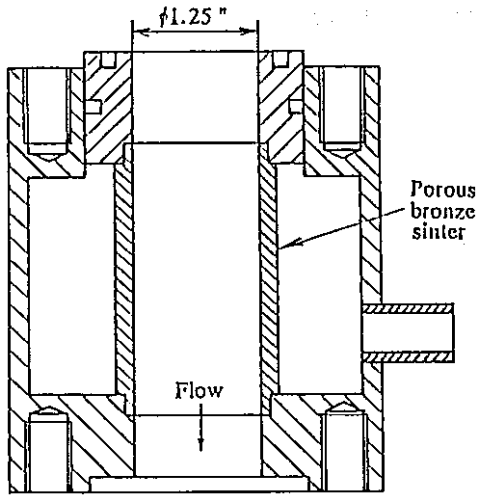


Figure 5.3 Porous sinter injector
(D.Webb, 1970) ⁽⁹⁾

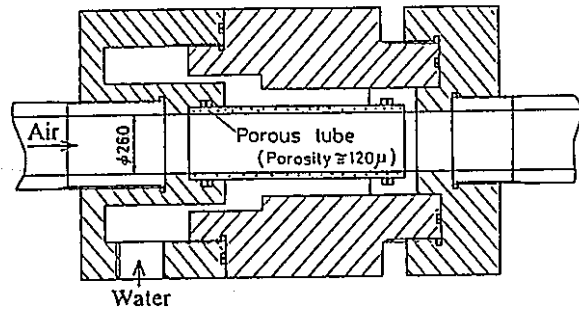
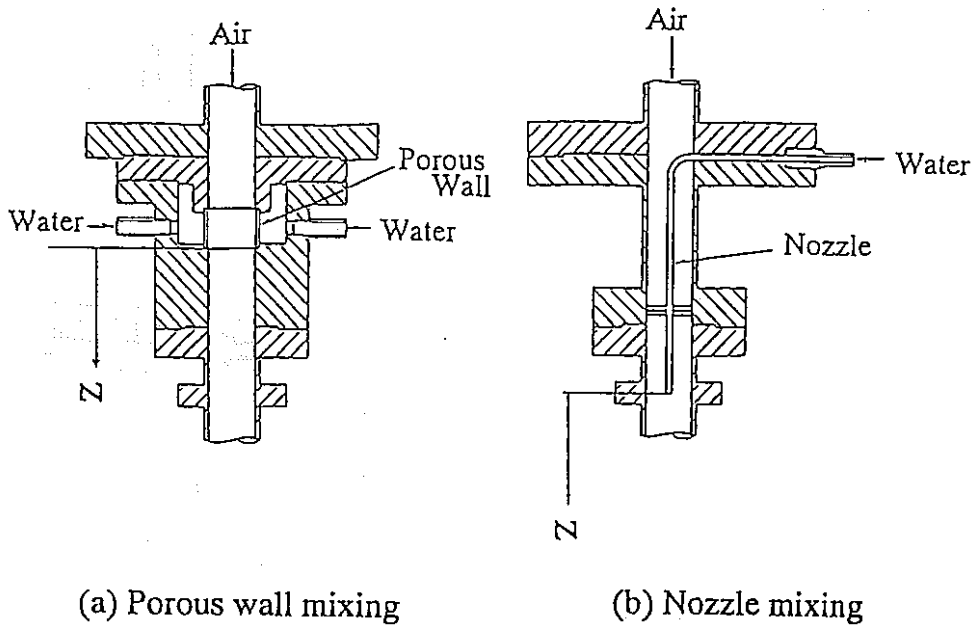


Figure 5.4 Porous sinter injector
(T.Fukano and A.Ousaka, 1988) ⁽⁹⁾



(a) Porous wall mixing

(b) Nozzle mixing

Figure 5.5 Details of gas-liquid mixing devices
(O.Okada and H.Fujita, 1990) ⁽¹⁰⁾

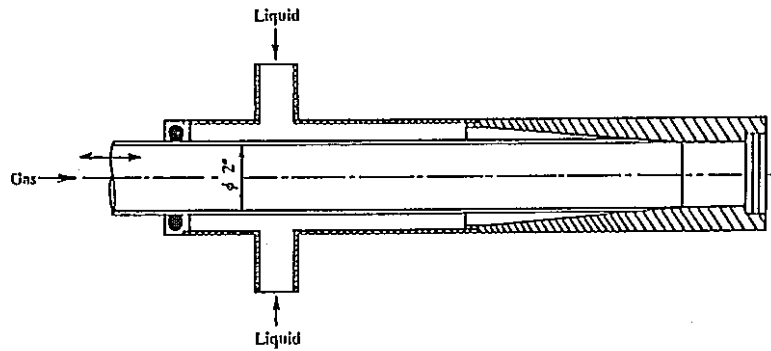


Figure 5.6 Annular slot injector
(S.F.Chien and W.Ibele, 1964) ⁽³⁰⁾

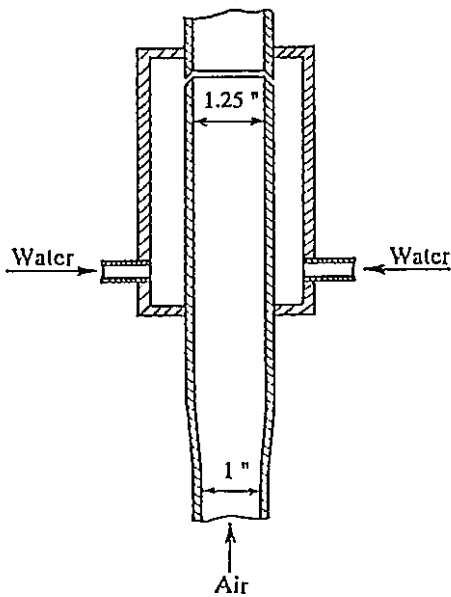


Figure 5.7 Annular slot injector
(G.F.Hewitt et al., 1962) ⁽³¹⁾

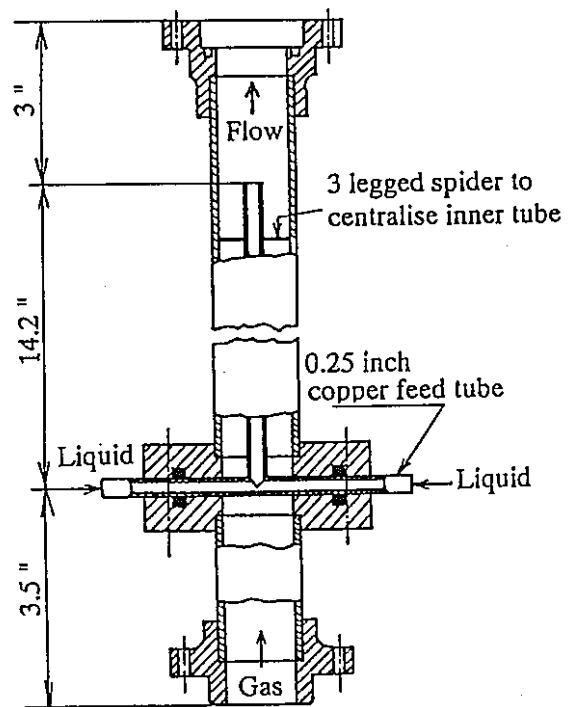


Figure 5.8 Center single jet injector
(L.E.Gill and G.F.Hewitt, 1968) ⁽³³⁾

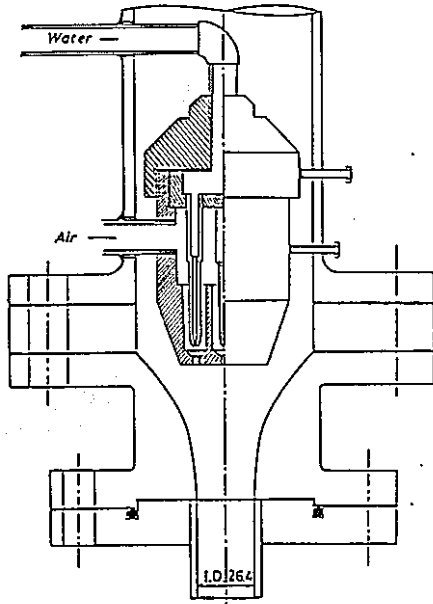


Figure 5.9 Multi-jet injector
(Y.Hagiwara et al., 1982) ⁽³⁵⁾

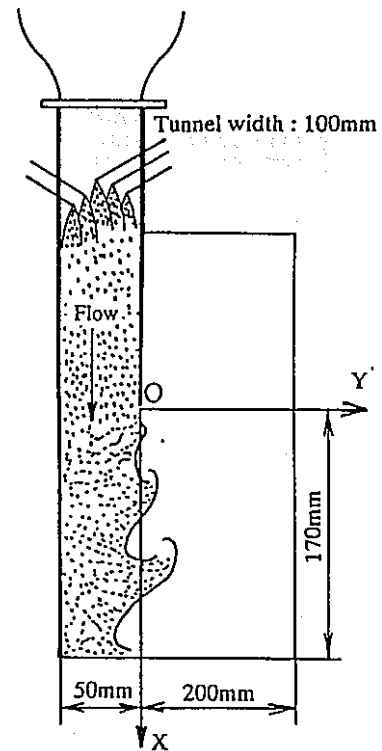


Figure 5.10 Multi-jet injector
(B.J.Lazaro and J.C.Lasheras, 1989) ⁽³⁶⁾

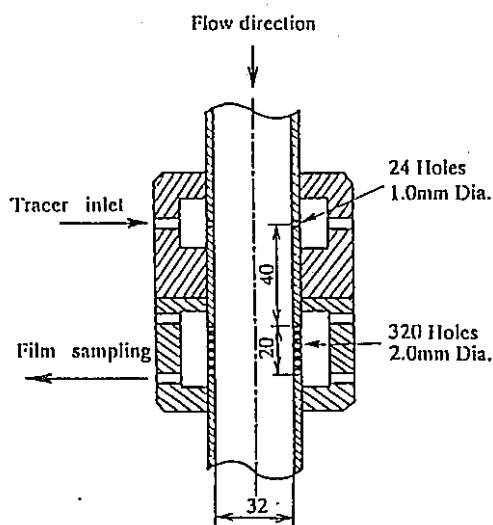


Figure 5.11 Multi-hole injector
(G.W.Leman et al., 1985) ⁽³⁹⁾

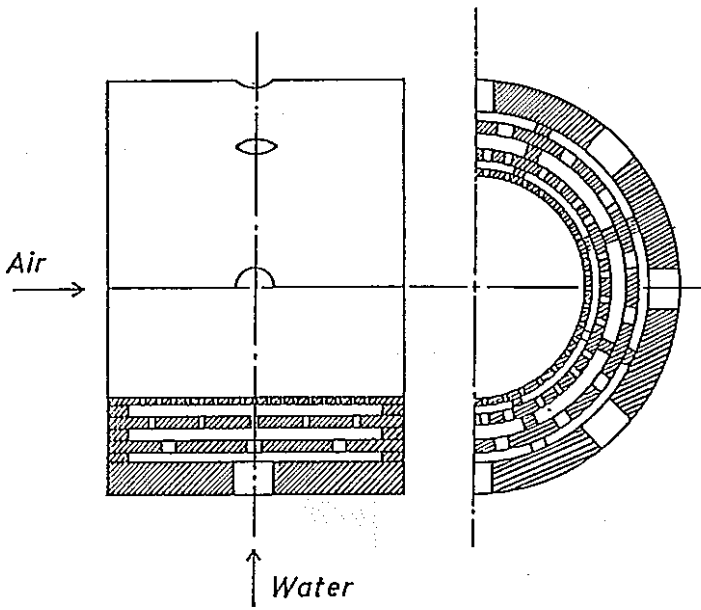


Figure 5.12 Multi-hole injector
(Y.Hagiwara et al., 1989) ⁽⁴¹⁾

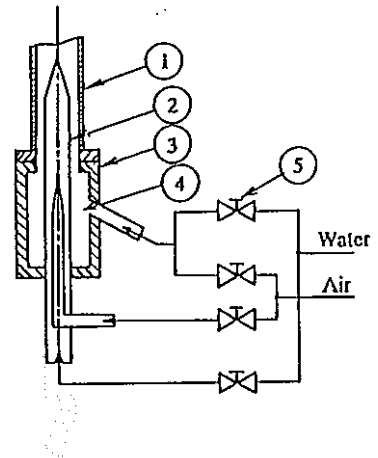
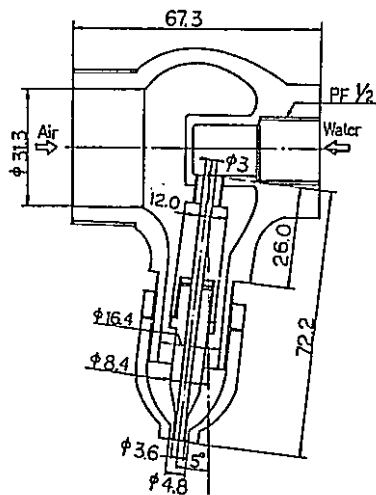
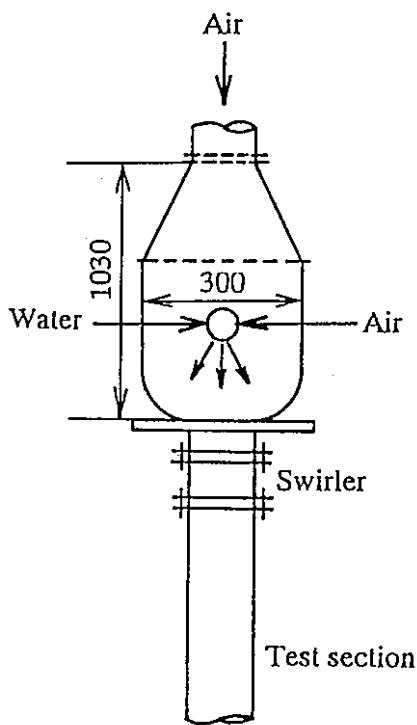


Figure 5.14 Jet-pump nozzle
(G.T.H.Analytis and Lübbesmeier,1985) ⁽⁴⁸⁾



(a) Air-water mixing section (b) Details of air-blast atomizer

Figure 5.13 Air-blast atomizer (K.Akagawa et al., 1983) ⁽⁴³⁾⁻⁽⁴⁵⁾

6.1 はじめに

本実験は、垂直円管内大気圧水の沸騰限界熱流束に関する基礎的な理解を深めるために実施したもので、流動安定時の沸騰限界熱流束の測定のほかに、次のような測定・観察も行った⁽¹⁾。

- ① 流動安定時の限界熱流束
- ② 試験部の圧力損失－流量特性
- ③ 流動不安定発生領域－試験部入口の圧縮性空間の影響
- ④ 圧力降下振動発生時の諸物理量の変動特性

これらの実験結果についてFIDASコードを用いて解析を行うことにより、大気圧近傍の水－蒸気系に対する次のような項目の検証が期待される。

- ① 三流体モデルによる沸騰限界熱流束の予測精度
- ② 沸騰二相流の過渡挙動の予測精度
- ③ 沸騰二相流の圧力損失相関式の評価
- ④ 壁面熱伝達相関式の評価

6.2 実験装置および計測系

6.2.1 実験装置

(1) 実験ループ

本実験は、京都大学原子炉実験所熱特性実験装置を用いて行った。装置の概略を図6.1に示す。作動流体にはイオン交換水を用いた。この水は凝縮器①からポンプ②を通り加圧される。主流を流れる水は、予熱器③を通った後、タービン式流量計④又は⑤を通る。さらに、微調節用予熱器⑥により入口温度の調節を行い、入口流量は弁V4を用いて調節した。

流動不安定を発生させるためのサージタンク（内径100mm、高さ735mmの円筒、全容積5.77ℓ）は⑧のように試験部に接続した。なお、サージタンクと試験部との間は、圧力損失を小さくするために1インチ管を用いて接続した。試験部内の流れは垂直上昇流である。試験部から出た水と蒸気は気水分離器③により分離され、それぞれ凝縮器①に入り一定温度に冷却される。主流のV4までの圧力は、バイパスに設けた弁V6を用いて常に約1.3MPaになるよう調節した。

(2) 試験部

試験部にはステンレス鋼製円管（内径6mm、加熱長さ680mm）を用い、これを垂直に据え付けた。その概略を図6.2に示す。加熱は、試験部両端の電極間に電圧をかけ、直流電流によるジュール加熱により行った。加熱部の壁温は、管壁外面に取り付けたクロメル・アルメル熱電対TC1～TC16により測定、記録した。

(3) 計装類

圧力の測定は、必要に応じてブルドン管式圧力計、半導体差圧発信器、半導体圧力発信器を使い分けた。試験部上下800mm間の差圧と試験部入口及びサージタンク内の圧力は電気信号により取り出しモニターし、レコーダに記録した。加熱部壁温、試験部出入口の水温及び流量計入口水温は、それぞれクロメル・アルメル熱電対により測定し、各時間ごとに直流電源の電圧、電流値とともにデータロガー及び計算機を介してハードディスクに記録した。

6.2.2 流動特性及び限界熱流束の測定

(1) 実験条件の設定

各種実験に先立ち、実験条件を次のように設定した。試験部入口にある弁V4までの圧力を1.3MPaとし、弁より上流の流動不安定の影響が無視できるものとした。試験部内の流れは上昇流とし、試験部下流にある大気開放弁V9を開けておき、試験部出口の圧力は常に大気圧近傍であるようにした。また試験部へ流入する水の入口温度は2つの予熱器を用いて30°Cに設定した。しかし流量変動が大きいときには、試験部入口の熱電対に試験部からの

熱湯が触れ、正確にモニターすることができなかった。試験部及びその周辺にはグラスウールを巻、外への放熱をできるだけ抑えた。

(2) 流動安定時の圧力損失特性の測定

この実験は、試験部入口に圧縮性空間が存在しないときの試験部差圧 Δp と質量速度 G の関係を測定により求め、この静特性とCHFとの関係を把握するために行った。実験装置の設定として、サージタンク入口弁V5を閉め、差圧測定用圧力タップを図6.3のように800mm間隔で設け、入口温度を30°Cに設定した。質量速度 G は、最初1962.7kg/m²sに設定し、そのときの差圧を測定、それからステップ状に質量速度を低下させてはそれぞれの差圧を測定した。なお、加熱熱流束は560、823、957、1107、及び1307kW/m²の各場合で測定した。

(3) 流動安定時の限界熱流束の測定

実験では、サージタンク入口弁V5を閉め、質量速度を設定、熱流束を小刻みにステップ状に上昇させてCHFの測定を行った。CHFの判定は、試験部壁温が350°Cを超えた時点での熱流束とした。またその時点で壁温測定用熱電対を接続したトリップ回路を働かせ、試験部加熱用直流電源のスイッチを切り、試験部の損傷を防止した。

(4) 流動不安定発生領域に対する試験部入口の圧縮性空間の影響

この実験では、圧縮性空間が存在した場合に、本実験ループで観察される流動不安定の発生領域がどのように変化するかを調べた。圧縮性空間の体積は大気圧下で0.41及び4.16ℓとした。これを加熱部内容積(0.0192ℓ)に対する比 V^* で表せば、それぞれ21.3及び216.4に相当する。

(5) 圧力降下振動時の諸物理量の変動

この実験では、圧力降下振動を多角的に捕らえるために、圧力降下振動発生時の試験部差圧変動、圧縮性空間内の圧力変動及び加熱部出口壁温変動を、次のような条件で測定した。

- ① 質量速度を一定とし、熱流束を小刻みにステップ状に上昇させた場合の圧力降下振

動発生領域内での差圧変動と加熱部出口壁温変動の測定。

- ② 熱流束を一定にし、質量速度を小刻みにステップ状に減少させた場合の圧力降下振動発生領域内での差圧変動と圧縮性空間内の圧力変動の関係。

物理量として、それぞれの変動の周期及び振幅を測定した。

(6) 流動不安定時の限界熱流束の測定

圧縮性空間の体積が大気圧下で0.41、0.66、2.16及び4.16ℓ（加熱部内容積に対する比 V^* がそれぞれ21.3、34.3、112.3及び216.4に相当）の場合のCHFを、質量速度を一定に保ち熱流束を小刻みにステップ状に変化させて測定した。また、圧縮性空間の体積が0.66及び4.16ℓ（加熱部内容積に対する比がそれぞれ34.3及び216.4に相当）の場合に、熱流束を一定にし、質量速度を減少させてCHFを測定した。

6.3 実験結果

6.3.1 流動安定時の圧力損失特性

流動安定時の試験部圧力損失と質量速度の関係を図6.4に示す。この結果より、この実験範囲では、 $q=823\text{kW/m}^2$ 以上の熱流束のとき極小値を持つ特性曲線になっている。また、極小値の値は高流量、高圧力損失側に移動していることが分かる。なお、この図の測定点以下の質量速度では、差圧の変動が激しく、データの信頼性が低いため、示していない。差圧の値に関しては、使用した増幅器のドリフトのため、20%程度の誤差を含むものと考えられる。

