

JAERI-Tech
2002-015



JP0250154



シビアアクシデントの伝熱流動現象における
素過程に関する研究

— 微細液滴流の挙動 —

(原子力基礎研究 H10-027-7)

(委託研究)

2002年3月

片岡 勲*・松浦 敬三*・吉田 憲司*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2002

編集兼発行 日本原子力研究所

シビアアクシデントの伝熱流動現象における素過程に関する研究
—微細液滴流の挙動—
(原子力基礎研究 H10-027-7)
(委託研究)

日本原子力研究所東海研究所安全性試験研究センター原子炉安全工学部
大阪大学大学院工学研究科
片岡 勲*¹・松浦 敬三*²・吉田 憲司*¹

(2002年1月18日受理)

シビアアクシデントの伝熱流動現象の素過程としての微細液滴流の挙動を明らかにするため、液滴流、環状噴霧流についての現象のモデル化並びに数値シミュレーション手法の確立を行うとともに環状噴霧流の乱流構造についての実験的な研究を行った。

液滴挙動のシミュレーションについては、まず、乱流中での液滴挙動計算手法として従来から広く用いられている Eddy interaction model に近年 Graham らが提案している渦寿命及び渦大きさに関する確率モデル及び他の改良モデルを取り入れることより精度の高い液滴挙動解析コードを開発した。また、従来、主に噴霧流においてのみ行われてきた液滴挙動解析を環状噴霧流も扱うことができるように、流体解析における境界条件として擾乱波を考慮した液膜の取扱、液膜からの液滴発生と乱流拡散による液膜への液滴伝達、さらに液滴の発生と伝達を考慮した液膜流量計算を同時に評価する手法を開発した。さらに液滴挙動解析のシミュレーションプログラムを複雑な幾何学的体系、初期条件、境界条件に適用し解析を行い、実際の原子炉のシビアアクシデント時解析に適用可能であることを示した。

環状流、環状噴霧流における液膜流量、液膜厚さが、気相の平均速度分布、乱流速度分布に及ぼす影響についての実験的研究を行った。環状流における乱流速度分布については、気相単相流にくらべ管断面全域で大きな値を示し、液膜の存在により気相乱流は大きく増加することが明らかとなった。また気相乱流の増加の割合は液相流量に対する気相流量の割合が多くなるに従い増加した。

本研究は、日本原子力研究所の平成 10～12 年度「原子力基盤研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

大阪大学：〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1

* 1 大阪大学大学院工学研究科

* 2 原子燃料工業株式会社

Research on the Fundamental Process of Thermal-hydraulic Behaviors in Severe Accident

—Behavior of Fine Droplet Flow—

(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H10-027-7)

(Contract Research)

Isao KATAOKA *¹, Keizo MATUURA *² and Kenji YOSHIDA *¹

Department of Reactor Safety Research
Nuclear Safety Research Center
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

Graduate School of Engineering
Osaka University
Yamadaoka, Suita-shi, Osaka-fu

(Received January 18, 2002)

Analytical and experimental researches were carried out on the behavior of fine droplet flow in relation to the fundamental phenomena of thermohydraulics in severe accident.

Simulation program of fine droplet behavior in turbulent gas flow was developed based on the eddy interaction model with improvement of Graham's stochastic model on eddy lifetime and eddy size. Furthermore, the developed program are capable of simulating the droplet behavior in annular dispersed flow based on the models of droplet entrainment from liquid film and turbulence modification of gas phase by liquid film. This program was confirmed by the various experimental data on droplet diffusion, deposition. Furthermore, this program was applied to the three dimensional droplet flow with the satisfactory agreement of experimental data. This means the developed program can be used as a simulation program for analysis of severe accident.

This research was supported by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program (JANP) in 1998, 1999 and 2000.

* 1 Osaka University

* 2 Nuclear Fuel Industry, Co. Ltd

Experimental research was carried out on the effect of liquid film on the turbulence field of gas flow in annular and annular dispersed flow. Averaged and turbulent velocity of gas phase were measured under various gas and liquid film flow rates. Turbulent velocity of gas phase in annular flow increased compared with single phase gas flow. This is due to turbulence generation by waves in liquid film. Corresponding to the turbulence modification by liquid film, distribution of averaged velocity of gas phase became flattened compared with single phase gas flow.

Keywords: Droplet Flow, Two-phase Flow Turbulence, Lagrange Simulation, Droplet Diffusion, Droplet Deposition, Liquid Film, Direct Containment Heating, Radioactive Aerosol, k-Model

This is a blank page.

目 次

1. 序論 全体研究と本課題の内容	1
1.1 全体研究	1
1.2 本課題の内容	1
2. 乱流場における液滴挙動についてのモデル化とシミュレーションプログラムの開発	2
2.1 緒言	2
2.2 流体解析モデル	3
2.3 液滴挙動解析モデル	12
2.4 実験結果との検証	20
3. 複雑な形状下における多次元微細液滴挙動解析	46
3.1 緒言	46
3.2 解析手法	47
3.3 解析結果と考察	48
4. 液膜流の気相乱流に及ぼす影響に関する実験	65
4.1 緒言	65
4.2 実験対象ならびに実験装置	65
4.3 実験結果と検討	67
5. 結言	80
参考文献	81

Contents

1. Introduction Overall Project and Subject of Present Research	1
1.1 Overall Project	1
1.2 Subject of Present Research	1
2. Development of Simulation Program of Droplet Behavior in Turbulent Flow Field	2
2.1 Introduction	2
2.2 Flow Analysis Model	3
2.3 Droplet Behavior Model	12
2.4 Comparison with Experimental Data	20
3. Multi-Dimensional Analysis of Droplet Behavior under Complicated Flow Geometry	46
3.1 Introduction	46
3.2 Analytical Model and Method	47
3.3 Result and Discussions	48
4. Experiments on the Effects of Liquid Film on Turbulence Field of Gas Flow	65
4.1 Introduction	65
4.2 Experimental Apparatus and Conditions	65
4.3 Result and Discussions	67
5. Conclusions	80
References	81

1. 序論 全体研究と本課題の内容

1.1 全体研究

TMIやチェルノブイル事故以来シビアアクシデントの重要性が認識され、我が国においても原子力安全委員会の方針に基づきアクシデントマネージメントの整備が電力事業者において進められ、さらにシビアアクシデントを想定した格納容器設計の自主基準が民間で作成されつつある。その際、シビアアクシデント事象はシミュレーションコード解析の結果や大型実験結果を利用して評価されている。しかし、シビアアクシデント事象には極めて高温の熔融炉心と構造材や冷却材との相互作用などが関係しており、その基本的メカニズム、すなわち素過程の解明が必要とされ、大学の研究者に期待されている。

本研究は、シビアアクシデント事象の伝熱流動過程のうち現象が最も不確定で、大型シミュレーションコードの開発・解析者、大型実験研究者、そして、産業界からの要請の強い現象の素過程に焦点を絞り、大学研究者による基礎的実験及び詳細シミュレーション解析により現象の解明を行い事象評価に役立てることを目的とする。

シビアアクシデント事象評価上、基礎的研究が必要な伝熱流動現象の7つの素過程につき、原子力工学と機械工学の7名の研究者が分担して担当し、実験及び詳細解析コードにより研究を進める。7つの素過程を明らかにすることにより、シビアアクシデント事象としての熔融炉心の冷却と凝固、蒸気爆発、格納容器直接加熱、エアロゾルの挙動等の事象の解明に結びつける。

1.2 本課題の内容

この全体研究の中で本研究は、1つの素過程である微細液滴挙動について研究を行ったものである。シビアアクシデント時の重要な事象として格納容器直接加熱(DCH)や放射性エアロゾル挙動があるが、これらに関連した微細な液滴の発生、飛散、付着等の挙動については不明確な点が多い。本研究では、気相の乱流構造も含めこれらの現象の素過程の物理的機構を実験的、解析的に明らかにするとともに、それらを予測するシミュレーションプログラムを作成する事を目的とする。環状噴霧流に対する新しい乱流解析モデルを構築し、液膜流の及ぼす気相乱流場への影響を実験的に明らかにし、より正確な乱流解析を行うとともにその乱流場中での液滴挙動を正確に評価する手法を確立する。これにより、シビアアクシデントのみならず原子炉の様々な異常事象時の安全性評価が解析的に整合性を持って行われるようになるとともに、学術的な面でも気液二相乱流現象の基本的現象の解明の一層の進展が期待される。

本研究では液膜を伴う環状噴霧流において、液膜、液滴が気相の乱流構造に及ぼす影響に関して、液膜、液滴の乱流ソースタームのモデル化を行うとともに、それを用いて液滴の発生、飛散、付着のシミュレーションを行うプログラムの作成し、従来の実験データとシミュレーションプログラムの詳細な比較を行いモデルの改良、液滴初期条件の影響との評価を行った。

これと並行して、微細液滴流の挙動を支配する最も重要な要因である気相乱流の構造について、詳細かつ系統的な実験を行った。特に環状噴霧流の気相乱流構造についてはその液膜流の乱流鼓動への影響についての知見が不十分であるためこれについて重点的に実験を行った。環状流、環状噴霧流における液膜流量、液膜厚さが、気相の平均速度分布、乱流速度分布に及ぼす影響を調べた。

2. 乱流場における液滴挙動についてのモデル化とシミュレーションプログラムの開発

2.1 緒言

本章においては平成10年度～12年度まで行ってきた、微細液滴流の乱流場での挙動解析プログラムについて報告する。微細液滴流の解析手法としては大きく分けて2つの方法がある。一つは、オイラー的な方法であり、液滴流を連続体として取り扱い、液滴の分布等については、連続の式、拡散方程式を用い、拡散係数や液滴付着係数は相関式を用いて与えるものである。この方法の典型的なものとして3流体モデルがあり原子炉の安全解析等に應用されてきて一定の成果を挙げてきている^{1, 2)}。しかしながら、この方法は、液滴の拡散係数や液滴付着係数に結果が大きく左右される。しかも、液滴の拡散係数や液滴付着係数の相関式は現状では十分に信頼しうるものが得られておらず、相関式の間ばらつきも大きい。

そこで液滴解析のもう一つの方法としてラグランジュシミュレーションが近年、注目を浴びてきている。これは、個々の液滴の気相の乱流場の中の運動方程式を数値的に解き、多数の液滴の挙動の統計的な取り扱いから、液滴の拡散や付着挙動を解析しようとするものである。この方法は精密な気相の乱流解析と、多数の液滴の挙動解析が必要となり、膨大が数値計算を要するが、近年のコンピュータの能力の向上により実用的に可能となってきた。この方法は経験的な相関式によることなく、液滴の拡散、付着挙動を正確に把握する事が可能となるので、微細液滴流の詳細解析に有効な方法である。

本研究においてもこのラグランジュシミュレーションを用いた乱流、液滴挙動のモデル化とそれを用いたシミュレーションプログラムを開発した。

微細液滴流のラグランジュシミュレーションの方法としては、液滴と気相の相互作用の観点から2つの手法がある。一つは液滴が気相の乱流に及ぼす影響が少ないとして単相の気相の乱流場を計算し、その乱流場の中での液滴の運動を計算する。これは、One-Way Coupling Method と呼ばれ、液滴濃度が小さい場合に有効な方法であり、計算量も比較的少なくすむ。しかしながら、液滴の量が増えたとこの方法では気相の乱流場を正確に計算できなくなり、液滴挙動の予測も不正確となる。この場合には液滴が気相の乱流場に及ぼす影響をソースタームとして考慮する必要がある。この方法はTwo-way coupling method と呼ばれている。本研究では、Two-way coupling method の1つであるPSI-Cell法を用い、液滴の乱流エネルギー式、乱流消散式に対する生成項のモデル化し解析を行った。更に、環状噴霧流では液膜が存在することにより気相の乱流は影響を受ける。本研究では、液膜を壁面に沿って動く表面粗さとしてモデル化し液膜の気相乱流への影響を解析した。

次に乱流中での液滴挙動計算手法としては、従来から広く用いられている Eddy interaction model を用いた、これは液滴が気相の乱流渦と一定の時間相互作用を行ってその運動方向を変えらるとするモデルである。液相の渦の大きさ、寿命を計算し、白の変動速度は乱流エネルギーの式から与え、変動速度の方向は乱数により統計的に与える手法である。こうした Eddy interaction model に近年 Graham らが提案している渦寿命及び渦大きさに関する確率モデル及び他の改良モデルを取り入れることより精度の高い液滴挙動解析コードを開発した。

更に、環状噴霧流における液滴挙動を解析するためには液膜からの液滴の発生と伝達を考慮して液膜流量計算を液滴の共同計算と同時に評価する手法も開発した。

2.2 流体解析モデル

2.2.1 One-Way Coupling Method における気相乱流解析モデル

One-Way Coupling Method においては気相の乱流場は単相流の乱流の解析モデルを用いて求めることができる。乱流モデルとしては、液滴伝達などの解析で重要となる壁面近くの非等方な流れを解くことのできる Myong-Kasagi による低 Re 数型 $k - \varepsilon$ モデル^{3,4)}を用いた^{注1)}。離散化手法としては有限体積法を用い、圧力解法としては SIMPLE 法⁵⁾を用いた。

(1) 基礎式

1) 連続の式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho r U) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V) = 0 \quad (2.1)$$

2) 運動量保存則 (主流方向)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho r U U) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V U) \right\} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial r} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial x} \right) - F_d \end{aligned} \quad (2.2)$$

3) 乱流エネルギー (k) の保存式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho r U k) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V k) \right\} \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right\} \right] + G - \rho C_D \varepsilon \end{aligned} \quad (2.3)$$

ただし、

$$\begin{aligned} G &= \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \mu_t \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V) + \frac{\partial U}{\partial x} \right\}^2 \\ \mu_t &= \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = 0.09, \quad f_\mu = \left(1 + \frac{3.45}{\sqrt{R_t}} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{y^+}{70} \right) \right], \quad R_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}, \quad \sigma_k = 1.4 \end{aligned}$$

4) 乱流消散 (ε) の保存式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho r U \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V \varepsilon) \right\} \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right\} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 G - \rho C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon) \end{aligned} \quad (2.4)$$

注1: 当初は、液滴の運動方程式を数値積分する際の時間ステップとしてラグランジュ時間積分スケール T_L を用いていたが、後述するようにこの場合、相互作用時間を過小評価してしまうことになる。

ただし、

$$\sigma_i = 1.3, C_{i1} = 1.4, C_{i2} = 1.8$$

$$f_1 = 1.0$$

$$f_2 = \left[1 - \frac{2}{9} \exp \left\{ - \left(\frac{Rt}{6} \right)^2 \right\} \right] \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{y^*}{5} \right) \right\}^2$$

2.2.2 Two-Way Coupling Method における気相乱流解析モデル

(1) PSI-CELL 法

本コードで用いている Two-way coupling method は、C.T.Crowe⁹⁾らによって提案された PSI-CELL (Particle -Source-In Cell) モデルを用いている。PSI-CELL モデルでは、液滴による流れ場に対する影響を、図 2.1 に示すように、あらかじめ分割された流れ場のコントロールボリューム (セル) を、液滴が通過する際、以下のように各保存式における生成項により考慮している。

- 1) 液滴の蒸発や凝縮は連続の式において各コントロールボリューム内の気体の質量の生成項として取り扱う。
- 2) 液滴の加速や減速は運動量の保存式においてコントロールボリューム内の気体の運動量の生成項として取り扱う。
- 3) 液滴からの伝導伝熱、対流伝熱はエネルギーの保存式においてコントロールボリューム内の気体の熱エネルギーの生成項として取り扱う。

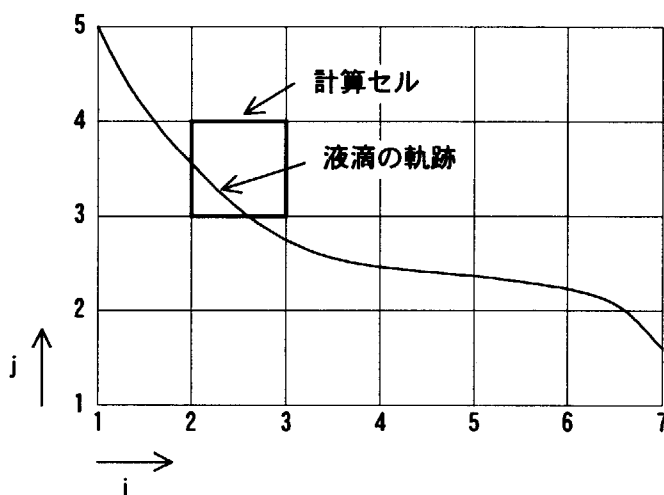


図 2.1 PSI-Cell 法における基本的な考え方

本解析コードは、等温場における液滴挙動を取り扱っているため、1)と3)については、考慮していないため、2)について液滴が気相流れ場から抗力を受けているとして運動量の式において液滴による生成項がどのように表されるか述べる。液滴が、気相流れ場から抗力を受ける場合、気相流れ場も、液滴による反作用を受ける。従って、気相流れ場の運動量の保存式におけるあるコントロールボリューム (i,j) に対する液滴による生成項 $S_d(i,j)$ は、この反作用による力積で表されることになる。具体的には、次式で表される。

$$S_d(i, j) = N_d(i, j) \rho_s \frac{A_d}{2} \int_{t_{in}}^{t_{out}} C_D (V - V_d) |V - V_d| dt \quad (2.5)$$

また、(3.36)式は液滴の運動方程式を変形することにより、液滴が、着目しているコントロールボリュームに流入、流出する際の速度及び時間を用いて次式で表される。

$$S_d(i, j) = M_d(i, j)(V_{d,out} - V_{d,in}) - M_d(i, j)g \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_d}\right)(t_{out} - t_{in}) \quad (2.6)$$

(3.36)及び(3.37)式における $N_d(i, j)$ や $M_d(i, j)$ は、単位時間内に着目しているコントロールボリューム (i, j) を通過する液滴数及び液滴質量である。なお、計算の仮定においても述べたように、本解析では、計算等価時間 Δt の繰り返しとして定常現象を考えているため、 $N_d(i, j)$ 及び $M_d(i, j)$ は、実際の計算においてコントロールボリューム (i, j) を通過した液滴個数及び液滴質量 $N_{d,cal}(i, j)$ 及び $M_{d,cal}(i, j)$ から次式のように求められる。

$$N_d(i, j) = \frac{N_{d,cal}(i, j)}{\Delta t} \quad (2.7)$$

$$M_d(i, j) = \frac{M_{d,cal}(i, j)}{\Delta t} \quad (2.8)$$

PSI-CELL モデルの基本的な計算の流れを図 2.2 に示す。

(2) 乱流モデルに対する液滴の生成項の考慮

気相乱流中に分散相が存在する場合、気相乱流構造が変化することが知られている。また、これをシミュレーションするには、運動量の式に気相と液滴の運動量交換を表す液滴による生成項を考慮するだけでなく $k-\varepsilon$ モデルを用いている場合、それらの方程式にも液滴による生成項が必要であることが指摘されている。ここでは、 k, ε 各式への液滴による生成項の適用について述べる。

1) 乱流諸量の保存式

まず、乱流諸量の保存式は、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを対象とすると次のように表される。なお、他の乱流モデルにおいても液滴の寄与を表す項以外は同じであるので記載は省略する。

a) 乱流エネルギーの式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\rho r U k) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V k) \right\} \\ & = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) \right\} + G - \rho \varepsilon + S_{dk} \end{aligned} \quad (2.9)$$

b) 乱流消散の式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\rho r U \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V \varepsilon) \right\} \\ & = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_{d\varepsilon} \end{aligned} \quad (2.10)$$

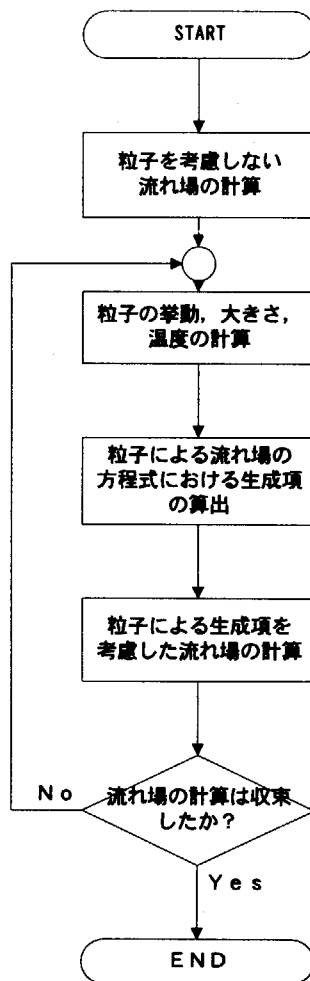


図 2.2 PSI-Cell 法のフローチャート

2) 液滴生成項の定式化

本節で離散式を求めるために k, ε 各式における液滴による生成項の定式化を行う。なお、生成項のモデル化については、Chen and Wood⁷⁾のモデルとこれを管内流に対して拡張しモデル定数を適正化した Tu and Fletcher⁸⁾のモデルがあるので両者について述べる。

a) Chen and Wood のモデル

S_{dk} は、次式で表される。

$$S_{dk} = -\frac{2\rho_{dd}k}{\tau} \left\{ 1 - \exp\left(-0.5\frac{\varepsilon}{k}\tau\right) \right\} \quad (2.11)$$

ここで τ は液滴の運動量緩和時間であり次式で表される。

$$\tau = \frac{D_d^2 \rho_d}{18\nu\rho_g} \quad (2.12)$$

次に ρ_{dd} は、分散液滴密度（局所液滴濃度）であり、次式で表される。

$$\rho_{dd} = \frac{1}{2} \rho_g \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \quad (2.13)$$

以上より、 S_{dk} は次式で表される。

$$\begin{aligned} S_{dk} &= -2 \cdot \frac{1}{2} \rho_g \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) k \cdot \frac{18\nu\rho_g}{D_d^2 \rho_d} \left\{ 1 - \exp\left(-0.5 \frac{\varepsilon D_d^2 \rho_d}{k 18\nu\rho_g}\right) \right\} \\ &= -\frac{18\nu\rho_g^2}{\rho_d D_d^2} \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{D_d^2 \rho_d \varepsilon}{36\nu\rho_g k}\right) \right\} k \end{aligned} \quad (2.14)$$

一方、 S_{de} は次式で表される。

$$S_{de} = -\frac{2}{\tau} \rho_{dd} \varepsilon \quad (2.15)$$

τ 及び ρ_{dd} を代入して S_{de} を定式化する。

$$\begin{aligned} S_{de} &= -\frac{36\nu\rho_g}{D_d^2 \rho_d} \frac{1}{2} \rho_g \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \varepsilon \\ &= -\frac{18\nu\rho_g^2}{\rho_d D_d^2} \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \varepsilon \end{aligned} \quad (2.16)$$

b) Tu and Fletcher のモデル

S_{dk} は、次式で表される。

$$S_{dk} = -\frac{2\rho_{dd}k}{\tau} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{B_k \varepsilon}{m^n k} \tau\right) \right\} \quad (2.17)$$

ここで、 B_k は実験定数（0.09 が推奨されている）、 m は負荷比、 n は実験定数（ $m \leq 1.0$ なら $n=0$ 、 $m > 1.0$ なら $n=1$ ）であるその他の変数については Chen and Wood のモデルと同様である。

S_{dk} を具体的な式で表すと次式となる。

$$\begin{aligned}
 S_{dk} &= -2 \cdot \frac{1}{2} \rho_g \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) k \cdot \frac{18\mu_g}{D_d^2 \rho_d} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{B_k \varepsilon D_d^2 \rho_d}{m^n k 18\mu_g} \right) \right\} \\
 &= -\frac{18\mu_g \rho_g}{\rho_d D_d^2} \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{D_d^2 \rho_d B_k \varepsilon}{18\mu_g m^n k} \right) \right\} k
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

一方、 $S_{d\varepsilon}$ は次式で表される。

$$S_{d\varepsilon} = -\frac{2\rho_{dd}\varepsilon}{\tau} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{B_\varepsilon \varepsilon \tau}{m^n k} \right) \right\} \tag{2.19}$$

ここで、 B_ε は実験定数 (0.4 が推奨されている) であり、上式と同様に $S_{d\varepsilon}$ を以下のように定式化する。

$$S_{d\varepsilon} = -\frac{18\mu_g \rho_g}{\rho_d D_d^2} \left(\frac{W_{dw} u_{gw}}{W_{gw} u_{dw}} + \frac{W_{de} u_{ge}}{W_{ge} u_{de}} \right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{D_d^2 \rho_d B_\varepsilon \varepsilon}{18\mu_g m^n k} \right) \right\} \varepsilon \tag{2.20}$$

2.2.3 液膜を考慮した気相乱流解析モデル

環状噴霧流における液滴挙動を解析するには、液膜流動の気相流動への影響を評価する必要がある。一方、液膜は移動し、かつ擾乱波等により乱れた界面を持つためどのようにモデル化するかが重要である。本研究では、粗い壁面に適用する壁関数を用いてモデル化することとした。まず一般的な粗い壁の壁関数は、次式で表される。

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B - \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0.3\Delta k^+) \tag{2.21}$$

ただし、

$$\begin{aligned}
 u^+ &= \frac{u}{u_*}, \quad y^+ = \frac{u_* y}{\nu}, \quad \kappa = 0.41, \\
 B &= 5.5, \quad \Delta k^+ = \frac{u_* \Delta k}{\nu}
 \end{aligned}$$

ここで、粗さ Δk の代わりに擾乱波の波高 Δh を用いることで液膜境界条件とした。なお、 Δh については以下に示す平均液膜厚さ (h_m) と気相 Re 数 (Re_g) から求める Yanai の式⁹⁾を用いることとした。

$$Re_g < 6 \times 10^4 : \Delta h = 5h_m$$

$$Re_g \geq 6 \times 10^4 : \Delta h = 3 \times 10^5 h_m / Re_g \quad (2.22)$$

2.2.4 液膜流量計算手法

(1) 液膜モデル

本研究において解析の対象として考えている環状噴霧流の液膜挙動を模擬するためのモデルを図 2.3 に示す。本解析モデルにおいては、円管内壁面に沿って液膜が流れ、さらにその液膜は複数の円環状の壁面に固定した仮想的な液膜セルから構成されているものとする。液膜セルは流路入口から 1, 2, ..., n と付番され、各液膜セルに流出入する量として、上流側の液膜セルから液膜流量 (W_{ffn})、液滴発生に伴い気相コア部に流出する液滴流量 (W_{fdn})、さらに上流セルから気相流れに伴った液滴が乱流拡散によって液膜に伝達する液滴伝達流量 ($\sum W_{fdi,n}$) を考える。そしてこれら全ての入出量のバランスから次の液膜セルに流入する液膜流量 (W_{ffn+1}) が算出される。

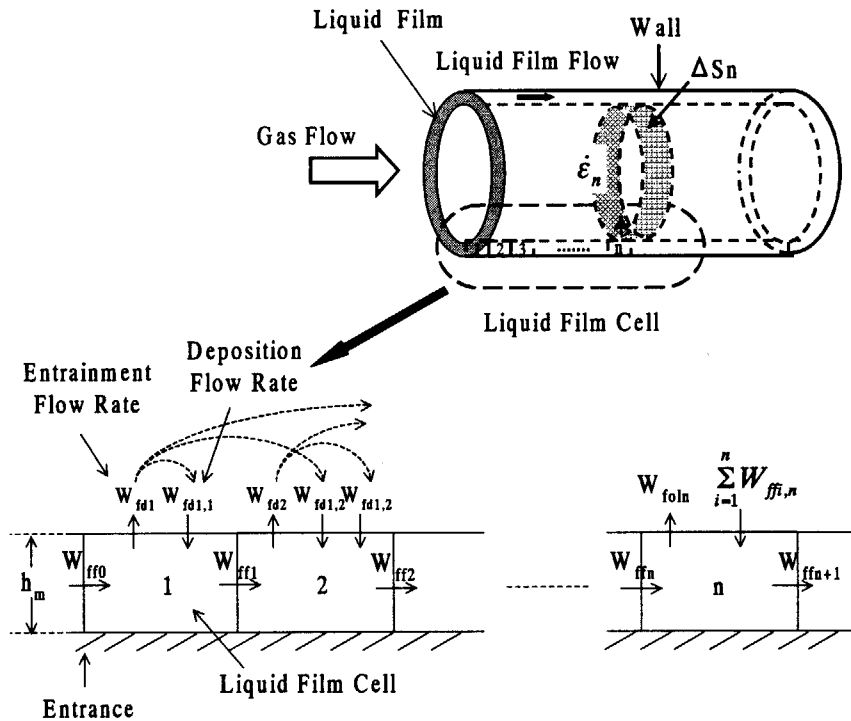


図 2.3 液膜セルモデル概念図

(2) 液滴発生率 (ϵ)

液滴発生率は、単位時間、単位面積あたりの液滴発生質量である。環状噴霧流の計算の過程で、各液膜セルの液滴発生量 ($\epsilon_n \times \Delta S_n$) を算出する必要があるが、その算出のために必要となる液滴発生率には、数多くの構成式が提案されている。それぞれの構成式が予測する液滴発生率には大きなばらつきがありその妥当性は現段階で判断はできない。本研究においては、後述する検証計算と同じ実験データをそのデータベースに用いている以下に示す Ishii-Kataoka の式¹⁰⁾を用い

るものとする。

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= 0 & \text{Re}_{ff} < 160 \\ \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= \dot{\varepsilon}_\infty \left[\frac{\text{Re}_{ff}}{\text{Re}_{ff\infty}} \right]^{0.185} & 160 < \text{Re}_{ff} < \text{Re}_{ff\infty} \\ \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= \dot{\varepsilon}_\infty + 1.2 \times 10^3 \text{Re}_f^{-0.5} \text{Re}_{ff\infty}^{-0.25} \text{We}^{-1.5} (\text{Re}_{ff} - \text{Re}_{ff\infty})^2 & \text{Re}_{ff} > \text{Re}_{ff\infty} \end{aligned} \quad (2.23)$$

ただし、 $\dot{\varepsilon}_\infty$ については次式で表される。

$$\dot{\varepsilon}_\infty = 6.6 \times 10^{-7} \text{Re}_f^{0.74} \text{Re}_{ff\infty}^{0.185} \text{We}^{0.925} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.26} \quad (2.24)$$

上式より $\dot{\varepsilon}$ を評価するには、液膜レイノルズ数 Re_{ff} 、平衡液膜レイノルズ数 $\text{Re}_{ff\infty}$ 、液レイノルズ数 Re_f 及び修正ウェーバー数 We を知る必要がある。ただし、それらは次式で定義される。

$$\text{Re}_{ff} = \frac{\rho_f j_{ff} D}{\mu_f} \quad (2.25)$$

$$\text{Re}_f = \frac{\rho_f j_f D}{\mu_f} \quad (2.26)$$

$$\text{Re}_{ff\infty} = \frac{\rho_f j_{ff\infty} D}{\mu_f} \quad (2.27)$$

$$\text{We} = \frac{\rho_g j_g^2 D}{\sigma} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_g} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

まず、(2.25)式に従って液膜レイノルズ数 Re_{ff} を求める。計算モデルの仮定から初期液滴流量が0であるので、上式の液膜流束 j_{ff} は、次式に示すように初期液膜流束 j_{ff0} から着目する位置での液滴流束を減じることにより求まる。

$$j_{ff} = j_{ff0} - \frac{W_{fd}}{A\rho_f} \quad (2.29)$$

次に平衡液膜レイノルズ数 $\text{Re}_{ff\infty}$ は、平衡液膜流束 $j_{ff\infty}$ を用いることにより次式で求まる。

$$\text{Re}_{ff\infty} = \frac{\rho_f j_{ff\infty} D}{\mu_f} \quad (2.30)$$

ここで、 $j_{ff\infty}$ は平衡液滴割合 E_{∞} を用いて次式で表される。

$$j_{ff\infty} = j_f (1 - E_{\infty}) \quad (2.31)$$

以上より、初期条件としての j_f , j_g に対して平衡液滴割合 E_{∞} が与えられれば、(2.25)～(2.31) 式を用いることで任意の位置における液滴発生率 $\dot{\epsilon}$ が評価できることになる。

(3) 平衡液滴割合 (E_{∞})

平衡液滴割合 E_{∞} とは、環状噴霧流において液滴発生率と液滴伝達率がバランスし流路下流方向に液滴流量と液膜流量が変化しない状態に達したときの液流量に対する液滴流量の割合である。これは、前述したように液滴発生率を算出する場合に必要となる。Ishii-Mishima¹¹⁾によると平衡状態における環状噴霧流の液滴割合 E_{∞} は、次式で表される。

$$E_{\infty} = \tanh(7.25 \times 10^{-7} We^{1.25} \cdot Re_f^{0.25}) \quad (2.32)$$

従って、平衡液滴割合 E_{∞} を求めるには修正ウェーバー数 We と液レイノルズ数 Re_f を算出する必要がある。修正ウェーバー数 We は、(2.28)式より求まるが、式中の気相体積流束 j_g は次式で求まる。

$$j_g = \frac{W_{g0}}{\rho_g A} = \frac{W_{g0}}{\rho_g \frac{\pi}{4} D^2} = \frac{4W_{g0}}{\pi \rho_g D^2} \quad (2.33)$$

一方、液レイノルズ数 Re_f は(2.26)式より求まるが、式中の液体積流束 j_f については、初期液滴体積流束がゼロであり、相変化もないことより液流量が流路全体に亘って変化せず初期液膜体積流束 j_{f0} と等しい。そこで、初期液膜流量を W_{f0} とすれば液体積流束 j_f は、次式から求まる。

$$j_f = \frac{W_{f0}}{\rho_f A} = \frac{W_{f0}}{\rho_f \frac{\pi}{4} D^2} = \frac{4W_{f0}}{\pi \rho_f D^2} \quad (2.34)$$

以上より、修正ウェーバー数 We と液レイノルズ数 Re_f が算出され、平衡液滴割合 E_{∞} が求まることになる。

(4) 計算等価時間 (Δt)

本解析手法では、液滴の挙動については個々の液滴を独立にラグランジュ的に解析するので液滴流量を定義できない。そこで、液滴流量を便宜的に次のように考えて定義する。まず入力で指定された液滴径、液滴密度及び計算で考慮する第1液膜セルから気相コア中に同伴される液滴数より計算で求めた液滴質量 M_{fd1} を求める。次に仮想的にこの液滴質量 M_{fd1} が Δt の間隔で反復して流入し、液滴流量 W_{fd1} が生じると考える。従って Δt は次式で表されることになる。

$$\Delta t = \frac{M_{fd1}}{W_{fd1}} \quad (2.35)$$

このように考えることによって、微小時間間隔 Δt の間の平均液滴流量を定義することができる。なお、微小時間間隔 Δt のことを計算等価時間と呼ぶこととする。

計算は、基本的には流路全体に亘って液流量が保存されるように上流液膜セルから下流液膜セルの順序で各液膜セルにおいて以下のように行われる。

Step1: 上流液膜セルからの液膜流量に基づき当該液膜セルにおける液滴発生流量を算出する。

Step2: 液滴発生流量に相当した液滴個数について液滴挙動計算を行う。

Step3: 各セルに対する液滴伝達量を算出する。

Step4: 次セルへの液膜流量を算出する。

なお、第1液膜セルについてのみ、与えられた液滴数と計算で求めた液滴流量より計算等価時間を定めるステップが追加される。また、最終セルまで計算が進行した段階で流路全体に亘る液滴、液膜流量が算出されることになる。この値が実験による測定値と一致しない場合は、液滴発生率の構成式に問題があると考えられるため液滴発生率の式を修正する必要がある。具体的には、(2.23)式で求まる液滴発生率 $\dot{\epsilon}$ に補正係数を乗じている。なお、液滴と流体の相互作用を考慮する場合(Two-way coupling)、全ての液膜セルについて計算が終了した段階で液滴の影響を考慮して再度流体計算を行い、流れ場が収束していなければ再度液膜セルの計算を繰り返すことになる。

2.3 液滴挙動解析モデル

2.3.1 液滴の運動方程式

液滴挙動については、(2.36)式の運動方程式に示すように抗力、揚力、重力（浮力を含む）を考慮した。そして、この運動方程式を2.3.2節で述べる考え方に基づく時間ステップ内において、気相流速が一定としてルンゲクッタ方法を用いて数値積分することで液滴挙動を求めた。

$$\begin{aligned} m_d \frac{d^2 \mathbf{X}_d}{dt^2} &= \mathbf{F}_r + \mathbf{F}_l + \mathbf{F}_g \\ &= -\frac{1}{2} C_D \rho_f |\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_f| (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_f) \frac{\pi D_d^2}{4} \\ &\quad + K_{Mei} \frac{K \mu D_d^2}{\nu^{\frac{1}{2}}} \operatorname{sgn} \left(\frac{dU}{dy} \right) \left| \frac{dU}{dy} \right|^{\frac{1}{2}} (U_f - U_d) + m_d \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_d} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

なお、液滴抵抗係数 C_D についてはIshii¹²⁾により提唱されている次式を用いた。

Re>1の場合

$$C_D = \frac{24}{\operatorname{Re}_d} (1 + 0.1 \operatorname{Re}_d^{0.75}) \quad (2.37)$$

Re≤1の場合

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_d} \quad (2.38)$$

ただし、 Re_d は液滴レイノルズ数であり次式で定義される。

$$\text{Re}_d = \frac{D_d |\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_g|}{\nu} \quad (2.39)$$

一方、揚力については、Saffman 揚力¹³⁾及びこれを本来の適用範囲外 ($\text{Re}_d > 1$) に用いる場合の Mei の修正揚力モデル¹⁴⁾を用いている。

$$\begin{aligned} K_{\text{Mei}} = F_L / F_{\text{Saff}} &= \left(1 - 0.3314\beta^{\frac{1}{2}}\right) \exp\left(-\frac{\text{Re}_d}{10}\right) + 0.3314\beta^{\frac{1}{2}} & \text{Re}_d \leq 40 \\ &= 0.0524(\beta \text{Re}_d)^{\frac{1}{2}} & \text{Re}_d > 40 \end{aligned} \quad (2.40)$$

ただし

$$\beta = \frac{D}{2|\mathbf{u} - \mathbf{v}|} \left| \boldsymbol{\omega}_c \right| \quad 0.005 < \beta < 0.4$$

$$\boldsymbol{\omega}_c = \nabla \times \mathbf{u}$$

上でモデル化した液滴の運動方程式を4段4次のルンゲクッタ法を用いて数値積分することで液滴の挙動を求める。なお、運動方程式を数値積分する場合には、液滴が存在する位置での流体の物理量が必要となるが、これは、コントロールボリューム毎に離散した値である。従って、液滴が異なるコントロールボリュームに移動したときに不連続に流体の物理量が異なることを避けるため、コントロールボリュームにおけるそれぞれの物理量の定義点を考慮して液滴の位置に従って内挿して求めることとした。

2.3.2 液滴と渦の相互作用 (Eddy interaction model)

Eddy interaction model では、慣性を持った粒子の乱流拡散を、粒子が代表的な長さスケール (Λ)、時間スケール (T)、速度スケール (u_g) を持った渦と相互作用を繰り返すことによって生じるものとして求めている。

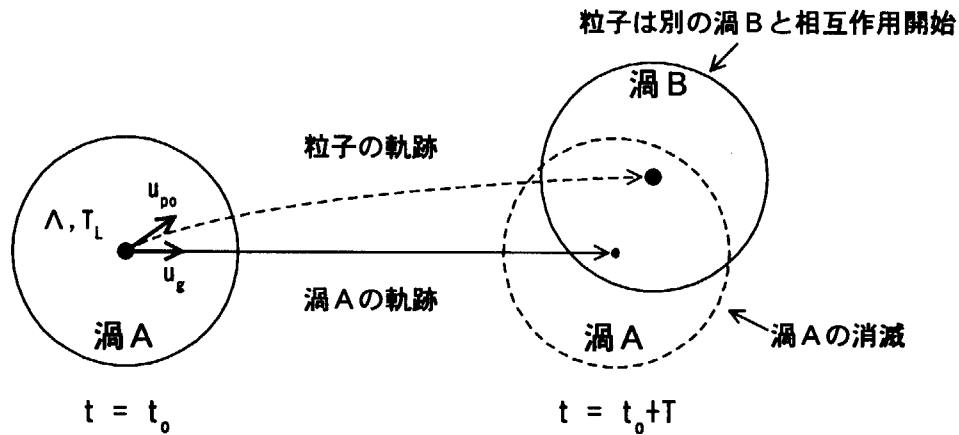
Eddy interaction model の基本的な考え方を図 2.4 の(1)を用いて示す。粒子は、時刻 $t=t_0$ においてある渦の中に存在したと仮定する。渦の速度 u_g については、(2.41)式に示すように、粒子が存在する位置における流れ場の平均速度 u_g と変動速度 u_g' の和として求め、さらに u_g' については、平均値 0 で標準偏差が $(2k/3)^{1/2}$ のガウス分布となるように擬似乱数を用いて発生させている。なお、 k は、乱流エネルギーである。

$$u_g = U_g + u'_g \quad (2.41)$$

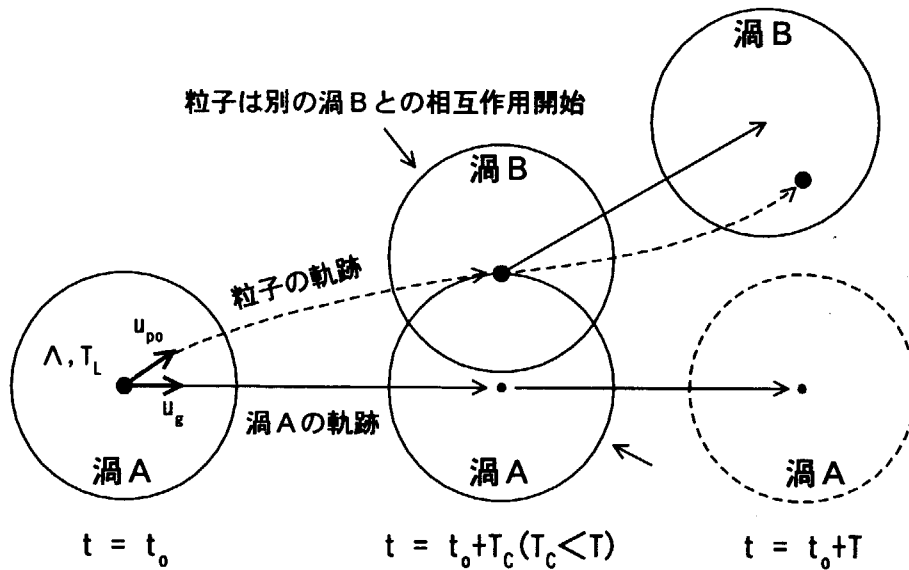
渦は、その時間スケール T の間、一定の速度 u_g で移動すると共に粒子に対しては、抗力や揚力を介して作用し続ける (T の時間中、一定の速度 u_g を維持しているということから渦がその速度について相関を失わない時間ということからラグランジュ積分時間スケール T_L で表すこともある^{注2)}。一方、粒子は慣性や初速度の違いにより、渦とは異なる軌跡で流れ場の中を移動する。この後、時刻が、 $t=t_0+T$ に達すると、粒子に作用し続けていた渦は消滅するが、粒子は、また新たに別の渦と相互作用し同様な挙動を繰り返していくというものである。なお、粒子と渦との相対速度が大きい場合については図 2.4 の(2)に示すように、時刻が、 $t=t_0+T$ に達する前に粒子が渦を抜け出て、別の渦と相互作用する場合があるため、粒子と渦の相対距離が渦の長さスケール Λ となる時間を T_c として、粒子と渦の相互作用時間 T_I を次のように決める。

$$T_I = \min(T_L, T_c) \quad (2.42)$$

注2：当初は、液滴の運動方程式を数値積分する際の時間ステップとしてラグランジュ時間積分スケール T_L を用いていたが、後述するようにこの場合、相互作用時間を過小評価してしまうことになる。



(1) 渦の持続時間 T_L 中、粒子が渦内に存在する場合



(2) 渦の持続時間 T_L 中に粒子が他の渦と相互作用する場合

図 2.4 Eddy interaction model の基本的な考え方

従って、Eddy interaction model では、 T_L 及び T_c をどのように決めるかが重要となってくる。 T_L を求めることは難しいが、Corrsin¹⁵⁾らによって提案され、Snyder and Lumley¹⁶⁾によって実験的に確認されている次式を本研究では用いている。

$$T_L = \frac{\Lambda}{\left(\frac{2}{3}k\right)^{1/2}} \tag{2.43}$$

$$\Lambda = \frac{\alpha_1 k^{3/2}}{\varepsilon} \tag{2.44}$$

$$\alpha = 0.165 \quad (2.45)$$

一方、 T_c については、粒子が渦と相互作用を始めた時の速度 u_{p0} 、その時の気相速度を u_{g0} さらに粒子の運動量緩和時間を τ とすると、粒子と渦の相対速度によってそれらの相対距離が Λ になるまでの時間として求められ、次式で表される。

$$T_c = -\tau \ln \left\{ 1 - \frac{\Lambda}{|\mathbf{u}_{p0} - \mathbf{u}_{g0}| \tau} \right\} \quad (2.46)$$

2.3.3 Eddy interaction model の改良

Eddy interaction model は、その単純さにより広く用いられてきたが、精度よく乱流拡散を計算しようとする、その単純さの中にモデルの問題点があることが Wang and Stock¹⁷⁾ や Graham and James¹⁸⁾ により近年指摘され、モデルの改良がなされてきている。

(a) Wang and Stock による Self-consistency problem の解決

Taylor¹⁹⁾ の乱流拡散理論によると、均質、等方、定常乱流における流体粒子の乱流拡散を考えた場合、その拡散係数 $\varepsilon(t)$ は、次式で表される。

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2} \frac{d\langle y^2(t) \rangle}{dt} = u_0^2 \int_0^t R(t) dt \quad (2.47)$$

$$R(\tau) = \frac{\langle v(t)v(t+\tau) \rangle}{u_0^2} \quad (2.48)$$

つまり、流体粒子の乱流拡散は、ラグランジュ速度相関関数 $R(t)$ に依存することになる。さらに、ラグランジュ積分時間スケール T_L を次式で定義すると、

$$T_L = \int_0^\infty R(\tau) d\tau \quad (2.49)$$

流体粒子が運動を開始してからの時間が T_L に比べ十分小さいとラグランジュ相関関数は 1 と見なせることより、拡散係数や流れに垂直な方向の変位の二乗平均は次式で表される。

$$\varepsilon(t) = u_0^2 t \quad (2.50)$$

$$\langle y^2(t) \rangle = u_0^2 t^2 \quad (2.51)$$

一方、流体粒子が運動を開始してからの時間が T_L に比べ十分大きいとラグランジュ相関関数は

0 と見なせることより、

$$\varepsilon(t) = u_0^2 T_L \quad (2.52)$$

$$\langle y^2(t) \rangle = 2u_0^2 T_L t \quad (2.53)$$

以上より、流体粒子の乱流拡散挙動は、ラグランジュ速度相関関数及びラグランジュ積分時間スケールによって表されると言える。従って Eddy interaction model が乱流拡散挙動を正確に表されているかどうかを判断するには、このモデルで求まるラグランジュ積分時間スケールを評価することが一つの手段である。そこで、一定持続時間モデルにおけるラグランジュ速度相関、ラグランジュ積分時間スケールを求める。

一定持続時間モデルにおける流体粒子速度は次式で与えられる。

$$v(0 \rightarrow T) = v_1, v(T \rightarrow 2T) = v_2, v(2T \rightarrow 3T) = v_3, \dots \quad (2.54)$$

ここで、 v_1, v_2, v_3 は、平均値の 0 の乱数である。 v_1 の分散は u_0^2 であり、流れの変動速度の二乗平均である。 T は時間ステップである。次に、この離散的なストカスティックな過程に対する速度相関を、以下のように求める。定常的なエルゴードランダム過程にとって、アンサンブル平均は 1 つの軌跡に対する時間平均に代えることができるため、ラグランジュ速度相関は、次のように書ける。

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^{T-\tau} \frac{v(t')v(t'+\tau)}{u_0^2} dt' \quad (2.55)$$

この時、 $\tau \geq T$ では速度相関は 0 となるのは明らかである。なぜなら、対になっている 2 つの速度は必ず異なる時間ステップになるため独立になるからである。一方、 $\tau < T$ の場合の速度の対は同じ時間ステップ内になる可能性があり、 $(T-\tau)/T$ の確率で対の速度は等しくなる。そして、その場合相関関数は 1 となる。これより、一定持続時間モデルをもちいた場合、ラグランジュ相関関数として次式を得ることになる。

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \frac{T-\tau}{T} && \text{ただし } \tau < T \\ R(\tau) &= 0 && \text{ただし } \tau \geq T \end{aligned} \quad (2.56)$$

これは、図 2.5 に示すように $R(\tau)$ が直線的に 1 から 0 まで減少する関数である。

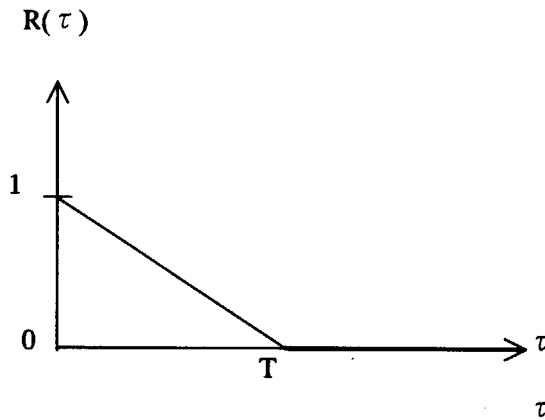


図 2.5 時間相関関数

また、この場合のラグランジュ積分時間スケール T_L を求めると、明らかに $T/2$ となる。それゆえ、もし、流れ場のラグランジュ積分時間スケールが T_L として既知の場合、時間ステップとして単純に $T=T_L$ とすると、一定持続時間モデルによるラグランジュ積分時間スケールは $T_L/2$ 、 T_L に比べ長い時間が経過した後の拡散係数は $u_0^2 T_L/2$ となり、真の拡散係数の半分の値となり正しい乱流拡散挙動を表せないこととなる（これを Self-consistency Problem という）。このため Wang and Stock は、自己整合性問題を解決するために、流れ場のラグランジュ積分時間スケール T_L として既知の場合、時間ステップ長さ T として、 $2T_L$ とすることを提案している。

(b) Graham and James による Eddy interaction model の高度化

乱流拡散挙動計算を行うための時間ステップは、渦の持続時間だけでなく渦と粒子の相対速度が大きい場合、粒子が渦を横切る時間にも依存することは既に述べている。渦を横切る時間は、粒子と渦の相対速度と渦の大きさに依存するため、Graham and James¹⁸⁾ は、同様な問題が渦の大きさについても生じることを指摘し、同様に渦大きさ一定モデルならモデルに用いる渦大きさをオイラー積分長さスケール Δ_E の 2 倍を用いることで解決されると示した。さらに、粒子挙動全体を評価するために数多くの粒子の計算結果をアンサンブル平均して求めているが、これは現象の時間平均がアンサンブル平均と等価であることを仮定している。この条件を満足するために、各液滴の挙動を求める場合の第 1 ステップの持続時間と渦の大きさを均一ランダム分布とする必要があることを述べている。本解析では、以上に述べられた最近の改良点を計算モデルに組み込んで、より精度の高い計算を行った。

2.3.4 Eddy interaction model のその他の改良

上述の改良は Eddy interaction model のモデルの本質的な部分の改良であるが、これ以外にも液滴挙動計算のために行った改良について以下に述べる。

(a) 乱流の非等方性の考慮

液滴伝達現象を解析する場合、壁面近くの液滴挙動を解析する必要がある。この場合、壁面付近の気相乱流の変動速度成分の非等方性を考慮する必要がある。Matida²⁰⁾ は乱流の変動速度成分である u' , v' , w' の標準偏差を決める場合、次式で示すように y' と摩擦速度 u^* によるフィッティング式を提案している。また、フィッティング式から得られる u'_{rms}/u^* , v'_{rms}/u^* , w'_{rms}/u^* の変化

の様子については、図 2.6 に示す。

$$\frac{u'_{rms}}{u^*} = \frac{0.5241 \cdot y^+}{1 + 0.0407 \cdot y^{+1.444}}$$

$$\frac{v'_{rms}}{u^*} = \frac{0.00313 \cdot y^{+2}}{1 + 0.00101 \cdot y^{+2.253}}$$

$$\frac{w'_{rms}}{u^*} = \frac{0.160 \cdot y^+}{1 + 0.0248 \cdot y^{+1.361}}$$

(2.57)

この式は幅広い Re 数の範囲に対して成り立つと述べられている。具体的には、右辺で示される式の値の比が保たれるように各成分に変動速度成分を配分することとした。k の値が k-ε モデルから求まっているので、 u' 、 v' 、 w' の比が求まれば、 u' 、 v' 、 w' の絶対値も求まることになる。なお、実際の計算順序としては、以下のようなになる。

- 1) 液滴位置を求める。
- 2) 液滴位置の平均速度、乱流エネルギー (k) を求める。
- 3) y^+ の値を求める。
- 4) (2-12) 式から u' 、 v' 、 w' の比を求める。
- 5) 変動速度成分の比と k の値から各成分の標準偏差を求める。
- 6) 各成分において乱数を発生させ変動速度成分を求める。

(b) ストークス数による判定

液滴挙動の運動方程式を数値積分する場合、時間ステップ内では気相流速一定として積分しているが、液滴の緩和時間が小さく、時間ステップ内でも液滴の運動が大きく変化する場合は数値解の誤差が大きくなるため、さらに時間ステップを小さくする必要がある。この判定をストークス数を条件として行う。

以上のように本液滴挙動解析コードでは、従来から乱流拡散の解析手法としてよく用いられてきている Eddy interaction model をベースとしつつ、近年指摘された時間ステップに関する改良点を組み込むとともに、他にも解析結果の精度を向上する改良を実施した。

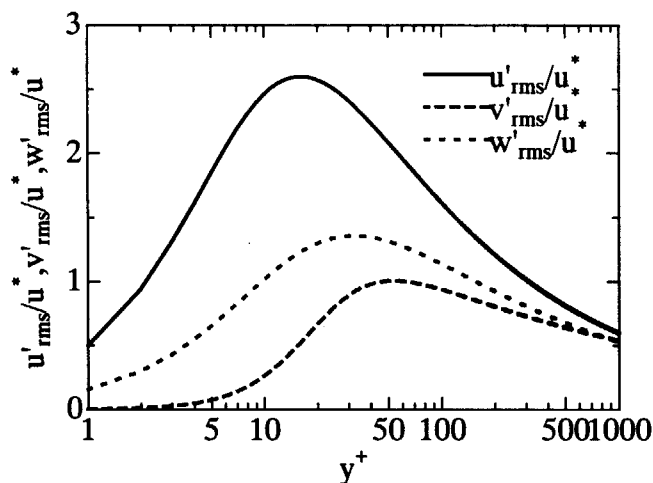


図 2.6 フィッティング式から得られる u'_{rms}/u^* , v'_{rms}/u^* , w'_{rms}/u^* の変化の様子

2.4 実験結果との検証

2.4.1 液滴拡散係数

乱流場中での液滴の拡散係数について Ginzberg²¹⁾ の行った実験との本研究のモデルによる解析結果を比較した。

(1) 実験の概要

図 2.7 に実験装置の概要を示すように、管径 190.5mm のルーサイト管を接続して高さ 11.58m の直立管を形成している。そして、鉛直円管の中心から均一径の液滴を乱流中に注入しその拡散挙動について調べている。具体的には、 80μ 、 150μ 、 200μ の 3 種類の液滴径それぞれについて、Re 数が 2.5×10^4 、 5.0×10^4 、 1.0×10^5 の場合の流動条件で、径方向の液滴拡散分布を液滴注入口から 1.22m の地点で測定し、その結果から液滴拡散係数を算出している。

(2) 解析条件

(a) 流体解析

i) 解析領域

実際の試験装置におけるテストセクション入口から終端部までの管径 190.5mm、長さ 11.58m を解析領域とし、メッシュは、径方向には壁面に接する第 1 メッシュが $y^+=1$ 程度となるように各解析 Re 数に応じて公比 1.1 の等分割にすることとした。軸方向については、公比 1.1 として、50 分割とした。

ii) 入口条件

入口において速度一様とした。

iii) 解析ケース

解析ケースとしては、試験で実施された以下の 3 条件について解析を実施した。

- Re=25000 (2.07m/s)
- Re=50000 (4.15m/s)
- Re=100000 (8.29m/s)

(b) 液滴挙動計算条件

i) 初速度

液滴の初速度については、Ginsberg は彼の論文の中で液滴インジェクターからの注入速度が（気相平均速度）+（液滴の終端速度）となるようにしたと記述している。そこで、液滴の終端速度分だけ気相平均速度に割り増した値を液滴の初速度とした。以下に原論文に記載されている各液滴径の終端速度を記載する。

80μ : 0.56ft/sec (0.171m/s)

150μ : 1.63ft/sec (0.497m/s)

200μ : 2.27ft/sec (0.692m/s)

また、各 Re 数における気相速度は、以下のとおりである。

2.5×10^4 : 2.07m/s

5.0×10^4 : 4.15m/s

1.0×10^5 : 8.29m/s

以上より、液滴径と気相 Re 数の組み合わせより液滴初速度の割り増し率は、表 2.1 のように決まる。なお、ケース No. を割り増し率に併記する。

ii) 液滴注入点軸方向位置

図 2.8 及び図 2.9 に $Re=25000$ と $Re=100000$ における流れ方向の乱流強度（流れ方向変動速度成分の二乗平均と平均速度との比）の発達の様子を示す。液滴注入点がテストセクション始点から 3.96m であることを考えると、液滴注入点付近で乱流が完全に発達していない可能性がある。乱流拡散は、乱流強度に大きく依存するため、計算上の注入点を実験における注入点の乱流場に合わせることで望ましい。液滴の注入点の位置は、それぞれの Re 数において液滴径 200μ の液滴拡散係数が実験による液滴拡散係数とほぼ一致する位置に決めた。そして、異なる液滴径の拡散計算においては、Re 数が同じであるなら気相の発達は同様であるとして注入点は同じ位置とした。なお、 200μ の液滴拡散係数の測定値を基準としたのは、液滴の捕獲数が多く、液滴拡散係数の実験精度が高いと考えたからである。このようにして求めた液滴注入点が妥当かどうかについては、他の液滴径の拡散係数が正しく計算されているか、また計算上の注入点での乱流場と実験における乱流場が同等であるかどうかによって判断できる。

iii) 初期液滴速度変動成分

液滴が乱流中に注入される場合、初期に速度の変動成分が存在する可能性があるが今回の計算では考慮していない。

iv) 計算液滴個数

液滴の乱流拡散計算において、解析コードが正しいかどうかを確認するには、個々の液滴挙動について検討するのではなく、アンサンブル平均の結果求まる液滴拡散係数のような統計量で、評価する必要がある。従って、統計量として十分信頼できる標本数（計算液滴個数）を得ておく必要がある。このため、同一条件で異なる液滴個数で計算を行い、その結果得られる液滴拡散係数が、ほぼ変わらないと判断できる液滴個数を、計算液滴個数とした。

v) 液滴の気相への影響

実験装置のところでも述べたが、気相流量に比べて、Ginsberg の実験では液相流量がわずかで

あるため（液滴流量は高々 3×10^{-4} kg/s 程度であるのに対し、気相流量は少ない場合でも約 7×10^{-2} kg/s 程度あるため）液滴流の気相への影響は無視できるとして One-way Coupling method で解析を行うこととした。

vi) 揚力モデルの取り扱い

揚力については、Mei の修正 Saffman 力を用いて計算を行ったが、比較のため Saffman 揚力についても計算を行い両者の結果を比較した。

(3) 計算結果

(a) 液滴拡散係数の求め方

Ginsberg は、原論文において点放出源からの液滴拡散係数は、実験によって得られた液滴個数密度の径方向分布を次式で示すようにガウス曲線でフィッティングすることによって表されるとしてこれを求めている。

$$\frac{C(r, z)}{C_{MAX}} = \exp\left(-\frac{r^2}{4E, z}\right) \quad (2.58)$$

この結果得られた実験による液滴拡散係数を表 2.2 に示す。実験結果では、Re 数が増加し、液滴径が小さいほど液滴拡散係数が大きくなる傾向を表している。なお、解析結果を実験結果と比較するために、実験結果について行ったと同様に、計算によって得られた径方向の液滴個数分布をガウス曲線にフィッティングし液滴拡散係数を求めた。

(b) 計算液滴個数

図 2.10 に、ケース 1 について計算液滴個数を 10000 個とした場合、図 2.11 に 50000 個とした場合の径方向液滴個数分布を示す。両者を比較すると、液滴個数密度分布及び液滴拡散係数はほとんど変わらないことがわかる。これより、計算液滴個数は、10000 個で十分と判断し、他のケースについても計算液滴個数については 10000 個として計算を行った。

(c) 揚力について

図 2.12 に、ケース 1 について揚力をサフマン揚力モデルを用いた場合の径方向液滴個数分布を示す。これと図 2.10 に示す Mei の修正揚力モデルを用いた場合の液滴個数密度分布を比較すると、両者の分布及び液滴拡散係数はほとんど変わらないことがわかる。これは、液滴個数密度分布を測定している位置（液滴注入口から 1.22m の位置）では、液滴のほとんどが壁面に付着しておらず、管路中心部に存在しているため気相流速の径方向勾配が大きくなり揚力の影響が小さいためであると考えられる。

(d) 液滴個数密度分布と拡散係数

計算によって得られた液滴個数密度分布及びこれに基づいてフィッティングしたガウス曲線を合わせてを図 2.13 から図 2.15 に示す。同一の液滴径の場合、Re 数が大きくなるにつれて液滴拡散係数が大きくなる傾向、同一 Re 数の場合、液滴径が大きくなるにつれて液滴拡散係数が小さくなる傾向を表している。また、図 2.13、図 2.15 においては、実験から得られた液滴個数密度分布を合わせて示すが、計算結果とよい一致を示すことがわかる。なお、図 2.16 に液滴拡散係数の計算によって得られた値と実験によって得られた値（誤差幅も合わせて表示）の比較を示す。計算結果は、一部に実験結果との差異は認められるものの、全体的に定量的にも実験による液滴拡

散係数の傾向を表す結果となっている。

表 2.1 気相平均速度に対する液滴初速度比

液滴径 気相 Re 数	80 μ	150 μ	200 μ
2.5 $\times 10^4$	1.08 (ケ-ス 1)	1.24 (ケ-ス 4)	1.33 (ケ-ス 7)
5.0 $\times 10^4$	1.04 (ケ-ス 2)	1.12 (ケ-ス 5)	1.17 (ケ-ス 8)
1.0 $\times 10^5$	1.02 (ケ-ス 3)	1.06 (ケ-ス 6)	1.08 (ケ-ス 9)

表 2.2 Ginsberg の実験による液滴拡散係数

ケース名	液滴径 (μ)	Re 数	液滴拡散係数 (m^2/sec)
1	80	25000	2.73×10^{-5}
2		50000	1.09×10^{-4}
3		100000	1.12×10^{-3}
4	150	25000	2.62×10^{-5}
5		50000	1.11×10^{-4}
6		100000	6.27×10^{-4}
7	200	25000	1.69×10^{-5}
8		50000	3.29×10^{-5}
9		100000	1.15×10^{-4}

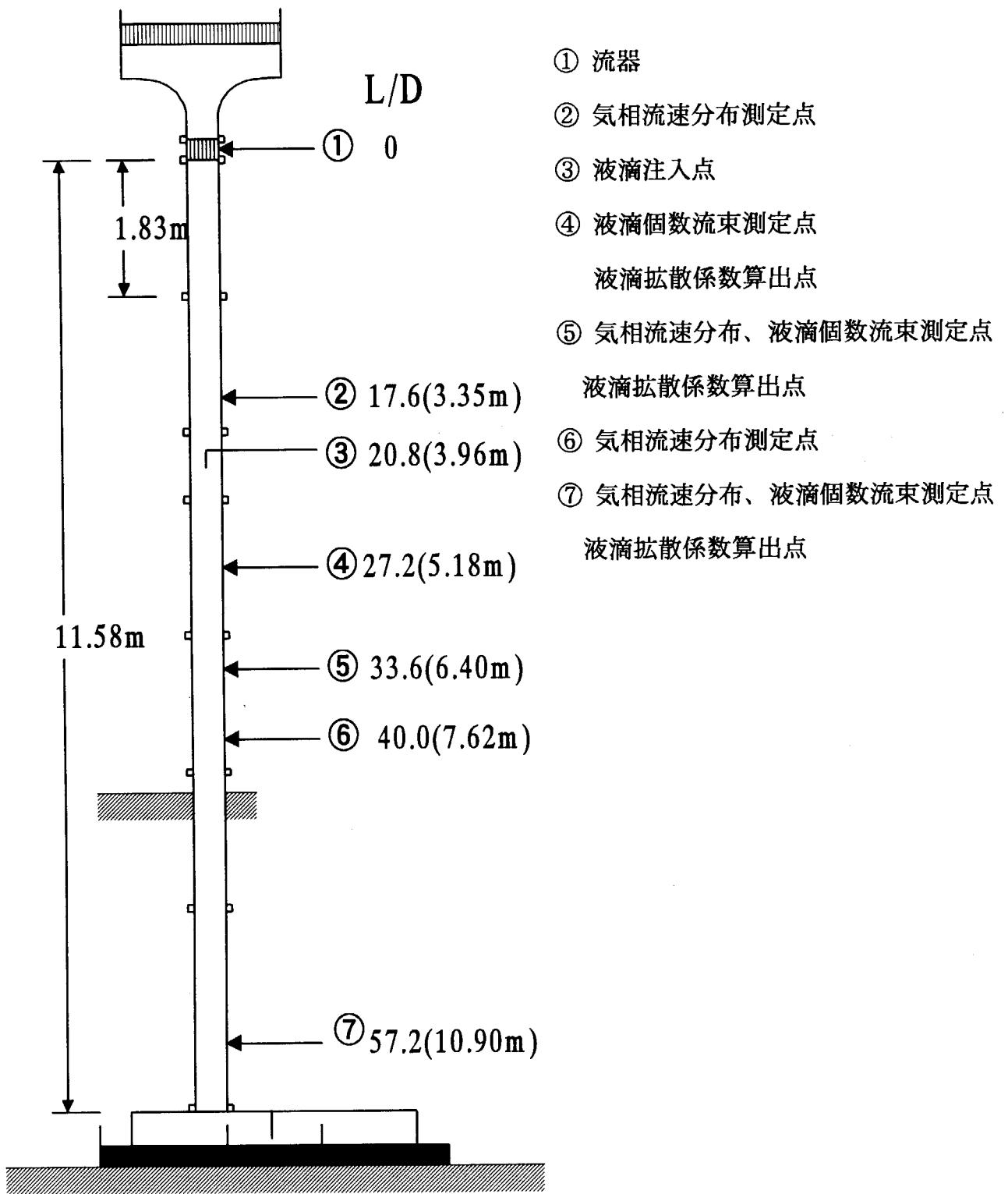


図 2.7 Ginsberg の実験装置

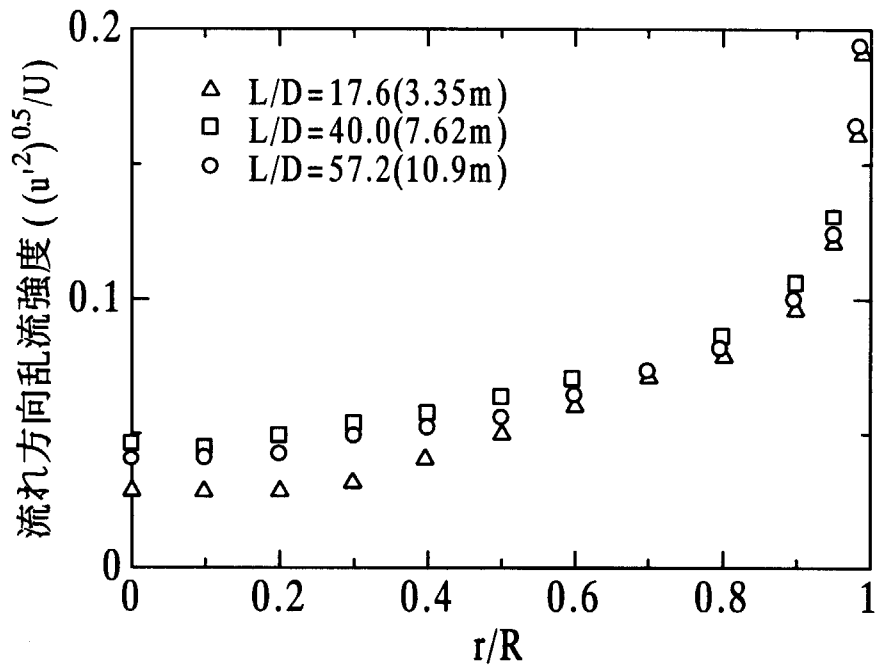


図 2.8 乱流の発達 (Re=25000)