6.3.2 流動安定時の限界熱流束

圧縮性空間がなく流動が安定している状態での限界熱流束を測定した。結果を図6.5に示す。この図で、 q^* 及び G^* はそれぞれ次式で定義される無次元熱流束及び無次元質量速度である⁽²⁾。

$$q^* = q / [h_{10} (\lambda \rho_0 g \Delta \rho)^{1/2}] \quad (6.1)$$

$$G^* = G / (\lambda \rho_g g \Delta \rho)^{1/2} \quad (6.2)$$

$$\lambda = [\sigma / (g \Delta \rho)]^{1/2} \quad (6.3)$$

ここで、 q :熱流束、 h_{fg} :蒸発潜熱、 ρ_g :蒸気の密度、 g :重力の加速度、 $\Delta \rho$:気液密度差、 σ :表面張力を表す。また、図中、 x :加熱部出口における熱平衡クオリティを表す。実験データは○印で示してあり、これと甲籐の式⁽³⁾、Lowdermilkの式⁽⁴⁾とを比較している。図より、質量速度が小さい領域では実験データ、甲籐の式及びLowdermilkの式による値はよく一致しており、CHFは $x=1$ の条件に近い高クオリティ域での液膜蒸発によるドライアウトであると推測される。一方、質量速度が大きいところでは、CHFのデータは $x=1$ の条件から離れており、液膜蒸発によるドライアウトから、いわゆるDNBによる限界熱流束への移行段階にあると推測される。

6.3.3 流動不安定発生領域

試験部上流の圧縮性空間の体積が大気圧下で $V^* = 21.3$ に設定し、熱流束を一定にし質量速度を小刻みにステップ状に減少させて求めた流動不安定発生領域を図6.6に示す。この図で、横線の領域は密度波振動、斜線の領域は圧力降下振動、縦線の領域は流量逸走が観察された。それぞれの流動不安定は、流動条件及びレコーダに記録した流量、圧力等の変動の様子から判断した。観察によると、圧力降下振動だけが単独で発生しているのはまれで、密度波振動等の複数の流動不安定が合成された形で振動を繰り返しているのが観察された。このため圧力降下振動から密度波振動へはなだらかに移行するのが観察された。図中、△印は圧力降下振動発生時に現れる周期的な節状の安定流動期間が観察されなくなった時点を圧力降下振動の終わりとし、その点を示したものである。質量速度を減少させて測定した流動不安定の発生点○はすべて $X=0$ の条件近傍にあり、クオリティが少しでも正になれば大なり小なり流動不安定が発生し、高流量域では、1周期の振動を完了する前にCHFに至る(流れの逸走による限界熱流束)ことがわかった。圧力降下振動発生領域の低質量速度のあたりでは、振動の周期が密度波振動よりも長く、圧力降下振動よりも短い、振幅の小さい状態であった。

次に、圧縮性空間の体積を大気圧下で $V^*=216.4$ になるように設定した場合の流動不安定発生領域については、振動発生点は図6.6.の○印に一致した。密度波振動への移行点については、図6.6に■印で示してある。この場合、高質量速度では流量の振幅が大きくCHFに至るため、移行点のデータは2点のみとなった。

これらの結果より、Mishimaら⁽²⁾の観察と同様に、密度波振動の発生領域は安定流動時のCHFのラインと、クオリティが0のラインに囲まれた領域であり、圧力降下振動は図の斜線の領域、そして高流量域でクオリティが0近傍では流量逸走が発生することが分かった。

6.3.4 圧力降下振動時の変動特性

質量速度を一定に保ち熱流束を図6.7(a)の●印で示したように上昇させた場合の試験部差圧 ΔP 、加熱部出口近傍の壁温 T_{ex} 及び q^* の変動の様子を図6.7(b)に示す。圧縮性空間の体積及び質量速度はそれぞれ $V^*=216.4$ 及び $G^*=119.5$ である。図より無次元熱流束 $q^*=0.0547$ のときははっきりしないが、 $q^*=0.0605$ 以上のときには圧力降下振動の特徴的な周期変動が認められる。このとき、試験部差圧と加熱部出口壁温の変動の周期は常に一致しており、熱流束を増加させれば周期は0.2sec程度から70secへと長くなり、また、差圧変動の振幅も増加している。差圧と壁温の関係については、差圧が上昇するときに壁温が急激に低下し、それから密度波振動を起こしながら差圧が低下するときに壁温が急激に上昇する。このとき熱流束が十分高ければバーンアウトに至ると考えられる。

次に、熱流束を一定にし、質量速度を図6.8(a)のように減少させた場合の試験部差圧 ΔP 及びサージタンク内圧力 P_s の変化を図6.8(b)に示す。無次元熱流束と圧縮性空間の体積は、それぞれ、 $q^*=0.0973$ 及び $V^*=34.3$ である。図6.8(b)の①は、液单相流の領域であり、振動は観察されていない。②からクオリティが0以上となり、圧力の変動が始まる。試験部差圧とサージタンク内圧力の振動の周期は一致しているが、位相は逆になっている。周期は、始め0.44sec程度であるが、質量速度を減少させると1.2secに長くなる。振幅も、質量速度の減少にともない増加し、密度波振動のみの領域では、差圧の変動は静定期間がなくなり、サージタンク内の圧力の変動は微小なものとなっている。

同様の実験を $V^*=216.4$ として行った結果を図6.9に示す。この実験より、圧縮性空間の体積が大きい $V^*=216.4$ の場合は周期が44sec程度になるのに対し、 $V^*=34.3$ の場合は周

期が1~3secと短く、圧力降下振動は観察されなかった。この結果より、他の条件が同じであっても、圧縮性空間の体積が異なれば、流動変動の様子は全く異なるものになる。

圧力降下振動が発生しているときの試験部差圧の変動は図10より説明できる。まず、試験部差圧が安定に低下するときは図6.10のBC間に相当し、加熱部内は液単相であり壁温も低い。C点に達すると一気に液相から気相への逸走が起こり、加熱部のクオリティは1に近づき、壁温は上昇する。これが図6.10のCD間に相当する。その後、高クオリティのために差圧は上昇し図10のDAに沿って変化する。A点では再び流れの逸走が起こり、AB間のような経路をたどり高クオリティ域から液単相へと急激に変わる。このときに、壁温は急激に低下する。また、液単相域以外ときには密度波振動が誘発され、試験部差圧が図6.7~6.9に示すような特徴的な振動波形になったものと考えられる。

6.3.5 流動不安定時の限界熱流束

質量速度を一定にし熱流束を増加させて求めたCHFの結果を、圧縮性空間の体積 $V^*=21.3$ 、 34.3 、 112.3 及び 216.4 の場合について図6.11に示す。圧縮性空間がある場合には、ある質量速度のときにCHFがステップ状に変化しており、圧縮性空間の体積が大きいほど、ステップ状の変化が大きく、またそれが起こる質量速度は小さくなっている。この図6.11を流動不安定発生領域の結果と比較すると、ステップ状に変化するところが圧力降下振動が発生する領域とほぼ一致することが分かる。また、流動安定時（圧縮性空間を持たないとき）の圧力損失-質量速度の関係（図6.4）の極小値の位置が図6.11の $x=0$ の線の近傍にあり、このループ特性により振動が起こされ易くなり、CHFの低下に関与したことが考えられる。

次に、熱流束を一定にし質量速度を小刻みに低下させて得たCHFの結果を、 $V^*=34.3$ 及び 216.4 の場合について図6.12に示す。この場合、図6.11の場合と異なり、低クオリティ域でのCHFから高クオリティでのCHFへと急変している。図6.11と図6.12とを比較すると、中間クオリティ域では、実験の方法によりCHFの結果は異なり、質量速度を低下させて求める方法によれば流動不安定を助長し、CHFは低くなる事が分かる。

6.4 おわりに

以上、三流体モデルの高度化用の水・蒸気系実験データベースについて述べた。この実験解析において必要となる構成方程式・解析モデル、および解析条件を以下に整理しておく。

6.4.1 解析モデル及び構成方程式

上記実験によるCHFの解析では、三流体モデルにより環状噴霧流の液膜ドライアウトを取り扱う必要がある。また、流動不安定の解析では、加熱部上流のサージタンクのモデル化が必要である。この圧縮性空間には非凝縮ガスである空気が満たされ、また、液面は流動不安定時には振動する。

解析に必要な構成式としては、次のようなものが考えられる。

- ・ 流動様式
- ・ 壁面摩擦
- ・ 壁面熱伝達率
- ・ 界面摩擦
- ・ 液滴発生・付着

逆に言えば、本実験の解析によって上記の構成方程式の検証・改良が行える。

6.4.2 解析条件

上記の実験の解析条件は、次の通りである。

流 　　れ： 垂直上昇流

流 　　体： 蒸気－水

流路形状： 円管、内径6mm (図2)

加 熱 部： 壁材質SUS304、管壁厚さ1mm、加熱長さ680mm

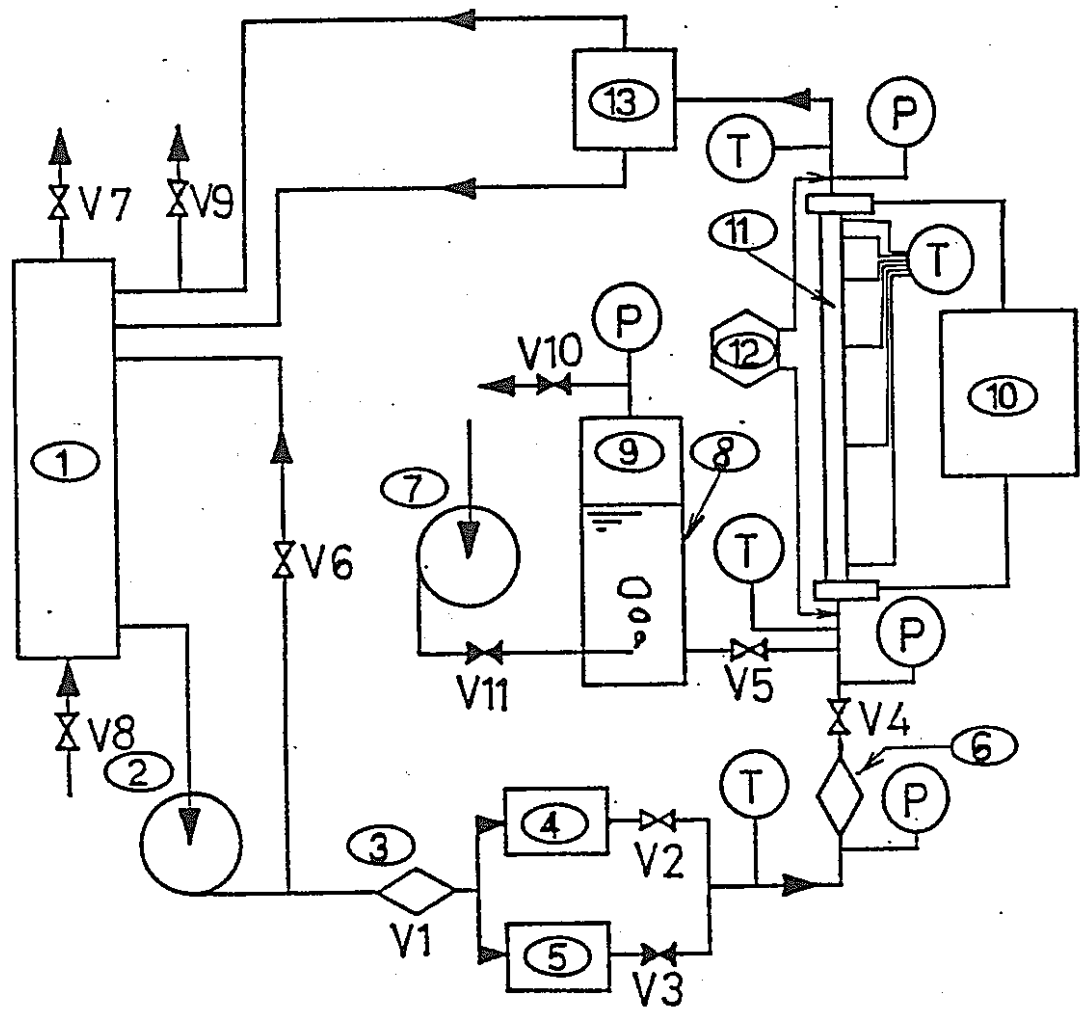
サージタンク： 円筒形、内径100mm、高さ735mm

境界条件： 加熱部出口圧力が大気圧 (一定)

加熱部入口温度30℃ (一定)

第6章の参考文献

- (1) 呉田昌俊：「入口に圧縮性空間を持つ垂直円管内限界熱流束」近畿大学理工学部卒業論文 (1991).
- (2) Mishima, K., Nishihara, H. and Michiyoshi, I.: "Boiling Burnout and Flow Instabilities for Water Flowing in a Round Tube under Atmospheric Pressure," Int. J. Heat Mass Transfer 28, pp.1115-1129(1985).
- (3) Katto, Y.: "A Generalized Correlation of Critical Heat Flux for the Forced Convection Boiling in Vertical Uniformly Heated Round Tubes," Int. J. Heat Mass Transfer 21, pp.527-1542 (1978).
- (4) Lowdermilk, W.H., Lanzo, C.D. and Siegel, B.L.: "Investigation of Boiling Burnout and Flow Instability for Water Flowing in Tubes," NACA-TN 4382 (1958).



- | | | |
|-------|-----------|---------|
| ① 凝縮器 | ⑥ 予熱器 | ⑪ 試験部 |
| ② ポンプ | ⑦ コンプレッサー | ⑫ 差圧計 |
| ③ 予熱器 | ⑧ サージタンク | ⑬ 気水分離器 |
| ④ 流量計 | ⑨ 圧縮性空間 | (P) 圧力計 |
| ⑤ 流量計 | ⑩ 直流電源 | (T) 熱電対 |