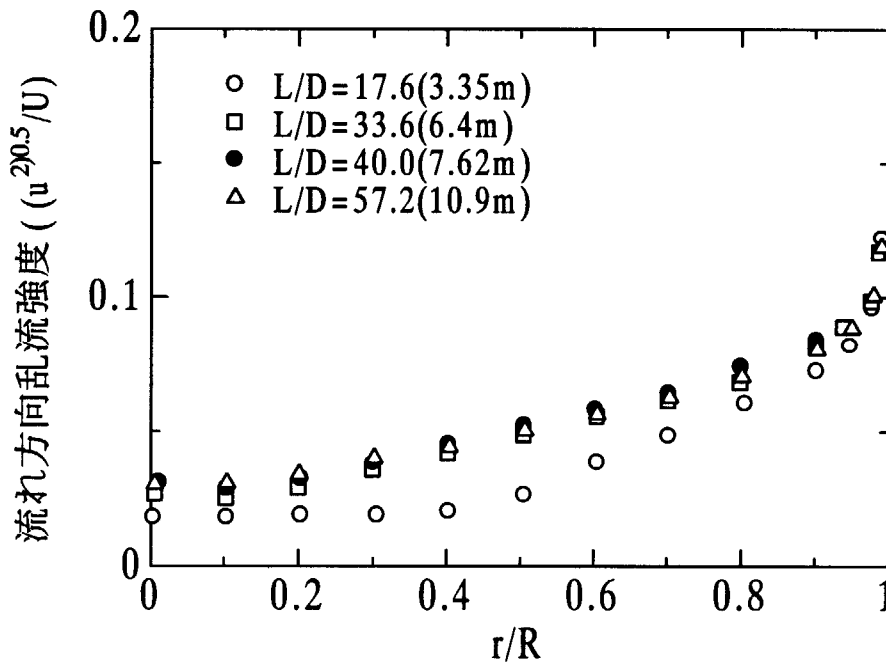


図 2.9 乱流の発達 (Re=100000)

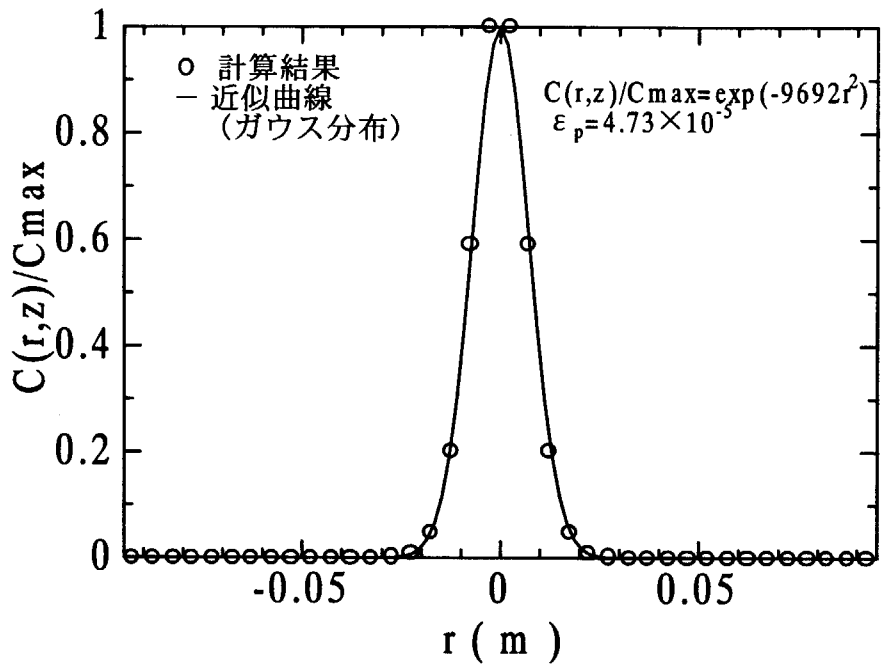


図 2.10 液滴個数密度分布に対する計算条件の影響
 (計算液滴個数、10000 個、Mei の修正揚力)

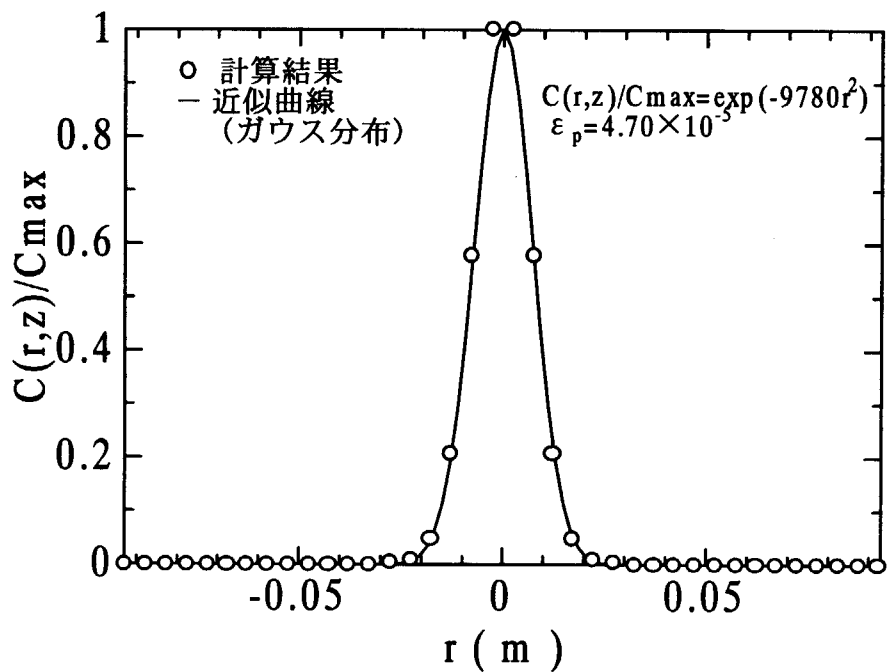


図 2.11 液滴個数密度分布に対する計算条件の影響 (計算液滴個数、50000 個)

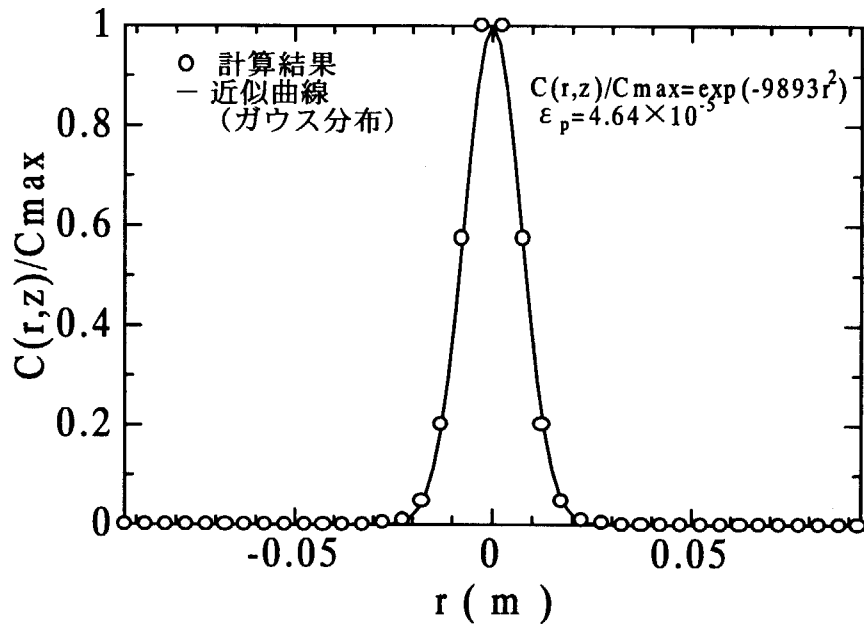


図 2.12 液滴個数密度分布に対する計算条件の影響 (サフマン揚力モデル)

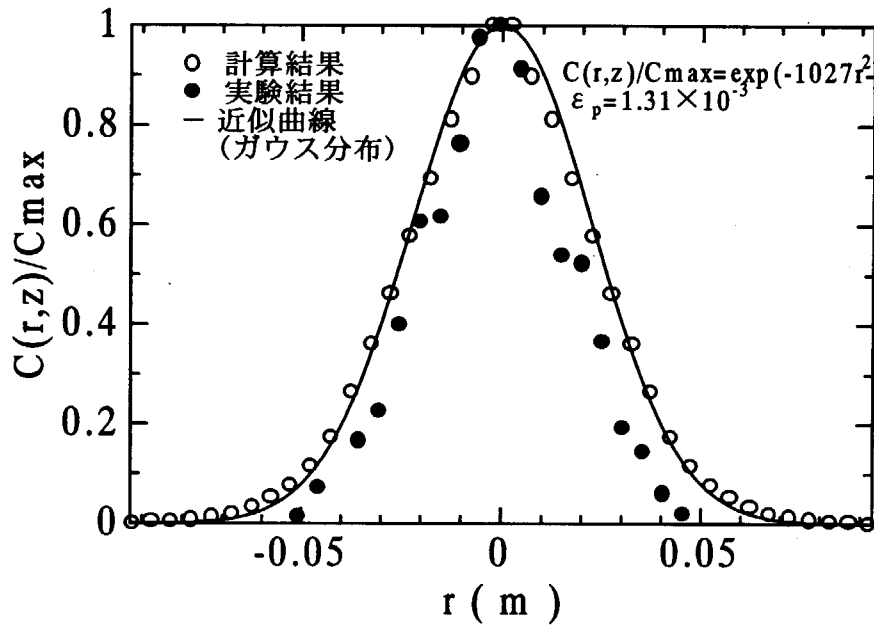


図 2.13 液滴個数密度分布計算結果 (case3, 80 , Re=100000)

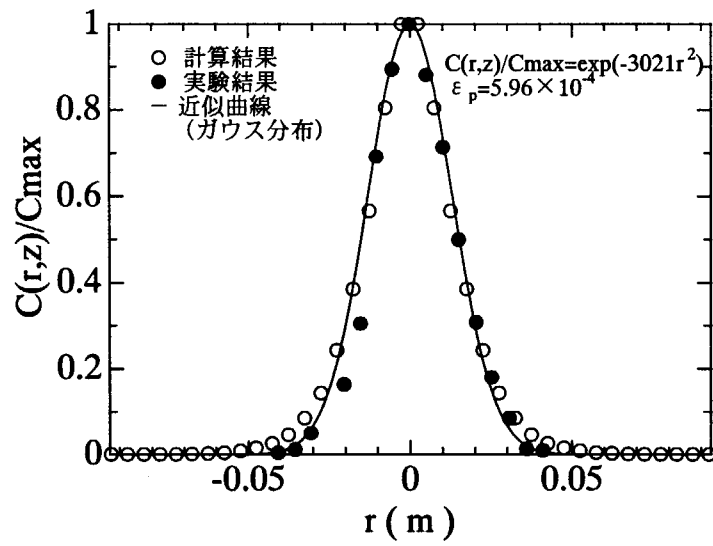


図 2.14 液滴個数密度分布計算結果 (case6, 150 , Re=100000)

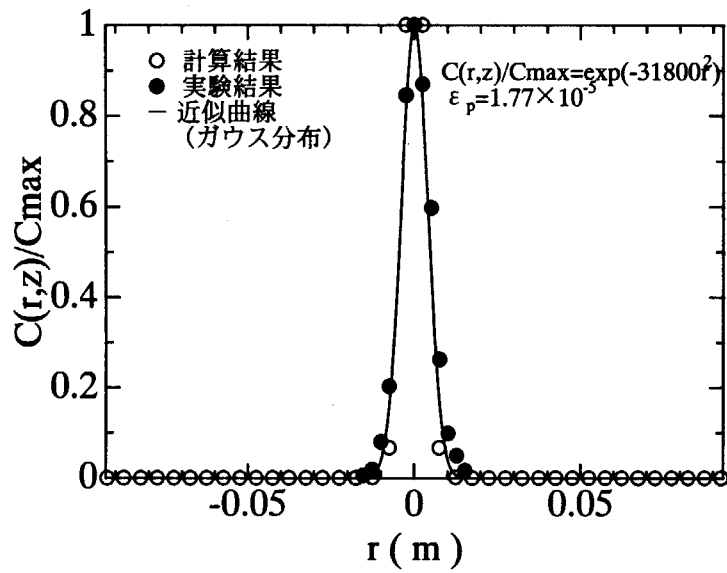


図 2.15 液滴個数密度分布計算結果 (case7, 200 , Re=25000)

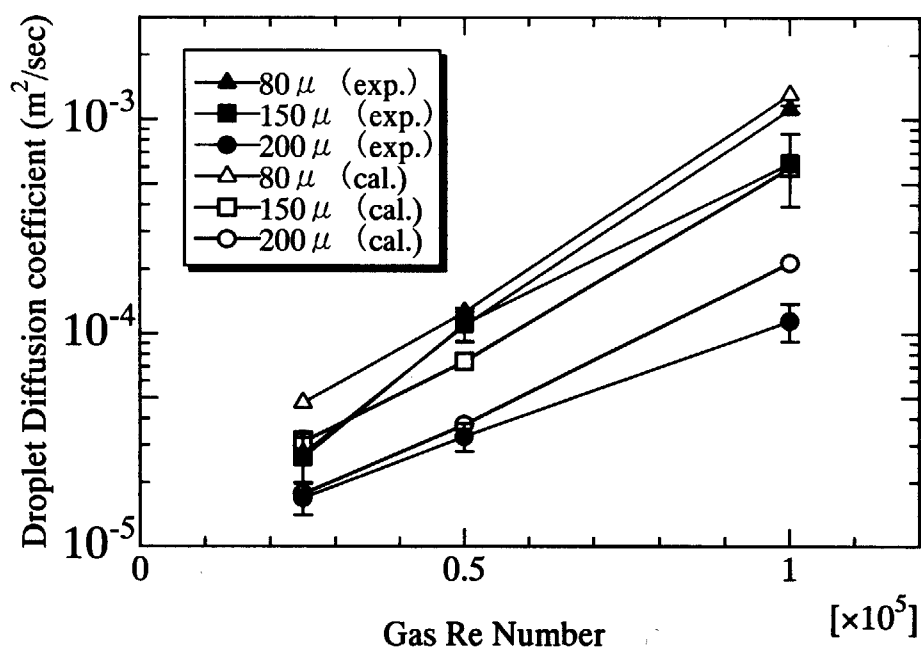


図 2.16 Ginsberg の実験の液滴拡散係数解析結果

2.4.2 液滴付着係数

液滴付着係数についてはTwo-way coupling method を用いて解析を行いHagiwara²²⁾が行った液滴付着係数の実験結果を用いて検証を行った。

(1) 実験の概要

Hagiwaraが行った液滴伝達の実験は、図2.17に示すようにコンプレッサーにより供給される空気の一部とタンクからポンプにより供給される水を噴霧器で混合して液滴を発生させ、内径26.4mm、長さ約1850mmの亚克力円筒の試験部に注入することによって行われた。測定は、軸方向位置5ヶ所において熱線プローブにより径方向の液滴質量流束分布を測定している。また径方向の液滴質量流束分布を積分することによりその場所における液滴流量(W_d)を求め、この流れ方向変化から液滴伝達係数が評価された。得られた測定結果として、図2.18にテストセクション上端からの距離(z)に対する液滴流量の変化を、図2.19にテストセクション上端からの距離(z)に対する液滴伝達係数の変化、図2.20に液滴濃度(C_d)に対する液滴伝達係数の変化を示す。測定の結果、流れ方向に液滴伝達係数は増加し、これを液滴濃度との関係で見ると液滴濃度が大きくなると液滴伝達係数が減少する、従来から指摘されている傾向が確認できる。また、若干の気相流速の依存性が認められるものの液滴濃度でよく整理できる結果となっている。なお、実験は、気相流量と液相流量を変化させ表2.3に示す6ケースについて実施された。

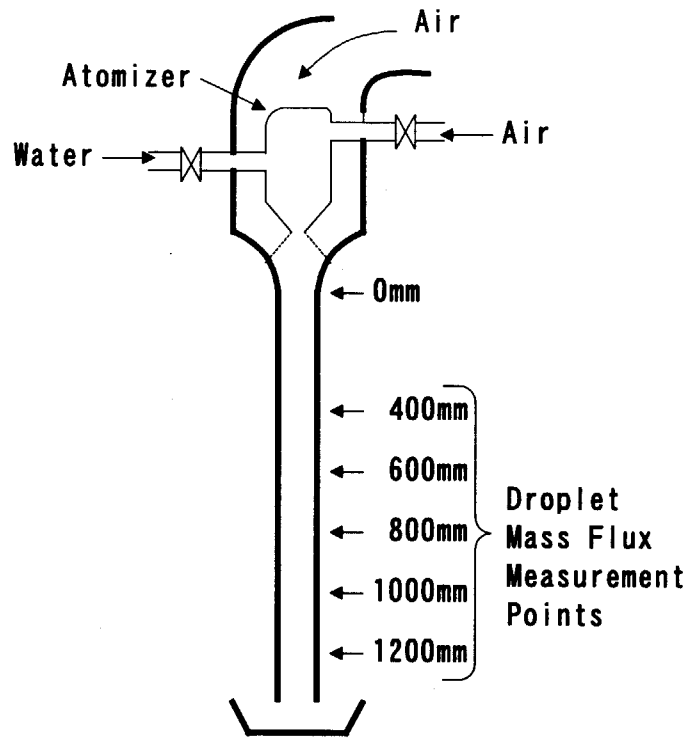


図2.17 Hagiwaraの実験装置

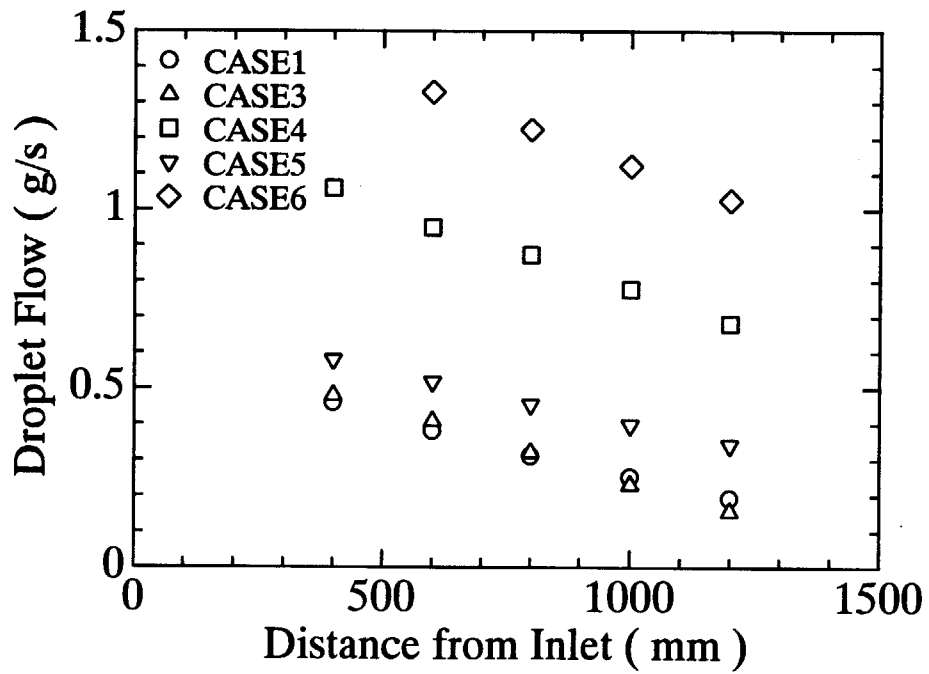


図2.18 液滴流量変化 (測定値)

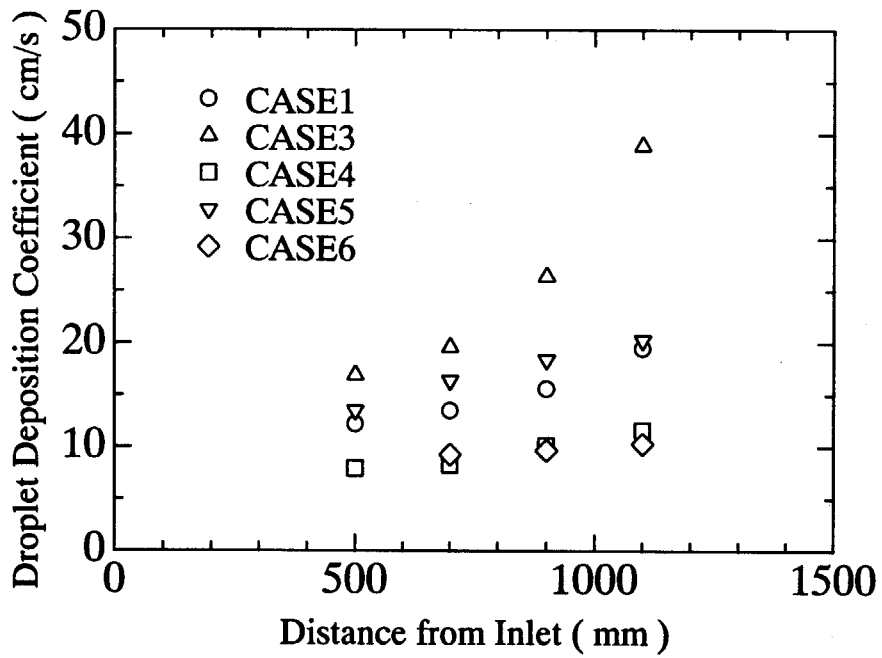


図2.19 液滴伝達係数の変化 (液滴流量測定値から評価)

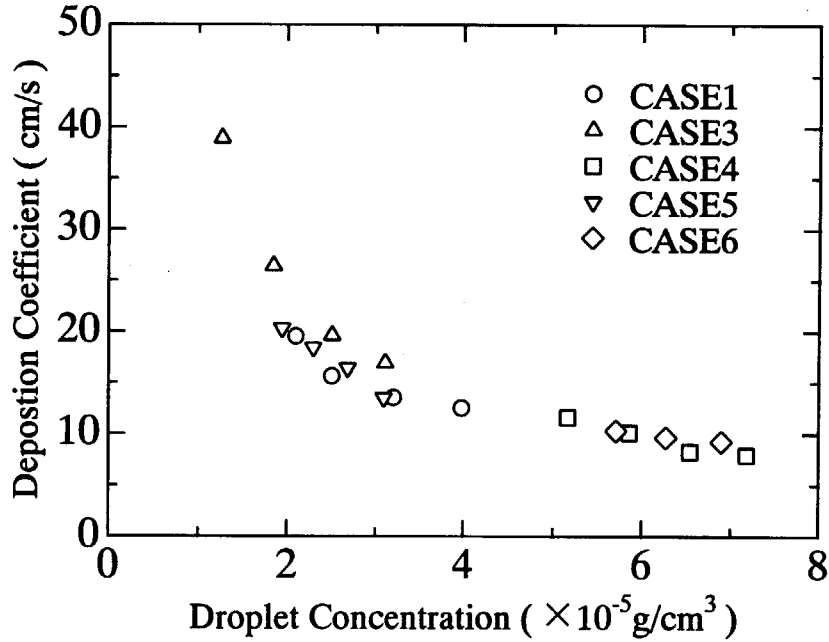


図2.20 液滴濃度と液滴伝達係数の関係 (測定値)

表2.3 実験条件

ケース No.	気相流量 (g/sec)	気相 レイノルズ数	液相流量 (g/sec)	流動様式
1	11.5	3.0×10^4	1.10	噴霧流
2	11.5	3.0×10^4	3.42	環状噴霧流
3	15.5	4.0×10^4	1.10	噴霧流
4	15.5	4.0×10^4	3.42	環状噴霧流
5	21.1	5.5×10^4	1.10	噴霧流
6	21.1	5.5×10^4	3.42	環状噴霧流

表 2.4 液滴伝達計算に用いた液滴径

ケース No.	液滴径 (μ)
1	54.2
2	62.9
3	34.1
4	37.2
5	28.1
6	34.3

表 2.5 解析条件 (標準ケース)

影響因子項目	入力データ
計算液滴個数	10000
液滴と気相の相互作用 (運動量)	考慮
液滴による乱流変動モデル	考慮せず
揚力モデル	サフマン揚力
乱流の非等方性	考慮せず
液滴径分布	均一液滴径
液滴の初期変動速度	考慮せず

(2) 解析の基本的な考え方

本実験では、液滴注入部が、噴霧器や縮小管などにより形状が複雑になっているため、現状のコードではこの形状を正確にモデル化して解析することが困難である。従って、モデルの検証においては、液滴流量変化や液滴濃度と液滴伝達係数の関係によって判断することとした。

(3) 解析条件

(a) 流体解析条件

流体解析は、乱流モデルとして Myong-Kasagi の低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを用いた。解析体系のメッシュ分割は、径方向には壁面に接する第 1 メッシュが $y^+=1$ 程度となるように公比 1.1 の等比分割にすることとした。軸方向については、公比 1.05 として、100 分割とした。なお、液滴挙動解析を行う前に入口速度一様の条件で流体解析を行うと出口においては十分発達した流れ場が得られるので、液滴挙動解析の初期流れ場としては、全ての軸方向位置においてこの発達した流れ場の状態にあるとした。

(b) 液滴挙動解析条件

液滴挙動解析において一般的に重要と考えられる下記入力項目についての本解析についての考え及び設定値を示す。

i) 液滴注入条件

流れへの液滴注入は、どの測定点においてもほぼ同様な液滴質量流束分布を示していることより繰り返し計算の際に、流路出口の液滴質量流束分布形状と入口の質量流速分布形状が相似となるようにした。液滴初速度については、注入位置における流れの平均速度を用いることとした。

ii) 計算液滴個数

計算液滴個数を増加させても、計算結果（液滴拡散係数）が変化しない個数とした。今回の計算では 10000 個とした。

iii) 液滴径

液滴径については、原論文に測定値が記載されているものについては、その値を用いた。記載のないものについては、原論文で平均径を与える式として記載されている抜山・棚沢の式²³⁾を用いて算出した。その結果各実験ケースにおける液滴径を表 2.4 に示す。

(4) 解析結果と考察

(a) 基準ケース

液滴伝達挙動に影響を及ぼす各種因子の度合いについて確認するため、以下のケースを標準ケースとして解析を実施し、その後、各種因子についてのパラメータを変化させた計算を行い、その影響を評価した。なお、表 2.5 に標準ケースの解析条件を示す。

この解析条件に基づいて解析を行った結果を図 2.21. にテストセクション上端からの距離 (z) に対する液滴流量変化、図 2.22 にテストセクション上端からの距離 (z) に対する液滴伝達係数の変化、図 2.23 に液滴濃度 (C_d) に対する液滴伝達係数の変化を示す。実験と比較すると、高液流量のケースにおいて液滴流量の減少傾向が強く見られる。また液滴伝達係数が、全般的に高くなっていることも実験と大きく異なるところである。さらに、液滴濃度に対する依存性も実験結果ほど顕著には見受けられない。

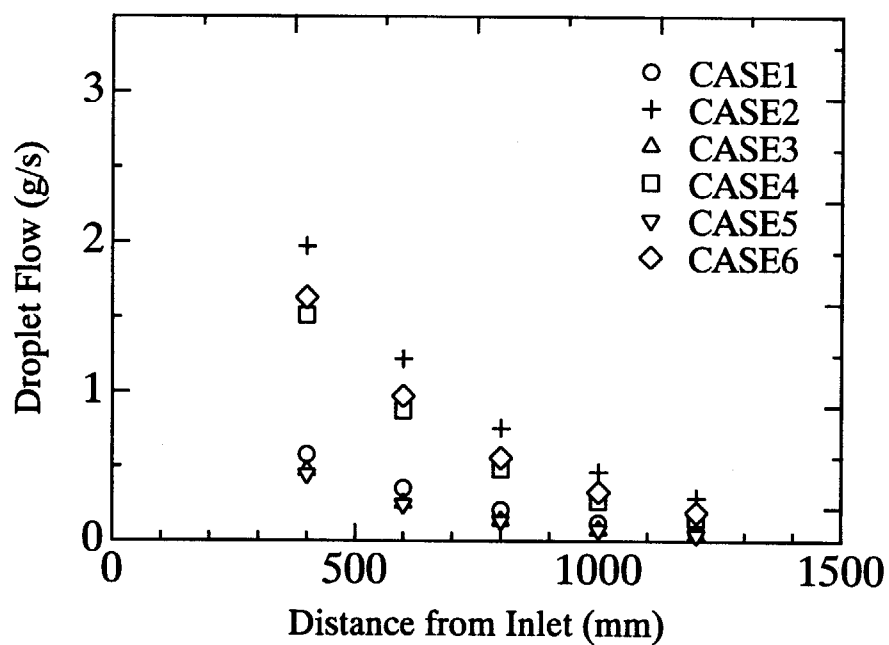


図 2.21 液滴流量の変化 (標準ケース)

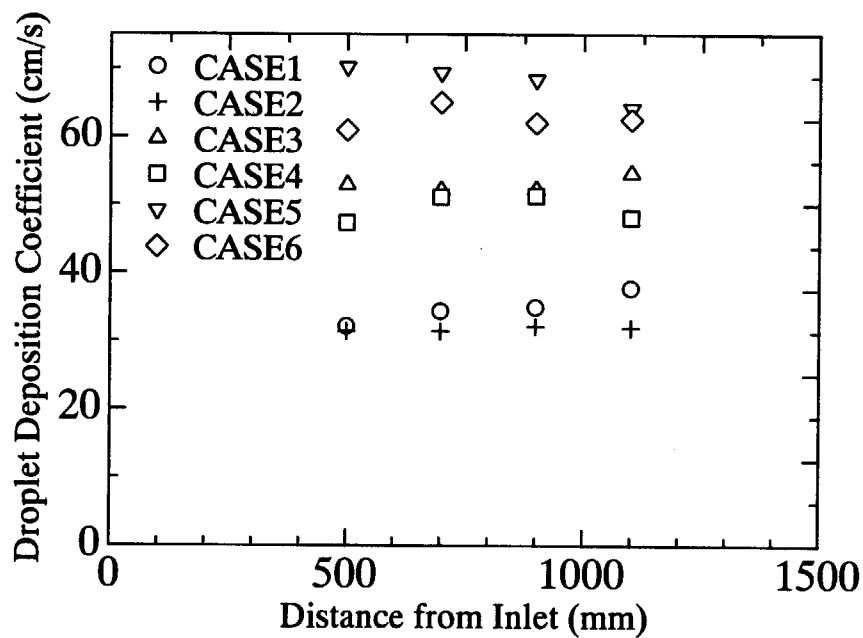


図 2.22 液滴伝達係数の変化 (標準ケース)