図6.1 実験装置の概略

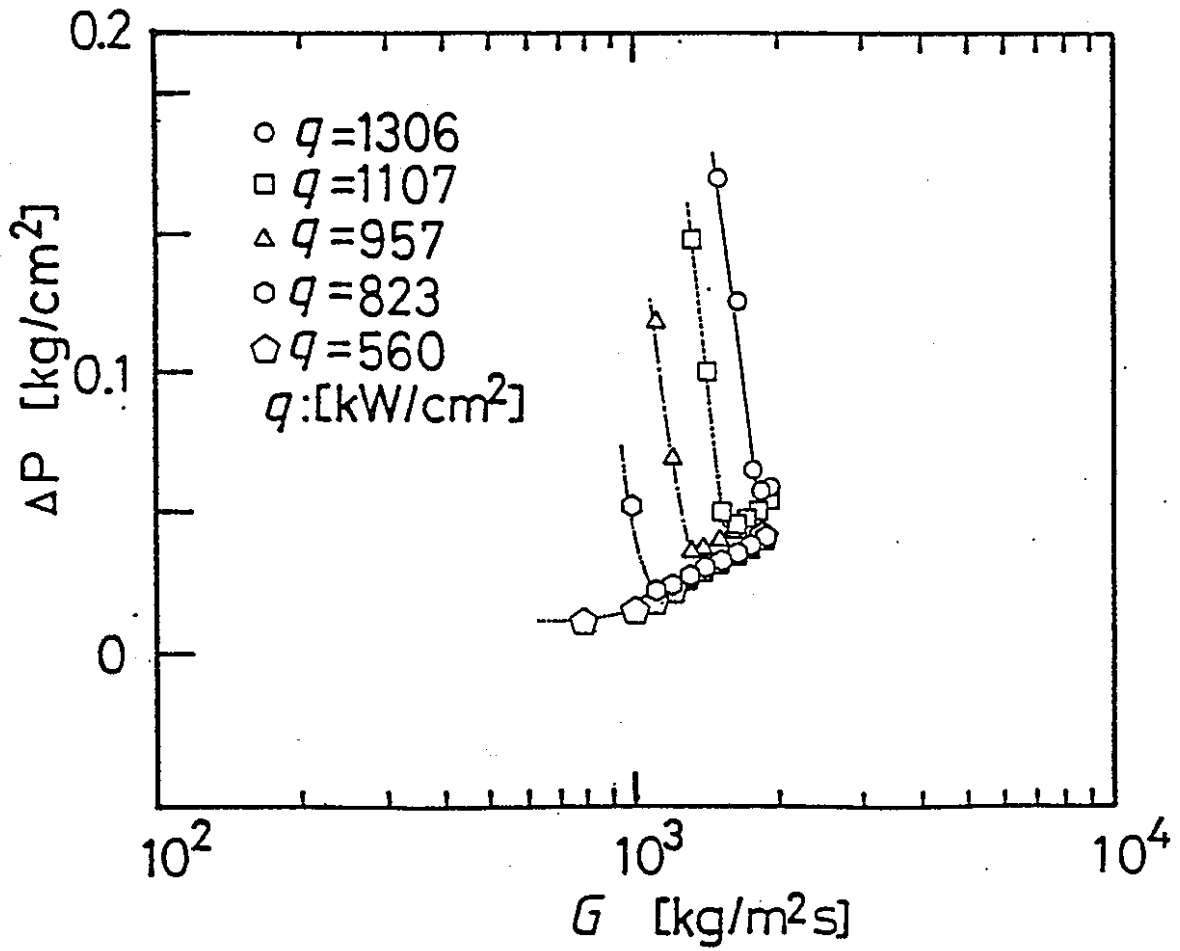


図6.4 試験部の圧力損失特性

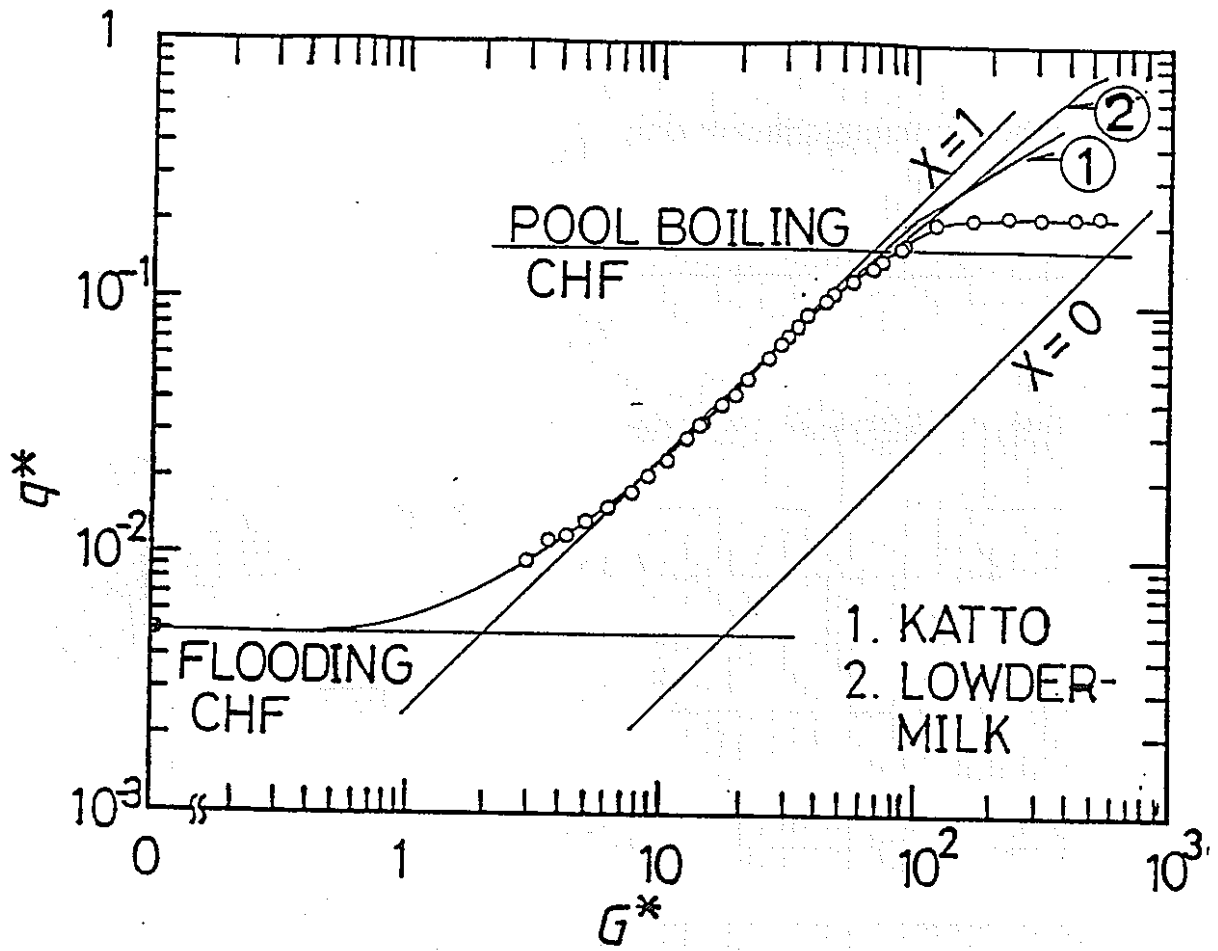


図6.5 流動安定時の限界熱流束

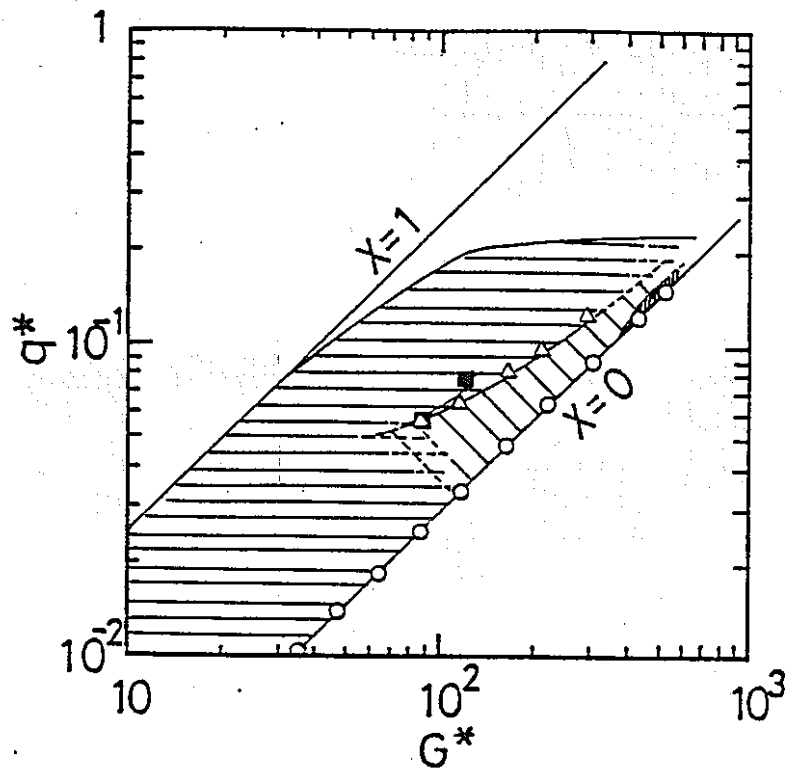


図6.6 流動不安定発生領域

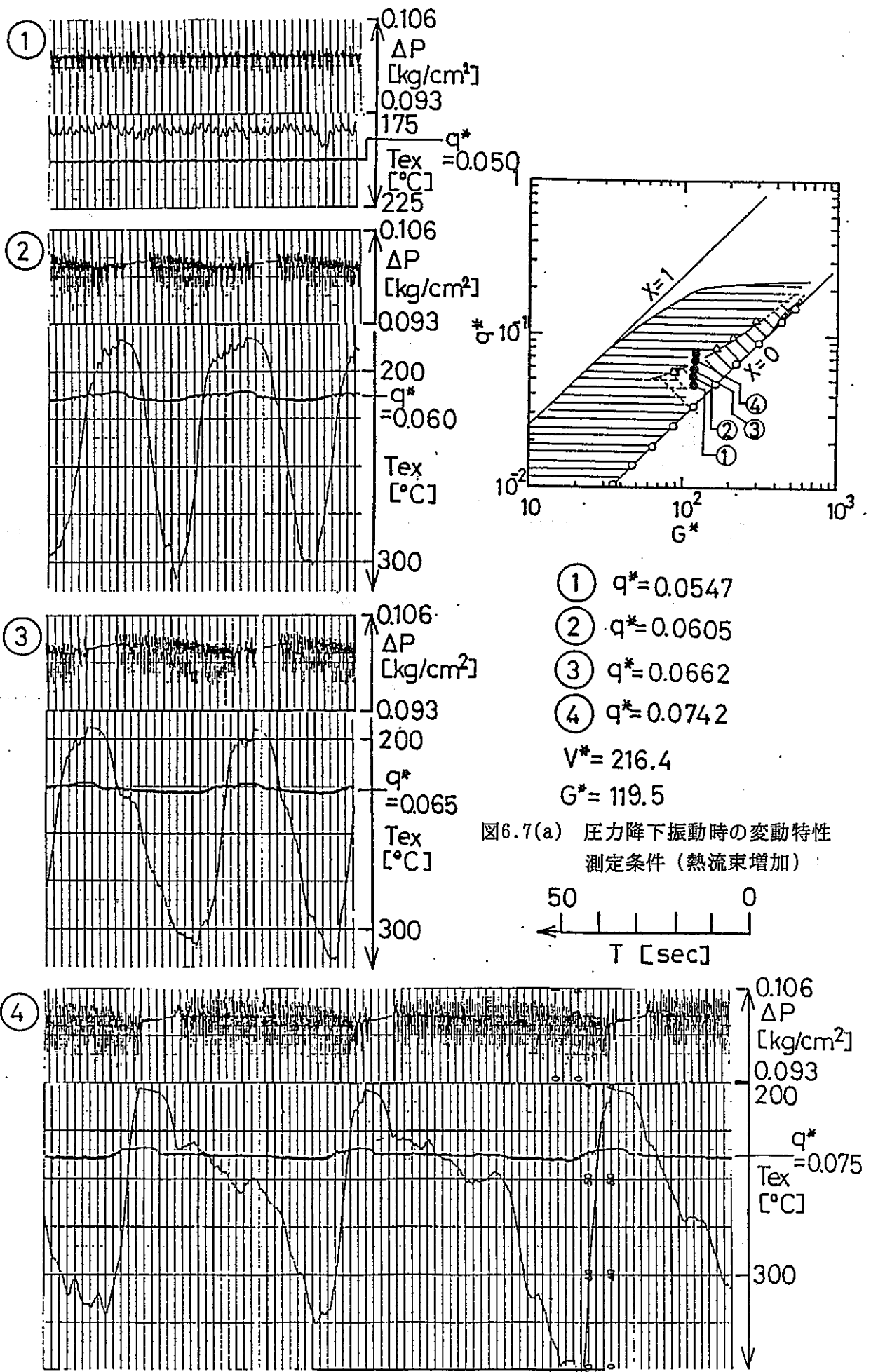


図6.7(b) 圧力降下振動時の差圧と壁温の変動 (熱流束増加)

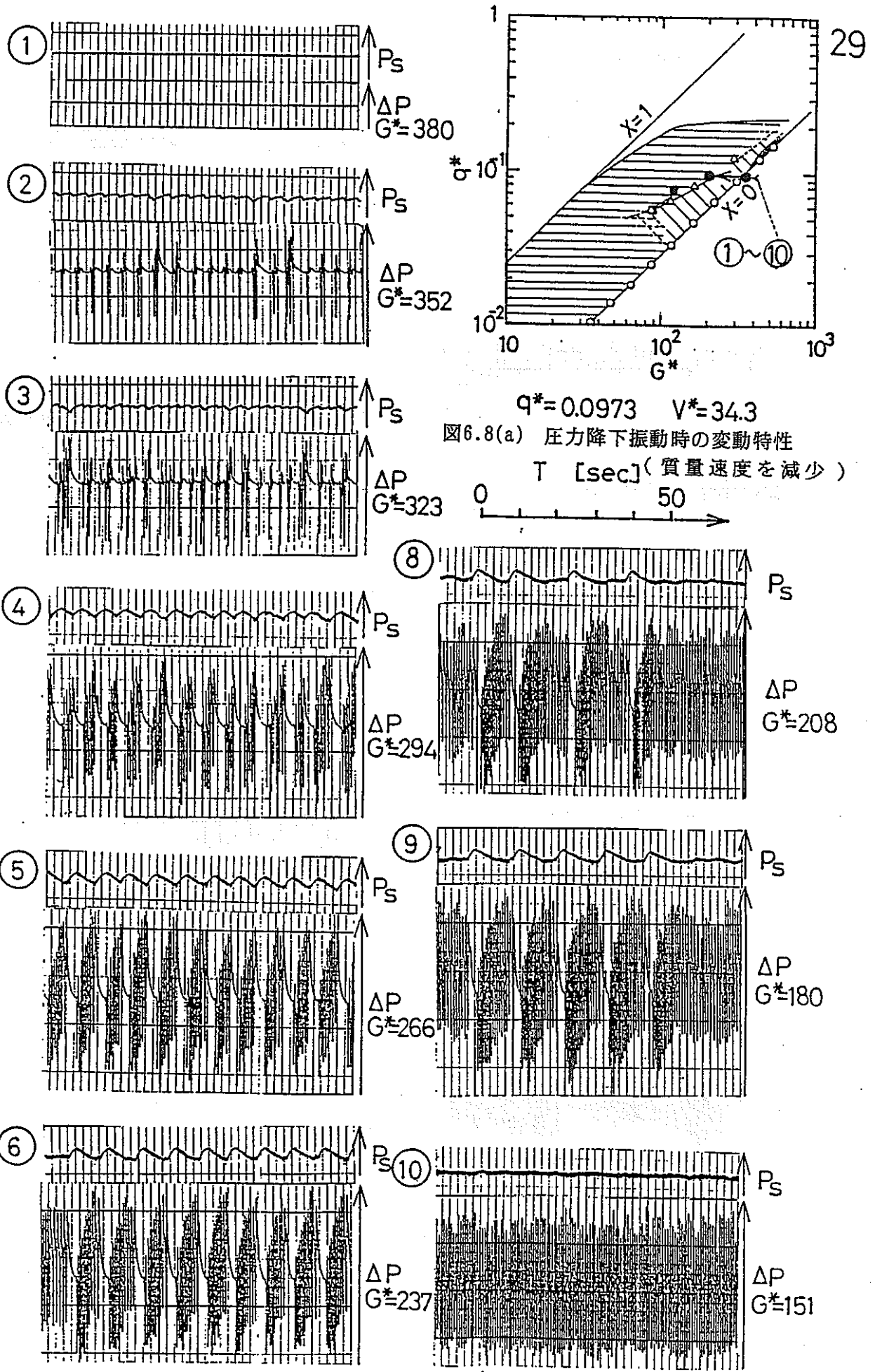
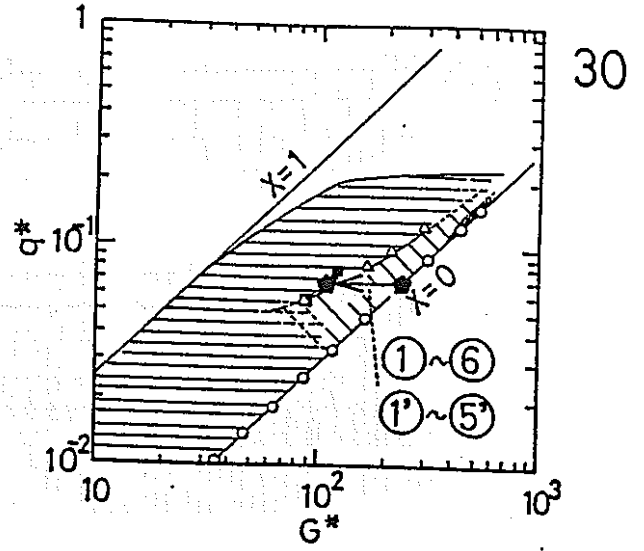


図6.8(b) 圧力降下振動時のサージタンク内圧力と差圧の変動 (質量速度減少、 $V^* = 34.3$)

- ① ~ ⑥ : $V^* = 216.4$
- ①' ~ ⑤' : $V^* = 34.3$
- ① ①' : $G^* = 237$
- ② ②' : $G^* = 208$
- ③ ③' : $G^* = 180$
- ④ ④' : $G^* = 151$
- ⑤ ⑤' : $G^* = 122$
- ⑥ : $G^* = 94$



$q^* = 0.0662$

図6.9(a) 圧力降下振動時の変動特性測定条件
(質量速度を減少させた場合)

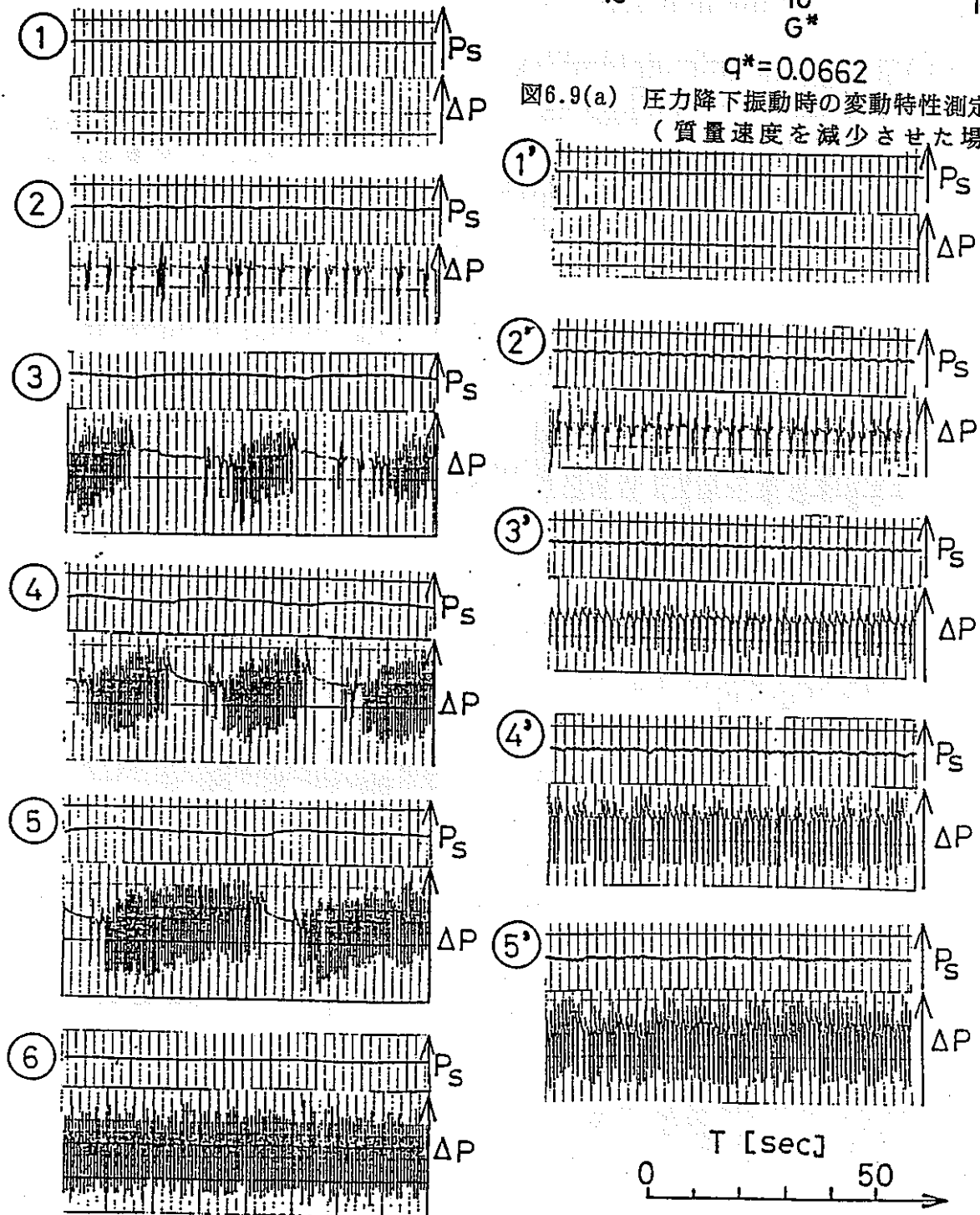


図6.9(b) 圧力降下振動時のサージタンク内圧力と差圧の変動 (質量速度減少, $V^* = 216.4$)

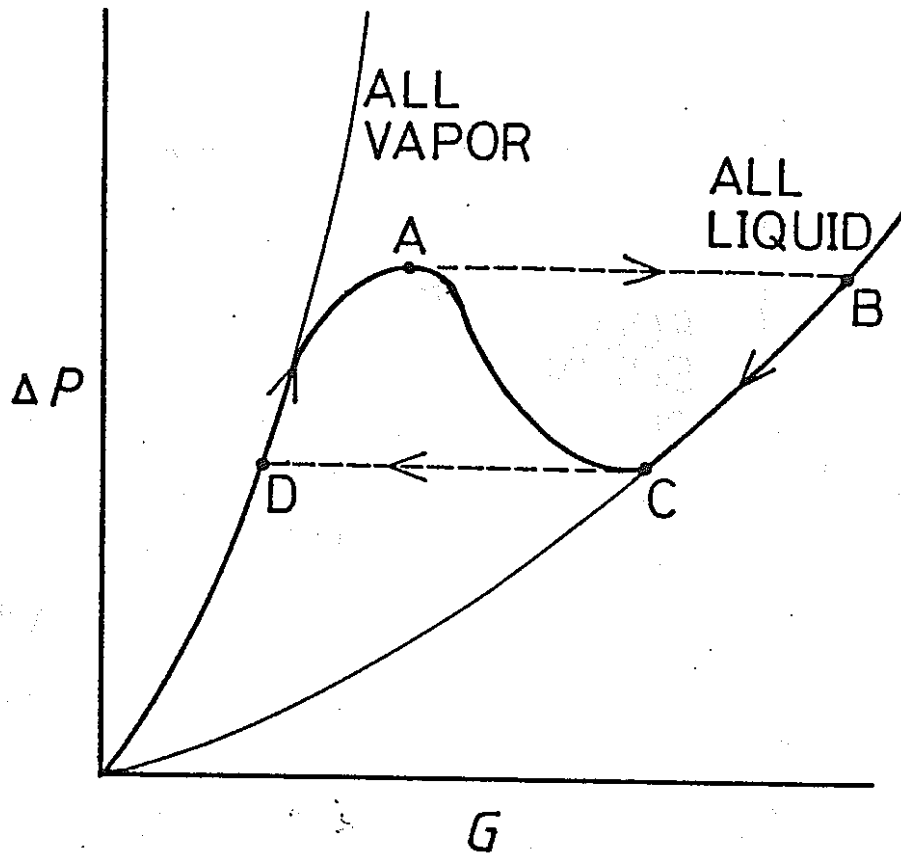


図6.10 圧力降下振動時の差圧と流量の関係

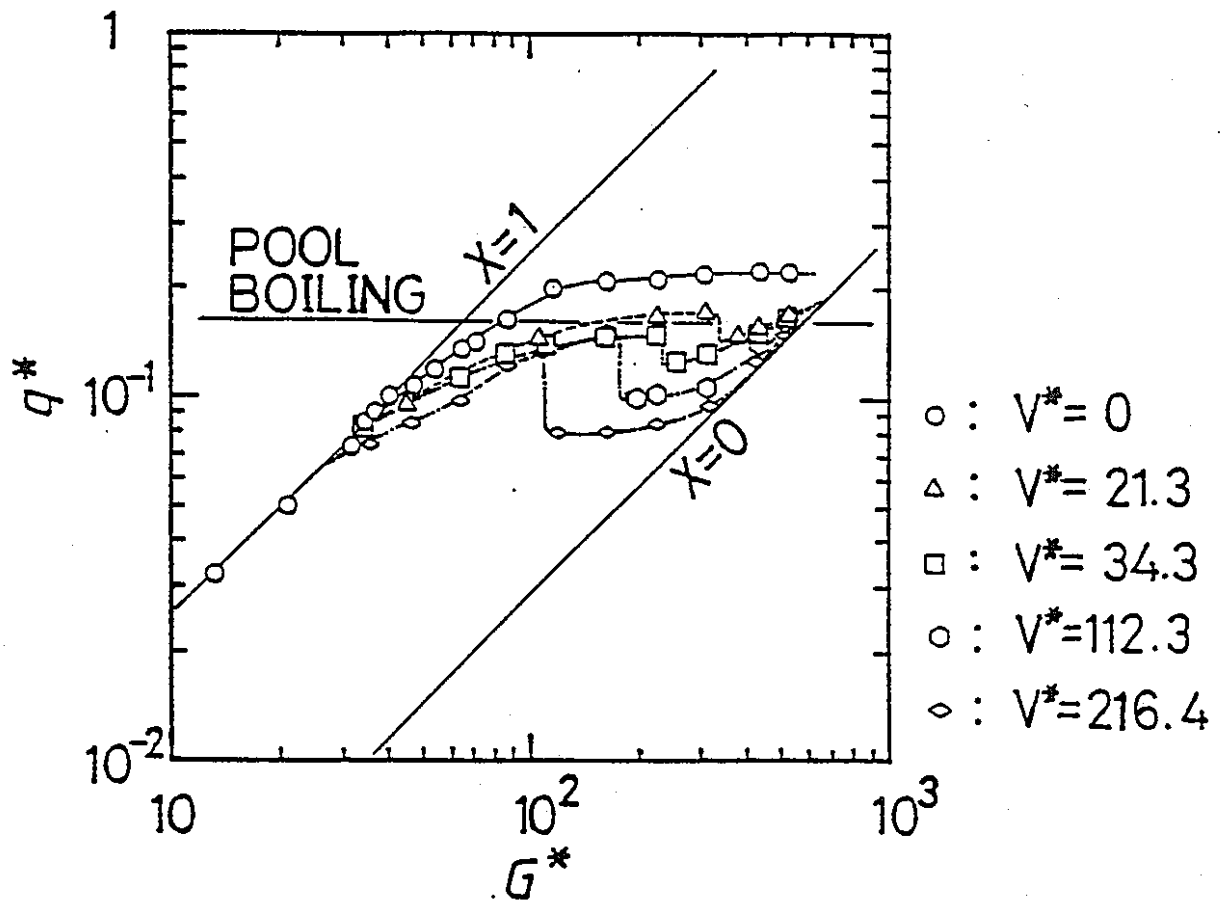


図6.11 限界熱流束に及ぼす圧縮性空間の影響 (熱流束増加)

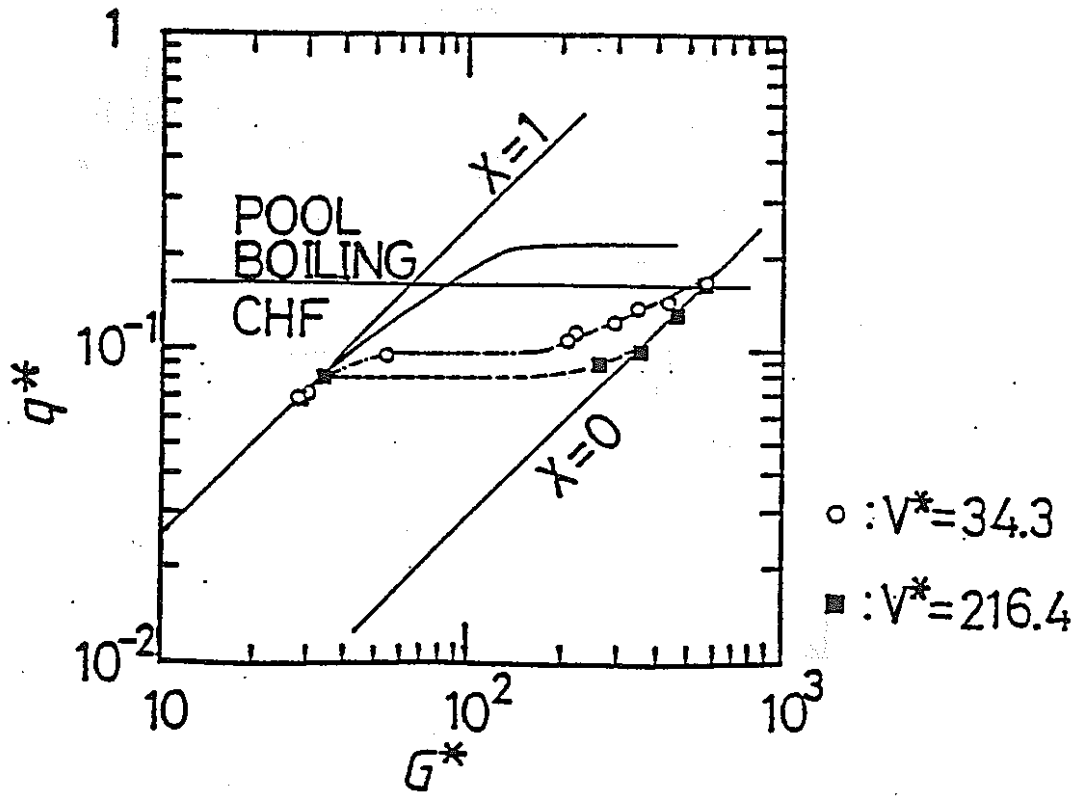


図6.12 限界熱流束に及ぼす圧縮性空間の影響 (質量速度減少)

7. 水・空気系実験データベース

(岡田)

7.1 はじめに

直円管内の单相流では、助走区間は一般に入口条件を指定するとほぼレイノルズ数によって決定されるが、二相流においては流体力学的パラメータ、管路の寸法、姿勢さらにはそれらの関係によって決まる流動様式によって非整定区間は変化する。たとえば、比較的簡単な垂直円管内の環状噴霧流に限定しても、液膜と液滴が共存し、双方がお互いに作用し合うために関連するパラメータが多く、非整定区間の長さを厳密に定義・決定することは困難である。事実、環状噴霧流の非整定流動に関する系統的な研究は少なく、非整定流動問題に断片的に触れているにすぎない^{(1)~(6)}。そして液膜と液滴の双方から、液体および気体の広い流量範囲にわたって、無次元軸方向距離 z/d の変化に基づく非整定区間内流動の問題を扱ったものはないようである。

そこで著者は、まず流動のモデルが最も簡単であり、流れが重力の方向と一致する垂直円管内下向きの環状噴霧流において、従来あまり扱われていないドライアウト前に相当する水量の少ない場合について、気相速度条件を低気相速度域から気体の密度変化が問題となる高気相速度域に至るまで流動条件を拡張して一連の研究を行なった。気液混合方式についても、管中央に設置した1個のノズルから給水し、気体と混合するノズル給水と、またこれとは対照的な多孔質円管の壁面から水を供給し、気体と混合するシンタ給水との、極端な二つの給水方式の場合について検討する。

ノズル給水では、気液混合部では液膜が存在せず、給水がすべて液滴となっている極端な場合である。もう一つの極端な場合は、水を多孔質の管壁の周囲から浸みださせるシンタ給水方式であって、全水量が最初は水膜を形成し、液滴が存在しない状態から気液の混合が始まる。液膜流の管軸方向変化は、両給水方式によって当然異なり、したがってじょう乱波の発生状態も異なるので浮遊液滴の挙動にも差異が生じる。

本研究は以上のような実験条件において環状噴霧流の液膜側および液滴側の諸因子の変化・発達過程を実験的に詳細に明かにすることを目的としている。

7.2 実験装置および計測系

7.2.1 実験装置の概要

垂直管の場合の実験装置は、図7.1の概要図のように2本の供試管を有している。すなわち液膜の流動観察ならびに液膜厚さおよび波動の諸特性の測定には内径 $d = 29.57 \text{ mm}$ 、外径 40.0 mm 、全長 8200 mm 、試験部の長さ 6200 mm の透明アクリル製円管 TS_1 を用い、圧力損失および浮遊液滴の測定には内径 29.87 mm 、試験部の長さ 6450 mm の黄銅製円管 TS_2 を用いた。各供試管はそれぞれ、気相助走区間、気液混合部および測定部から成っている。アクリル製供試管 TS_1 には流下方向に変化する液膜の諸特性測定用の電気抵抗法電極が 300 mm 間隔で $C_1 \sim C_{20}$ (無次元軸方向距離 $z/d = 6.7 \sim 196.7$) の20箇所の位置に埋め込まれている。一方、黄銅製供試管 TS_2 には、圧力損失を測定するための13個の圧力タップが $P_1 \sim P_{13}$ ($z/d = -6.5 \sim 196.3$) の位置に取付けられ、また液滴採取管の挿入孔 10 mm が $S_1 \sim S_{17}$ ($z/d = 3.3 \sim 202.0$) の17箇所の位置にあげられている。空気および液膜の温度測定には、 0.3 mm の銅-コンスタンタン熱電対を用いた。なお、気体単相流の場合に管摩擦係数を実測し、両供試管共に試験部は流体力学的に滑らかな円管であることを確かめた。

空気圧縮機PAにより加圧された空気は四分円ノズルNAを通して気流整定用タンク T_1 または T_2 へ送られ、整流格子とベルマウスを含む気相助走区間を経て気液混合部 MS_1 または MS_2 に至る。他方、水は定水位タンクHTから温度調節用タンクW、四分円ノズルNW、浮子式流量計Rを経て気液混合部に流入する。

気液混合部は、給水方式の影響を明かにするため図7.2に示すように、図7.2(a)に示すような内径 31 mm 、長さ 25 mm の黄銅製焼結合金円筒 (ろ過精度 100 メッシュ) の全円周より水を浸み出させる場合 (シンタ給水方式) と、管中心部に設けた1個の内径 3 mm のステンレス製ノズルより水を噴出させる場合 (ノズル給水方式) の2種類を用いた。気液混合部直後では、供給水は、ノズル給水の場合すべて浮遊液滴となるが、シンタ給水の場合すべて液膜の状態となり、これらの気液混合方式は極めて対照的な両極端にあるといえる。

7.2.2 測定方法

(1) 浮遊液滴の採取方法

浮遊液滴は図7.3に示すような外径3.0 mm、吸引管内径1.2 mmの等速吸引管(isokinetic probe)を製作して、これによって採取した。等速吸引管についてはすでにくらかの報告がみられるが、著者は主流の静圧と吸引管内の流れの静圧バランスを正しくとるために従来の供試管の管壁から静圧をとる従来の方法を改め、とくにプローブ内を2重管とし、環状部を2室に分割して(図7.3の(b))、プローブ内に検出装置のすべてを内蔵した構造のものを試作した。そして主流計測用のプローブ外面に設けた静圧孔と吸引管内面に設けた静圧孔をプローブ先端から同じ位置に設け、静圧測定位置の差による吸引速度設定の誤差を避けた。液滴の吸引には真空ポンプを用い、一定時間内における液滴採取箱の重量変化を化学天秤で計って捕集液滴量を求めた。

(2) 圧力損失の測定方法

管内圧力測定用の圧力タップを垂直管では13箇所の位置に設けている。その各位置において、同じ断面の管壁の円周上に90度おきに4箇所(水平管の場合には上部および左右の3箇所)、直径1 mmの側圧孔を設けている。圧力損失は、各タップから得られる管内圧力を水抜きをかねた圧力集合管に導いてその平均値を測定した。

(3) 液膜の諸量に関する測定方法

液膜厚さおよび波動の諸特性を測定するための電極を表7.1に示すようにアクリル製供試管TS₁のC₁~C₂₀の位置に300 mm 間隔に設置している。液膜に関する諸量の測定には、小孔、突起物などの障害物を避けるために内壁の滑らかなTS₁のみを用い、圧力損失ならびに浮遊液滴測定用の黄銅製供試管TS₂とは別系統とした。

液膜測定用電極には、原理的に世古口ら⁽⁷⁾の方法と同一のものを採用した。電極部には直径0.75mmの白金線を用い、図7.4に示すように同一断面に4箇所3 mm 間隔の正方形配置とし、1断面に計16個の電極を管内壁面と一致するように配置し、C₁~C₂₀の20断面に総計320個設置した⁽⁸⁾。

液膜厚さの測定のための回路を図7.5に示す。抵抗法の使用電極には図に示すように軸方

向の電極の各々2個を用いた。この電極の回路に5Vの直流定電圧がかけられ、液膜厚さの変化に伴う電気信号が10K Ω の抵抗の両端から得られる。それをオシロスコープにより観察し、直流増幅器を通して電磁オシログラフにより波形を記録し、解析する。電磁オシログラフには400Hzまでの周波数範囲に対して感度一様な振動子を使用した。記録した波形から等間隔に電圧を読み取り、平均電圧、最大電圧および最小電圧を求め、校正曲線から平均、最大および最小の各液膜厚さを求めた。液膜厚さの測定の場合、図7.4に示すように1断面で8箇所測定できるが、本実験ではこのうち90度ずつ隔たった4箇所において測定し、その平均値をその断面の液膜厚さとした。

この電気抵抗法は液膜厚さの連続測定ならびに波の速度、波の周波数などの測定も併せて可能であるなどの利点をもつ。

波の伝ば速度の測定には図7.6に示すように、電極は供試管軸に対して垂直のものを使用した。リップルの速度の測定には3mm隔たった電極を用い、じょう乱波の速度測定には300mm隔たった2対の電極を用い、電磁オシログラフにより記録紙上に波形を同時記録した。対応する波形を選び出し、その出現時間の差を求め、各電極距離とこの出現時間から各電極間の平均速度を求めた。

リップルの周波数成分は記録された波形を0.5msもしくは1ms間隔に出力電圧を読み取り、スペクトル解析により求めた。じょう乱波の周波数は一定時間内の出力波形からじょう乱波の発生数を読み取ることにより求めた。

7.3 実験結果

7.3.1 実験条件

実験は表7.2に示す空気および水の各条件の組み合わせに対して実施した。表7.2の u_{g0} および u_{l0} は気相速度および液相速度であり、 Re_{g0} および Re_{l0} は気相および液相レイノルズ数である。空気量の影響は主に u_{g0} で整理するが、水量の影響は他の研究者のデータとの比較を考慮して速度およびレイノルズ数を使用した。空気および水は同一温度に設定され、20~30 $^{\circ}$ Cの範囲にあった。

7.3.2 液膜の流動状態

シンタ給水では、気液混合部の直後から環状液膜流が形成される。一方、ノズル給水の場合にはノズルから噴出された水が気流により微粒化され、浮遊液滴となって流下し、その一部が管壁に到達付着して次第に環状液膜流が形成される。したがって混合部近傍では給水方式により液膜形成過程に差があり、また後述のようにじょう乱波の発達状況にも明白な差異が生じる。図7.7は電気抵抗法による出力波形より液膜厚さ t に換算した液膜の波動の例である。図7.7 (a)はシンタ給水の $u_{g0} = 87 \text{ m/s}$ 、 $Re_{g0} = 896$ について種々の z/d における出力波形であるが、混合部直後から液膜が形成されているため、 $z/d \approx 20$ でもかなり高い波が多い。 z/d の増加と共に波高は高くなり、波形勾配（波高/波長）の大きいじょう乱波が生じており、また波の合体が起こるため波の通過頻度は減少している。図7.7 (b)はノズル給水の場合の例である。混合部に近い $z/d = 26.7$ では液膜厚さ t は 0.025 mm 程度で、波高も低くリップルの状態である。 z/d の増加と共に t が増して、波立ちが大きくなり、 $z/d = 86.7$ ではじょう乱波が生じ、下流に向かって次第に発達している。

7.3.3 じょう乱波の発生位置

じょう乱波は浮遊液滴の発生と密接に関連しており、その発生開始位置は、環状噴霧流の発達過程を明かにするうえで重要である。図7.8は種々の実験条件について気相速度 u_{g0} とじょう乱波の発生位置 $(z/d)_d$ の関係を目視および出力波形から求めたものであるが、給水方式による差が明かに存在する。シンタ給水では、環状の厚い液膜が混合部直後から形成されているので、じょう乱波はノズル給水の場合よりも全体的に上流側で発生している。その発生位置は u_{g0} の増加にともなってシンタ給水では上流側に移るが、ノズル給水では逆に下流に移動する傾向がある。 Re_{g0} の増加に対しては、両給水方式ともに上流側に移動している。ノズル給水の場合に u_{g0} の増加と共にじょう乱波の発生が遅れるのは、 u_{g0} の増加につれて液滴浮遊量が増し、壁面上の液膜の形成が遅れるためと考えられる。

7.3.4 液膜厚さ

まず、給水方式による差が最も極端に現われる $u_{g0} = 0 \text{ m/s}$ の場合について述べる。シン

タ給水の場合、液膜は混合部直後から形成され、気液界面に生じる重力波が流下方向に成長するため、最大液膜厚さ t_{\max} は軸方向に徐々に増加する。平均液膜厚さ t_m は軸方向にはほとんど変化せず、最小液膜厚さ t_{\min} はわずかに減少する傾向を示した。低風速の $u_{go} = 18$ m/sでも $u_{go} = 0$ m/sとほとんど同じ傾向であった。

風速が増して $u_{go} = 53.2$ m/sでは、図7.9のようにシクタ給水の場合の t_{\max} 、 t_m および t_{\min} はいずれも軸方向に顕著な変化を示さないが、ノズル給水の場合には $z/d < 50$ で各液膜厚さは次第に増加する。 $z/d \geq 50$ では給水方式による差はほとんどない。図7.10は $u_{go} = 65.7$ m/sの場合に、 Re_{lo} の異なる値に対する t_{\min} 、 t_m および t_{\max} の軸方向変化を比較して示す。まず t_{\min} について、水量が少なくリップルしか存在しない $Re_{lo} = 179$ では、下流に向かって t_{\min} は徐々に増加して一定値に達する。その位置を $(z/d)_{t_{\min}}$ で表せば、 $(z/d)_{t_{\min}} \doteq 150$ である。遷移的な波が観察される $Re_{lo} = 358$ では、より早く増加して $(z/d)_{t_{\min}} \doteq 100$ である。他方、じょう乱波が発生している $Re_{lo} \geq 627$ では、 t_{\min} は、はじめ軸方向に急速に増大し、ある位置で極大値に達したのち減少している。この減少傾向は気相速度が大きいほど顕著になるが、これは軸方向への圧力降下に伴う空気の膨張による気流速度の増加に起因するものと思われる。

図7.10において、 t_m の軸方向変化の傾向は t_{\min} とほぼ同様であるが、 t_{\max} には、じょう乱波が存在しない $Re_{lo} \leq 358$ とじょう乱波を伴う $Re_{lo} \geq 627$ との間にさらに明瞭な差が認められる。 $Re_{lo} \leq 358$ では、 t_{\min} や t_m と変化の傾向はよく似ているが、 $Re_{lo} \geq 627$ の場合、 t_{\max} は軸方向には、はじめ徐々に増加し、 t_{\min} が極大値を示す位置あたりから急激な増加に転じる。この位置は、じょう乱波の発生位置にほぼ対応している。 t_{\max} が極大となる位置は、 $u_{go} = 65.7$ m/s の場合、水量の比較的少ない $Re_{lo} = 627$ では $z/d \doteq 140$ であるが、水量の増加とともに上流に移動し、 $Re_{lo} = 896$ では、 $z/d \doteq 80$ である。

気流速度が同一の場合には、通常は水量が多いほど液膜は厚くなるが、水量の増加とともに各液膜厚さの増加の割合は小さくなり、それぞれ、ある一定値に漸近する傾向を示す。すなわち、水量がある値を越えるとき、液膜厚さには水量に依存しない限界値が存在するといえる。

図7.11は、 $z/d = 180$ における各液膜厚さの限界値 $t_{\max c}$ 、 t_{mc} 、 $t_{\min c}$ を気相速度 u_{go} に対して表したものである。いずれの厚さも、実験点はそれぞれ一本の曲線上に分布し、液膜の限界厚さが u_{go} によって定まることを示唆している。気流速度の高い $u_{go} > 80$ m/sでは、

t_{\max} でさえ0.1 mm以下という薄膜になっている。このような状態では波高も極めて小さくなり、リップルとじょう乱波の差もなくなるものと思われる。じょう乱波の発生が流動特性に強い影響を及ぼすのは気相速度が高い場合ではなくて比較的低い場合であるといえる。なお図7.11には水平ダクトにおける Woodmanseeら⁽⁹⁾の結果を参考のため加えたが、実験点は本実験結果のほぼ延長線上に分布している。気相速度がさらに大きい $u_{g0}=87.0$ m/sの場合には空気が膨張する程度が大きくなり流下方向に u_{g0} が増加するので、シタ給水では t_{\max} および t_m は軸方向に漸次減少の傾向となったが、 t_{\min} には顕著な変化は認められなかった。ノズル給水では t_{\max} が一定となる軸方向位置が、 $u_{g0}=53.2$ m/sに比べてさらに下流に移動しており、7.3.3で述べた u_{g0} の増加に伴ってじょう乱波の発生位置が下流に移動する結果と良く一致している。

7.3.5 波の伝ば速度、周波数およびじょう乱波の通過頻度

図7.12は、シタ給水の場合のリップルの速度 u_r を、ノズル給水の場合と比較して示す。シタ給水の場合には軸方向に顕著な変化はなく、ほぼ一定である。他方、ノズル給水の場合には u_r の軸方向変化は u_{g0} によってかなり異なる。すなわち、 u_{g0} が小さい場合、 u_r は下流に向かって減少し、一定値に近づくが u_{g0} が大きい場合には逆に増加する。しかし $z/d \geq 100$ ではいずれの速度の場合にも給水方式によって差はほとんどない。

図7.13はじょう乱波の伝ば速度 u_d の軸方向変化の例を示す。 u_d はシタおよびノズル給水とも軸方向に単調にわずかに増加する傾向をもち、Webbの結果⁽⁵⁾と定性的に一致している。また u_d は u_{g0} の影響を強く受け、 u_{g0} の増加とともに増大するが、 Re_{c0} の増加とともにやや増加する傾向を示した。

気体の密度変化に伴う u_{g0} の軸方向の増加は、空気量が多い場合に顕著となる。そこで各断面における空気の膨張を考慮した平均気相速度 u_{gz} に対する u_r の比 u_r/u_{gz} の軸方向変化の例を図7.14に示す。シタ給水の場合には軸方向に顕著な変化はなく、低風速の18 m/sの場合を除いて $u_r/u_{gz}=0.02 \sim 0.03$ である。一方、ノズル給水の場合には、 u_r が液膜厚さにも依存しているため、 $z/d < 100$ では気相速度が低い $u_{g0}=27.5$ m/sと高い $u_{g0}=77.9$ m/sでは、 u_r/u_{gz} の値は図7.14の実線と一点鎖線のように対照的な傾向を示す。 $z/d \geq 100$ では給水方式および u_{g0} の影響は少なくなる。なお u_d/u_{gz} の値は両給水方式とも0.06~0.1程度で軸方向にはほ

とんど変化せず、気相速度が大きいほど小さい値を示した。

じょう乱波を含めた波の周波数成分 f の軸方向変化は、下流に行くに従い、200～600 Hz の周波数成分がわずかに増加するものの、いずれの給水方式においても軸方向に大きな変化は見られなかった。

図7.15は、じょう乱波の通過頻度 f_d の軸方向変化の例をシンタ給水の場合に示したものである。 f_d は、低速の $u_{g0}=18$ m/s では50 dまでかなり急激に減少し、それより下流では漸次減少する傾向となっている。気流速度が増して $u_{g0}=87$ m/s では急激に減少する範囲が90 dほどに広がる。この f_d が流下方向に減少する傾向は、ノズル給水にも同様に認められた。したがってこの区間においてじょう乱波の合体、じょう乱波からの浮遊液滴の発生などが活発に行なわれていると考えられる。また f_d は u_{g0} および Re_{i0} の増加に伴って増加している。このことは、後述のように、 u_{g0} および Re_{i0} の増大が全液滴浮遊量 W_{i0} の増大をもたらすことに関連し、 f_d と W_{i0} (または液滴浮遊率 E) が密接に関係していることを示唆している。