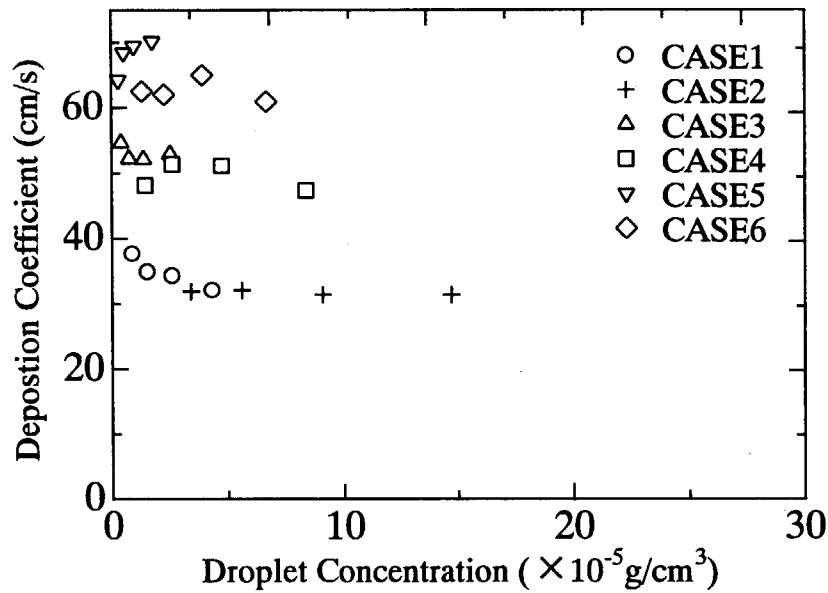


図 2.23 液滴濃度と液滴伝達係数（標準ケース）

(b) 液滴個数の影響評価

液滴個数の影響評価は、液滴伝達挙動計算結果の信頼性を確認するために行った。計算液滴個数を 200000 個として解析を実施した。標準ケースと比較してほぼ同等な結果が得られ、液滴個数としては 10000 個程度で計算を行えばよいことがわかった。

(c) 液滴と気相の相互作用（乱流）の影響評価

2.2 節で述べたように液滴分散流の解析では、液滴の乱流エネルギー式、乱流消散式に対する液滴生成項の影響を考慮することが必要な場合があることを述べた。そこで、実際に液滴の乱流式に対する影響を考慮する場合とそうでない場合で差異が生じるかどうかを確認した。図 2.24 に液滴流量変化、図 2.25 に Z に対する液滴伝達係数の変化、図 2.26 に C_d に対する液滴伝達係数の変化を示す。液滴流量が大きくしかも気相流量が小さいため液滴濃度の最も大きいケース 2 の液滴伝達係数が明らかに小さくなり実験結果に近づいていると考えられる^{注3)}。

注 3：原論文には、ケース 2 の液滴伝達係数は記載されていないが他のケースの実験結果からの類推から判断できる。

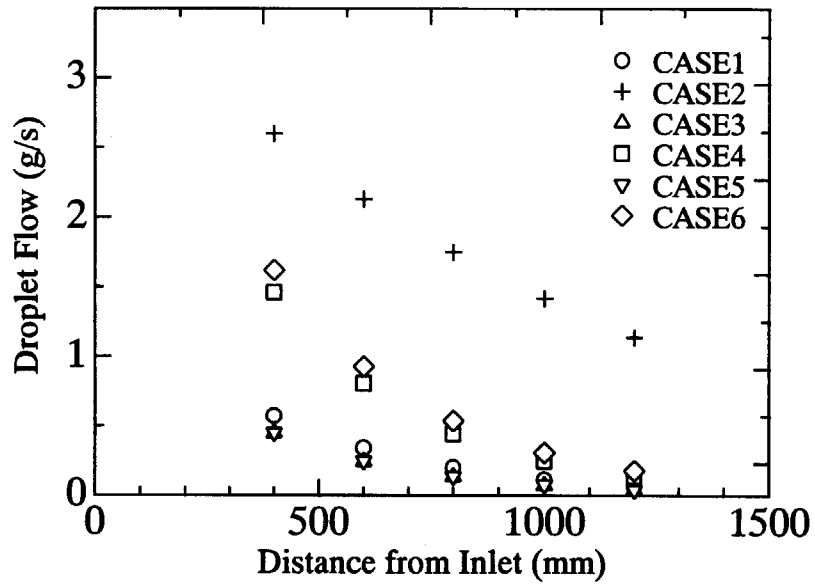


図 2.24 液滴流量の変化 (液滴と気相の相互作用の影響評価)

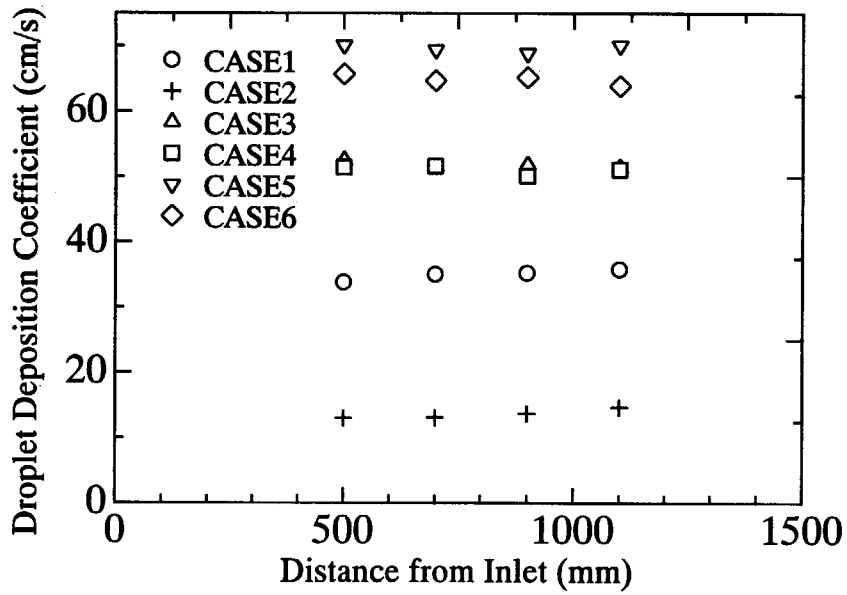


図 2.25 液滴伝達係数の変化 (液滴と気相の相互作用の影響評価)

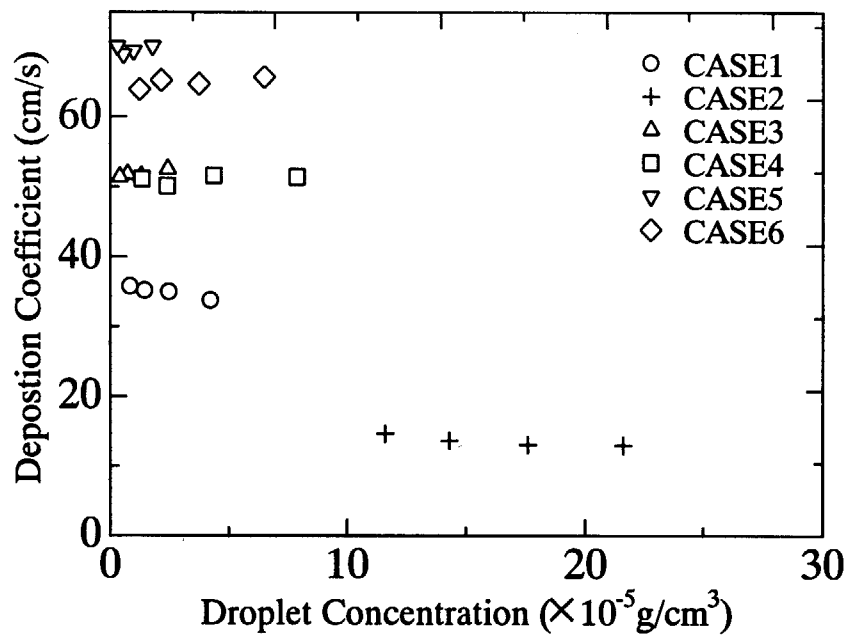


図 2.26 液滴濃度と液滴伝達係数（液滴と気相の相互作用の影響評価）

(d) 揚力モデルの影響評価

標準ケースにおける揚力モデルは、Saffman 揚力モデルを用いている。これは、液滴 Re 数が 1 に比べて小さい場合が適用範囲である。実際の液滴計算では液滴 Re 数はこの範囲を超えることがある。しかしながら、前節における液滴拡散計算では、Saffman 揚力モデルで計算した場合でも Mei による修正揚力モデルで計算した場合においてもほとんど計算結果に差異が見られなかった。これは、液滴拡散計算は、液滴が壁面に到達する前に計算を終了していたためモデルの差が現れなかったためと考えられる。しかし、今回の解析では着目している現象が、液滴伝達であることより壁面付近の速度分布が影響する可能性がある。そこで、(c) の計算に用いた入力に対して揚力モデルを Mei の修正揚力モデルに変更し計算を行った。図 2.27 に液滴流量変化、図 2.28 に Z に対する液滴伝達係数の変化、図 2.29 に C_d に対する液滴伝達係数の変化を示す。この結果から明らかに壁面への伝達が抑制され全般的に液滴伝達係数が低下し、実験結果に近づいていることがわかる。これにより、液滴挙動に壁面付近の速度分布が影響するため、これを考慮できる Mei の修正揚力モデルを用いることが重要であることがわかった。また、液滴濃度と液滴伝達係数の関係についても実験から得られた関係に近づいていることがわかる。

(e) 乱流の非等方性の影響

壁面近傍では、速度勾配だけでなく気相変動速度も非等方性を示すことになる。そこで、2.3 節に示された Matida の非等方性のモデルを用いて液滴伝達挙動を評価することとした。(d) の解析に用いた入力に対して、気相変動速度の非等方性モデルを追加して計算を行った。これらの結果は、(d) の結果とほぼ同等であり、非等方性モデルの影響は、液滴伝達挙動にほとんど影響ないことが明らかとなった。

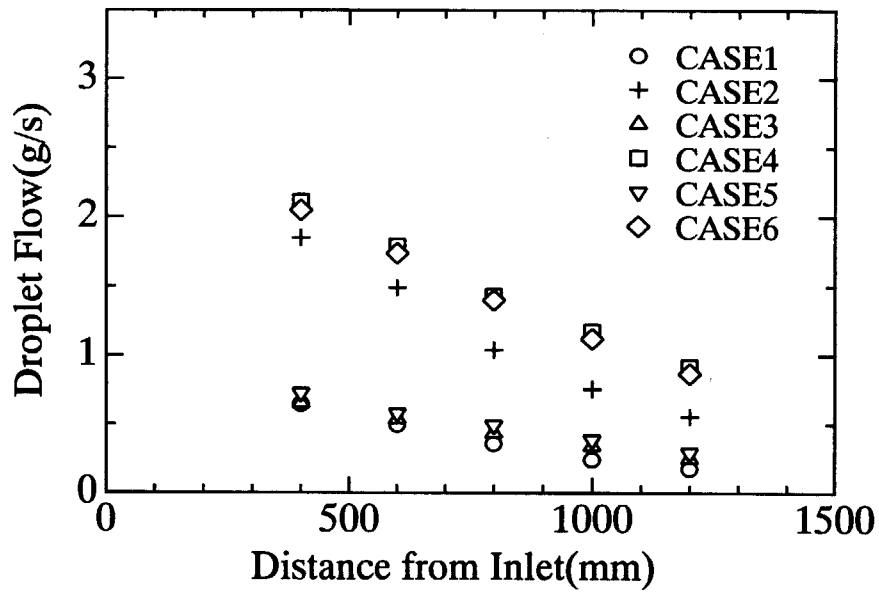


図 2.27 液滴流量の変化 (揚力モデルの影響評価)

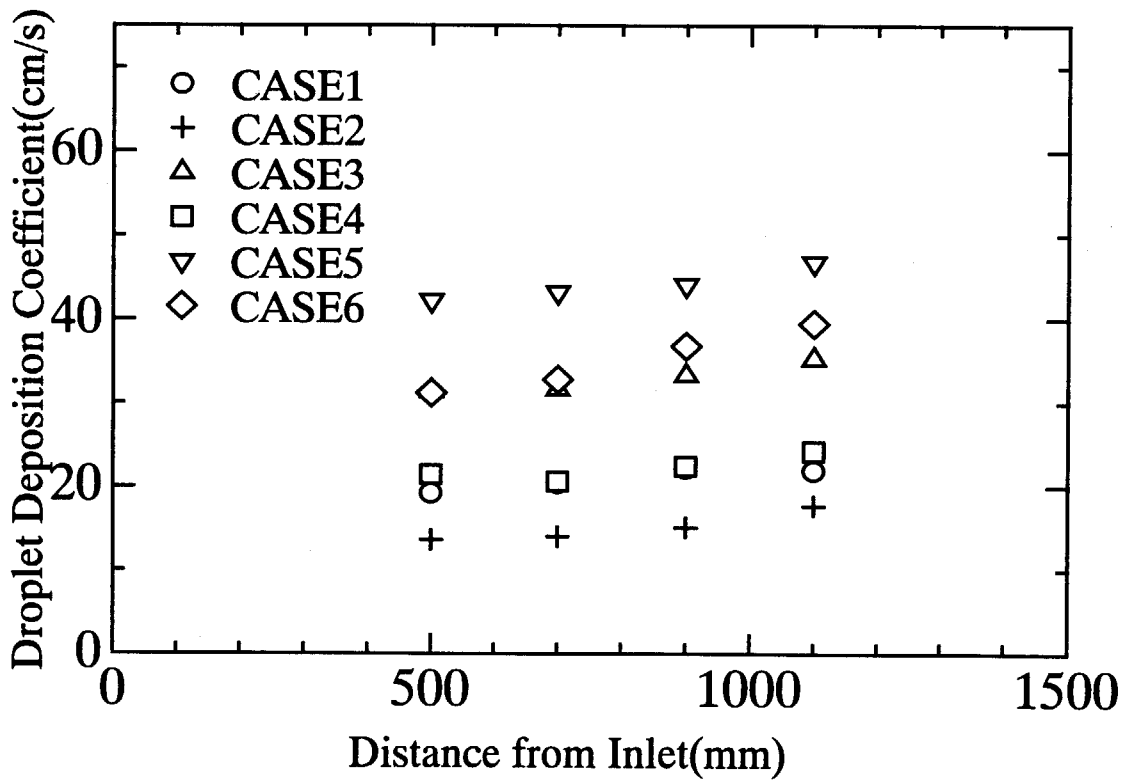


図 2.28 液滴伝達係数の変化 (揚力モデルの影響評価)

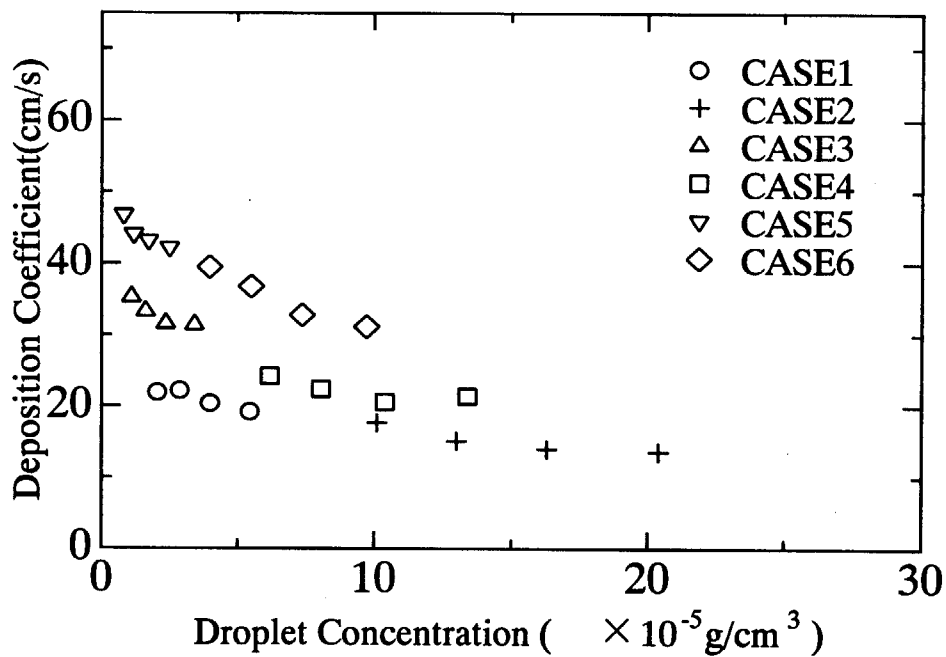


図 2.29 液滴濃度と液滴伝達係数（揚力モデルの影響評価）

(f) 液滴径分布の影響評価

実際の環状噴霧流では、液滴径に分布がある。液滴径が均一であると仮定する場合に比べると液滴径が大きいと慣性が大きく乱流拡散が抑えられ液滴伝達が小さくなると考えられる。図 3.26 にテストセクション上端からの距離に対する液滴流量変化、図 2.30 にテストセクション上端からの距離に対する液滴伝達係数の変化、図 2.31 に液滴濃度に対する液滴伝達係数の変化を示す。図 2.32 は、測定結果から得られた図 2.20 とほぼ同等な結果を示していることがわかる。さらに気相流量の若干の依存性も実験結果に類似している。これより、液滴径分布の影響を考慮することが結果に大きく影響し正確なシミュレーションを行う上で重要なことがわかる。

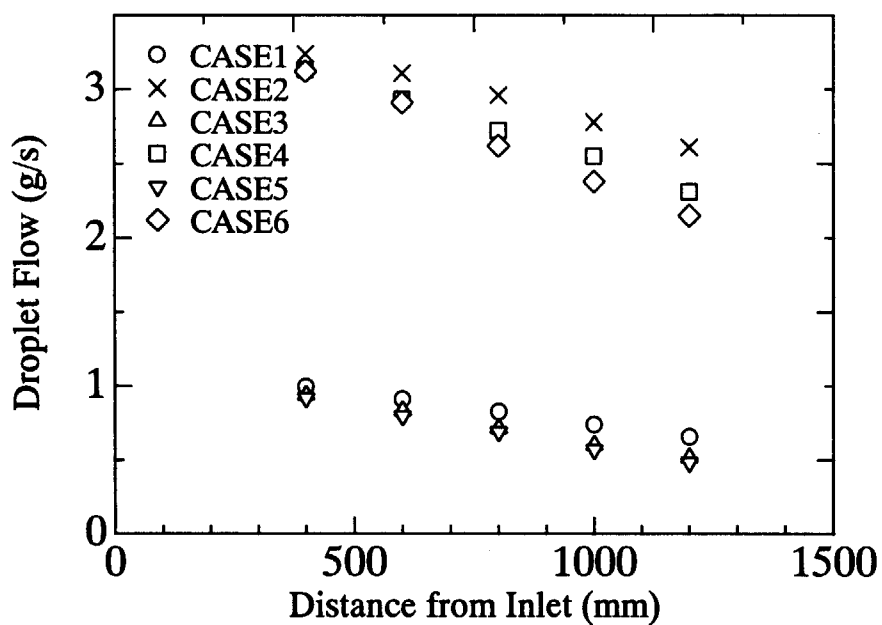


図 2.30 液滴流量の変化 (液滴径分布の影響評価)

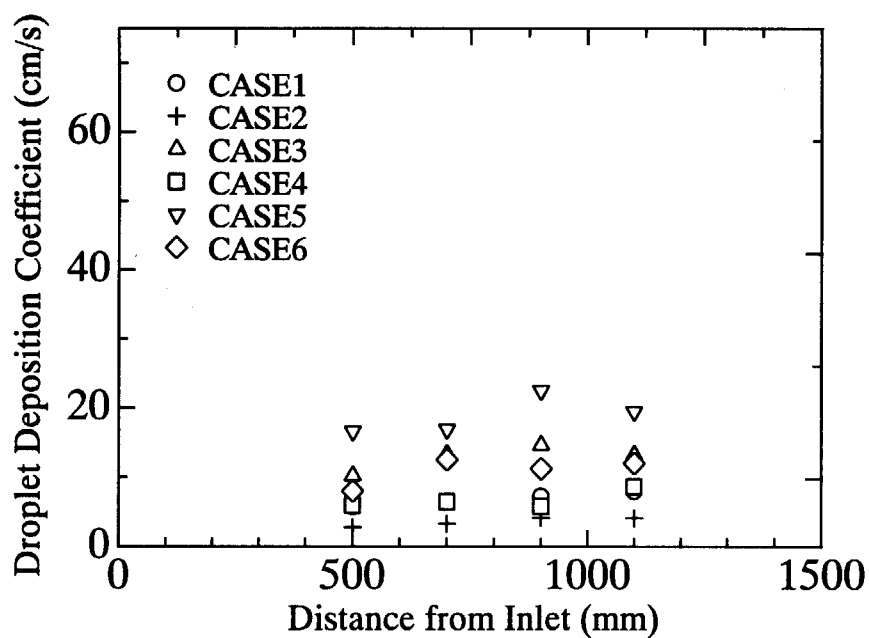


図 2.31 液滴伝達係数の変化 (液滴径分布の影響評価)

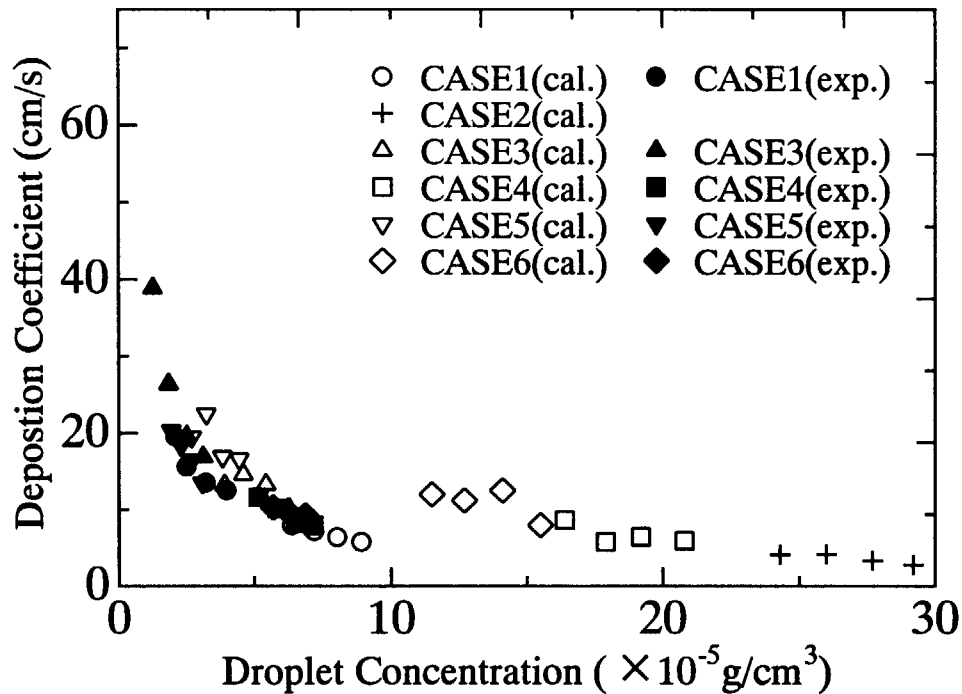


図 2.32 液滴濃度と液滴伝達係数 (液滴径分布の影響評価)

2.4.3 液膜、並びに液膜からの液滴発生を考慮した液滴挙動解析

環状噴霧流の液膜が気相乱流場に及ぼす影響、および液膜からの液滴発生も考慮した液滴挙動解析を行い Gill²⁴⁾らが行った円管内空気-水系垂直上昇流の実験結果と比較し検証を行った。

(1) 実験体系

実験装置は、テスト部である内径 31.75mm、長さ約 6.1m のアクリル管の下部に水注入用の多孔性のシンターが取り付けられている。また、水注入部のさらに下部には約 1.8m の单相空気流の整流部分が設けられている。局所液滴流量分布は、等速吸引プローブを用いて液滴流がほぼ発達していると考えられる液滴注入口から 5.4m の場所で測定されている。実験条件としては、気相流量 ($1.26 \times 10^{-2} \text{kg/s} \sim 8.81 \times 10^{-2} \text{kg/s}$) と液相流量 ($3.78 \times 10^{-3} \text{kg/s} \sim 1.57 \times 10^{-1} \text{kg/s}$) を変化させて実施されている。なお、液相流量が $2.52 \times 10^{-2} \text{kg/s}$ 程度より増加すると、速度分布が单相流で求められている壁関数からずれてくることが原論文で指摘されている。これは、発生した液滴による乱流構造の変化が原因と考えられる。ただし、現状では、液滴による乱流エネルギーや乱流消散への影響を $k-\epsilon$ 方程式に直接モデル化していないため、この領域においては精度良く再現できないと判断したので、今回の検証解析では、壁関数が单相流と変わらない範囲と考えられる表 2.6 に示す 4 ケースについて解析した。

表 2.6 実験条件

Run 番号	気相流量 (kg/s)	気相 Re 数	液流量 (kg/s)	液膜厚さ (μm)
304	3.78×10^{-2}	8.375×10^4	1.26×10^{-2}	196
305	3.78×10^{-2}	8.375×10^4	2.52×10^{-2}	206
404	5.03×10^{-2}	1.114×10^5	1.26×10^{-2}	163
405	5.03×10^{-2}	1.114×10^5	2.52×10^{-2}	183

(2) 流体解析条件

Gill らの実験では、テスト部上流に整流部分が設けられていることから、気相単相流れが完全に発達した状態でテスト部に流入すると考えた。従ってテスト部入口での気相流速分布を単相流の乱流計算から完全発達の流速分布として求めた。液注入部以降の環状噴霧流領域においては(2.22)式から波高を算出し、(2.21)式に示す粗い壁に対する壁関数を用いて流体解析を行った。なお、検証解析ケースの1つである run305 のケースについて、液膜注入部直前部と液膜注入後下流部に発達した気相流速分布及び乱流エネルギー分布を解析によって求めた結果を図 2.33 に示す。液膜の影響により液膜注入部下流での気相流速分布が液膜流のため気相速度が管中央で大きく、壁面付近で小さくなっていることがわかる。なお、この傾向は Gill が行った液流量を増加させた場合の気相流速分布の測定においても同一の傾向が出ることを確認されている。

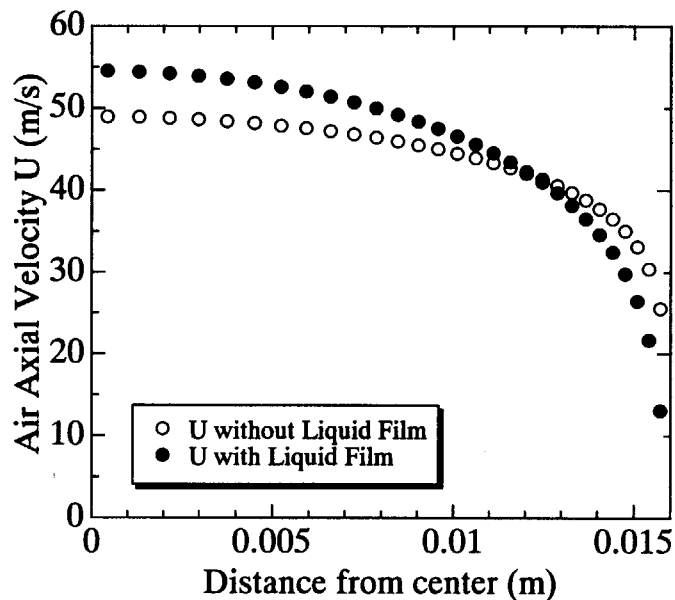


図 2.33 液膜流動の気相速度及び乱流エネルギーに与える影響

(3) 液滴挙動解析条件

(a) 液滴径 液滴径については、今回の解析では分布を持たない均一液滴径とした。平均液滴

径の値としては、種々の構成式が提案されているが、ここでは run305 について Tatterson の式²⁵⁾及び植田の式²⁶⁾で評価し、それぞれ 54μ 及び 48μ であったことより 50μ として解析を行った。なお、他の実験ケースでは若干変化するものの、その量は小さいと判断して全てのケースについて 50μ とした。

(b) 液滴個数

実際の環状噴霧流で発生する液滴個数の挙動を計算で模擬することは、現在の計算機能力を以てしても不可能なので、本解析では現象を再現するのに必要最小限の液滴個数で計算することとした。計算における液滴個数は、第1液膜セルで発生させる液滴個数として指定する。この液滴個数と構成式から求まる液滴発生流量から計算等価時間が求まり、下流のセルにおける液滴発生量も求まることになる。現象を十分模擬できる液滴個数を調べるために run304 のケースについて第1液膜セルにおける発生液滴個数が750個、1500個、3000個及び6000個の4ケースについて計算を行った。計算の結果として、液滴質量流束の径方向分布は3000個と6000個は、ほぼ同様な液滴質量流束分布となった。このことより、第1液膜セルで発生させる液滴個数は、3000個で妥当と判断して今回の計算は全て第1液膜セルでの発生液滴個数を3000個とした。

(c) 液滴発生初期位置

液滴発生初期位置については、各液膜セルの液滴発生流量により定まる発生液滴個数が、当該の液膜セル領域において均一間隔で気相に注入されるものとした。液膜に垂直な方向の初期位置については Yanai の式から求めた波高とした。

(d) 初期平均速度及び乱れ速度

初期位置における気相速度を液滴初期速度、つまり流れと同一速度で注入されるものとした。また、液滴初期乱れ速度は考慮していない。

(e) 液滴発生率

コードに組込んだ Ishii-Kataoka の液滴発生率の式をそのまま用いただけでは、等速吸引プローブ測定地点における液滴流量の測定値と計算値が合わないため、液滴発生率の式に調整係数を乗じ液滴流量の測定値と計算値が一致するようにした。なお、各ケースに用いた液滴発生率調整係数、液滴質量流束測定点における液滴流量測定値、同じ位置における計算による液滴流量、当該地点における計算による管断面全体を流れる液滴流量、気相流量に対する液滴流量の比を表す Loading Ratio (液滴負荷比) をまとめて表 2.7 に示す。調整係数の値としては、1.28~5.46 とケースによって大きく異なっている。今回の検証計算は、Ishii-Kataoka の液滴発生率の式の検証データと同じ Gill らのデータで検証しているため、本来このような調整係数は不要となるべきであるが、この理由としては次のことが考えられる。Ishii-Kataoka の液滴発生率の式は、液滴発生と液滴伝達のつりあいを表す式から求められているため、その性質はつりあい式に用いた液滴伝達式の性質に依存する。一方、ここで用いられた液滴伝達係数 (k_d) の構成式は、以下に示す Paleev and Fillipovich²⁷⁾の式である。

$$\frac{k_d}{j_g} = 0.022 \text{Re}_g^{-0.25} \left(\frac{C}{\rho_d} \right)^{-0.26} \left(\frac{\rho_g}{\rho_d} \right)^{0.26} \quad (2.59)$$

上式に示すように Paleev and Phillipovich の式は、液滴濃度の影響を考慮している。一般的に液滴濃度が大きくなると乱流が減衰し液滴伝達量が減少することが実験的に確認されている。本式は、これを考慮しているため液滴濃度が大きくなるほど、液滴伝達係数を小さく評価することになる。一方、現状の液滴挙動シミュレーションでは液滴濃度が高い場合の乱流への影響を $k-\epsilon$ 方程式に液滴の生成項を用いてその影響をモデル化するなどの手法を導入していないため乱流抑制を再現できず、Paleev and Phillipovich の式と比べると液滴伝達を大きく評価した可能性が考えられる。その場合、気相コア部に残る液滴量が少なくなるため、液滴発生量を大きくしなければ（液滴発生率調整係数を大きくしなければ）実験的に得られた液滴流量に合わなくなったものと考えられる。

表 2.7 液滴発生率補正係数

Run 番号	調整係数 (-)	測定液滴流量 ¹⁾ (kg/s)	計算液滴流量 ¹⁾ (kg/s)	総液滴流量 (kg/s)	液滴負荷比 (-)
304	2.62	1.70×10^{-3}	1.71×10^{-3}	1.93×10^{-3}	5.11×10^{-2}
305	5.46	6.29×10^{-3}	6.51×10^{-3}	7.13×10^{-3}	1.89×10^{-1}
404	1.28	2.09×10^{-3}	2.12×10^{-3}	2.33×10^{-3}	4.63×10^{-2}
405	3.05	8.61×10^{-3}	8.34×10^{-3}	9.11×10^{-2}	1.81×10^{-1}

1) Flow rate in outer 0.1' annulus

前述した条件に基づいて行なった解析結果及び結果に基づく考察を以下に述べる。

(1) 液滴質量流束分布

液滴質量流束の径方向分布の測定結果と計算結果を Fig. 2.34 から Fig. 2.37 に示す。測定結果では、run304 及び run305 はほぼ平坦で、run404 及び run405 は管中心部で若干の増加が見られるが、計算結果もほぼその傾向を表している。run305 については、他の 3 ケースと比べて測定結果と計算の一致が若干よくないが、測定結果の対称性がよくないことも考えると全般的に計算結果は、実験における液滴質量流束の傾向を表すことができていると考えられる。なお、壁面近くで実験結果の方が若干高めの値を示す場合もあるが、等速吸引プローブの測定では、壁面近くで擾乱波の液成分を吸入してしまうことがあるためと考えられる。