7.3.6 気液界面の摩擦係数

環状噴霧流における気液界面の管摩擦係数 λ_i [式(7.1)] は、シンタおよびノズルの両給水方式とも、気相速度が小さい $u_{g0}=18$ m/s では、軸方向に変化が大きく、本実験装置の範囲 $z/d \geq 180$ では一定にならなかった。

$$\lambda_i = 2 d_i (\Delta p / \Delta z) / \{ \rho_g (u_{gm} - u_i)^2 \} \quad (7.1)$$

ここに $d_i = d - 2 t_m$ 、 d : 管内径、 t_m : 平均液膜厚さ、 $\Delta p / \Delta z$: 隣り合う圧力タップ間の圧力勾配、 u_{gm} : 気相の平均速度、 u_i : 液膜の表面速度、 ρ_g : Δz 間の気相の平均密度である。

しかし気流速度が増加して $u_{g0}=53.2$ m/s では両方式とも $z/d \geq 50$ で λ_i はほぼ一定となった。さらに $u_{g0}=87$ m/s になると、 λ_i は $z/d \geq 30$ で一定となり、 λ_i の軸方向変化に対する給水方式の影響はほとんどなく、 u_{g0} が大きくなるほど λ_i はより上流で一定となる傾向が認められた。 λ_i は包括的な因子であり、7.3.7 で述べる液滴浮遊率 E よりも短い距離で一定となり、流れの発達過程を調べるには適当なパラメータではないと考えられる。

7.3.7 液滴浮遊量および液滴浮遊率

環状噴霧流において供給された全液体がいかなる形態で移動するかを把握することは流れの機構を解析するうえにおいて極めて重要である。ノズル給水の場合およびシンタ給水の場合に半径方向の液滴浮遊量 G_m の分布を測定した。 G_m は単位時間、単位面積あたりの液滴通過量であり、その局所値は等速吸引管を通過する液滴流量から求めた。図7.16は G_m の断面内分布の軸方向変化をシンタおよびノズル給水の場合に比較したものである。図7.16において、 r は液滴採取位置、 R は管半径である。シンタ給水では図7.16(a)のように、 G_m は気液混合部に近い上流側では管の中心部で小さく、管壁に近づくにつれて増加している。 G_m の断面内分布は下流に向かって一様になるとともに、その値が次第に増加し、ある z/d で一定となり、それより下流では、 G_m の分布は変化しなくなる。一方、ノズル給水では、図7.16(b)のように、 G_m の分布形状はシンタ給水の場合とは対照的で、 G_m の値は管の中心部で大きく、管壁に向かって減少している。 G_m の断面内分布は下流に行くにしたがって、一様になるとともに、その値は次第に減少し、一定値に達する。 G_m が一定値となるために必要な距離はシンタ、ノズル両給水方式とも u_{gp} が大きいほど、また水量が多いほど短くなる傾向がある。

液滴浮遊率 E の軸方向変化をシンタとノズル給水の場合について比較したものを図7.17に示す。なお、液滴浮遊率 E を次式のように定義した。

$$E = 100W_{le} / W_l \quad (7.2)$$

$$W_{le} = \int_A G_m dA \quad (7.3)$$

E は定義式からわかるように、 G_m の分布を管断面にわたって図式積分して得られた全液滴浮遊量 W_{le} と供給水量 W_l との比である。以下においてシンタおよびノズル給水の場合の液滴浮遊率 E を E_s 、 E_n で表すものとする。図7.17の斜線はその位置より下流ではじょう乱波が発生していることを表している。図7.17(a)は $u_{gp}=53.2\text{ m/s}$ の場合で、シンタ給水では測定点はすべてじょう乱波が発生している状態であり、 E_s は z/d の増加とともに次第に増加し、 $Re_{p0}=717$ では一定値に近づきつつあるものの、いぜん変化している。

$Re_{10}=896$ では $z/d \geq 150$ ではほぼ一定値となる。ノズル給水の場合には、 E_N は z/d の増加と共に次第に減少するが、じょう乱波が発生した後はその減少割合が幾分弱まる。 $Re_{10} \leq 538$ では E_N は $z/d=200$ まで減少し続けているが、 $Re_{10} \geq 717$ ではほぼ一定値に近づく傾向にある。 $z/d \leq 100$ では当然ながら E_N が E_s よりも大きい、 $z/d \geq 150$ では E_s および E_N の軸方向の変化割合が小さくなり、また E_s と E_N の値はかなり接近する。また $z/d \leq 100$ では E_s が急激に増加しているが、これは図7.15に示したようにじょう乱波の通過頻度 f_d が急激に減少することに対応しており、この z/d の範囲で急速に流れが発達しつつあることを示している。

気相速度 u_{go} が大きい場合には、図7.17 (b) および図7.17 (c) のように水量の少ない $Re_{10}=358$ ではじょう乱波は発生しておらず、 $z/d \leq 200$ で常に $E_N > E_s$ であり、 E_N はまだ減少し続けている。 $Re_{10}=538$ になると、図7.8からも明らかなように、じょう乱波が発生しており、 $z/d \leq 150$ では E_N と E_s はかなり異なり、 $E_N > E_s$ である。しかし、 $z/d=200$ では E_N と E_s はかなり接近した値となり、 E が一定になるまでの距離を $(z/d)_E$ と表せば、 $(z/d)_E \doteq 200$ とみなせる。

水量がさらに増してじょう乱波が発生している $Re_{10}=717 \sim 896$ では、 $u_{go}=70 \text{ m/s}$ のとき $(z/d)_E=110 \sim 140$ であり、水量が多いほど $(z/d)_E$ は短くなる。 $u_{go}=77.9 \text{ m/s}$ のとき、 $(z/d)_E \doteq 90$ となり、 E_N と E_s の値はほぼ一致する。さらに水量が増して $Re_{10}=1792$ ではシンタ給水で $(z/d)_E \doteq 70$ とかなり短くなる傾向が認められた。またシンタ給水ではさらに高風速の $u_{go}=87 \text{ m/s}$ の場合、 $Re_{10}=538$ で $(z/d)_E=70 \sim 80$ 、それ以降の下流では $E_s=0.27$ で一定となった。すなわち、図7.17 (c) からわかるように u_{go} が増加すると、 $(z/d)_E$ はかなり短くなる。従来、シンタ給水の場合にはかなり長い非整定区間長さが存在すると指摘されており⁽⁴⁾、また著者も低水量のリプル状態の場合に同じような傾向を報告⁽¹⁰⁾したが、これらの結果はいずれも u_{go} が小さいか、または Re_{10} が小さい場合であって、 u_{go} が大きく、かつ Re_{10} が本実験程度に大きい場合には、シンタ給水の場合においても $(z/d)_E$ はかなり短くなることが明かにされた。なお、Kulov⁽¹¹⁾ は内径25 mm の下降流で $u_{go}=20 \sim 50 \text{ m/s}$ 、 $Re_{10}=1700 \sim 8500$ の範囲で $(z/d)_E=48 \sim 52$ という結果を報告している。これは水量が多い場合には短くなるという本実験の傾向に合致している。

流れが十分に発達した位置における E に及ぼす給水方式の差異の影響を図7.18に示す。ノズル給水の場合、液相レイノルズ数 $Re_{10} \leq 300$ では管壁上に環状液膜は形成されておら

ず、 E_n の値は極めて大きい。 Re_o の増加とともに E_n の値は急激に減少し、 $Re_o=400$ で極小値をとり、 $Re_o>400$ では E_n は増加をはじめ、 $Re_o\geq 1000$ では E_n の増加割合が小さくなり、漸次増加する。

一方、シntax給水では $Re_o\geq 250$ で液膜表面からの液滴の発生により E_s が増加し始める。以降 E_s は E_n と同様に $Re_o=1000$ まで漸次増加の傾向となる。図7.18から明らかなように、高風速で発達した流れにおいては $Re_o\geq 500$ で給水方式による差異はなくなり、両方式とも E は Re_o とともに増加する。

7.4 高度化への課題

今後、1次元定常三流体解析コード（FIDAS IDS）に対して

- (1) 液膜側因子：最大液膜厚さ、平均液膜厚さ、最小液膜厚さ、限界液膜厚さ、
波の伝ば速度、波の周波数、じょう乱波の通過頻度
- (2) 液滴側因子：液滴浮遊量、液滴浮遊率、液滴径
- (3) 圧力損失

などの諸因子の液相、気相および軸方向変化に関する実験データに基づき、現象のモデル化、計算、流動モデルの検証、さらには解析コードの改良・適用範囲の拡大などを進めていきたいと考えている。

参考文献

- (1) L. E. Gill and G. F. Hewitt, Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow - III: Distribution of Velocity and Droplet Flowrate after Injection through an Axial Jet: Chem. Eng. Sci., Vol.23, No.7, pp.677~686 (1968)
- (2) L. E. Gill et al., Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow - I; The Effect of Length on Phase and Velocity Distribution: Chem. Eng. Sci., Vol.18, No.8, pp.525~535 (1963)

- (3) J. J. Ginoux, Two-Phase Flows and Heat Transfer: McGraw-Hill (1978)
- (4) L. B. Cousins et al., Liquid Mass Transfer in Annular Two-Phase Flow: AERE-R 4926 (1965)
- (5) D. Webb, Studies of the Characteristics of Downward Annular Two-Phase Flow; Part 1, The Effect of Length: AERE-R 6426 (1970)
- (6) D. Hutchinson et al., Transient Flow Re-Distribution in Annular Two-Phase Flow: Int. J. Multiphase flow, Vol.1, pp.383 ~ 393 (1974)
- (7) 世古口・ほか3名, 環状二相流におけるリップル領域の研究 (第2報, 波の性状と気液界面の摩擦係数) : 機論, 43巻370号, pp.2297~2306 (1977)
- (8) 高浜・ほか3名, 管内環状噴霧流に関する研究 (第2報, 水量の少ない場合の下向き管非整定区間内液膜の挙動) : 機論, 49巻440号, pp.784~792 (1983)
- (9) D. E. Woodmansee and T. J. Hanratty, Mechanism for the Removal of Droplets from a Liquid Surface by Parallel Air Flow: Chem. Eng. Sci., Vol.24, No.2, pp.299~307 (1969)
- (10) 高浜・ほか3名, 管内環状噴霧流に関する研究 (続報, 非整定区間の検討ならびに非整定区間内の諸量の変化について) : 日本機械学会講演論文集, No.783-5, pp.64~66 (1978)
- (11) N. N. Kulov et al., Pressure Drop, Mean Film Thickness and Entrainment in Downward Two-Phase Flow: Chem. Eng. J., Vol.18, No.3, pp.183~188 (1979)

表7. 1 抵抗法電極の位置 (アクリル供試管 T S 1)

Position	z mm	z/d	Position	z mm	z/d
C_1	200	6.7	C_{11}	3200	106.7
C_2	500	16.7	C_{12}	3500	116.7
C_3	800	26.7	C_{13}	3800	126.7
C_4	1100	36.7	C_{14}	4100	136.7
C_5	1400	46.7	C_{15}	4400	146.7
C_6	1700	56.7	C_{16}	4700	156.7
C_7	2000	66.7	C_{17}	5000	166.7
C_8	2300	76.7	C_{18}	5300	176.7
C_9	2600	86.7	C_{19}	5600	186.7
C_{10}	2900	96.7	C_{20}	5900	196.7

表 7. 2 実験条件

Air		Water			
u_{go} m/s	Re_{go}	u_{lo} m/s	Re_{lo}	u_{lo} m/s	Re_{lo}
18.0	3.6×10^4	4.86×10^{-3}	179	2.67×10^{-2}	986
27.5	5.5×10^4	7.30×10^{-3}	269	2.92×10^{-2}	1075
36.0	7.5×10^4	9.72×10^{-3}	358	3.16×10^{-2}	1165
44.0	9.6×10^4	1.22×10^{-2}	448	3.40×10^{-2}	1294
53.2	1.1×10^5	1.46×10^{-2}	538	3.65×10^{-2}	1344
61.6	1.4×10^5	1.70×10^{-2}	627	3.89×10^{-2}	1434
65.7	1.5×10^5	1.94×10^{-2}	717	4.13×10^{-2}	1523
70.0	1.6×10^5	2.19×10^{-2}	806	4.37×10^{-2}	1613
77.9	1.9×10^5	2.21×10^{-2}	813	4.62×10^{-2}	1702
87.0	2.1×10^5	2.43×10^{-2}	896	4.86×10^{-2}	1792
				5.10×10^{-2}	1882
				5.34×10^{-2}	1971