(2) 液滴発生率

解析条件においても述べたが、液滴発生率については、Ishii-Kataoka の式から算出される値をそのまま用いるのではなく調整係数を乗じて実験と計算で液滴流量が一致するように調整している。この調整係数と流れのパラメータとの関係を調べるため調整係数と負荷比（液滴流量／気相流量）の関係を Fig. 2.38 に示す。Fig. 2.38 より、同じ液流量の場合、負荷比が小さいと調整係数が 1 に近づくことが分かる。液流量が異なるとこの関係は変化するが、負荷比が小さくなれば 1 に近づくという傾向には、変わりがない。これは、負荷比が小さく、液滴の乱流に対する影響が小さい場合、液滴のラグランジュシミュレーションによる液滴伝達挙動解析が Paleev and Phillipovich の式で表す伝達挙動と同等なものになることを示している。

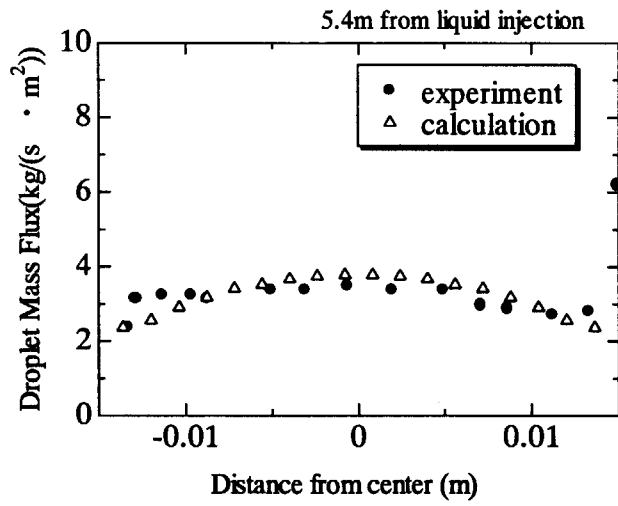


図 2.34 液滴質量流速分布 (run304)

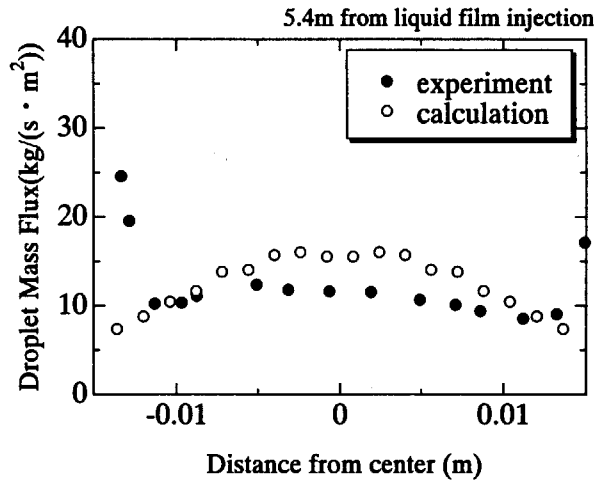


図 2.35 液滴質量流速分布 (run305)

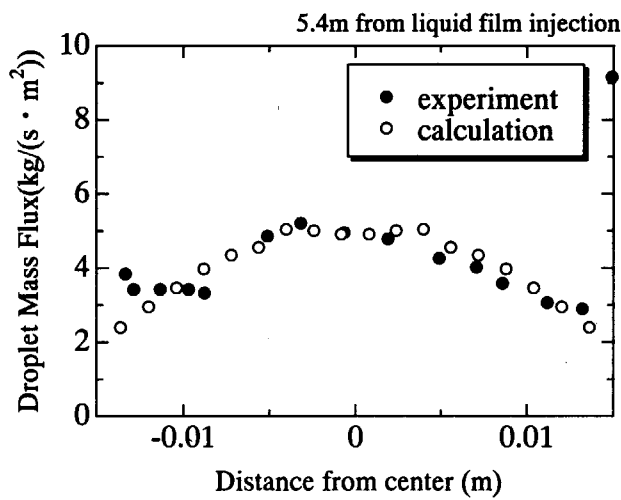


図 2.36 液滴質量流速分布 (run404)

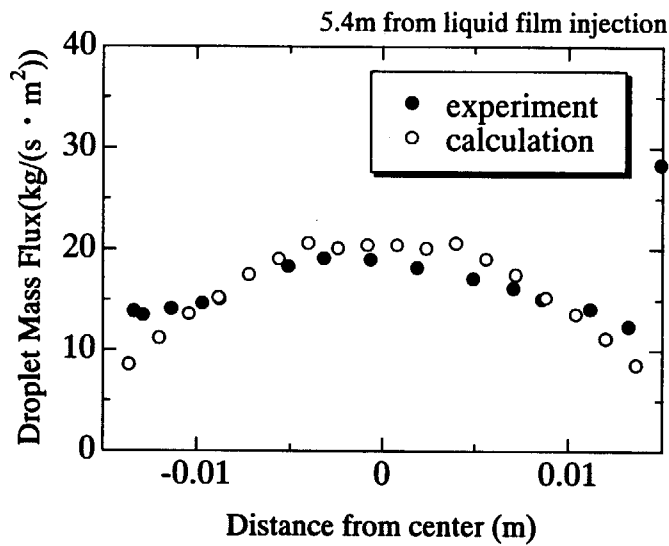


図 2.37 液滴質量流速分布 (run405)

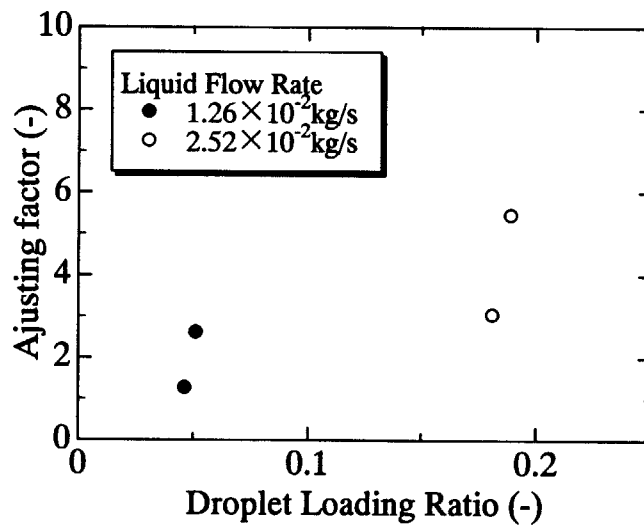


図 2.38 液滴負荷比と液滴発生率補正係数の関係

3. 複雑な形状下における多次元微細液滴挙動解析

3.1 緒言

前章までは、噴霧流中、環状噴霧流中での微細液滴挙動解析を基本的な形状（円管）において実施しその解析手法の妥当性を確認してきた。しかしながら、実際のシビアアクシデント時では複雑な形状をした流路中の微細液滴挙動を取り扱う必要がある。、数値解析を実施する場合においてもこのような流れを解析することが必要となる。そこで、本章においては障害物を含むふくさな流路形状での微細液滴挙動解析手法を開発し、微細液滴、液膜流動の多次元挙動について評価を行った。

3.2 解析手法

障害物を含む液滴挙動解析は、基本的には今まで述べた液滴挙動解析と同様な解析手法を用いる。ただし、障害物を液滴流中に導入するため、流れの解析における障害物の壁面における境界条件、液滴が障害物に衝突した後の挙動及び障害物の液滴発生に与える影響を考慮する必要がある。以下にその内容について述べる。

3.2.1 流体解析

流体解析は、基本的には、第2章の環状噴霧流と同様に Jones-Launder の標準的な $k-\varepsilon$ モデル²⁸⁾を用いた。また、管壁面については、擾乱波を模擬した粗い壁面の壁関数を用いたが、障害物壁面では液膜を考慮しないこととしたため境界条件は滑らかな壁面の壁関数を用いた。なお、管壁面を流れる液膜については境界条件を定めるために、その速度、液膜厚さが必要となる。一方、実験解析を行う場合において、これらがあらかじめ測定されていれば、それらの値を用いることで境界条件を設定することができるが、気相流量と液相流量のみが与えられているような場合は、Hewitt らが提案している Triangular-Relationship²⁹⁾を用いて、平衡状態に達した場合の環状噴霧流における液膜流量、液膜厚さを求め、これらに基づいて液膜境界条件を算出することとした。

3.2.2 液滴挙動解析

液滴が障害物壁面に衝突した後の挙動については、一旦障害物に衝突したとしても、再び気流中に同伴されるものとして扱うこととした。ただし、液滴が障害物に衝突しその後、そこから気流に同伴される詳細な挙動については、現状では明確となっていないため、ここでは固体粒子の壁面に対する反発と同様な形で表すこととした。具体的には、図3.1に示すように壁面に対する垂直及び平行な方向に対する反発係数 (e_n 及び e_t) を指定することで、弾性衝突及び非弾性衝突として液滴が障害物に衝突した後の挙動を模擬することとした。

3.2.3 液膜流動解析

液膜流動解析で重要となる液滴発生率は、2章において示されているが再記すると次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= 0 & \text{Re}_{ff} < 160 \\ \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= \dot{\varepsilon}_\infty \left[\frac{\text{Re}_{ff}}{\text{Re}_{ff\infty}} \right]^{0.185} & 160 < \text{Re}_{ff} < \text{Re}_{ff\infty} \\ \frac{\dot{\varepsilon}D}{\mu_f} &= \dot{\varepsilon}_\infty + 1.2 \times 10^3 \text{Re}_f^{-0.5} \text{Re}_{ff\infty}^{-0.25} \text{We}^{-1.5} (\text{Re}_{ff} - \text{Re}_{ff\infty})^2 & \text{Re}_{ff} > \text{Re}_{ff\infty} \end{aligned} \quad (2.23)$$

ただし、 $\dot{\varepsilon}_\infty$ については次式で表される。

$$\dot{\varepsilon}_{\infty} = 6.6 \times 10^{-7} \text{Re}_f^{0.74} \text{Re}_{ff\infty}^{0.185} \text{We}^{0.925} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.26} \quad (2.24)$$

つまり液滴発生率は、管径、液膜 Re 数、平衡液膜 Re 数の関数であり、さらに液膜 Re 数は、管径と液膜体積流束によって決まる。そこで、障害物の影響としては管径を水力的等価直径として表すことにより考慮することとした。スパーサー部においては、二重管体系となっていることより、その水力的等価直径 (De) は次式で表される。

$$De = \frac{4S}{P} = \frac{4 \times \frac{\pi}{4} (D_{out}^2 - D_{in}^2)}{\pi(D_{out} + D_{in})} = D_{out} - D_{in} \quad (3.1)$$

これより、(2.23)式において管径を De (=D_{out}-D_{in}) とおくことでスパーサー部における液滴発生率を評価することができる。

3.3 解析結果と考察

3.3.1 解析の対象と条件

障害物の液滴伝達挙動に対する影響評価を行うため、Yano³⁰⁾らが実施した環状噴霧流の実験に対して環状噴霧流解析を行った。

Yano らの実験は、図 3.2 に示すように内径 13mm の垂直円管流路中に長さ 30mm、直径 10.4mm、厚さ 1.6mm の円環状のスパーサーを円管に対して同心円状に配置した体系において、円管下部の空気-水混合部の壁面から水が液膜状態で導入されている。液膜導入部から障害物までは、十分な距離が確保されているので、環状噴霧流は十分発達した状態で障害物に到達するようにされている。そして、障害物下流に液膜流量測定用のスリットを設け、液膜流量の変化を測定することで、環状噴霧流に対する障害物の影響を評価している。

次に実験条件であるが、液相流量が 2.64×10^{-2} (kg/s) に対して、気相流量が 1.09×10^{-2} (kg/s) ($j_g=70\text{m/s}$) 及び 5.44×10^{-2} (kg/s) ($j_g=35\text{m/s}$) の 2 通りについて実施されている。ただし、後述するように $j_g=35\text{m/s}$ の場合、液滴発生が液膜からのみではなく、擾乱波と障害物との干渉により発生する可能性もあるので、本解析では前者の $j_g=70\text{m/s}$ の場合のみを解析対象とした。

3.3.2 流体解析条件

環状噴霧流の解析は、既に 2 章でも述べたが、まず液膜流動のみを考慮した状態で流体解析を行い、その流れ場の解析結果を用いて、液滴挙動解析と液膜流量解析を同時に行う環状噴霧流解析を実施する。ここでは、流体解析の条件について述べる。

(1) 領域分割

スパーサーまでに流れが十分発達するように L/D を 50 (管径が 13mm であるから実際の長さは、 $13 \times 50 = 650\text{mm}$)、またスパーサー下流も解析領域終端で流れが発達するように同様に L/D が 50 となるようにした。メッシュ分割は、流れ方向は、スパーサー上・下流部 (各 650mm) を各 100 分

割とし、スパーサー部 (30mm) を 25 分割とし、径方向は、50 分割とした。なお、分割は全て均等分割とした。

(2) 境界条件

入口境界条件は、速度分布一様とした。出口境界条件は、流れが完全発達しているものとした。円管壁面に沿った液膜境界条件としては、実験において液膜厚さ、液膜速度を測定していないため Triangular Relationship を用いて十分発達した状態での液膜状態を解析によって求め、その値を用いることとした。具体的な解析条件及び解析結果を以下に示す。

a) 解析条件

液相流量 (W_l) : 2.64×10^{-2} (kg/s)

気相流量 (W_g) : 1.09×10^{-2} (kg/s) ($j_g=70\text{m/s}$ の場合)、 5.44×10^{-2} (kg/s) ($j_g=35\text{m/s}$ の場合)

液相密度 (ρ_l) : 997 (kg/m³)

気相密度 (ρ_g) : 1.17 (kg/m³)

液相粘性係数 (μ_l) : 0.854×10^{-3} (Pa · s)

気相粘性係数 (μ_g) : 1.862×10^{-5} (Pa · s)

表面張力 (σ) : 71.69×10^{-3} (N/m)

管径 (D) : 0.013 (m)

b) 解析結果

$j_g=70\text{m/s}$ の場合の液膜諸量の解析結果は、以下の通りとなる。

液膜流量 (W_l) : 13.6 (g/s)

液膜速度 (v_l) : 3.84 (m/s)

液膜厚さ (δ) : 87 (μ)

また、 $j_g=35\text{m/s}$ の場合の液膜諸量の解析結果は、以下の通りとなる。

液膜流量 (W_l) : 23.9 (g/s)

液膜速度 (v_l) : 2.70 (m/s)

液膜厚さ (δ) : 218 (μ)

図 3.3 に実験で測定された液膜流量の流れ方向変化を示すが、スパーサー下流のほぼ平衡状態になった液膜流量は、解析によって得られた液膜流量とほぼ等しい値となることより妥当な計算結果であり、ここで得られた液膜速度を液膜境界条件に用いることとした。

次に、液膜波高の境界条件を設定するために、擾乱波とスパーサーの干渉について考えた。円管壁面とスパーサーの間隙は 1.3mm であるが $j_g=70\text{m/s}$ の場合の擾乱波高を評価すると、4 章で述べた Yanai の式より基底液膜を含んだ液膜波高は、 $87 \times 6 = 522$ (μ) となり、スパーサーとの間には十分な間隙は確保され、擾乱波とスパーサーの干渉による液滴発生はなく、現行の環状噴霧流解析モデルを適用できる。一方、 $j_g=35\text{m/s}$ の場合の基底液膜を含んだ液膜波高は、 $218 \times 6 = 1308$ (μ) となりスパーサーとの干渉による液滴発生の可能性が考えられる。ところが、現在のモデルでは擾乱波とスパーサーの干渉による液滴発生は考慮していないため、今回の解析では $j_g=70\text{m/s}$ の場合についてのみ環状噴霧流解析を実施することとした。この条件における液滴発生量と液滴伝達量の測定値を図 3.4 に示す。

以上より、液膜境界条件としては、液膜速度 3.84m/s と液膜波高 435 μ (基底液膜厚 87 μ を除

く)を模擬する粗い壁面が移動するとして境界条件(壁関数)を設定した。

3.3.3 液滴挙動解析条件

(1) 初期条件

擾乱波頂部での流体速度を液滴初速度とした。なお、初期液滴乱れ速度は考慮しない。

(2) 液滴径

環状噴霧流を想定した液滴径の構成式である Kataoka の式³¹⁾を用いて算出し、 30μ とした。

(3) 液滴に働く力

抗力と重力と揚力を考慮し、揚力としては Saffman 力³²⁾に Mei の修正係数³³⁾を考慮した。

(4) 液滴と気相の相互作用

気相流量が、 1.09×10^{-2} (kg/s) であるのに対して、Triangular Relationship から求まる液滴流量は、 1.28×10^{-2} (kg/s) となり、液滴の気流に対する負荷比が大きく、液滴と気相の相互作用を考慮する必要がある。なお、相互作用としては運動量だけでなく乱流変調の効果(乱流エネルギーと乱流消散、Tu and Fletcher のモデル³⁴⁾)も含めて考慮した。

3.3.4 解析結果

(1) 流体解析

流体解析の結果について、図 3.5 に軸方向流速をカラー鳥瞰図で示す。スパーサー部分で流路面積が約 2/3 に減少しているため、流路面積減少部分の速度が増加していることがわかる。また、図 3.6 に乱流エネルギーのカラー面コンター図、図 3.7 に円管中心軸上の乱流エネルギーの変化を示す。乱流エネルギーは入口部分から発達し始めスパーサー上流部分では完全に発達しているが、スパーサーの存在によりその近傍で局所的に大きく増加し、スパーサー下流においては急速に減少し一定の値となっていることがわかる。

(2) 環状噴霧流解析

解析は、2章で行ったと同様に十分に収束した解を求めるために必要な計算液滴個数について検討を行い、液滴のスパーサーに対する衝突後の挙動の違いによる液膜流動状況への影響について検討した。

(a) 計算液滴個数の検討

環状噴霧流を模擬するのに十分な計算液滴個数を検討するために、第 1 液膜セルにおける液滴発生個数 (nfl) を、1000、2000、3000 個の 3 ケースについて実施した。なお、この場合の液滴のスパーサー衝突後の挙動については完全弾性衝突 ($e_n = e_t = 1.0$) を仮定した。また、実際の液滴流量を模擬するために液滴発生率を調整した(液滴発生率調整係数として 13.6 を入力)。それぞれの計算結果のうち、単位面積当たりの液滴発生流量及び液滴伝達流量についてまとめたものを図 3.8.1~図 3.8.3 に示す。この結果より、液滴個数が 1000 個の場合液滴伝達流量に若干のばらつきがあるものの、2000 個及び 3000 個ではそれらのばらつきが小さくなっていることがわかる。これより本ケースにおける液膜第 1 セルにおける液滴発生個数は、3000 個として以降の計算を実施することとした。

(b) 液滴のスパーサー衝突後の挙動についての検討について

液滴のスパーサー衝突後の挙動の検討については、以下の 3 通りについて検討した。

- ① スパーサーに完全に付着(付着後の液滴挙動計算を行わない)

②スパーサーと完全弾性衝突 ($e_n=e_t=1.0$)

③スパーサーと非弾性衝突 ($e_n=0.0, e_t=1.0$)

①については、本シミュレーションは、定常状態を想定しているため、液滴が一旦スパーサーに付着したとしても最終的には流れの中に戻るため、障害物において液滴の吸い込みがない限り現実的でない仮定であるが、スパーサーに衝突した液滴が下流に流れて行かない場合の参照ケースとして実施した。

②については、液滴が障害物との衝突によってエネルギーを失わずに反発する場合に相当する。

③については、実際の液滴は障害物に衝突した後、一旦付着し、障害物壁面に沿って移動し障害物端部から離脱することを反発モデルによって模擬するために実施した。

(c) 液滴挙動

スパーサー近傍における液滴の挙動を図 3.9.1～図 3.9.3 に示す。先に述べた① (図 3.9.1) では、液滴はスパーサーに付着していることがわかる。② (図 3.9.2) では、スパーサー前縁に衝突した液滴は、一端上流側に反発して、管壁側または管中心側から下流に流れていく様子がわかる。③ (図 3.9.3) では、液滴が反発した後、スパーサー前縁に平行に反発して管壁または管中心に流れていく様子がわかる。

(d) 液滴流量及び液膜流量

液滴流量及び液膜流量の変化については、図 3.10.1～図 3.10.3 に示す。また、これらの図においては、実験で測定されている液膜流量 ("+"で示す) も合わせて示し、解析結果と比較した。この結果、①の場合 (図 3.10.1) は、スパーサーに液滴が付着するためその下流において液滴流量が大きく減少する一方、液膜流量については、スパーサー部においては、若干増加している。スパーサー部は、二重管体系であるため、液滴流のコア部分からの液滴伝達が低下するため、液膜流量は減少すると考えられるが、これとは別に、液滴発生率が減少するため両者のバランスの結果、液膜流量が若干増加したものと考えられる。ただし、下流に行くに従って液滴流量の減少の影響、つまり液滴伝達量の減少により液膜流量も減少し、解析領域出口部においては、スパーサー直上流の平衡液膜流量に比しても減少していることがわかる。次に、②の場合 (図 3.10.2) は、図 3.9.2 にも示したように、スパーサー前縁に衝突・反発する液滴による液膜への伝達量の増加が大きいため液膜流量の増加が大きいが、解析領域出口近傍では、スパーサー直上流での平衡流量まで減少していることがわかる。さらに実験による液膜流量の測定結果とも良く一致していることがわかる。最後に、③の場合 (図 3.10.3) は、法線方向の反発がないため、若干液膜流量のピークが下流側にずれているが、ほぼ②と同様な挙動を示していることがわかる。液滴発生率の補正を行い解析領域出口における流量を実験結果と一致させるようにはしているもののスパーサー下流における液膜流量の変化の様子を良く表しているのは液滴挙動及び障害物の影響を再現できていると考える。

(e) 液滴発生率及び液滴伝達率

液滴発生流量及び液滴伝達流量の流れ方向変化については図 3.11.1～図 3.11.3 に示す。また、これらの図においては実験で測定された液膜流量から推定された液滴発生率及び液滴伝達率を合わせて示す。この結果、全てのケースにおいてスパーサー部での液滴発生率が大きく減少しているが、これは次の理由と考えられる。液滴発生率は、(2.23)式及び(2.24)式で表されるように平

平衡液滴発生率 $\dot{\epsilon}_b$ に依存し、さらに $\dot{\epsilon}_b$ は、液レイノルズ数 Re_l 、平衡液膜レイノルズ数 $Re_{f\infty}$ 、ウェーバー数 We に依存するが、スパーサー部（スパーサーと円管壁に囲まれた二重管部分）においては、液流量が減少するとともに、水力的等価直径が減少し、気相流量も減少するのでこれら全ての量が減少し、結果として液滴発生率も減少することになる。スパーサー前後における液滴発生率及び液滴伝達率の挙動は、ケース毎に異なる。液滴発生率は、①の場合（図 3.11.1）、スパーサー部で大きく減少した後、スパーサー下流で回復するもののスパーサー上流部と比べてほとんど変わらない結果となっている。一方、②（図 3.11.2）や③（図 3.11.3）の場合、スパーサー直下流において大きく増加している。これは、スパーサー部において液滴発生率が抑えられ、かつ、液滴伝達率が大きかったため液膜流量が増加し、スパーサー直下流において液滴発生率が大きくなったものと考えられる。液滴伝達率については、どのケースにおいてもスパーサー部においては増加しているが、スパーサー直下流においては、ケース毎に異なる。①の場合、液滴発生率がほとんど増加していないことと液滴流量が減少しているため液滴伝達率も小さくなっている。②及び③については、液滴流量は、スパーサー部において減少しているものの液滴発生率の増加に伴って増加していると考えられる。

なお、このように計算で得られた液滴発生率と液滴伝達率を実験の液膜流量測定結果から評価された液滴発生率と液滴伝達率と比較すると図に示すように、実験から評価された値が解析によって得られた値に比べて小さいことがわかる。これについては、実験での液滴発生率と液滴伝達率の評価方法にその原因があると考えられる。Yanoらは、液膜流量が存在しない場合の液滴伝達量が液膜流量が存在する場合の液滴伝達量と等しいとして液滴発生量を求めている。そこで、この仮定が正しいかどうかを確認するために、当該実験条件において平衡状態に達した場合の液滴流量を入口液滴流量として用い、液膜が存在しない、つまり噴霧流の液滴伝達解析を行った。図 3.12 に解析の結果得られた液滴伝達率の軸方向変化を示す。液滴伝達率は、入口から増加し、0.3m 付近で $0.6\text{kg/m}^2\text{sec}$ のピーク値を持ち、その後減少している。この値は環状噴霧流における液滴伝達率と比べ2分の1程度の値となっている。つまり、液膜がないことで、液滴伝達率が小さくなるのがわかる。なお、実験による液滴伝達率は、解析結果を参考にして考えると、スリット間隔が135mmであるので $0.3\text{kg/m}^2\text{sec} \sim 0.4\text{kg/m}^2\text{sec}$ 程度となるが、実際には液膜の形成もあると考えられるので若干高めの値になったと考えられる。

(f) 液膜厚さ

液膜厚さの変化については、図 3.13.1～図 3.13.3に示す。①の場合（図 3.13.1）は、若干液滴伝達が増加しているため、スパーサー下流での液膜厚さ増加が見られるが、液滴流量が減少しているため下流ではスパーサー上流での平衡状態よりも液膜厚さが減少している。一方、②及び③では、スパーサー部での液膜厚さの顕著な増加が見られる。なお、本解析においてスパーサーが存在している領域では、液膜厚さが増加しているが、実際には気相流束の増加により液膜厚さの減少が観察される実験例³⁵⁾もある。

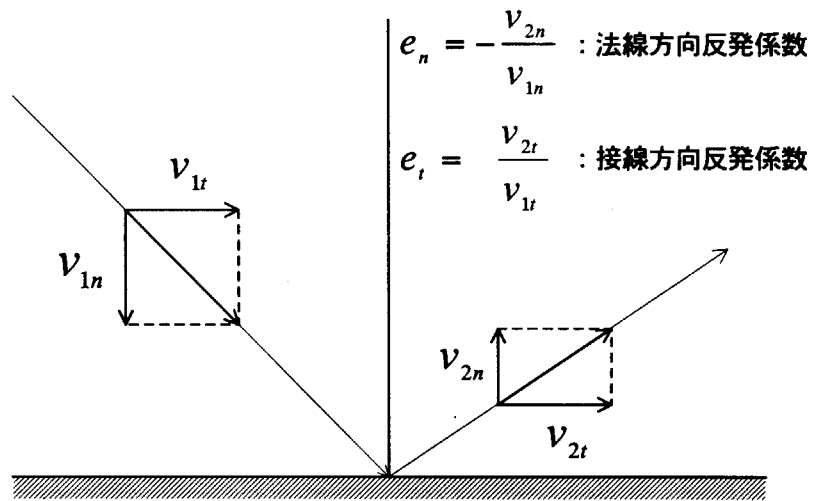


図 3.1 液滴の壁面に対する反発

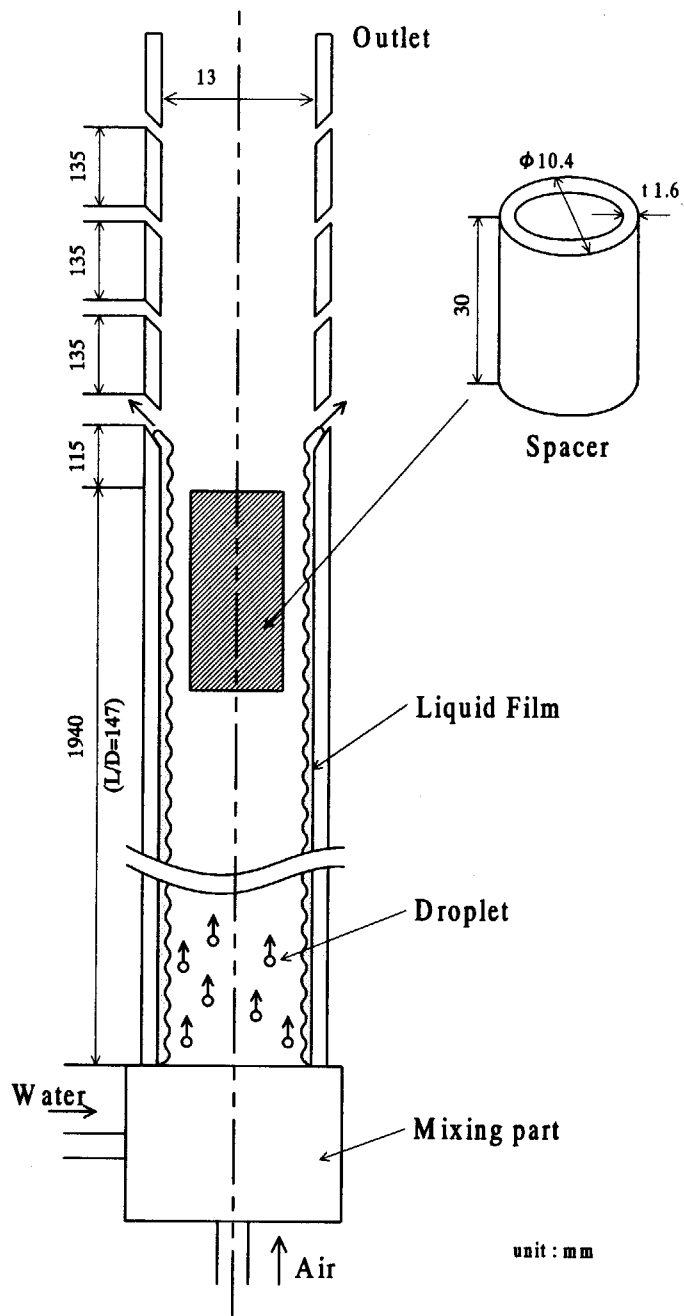


図 3.2 Yano の実験装置概略図

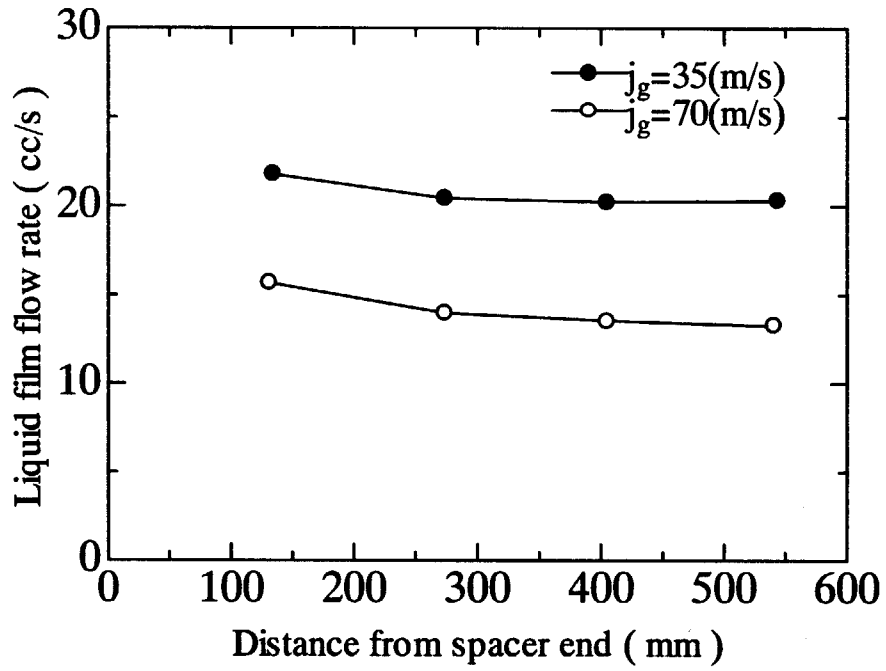


図 3.3 流れ方向の液膜流量測定値の変化

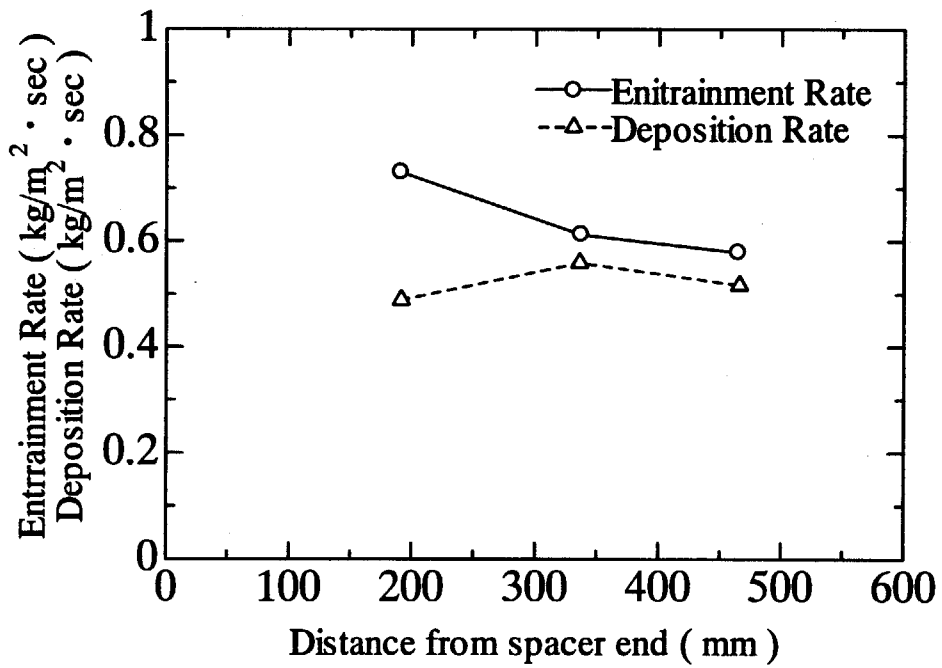


図 3.4 液滴発生、液滴伝達流量測定値の流れ方向変化

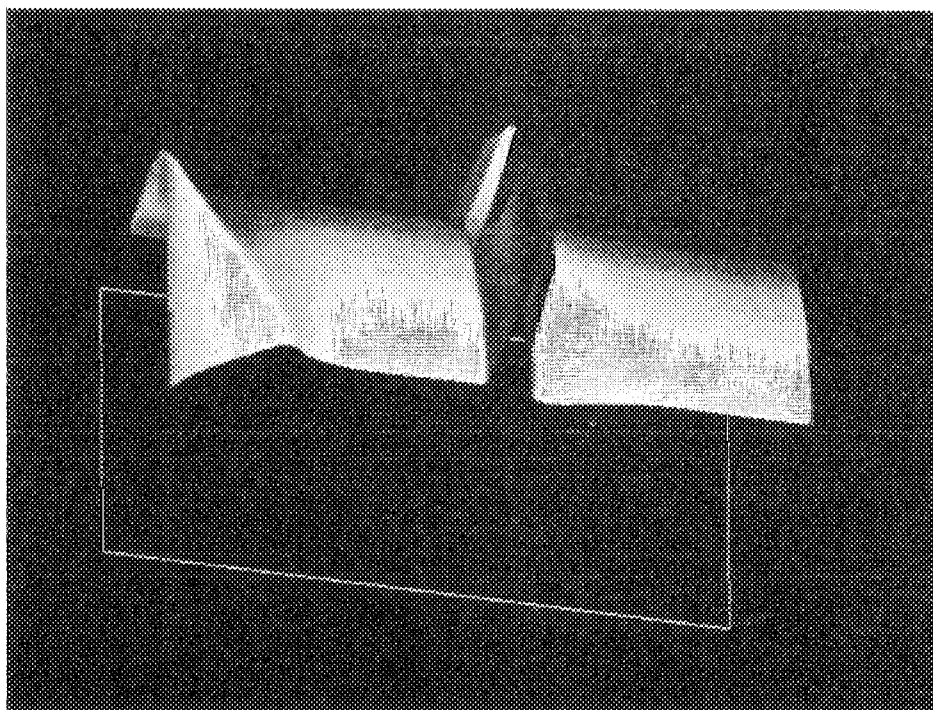


図 3.5 流体解析結果（軸方向流速）

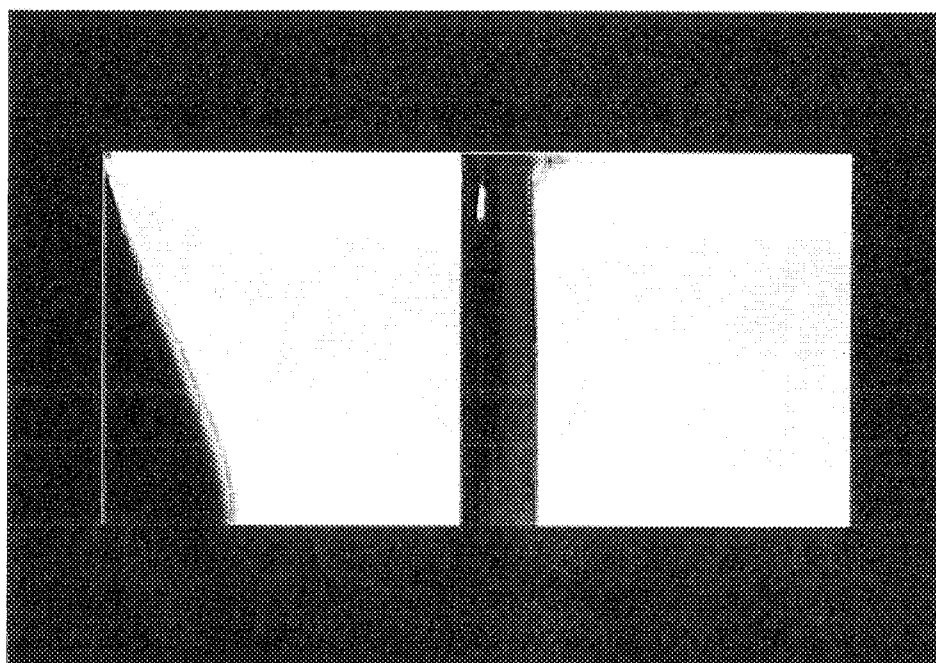


図 3.6 流体解析結果（乱流エネルギー）

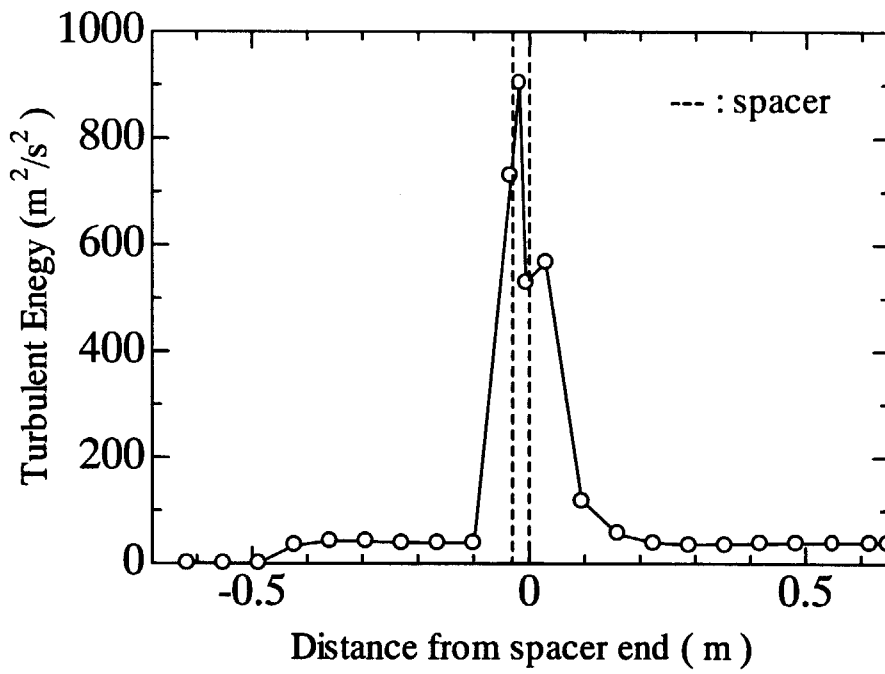


図 3.7 円管中心軸上の乱流エネルギー変化

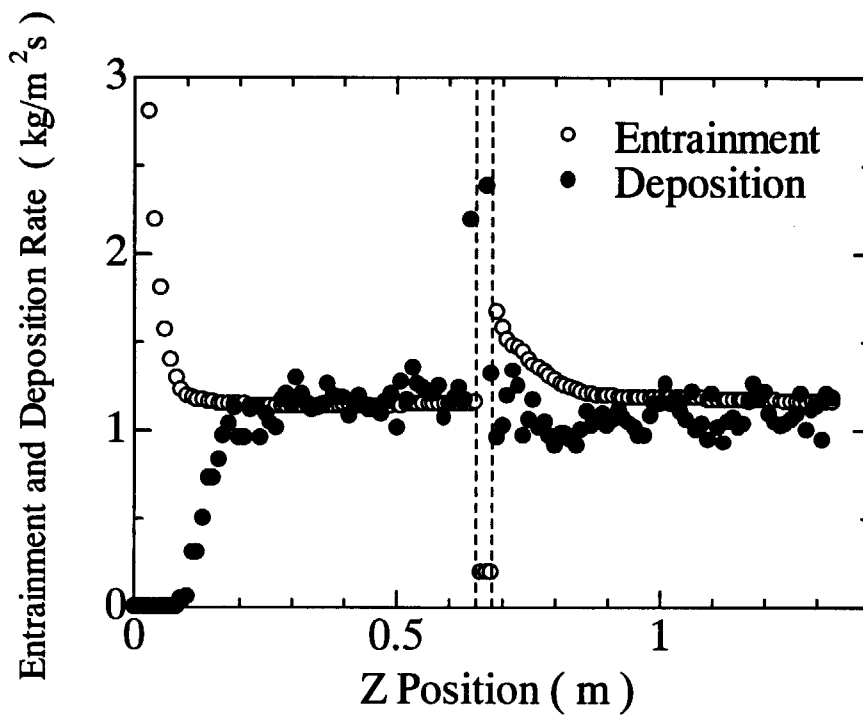


図 3.8.1 液滴発生個数の影響 (nf1=1000)

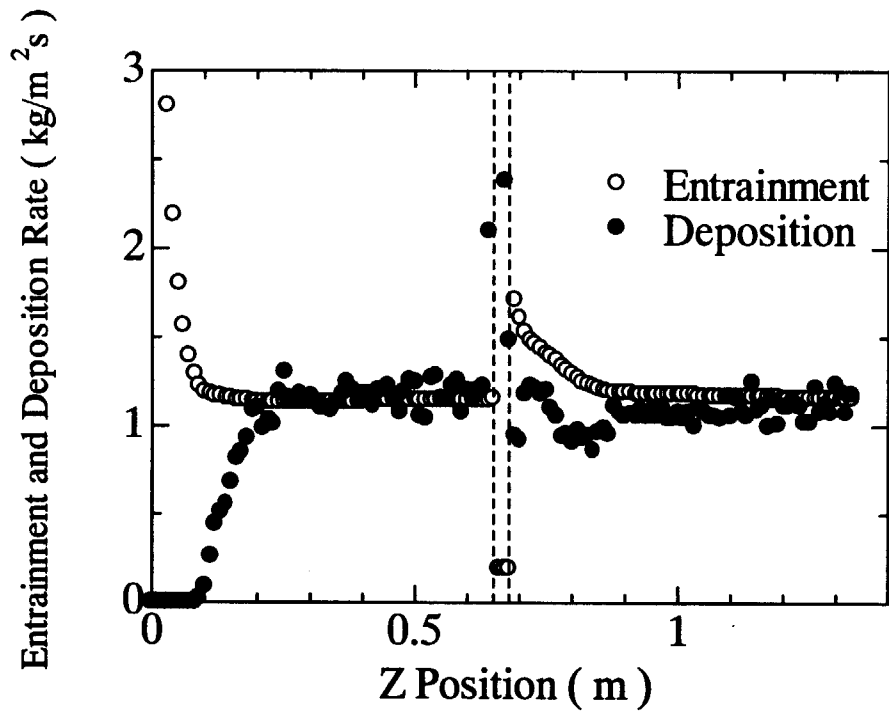


図 3.8.2 液滴発生個数の影響 (nf1=2000)

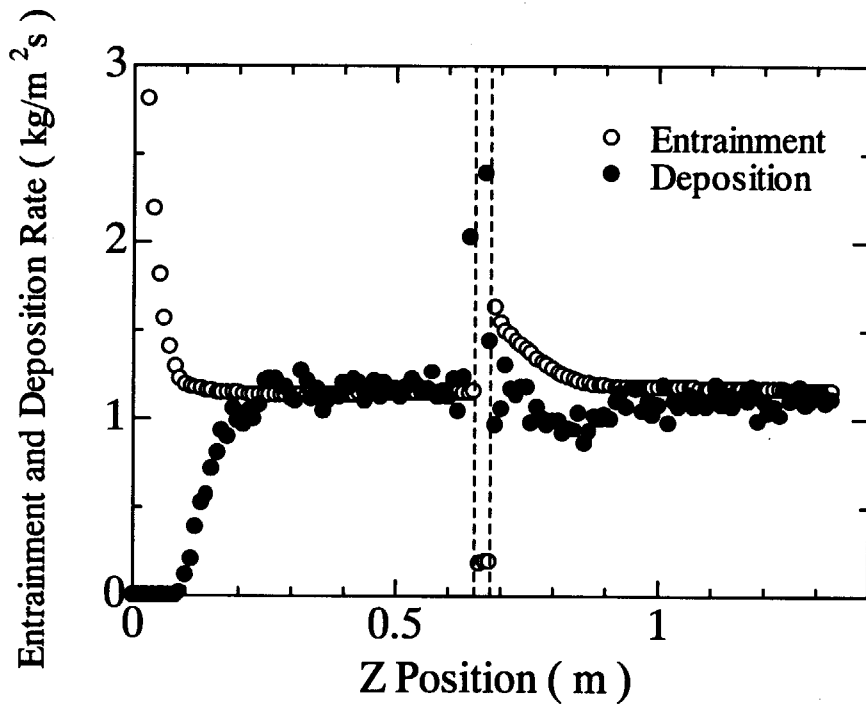
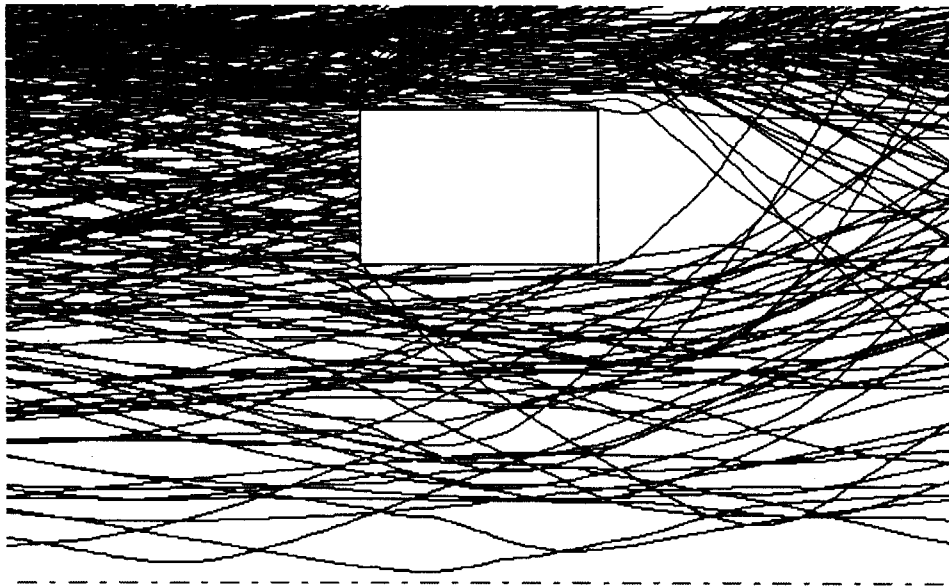


図 3.8.3 液滴発生個数の影響 (nf1=3000)

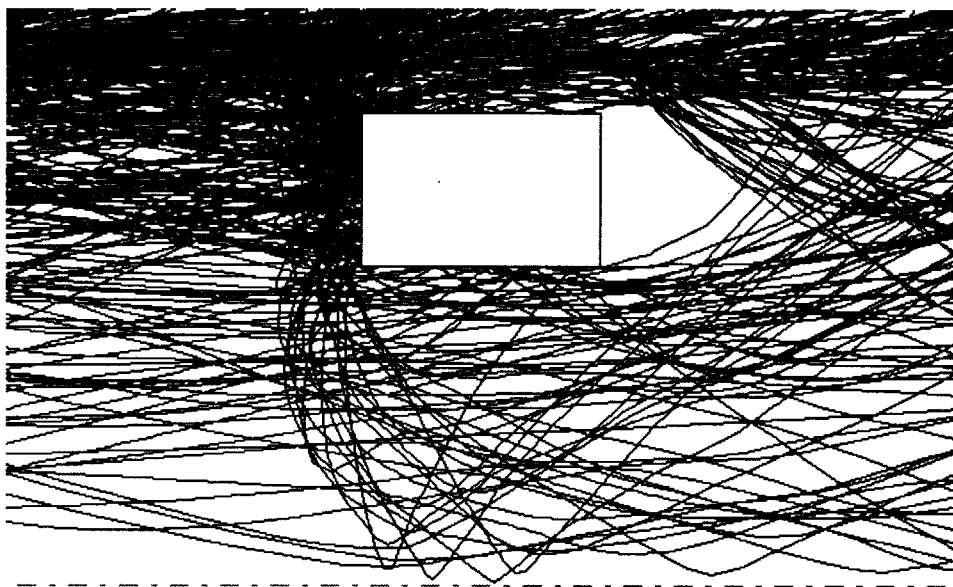
管壁



中心軸

図 3.9.1 液滴挙動 ($e_n=e_l=0.0$)

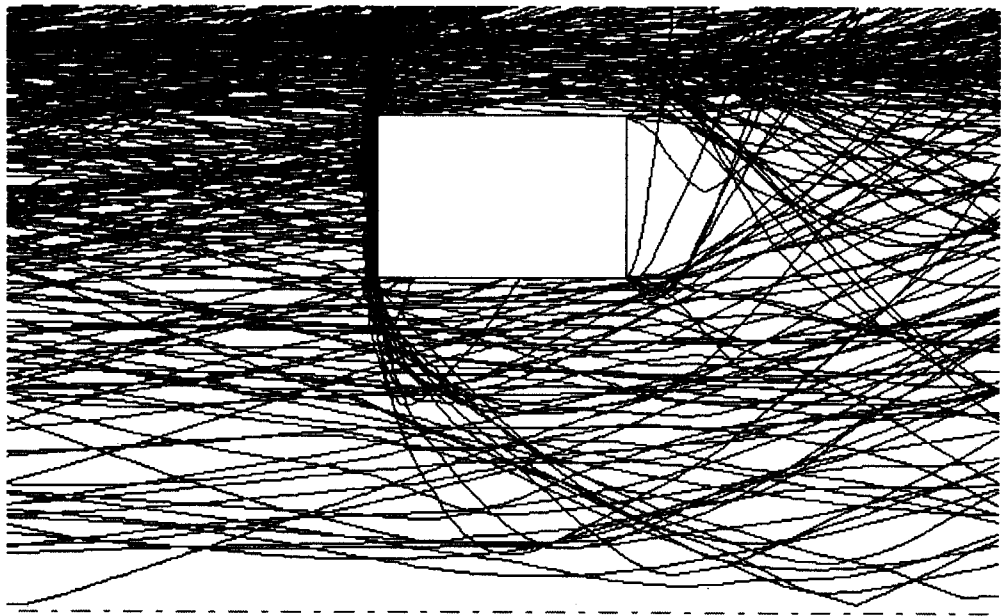
管壁



中心軸

図 3.9.2 液滴挙動 ($e_n=e_l=1.0$)

管壁



中心軸

図 3.9.3 液滴挙動 ($e_n=0.0$, $e_t=1.0$)

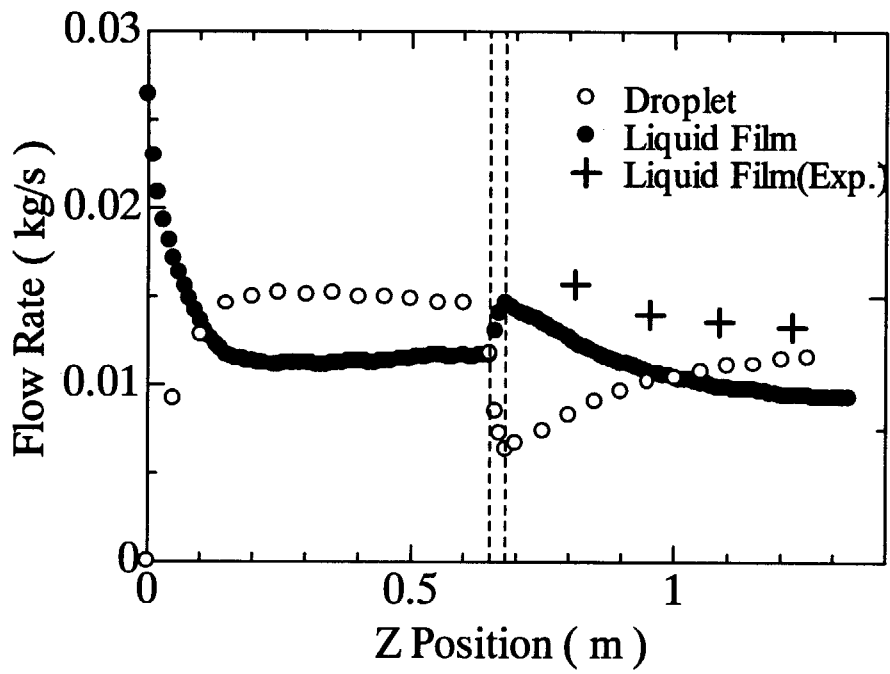


図 3.10.1 液滴及び液膜流量 ($e_n=e_t=0.0$)

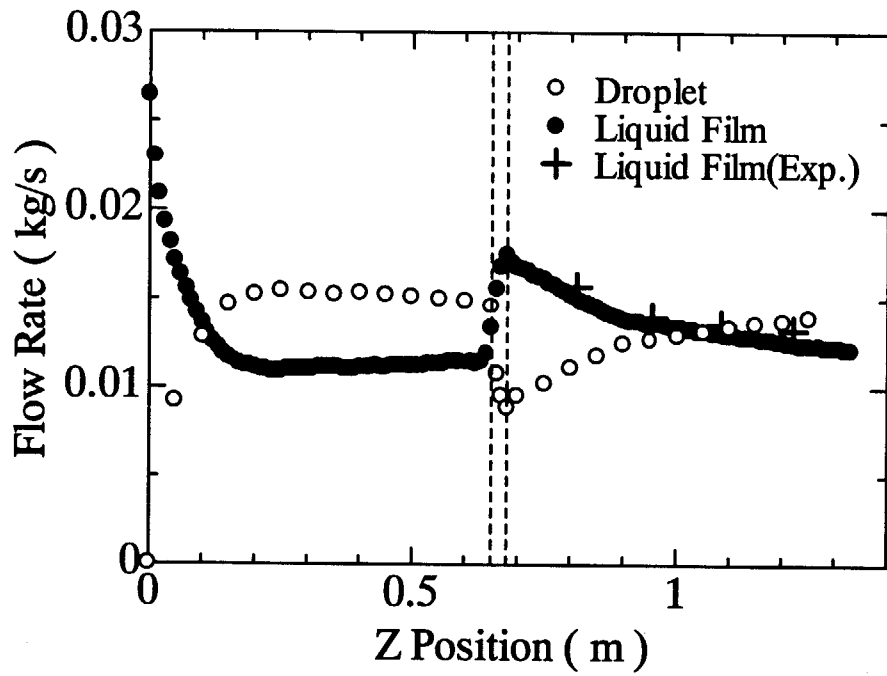


図 3.10.2 液滴及び液膜流量 ($e_n=e_t=1.0$)

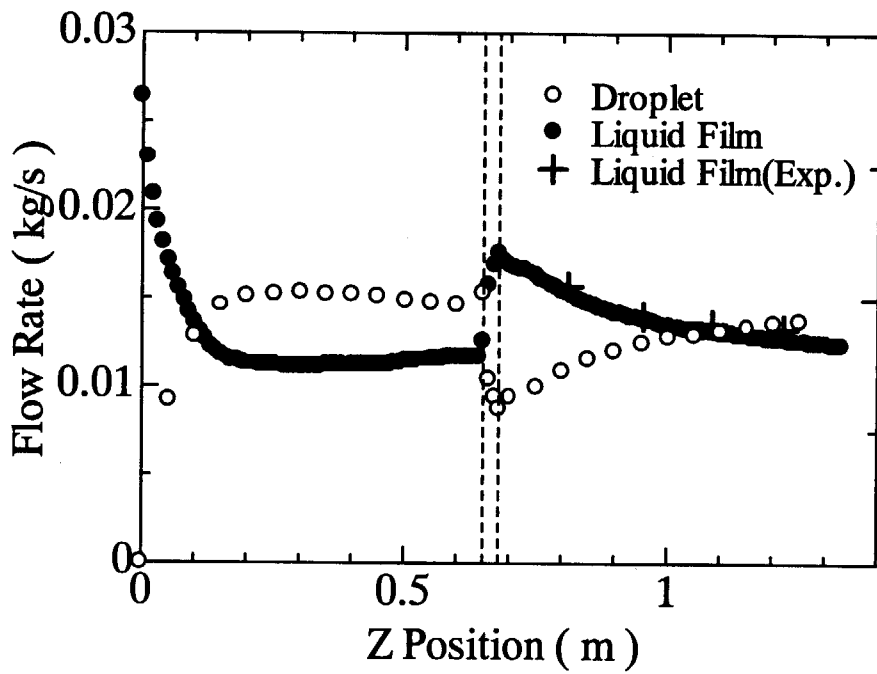


図 3.10.3 液滴及び液膜流量 ($e_n=0.0, e_t=1.0$)

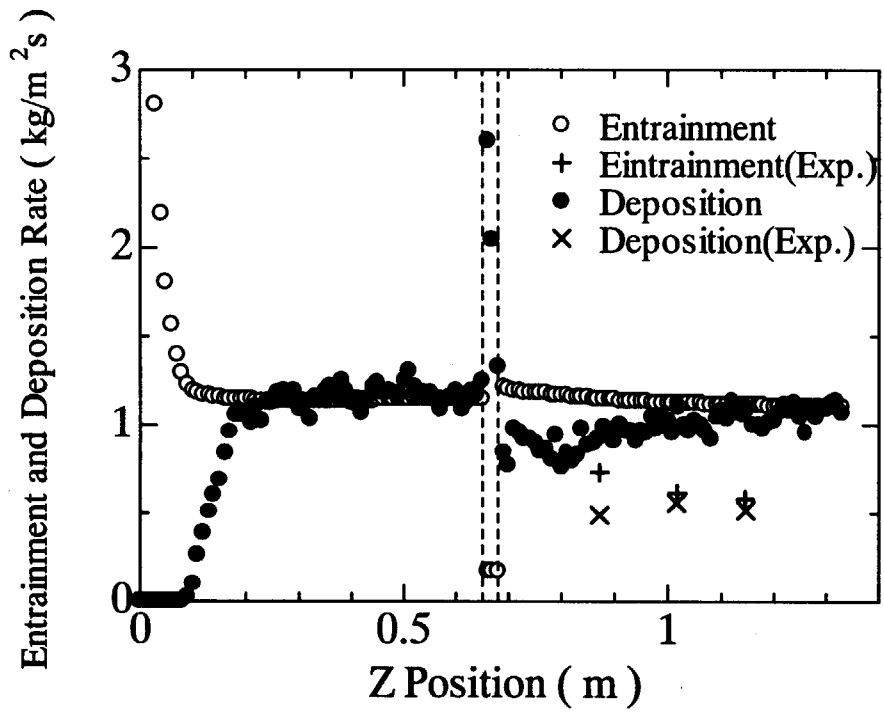


図 3.11.1 液滴発生率及び液滴伝達率 ($e_n=e_t=0.0$)

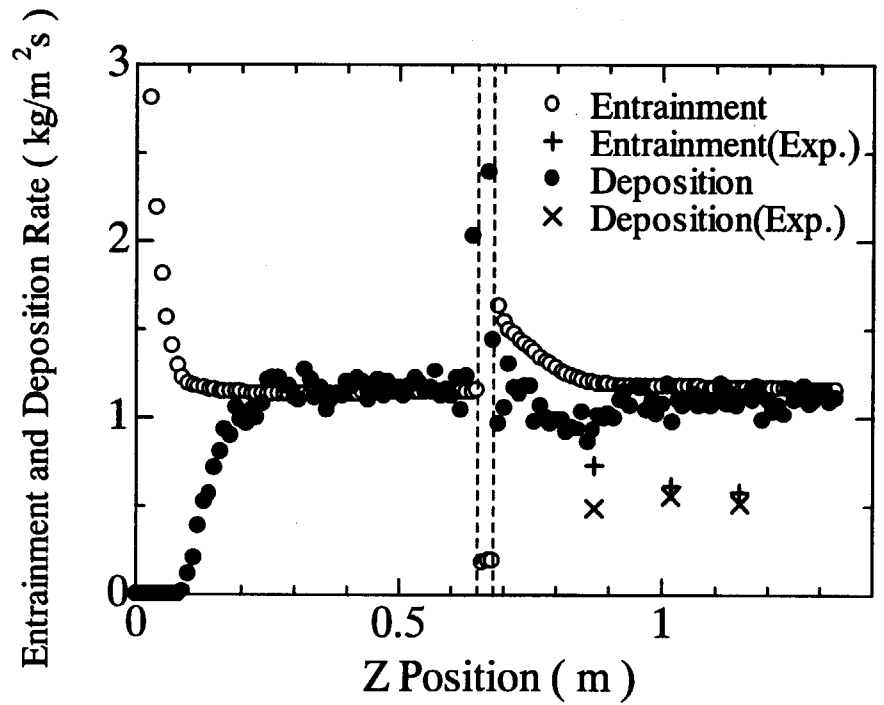


図 3.11.2 液滴発生率及び液滴伝達率 ($e_n=e_t=1.0$)

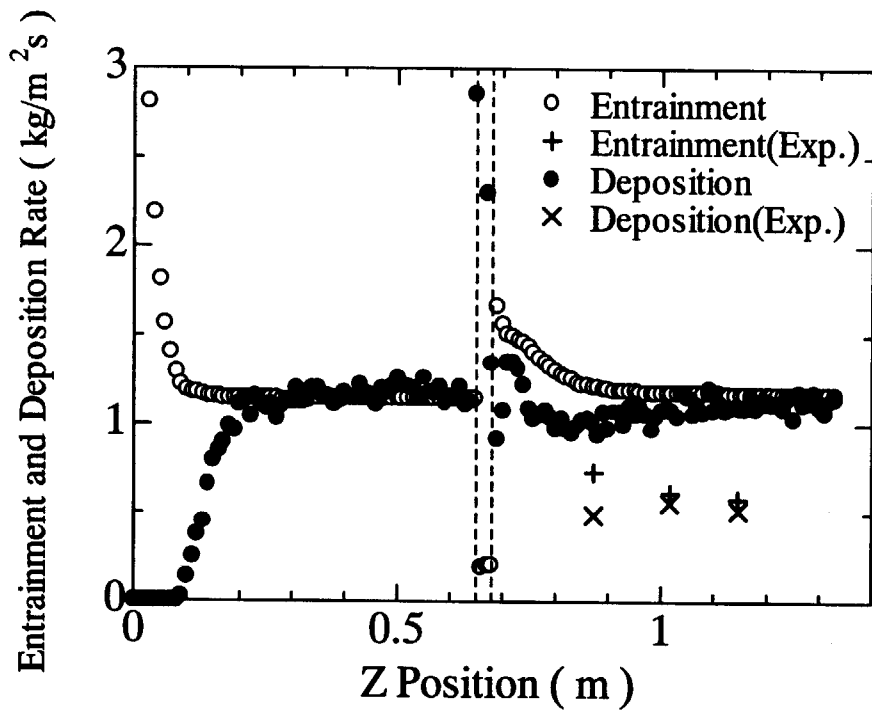


図 3.11.3 液滴発生率及び液滴伝達率 ($e_n=0.0$, $e_d=1.0$)

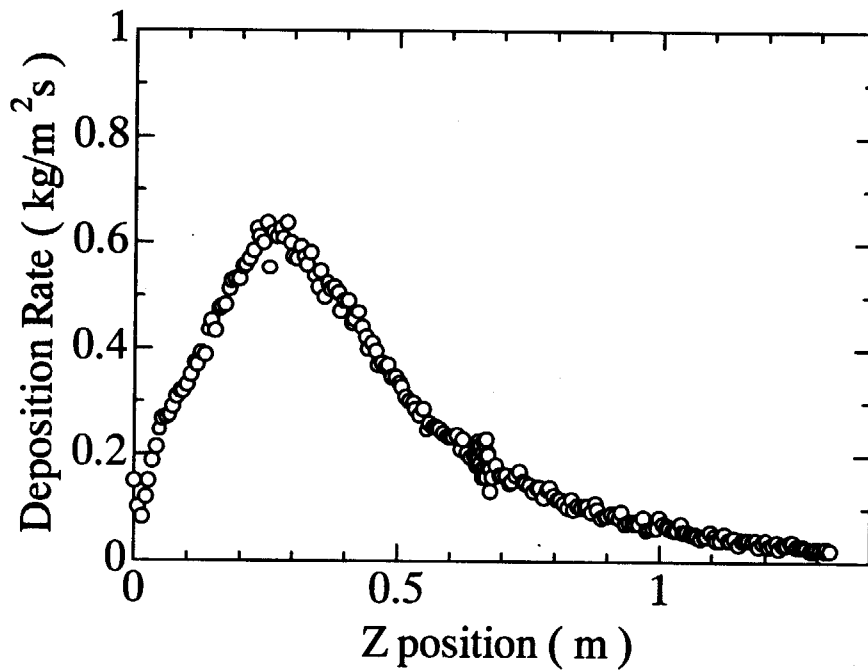


図 3.12 噴霧流解析による液滴伝達率

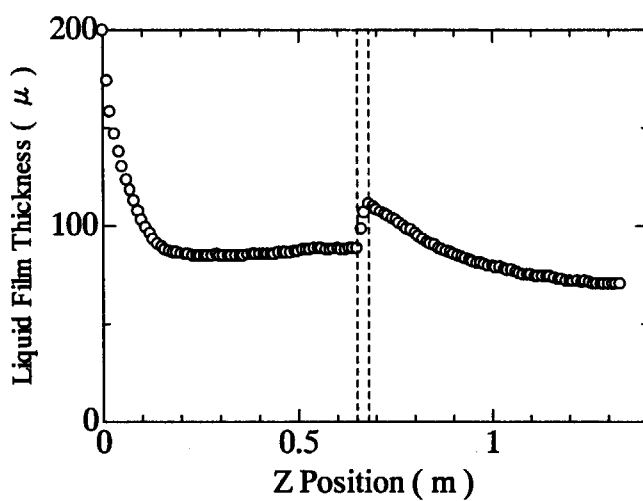


図 3.13.1 液膜厚さ ($e_n=e_t=0.0$)