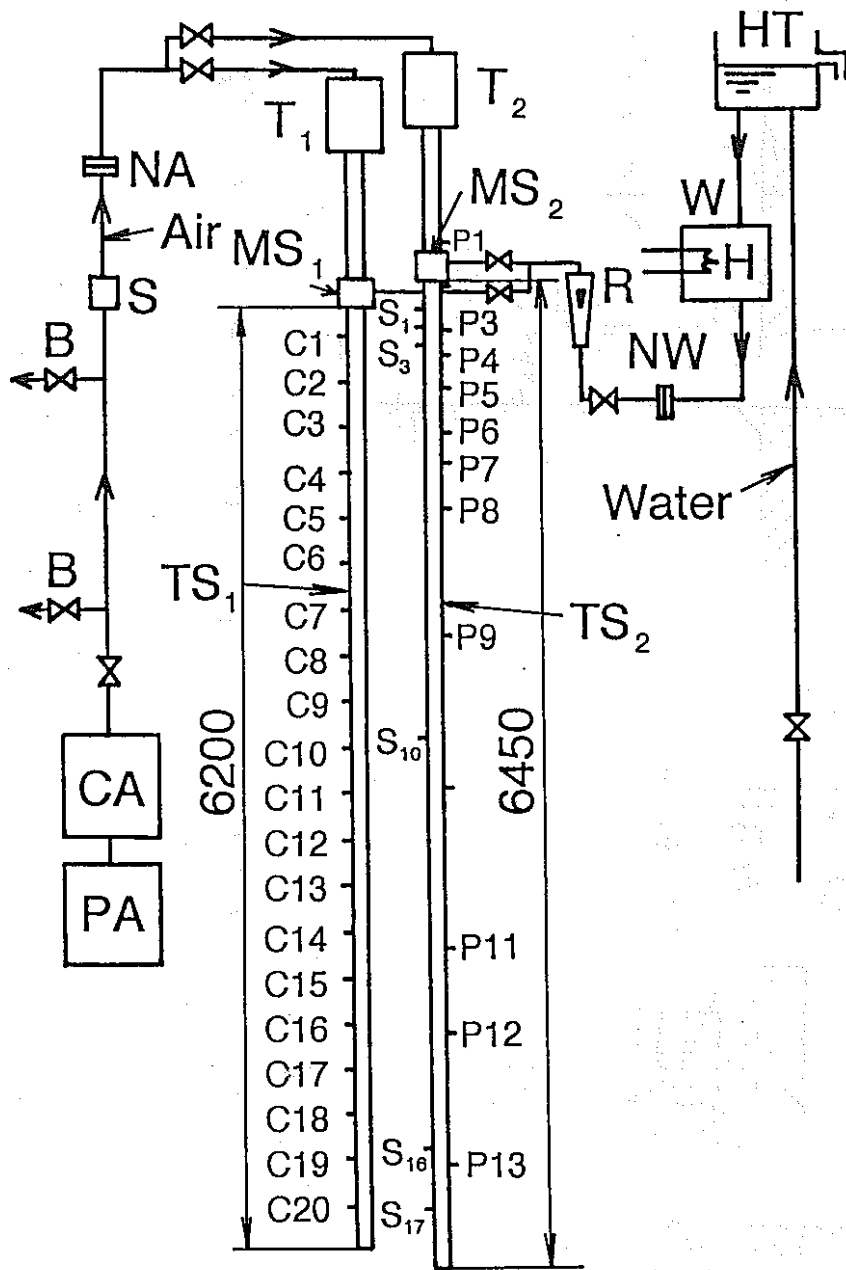


図 7. 1 実験装置の概要

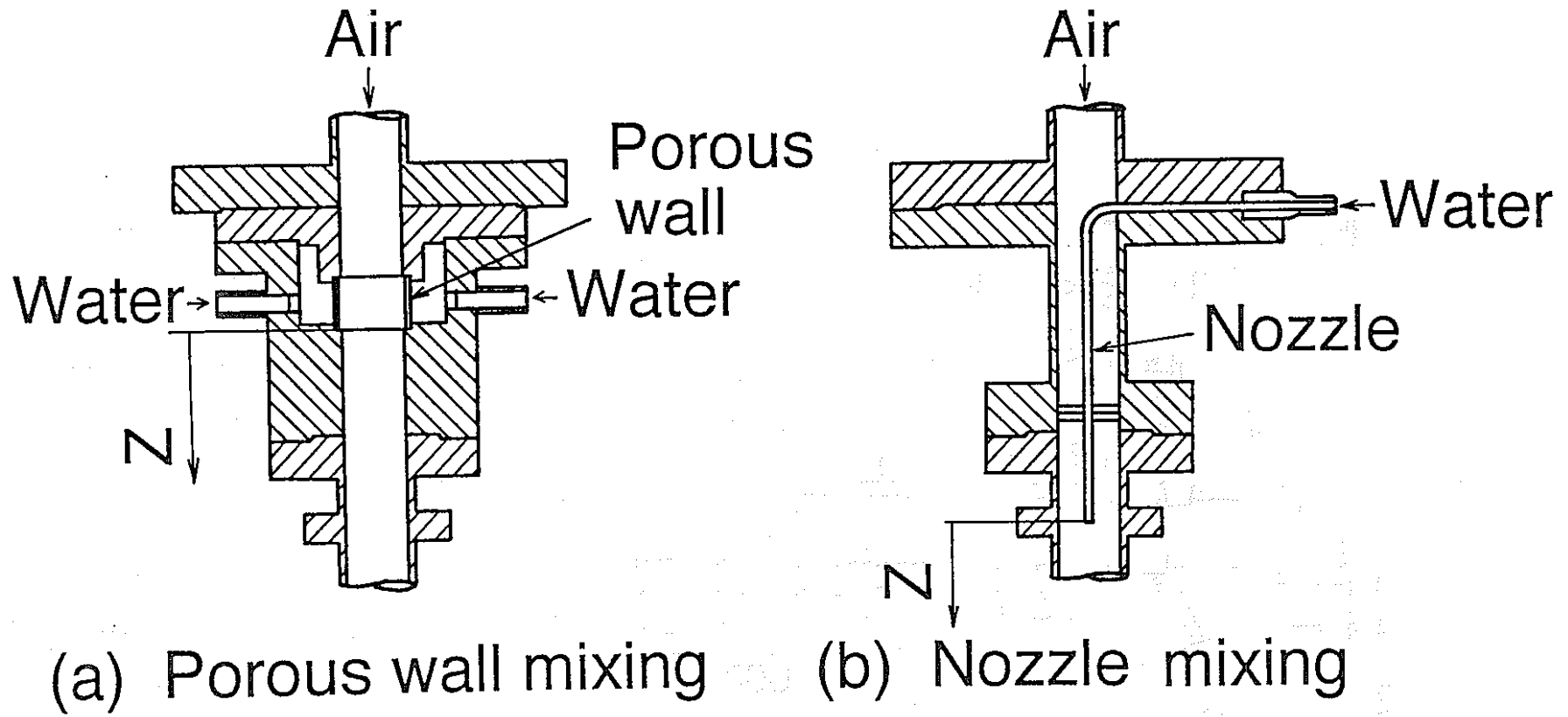


图 7. 2 气液混合部

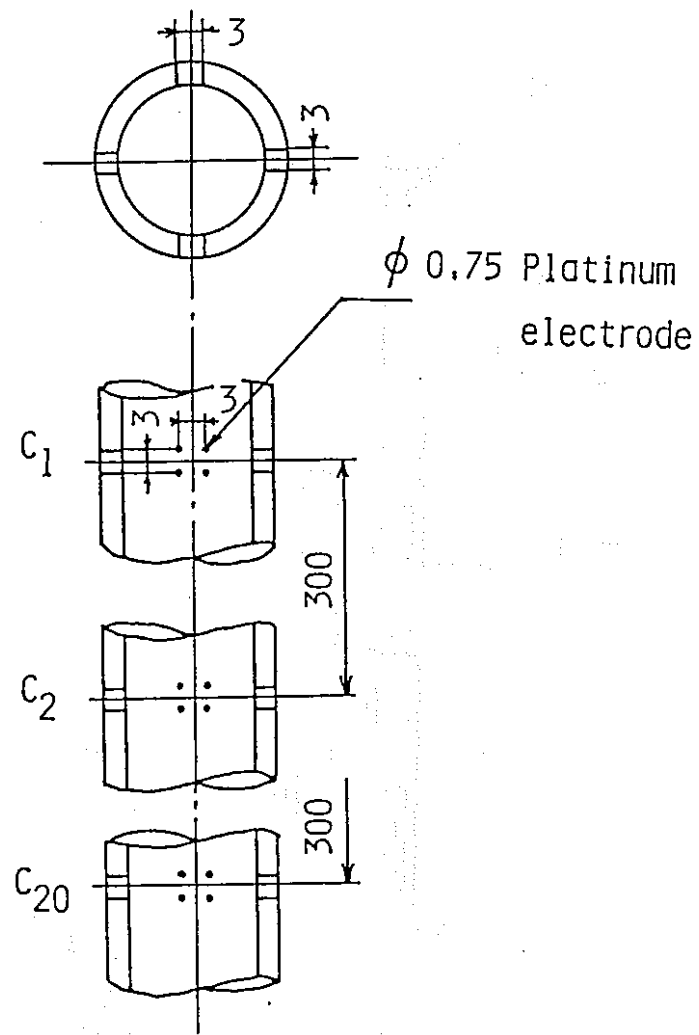


図 7. 4 抵抗法の電極配置

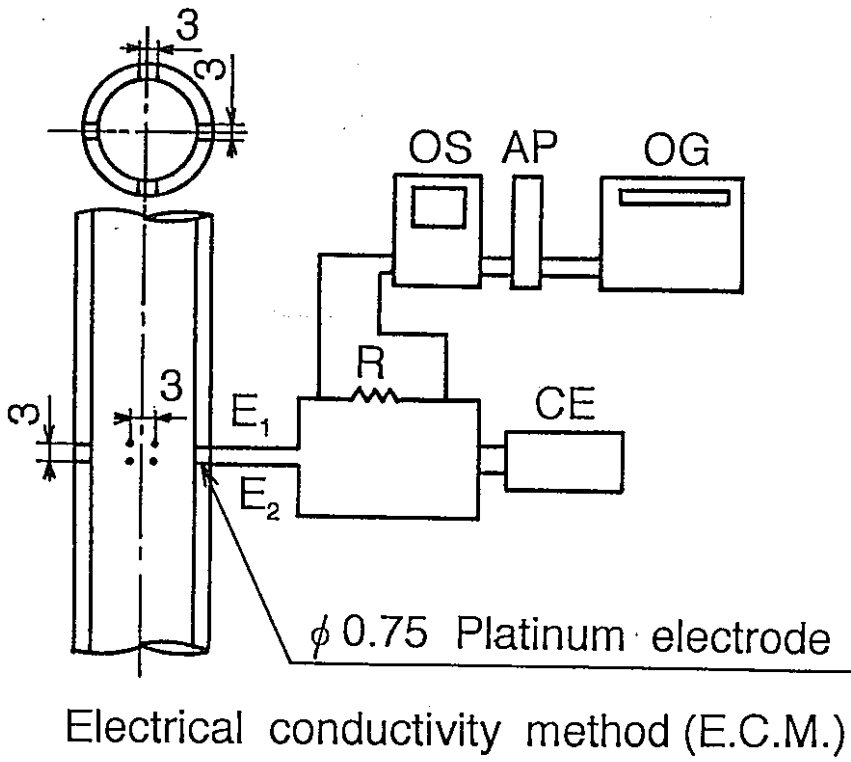
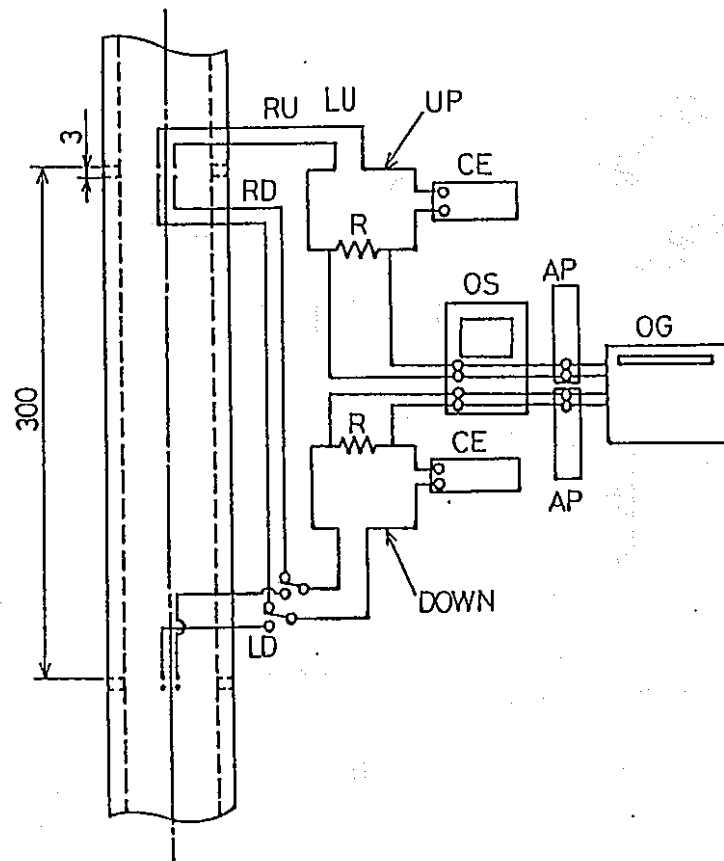
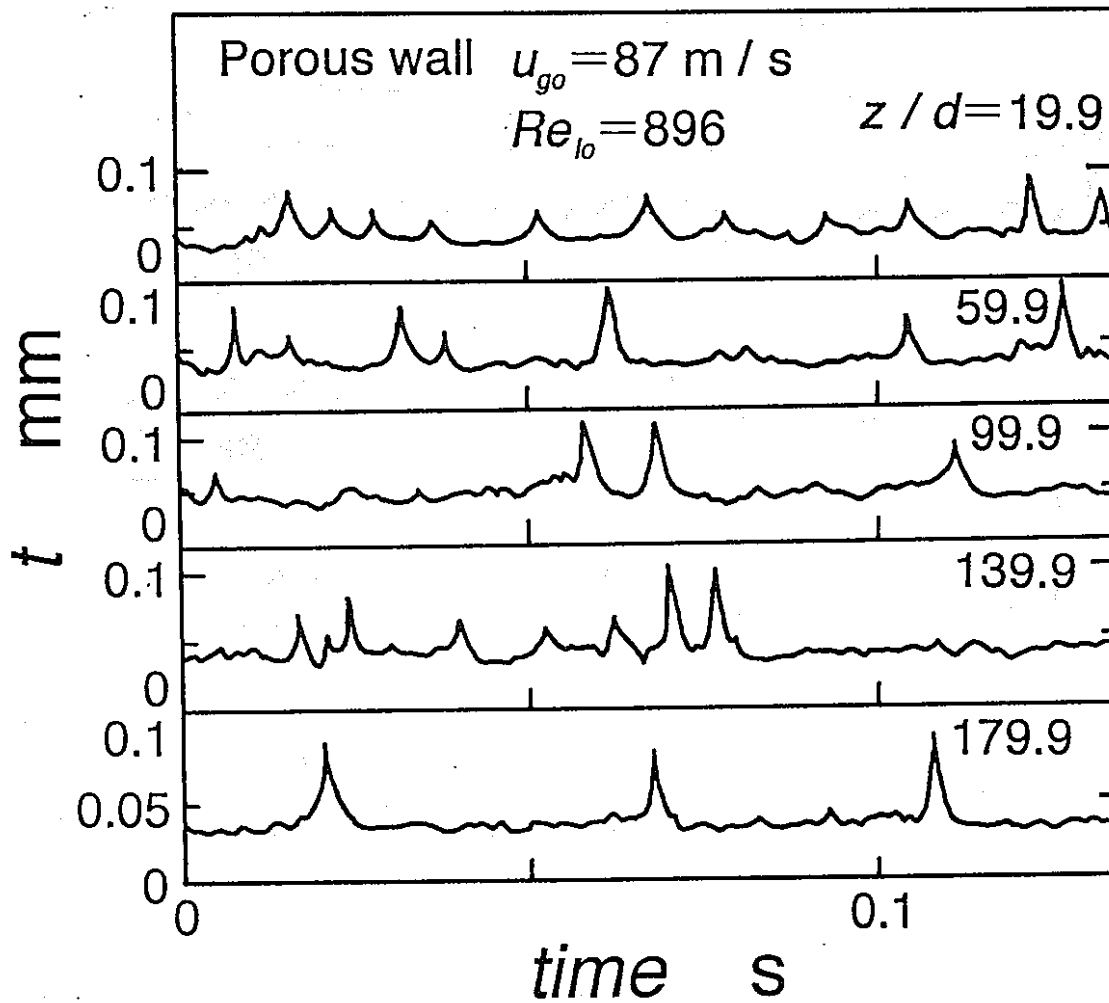


図 7. 5 液膜厚さの測定回路



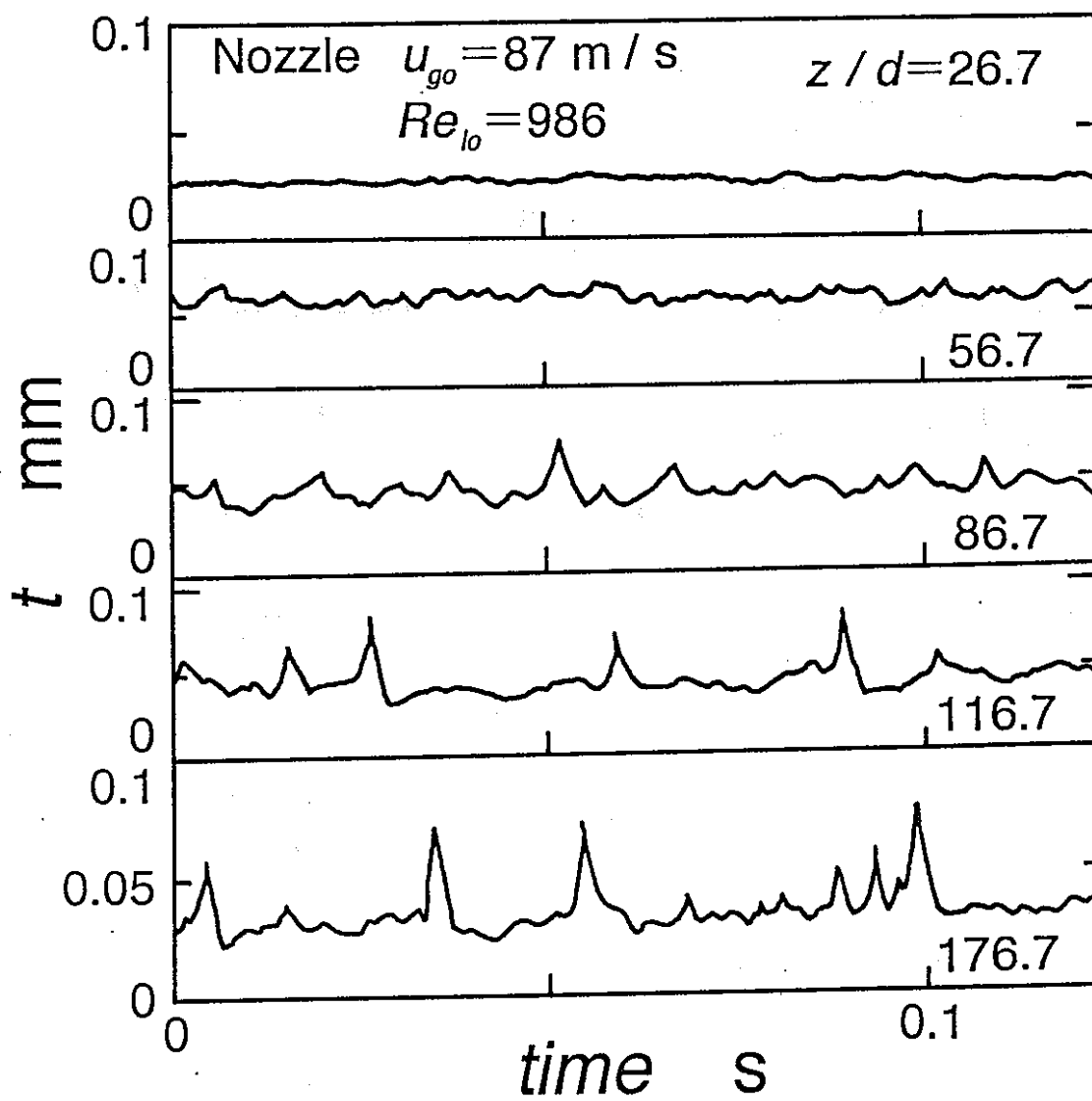
- | | | | |
|----------|------------------------------|-----|--------------------------------|
| U P | : Upstream circuit | R | : Resistance |
| D O W N | : Downstream circuit | A P | : Amplifier |
| L U, L D | : LDW measurement circuit | O S | : Oscilloscope |
| R U, R D | : Ripple measurement circuit | O G | : Electromagnetic oscillograph |
| C E | : Stable power supply | | |

図 7. 6 波の伝ば速度の測定回路



(a) Porous wall mixing

図 7. 7 電気抵抗法による波動の出力波形



(b) Nozzle mixing

図 7. 7 電気抵抗法による波動の出力波形

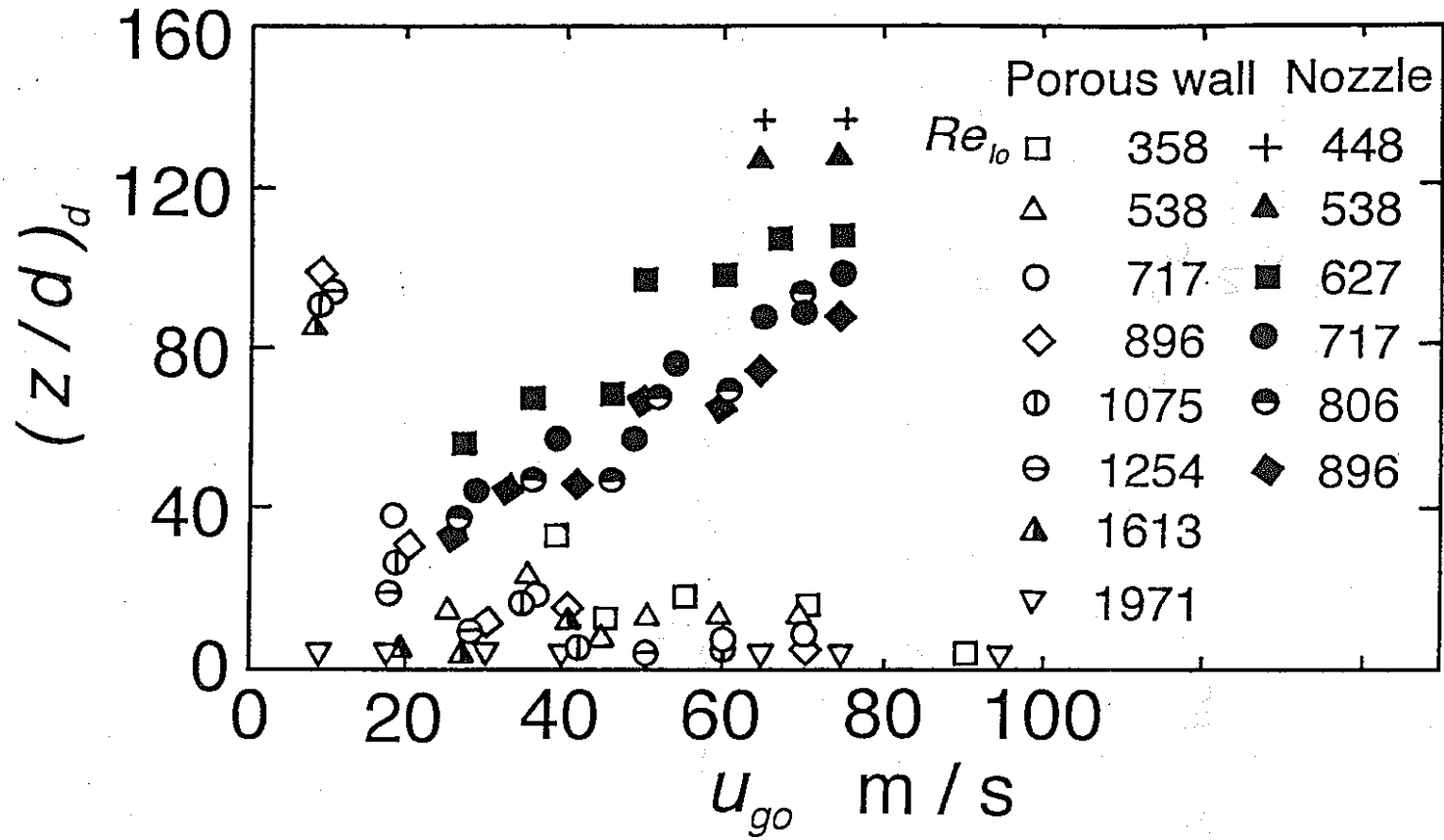


図7. 8 じょう乱波の発生位置

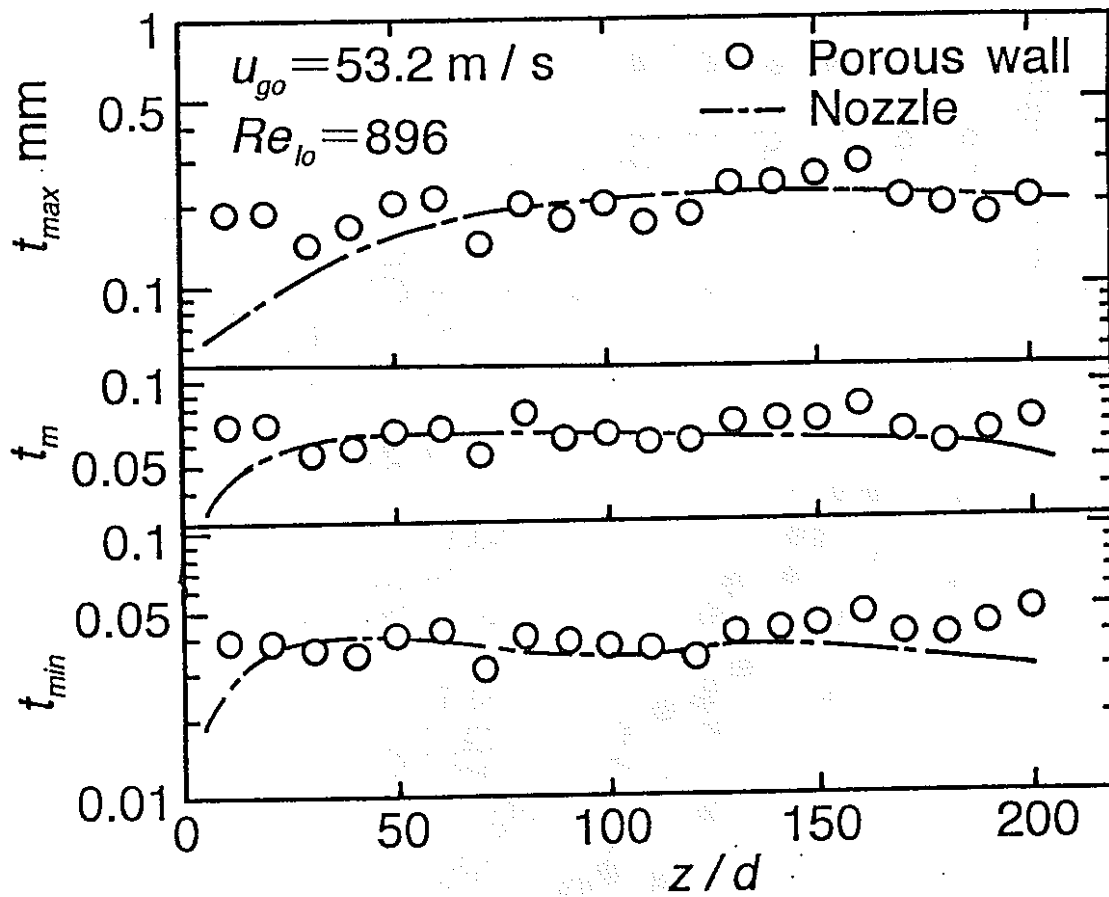


図 7. 9 液膜厚さの軸方向変化

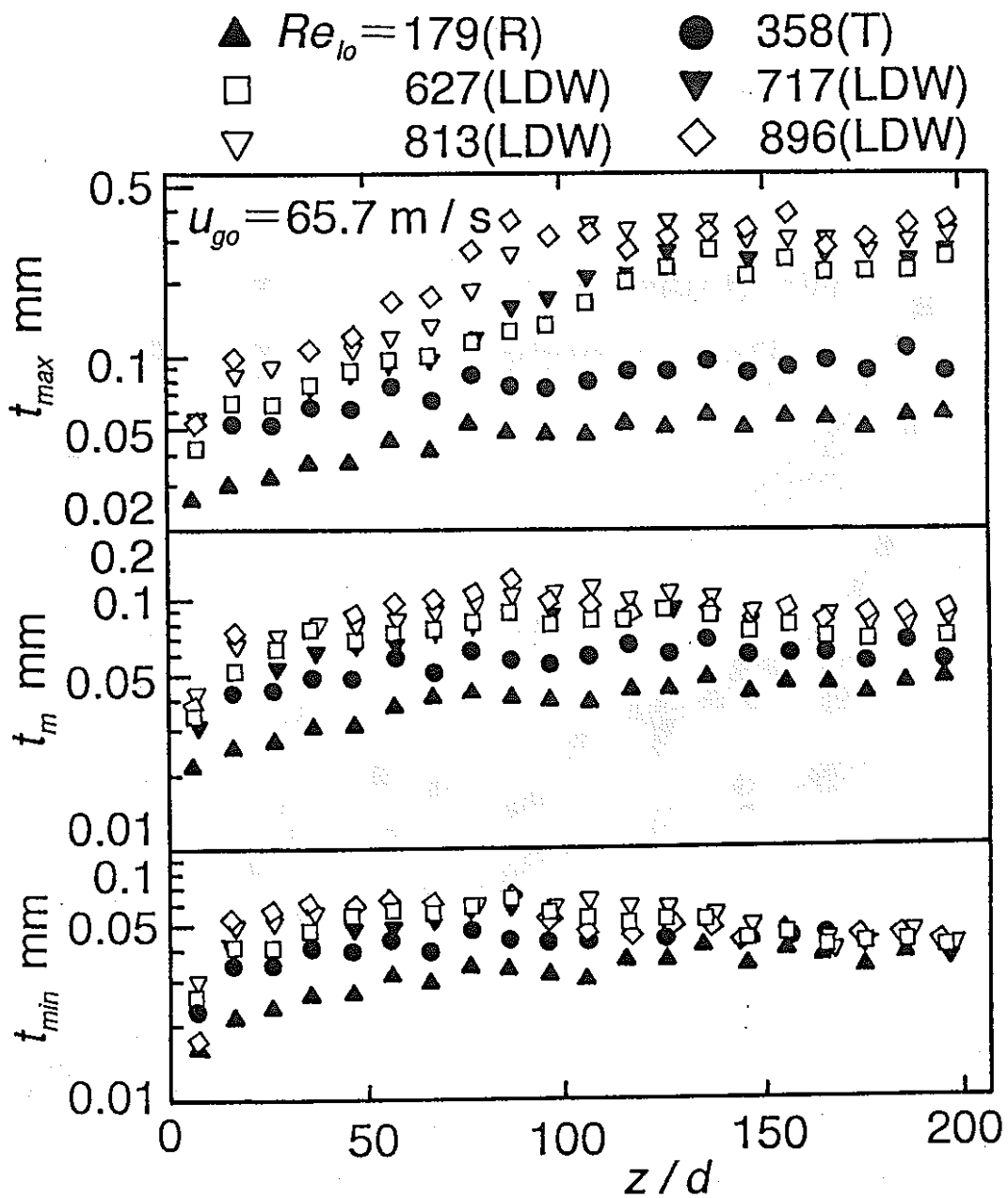


図 7. 10 液膜厚さの軸方向変化

R : Ripple

T : Transient wave

LDW : Large disturbance wave

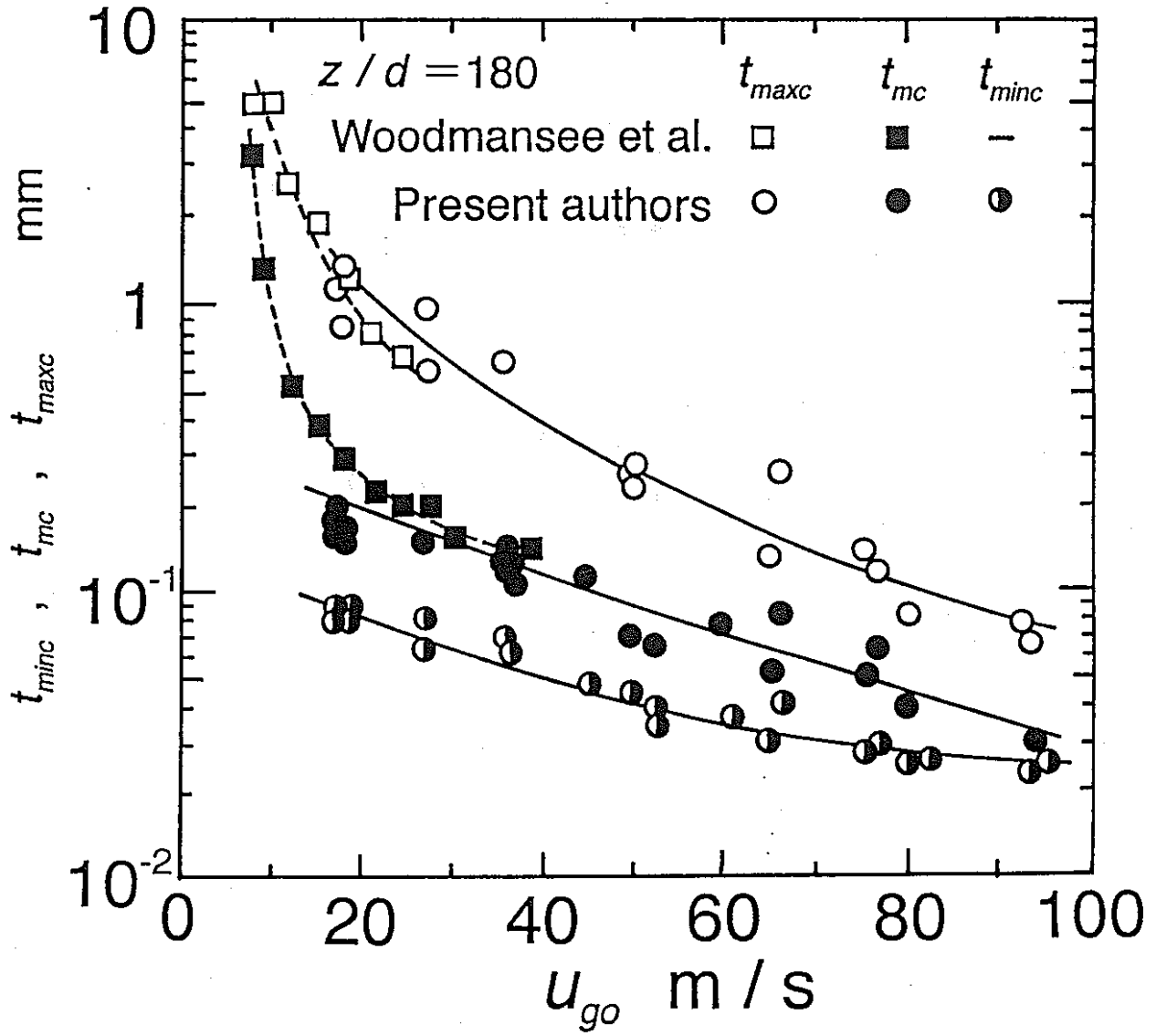


図 7. 11 液膜厚さの限界値 ($z/d=180$)

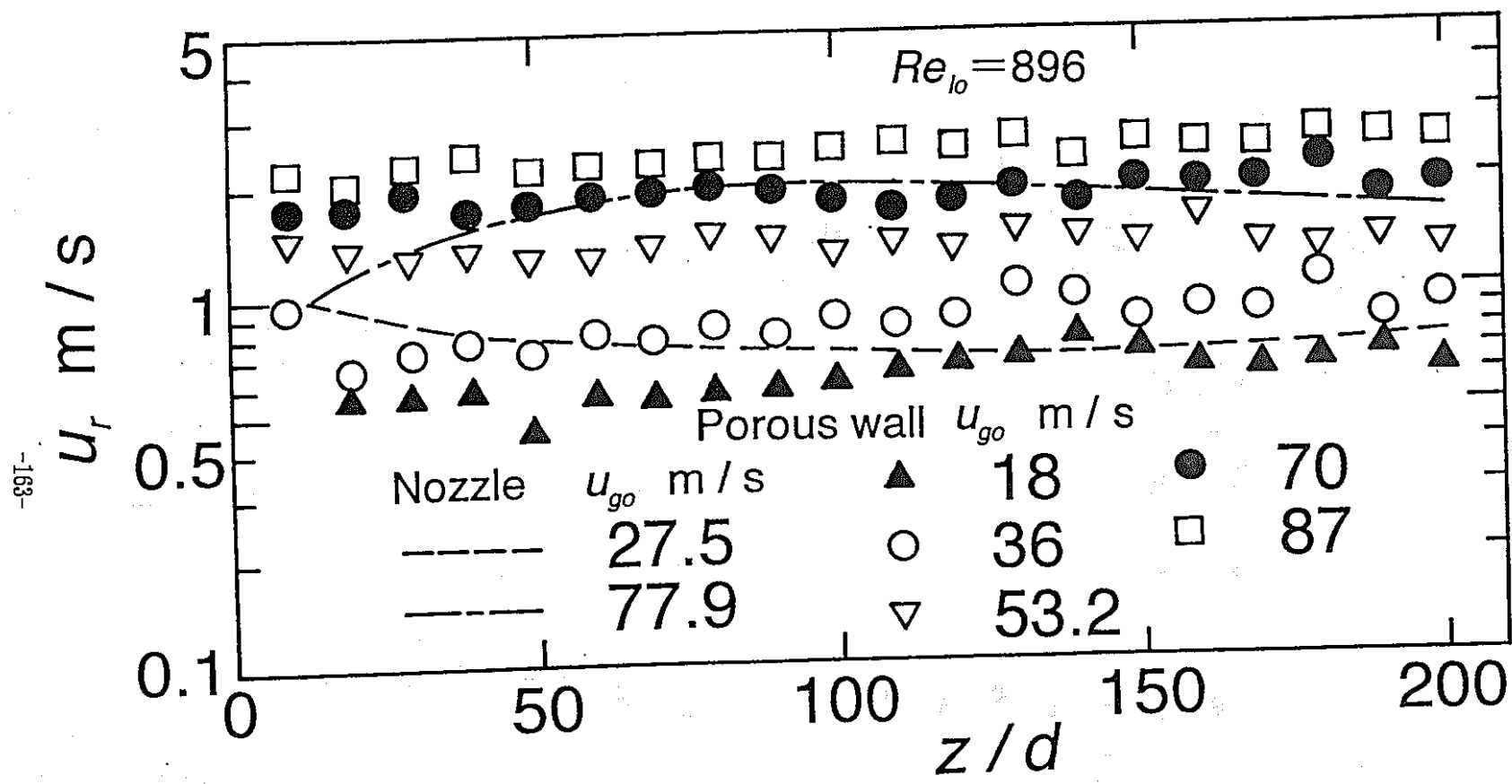


図 7. 12 リップルの伝ば速度の軸方向変化

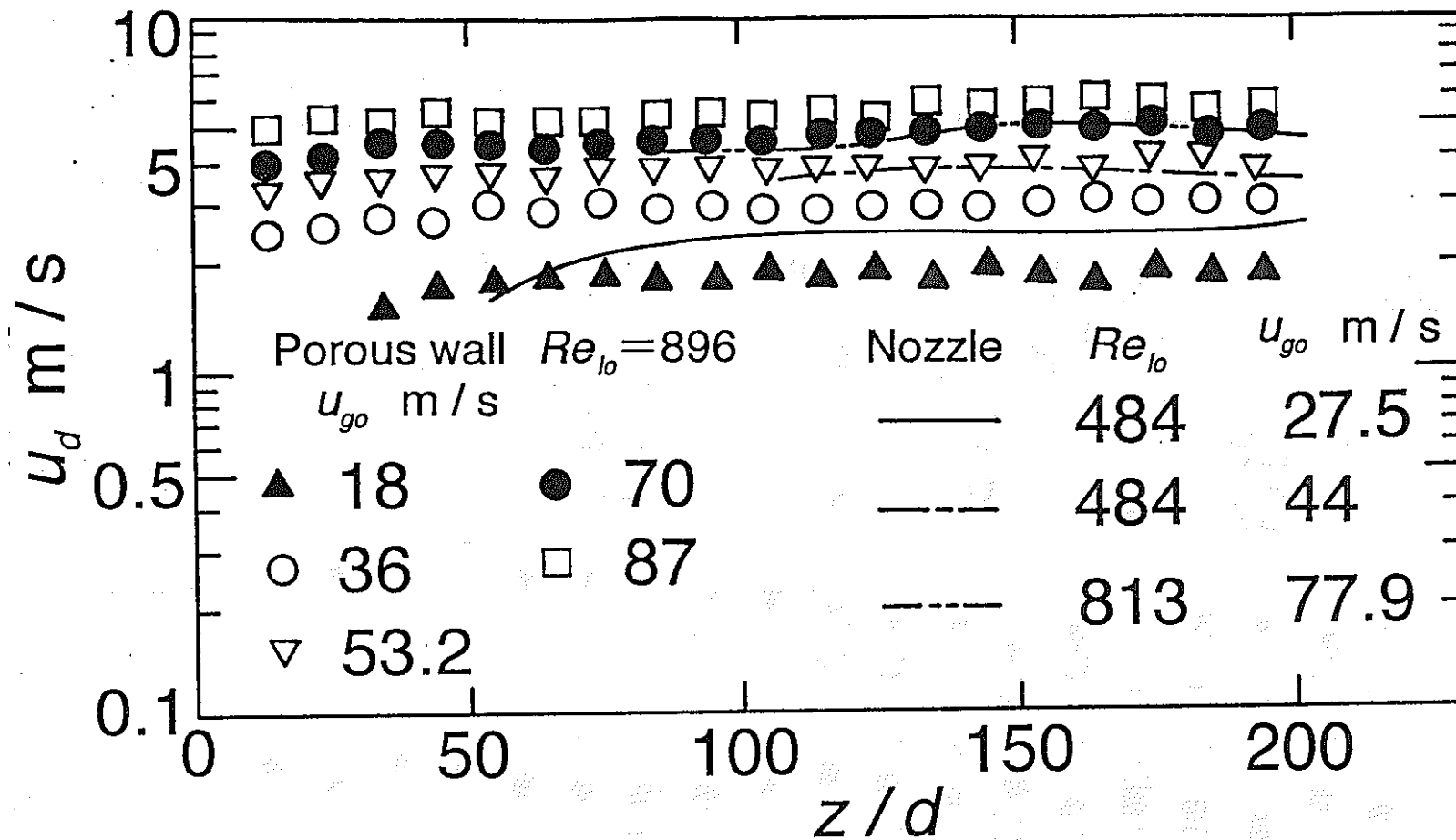


図 7. 13 じょう乱波の伝ば速度の軸方向変化

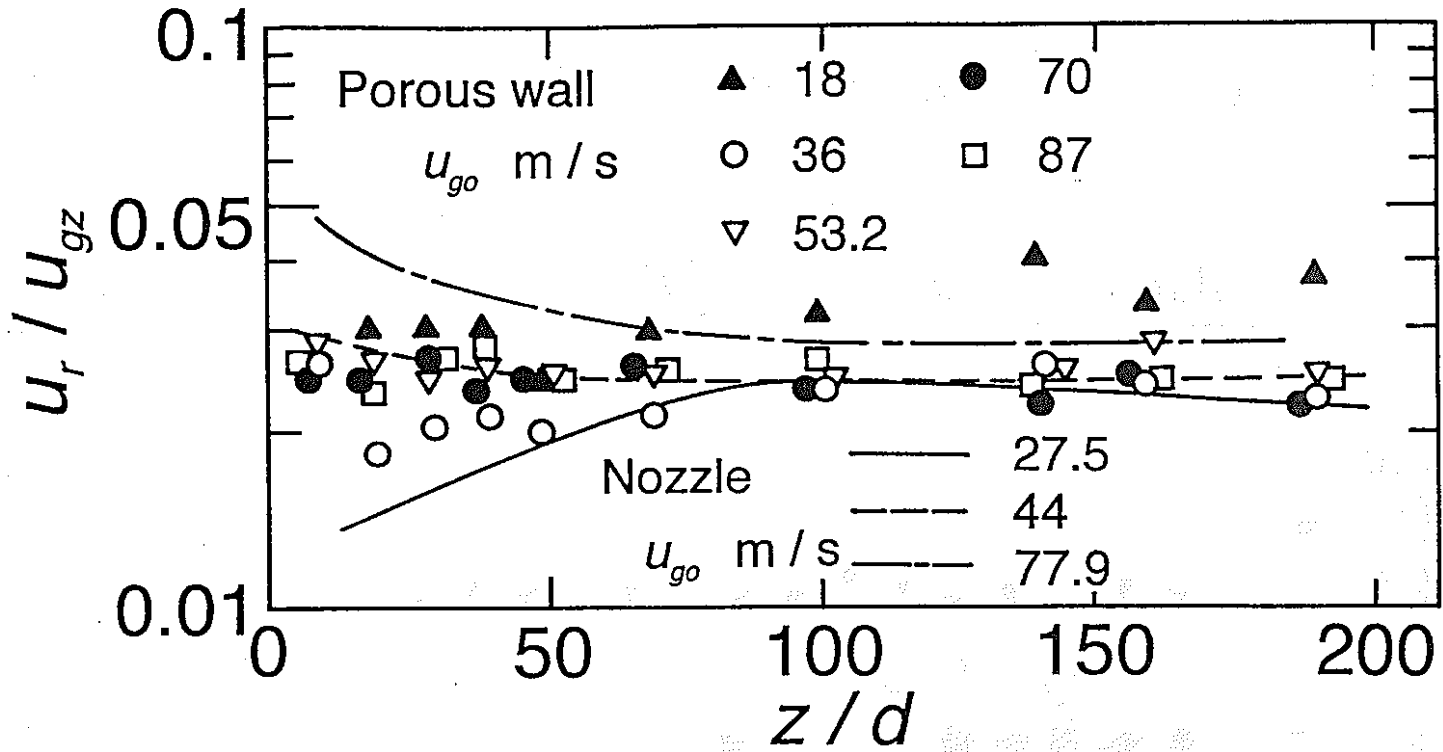


図 7. 14 u_r / u_{gz} の軸方向変化 ($Re_{10} = 896$ の場合)