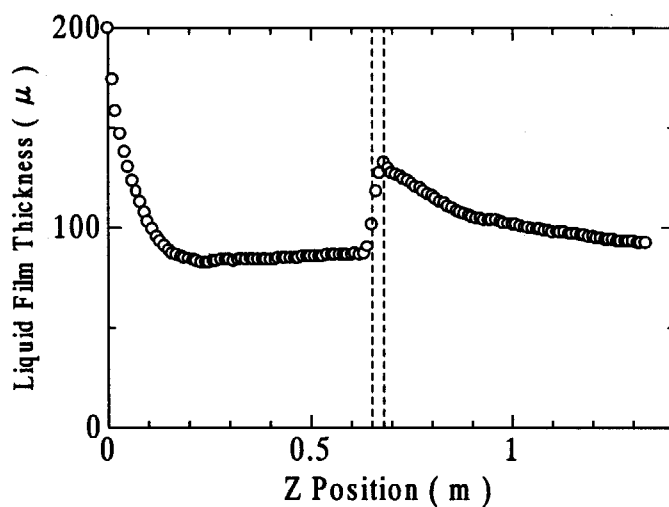


図 3.13.2 液膜厚さ ($e_n = e_t=1.0$)

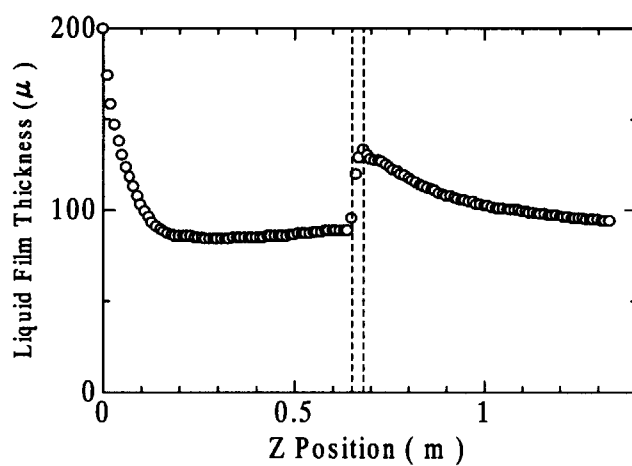


図 3.13.3 液膜厚さ ($e_n=0.0, e_t=1.0$)

4. 液膜流の気相乱流に及ぼす影響に関する実験

4.1 緒言

前節の解析結果でも明らかになったように、液滴、液膜の存在によって環状噴霧流の乱流構造は大きく変化する。その結果として微細液滴の挙動も大きな影響を受ける。従って、乱流場での液滴挙動をラグランジュシミュレーションによって解析し、液滴拡散、液滴付着係数等を正確に評価するためには、気相の乱流場に及ぼす液膜、液滴の影響を正確に評価する必要がある。昨年度までの解析研究においても、液滴の気相乱流場に及ぼす影響、液膜の気相乱流場に及ぼす影響について、モデルをたてて解析を行ってきた。しかしながら、こうしたモデルを検証するためには、液滴、液膜が存在する場合の気相の乱流場についての信頼しうる実験データが不可欠である。一方においてこうした、液滴、液膜が存在する環状噴霧流に於いて気相の乱流挙動を実験的に測定することはレーザーを用いるにせよ、熱線風速計を用いるにせよ極めて多くの困難を伴う。このことにより、現状では液膜、液滴の存在による気相乱流場の変化についての実験的な研究は殆ど行われていないのが現状である。

そこで本研究においても、環状流領域における気相乱流場に着目し、環状噴霧流の気相乱流のモデリングの際のデータベース構築の第一段階として、水-空気を用いて垂直上昇管内で環状流を形成し、定温度型熱膜流速計を用いて管中心における気相乱流の流速計測を開始した。また差圧変換器を用いて、環状噴霧流の圧力損失の測定を行った。そして得られた結果と液膜の無い場合の気相単相の乱流場における結果との比較を行うことにより、液膜の存在が気相乱流速度場におよぼす影響を明らかにし、環状噴霧流領域における気相乱流モデルの構築に役立てようとするものである。本研究では広範な流動条件について、気相の平均速度、乱流速度分布に及ぼす液膜の影響について計測を行った。

4.2 実験対象ならびに実験装置

実験対象とするのは、気相として空気を、液相として水を用いた、単円管内を垂直上向きに流れる環状流または環状噴霧流である。供試管は、垂直に設置された内径19.4mm、管長が約7.6mの透明アクリル製円管を用いる。空気ならびに水は、スクロールコンプレッサーおよびポンプにより供試管下部に設置されたミキサーに供給され、供試管へと送られる(図4.1)。

- 1: Air Compressor
- 2: Surge Tank
- 3: Flow Meter
- 4: Mixer
- 5: Pump
- 6: CTA Probe
- 7: Differential Pressure Gage
- 8: Head Tank

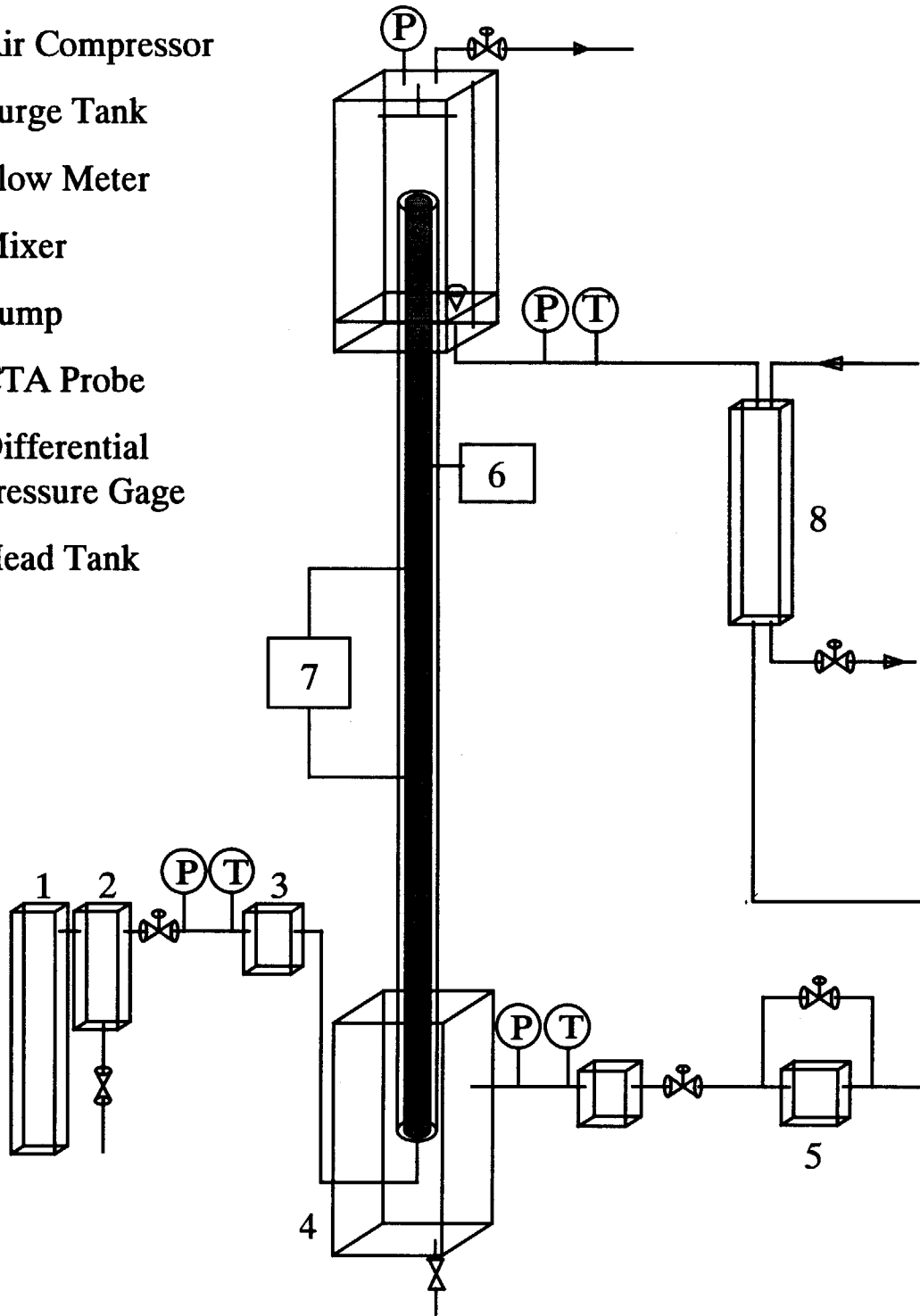


図4.1 実験装置概略

環状流における気相乱流の速度計測には、定温度型熱膜流速計 (KANOMAX CTA system 7000) を用いた。U字形熱膜プローブ (TSI 1212-20、加熱比1.58) を管入口から4.87mの高さの位置に置いて流路半径方向にトラバースし平均速度分布、乱流速度分布を測定した。また圧力損失の測定には、

管入口から1.67mおよび2.74mの高さに設置された圧力タップに取付けられた差圧計(Validyne DP15-32)により行った。定温度型熱膜流速計からの出力信号は予め校正を行い調整を行ったリニアライザーにより、流速と線形な電圧信号に変換する。また差圧計からの信号は圧力計アンプ(クローネMS2001)を経て、差圧と線形な電圧信号に変換する。電圧信号に変換された流速ならびに差圧は、ADコンバータ(National Instruments PCI-MIO-16E-1)を経てパーソナルコンピュータに取り込む。パソコンに取り込まれたデータはデータ解析ソフト(National Instruments LaVIEW5.1J)を用いて、時間平均値や変動量のRMS値の算出等の解析を行う。サンプリング周波数は100kHz、サンプル時間は10秒とし、データの算出には5回のサンプリングの平均値とした。

4.3 実験結果と検討

4.3.1 速度場に対する影響

実験はまず、液膜を流さない場合である空気単相の発達した管内乱流場を形成し、管断面中心部における流速の時間平均値 \bar{U}_{center} と、変動速度 \bar{u}' の測定を行った。ここで、瞬時の流速 u と時間平均値 \bar{U} 、変動速度 \bar{u}' の関係は次式のとおりである。 u' は時間平均値からの瞬時の変動量を表す。

$$u = \bar{U} + u' \quad (4.1)$$

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T u \, dt \quad (4.2)$$

$$\bar{u}' = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u'^2 \, dt} \quad (4.3)$$

図4.2に、管断面中心における速度の時間平均値 \bar{U}_{center} と変動速度の関係を示す。図中の黒丸点で示したものが空気単相のときの値である。また比較のために経験式として、同図中に破線として $\bar{u}' = 0.04 \times \bar{U}_{\text{center}}$ で表される式¹¹⁾と、一点鎖線としてLauferの式を示す。Lauferの式は次式で表される。

$$\bar{u}' = 0.8 \times u_f \quad (4.4)$$

ここで u_f は摩擦速度でありBlasiusの管摩擦係数の式を用いて求めたものである。図より、黒丸点で示された空気単相の変動速度は管中心流速の増加に伴い単調に増加しており、過去に得られた経験式とほぼよい一致が得られていることがわかる。

同図に、環状流領域における気相見かけ流速 j_g と管断面中心における管軸方向乱流強度 \bar{u}' の関係を单相流の結果と合わせて示す。図中の○は液相見かけ流速 j_l が0.75cm/sの場合、△は液相見かけ流速 j_l が1.00cm/sの場合、□は液相見かけ流速 j_l が1.25cm/sの場合の測定結果を示している。図より液膜流が存在する環状流においても、気相单相流の場合と同じように気相の見かけ流速の増加とともに乱流強度が増加していることがわかる。その乱流強度の大きさを気相単

相流の場合と比べると、環状流のいずれの場合も大きな値をとっており、その度合いは液相流量（液膜流量）の増加とともに大きくなるのがわかる。

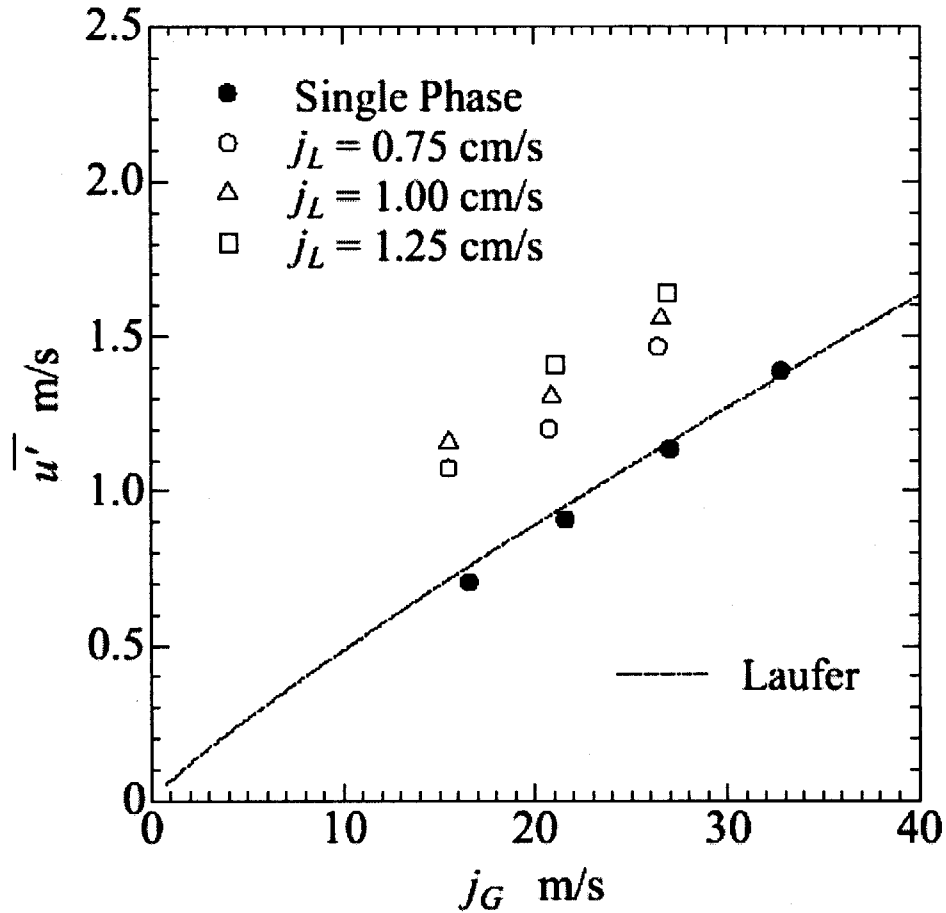


図4.2 気相見かけ流速 j_G に対する管断面中心での乱流強度 \bar{u}' の関係

4.3.2 平均流速分布

気相単相流および環状流の気相乱流場における管半径方向の時間平均流速分布を図4.3に示す。横軸には管中心からの距離 r を管半径 $R(= 10:015\text{mm})$ で除して無次元化したものを、縦軸には時間平均流速 U を気相の見かけ流速 j_G で除して無次元化したものを表している。図中の●は気相単相流における実験結果である。比較のために、Lauferによるデータ³⁶⁾を点線で示している。図より気相単相流において得られた流速分布はこのLauferのデータに良い一致を示しており、本実験では精度よく時間平均流速分布を測定できることが確認できる。

図4.4、図4.5に、気相見かけ流速 j_G をほぼ一定とし液相見かけ流速 j_L を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の時間平均流速分布を示す。これらより、 j_G が一定の場合、 j_L の増加とともに管中心軸付近の時間平均流速が増加し、流速分布は先端の尖った分布となることがわかる。

図4.6、図4.7に、 j_L を一定とし j_G を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の時間平

均流速分布を示す。これらより、 j_L が一定の場合、 j_G の減少とともに管中心軸付近の時間平均流速が増加し、流速分布は先端の尖った分布となることがわかる。

また、環状流で測定を行った実験条件における、気相流量に対する液相流量の割合 (j_L/j_G) を表4.1に示す。

表4.1 環状流における気相流量に対する液相流量の割合

j_L m/s	j_G m/s		
	0.0075	15.525	20.761
	0.0483	0.0361	0.0284
0.0100	15.549	20.882	26.552
	0.0788	0.0479	0.0377
0.0125	15.868	21.047	26.885
	×	0.0594	0.0465

図4.8および図4.9に、それぞれ気液流量比 (j_L/j_G) が約0.037 および0.048 付近でほぼ一定とし j_G 、 j_L を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の時間平均流速分布を示す。これらより、気相流量と液相流量の比が等しい場合、全体流量が小さいほど管中心軸付近の時間平均流速が増加し、流速分布は先端の尖った分布となることがわかる。これは、一つの気液流量比に対して、定まった流速分布の形態が存在しないことを示している。

以上より、環状流においては気相单相流の場合と比較して、一般に中心軸付近の時間平均流速が増加し、流速分布は先端の尖った分布となる。その増加の割合は、前述のように全体流量、気相流量、液相流量それぞれに依存して変化する。図4.3において $j_G = 15.5$ m/sの場合は、特に先端の尖った流速分布になっている。これは他の条件下ではリップル領域であるのに対し、この場合は気相流速の減少に伴い液膜厚さが増加し、擾乱波が発生し擾乱波領域に移行するためであると考えられる。この j_G が比較的小さい擾乱波領域ではリップル領域と異なり、液相流量の変化に対して時間平均流速の増加の割合がほとんど変わらない傾向がある。

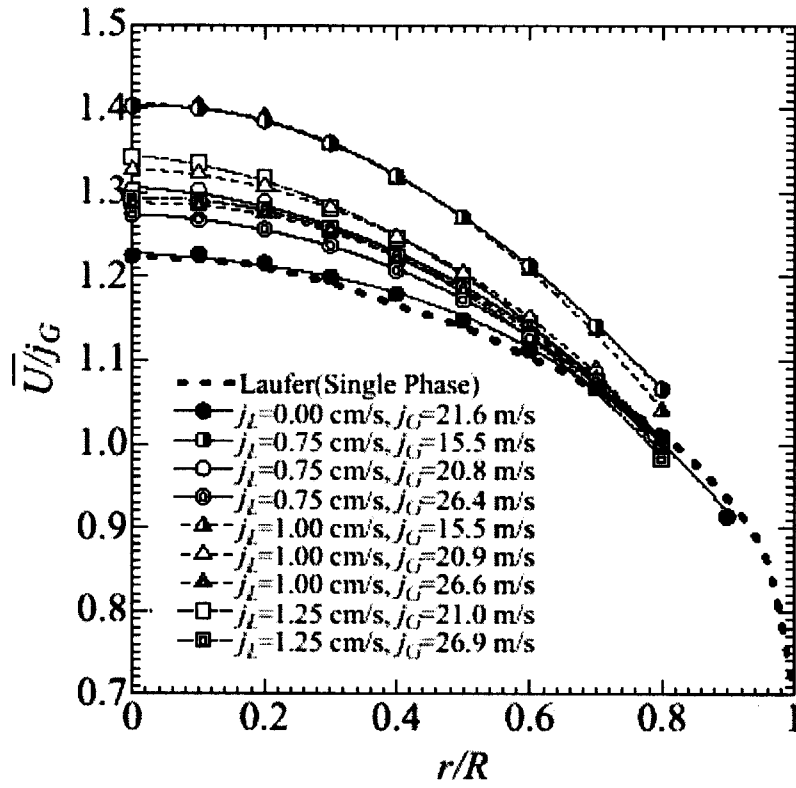


図4.3 時間平均流速分布

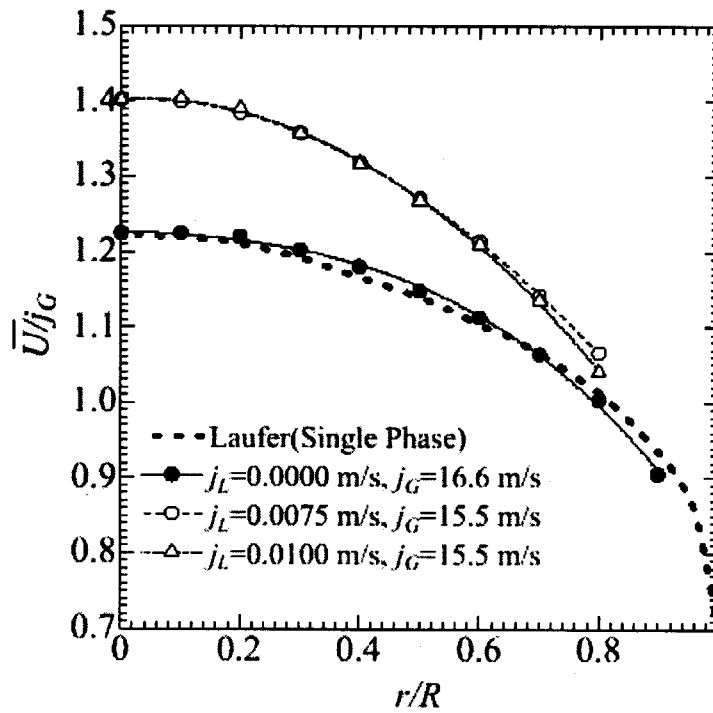


図4.4 時間平均流速分布 ($j_G = 15.9$ m/s)

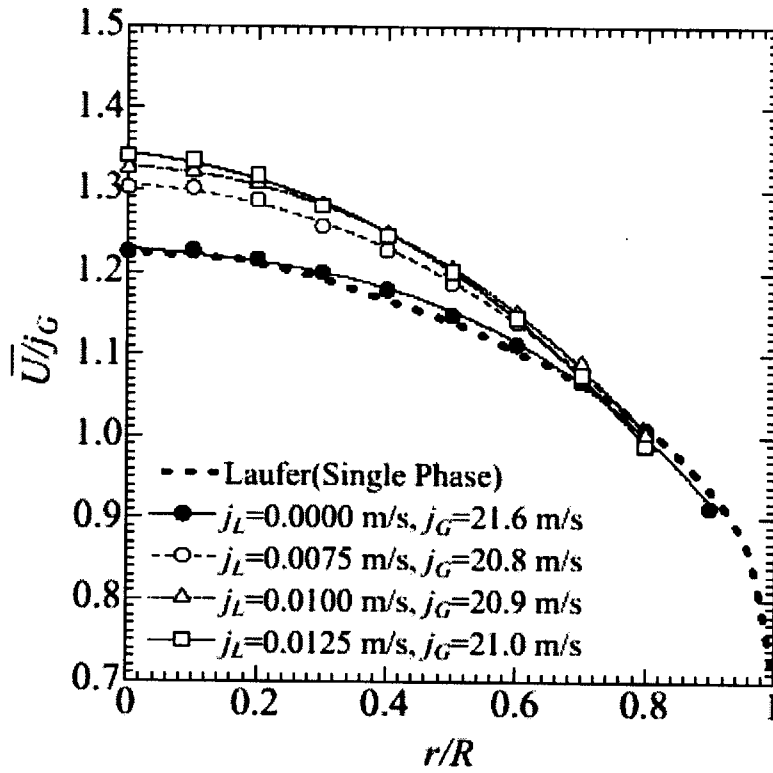


図4.5 時間平均流速分布 ($j_g = 21.1 \text{ m/s}$)

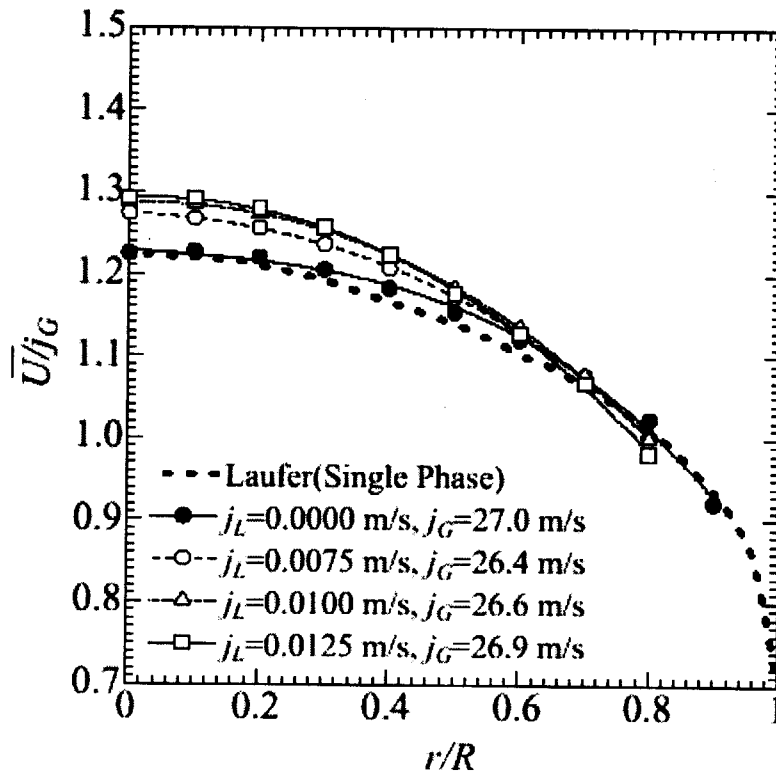


図4.6 時間平均流速分布 ($j_g = 26.7 \text{ m/s}$)

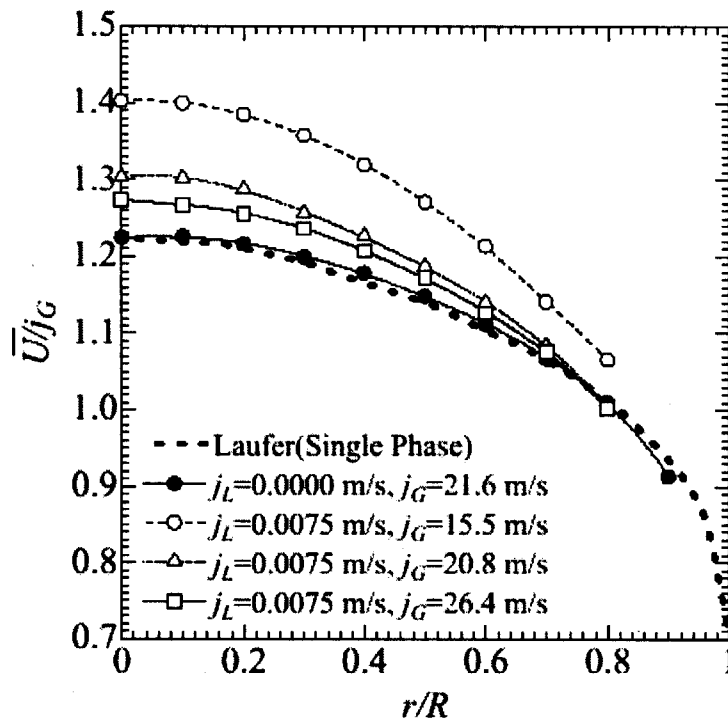


図4.7 時間平均流速分布 ($j_L = 0.0075$ m/s)

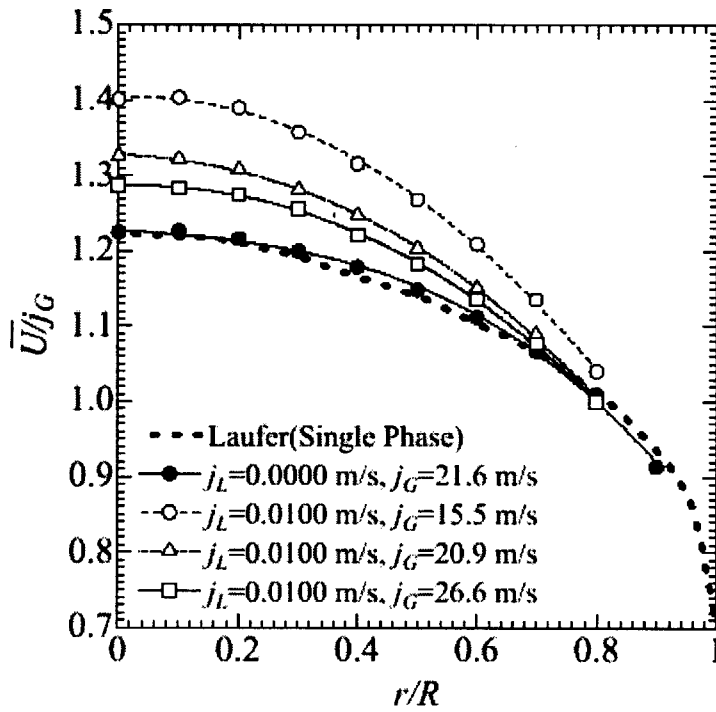


図4.8 時間平均流速分布 ($j_L = 0.010$ m/s)

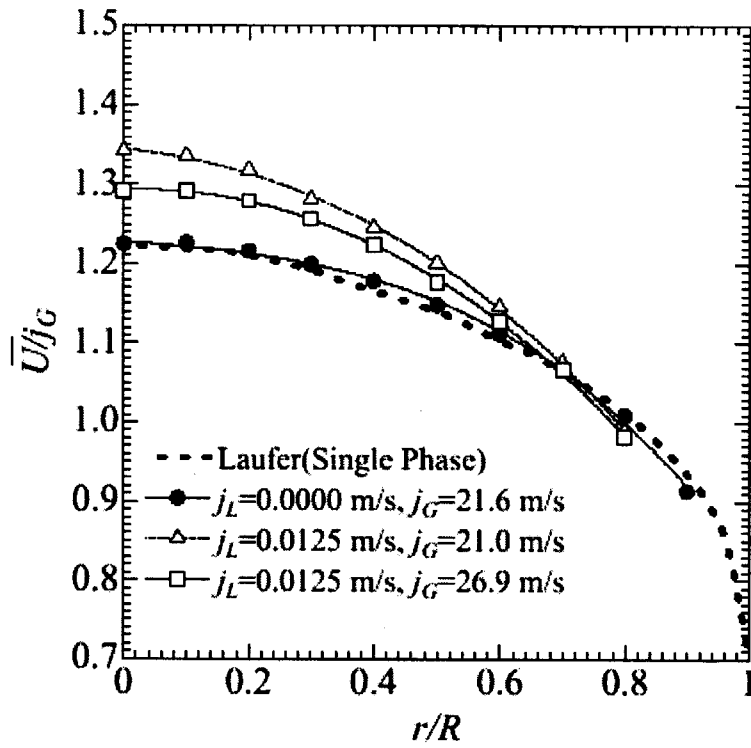


図4.9 時間平均流速分布 ($j_L = 0.0125 \text{ m/s}$)

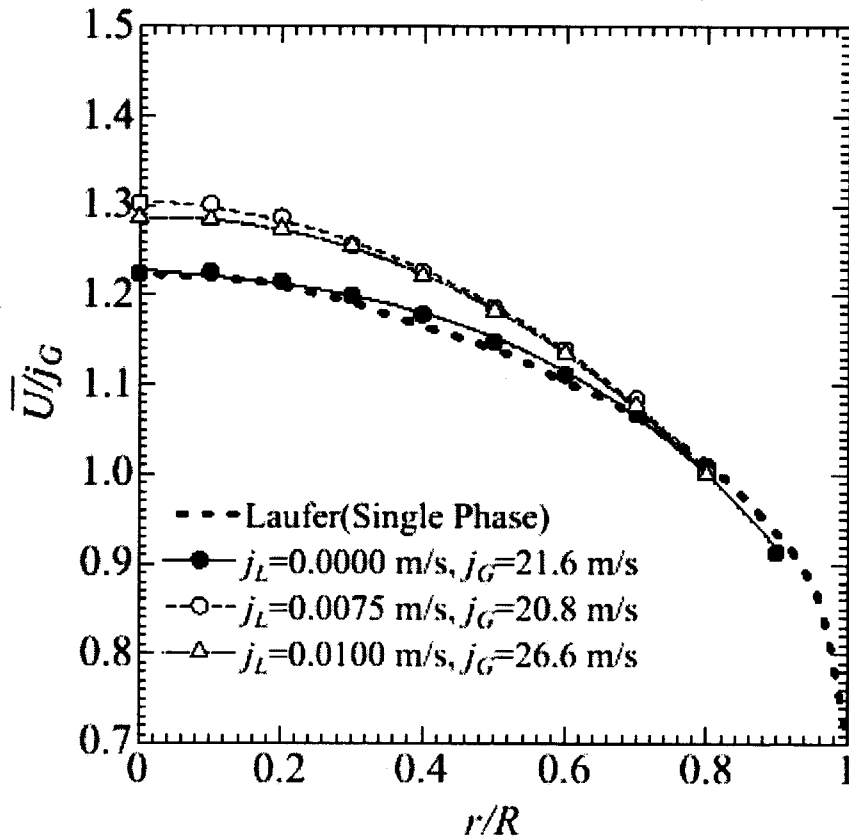


図4.10 時間平均流速分布 ($j_L / j_G = 0.037$)