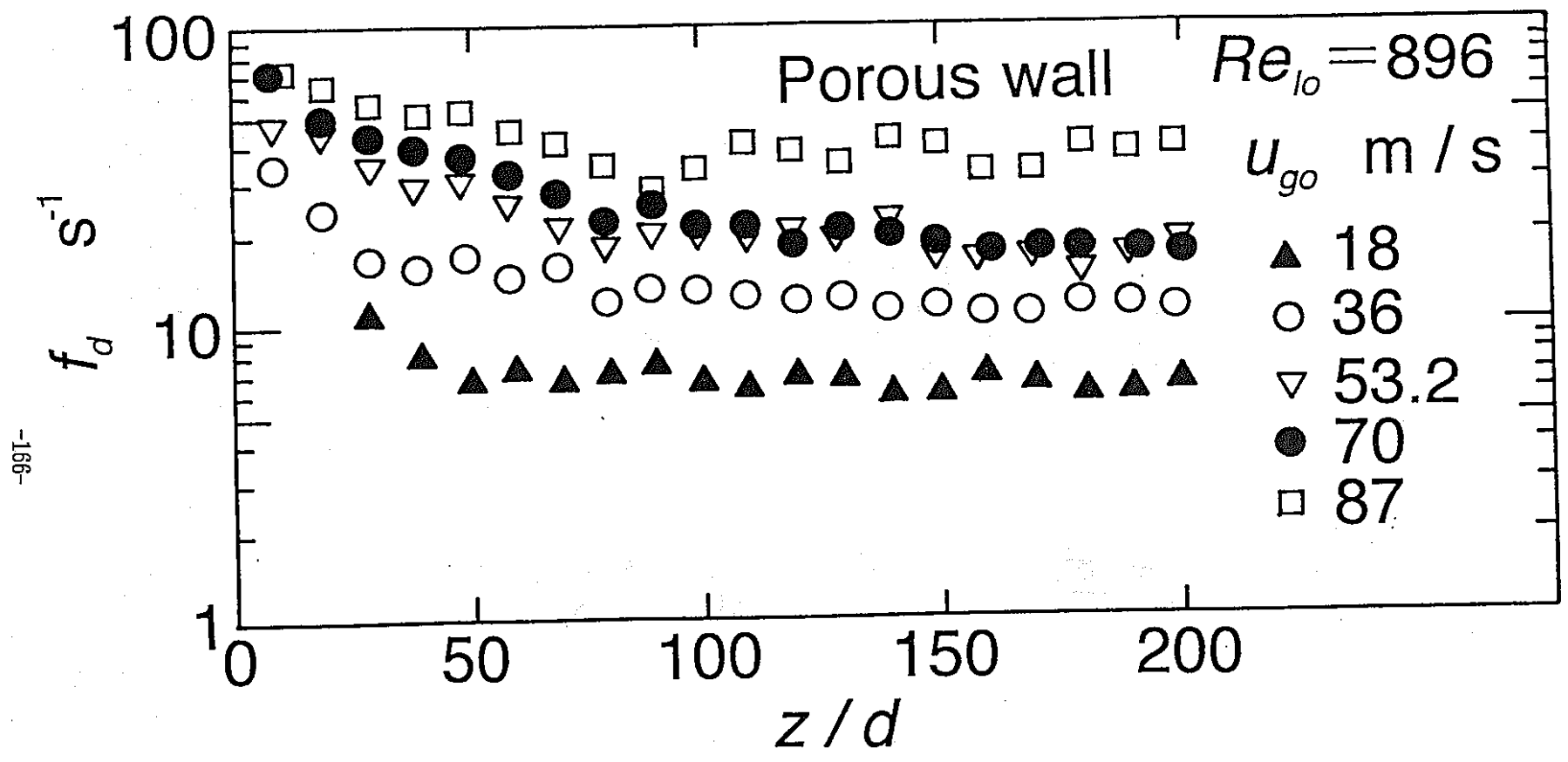
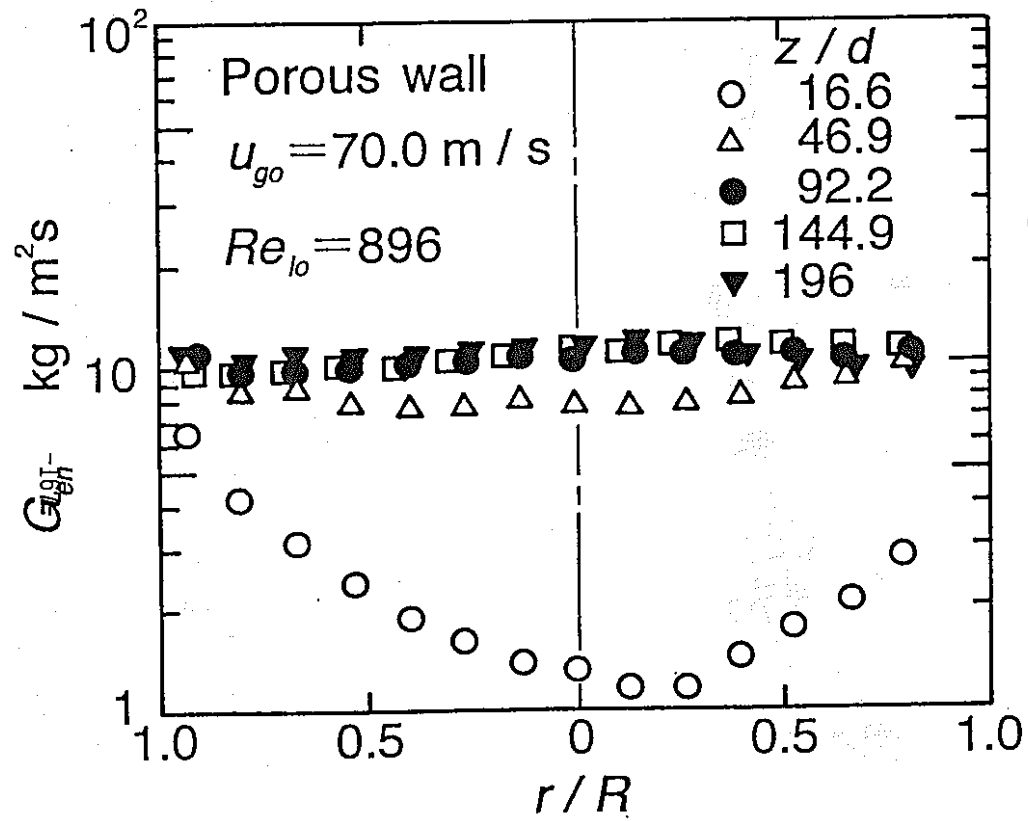
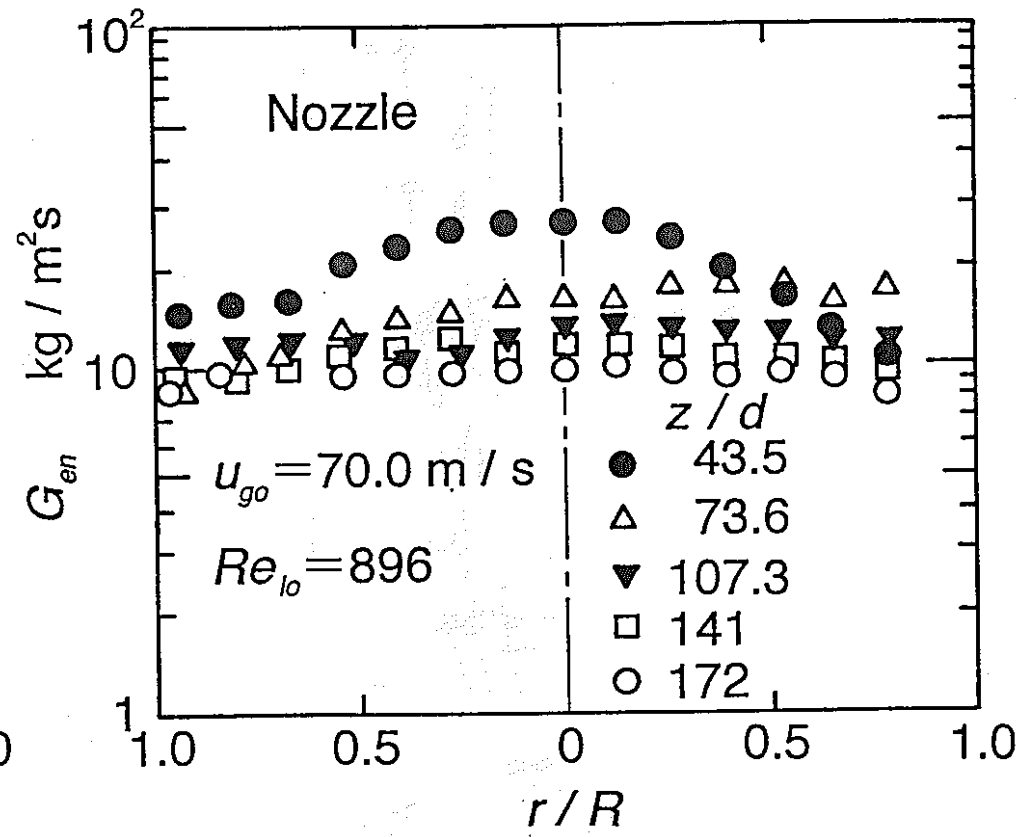


図 7. 15 じょう乱波の通過頻度の軸方向変化



(a) Porous wall mixing



(b) Nozzle mixing

図 7. 16 液滴浮遊量 G_{en} の軸方向変化

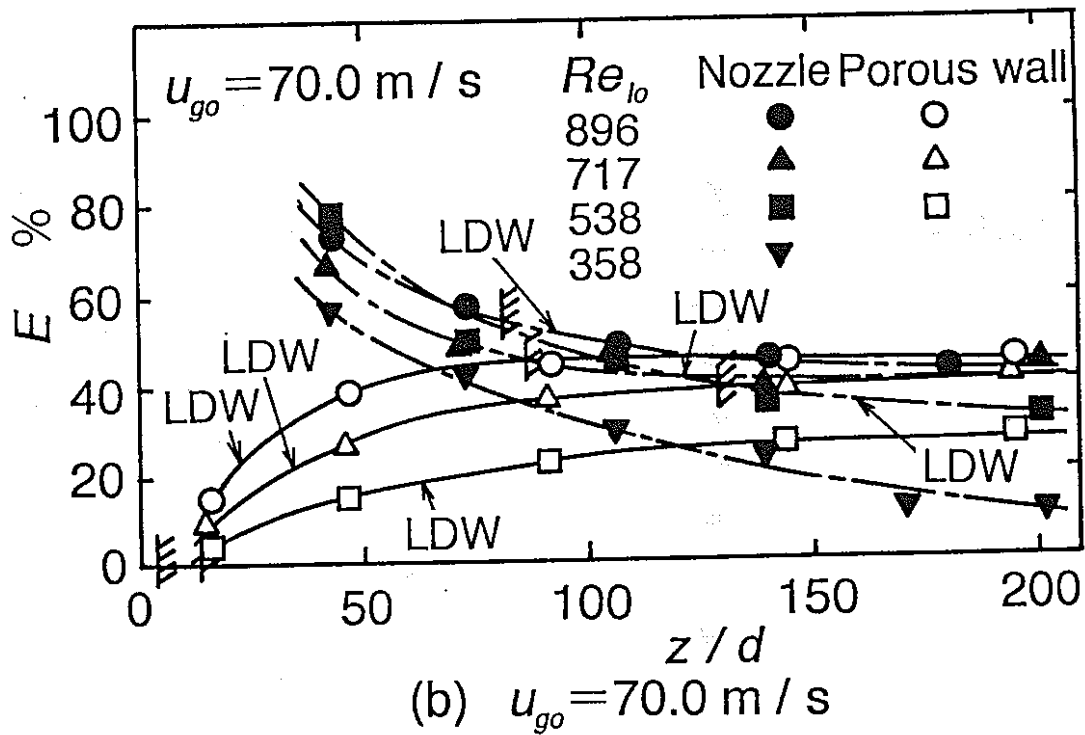
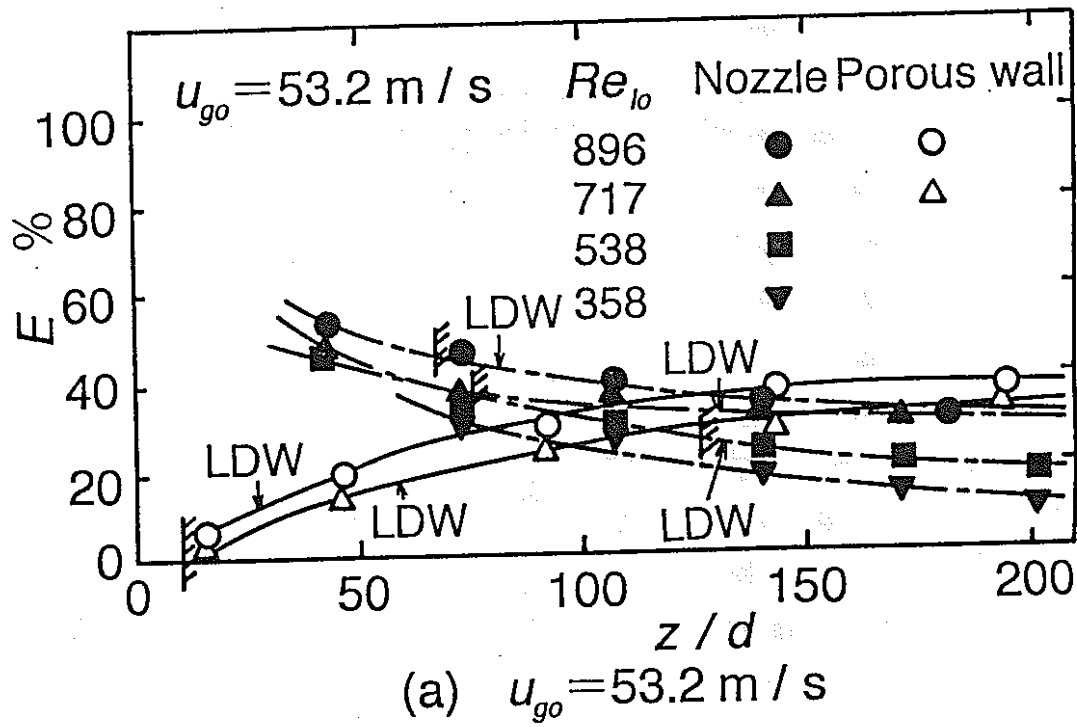


図7. 17 液滴浮遊率Eの軸方向変化

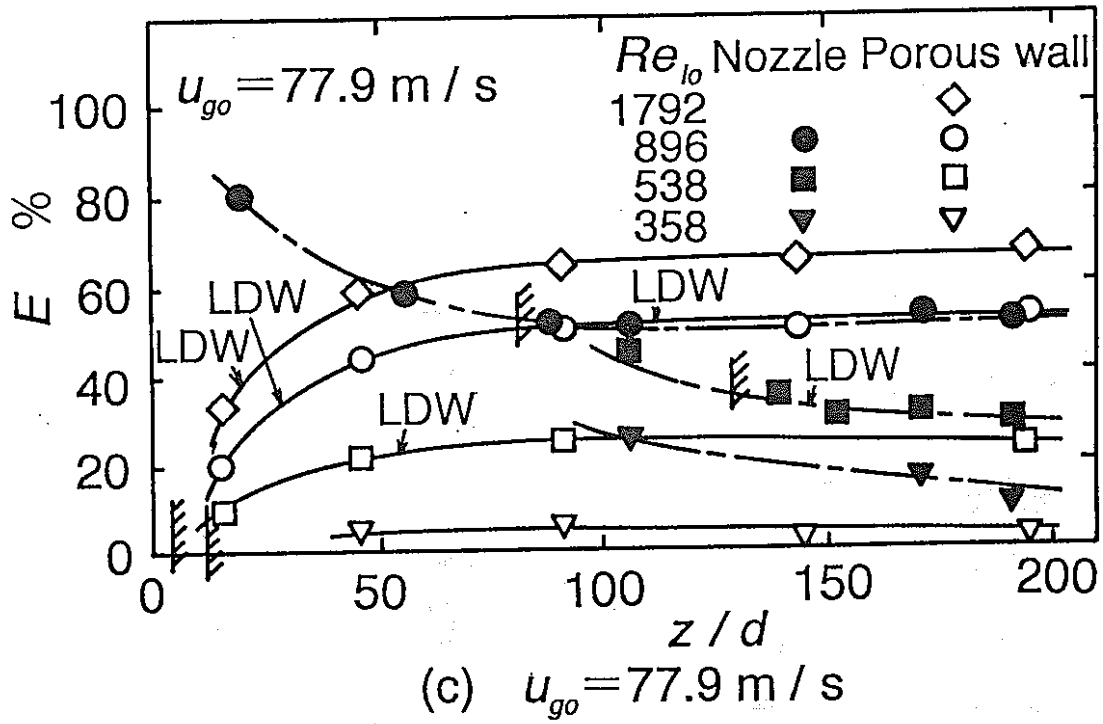


図 7. 17 液滴浮遊率 E の軸方向変化

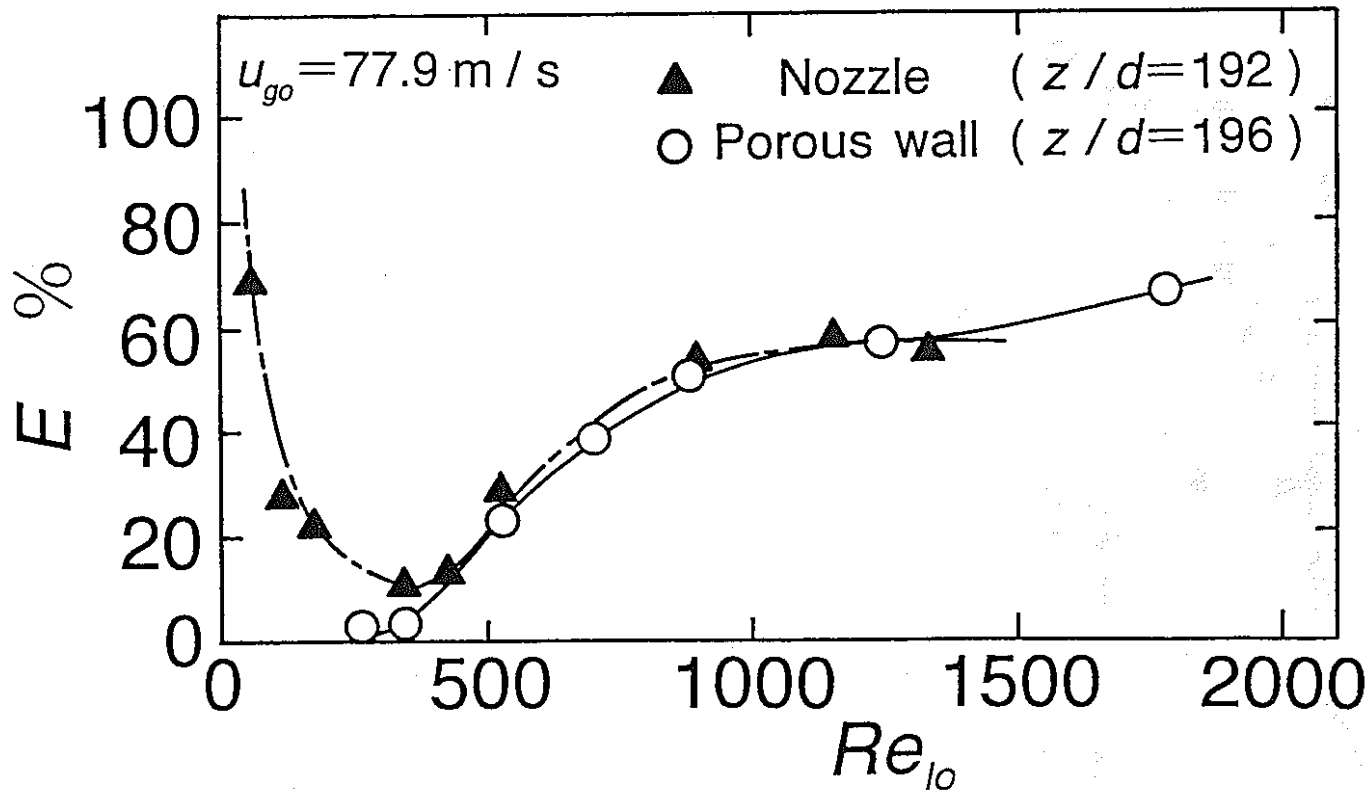


図 7. 18 液滴浮遊率 E に及ぼす給水方式の影響

8. 結言（高度化への課題）

（富山）

本研究では、三流体モデルに基づく混相流の数値解析技術の高度化を目的として、

1. 数値計算手法
2. 構成方程式
3. 検証用実験データベース

の3つの観点から、現状の調査・高度化方策の検討・改良作業を実施した。研究の初年度のため、改良作業は数値計算手法の一部のみが実施された。以下、本研究で得られた結果を上記の項目毎に整理しておく。

（1）数値計算手法

定常一次元多流体モデルが構成する連立非線形常微分方程式が硬直系を構成し、非常に解きにくい方程式であることが明示された。現状では、三流体モデルの硬直さは定量的に把握されていない。したがって、今後、高精度・高効率の多流体モデルの数値計算技術を確立するためには、硬直さを定量的に明らかにしていく必要がある。また、FIDAS-1DSの数値計算手法のうち、逆行列計算手法と物性値計算手法の改良案が提示された。この改良案により、計算時間が約1/20に減少された。さらに、構成方程式改良作業を円滑化すること及び三流体モデル計算プログラムの枠組みを検討することを目的とした簡易三流体解析プログラムが示された。

今後の数値計算上の課題としては、(1)常微分方程式の数値積分法の改良、(2)二流体モデルの追加、(3)既存の構成方程式の追加、(4)種々の流体の物性値補間式の整備が抽出された。

（2）構成方程式

まず、現状のFIDAS-1DSの構成方程式に関する検討が行なわれた。現状のFIDAS-1DSは、構成方程式全体の完成度は高く合理的である。しかしながら、個々の構成方程式を物理的に検討した結果、(1)液滴の付着・発生時等の質量輸送に伴う界面運動量輸送における速度の構成方程式、(2)現状では未考慮の液滴の付加質量、(3)環状流開始条件に起因するボ

イド-クオリティ関係の不連続性、(4)二相流領域における分布定数、ドリフト速度の構成方程式、(5)壁面せん断力の構成方程式及びそれに関連する液膜レイノルズ数の定義、(6)液滴径の決定法、(7)気相コア内の種々の物理量の分布の効果、(8)液滴付着係数の構成方程式の物理的意味付け、(9)液滴発生率の構成方程式の有次元性、等に関して、まだ解決すべき問題があることが指摘された。次に、構成方程式改良のための基礎資料を得ることを目的として、現状の液滴発生率・付着率に関する文献調査が行なわれた。その結果、(1)特定の実験範囲については極めて精密な実験が行われたり、特定の物理的現象については極めて精緻な理論解析が行われているにも拘らず、全体としてみると、実験データの欠落している範囲があり、理論的解析が不十分であること、(2)数多くある相関式の総合的比較検討が実施されていないことが明らかにされた。この調査結果より、構成方程式の高度化方策として、

- (1)各構成方程式の実験精度、実験範囲、理論解析についての厳密な評価、
- (2)各構成方程式の与える液滴発生率、液滴付着率の定量的かつ系統的な比較検討、
- (3)実験データの不足範囲の明確化、
- (4)理論的解明の遅れている現象の明確化とその実験的あるいは理論的解明

が提示された。

さらに、上記の(2)の第1段階として、液滴付着率の構成方程式の定量的比較検討が実施された。その結果、既存の種々の相関式は液滴濃度、気相流束に対する依存性が大きく異なり、液滴付着係数の値も1オーダーから2オーダー程度のばらつきがあるが、原子炉でのドライアウト条件に近い条件ではデータベースが豊富なためほぼ同一の値を与えることが明らかにされた。また、FIDAS-1DSの式は、クオリティやエントレインメント比に対する依存性について種々の相関式の平均的な傾向をよく表しており、特に高圧の現実的なドライアウト条件近くでは平均的な液滴付着液数を与えていることが確認できた。しかし、気相流束に対する依存性が大きく、低圧や低クオリティの場合に他の相関式からのずれが大きくなる傾向も確認された。

(3) 実験データベース

まず、環状流に関する実験的研究の調査が実施された。特に、環状流では流れ方向に諸量に変化すること、および環状流開始点の条件によって実験結果が大きく異なる可能性が

あることに注意し、現在までの環状流実験における気液混合方式、実験条件、測定量、流動方向変化に着目した実験データベースの収集・整理が行なわれた。得られたデータベースは約60件の文献である。これらの文献は、今後の構成方程式の高度化の基礎資料として有効に活用していく予定である。

次に、今後の構成方程式高度化作業に必要となる実験データベースとして、まず常圧の水・蒸気系データベースが提示された。前述のように、常圧の水・蒸気系データベースは既存の構成方程式にほとんど含まれていないので、このデータ（ドライアウト熱流束）を精度よく予測できるように構成方程式を整備して行けば、適用範囲の広い構成方程式が確立できると考えている。また、水・空気系のデータベースとして、入口条件、流動方向の諸量の変化、管断面内の諸量の分布等が詳細に示されているものが準備された。このデータベースは、最大、平均、最小、限界の4種の液膜厚さ、種々の液膜上の波の伝播速度、液滴浮遊量、液滴径、圧力損失等が明示されているので、構成方程式のモデル化にも有用なデータベースである。

次年度は、本年度の研究の結果得られた高度化方策に基づき、三流体モデル熱流動解析手法の高度化を進めるとともに、ひきつづき調査・検討も実施していく予定である。