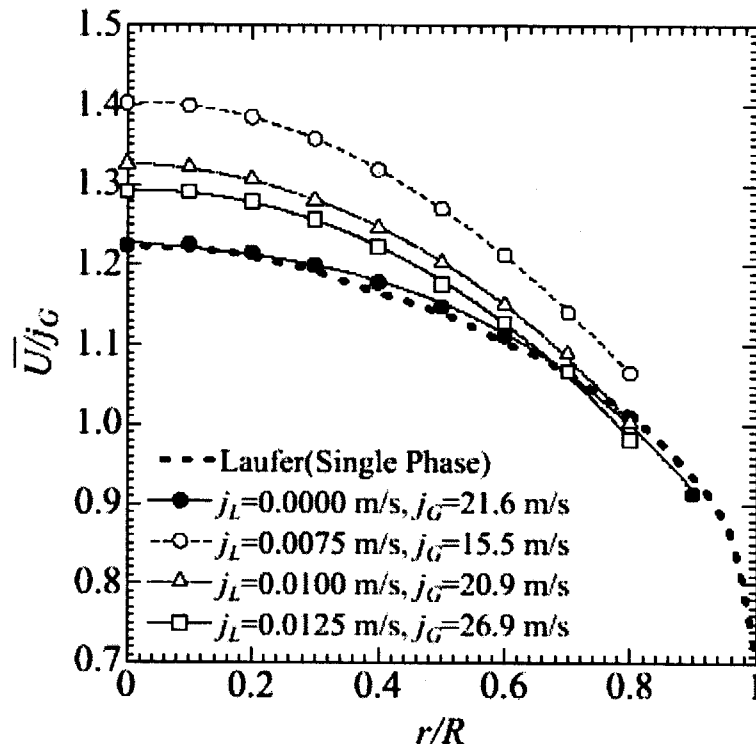


図4.11 時間平均流速分布 ($j_L / j_G = 0.048$)

4.3.3 乱流速度分布

気相单相流および環状流の気相乱流場における管半径方向の乱流速度分布を図4.12に示す。縦軸には乱流速度 \bar{u}' を気相の見かけ流速 j_G で除して無次元化したものを表している。図中の●は気相单相流における実験結果である。比較のために、Lauferによるデータ¹⁾を点線で示している。図より気相单相流において得られた乱流速度分布は、半径方向位置 $r/R > 0.7$ の範囲を除いてこのLauferのデータに良い一致を示す。 $r/R > 0.7$ の管壁近傍では乱流速度は実際のものより小さく出力される傾向があるが、管壁近傍を除けば精度よく乱流速度分布を測定できることが確認できる。

図4.13から図4.15に、 j_G をほぼ一定とし j_L を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の乱流速度分布を示す。これらより、 j_G が一定の場合、 j_L の増加とともに乱流強度は増加することがわかる。

図4.16から図4.18に、 j_L を一定とし j_G を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の乱流速度分布を示す。これらより、 j_L が一定の場合、 j_G の減少とともに乱流速度は増加することがわかる。

図4.19から図4.20に、気液流量比(j_L / j_G)をほぼ一定とし液相流速 j_L を変化させた場合の、環状流における気相乱流場の乱流速度分布を示す。これらは、一つの気液流量比に対して、定まった乱流速度分布が存在しないことを示している。

以上より、環状流においては気相单相流の場合と比較して、管断面全域に渡って乱流速度が増加

する。図4.12と表4.1より、その増加量は気相流量に対する液相流量の割合の増加とともに大きくなることわかる。このことはリップル領域、擾乱波領域のどちらにもいえることである。

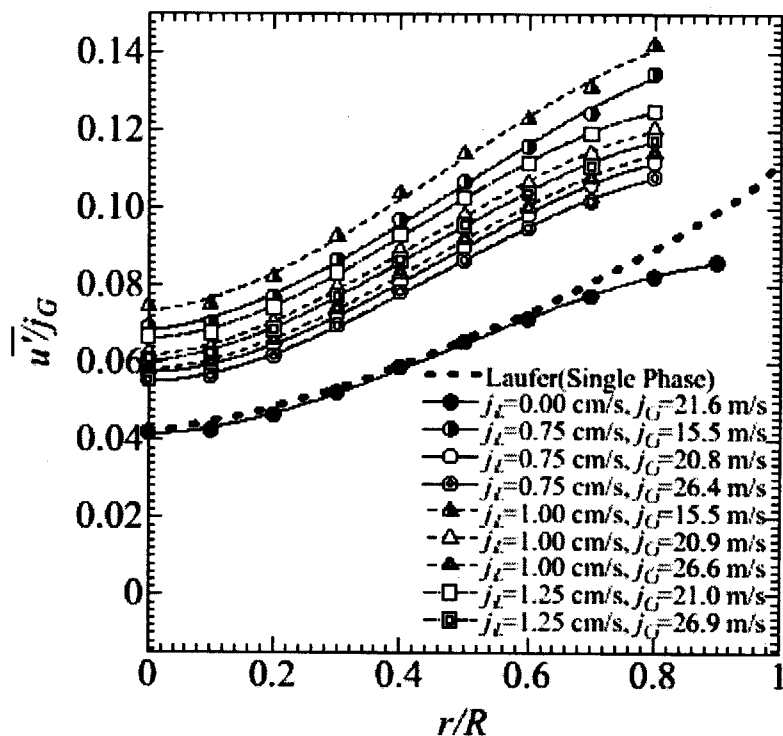


図4.12 乱流速度分布

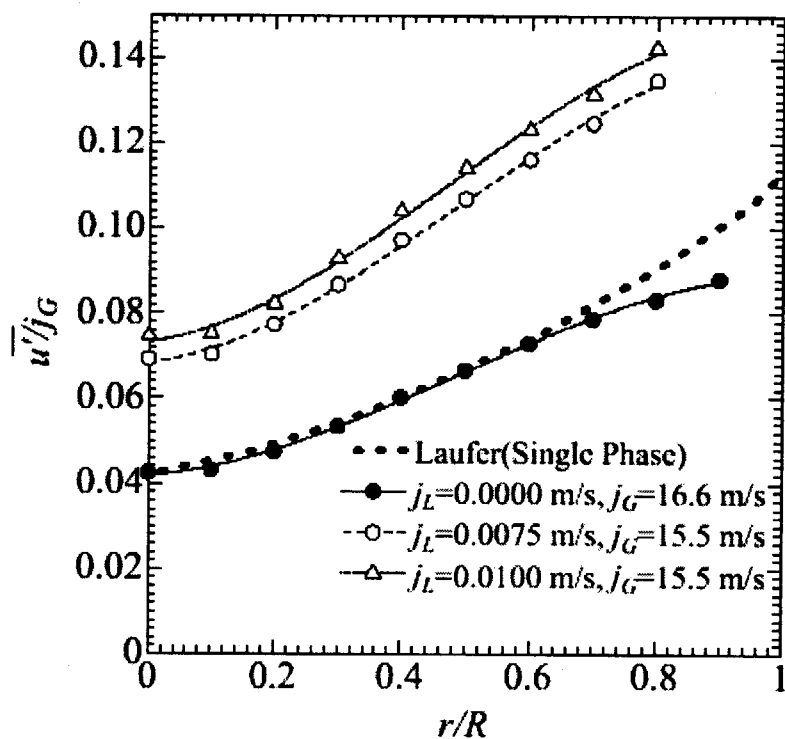


図4.13 乱流速度分布 ($j_G=15.9$ m/s)

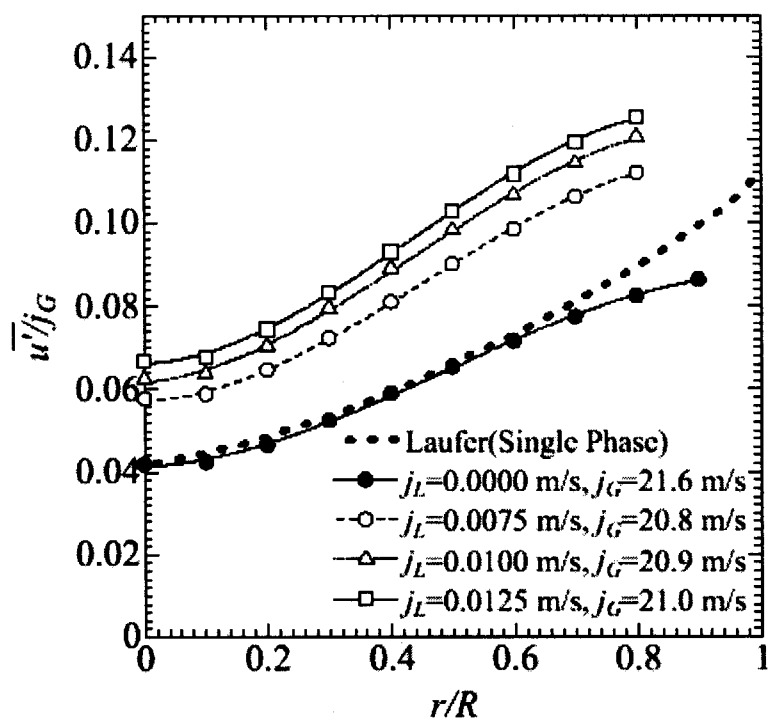


图4.14 乱流速度分布 ($j_c=21.1$ m/s)

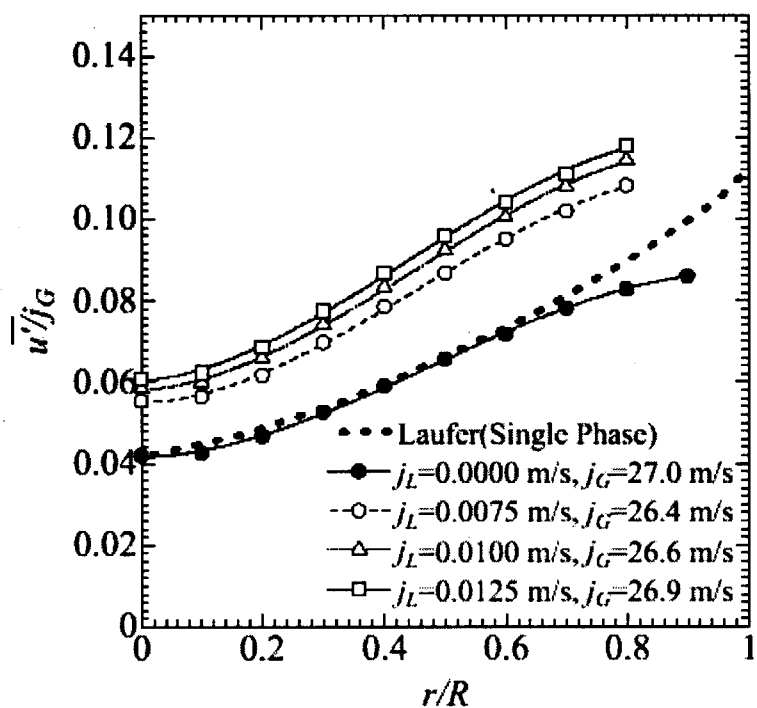


图4.15 乱流速度分布 ($j_c=26.7$ m/s)

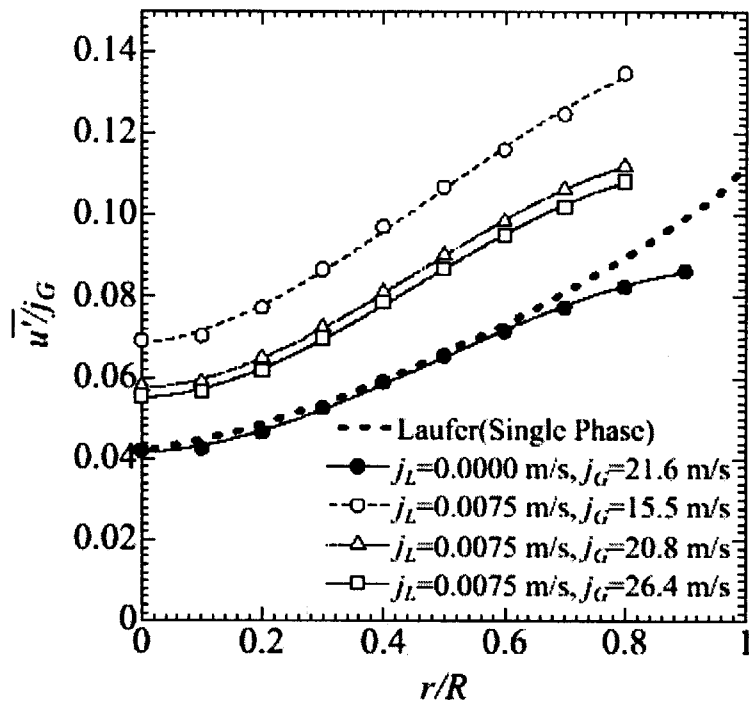


图4.16 乱流速度分布 ($j_L = 0.0075$ m/s)

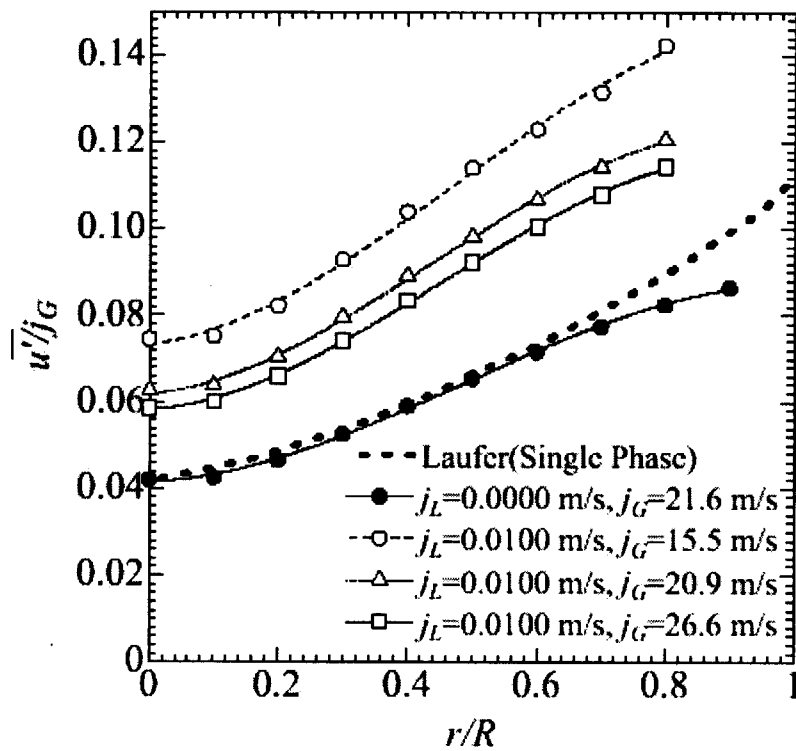


图4.17 乱流速度分布 ($j_L = 0.0100$ m/s)

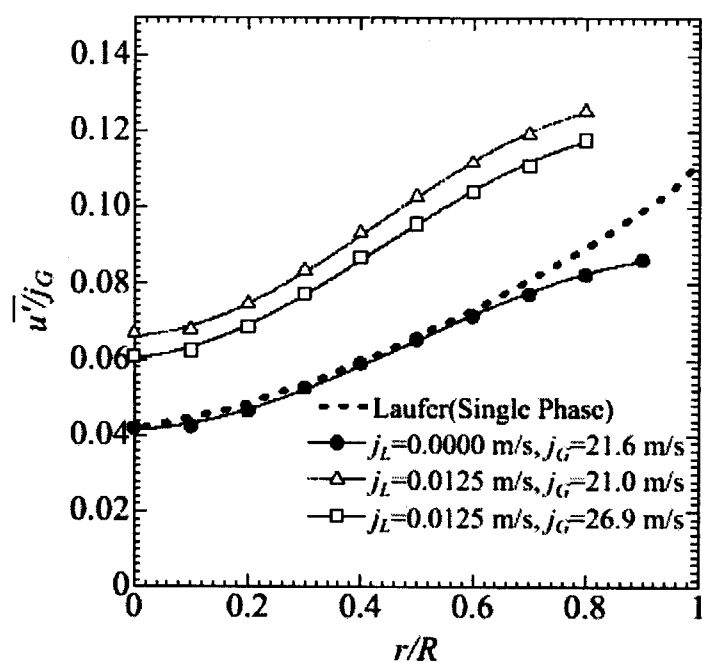


图4.18 乱流速度分布 ($j_L = 0.0125$ m/s)

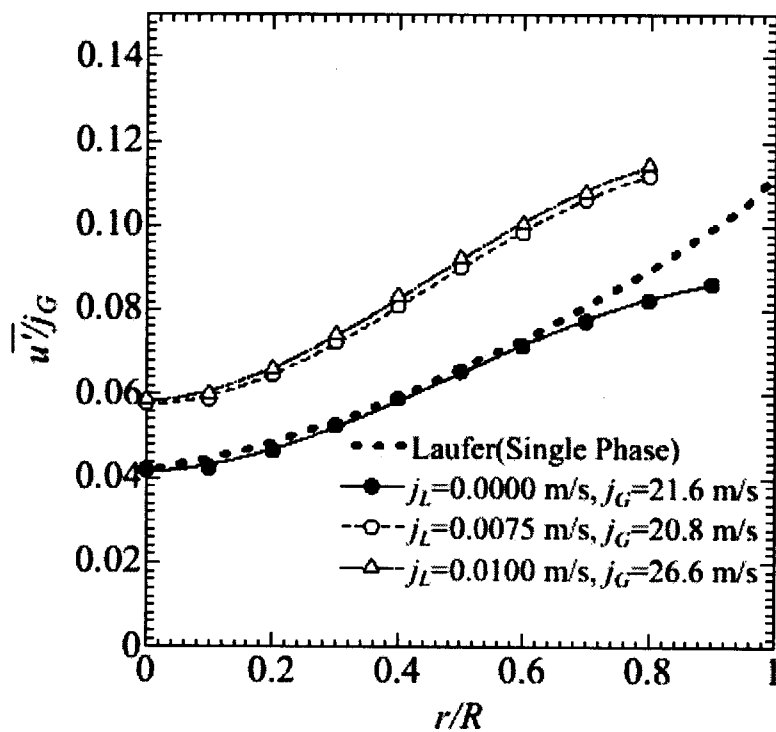


图4.19 乱流速度分布 ($j_L/j_G = 0.037$)

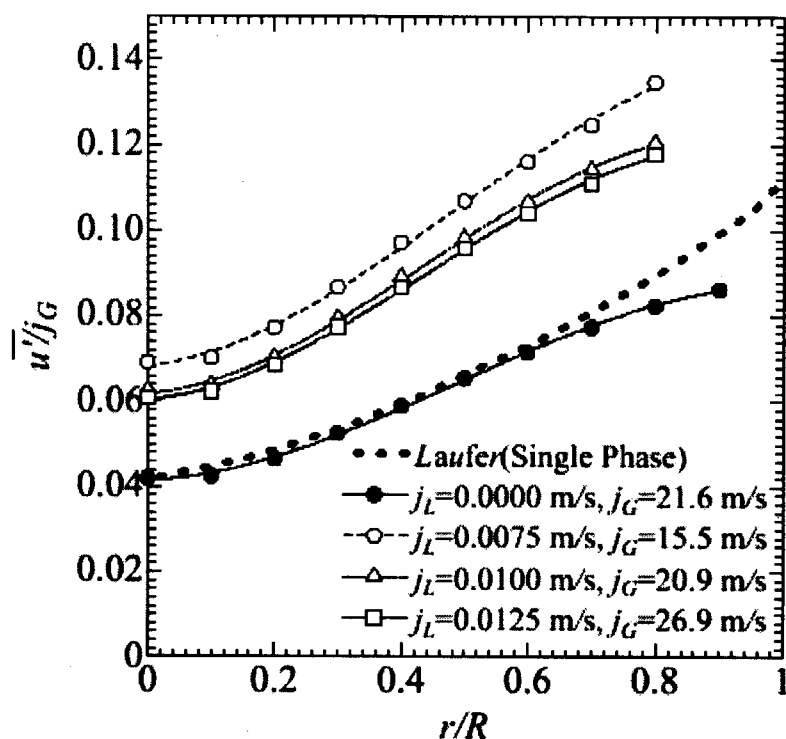


図4.20 乱流速度分布 ($j_L/j_G = 0.048$)

4.3.4 圧力損失に対する影響

図4.21に、気相单相流および環状流または環状噴霧流について、気相および液相のみかけ速度 j_G 、 j_L を変化させた場合の、単位長さあたりの圧力損失の実験結果を示す。図中黒丸点は気相单相流について、また白の点は環状流または環状噴霧流において液相みかけ流速 j_L を 0.25 ~ 5.0 cm/s の5種類に変化させた場合の測定結果である。また单相流についての圧力損失の経験式として、Blasiusの平滑面の管摩擦の式を破線に示す。図より、気相单相流の場合の圧力損失は、気相流速の増加とともに大きくなる。またBlasiusの式とほぼ完全に一致している。このことは本実験で用いた供試験の内面が平滑面であることの裏付けであると考えられる。また環状流および環状噴霧流の場合、気相单相流の場合よりも圧力損失は大きくなる。また気相および液相のみかけ流速の増加とともに圧力損失は大きくなるのがわかる。

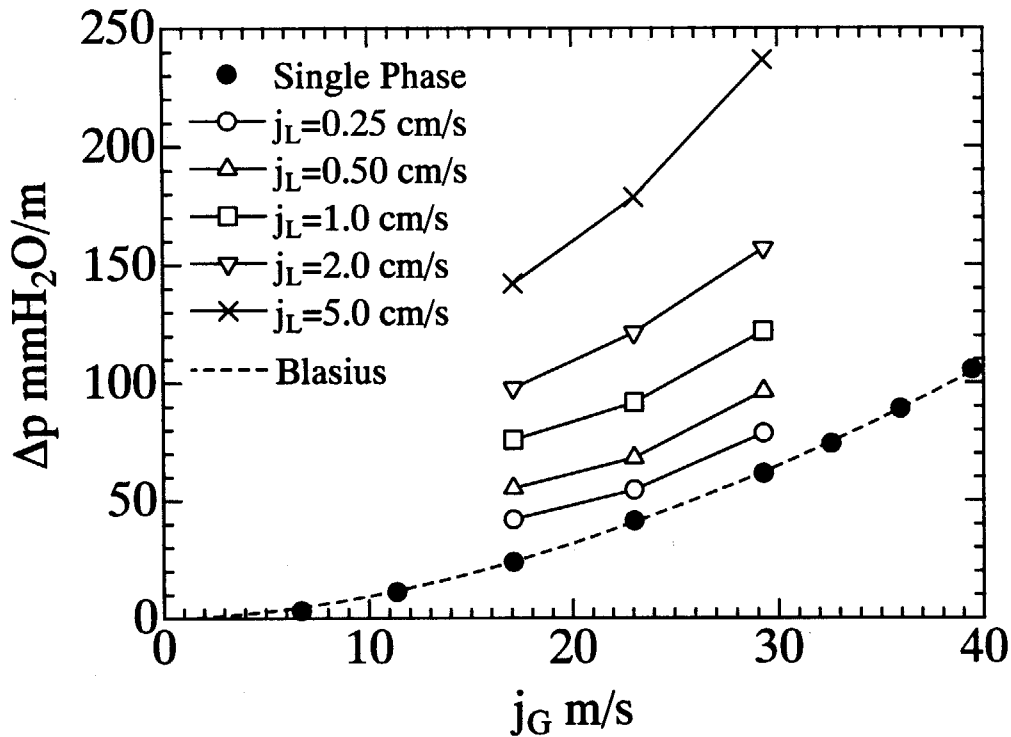


図4.21 環状流における圧力損失

5. 結言

以上、平成10年度から平成12年度までに行ったシビアアクシデントの伝熱流動現象の素過程に関する研究—微細液滴流の挙動—についての研究成果について報告した。

まず、第2章においては微細液滴挙動のシミュレーションプログラムについては、液滴のラグランジュシミュレーションによる解析プログラムを開発した結果について報告した。

乱流中での液滴挙動計算手法として従来から広く用いられている Eddy interaction model に近年 Graham らが提案している渦寿命及び渦大きさに関する確率モデル及び他の改良モデルを取り入れることより精度の高い液滴挙動解析コードを開発した。また、この検証計算として、Ginsberg の行った液滴拡散実験を計算し定量的によく再現することを確認した。また、液滴の運動の初期に与えられる変動がその後の液滴拡散挙動に大きく影響する可能性があることが明確になった。このことは、液滴挙動を解析する場合、液滴の緩和時間に対して現象の時間スケールが小さい場合、その初期に与えられる速度変動に対して十分留意して解析を行う必要があることを示した。

また液滴伝達計算において重要となる液滴と気相の相互作用を考慮する Two-way coupling method の1つである PSI-Cell 法及び液滴の乱流エネルギー式、乱流消散式に対する生成項のモデル化などの解析手法を開発し Hagiwara の液滴伝達実験を対象とした検証解析により、乱流式に対して液滴の生成項を考慮すること、液滴伝達解析において適切な揚力モデルを用いること、さらに液滴径分布を考慮することが液滴伝達解析を行う場合、重要なモデルであることが明らかに

なった。

さらに噴霧流においてのみ行われてきた液滴挙動解析を環状噴霧流も扱うことができるように、流体解析における境界条件として擾乱波を考慮した液膜の取扱、液膜からの液滴発生と乱流拡散による液膜への液滴伝達、さらに液滴の発生と伝達を考慮した液膜流量計算を同時に評価する手法を開発した。また本手法の妥当性を確認するために Gill et al. の実験データを用いて検証解析を実施した。解析の結果、実験と計算の液滴流量の総量を合わせるために液滴発生率を調整するものの、液滴質量流束の径方向分布の傾向を再現することができ、本手法の基本的な妥当性と今後の可能性を確認することが出来た。

第3章では、このようにして開発した、微細液滴挙動解析プログラムを実際のシビアアクセシビリティ解析に適用できる、複雑な体系下での多次元解析手法を開発した。具体的には障害物を模擬した体系で環状噴霧流解析を行うため、液滴と障害物の相互作用モデルとして垂直方向と接線方向の反発係数を設定できる衝突モデルを想定した。そして、このモデルの検証計算として、Yano らが実施した環状噴霧流実験を解析することによって実験で得られた障害物下流における液膜流の増加を再現することができた。このことより本研究で開発した環状噴霧流解析モデルにより障害物を考慮した解析が可能であることを示した。

第4章では、環状噴霧流の微細液滴挙動解析に重要となる、液膜流の気相乱流構造への影響について、詳細な実験を行った結果について報告した。

環状流の場合、気相单相流と比較すると管中心軸付近の時間平均流速が増加し、時間平均流速分布は先端の尖った形となる。また管軸方向の乱流変動速度は管断面全域にわたり大きくなる。また気相单相流との比較における管中心軸付近の時間平均流速の増加の割合は全体流量、気相流量、液相流量それぞれに依存して変化する。増加の割合は気相流量が一定の場合、液相流量の増加とともに大きくなり、液相流量が一定の場合、気相流量の減少とともに大きくなる。また気相流量と液相流量の比が一定の場合、全体流量が小さいほど大きくなること、気相流量に対する液相流量の割合の増加とともに大きくなる事が明らかとなった。

参考文献

- 1) Sugawara, S., Analytical Prediction of CHF by FIDAS Code Based on Three-Fluid and Film-Dryout Model, J.Nucl.Sci.Tech., 27 (1990), 12-29.
- 2) 片岡勲, 富山明男, 松浦敬三, 坂口忠司, 菅原悟, 三流体モデルに基づく環状噴霧流の予測手法に関する研究 (第三報 液滴付着率の構成方程式の検討), 混相流, 10 巻, 2 号(1996), 171-183.
- 3) 明賢國, 笠木伸英, $k-\epsilon$ 乱流モデルに対する新たな提案とその評価 (第1報, モデルの開発), 日本機械学会論文集 (B編), 54 507(1988), 3003-3009.
- 4) 明賢國, 笠木伸英, $k-\epsilon$ 乱流モデルに対する新たな提案とその評価 (第2報, モデルの評価), 日本機械学会論文集 (B編), 54 508(1988), 3512-3520.
- 5) Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corp., Washington, D.C. (1980)
- 6) Crowe, C.T., Sharma, M.P. and Stock, D.E., The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for

- Gas-Droplet Flows, *J. Fluids Engng.* (1977), 325-332.
- 7) Chen, C.P. and Wood, P.E., Turbulence Closure Modeling of Two-phase Flows, *Chem. Eng. Commun.*, 29(1984), 291-310.
 - 8) Tu, J.Y. and Fletcher, C.A.J., An Improved Model for Particulate Turbulence Modulation in Confined Two-phase Flows, *Int. communications in Heat and Mass Transfer*, 21 6 (1994), 775-783.
 - 9) 柳井 誠, 管路流沸騰熱伝達に関する研究, 京都大学学位論文 (1971).
 - 10) Kataoka, I. and Ishii, M., Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-phase Flow, ANL-82-44 (1982).
 - 11) Ishii, M. and Mishima, K., Correlation for Liquid Entrainment in Annular Two-phase Flow of Low Viscous Fluid, ANL/RAS/LWR 81-2, (1981).
 - 12) Ishii, M. and Chawla, T. C., Local Drag Laws in Dispersed Two-phase Flow, NUREG/CR-1230 ANL-79-105, (1979).
 - 13) SAFFMAN, P.G., The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, 22 (1965), 385-400.
 - 14) Mei, R., An approximate expression for the shear lift on a spherical particle at finite Reynolds number, *Int. J. Multiphase Flow*, 18 (1992), 145.
 - 15) Corrsin, S., Estimates of the Relations between Eulerian and Lagrangian Scales in Large Reynolds Number Turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 20, (1963), 115-119.
 - 16) Snyder, W.H. and Lumley, J.L., Some Measurements of Particle Velocity Autocorrelation Functions in a Turbulent Flow, *J. Fluid Mech.*, 48 (1971), 41-71.
 - 17) Wang, Lian-Ping and Stock, David E, STOCHASTIC TRAJECTORY MODELS FOR TURBULENT DIFFUSION: MONTE CARLO PROCESS VERSUS MARKOV CHAINS, *Atmos. Environ.* [0004-6981], 26A 9 (1992), 1599-1607.
 - 18) Graham, D I and James, P W, Turbulent Dispersion of Particles Using Eddy Interaction Models, *Int. J. Multiphase Flow*, 221 (1996), 157-175.
 - 19) Taylor, G.I., Diffusion by Continuous Movements, *Proceedings of the London Mathematical Society. Ser.2*, (1922), 196-212.
 - 20) Matida, E.A., 鳥居 薫, 西野 耕一, 気液混相乱流における管内壁への液滴伝達に関する研究, 第35回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 2 (1998), 495-496.
 - 21) Ginsberg, T., Droplet Transport in Turbulent Pipe Flow, ANL-7694 (1971).
 - 22) Hagiwara, Y., A Study on Flow Characteristics and Heat Transfer of Annular and Dispersed Two Component Two-phase Flows, Ph.D Thesis, Kyoto Univ. (1982).
 - 23) 抜山 四郎, 棚澤 泰, 液体微粒化の実験, *日本機械学会論文集*, 5 (1939), 63-75.
 - 24) Gill, L.E., Hewitt, G.F. and Lacey, P.M.C., Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-phase Flow, Part II, Studies of the effect of phase flow rates on phase and velocity distribution, AERE-R3955, (1963).
 - 25) Tatterson, D.F., Dallman, J.C. and Hanratty, T.J., Drop Sizes in Annular Gas-Liquid Flows, *AIChE Journal*, 231(1976), 68-76.
 - 26) 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 (B*

- 編, 45 389 (1979) 127-135.
- 27) Paleev, I.I., and Filippovich, B.S., Phenomena of Liquid Transfer in Two-phase Dispersed Annular Flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9 (1996), 1089-1093.
- 28) Jones, W.P. and Launder, B.E., The Prediction of Laminarization with a Two-equation Model of Turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 301-304.
- 29) Hewitt, G.F. and Hall-Taylor, N.S., *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon Press, Oxford (1970).
- 30) Yano, T., et al., Annular Two-Phase Flow Characteristics in Circular Tube-Spacer Effect on Entrainment and Deposition Mechanism, *Proc. 2nd Int. Conf. Multiphase Flow '95 Kyoto (1995)*, IP2-19.
- 31) Kataoka, I., Ishii, M. and Mishima, K., Generation and Size Distribution of Droplet in Annular Two-Phase Flow, *Transactions of the ASME*, 105 (1983), 230-238.
- 32) Saffman, P.G., The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, 22 (1965), 385-400.
- 33) Mei, R., An Approximate Expression for the Shear Lift on a Spherical Particle at Finite Reynolds Number, *Int. J. Multiphase Flow*, 18 (1992), 145.
- 34) Tu, J.Y. and Fletcher, C.A.J., An Improved Model for Particulate Turbulence Modulation in Confined Two-phase Flows, *Int. communications in Heat and Mass Transfer*, 21 6 (1994), 775-783.
- 35) Noriyasu, K., Kumagai, K., Tsuji, Y., Kunugi, T. and Serizawa, A., Hydrodynamic Structure of Liquid Film in a Simulated BWR Fuel Assembly, *Second Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulic and Safety Fukuoka, Japan, (2000)*, 726-732.
- 36) Laufer, J., "The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow," *NACA Report, 1174*, (1954).

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光強度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガロン	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s(N·s/m²)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁵	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ⁻¹⁹	1.63377×10 ⁻²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻²⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

シビアアクシデントの伝熱流動現象における素過程に関する研究 — 微細液滴流の挙動 — (原子力基礎研究 H10-0277) (委託研究)

R100

古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています