



Title	気液二相流の界面構造と波脈に関する研究
Author(s)	森, 幸治
Citation	大阪大学, 1996, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3119675
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

気液二相流の界面構造と 波脈に関する研究

1 9 9 6 年 9 月

森 幸治

目次

記号

1. 緒論	1
1.1 背景	1
1.2 これまでの研究	2
1.3 本研究の目的	5
1.4 本論文の構成	6
参考文献	9
2. 気液の時空間相分布に関する測定技術及び本研究への適用	13
2.1 緒言	13
2.2 流路の横断面内における気液相分布の測定技術	15
2.3 流路に沿う液体ホールドアップの時空間分布の測定技術	16
2.4 上昇及び下降気液二相流の相分布測定装置と実験方法	21
2.5 まとめ	23
参考文献	24
3. 垂直上昇流における気液界面構造	25
3.1 緒言	25
3.2 気液界面のプロフィルにみられる特徴	26
3.3 プラグ流の界面構造	30
3.3.1 プロフィルにみられる特徴	30
3.3.2 隆起頭ゾーンの長さ	33
3.3.3 後流ゾーンの長さ	34

3.3.4	液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布	37
3.3.5	液体スラグの平均ボイド率	40
3.4	団塊波流の界面構造	41
3.5	気体及び液体流速が大きい条件における界面構造	45
3.6	結論	47
	参考文献	48
4.	垂直下昇流における気液界面構造	51
4.1	緒言	51
4.2	気液界面のプロフィルにみられる特徴	52
4.3	プラグ流の界面構造	58
4.3.1	液体スラグ内の液体に対する気体スラグの相対速度	58
4.3.2	低スリップ速度領域における気液界面構造	62
4.3.3	高スリップ速度領域における気液界面構造	66
4.4	プラグ流の流動パラメータ	66
4.4.1	隆起頭ゾーンと後流ゾーンの長さ	66
4.4.2	気体スラグの速度	70
4.4.3	液体スラグの平均ボイド率	73
4.4.4	液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布	76
4.5	フォーム流の界面構造	77
4.5.1	プロフィルにみられる特徴	77
4.5.2	流動パラメータにみられる特徴	80
4.6	結論	83
	参考文献	84
5.	液体塊の時空間挙動	85
5.1	緒言	85
5.2	液体塊の時空間挙動の表示方法	86
5.3	垂直上昇流における液体塊の時空間挙動	87
5.3.1	波の時空間様態図にみられる特徴	87

5.3.2	団塊波の特徴	91
5.4	垂直下降流における液体塊の時空間挙動	93
5.4.1	波の時空間様態図にみられる特徴	93
5.4.2	団塊波の特徴	94
5.5	結論	97
	参考文献	98
6.	主波脈の抽出方法	99
6.1	緒言	99
6.2	主波脈の抽出方法	100
6.2.1	液体塊の存在領域の抽出方法	100
6.2.2	支波脈の除去方法	101
6.2.3	隣接する複数の主波脈の分離方法	107
6.3	主波脈の分析方法	109
6.3.1	液体スラグと波の判別方法	109
6.3.2	主波脈の速度、波幅及び最大ホールドアップの 算出方法	112
6.4	結論	112
	参考文献	112
7.	垂直上昇流における波脈分析	113
7.1	緒言	113
7.2	主波脈の分析結果	114
7.2.1	速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみら れる特徴	114
7.2.2	最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴	118
7.3	K平均法による団塊波とじょう乱波の判別方法	120
7.4	判別結果	121
7.4.1	判別結果の評価	124
7.4.2	速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみら	

れる特徴	125
7.4.3 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴	126
7.5 液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現頻度と出現領域	127
7.5.1 液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現頻度	127
7.5.2 液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現領域 と流動様式	129
7.6 団塊波の特徴	131
7.6.1 最大ホールドアップの平均値	131
7.6.2 波幅の平均値	132
7.6.3 速度の平均値	134
7.7 最大ホールドアップ，波幅及び速度における液体スラグ， 団塊波及びじょう乱波の比較	134
7.7.1 最大ホールドアップ，波幅及び速度の平均値	134
7.7.2 最大ホールドアップ，波幅及び速度の標準偏差	135
7.8 結論	140
参考文献	141
8. 垂直下降流における波脈分析	143
8.1 緒言	143
8.2 主波脈の分析結果	144
8.2.1 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられ る特徴	144
8.2.2 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴	145
8.3 K平均法による団塊波とじょう乱波の判別	149
8.3.1 判別結果の評価	149
8.3.2 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられ る特徴	153
8.3.3 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴	154
8.4 液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現頻度と出現領域	154
8.4.1 液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現頻度	154

8.4.2	液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現領域 と流動様式	156
8.5	団塊波の特徴	158
8.5.1	最大ホールドアップの平均値	158
8.5.2	波幅の平均値	159
8.5.3	速度の平均値	161
8.6	じょう乱波の特徴	161
8.6.1	最大ホールドアップの平均値	161
8.6.2	波幅の平均値	162
8.6.3	速度の平均値	164
8.7	最大ホールドアップ，波幅及び速度における液体スラグ， 団塊波及びじょう乱波の比較	164
8.7.1	最大ホールドアップ，波幅及び速度の平均値	164
8.7.2	最大ホールドアップ，波幅及び速度の標準偏差	165
8.8	上昇流と下降流の比較	171
8.8.1	流動様式	171
8.8.2	出現頻度	172
8.8.3	最大ホールドアップ，波幅及び速度の平均値	173
8.8.4	最大ホールドアップ，波幅及び速度の標準偏差	173
8.8	結論	176
	参考文献	177
9.	結論	179
	参考文献	183

謝辞

記号

A	: テストセクションの断面積 m^2 , 環状流
A_m	: モニタ部における管の断面積 m^2
B	: 気泡流
BU	: 砲弾形分布
C	: ホールドアップのプロープ係数
D	: 管の直径 m, mm , じょう乱波
E	: ホールドアップセンサの出力電圧 V
E_m	: モニタ部のホールドアップセンサの出力電圧 V
F	: フォーム流
g	: 重力加速度 m/s^2
H	: 団塊波, 団塊波流
i	: テストセクション内の液体を流れる電流 A
i_0	: 抵抗を流れる電流 A
i_m	: モニタ部の液体を流れる電流 A
j_g	: みかけの空気流速 m/s
j_l	: みかけの水流速 m/s
L_{sw}	: 隆起頭ゾーンの長さ m, mm
L_{wk}	: 後流ゾーンの長さ m, mm
l	: 電極間隔 m, mm
l_m	: モニタ用ホールドアップセンサの電極間隔 m, mm
MV	: 主波脈
N_D	: じょう乱波の出現頻度 Hz
N_H	: 団塊波の出現頻度 Hz
N_S	: 液体スラグの出現頻度 Hz
P	: 圧力 Pa , プラグ流
P_{BU}	: 砲弾形分布が最も多く出現する領域
P_{SA}	: くら形分布が最も多く出現する領域
P_{TR}	: 台形分布が最も多く出現する領域

R	: 抵抗 Ω
R_f	: テストセクション内の液体の抵抗 Ω
S	: 液体スラグ
SA	: くら形分布
SV	: 支波脈
TR	: 台形分布
u	: 速度 m/s
u_D	: 個々のじょう乱波の速度 m/s
$\bar{u}_D$	: じょう乱波の速度の算術平均値 m/s
u_g	: 気体の速度 ($=j_g/\bar{\alpha}$) m/s
u_{gf}	: 気体スラグ周辺の液膜の速度 m/s
u_{gs}	: 個々の気体スラグの速度 m/s
$\bar{u}_{gs}$	: 気体スラグの速度の算術平均値 m/s
u_H	: 個々の団塊波の速度 m/s
$\bar{u}_H$	: 団塊波の速度の算術平均値 m/s
u_L	: 液体塊の速度 m/s
$\hat{u}_l$	: 空間平均の液相の速度 ($=j_l/(1-\hat{\alpha})$) m/s
u_{ls}	: 液体スラグ内の液体の断面平均速度 m/s
u_S	: 個々の液体スラグの速度 m/s
$\bar{u}_S$	: 液体スラグの速度の算術平均値 m/s
α	: ボイド率
$\bar{\alpha}$	: 時間平均のボイド率
α_{ls}	: 個々の液体スラグの平均ボイド率
$\bar{\alpha}_{ls}$	: 液体スラグの平均ボイド率の算術平均値
α_{ls}^*	: 液体スラグにおける局所のボイド率
$\hat{\alpha}$	: 空間平均のボイド率
Γ	: 修正係数
γ	: 液体の非抵抗 $\Omega \cdot m$
ζ	: 気体スラグ先端からの距離 m, mm
η	: 液体ホールドアップ
$\bar{\eta}$	: 液体ホールドアップの時間平均値
η_{max}	: 液体塊の最大ホールドアップ
η_{Dmax}	: じょう乱波の最大ホールドアップ
$\bar{\eta}_{Dmax}$	: じょう乱波の最大ホールドアップの算術平均値
η_{gf}	: 気体スラグ周辺の液膜のホールドアップ
η_{Hmax}	: 団塊波の最大ホールドアップ

$\bar{\eta}_{Hmax}$	: 団塊波の最大ホールドアップの算術平均値
λ	: 波幅 m,mm
λ_D	: 個々のじょう乱波の波幅 m,mm
$\bar{\lambda}_D$	: じょう乱波の波幅の算術平均値 m,mm
λ_H	: 個々の団塊波の波幅 m,mm
$\bar{\lambda}_H$	: 団塊波の波幅の算術平均値 m,mm
λ_S	: 個々の液体スラグの波幅 m,mm
$\bar{\lambda}_S$	: 液体スラグの波幅の算術平均値 m,mm
ρ_l	: 液体の密度 kg/m ³
σ_{uD}	: じょう乱波の速度の標準偏差 m/s
σ_{uH}	: 団塊波の速度の標準偏差 m/s
σ_{uS}	: 液体スラグの速度の標準偏差 m/s
$\sigma_{\eta Dmax}$	: じょう乱波の最大ホールドアップの標準偏差
$\sigma_{\eta Hmax}$	: 団塊波の最大ホールドアップの標準偏差
$\sigma_{\lambda D}$	: じょう乱波の波幅の標準偏差 m, mm
$\sigma_{\lambda H}$	: 団塊波の波幅の標準偏差 m, mm
$\sigma_{\lambda S}$	: 液体スラグの波幅の標準偏差 m, mm
τ	: 液体塊がテストセクションを通過するのに要する時間 s

第1章

緒論

1.1 背景

気液二相流は気体と液体という異なった種類の流体が同一流路内を流動するものであり、気液界面が存在するという点において、単相流とは決定的に異なる流動である。

気液二相流は各種ボイラ、原子力発電プラント、地熱発電生産井、化学プラントにおける気液反応装置等の大規模なプロセスから、吸収式冷温水機、圧縮式空調機等の小規模な設備に至るまで幅広く出現する流動であるが、これらの多くは、気液界面において熱あるいは物質移動を伴うものである。従って、気液二相流における気液界面構造を明らかにすることは、これらの設備の安全性及び効率的な運転においてきわめて重要であるといえる。しかし、気液界面構造を的確に示した従来の知見は、その測定の困難さからごく限られた流動条件においてのみ存在する程度であり、未解明な点が多い。

また、気液界面構造は、通常、気体と液体の流量割合に応じて多様に変化する。このために、気液二相流は気液界面構造の相違をもって複数の流動様式に分類されてきた。主要な流動様式としては、気泡流、スラグ流、フロス流、団塊波流及び環状流であるが、スラグ流とフロス流において、液体スラグが主体をなす流動領域を総称してプラグ流と呼ぶことがある。これらの各流動様式の中で、団塊波流は世古口らの一連の研究によって、近年その存在が明らかにされた領域であるが、まだ不明な点が多く残されている。例えば団塊波流とプラグ流あるいは環状流の遷移境界においては、未だ明確にされていない。また、団塊波流

を特徴付けている団塊波の速度、波幅、波高といった波の特徴パラメータについてもほとんど明らかにされていないのが現状である。団塊波流における流動を明確にすることは、気液二相流の流動を理解する上で必要であるばかりでなく、団塊波流は多くの工業プロセスにおいて出現する流動であるため、工業的な観点からも重要である。

更に、気液二相流は気体と液体という異なる密度の流体が混合して流動する現象であるため、重力の影響、言い換えれば流動方向が気液二相流の流動に大きな影響を及ぼす。従って、気液二相流の流動を理解するためには、上昇流の他に下降流における知見が不可欠である。また、下降流は海水淡水化装置、LNGタンクへの液化天然ガスの搬送パイプライン、更には製鋼プロセス等において出現する流動であるため、下降流の流動を理解することはこれらのプロセスの設計あるいは運転においても重要である。しかし、下降流における従来の研究は、上昇流及び水平流と比較してきわめて少なく、ほとんど明らかにされていない。

本研究では、垂直上昇及び下降気液二相流の界面構造を明らかにし、更に団塊波流及び環状流に出現する液体塊が時空間面上に展開する軌跡に対して、“波脈”という新しい概念の分析対象を設定し、その分析手法を確立することによって液体塊の挙動を明らかにしようとするものである。

1.2 これまでの研究

本論文で扱う主要事項である気液界面構造、団塊波と団塊波流の特徴及び下降流に関するこれまでの研究について以下に述べる。

気液界面構造

気液界面構造を測定した研究としては、その測定手法から3種類に大別される。

最も多い方法は、スチル写真⁽¹⁾によって界面構造を測定したものである。また、中には不透明な流路内の界面構造を調査するために、放射線写真⁽²⁾を用いた測定も存在する。写真による方法は簡便であるが、管内壁面付近に多くの気泡が存在する場合には、管内部の界面構造を明確にとらえることができない欠点がある。

ある。実際の流動においては、このような様相を呈する場合が多く存在するため、写真による方法はきわめて限られた流動条件においてのみ有効である。

写真におけるこれらの問題を克服する測定方法として、X線あるいは γ 線によるCTスキャンがある。この方法を用いることによって、管断面内の気液相分布を詳細に測定することが可能になってきた。Narabayashiら⁽³⁾は、X線によるCTスキャンによって、気泡流、スラグ流及び環状流における界面構造の測定を行っている。しかし、測定周期が5msと大きく、高速で移動する液体塊（液体スラグ、団塊波、じょう乱波及び浮遊波を総称して液体塊と呼ぶ）の界面構造を詳細に測定できない問題がある。最近報告されたHoriら⁽⁴⁾の研究においても、測定周期は3.6msと大きく、気液二相流における界面構造の詳細な測定には現在のところ不十分である。

Sekoguchiら⁽⁵⁾は、管断面内に409点の点電極を有する超多点点電極センサを環状流領域に適用して時間と共に変化する界面構造を測定し、じょう乱波と浮遊波の3次元構造を明らかにしている。また、別の報告⁽⁶⁾では、このセンサを液体のみかけの流速が0.3m/sの条件に適用して、このセンサの信号から気液界面を決定し、団塊波流における界面構造について明らかにしている。この方法は測定周期が1msであり、CTスキャンと比較して高速であるが、それでもまだ高速で移動する液体塊の界面構造あるいは液体スラグ内の気泡の分布を測定する場合には、更に測定周期を短くする必要がある。

以上の研究状況から、気液界面のプロファイルが正しく認識可能な界面構造の測定は、比較的気液の流速が小さい場合に限定されており、幅広い気液の流量条件において、系統的に界面構造を明らかにしたものは見当たらない。

団塊波及び団塊波流

団塊波及び団塊波流に関する知見は、世古口らの一連の研究によって明らかにされてきた。これらをまとめると、以下の通りである。

先ず、流動方向に100mm隔てて設置した2個のホールドアップセンサの情報から液体塊の速度を算出した結果、フロス流と環状流の間の領域において、液体スラグよりは速度は小さいが、典型的な環状流のじょう乱波領域において求められたじょう乱波の速度をこの領域まで外挿した速度よりは大きい速度を有す

る液体スラグ相当の波が出現することが見いだされ、この波は団塊波と名付けられた⁽⁷⁾。

次に、気液の広い流量範囲において液体塊速度の平均値と標準偏差が調査され⁽⁸⁾、団塊波が出現し始める流量条件が示された。これに加えて典型的な団塊波流領域では速度の標準偏差が非常に大きいことが明らかにされた。

また、450mmの区間に12対のホールドアップセンサを取り付けて液体塊の挙動を調査し、団塊波の挙動を定常的挙動と過渡的挙動という観点から各一例を示して明らかにしている⁽⁹⁾。

更に、超多点電極センサを用いて団塊波流領域の一部の条件において団塊波の界面構造を明らかにすると共に、2325mmの区間に94対のホールドアップセンサを取り付けて団塊波流における液体塊の挙動の1例を示している⁽⁶⁾。ここで、団塊波は速度変動を伴って移動することが明らかにされている。また、この報告において、定量的に団塊波とじょう乱波を判別する試みとして、速度から両者の判別が行われた。すなわち、典型的な環状流のじょう乱波領域に出現するじょう乱波の速度と気体のみかけの速度 j_g の関係は、両対数グラフ上で直線的であることと、じょう乱波の速度の標準偏差は平均速度の20%以下であるという実験結果から、典型的な環状流のじょう乱波領域におけるじょう乱波の平均速度を外挿して、この領域以外の条件におけるじょう乱波の速度を推定し、この速度の±20%以内の速度を有するものをじょう乱波、これよりも大きい速度を有するものを団塊波と判別して、団塊波とじょう乱波の出現する流動領域を求めている。

以上が、団塊波及び団塊波流におけるこれまでの研究である。しかし、団塊波とじょう乱波の判別に関して、典型的な環状流のじょう乱波領域において求められたじょう乱波の速度を、環状流以外の領域まで外挿することが可能であるのか、また速度だけで団塊波とじょう乱波の判別を行うことが妥当であるかどうかについては問題が残されている。更に、上述したが団塊波の速度、波幅及び波高といった流動パラメータがどの程度の値を有しているのか、これらは液体スラグ及びじょう乱波における流動パラメータとどの程度相違しているのかについては全く明らかにされておらず、団塊波流とプラグ流及び環状流との遷移境界についても今後の課題になっていた。

これらに加えて、団塊波流においては、液体塊の速度の標準偏差はきわめて大

きい値を有するという事実⁽⁸⁾は、この領域において種々の速度を有する液体塊が出現することを意味している。このような複雑な流れを理解するためには、長い観測区間において、液体塊の挙動を系統的に調査及び分析することが不可欠である。

下降流

下降流に関する従来の研究は、管外から流動を観察して流動様式の分類を行ったもの^{(10)~(13)}であり、これらの中には平均ボイド率と圧力損失も併せて測定したもの^{(11),(13)}が存在する程度である。このような研究状況から、下降流に関してはほとんど明らかにされていないといえる。特に気液界面構造及び液体塊の挙動に関する知見は皆無である。

また、これらの研究において報告されている流動様式線図を比較すると、実験条件が類似しているにもかかわらず、これらは大きく異なっている。これは、管外から流動を観察しているために、界面構造の正確な理解が行われていないことに起因している。

1.3 本研究の目的

本研究の具体的な目的は以下の通りである。

(1) 上昇流における気液界面のプロフィルを系統的に提示し、上昇流の気液界面構造を解明する。また、特に界面構造において不明な点が多いプラグ流及び団塊波流に着目して、これらの領域における界面構造にみられる特徴を明らかにする。更に、気体及び液体の流速が大きい領域において、Hewittら⁽²⁾はWispy annular flowの出現を指摘している。しかし、この領域の界面構造はほとんど明らかにされていないのが実状である。本研究では、この領域に対応する条件における界面構造の実体についても解明する。

(2) 全く明らかにされていない下降流における界面構造を系統的に明らかにする。この結果から、下降流において上昇流及び水平流ではみられない特徴として2つのプラグ流領域が存在することと、これらの領域の間にフォーム流と称する新たな流動領域の存在することが見いだされる。そこで、これらの領域におけ

る界面構造の特徴についても詳細に明らかにする。更に、界面構造に及ぼす流動方向の影響を明らかにする。

(3) 上昇流及び下降流の団塊波流と環状流において、後述する超多断面ホールドアップセンサによって得られるホールドアップの時空間情報から描画される波の時空間挙動を示す図（波の時空間様態図と称する）を系統的に提示し、各流動条件で出現する液体塊の種類と、これらの時空間挙動にみられる特徴を解明する。

(4) 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の挙動にみられる特徴を定量的に分析する新たな手法として、これらの液体塊が時空間面上に展開する軌跡（主波脈と称する）を抽出し、分析する手法を確立する。

(5) 速度、波幅及び最大ホールドアップといった波の主要な特徴を総合的に評価することによって、客観的に団塊波とじょう乱波の判別を行う方法を確立する。

(6) 上昇流及び下降流の団塊波流及び環状流領域において、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現する流動条件を明らかにすると共に、団塊波流とプラグ流及び環状流との遷移境界を明示した新たな流動様式線図を提案する。また、団塊波の速度、波幅及び最大ホールドアップといった波の特徴パラメータを明らかにする。更に、団塊波とじょう乱波におけるこれらの特徴パラメータを上昇流と下降流で比較することによって、これらに及ぼす流動方向の影響を明らかにする。

1.4 本論文の構成

第2章では、新しく開発した気液の時空間相分布の測定技術について述べる。本研究では2種類のセンサとこれらの信号処理システムを開発した。1つは管の横断面内における気液相分布を詳細に明らかにするために、従来の超多点点電極センサよりも管中心付近において高い空間分解能を有し、かつ20倍の周波数で測定を可能にした準超多点点電極センサとその信号の処理システムである。もう1つは、波の時空間挙動を明らかにするために、管の横断面の平均ホールドアップの管軸に沿う分布の時間的变化、すなわち断面平均ホールドアップの時空間分布が測定可能な超多断面ホールドアップセンサである。第2章ではこれらのセンサの構造と特色について述べると共に、上昇及び下降流の実験で用いた装置についても記述する。

第3章では垂直上昇流において、広範囲に及ぶ気液流量条件において行われた実験によって得られた気液界面のプロファイルを系統的に提示し、界面構造の全容を明らかにする。また、プラグ流における気液界面のプロファイルにみられる特徴⁽¹⁴⁾から、液体スラグの下流端において気体スラグ内に隆起したゾーン（隆起頭ゾーンと称する）が存在することと、液体スラグ内の断面平均ボイド率の流動方向に沿う分布から、液体スラグ内にはボイド率の高い領域と低い領域（それぞれ後流ゾーン及び低ボイド率ゾーンと称する）が存在することを明らかにする。また、隆起頭ゾーンと後流ゾーンの長さ、液体スラグの平均ボイド率及び液体スラグ内の局所のボイド率の半径方向分布に関する分析結果についても明らかにする。更に、団塊波流における界面構造についても系統的にプロフィール図を提示して、団塊波の界面構造⁽¹⁵⁾を詳細に解明する。これらに加えて、Hewittら⁽²⁾によって指摘されている Wispy annular flow 領域に対応する流動条件におけるプロフィール図を提示して、この領域における界面構造の実体を解明する。

第4章では、垂直下降流における界面構造^{(14),(16)}について論じる。まず、プロフィール図を系統的に提示して、下降流における界面構造の全容を明らかにする。ここで、上昇流及び水平流には見られない特徴として2つのプラグ流領域が出現することと、これらの領域の間に著者らによって見いだされたフォーム流領域の存在することを明らかにする。

また、気体スラグの形状からプラグ流領域を細分類すると共に、液体スラグ内の液体に対する気体スラグの相対速度が気体スラグの形状とどのように関連しているのかについて考察を行う。更に、液体スラグ内の平均ボイド率、液体スラグ内の局所のボイド率の半径方向分布、隆起頭ゾーンと後流ゾーンの長さ及び気体スラグの速度について明らかにすると共に、これらのパラメータを上昇流のそれらと比較することによって、プラグ流の流動に及ぼす流動方向の影響を明確にする。

フォーム流領域においては、フォーム流における詳細なプロフィール図を提示して気液界面構造を解明すると共に、この流動における静圧勾配、差圧変動、断面平均ホールドアップの管軸方向変化とホールドアップ波形の管軸方向変化にみられる特徴を明らかにする。

第5章では、上昇流及び下降流の団塊波流とこれに隣接する流動条件におけ

る波の時空間様態図を系統的に提示して、各流動条件において出現する液体塊の種類と、これらの液体塊が流動方向に移動する際にみられる形状と速度の変化にみられる特徴^{(17),(18)}について解明する。

第6章では、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が時空間面上に展開する軌跡（主波脈と称する）を抽出する方法⁽¹⁹⁾を提案する。また、抽出された主波脈が液体スラグであるか、団塊波あるいはじょう乱波といった波であるかを、準超多点電極センサを用いて判別する方法、並びに抽出された主波脈の速度、波幅及び最大ホールドアップの算出方法について述べる。

第7章では垂直上昇流の団塊波流及び環状流において抽出された団塊波あるいはじょう乱波に対する主波脈の分析結果^{(19),(20)}について述べる。まず、各主波脈の速度と波幅の相関図及びこれらの確率分布と最大ホールドアップの確率分布を系統的に提示して、これらにみられる特徴について論じる。この考察において、これらのパラメータの特徴から、団塊波とじょう乱波は性質の異なる波であることを明らかにする。しかし、ある流量条件においては、これらの分析結果の視察からでは出現する波が団塊波あるいはじょう乱波のいずれであるかの判別が容易でない条件が存在した。そこで、波の基本的なパラメータである速度、波幅及び最大ホールドアップの特徴を総合的に考慮しながら、定量的に団塊波とじょう乱波の判別を行うために、クラスタ分析法の1つであるK平均法を波の判別に初めて適用した。この判別結果は、速度、波幅及び最大ホールドアップの確率分布から視察によって容易に判別できる条件において検証され、本判別方法が有用であることを示す。また、この判別結果と、超多点電極センサによって団塊波及びじょう乱波とあらかじめ区別された液体スラグの出現頻度から、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する流動条件と、これに基づいて決定された新しい流動様式線図を提示する。更に団塊波の最大ホールドアップ、波幅及び速度にみられる特徴を明らかにすると共に、団塊波におけるこれらのパラメータを液体スラグ及びじょう乱波のそれらと比較することによって、各液体塊の相違を明確にする。

第8章では垂直下降流の団塊波流及び環状流領域に関して、上昇流と同様にクラスタ分析を行い、団塊波とじょう乱波の判別を行った結果について論じる。また液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現する領域を明らかにし、これに基

づいて下降流における新たな流動様式線図⁽²¹⁾を提示する。更に、団塊波とじょう乱波における速度、波幅及び最大ホールドアップにみられる特徴を明らかにすると共に、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波におけるこれらのパラメータの比較から、下降流におけるこれらの液体塊の相違を明確にする。これらに加えて、第7章で明らかになった上昇流における団塊波とじょう乱波の流動パラメータを下降流のそれらと比較することによって、団塊波とじょう乱波の流動パラメータに及ぼす流動方向の影響⁽²²⁾を解明する。

第9章では本研究で得られた知見を総括する。

参考文献

1. Collier, J. G., *Convective Boiling and Condensation*, (1973), 9, McGraw-Hill, New York.
2. Hewitt, G. F. and Roberts, D. N., *Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography*, AERE-M2159, (1969).
3. Narabayashi, T., Tobimatsu, T., Nagasaka, H. and Kagawa, T., Measurement of Transient Flow Pattern by High Speed Scanning X-Ray Void Fraction Meter, *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, (1983), 259-280, Springer-Verlag, Berlin.
4. Hori, K., Kawanishi, K., Hamamura, H., Ochi, M. and Akai, M., A High Speed X-Ray Computed Tomography Scanner for Multipurpose Flow Visualization and Measurement, *Proc. The 4th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulic, Operations and Safety*, (1994), 43D1-43D6.
5. Sekoguchi, K., Takeishi, M. and Ishimatsu, T., Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow, *PhysicoChemical Hydrodynamics*, 6-1/2(1985), 239-255.
6. Sekoguchi, K. and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *Int. J. Multiphase Flow*, 15-3(1989), 295-305.

7. 世古口言彦, 武石雅之, 斉藤英多賀, 垂直上昇気液二相流における液体塊速度の遷移について, 第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1983), 328-330.
8. 武石雅之, 世古口言彦, 清水英男, 中里見正夫, 垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究, 日本機化学会論文集, 53-493B(1987), 2800-2806.
9. 世古口言彦, 武石雅之, Cognet, G., 石松隆和, 八尋和広, 垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン, 日本機械学会論文集, 53-493B(1987), 2807-2813.
10. 世古口言彦, 伝熱工学の進展, (1973), 180, 養賢堂.
11. Yamazaki, Y. and Yamaguchi, K., Characteristics of Cocurrent Two-Phase Downflow in Tubes, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 16-4(1979), 245-255.
12. Barnea, D., Shoham, O. and Taitel, Y., Flow Pattern Transition for Downward Inclined Two Phase Flow; Horizontal to Vertical, *Chem. Eng. Sci.*, 37-5(1982), 735-740.
13. Crawford, T. J. and Weinberger, C. B. and Weisman, J., Two-Phase Flow Patterns and Void Fractions in Downward Flow Part I: Steady-State Flow Patterns, *Int. J. Multiphase Flow*, 11-6(1985), 761-782.
14. 世古口言彦, 森 幸治, 三輪 恵, 中里見正夫, 清水英男, 加治増夫, 上昇及び下降気液二相流のプラグ流における気液界面のプロファイルにみられる特徴, 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3474-3480.
15. Mori, K., Kaji, M., Nakazatomi, M., Shimizu, H., Kondo, Y. and Sekoguchi, K., Longitudinal Interfacial Profiles and Their Features in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase Huge Wave Flow, *Proc. Third KSME/JSME Thermal Engineering Conference*, (1996).
16. Sekoguchi, K., Mori, K., Kaji, M., Nakazatomi, M. and Shimizu, H., Interfacial Profiles and Flow Characteristics in Vertical Downward Two-Phase Plug and Foam Flows, *Chem. Eng. Comm.*, 144-142(1996), 415-441.

17. 世古口言彦, 森 幸治, 辻野尚哉, 池下匡彦, 加治増夫, 気液二相流の波脈に関する研究 (第1報, 波の時空間様態図とそれにみられる特徴), 日本機械学会論文集, 60-573B(1994), 1716-1723.
18. 森 幸治, 加治増夫, 坂根 学, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 垂直下降気液二相流の波脈に関する研究 (第1報, 波の時空間様態図と主波脈の分析), 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3459-3466.
19. 森 幸治, 加治増夫, 中里見正夫, 清水英男, 近藤喜之, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する研究 (第2報, 主波脈の抽出方法と分析), 日本機械学会論文集, 62-598B(1996), 2423-2429.
20. 森 幸治, 加治増夫, 井上勝裕, 中里見正夫, 清水英男, 近藤喜之, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する研究 (第3報, 団塊波とじょう乱波の判別と団塊波の特徴), 日本機械学会論文集, 62-600B(1996), 3149-3156.
21. 森 幸治, 加治増夫, 近藤喜之, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 垂直下降気液二相流の波脈に関する研究 (第2報, 団塊波とじょう乱波に対するクラスタ分析とこれらの波の特徴), 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3467-3473.
22. 森 幸治, 加治増夫, 近藤喜之, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する上昇流と下降流の比較, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1996), 803-804.

第2章

気液の時空間相分布に関する測定技術及び本研究への適用

2.1 緒言

気液二相流は通常、気相と液相が管断面内に複雑に分布し、またこれらの分布が時間的及び空間的に変動を伴う流動である。このような複雑な流動は、種々の気液界面構造を有する液体塊が速度及び形状を変化させながら異なる速度で移動しているために生じるものである。従って、気液二相流の流動を正しく理解するためには、気液二相流に特有なこれらの現象を正確に測定することが不可欠である。

このような背景から、世古口ら^{(1),(2)}によって2種類のセンサが開発され、気液界面構造並びに液体塊の時空間挙動の解明に用いられてきた。

そのうちの1つは、半径方向に17及び18本の点電極を有するクラスタを周方向の24箇所に設置し、合計409本の点電極を管内に設けたものであり、超多点点電極センサと称されている。このセンサは環状流のじょう乱波領域に適用され、じょう乱波及び浮遊波の界面構造が明らかにされた⁽¹⁾。また、団塊波流における一部の条件に対してもこのセンサが適用され、液体スラグと団塊波の界面構造の相違に関する議論がなされた⁽²⁾。しかし、液体スラグ内の気泡の分布といった詳細な気液相分布を明らかにする、あるいは高速で移動する液体塊の界面構造を詳細に測定するためには、このセンサの空間分解能と測定周波数を大幅に向上させることが必要となった。特に測定周波数は10倍以上に向上させる必要が

あった。

また、もう一つのセンサは、時空間的に変化する気液界面構造を特徴付けている液体塊の時空間挙動を調査するために、リング状のホールドアップセンサを管軸方向に多数設置したものである。先ず25mmあるいは50mm間隔で12対のホールドアップセンサが管軸方向に設置され、液体塊の挙動パターンの観察に用いられた⁽³⁾。また、25mm間隔で94対のホールドアップセンサを設置して、代表的な団塊波とじょう乱波の時空間挙動の観察が行われた⁽²⁾。これらの報告は、各センサから得られるホールドアップの時系列データをセンサごとに並べて表示することによって、液体塊の挙動を観察したものである。この表示方法では、液体塊が時間及び空間的に速度をどのように変化させて移動しているのかについては把握することはできるが、各センサから得られる波形はホールドアップの時間変化を表しているため、異なる速度を有する複数の液体塊の形状をその波形から直接比較できない問題がある。液体塊の速度にかかわらず液体塊の形状、間隔等を直接評価するためには、ホールドアップの空間分布を表示することによって可能であるが、これを行うためには、より多くのホールドアップセンサを十分小さい間隔で設置する必要がある。

また、液体塊の形状を正確に測定するためには、ホールドアップセンサの出力信号を処理する電子回路においても、高精度化が不可欠である。各ホールドアップセンサの信号からホールドアップの値を正確に求めるためには、グラウンドレベルに対して最大2000Vの電位を有する2本の電極間に発生するわずかな電圧を精度良く検出することが必要である。近年、電子技術の発達によって、本測定に適した電子デバイスが入手可能になってきた。

本研究では上記の課題を克服するために、新たに2種類のセンサとこれらの測定システムを開発した。その1つは、管直径上に67本の点電極を有し、超多点電極センサ^{(1),(2)}と比較して管中心付近における空間分解能を最大5倍に向上させた準超多点点電極センサ⁽⁴⁾と、測定周波数を20倍に向上させる高速処理システムである。これらによって、高速で移動する液体塊の界面構造あるいは液体スラグ内の気泡の分布等を詳細に測定することを可能にした。もう1つは管軸方向に5mm間隔で最大266対のホールドアップセンサが設置可能な超多断面ホールドアップセンサ⁽⁵⁾と各ホールドアップセンサの信号を高速、高精度で電圧変換及び

増幅するアイソレーションアンプである。超多断面ホールドアップセンサは従来の多断面ホールドアップセンサ⁽²⁾と比較して5倍の空間分解能を有している。これらによって、ホールドアップの空間分布、いい換えれば液体塊の形状を詳細に測定することが可能になった。本章ではこれら2種類のセンサの構造と測定方法の特徴について論じると共に、上昇流及び下降流の実験において用いた実験装置の詳細について述べる。

2.2 流路の横断面内における気液相分布の測定技術

図2.1に準超多点点電極センサの詳細と信号処理系の概略を示す。準超多点点電極センサは、67本の点電極を直径方向に1列に並べたものである。各点電極

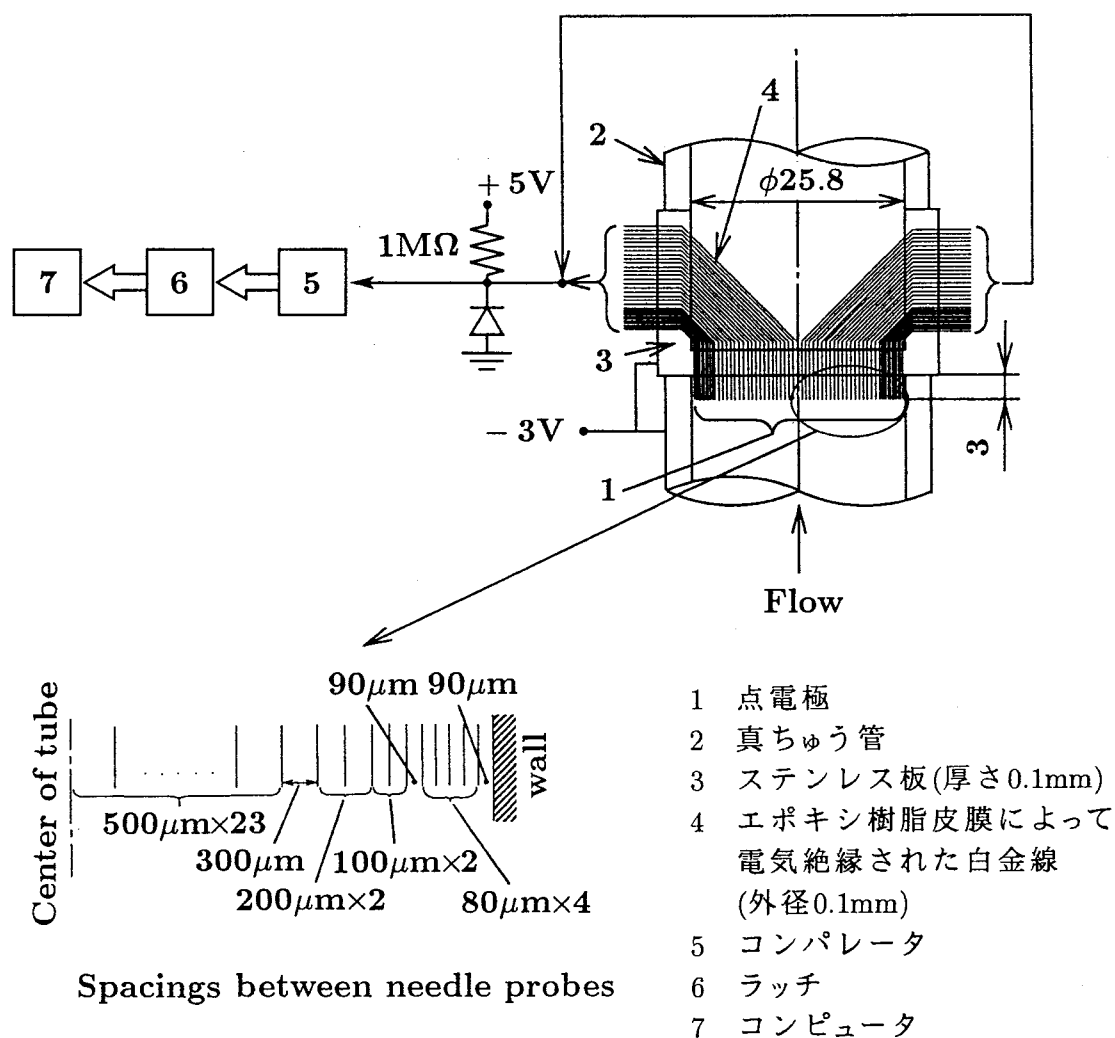


図2.1 準超多点点電極センサ及びその信号処理系

は外形0.1mmの白金線の先端を20°の角度に研磨し、先端以外を樹脂で電気絶縁したものであり、絶縁皮膜の厚さは約10 μ mである。これらの白金線は厚さ0.1mmのストラップ（ステンレス板）に固定されており、ストラップから点電極までの距離は3mmである。各点電極の間隔も図2.1に示されている。各点電極の間隔は管壁面から1.4mmの区間では管壁近傍が最も小さく約80 μ mであり、管中心に向かって大きくなっている。管壁から1.4mmの位置から管中心までにおいては、各点電極の間隔は全て0.5mmである。各点電極は抵抗を介して電源の正極(+5V)に接続されている。ストラップは真ちゅう製の管に固定されており、この管及びストラップは電源の負極(-3V)に接続されている。

点電極による気液相分布の測定の基本的な原理は、既報⁽⁶⁾のものと同一である。すなわち、液体が点電極に接触すると点電極から液体を通して負極側に電流が流れるために、抵抗によって点電極の電圧が降下する。一方、点電極に気体が接触する場合では電流が流れないために、点電極の電圧は変化せず、5Vのままである。従って、点電極の電圧を測定することによって、点電極先端における相の状態を検出することができる。各点電極の電圧は高速のコンパレータを用いてデジタル化され、ラッチ回路を経てマイクロコンピュータに取り込まれる。各点電極のデータはラッチ回路を用いることによって同時に測定される。測定周波数は20kHzである。

2.3 流路に沿う液体ホールドアップの時空間分布の測定技術

図2.2は超多断面ホールドアップセンサの一部を詳細に示したものである。このセンサは管軸方向に5mm間隔で直径0.5mmの真ちゅう製電極を多数壁面内に埋め込んだもので、これらの電極の先端はパイプの内面と一致するように加工されている。1対のホールドアップセンサは隣り合う2本の電極で構成されており、各ホールドアップセンサの間隔は5mmである。超多断面ホールドアップセンサは、このホールドアップセンサを管軸方向に最大266対取り付けたものである。

本研究において使用したホールドアップ測定法は、世古口らの可変動電流法⁽⁷⁾を、実験中において水質が変化する場合にも適用できるように改良したものである。図2.3を用いて以下にこの測定方法について述べる。なお、超多断面ホー

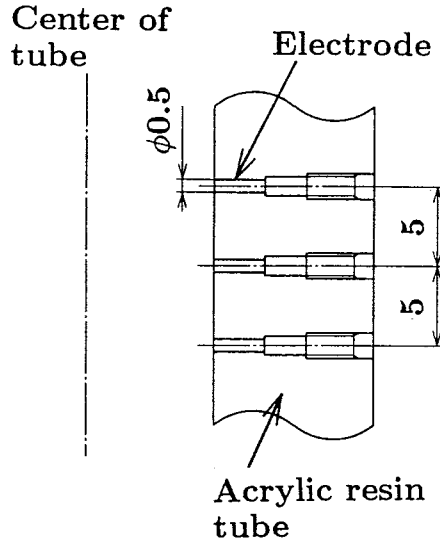


図2.2 超多断面ホールドアップ
センサの詳細

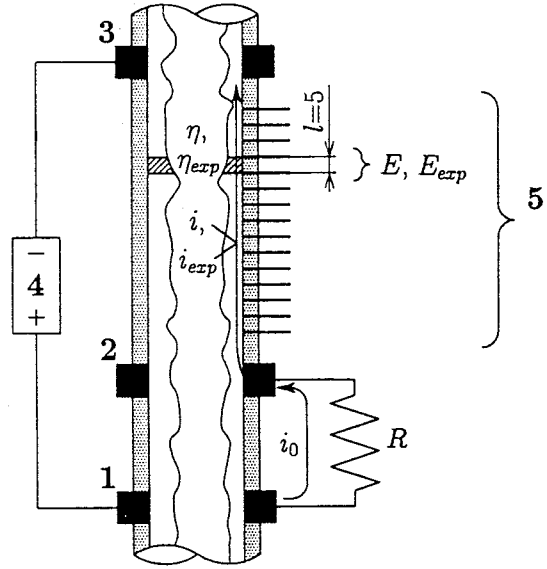


図2.3 ホールドアップ測定法
1:正電極, 2:電流測定用電極, 3:負電極,
4:電源, 5:超多断面ホールドアップセンサ
 E, E_{exp} :ホールドアップセンサに発生
する電圧, i, i_{exp} :液体内を流れる電流,
 l :電極間隔, i_0 :抵抗を流れる電流
 R :抵抗, η, η_{exp} :液体ホールドアップ

ルドアップセンサは、同一のセンサを多数取り付けたものであるため、以下では1対のホールドアップセンサに対して述べることにする。

1対のホールドアップセンサを構成する2本の電極間における液体の抵抗 R_f は次式で表される

$$R_f = \frac{\gamma l}{A \eta} \quad (2.1)$$

ここで、 A は管の断面積、 l は電極間の距離、 γ は液体の比抵抗、 η は2本の電極間の断面平均ホールドアップである。正電極1及び負電極3の間に電圧を印可して液体内に電流 i を流すと、ホールドアップセンサから出力される電圧 E は $E = i R_f$ の関係から次式で表される。

$$E = \frac{i \gamma l}{A \eta} \quad (2.2)$$

従って、ホールドアップ η は

$$\eta = \frac{\gamma l i}{A E} \quad (2.3)$$

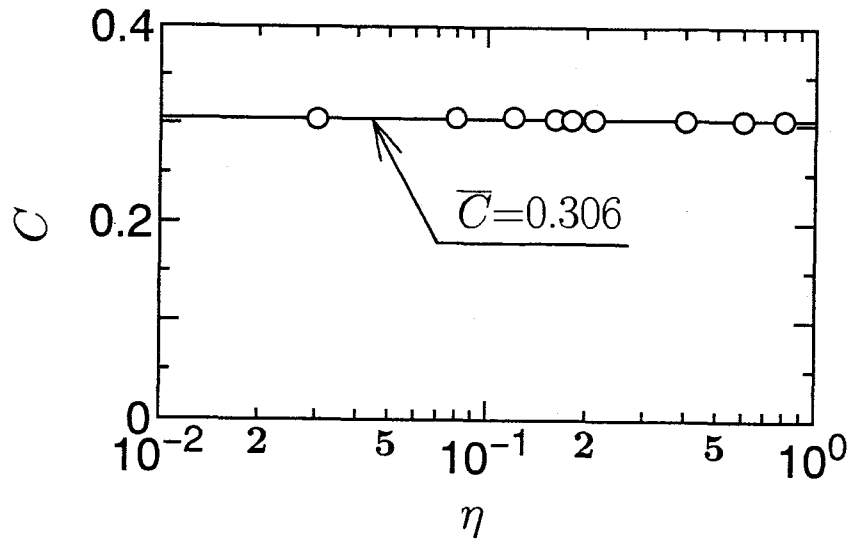


図2.4 ホールドアップのプロープ係数 C の検定結果

$$= C \frac{i}{E} \quad (2.4)$$

ただし,

$$C = \frac{\gamma l}{A} \quad (2.5)$$

であり, C をホールドアップのプロープ係数と称する(以下では, 単にプロープ係数と記す). l 及び A は定数であり, 液体の比抵抗 γ が一定とみなすことができれば, プロープ係数 C は定数となる. i は電極1と2の間に存在する液体の抵抗と比較して十分小さい抵抗 R を図2.3のように接続すると, $i \approx i_0$ となるため, 抵抗に発生する電圧から, 液体内を流れる電流 i を求めることができる. 更に, ホールドアップセンサに発生する電圧 E を測定すれば, ホールドアップ η は式(2.4)から算出できる.

式(2.4)中のプロープ係数 C は検定によって求める. ホールドアップセンサ内に既知の外形寸法を有する検定棒を挿入し, ホールドアップを変化させて C を測定した結果を図2.4に示す. 図2.4から C は, ホールドアップの値にかかわらずほぼ一定値を有することが確認できる. 短時間における実験では液体の比抵抗 γ は一定値とみなすことができるため, 検定時の C を用いて式(2.4)から二相流実験時におけるホールドアップを算出できる. しかし, 長時間に及ぶ実験においては, 液体中のイオン濃度の変化によって γ の値は変化するため, C の値を一定と考えることはできない. いま, 超多断面ホールドアップセンサにおける検定時と二相流実

験時を区別するため、検定時を添え字 $_{cal}$ 及び二相流実験時を $_{exp}$ で表すと、式(2.4)は次式に書き直せる。

$$\eta_{exp} = C_{exp} \frac{i_{exp}}{E_{exp}} = C_{cal} \frac{C_{exp}}{C_{cal}} \frac{i_{exp}}{E_{exp}} \quad (2.6)$$

本研究では、プローブ係数比 C_{exp}/C_{cal} を求めるために、気液混合部直前の液体配管部に、液体の比抵抗の変化をモニタするセンサを取り付けた。モニタ部の概略を測定系の概要と共に図2.5に示す。モニタ部の構造はモニタ用ホールドアップセンサが単一であることを除けば、図2.3に示した超多断面ホールドアップセンサと同一である。また、モニタ部は常に液単相であり、モニタ部を添え字 $_m$ で表すと、ホールドアップ η_m は1である。モニタ部において、モニタ用ホールドアップセンサの出力電圧を E_m 、液体中を流れる電流を i_m 、管断面積を A_m 及び電極間の距離を l_m とする。超多断面ホールドアップセンサの検定時に、モニタ用ホールドアップセンサの出力電圧 E_m とモニタ部における液体中を流れる電流 i_m を同時に測定すると、モニタ部においても式(2.4)が成り立ち、 $\eta_m=1$ であるから、

$$C_{mcal} = \frac{E_{mcal}}{i_{mcal}} \quad (2.7)$$

また、超多断面ホールドアップセンサ部が二相流実験時においても、モニタ用ホールドアップセンサの出力電圧 E_m とモニタ部の液体中を流れる電流 i_m を測定すると

$$C_{mexp} = \frac{E_{mexp}}{i_{mexp}} \quad (2.8)$$

モニタ部と超多断面ホールドアップセンサ内には同一の比抵抗を有する液体が流れていることから、 C_m と C の関係は

$$\frac{C_{exp}}{C_{cal}} = \frac{C_{mexp}}{C_{mcal}} \quad (2.9)$$

となる。従って、式(2.6)から式(2.9)までの関係を用いると、二相流実験時において、各ホールドアップセンサでのホールドアップ η_{exp} は次式で求めることができる。

$$\eta_{exp} = C_{cal} \frac{E_{mexp} i_{mcal}}{E_{mcal} i_{mexp}} \frac{i_{exp}}{E_{exp}} \quad (2.10)$$

測定系の概要を図2.5を用いて説明する。超多断面ホールドアップセンサとモニタ用ホールドアップセンサの出力電圧及び液体内を流れる電流の出力は、専

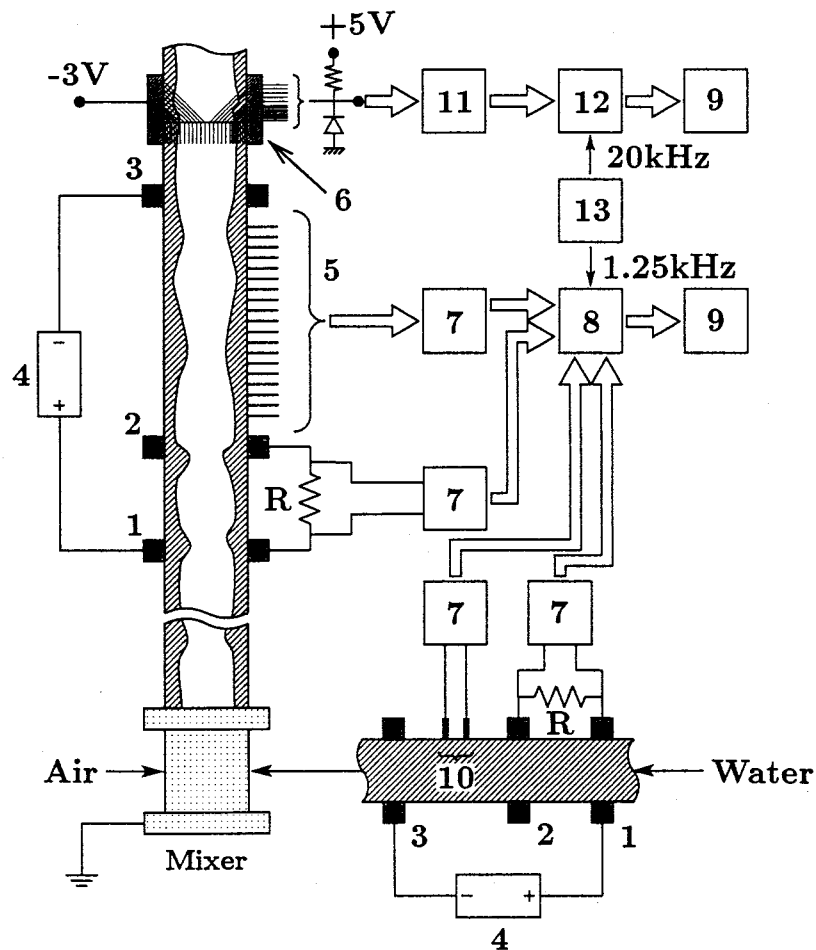


図2.5 気液相分布と液体ホールドアップの時空間分布の測定系の概要

1:正電極, 2:電流測定用電極, 3:負電極, 4:電源, 5:超多断面ホールドアップセンサ, 6:準超多点点電極センサ, 7:アイソレーションアンプ, 8:A/Dコンバータ, 9:マイクロコンピュータ, 10:水質モニタ用ホールドアップセンサ, 11:コンパレータ, 12:ラッチ, 13:トリガ信号発生器

用に開発された高精度のアイソレーションアンプ、A/Dコンバータを通してマイクロコンピュータに取り込まれる。測定周波数は1.25kHzである。なお、準超多点点電極センサと超多断面ホールドアップセンサの信号を同期させて測定するために、外部からトリガ信号を印可した。

ここで、2種類のセンサの情報をどのように用いるのかについて述べておく。準超多点点電極センサは管内の気液相分布を正確に測定できるセンサである。しかし、これは接触式であるために、センサの後流において乱れが生じる。従って、このセンサを管軸方向に複数設置して液体塊の挙動を測定することはできない。一方、超多断面ホールドアップセンサは管壁に電極が埋め込まれた構造

であり、電極の先端は管内面と同一であるために、流れを阻害することはない。従って、管軸方向に多数の電極を用いてホールドアップの空間分布の時系列情報を採取することによって、液体塊の時空間的な挙動を明らかにすることができる。しかし、このセンサによって得られる情報は断面平均のホールドアップ情報であり、管半径方向のボイド率分布あるいは液体内の気泡の分布といった情報については得ることができない。本研究では液体塊の詳細な界面構造に関しては準超多点点電極センサの情報を活用し、液体塊の時空間挙動に関しては超多断面ホールドアップセンサの情報を活用して分析を行った。

2.4 上昇及び下降気液二相流の相分布測定装置と実験方法

図2.6は実験装置の詳細を示したものである。本研究では気体と液体にそれぞれ空気と水を用いた。なお、図2.6は上昇流について示しているが、下降流におい

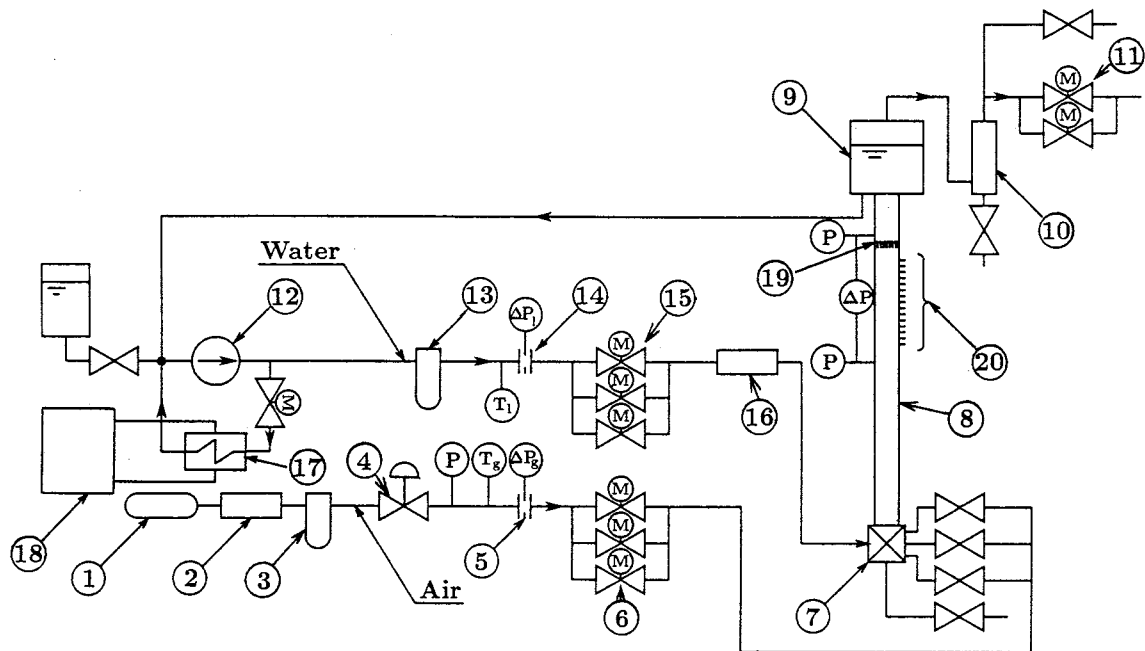


図2.6 実験装置の詳細

1:コンプレッサ, 2:エアドライヤ, 3:フィルタ, 4:減圧弁, 5:オリフィス, 6:コントロールバルブ, 7:ミキサ, 8:テストセクション, 9:セパレータ, 10:セパレータ, 11:コントロールバルブ, 12:ポンプ, 13:フィルタ, 14:オリフィス, 15:コントロールバルブ, 16:水質モニタ部, 17:熱交換器, 18:ヒートポンプ, 19:準超多点点電極センサ, 20:超多断面ホールドアップセンサ

てもテストセクション以外はほぼ同一である。コンプレッサ1から供給された空気は、エアドライヤ2、フィルタ3、減圧弁4を経て、オリフィス5によって流量が測定されたのち、コントロールバルブ6を通してミキサ7に供給される。テストセクション8を流出した空気は2段のセパレータ9,10で気液分離され、コントロールバルブ11を経て大気中に放出される。テストセクション内の圧力は、テストセクションに設置された2個の圧力計Pの情報からセパレータ出口のコントロールバルブ11の開度を調節することによって制御した。一方、水はポンプ12からフィルタ13を通り、オリフィス14で流量が測定されたのち、コントロールバルブ15、水質モニタ部16を経てミキサ7に供給される。テストセクション8から流出した水はセパレータ9を通して再びポンプ12へと循環される。また、ポンプのバイパスループ内に熱交換器17を設置し、これにヒートポンプ18から供給される冷温水を供給することによって、テストセクション内を流動する水の温度を一定に制御した。

図2.7(a)及び(b)はそれぞれ上昇流及び下降流におけるテストセクションの詳細を示したものである。パイプの内径は上昇流と下降流のいずれも25.8mmである。テストセクションの全長は上昇流が9310mm、下降流は9850mmである。上昇流ではミキサから5340mmの位置から5mm間隔で266対のホールドアップセンサを有する超多断面ホールドアップセンサを取り付けた。また、このセンサの出口から下流側に146mmの位置に準超多点点電極センサを設置した。系内の圧力は超多断面ホールドアップセンサの上流側と準超多点点電極センサの下流側に取り付けた2個の圧力計の平均値とした。更に、流動に伴う圧力損失を測定するために、2箇所の圧力取り出し穴の間において差圧を測定した。差圧の測定区間は2150mmである。一方、下降流ではミキサから6900mmの位置から5mm間隔で221対のホールドアップセンサを有する超多断面ホールドアップセンサを取り付け、この出口から下流側に135mmの位置に準超多点点電極センサを取り付けた。差圧の測定区間は2070mmである。

実験は上昇流及び下降流共に、テストセクション内の圧力は0.2MPa、流体温度は $20 \pm 2^\circ\text{C}$ で行った。流動条件は、みかけの空気流速 $j_g=0.02 \sim 40\text{m/s}$ 、みかけの水流速 $j_l=0.1 \sim 3\text{m/s}$ (ただし、 $j_g=30\text{m/s}$ 及び 40m/s は $j_l=0.1 \sim 2\text{m/s}$)である。

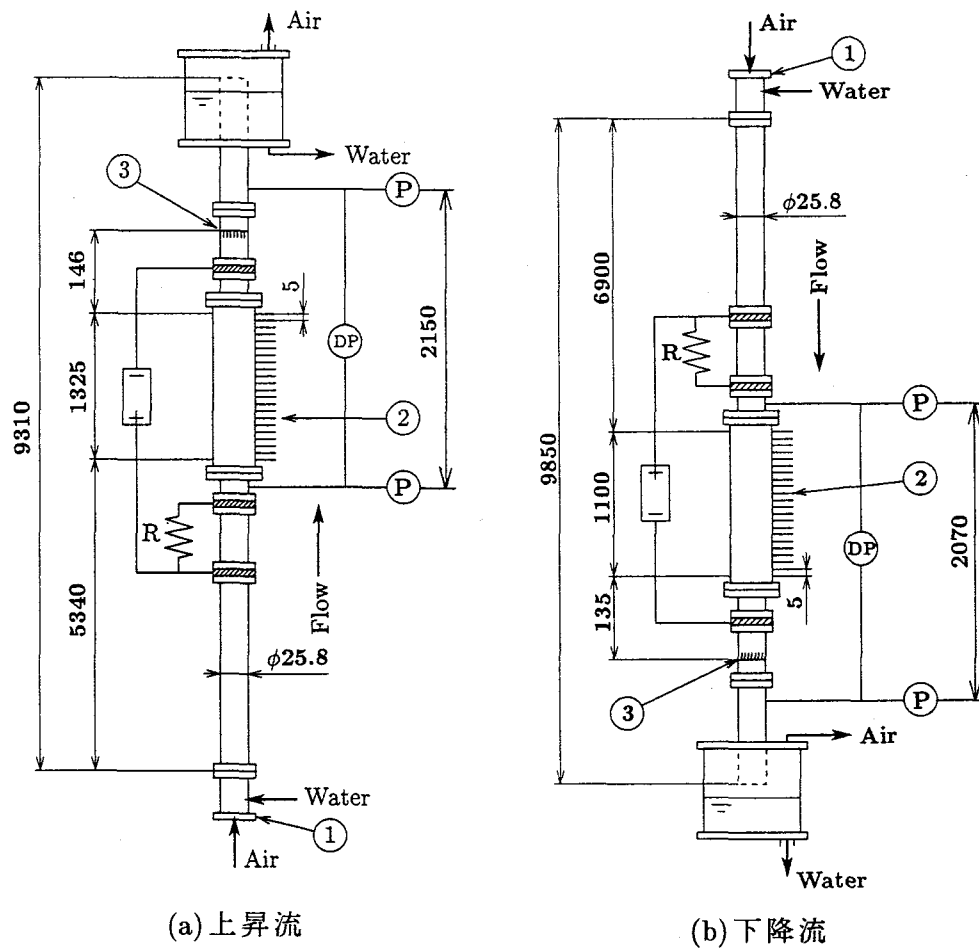


図2.7 上昇流及び下降流におけるテストセクションの詳細

1:ミキサ, 2:超多断面ホールドアップセンサ, 3:準超多点点電極センサ
P:圧力計, DP:差圧計, R:抵抗

2.5 まとめ

時空間的に変動する気液相分布及びホールドアップの時空間分布を詳細に測定するために、2種類のセンサとこれらの信号処理回路を新たに開発した。1つは管直径方向に67本の点電極を有する準超多点点電極センサとその信号の高速処理回路である。このセンサは従来の超多点点電極センサと比較して管中心付近で5倍の空間分解能を有しており、また高速処理回路を併用して測定周波数を20倍(20KHz)に高めることによって、詳細な気液界面構造の測定を可能にした。また、もう1つの測定システムとして、管軸方向に最大266対のホールドアップセ

ンサを有する超多断面ホールドアップセンサと高精度のアイソレーションアンブを開発した。超多断面ホールドアップセンサは、従来の多断面ホールドアップセンサと比較して5倍の空間分解能を有しており、このセンサを用いることによって、液体ホールドアップの空間分布を詳細に測定することが可能になった。

参考文献

1. Sekoguchi, K., Takeishi, M. and Ishimatsu, T., Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow, *PhysicoChemical Hydrodynamics*, 6-1/2(1985), 239-255.
2. Sekoguchi, K. and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *Int. J. Multiphase Flow*, 15-3(1989), 295-305.
3. 世古口言彦, 武石雅之, Cognet, G., 石松隆和, 八尋和広, 垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン, 日本機械学会論文集, 53-493B(1987), 2807-2813.
4. Sekoguchi, K., Mori, K., Kaji, M., Nakazatomi, M. and Shimizu, H., Interfacial Profiles and Flow Characteristics in Vertical Downward Two-Phase Plug and Foam Flows, *Chem. Eng. Comm.*, 141-142(1996), 415-441.
5. 世古口言彦, 森 幸治, 辻野尚哉, 池下匡彦, 加治増夫, 気液二相流の波脈に関する研究(第1報, 波の時空間様態図とそれにみられる特徴), 日本機械学会論文集, 60-573B(1994), 1716-1723.
6. 世古口言彦, 福井久和, 松岡 強, 西川兼康, 点電極法による気ほう群の統計学的性質に関する研究(第1報, 測定的基础), 日本機械学会論文集, 40-336(1974), 2295-2301.
7. Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T., Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase Flow, *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, (1984), 455-477, Springer-Verlag, Berlin.

第3章

垂直上昇流における気液界面構造

3.1 緒言

気液二相流は、気液界面が存在するという点において単相流とは大きく異なる流動であり、気液界面構造は気液二相流を特徴付けるものである。従って、気液二相流の流動を正しく理解するためには、界面構造の正確な理解が不可欠である。しかし、気液界面のプロファイルを明確に示した研究はきわめて少なく、不明な点が多い。

本章では、第2章において述べた準超多点点電極センサを垂直上昇流に適用し、気液界面構造を調査した結果について述べる。まず、準超多点点電極センサから得られる気液相分布の情報から描画される気液界面のプロフィール図を系統的に提示して、垂直上昇流の界面構造にみられる特徴を明らかにする。次に、従来から不明な点が多いプラグ流において、界面構造を詳細に分析した結果⁽¹⁾について論じる。この議論では、液体スラグの形状と液体スラグ内のボイド率分布に着目して界面構造を調査し、液体スラグの下流端において気体スラグ内に隆起した部分が存在することと、一対の気体スラグ及び液体スラグは4つの領域に分類できること、更には液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布は3つの形式に分類できることを明らかにする。

団塊波流においては、Sekoguchiら⁽²⁾が超多点点電極センサを用いて j_l が 0.3m/s の条件における団塊波の界面構造を明らかにしている。本研究では、高い空間分解能と測定周波数を有する準超多点点電極センサを用いることによって、より高い気体及び液体の流量条件において出現する速度の大きい団塊波に関して

も詳細な界面構造の議論が可能になった。本章では団塊波流における気液界面のプロフィル図を系統的に提示することによって、団塊波の界面構造にみられる特徴⁽³⁾についても明らかにする。

また、気体及び液体の流速が大きい条件において、ガスコア中に大きな液体の塊が出現する領域の存在することがHewittら⁽⁴⁾において指摘されており、この領域は彼らによってWispy annular flowと名付けられている。しかし、この領域において、明確に界面構造を示した研究は見当たらず、ほとんど未解明である。本章ではこの領域における気液界面のプロフィル図の例を提示することによって、この領域における界面構造の実体を解明するものである。

3.2 気液界面のプロフィルにみられる特徴

気液界面のプロフィル図の例を系統的に示したものが図3.1である。この図において黒色部は液相、白色部は気相を表している。また、各条件のプロフィル図は0.4秒間のプロフィルが4本表示されているが、これらは左から右に向かって時間が連続している。

ここでは、各 j_l ごとに、 j_g の変化に伴って出現する液体塊がどのように変化していくのかについて議論し、プラグ流及び団塊波流における界面構造の詳細は次節以降でまとめて論じる。

先ず $j_l=0.1\text{m/s}$ に着目する。 $j_g=0.03\text{m/s}$ では連続する液体内に気泡が存在しており、気泡流である。 $j_g=0.5\text{m/s}$ では、気体スラグ（気泡の長さが管直径よりも長い気泡）と、管断面が液体で満たされこの中に気泡が存在する液体スラグが交互に流動するプラグ流である。気体スラグの下流端は丸みを有し、上流端は比較的平坦である。気体スラグ周辺の液膜上には波が観察される。 j_g が 5m/s に増加すると、もはや液体スラグは観察されず、図中の H_1 にみられるような波高の高い波が観察される。この波はきわめて複雑な界面構造を有している。 j_g が 10m/s 及び 20m/s では出現する波の波高は $j_g=5\text{m/s}$ でみられた H_1 と比較してかなり小さくなっている。

従来の研究⁽⁵⁾において、 $j_g=20\text{m/s}$ 、 $j_l=0.1\text{m/s}$ は典型的な環状流であり、出現する波はじょう乱波であることが明らかにされている。従って、この条件で観察さ

れる波はじょう乱波であると判断できる。じょう乱波の例をD₁で図中に示す。また、 $j_g=5\text{m/s}$ においてH₁に代表される波は、 $j_g=20\text{m/s}$ で出現しているじょう乱波と比較してかなり大きな波高を有している。Sekoguchiら⁽²⁾によって、じょう乱波よりも体積と速度が共に大きい波として団塊波の存在が明らかにされている。従って、 $j_g=5\text{m/s}$ において出現している大きな波高を有する波は団塊波であり、この流動条件は団塊波流の範ちゅうに属すると考えられるが、団塊波とじょう乱波の判別については、第7章において詳細に議論する。

$j_l=0.4\text{m/s}$ においては、 j_g の増加に伴って出現する液体塊の種類が変化する過程は $j_l=0.1\text{m/s}$ と同様である。すなわち、 j_g の増加に伴って気泡流からプラグ流へ遷移し、 $j_g=5\text{m/s}$ では液体スラグS₁と共に、団塊波と考えられるコア部が気相で貫通された大きな波高を有する波（例えばH₂）が出現している。 $j_g=10\text{m/s}$ においても、団塊波と考えられる波高の大きい波（例えばH₃）が出現しているが、 $j_g=20\text{m/s}$ ではH₃程度の波高を有する大きい波はもはや出現しておらず、波高の小さい波が主体の流れに遷移している。 $j_g=20\text{m/s}$ の条件は、従来の研究⁽⁵⁾においては典型的な環状流ではないが、 $j_g=20\text{m/s}$ 、 $j_l=0.1\text{m/s}$ において観察されるじょう乱波と波高が近いことから、この条件で出現している波もじょう乱波であると考えられる。

j_l が 1m/s においては、 $j_g=0.03\text{m/s}$ では気泡流であり、 $j_g=0.5\text{m/s}$ ではプラグ流である。 $j_g=5\text{m/s}$ では、液体スラグと共に団塊波（例えばH₄）が出現し始めている。 $j_g=10\text{m/s}$ では液体スラグと団塊波がほぼ同程度の頻度で出現し、 $j_g=20\text{m/s}$ では団塊波の方が液体スラグよりも出現頻度が高くなり、団塊波が主体をなす団塊波流に遷移している。

$j_l=3\text{m/s}$ において、 j_g が 0.03m/s 及び 0.5m/s では気泡流、 $j_g=5\text{m/s}$ ではプラグ流である。 $j_g=10\text{m/s}$ では、液体スラグの崩壊によって形成されたと考えられる大きな波高を有する団塊波（例えばH₅）が出現し始めている。 $j_g=20\text{m/s}$ では団塊波の出現頻度が液体スラグのそれとほぼ同一になり、プラグ流から団塊波流への遷移領域である。

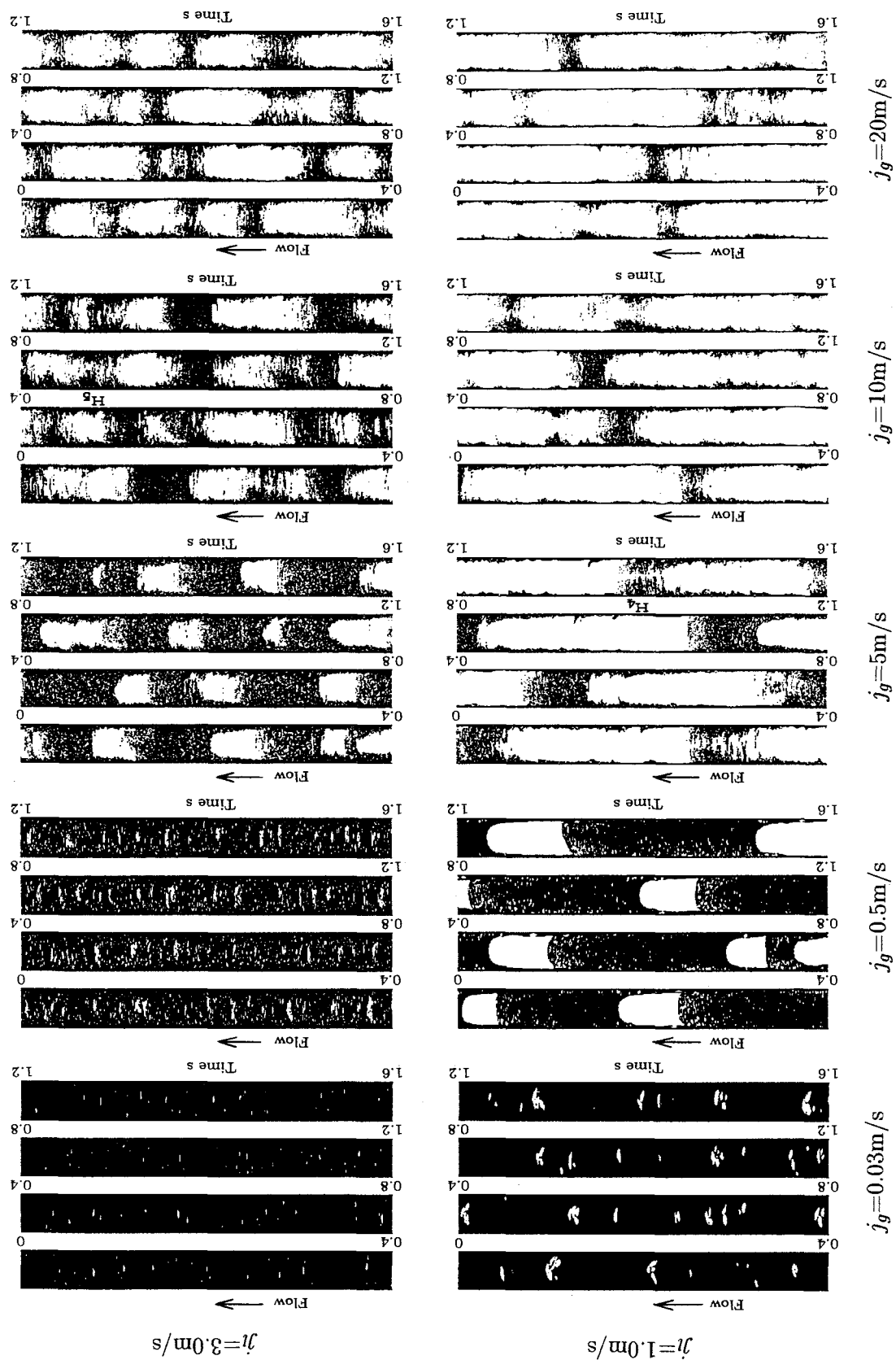


図 3.1 気液界面のプロファイル図の例

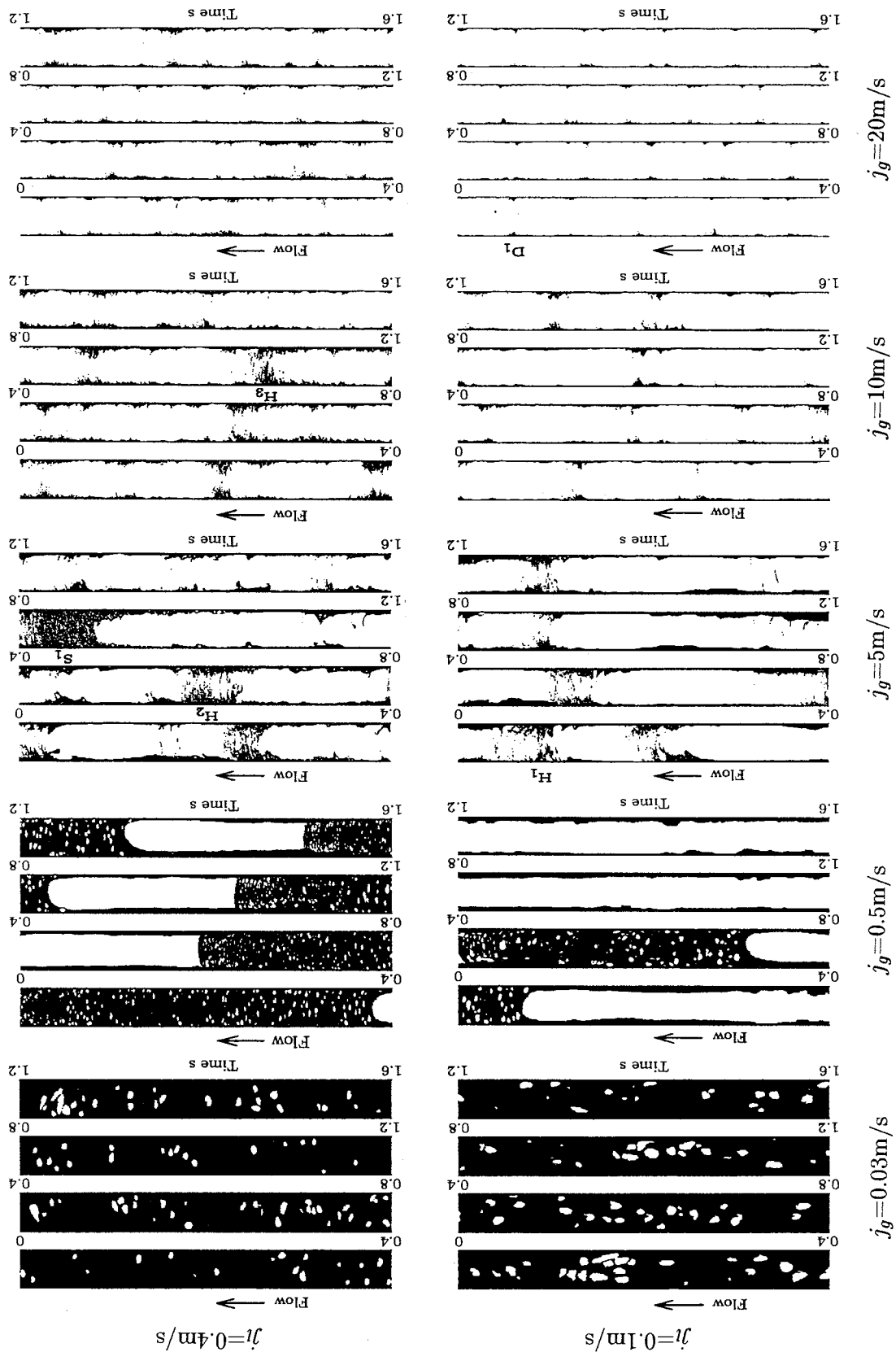


図 3.1 気液界面のプロファイル図の例 (続き)

3.3 プラグ流の界面構造

3.3.1 プロフィールにみられる特徴

図3.2にプラグ流領域と、この領域における実験条件を示す。なお、図中に示した気泡流とプラグ流の境界は、管直径よりも長い気泡（気体スラグ）が出現し始める条件と定義して求めた。プラグ流と団塊波流の境界は、液体スラグと団塊波の出現頻度が等しくなる条件であり、第7章で詳細に論じる。また、図中の黒丸(a)～(e)は図3.3にプロフィール図を提示する条件である。

プラグ流の代表的なプロフィール図を図3.3に示す。図中のスケールは、超多断面ホールドアップセンサの情報から求めた気体スラグの速度によって、時間を距離に換算したものである。

図3.3(a)は気液の流速が小さい場合であり、気体スラグはテラ気泡と類似している。気体スラグの界面は比較的なめらかで、周辺の液膜には小気泡がほとんど存在せず、形状は軸対称性を有している。気体スラグがテラ気泡と類似の形状を示す条件は j_g が約0.7m/s以下である。液体スラグ内の気泡の分布は、液体スラグの下流端部に密度の高い部分が存在するが、その他の部分は比較的均一

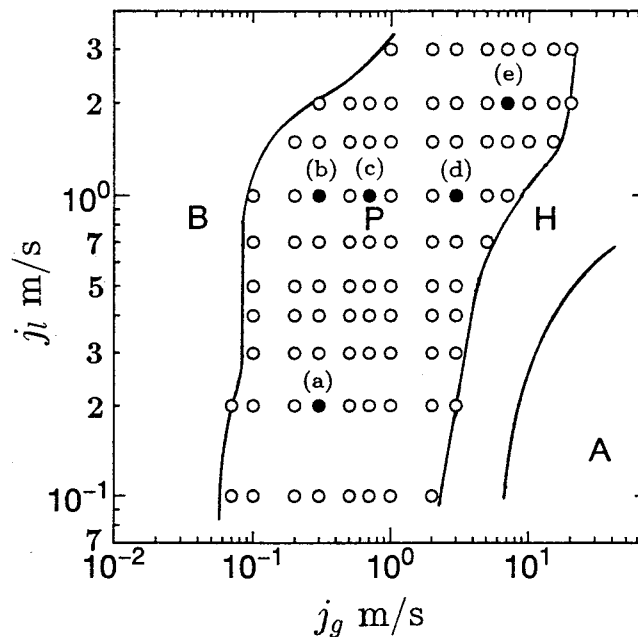


図3.2 プラグ流領域とこの領域における実験条件

A:環状流, B:気泡流, H:団塊波流, P:プラグ流, ○:実験条件, ●:図3.3においてプロフィール図を提示する条件, —:各流動様式の境界

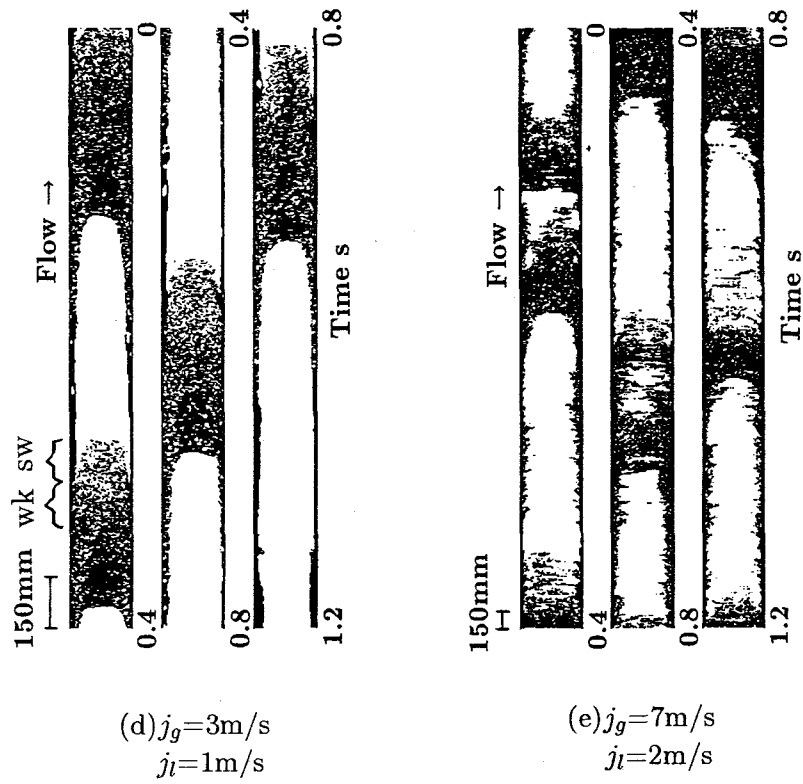
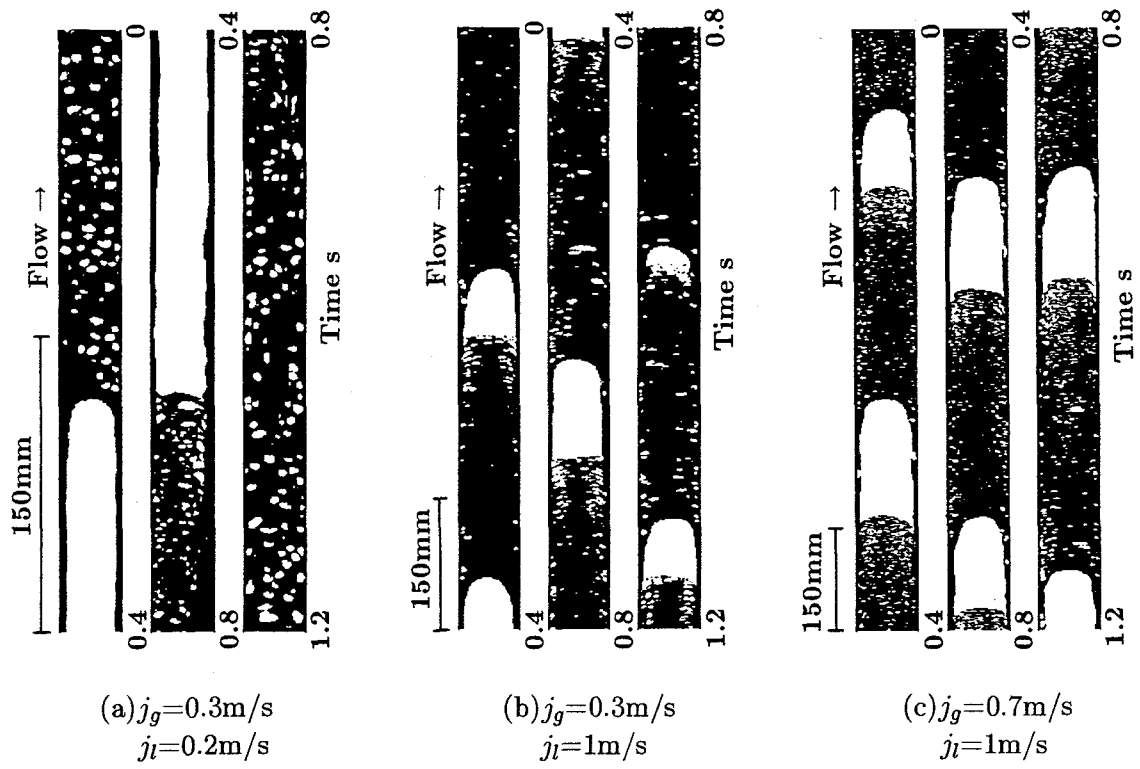


図3.3 プラグ流領域におけるプロフィール図の例
sw:隆起頭ゾーン, wk:後流ゾーン

に分布している。図3.3(b)は j_l を増加させた場合であるが、液体スラグ内の気泡の数は(a)の場合と比較して減少している。また、気泡は管壁側に比較的多く存在する特徴がみられる。

図3.3(c),(d)は(b)と同一の j_l で、(b)よりも j_g が大きい場合である。図3.3(b)～(d)から以下の特徴が見いだせる。先ず(d)に着目する。液体スラグの下流端において、気体スラグ内に隆起した部分（例えば図中のsw）が存在することが確認できる。これを隆起頭(Swelling liquid front)と称し、隆起頭が存在する区間を隆起頭ゾーン(Swelling liquid front zone)と呼ぶことにする。また、隆起頭より上流側では、多くの気泡を含有し、ボイド率の高い領域（例えば図中のwk）が存在している。これらの様子を明確にするために、図3.3(d)の一部を拡大した図3.4で説明する。

図3.4から120mm程度の隆起頭が存在し、隆起頭の上流端から上流側に約130mmの区間において多くの気泡を含有する領域が存在している。これよりも上流側では、上流に向かって気泡の密度は減少すると共に、気泡は壁面近傍にのみ存在するようになる。液体スラグの下流端部において多くの気泡を含有する機構は次のように考えられている⁽⁶⁾。すなわち、気体スラグ周辺の液膜は、液体スラグに流入する際に気体スラグから気泡を生成し、これらの気泡を同伴しながら液体スラグ内に拡散していく。この拡散の過程で気泡は気体スラグの後流部に取り込まれる一方、より下方にまで達した気泡も浮力によって浮上し、気体スラグの

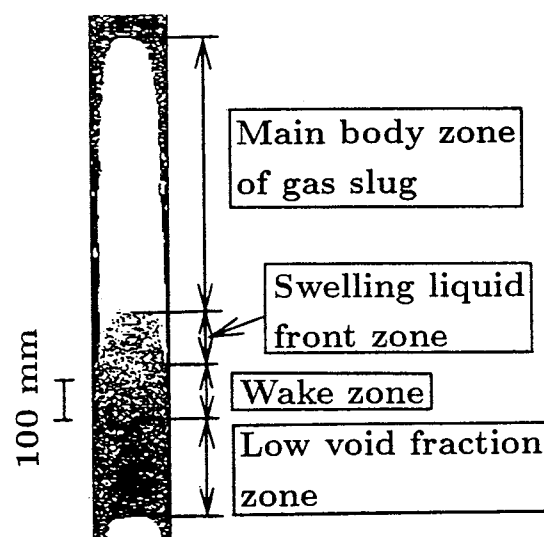


図3.4 1対の気体スラグと液体スラグにおける4つの領域

後流部に集まり、後流部の気泡密度を高めることになる。ただし、後流部内の気泡は更に浮上して気体スラグの底面を経て気体スラグに環流するため、後流部の気泡密度はある程度まで高くなった状態で平衡している、と考えられている。

以下では液体スラグにおいて、ボイド率の高い領域を後流ゾーン (Wake zone) と称することにする。また後流ゾーンの上流側に存在する気泡が少ない区間を低ボイド率ゾーン (Low void fraction zone)、気体スラグの先端 (下流端) から隆起頭の先端までを気体スラグの主体を構成するゾーン (Main body zone of gas slug) と呼ぶことにする。

図3.3(b) ~ (d) から上記の隆起頭ゾーン及び後流ゾーンの長さは j_g の増加と共に増加することが分る。また、隆起頭は j_g の増加に伴って多くの気泡を含むようになる。

気液の流速が共に大きい場合の例を図3.3(e) に示す。気体スラグ周辺の液膜には大きな波立ちが存在し、気体スラグ下流端が半球状の滑らかな形状を有する気体スラグの頻度は減少している。また、液体スラグ内部に大きな気泡が形成されて液体スラグが分割されているものも観察される。

3.3.2 隆起頭ゾーンの長さ

図3.5に隆起頭ゾーンの長さを各流動条件で算術平均した値 $\bar{L}_{sw}$ として示す。 $\bar{L}_{sw}$ は、界面のプロフィール図から決定した隆起頭の通過時間と気体スラグの速度の積として求めた。図3.5から $\bar{L}_{sw}$ は j_g の増加に伴って増加しており、最大で300mmにも及んでいる。また j_l の違いによる $\bar{L}_{sw}$ の差は小さい。

隆起頭の形成機構は、液体スラグ内の速度分布と密接に関連していると考えられる。すなわち、液体スラグ内の速度分布は中心部が最も速度が大きく、管壁面に近づくに伴って速度は小さくなるため、液体の運動エネルギーが液面の隆起をもたらすと仮定すると、放物線状の形状を示す隆起頭が形成されることになる。このような隆起頭の形成機構を検証するためには液体スラグ内の速度分布を測定する必要がある、今後の課題である。

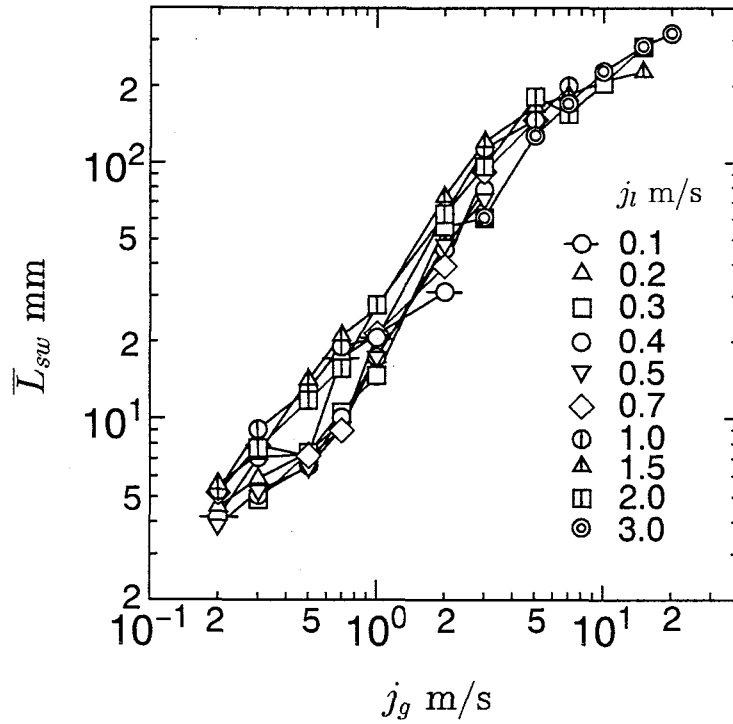


図3.5 隆起頭ゾーンの長さ

3.3.3 後流ゾーンの長さ

後流ゾーンの長さ L_{wk} は、準超多点点電極センサの信号から算出される断面平均ボイド率 α の管軸に沿う分布から決定した。図3.6は気液界面のプロフィル図に α の管軸方向分布を併記したものである。 ζ は気体スラグの下流端から上流方向への距離である。 α の管軸方向分布を隆起頭の上流端から上流方向に観察すると、 α は ζ の増加に伴って減少していくが、 ζ が約0.58m以上ではほぼ一定に変化している。後流ゾーンは隆起頭ゾーンの上流端から α がほぼ一定になるまでの区間とした。

図3.7は後流ゾーンの長さを各流動条件で算術平均した値 $\bar{L}_{wk}$ と j_g の関係を示したものである。図3.7から $\bar{L}_{wk}$ は j_l が0.1m/sから0.3m/sにおいては j_g の増加と共に単調に増加するが、 j_l が0.4m/s以上では j_g の増加と共に $\bar{L}_{wk}$ は増加して最大値を有した後に減少する。 $\bar{L}_{wk}$ の最大値は200mm程度である。 $\bar{L}_{wk}$ が最大値を有する条件は、団塊波が出現し始める条件とほぼ一致する。また、図3.7から、 j_g と共に $\bar{L}_{wk}$ が増加する領域では、 j_l の違いによる $\bar{L}_{wk}$ の相違は、 $\bar{L}_{sw}$ と同様に小さい。

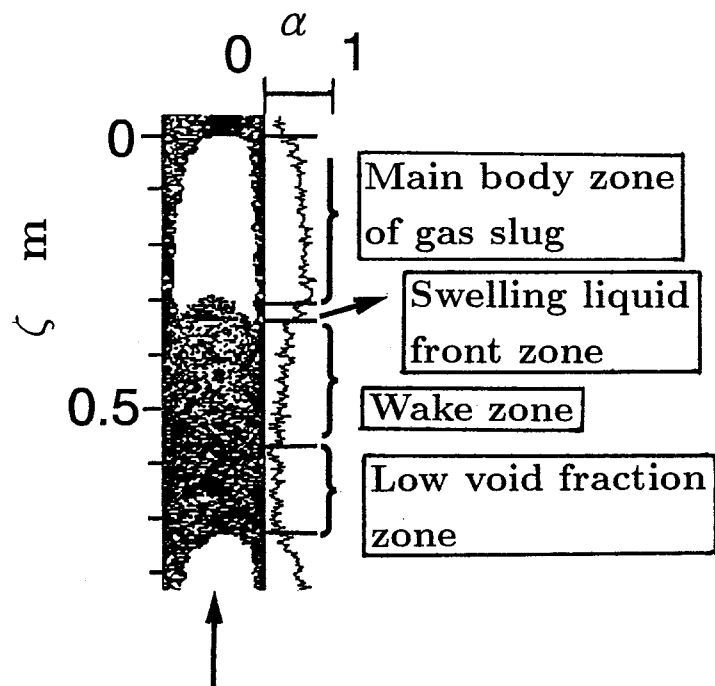


図3.6 後流ゾーンの決定方法

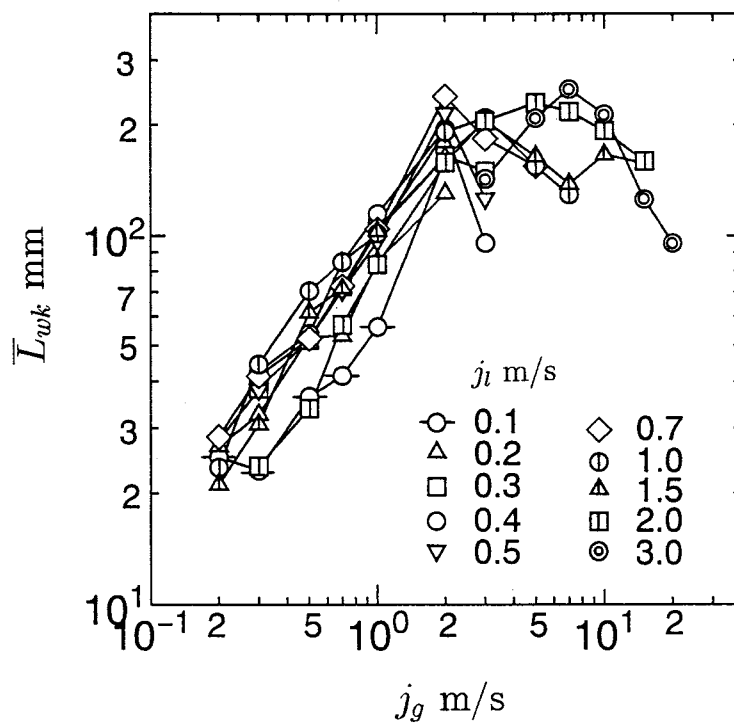


図3.7 後流ゾーンの長さ

後流は気体スラグ周辺の液膜が液体スラグ内に流入することによって生じる。従って、後流ゾーンの長さは、液体スラグ内の液体に対する液体スラグに流入する液膜の相対速度に関係していると考えられる。そこで、この相対速度と L_{wk} の関係を検討する。

液体スラグ内の液体の平均速度を u_{ls} 、気体スラグ周辺の液膜が液体スラグに流入するときの速度を u_{gf} とする。 u_{ls} と u_{gf} はCryptosteady、すなわち気体スラグと同一の速度で移動する座標系において定常な流れとみなすことができる状態では、連続の関係から次式で表される。

$$u_{ls} = \frac{j_g + j_l - \alpha_{ls} u_{gs}}{1 - \alpha_{ls}} \quad (3.1)$$

$$u_{gf} = \frac{j_g + j_l - \alpha_{gf} u_{gs}}{1 - \alpha_{gf}} \quad (3.2)$$

ここで、 u_{gs} は気体スラグの速度である。また、 α_{ls} は液体スラグの平均ボイド率、 α_{gf} は気体スラグ周辺の液膜が液体スラグに流入する位置における断面平均ボイド率である。なお、 u_{gs} 、 u_{ls} 及び u_{gf} は流動方向を正とする。

α_{ls} の値としては、準超多点点電極センサによって得られた気液界面のプロファイルから液体スラグを抽出し、各液体スラグの平均ボイド率を各流動条件で算術平均化した値を用いた。 α_{gf} に関しては、気体スラグ周辺の液膜は流動方向に対して逆流する場合があります、この場合には準超多点点電極センサによって流れが乱されるため、正確な α_{gf} を求めることができない。従って、超多断面ホールドアップセンサから得られるボイド率の情報を用いた。 α_{gf} の算出方法は、先ず各気体スラグ周辺の液膜のボイド率を、液膜厚さが気体スラグの上流端から下流方向に一定である区間を有する場合にはこの区間のボイド率の平均値とし、この区間を有しない場合には気体スラグの上流端におけるボイド率として算出する。これを各条件において算術平均して α_{gf} を求めた。

以上の方法で算出した相対速度 $|u_{gf} - u_{ls}|$ と $\bar{L}_{wk}$ の関係を図3.8に示す。なお、団塊波が出現する場合にはCryptosteadyとみなすことができないため、この条件は図3.8から除外した。図3.8から $|u_{gf} - u_{ls}|$ の増加に伴って $\bar{L}_{wk}$ も大きくなることが分かる。しかし、 j_l によって $\bar{L}_{wk}$ に相違がみられることから、 $\bar{L}_{wk}$ は $|u_{gf} - u_{ls}|$ のみで決定されるのではなく、他の要因も関与している。

また、図3.7から団塊波が発生することによって、 $\bar{L}_{wk}$ が減少することが明ら

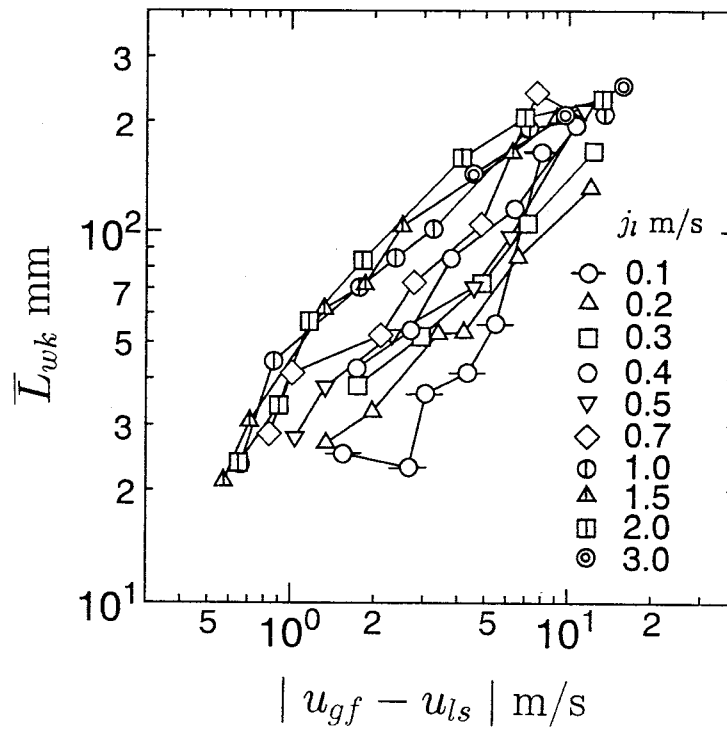


図3.8 液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度と後流ゾーンの長さの関係

かになったが、この事実を液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度から考察する。団塊波は一般に気体スラグ周辺の液膜よりも大きい速度を有している、いい換えれば液体スラグ内の液体に対する相対速度は、団塊波の方が気体スラグ周辺の液膜よりも小さい。従って気体スラグ周辺の液膜上に団塊波が発生すると、液体スラグに流入する液体の相対速度は減少するため、 $\bar{L}_{wk}$ は減少すると考えられる。

3.3.4 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布

液体スラグ内に存在する気泡の半径方向分布を定量的に求めるために、液体スラグにおける局所のボイド率 α_{ls}^* の半径方向分布を算出した。ここで、 α_{ls}^* は、液体スラグにおいて、液体スラグの通過時間に対する各点電極が気相を検出した時間割合である。 α_{ls}^* の半径方向分布を個々の液体スラグにおいて調査した結果、大別すると次の3つの形式に分類できた。これらの3つの形式の例を図3.9(a)～(c)に示す。なお、図3.9(a)～(c)は図中に示された流動条件において出現した液体

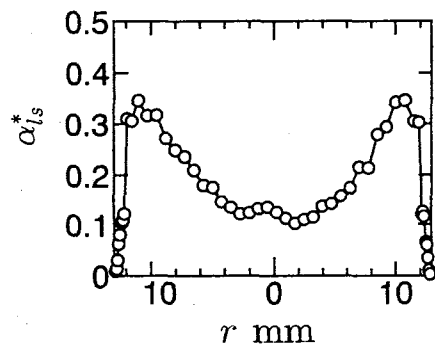
スラグの中で代表的な例を示したものである。

(1) くら形分布 (図3.9(a)): 管中心付近の α_{ls}^* が低く, 壁面近傍において α_{ls}^* が最大値を有する分布であり, 管壁付近に気泡が多く存在している場合に対応する。

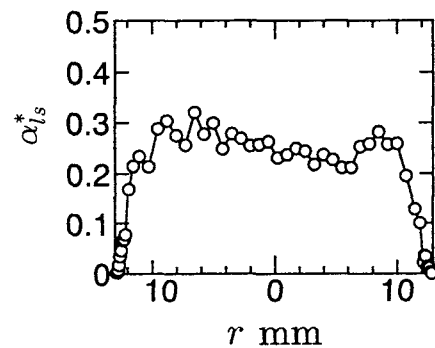
(2) 台形分布 (図3.9(b)): 壁面近傍を除くとほぼ一定の α_{ls}^* を有する分布であり, 壁面の近傍を除き比較的一様に気泡が分布している場合に対応する。

(3) 砲弾形分布 (図3.9(c)): 管の中央部が顕著に大きな α_{ls}^* を示す場合で, 管中心付近に多くの気泡が存在し, 壁面近傍にはあまり気泡が存在しない場合に対応する。

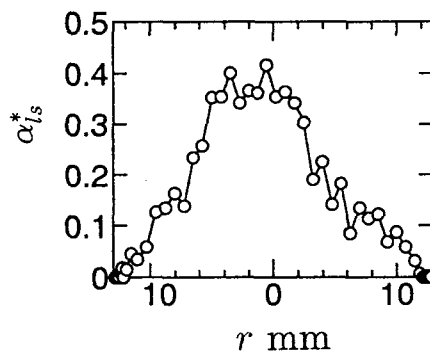
以上の3つの形式が出現する領域を流動様式線図に示したものが図3.10である。図中の記号+, ○及び・は, α_{ls}^* の半径方向分布がそれぞれくら形分布, 台形



(a)SA:Saddle-shape distribution
($j_g=1\text{m/s}$, $j_l=0.7\text{m/s}$)



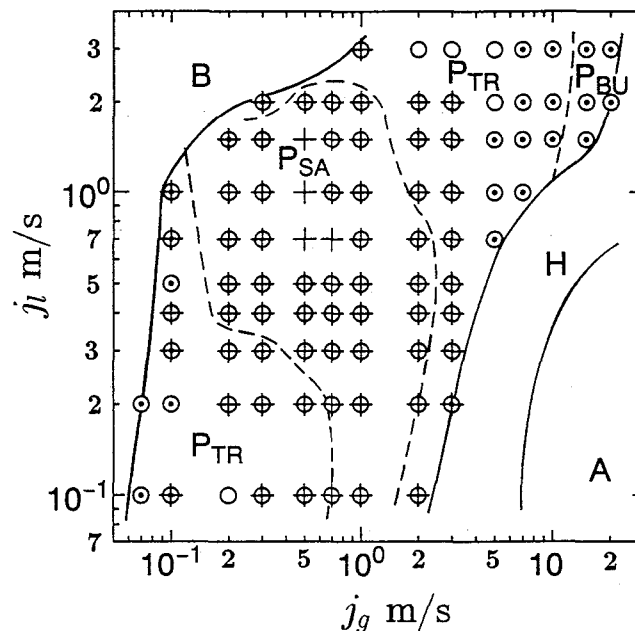
(b)TR:Trapezoidal distribution
($j_g=3\text{m/s}$, $j_l=0.4\text{m/s}$)



(c)BU:Bullet-shaped distribution
($j_g=10\text{m/s}$, $j_l=3\text{m/s}$)

図3.9 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布にみられる3つの形式

分布及び砲弾形分布を有する液体スラグが出現することを表している．図3.10から，くら形分布と台形分布が広い流動条件で現われているのに対し，砲弾形分布はプラグ流から気泡流及び団塊波流への遷移領域（ただし，気泡流へは j_l が1m/sを下回る領域，団塊波流へは0.7m/s以上の領域）に限られる．多くの条件において，複数の形式の液体スラグが共存しているが，各実験条件において最も多く出現する形式を代表させて区分し，図3.10中で P_{SA} ， P_{TR} 及び P_{BU} で示すと共に，破線でその境界を示した．台形分布が多数を占める領域 P_{TR} は， j_g の低い領域と高い領域の2つに分れて存在する．これらの2つの領域の間にくら形分布が多数を占める領域 P_{SA} が存在する．これらの領域を図3.3に示した気液界面のプロファイル図から考察すると， j_g 及び j_l が小さい条件に存在する P_{TR} 領域は図3.3(a)に対応し，気泡の密度は小さいが，気泡が断面内にほぼ均一に存在する領域である． j_g 及び j_l が増加すると，図3.3(c)のように気泡が壁面近傍に多く存在するようにな



P_{BU} : Most frequently bullet-shaped distribution appearing region
 P_{SA} : Most frequently saddle-shaped distribution appearing region
 P_{TR} : Most frequently trapezoidal distribution appearing region
 $\cdot$: BU, $+$: SA, $\circ$: TR
A: Annular flow, B: Bubble flow, H: Huge wave flow, P: Plug flow

図3.10 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布にみられる各形式の出現領域

り、 α_{ls}^* の半径方向分布はくら形分布を呈するようになるために、 P_{SA} 領域に遷移する。更に j_g 及び j_l が増加すると、液体スラグ内には気泡がほぼ均一に存在するようになるために、 α_{ls}^* の半径方向分布は台形分布を示すようになり、再び P_{TR} に遷移する。

P_{BU} 領域はプラグ流と団塊波流の境界付近に存在する。これはコア部に多くの気泡を含み、気相で貫通される直前の液体スラグが多く出現するためである。

図3.10のように最も多く出現する α_{ls}^* の分布形式を示すことによって、気体及び液体の流速変化に応じて液体スラグ内の局所のボイド率分布、いい換えれば気泡の分布の変化の様子が容易に把握できる。

3.3.5 液体スラグの平均ボイド率

各液体スラグの平均ボイド率 α_{ls} の算術平均値 $\bar{\alpha}_{ls}$ を図3.11に示す。 $\bar{\alpha}_{ls}$ は j_l が0.1m/s及び0.2m/sでは j_g の増加と共に単調に増加するが、 j_l が0.3m/s以上では j_g と共に増加して最大値を有した後に減少に転じる。 j_l が0.3m/s以上において、 α_{ls} の最大値は0.2～0.3である。 $\bar{\alpha}_{ls}$ が最大値を有する j_g は、 j_l の増加と共に大きくなっており、この条件は団塊波が出現し始める条件と一致する。

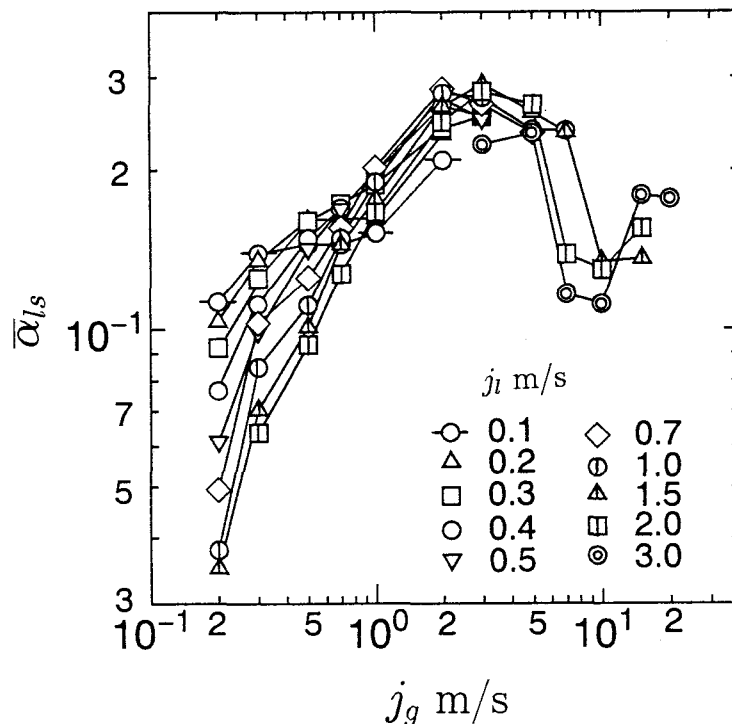


図3.11 液体スラグの平均ボイド率

3.4 団塊波流の界面構造

図3.12に団塊波流領域を示すと共に、以下の議論で提示するプロフィール図の流動条件を黒丸(a₁)～(d₃)で示す。また、図中のP, H及びAは第7章に述べる波脈分析によって判別されたプラグ流、団塊波流及び環状流の各領域を示している。更に、図中の破線よりも小さい j_g 及び j_l の領域は、逆流する浮遊波が出現する領域である。

図3.13に団塊波流におけるプロフィール図の例を系統的に示す。図中において、S, H及びDはそれぞれ液体スラグ、団塊波及びじょう乱波を示している。図3.13から、団塊波の界面構造にみられる特徴を以下に論じる。

先ず $j_l=0.1\text{m/s}$ に着目する。 $j_g=3\text{m/s}$ (図3.13(d₁))及び 5m/s (図3.13(d₂))は、図3.12から液膜が逆流を伴いながら流動している条件である。このような条件において出現する団塊波は、きわめて複雑な界面構造を有している。また団塊波の内部には、多くの気泡を含有している。これらの条件においては、団塊波は形状と速度を大きく変化させながら移動する特徴がある。形状及び速度の変化は、団塊波が逆流する大きな浮遊波を吸収あるいは放出したときに生じる場合が多い。 $j_g=10\text{m/s}$ (図3.13(d₃))では、団塊波の波高は $j_g=3\text{m/s}$ (図3.13(d₁))及び 5m/s (図3.13(d₂))で出現する団塊波と比較してかなり小さくなっている。

次に $j_l=0.5\text{m/s}$ に着目する。 $j_g=5\text{m/s}$ (図3.13(c₁))はプラグ流から団塊波流への遷移境界付近の条件である。この条件では団塊波H₁と共に、液体スラグが共存している。H₁は正面側(下流側)と比較して非常に長い背面側(上流側)を有しており、H₁の内部には多くの気泡が観察される。 $j_g=10\text{m/s}$ (図3.13(c₂))では、波頂が管中心にまで及ぶ団塊波H₃から、共存するじょう乱波Dとほぼ同程度の波高を有するものまで多様である。波高の大きい団塊波では、内部に多くの気泡が存在していることが確認できる。 $j_g=20\text{m/s}$ (図3.13(c₃))は、団塊波流から環状流への遷移境界付近の条件である。団塊波の波高は小さくなり、波頂が管中心にまで及ぶ団塊波はもはや観察されない。しかし、共存するじょう乱波と比較すると明らかに団塊波の方が波高は大きいことが分かる。また、各団塊波の波高の差は小さくなっている。

$j_l=0.5\text{m/s}$ 以上において、 j_g の変化に伴う団塊波の形状にみられる特徴の変化は

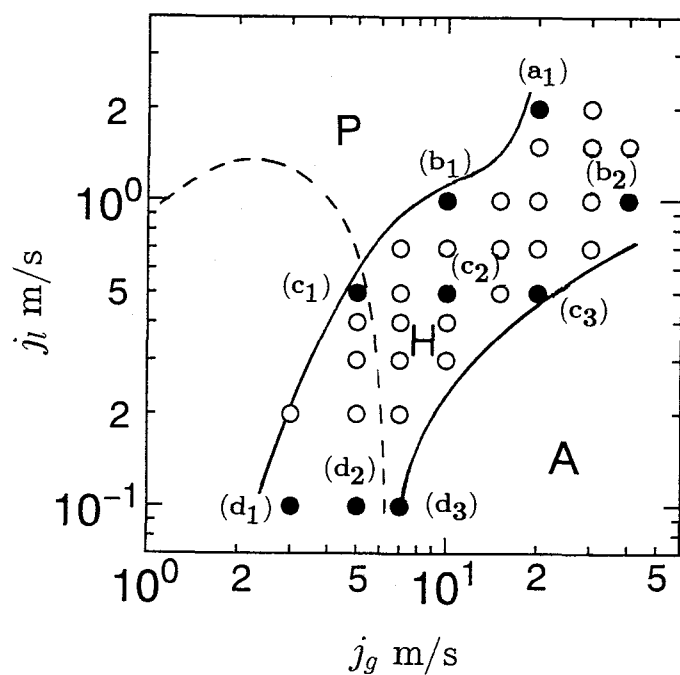


図3.12 団塊波流領域とこの領域における実験条件

A:環状流, H:団塊波流, P:プラグ流,

○:実験条件, ●:図3.13においてプロフィール図を提示する条件,

————:各流動様式の境界, - - - -:逆流する浮遊波が出現する境界

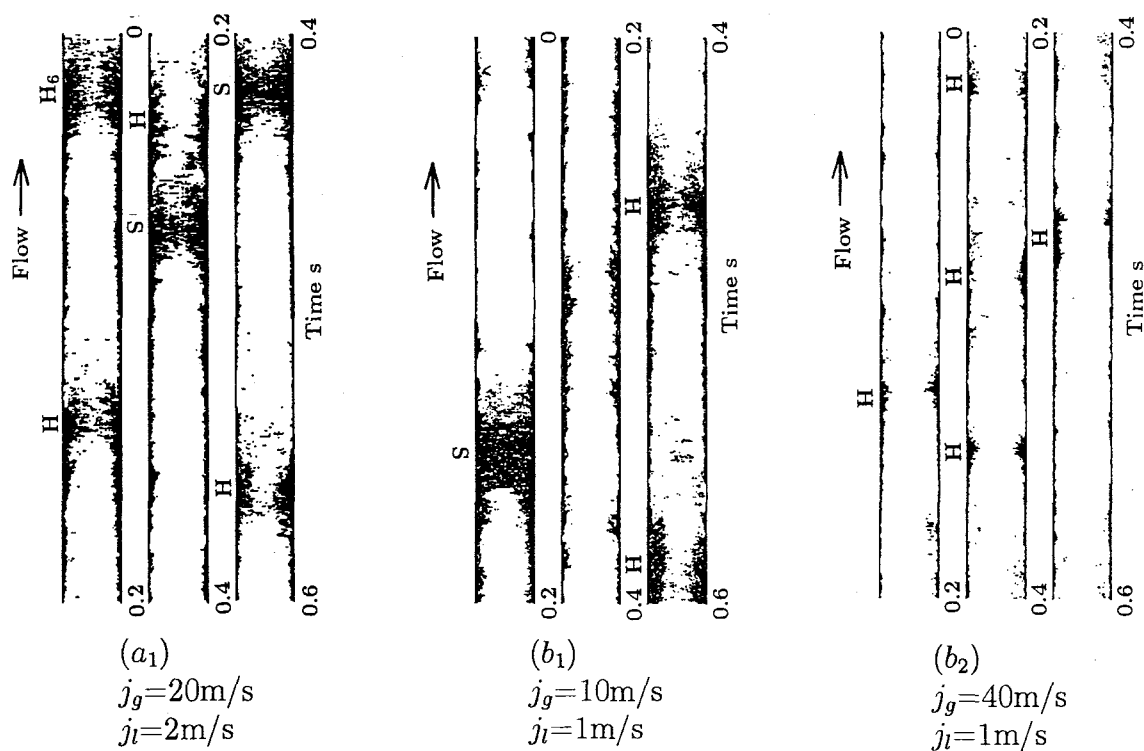
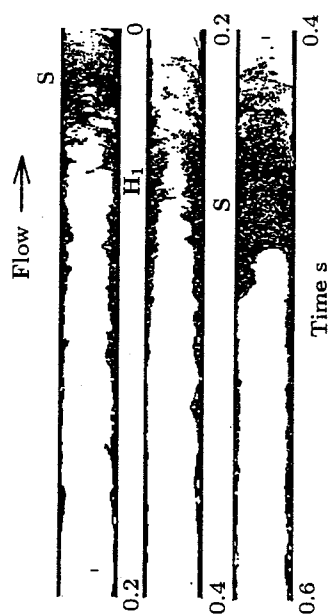
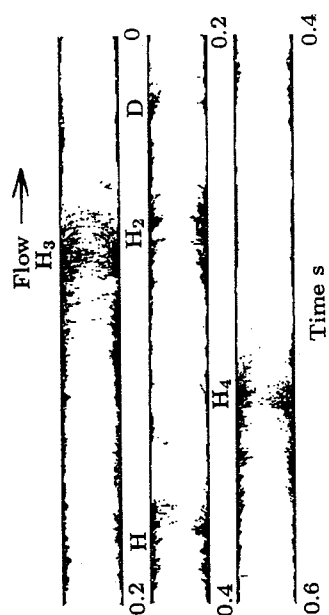


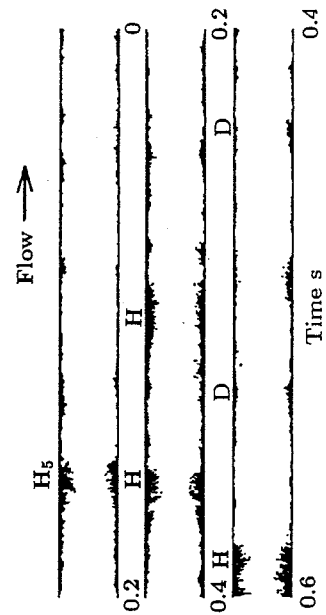
図3.13 団塊波流領域における気液界面のプロフィール図の例



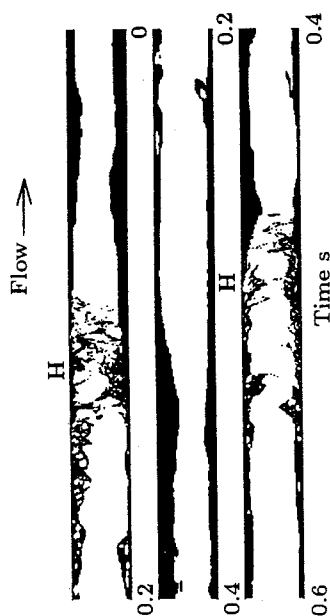
(c₁)
 $j_g=5\text{m/s}$
 $j_l=0.5\text{m/s}$



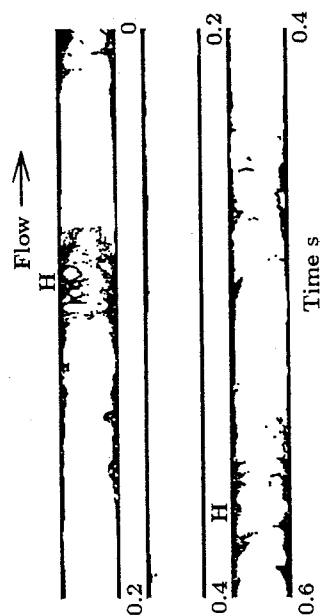
(c₂)
 $j_g=10\text{m/s}$
 $j_l=0.5\text{m/s}$



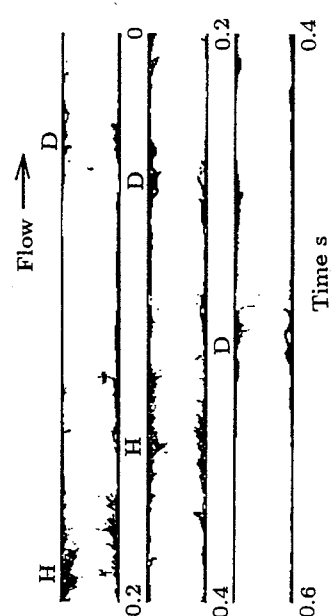
(c₃)
 $j_g=20\text{m/s}$
 $j_l=0.5\text{m/s}$



(d₁)
 $j_g=3\text{m/s}$
 $j_l=0.1\text{m/s}$



(d₂)
 $j_g=5\text{m/s}$
 $j_l=0.1\text{m/s}$



(d₃)
 $j_g=7\text{m/s}$
 $j_l=0.1\text{m/s}$

図3.13 団塊波流領域における気液界面のプロフィール図の例 (続き)

$j_l=0.5\text{m/s}$ の場合とほぼ同一である。すなわち、プラグ流から団塊波流への遷移境界付近の条件（図3.13(a₁)及び(b₁))では、団塊波は大きな波高を有することと、気液界面は複雑に乱れており、内部に多くの気泡を含んでいる。特に $j_g=20\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$ において出現している団塊波H₆はコア部がわずかに気相で貫通された規模の大きい団塊波である。 j_g が増加すると波高は減少し、各団塊波の波高の差は小さくなる(図3.13((b₂))。

団塊波の形状を詳細に観察するために、図3.13に示したプロフィール図の中で $j_l=0.5\text{m/s}$ に着目して、3種類の j_g において出現している団塊波H₁, H₄及びH₅の拡大したプロフィールを図3.14(a)～(c)に示す。図3.14(a)から、H₁は直径約7mm程度のガスコア部を有している。また、H₁の内部に存在する気泡は気液界面に多く分布し、壁面の近傍には少ないことが分かる。更に、H₁の正面側において、ガスコア部を横切る薄い液膜（図中にFで示す）が観察できる。コア部における気相の速度は団塊波の移動速度と比較して十分大きいことから、この液膜はH₁の正面側がはげしく乱れながら移動しているために、一時的に形成されたものと考え

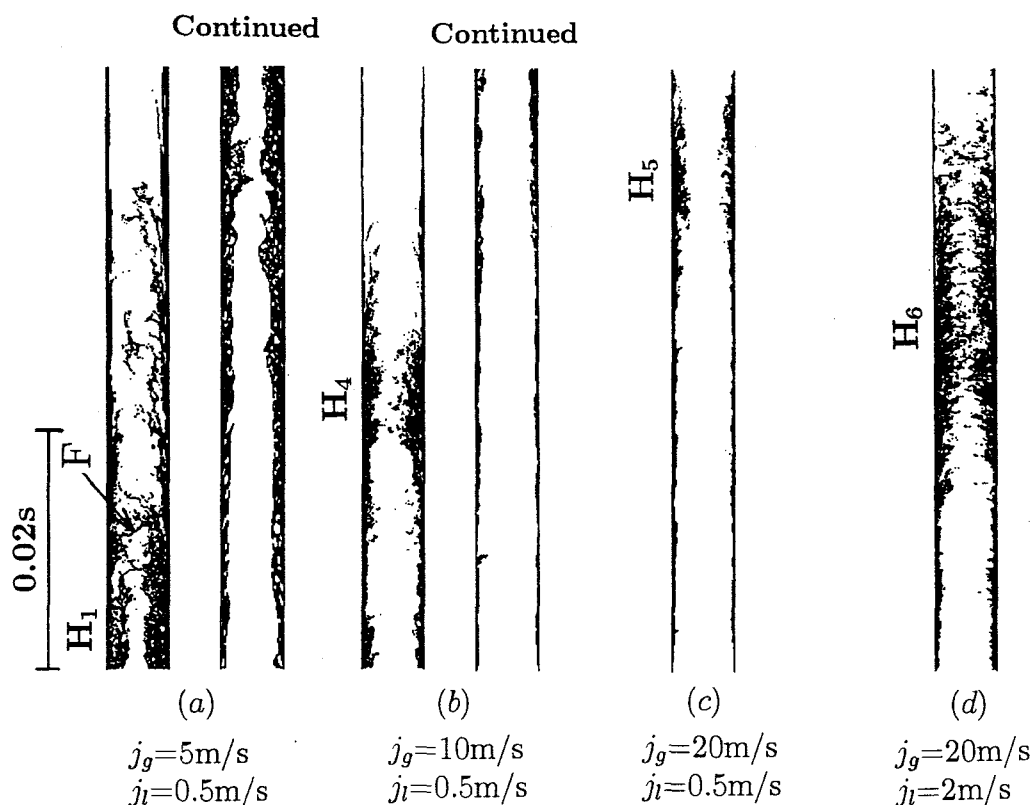


図3.14 団塊波の界面構造の詳細

られる．また， H_4 (図3.14(b))においても，多くの気泡が気液界面近傍に存在している．気液界面には多くの起伏が存在し，乱れている． H_5 (図3.14(c))は波高が小さい団塊波であるが，この団塊波においても気液界面には多くの起伏が存在し，複雑な様相を呈している． H_5 の内部にも気泡が存在しているが，その数は H_4 と比較して少ない．

図3.13の観察から，プラグ流と団塊波流の境界付近では，波高が大きく，複雑な界面性状を有する団塊波が出現していることが明らかになった．この規模の大きな団塊波の界面性状を明らかにするために，図3.13(a₁)中の団塊波 H_6 を拡大表示したものを図3.14(d)に示す． H_6 の気液界面はきわめて乱れており，多くの起伏が存在する．また直径約6mm程度のコア部を有しているが，この中には多くの液相が検出されている．これらの液相の多くはコア部を横切る薄い液膜状であることから，気液界面が激しく乱れることによって，泡立った状態が形成されていると考えられる．

3.5 気体及び液体流速が大きい条件における界面構造

従来から多く引用されてきた流動様式線図の一つとして，Hewittらの流動様式線図⁽⁴⁾がある．彼らの線図において，気体及び液体の流速が大きい条件では Wispy annular flow と称されている流動領域が出現することが示されている．しか

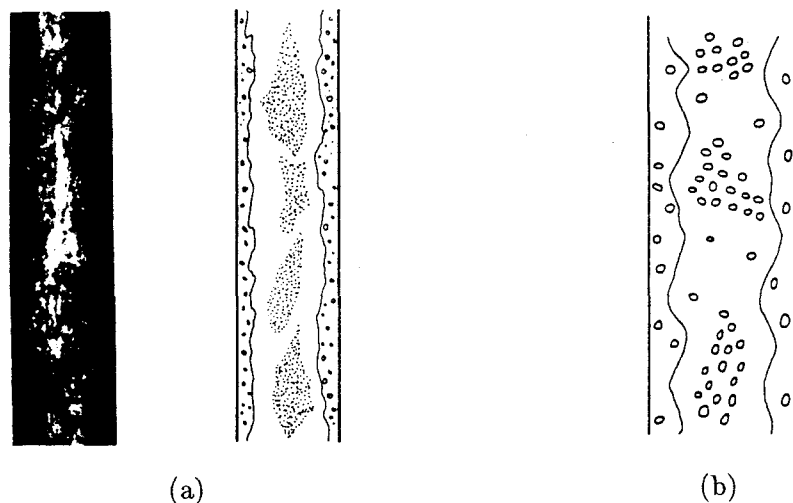


図3.15 Wispy annular flowの写真及びスケッチ
(a):Collier⁽⁷⁾, (b):Delhayera⁽⁸⁾

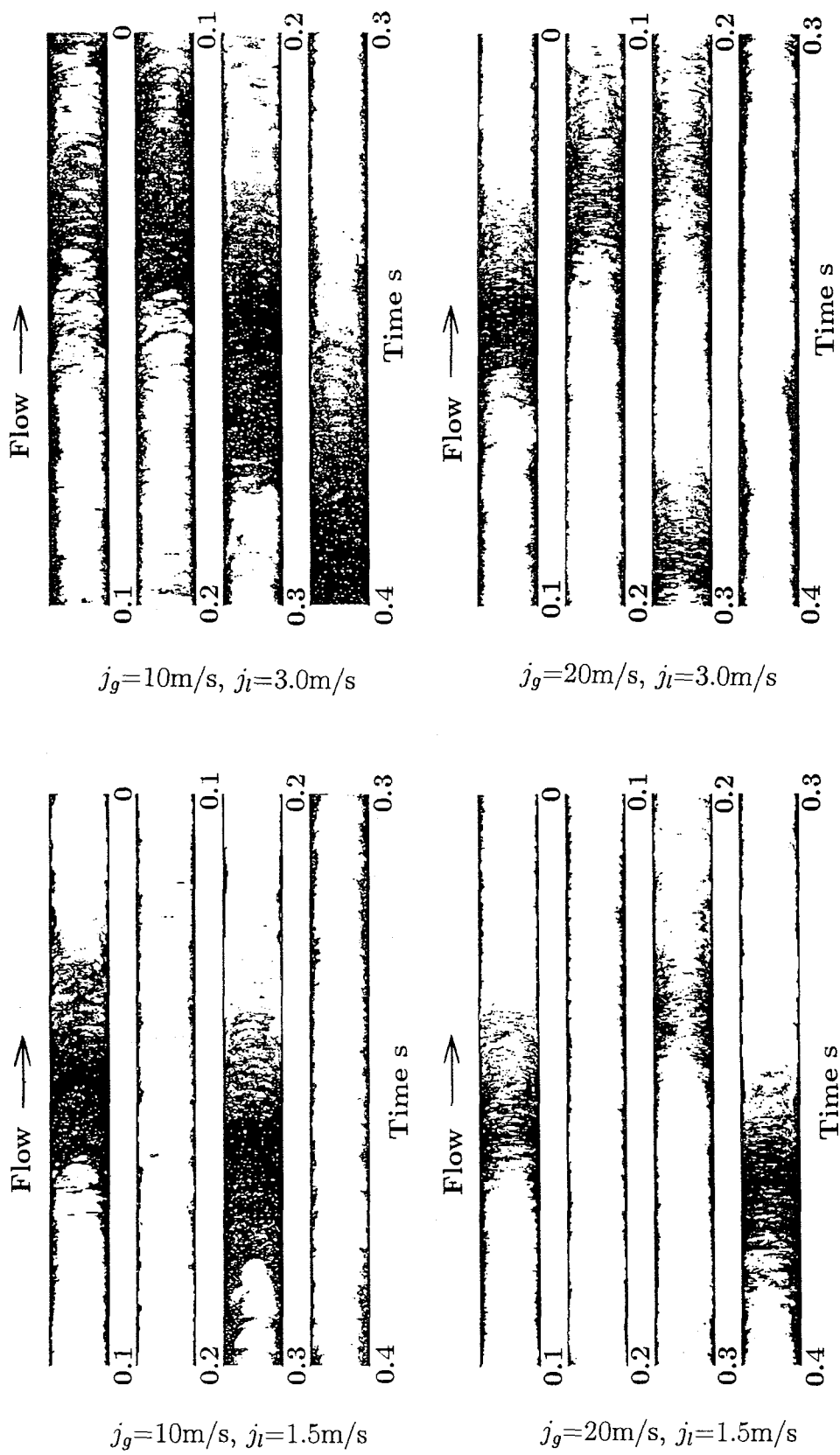


図3.16 Wispy annular flow領域に対応した条件における
気液界面のプロフィール図の例

し、この領域における界面構造を議論した報告はきわめて少なく、写真及び流れの観察によるスケッチがわずかに存在する程度である。また、いずれの写真からも界面構造を明確に把握することはできない。これは第1章でも述べたように、管壁付近に多くの気泡が存在する場合には、管内の界面構造を明確に観察することが容易でないためである。図3.15には、この領域における写真とスケッチの例としてCollier⁽⁷⁾及びDelhayeら⁽⁸⁾の著書から引用したものを示す。Wispy annular flowの特徴としては、管壁面に沿って液膜が存在し、ガスコア中に大きな液体の塊 (agglomerate) の存在することがHewittら⁽⁴⁾によって指摘されている。

本研究では、準超多点点電極センサを用いることによって、管内の気液界面構造を詳細に測定することが可能になった。そこで、本節ではこの領域のプロフィール図を提示することによって、従来からほとんど未解明であるこの領域の界面構造を明らかにする。

Wispy annular flow領域は、本実験圧力では j_g が7m/s以上で j_l が1.5m/s以上の条件に対応する。そこで、これらの条件におけるプロフィール図の例を図3.16に示す。図3.16から、Wispy annular flowの特徴であるガスコア中の大きな液体の塊 (agglomerate) は実際には出現しておらず、Wispy annular flowの実体はプラグ流あるいは団塊波流であることが分かる。

3.6 結論

垂直上昇気液二相流において、準超多点点電極センサを用いて気液相分布を測定した。この情報から気液界面のプロフィール図を描画し、これにみられる特徴を明らかにすると共に、界面構造の分析を行い、以下の結論を得た。

(1) 気液界面のプロフィール図を系統的に提示し、気体及び液体のみかけの流速の変化に応じて出現する液体塊の変化について論じた。この議論において、じょう乱波と比較して波高が明らかに大きな波である団塊波が、 j_l が0.1m/sから3m/sまで幅広く出現することが明らかになった。

(2) プラグ流におけるプロフィール図の観察から、液体スラグの下流端において、気体スラグ内に液体が隆起した隆起頭が存在することが明らかになった。また、液体スラグ内の断面平均ボイド率の管軸方向分布から、液体スラグ内において、流

動方向にボイド率が減少する領域とボイド率がほぼ一定値を示す領域が存在する。これらの結果から、一対の気体スラグと液体スラグは、気体スラグが主体を構成するゾーン、隆起頭ゾーン、後流ゾーン及び低ボイド率ゾーンの4つに区分されることが明らかになった。

また、隆起頭ゾーンの長さは、 j_g の増加に伴って増加し、最大300mmにも達する。後流ゾーンの長さは、 j_g が0.1m/s～0.3m/sでは j_g の増加と共に単調に増加するが、 j_l が0.4m/s以上では j_g と共に増加して最大値を有した後に減少に転じる。後流ゾーンの長さが最大値を有する流動条件は、団塊波が出現し始める条件と一致する。また、後流ゾーンの長さは液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度と関係することが明らかになった。

更に、液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布はくら形、台形及び砲弾形の3つの形式に分類でき、これらが出現する流動条件を明確にした。

(3)プラグ流から団塊波流への遷移領域に出現する団塊波は、規模が大きく、気液界面には多くの起伏を有している。また内部に多くの気泡を含有しているが、これらは気液界面の近傍に多く分布している。 j_g が増加すると大小様々な団塊波が出現するが、 j_g が更に増加すると波高は小さくなると共に、各団塊波の波高、形状は類似してくる。また、プラグ流から団塊波流への遷移境界付近の条件では、波高が大きく、且つきわめて乱れており泡だった界面構造を有する団塊波が出現することが明らかになった。

(4)Hewittら⁽⁴⁾によって存在が指摘されたWispy annular flow 領域に対応する条件のプロフィール図を提示し、この領域における気液界面構造を明らかにした。その結果、この流動領域には、Wispy annular flow の特徴とされているガスコア中の大きな液体の塊は実際には存在せず、流れとしてはプラグ流または団塊波流であることが明らかになった。

参考文献

1. 世古口言彦, 森 幸治, 三輪 恵, 中里見正夫, 清水英男, 加治増夫, 上昇及び下降気液二相流のプラグ流における気液界面のプロフィールにみられる特徴, 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3474-3480.

2. Sekoguchi, K. and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *Int. J. Multiphase Flow*, 15-3(1989), 295-305.
3. Mori, K., Kaji, M., Nakazatomi, M., Shimizu, H., Kondo, Y. and Sekoguchi, K., Longitudinal Interfacial Profiles and Their Features in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase Huge Wave Flow, *Proc. Third KSME/JSME Thermal Engineering Conference*, (1996).
4. Hewitt, G. F. and Roberts, D. N., Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography, AERE-M2159, (1969).
5. 世古口 言彦, 伝熱工学の進展, (1973), 180, 養賢堂.
6. 世古口 言彦, 伝熱工学の進展, (1973), 276, 養賢堂.
7. Collier, J. G., *Convective Boiling and Condensation*, (1973), 9, McGraw-Hill, New York.
8. Bergles, A. E., Collier, J. G., Delhaye, J. M., Hewitt, G. F. and Mayinger, F., *Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries*, (1981), 11, Hemisphere, New York.

第4章

垂直下降流における気液界面構造

4.1 緒言

気液二相流の流動特性は、その気液界面構造が重力の影響を強く受けるために、流動方向の相違によって異なることが知られている。例えば従来の研究において、管外から流れの目視観察によって作成された流動様式線図⁽¹⁾は上昇流と下降流では大きく異なっていることから、重力の影響が大きいことが分かる。従って、気液二相流の界面構造を正しく理解するためには、上昇流と下降流における知見が不可欠である。しかし、従来の研究は上昇流と水平流に関するものが多く、下降流に対してはきわめて少ない。特に下降流の界面構造に関する測定と分析はほとんど行われておらず、不明な点が多い。

本章では、準超多点点電極センサを垂直下降流に適用することによって、下降流の界面構造^{(2),(3)}を明らかにするものである。先ず、下降流におけるプロフィール図を系統的に提示して、界面構造の全容を明らかにする。この議論の中で、上昇流及び水平流ではみられない特徴として、2つのプラグ流領域が存在することと、これらの領域の間に本研究で初めて見いだされたフォーム流領域が存在することを明らかにする。また、これらの特徴的な領域に着目して、プラグ流領域とフォーム流領域における界面構造の特徴についても詳細に論じる。更に、プラグ流における流動パラメータを上昇流のそれらと比較することによって、プラグ流の界面構造に及ぼす流動方向の影響について明確にするものである。

4.2 気液界面のプロフィルにみられる特徴

図4.1は下降流におけるプロフィル図を系統的に示したものである。なお、 $j_g=2\text{m/s}$ で $j_l=2\text{m/s}$ と、 $j_g=0.03 \sim 2\text{m/s}$ で $j_l=3\text{m/s}$ の条件は、界面構造を明確に示すために、時間軸を拡大して表示している。プロフィルにみられる特徴を各 j_l ごとに以下に論じる。

まず $j_l=0.1\text{m/s}$ に着目する。 $j_g=0.03 \sim 5\text{m/s}$ においては、出現している波の形状と波高は比較的類似している。しかし、 j_g が 5m/s 以上では j_g の増加に伴って波高が減少している。 $j_g=20\text{m/s}$ で出現している波は、図3.1で示した上昇流における同一の流動条件で出現しているじょう乱波と波高が類似していることと、第5章で示す波の時空間様態図から上昇流におけるじょう乱波と速度及び形状が類似していることから、じょう乱波であると判断できる。またこの流動条件は環状流に属するといえる。一方 j_g が 5m/s 以下で出現する波は、じょう乱波と比較して明らかに波高が大きいことから、団塊波の範ちゅうに属する波であり、これらの条件における流動様式は団塊波流に属すると考えられる。 $j_l=0.2\text{m/s}$ においては、 $j_l=0.1\text{m/s}$ と比較して波の波高は大きくなっているが、 j_g の変化に伴う波の波高の変化の様子は、 $j_l=0.1\text{m/s}$ と同一である。また、 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.2m/s で j_g が 5m/s 以下の条件において出現する団塊波は、その内部にほとんど気泡を含んでいない特徴がある。

j_l が 0.5m/s において、 $j_g=0.03\text{m/s}$ 及び 0.3m/s はプラグ流である。気体スラグは上流側に凸の形状を有し、上昇流のテラ気泡と類似している。 j_g が 1m/s ではもはや液体スラグは観察されず、団塊波が主体をなす流動に変化している。 j_g が 1m/s 以上において j_g の増加に対する波高の変化を観察すると、 j_g が 1m/s から 2m/s に増加すると波高も増加するが、 j_g が 2m/s 以上では逆に波高は j_g の増加に伴って減少する傾向がある。波高に関連した議論は第8章で行うが、波高が最大になる条件($j_g=2\text{m/s}$)は、気相の断面平均速度と団塊波の速度がほぼ等しくなる条件と一致する。 j_g が 1m/s から 10m/s において出現している波は、波高の大きさから団塊波であると考えられるが、 $j_g=20\text{m/s}$ においては、 $j_g=20\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ で出現しているじょう乱波と近い波高を有する波も多く出現していることから、団塊波流と環状流の遷移領域であると考えられる。

$j_l=1\text{m/s}$ では、 j_g が 0.03m/s 及び 0.3m/s はプラグ流であるが、気体スラグの形状は $j_l=0.5\text{m/s}$ で出現する気体スラグとわずかに異なっている。すなわち、 $j_l=1\text{m/s}$ において、 $j_g=0.03\text{m/s}$ では上流側に凸の形状ではあるが、気体スラグの上流端は管壁面に偏り、非軸対象な形状を有している。 j_g が 0.3m/s では、気体スラグの上流端と下流端の形状が類似である気体スラグが出現している。このような種々の気体スラグが出現する機構は、気体スラグと液体スラグ内の液体との相対速度に関連している。これに関する議論は4.3節で詳細に述べる。 j_g が 1m/s はプラグ流と団塊波流の遷移域であり、 $j_g=2\text{m/s}$ では波高の大きい団塊波が主体をなす流動に遷移している。 j_g が 2m/s 以上においては、大きい波高を有する団塊波が明確に観察されることから、これらの条件は団塊波流に属すると考えられる。

j_l が 0.1m/s から 1m/s において、団塊波が含有する気泡の量に着目すると、 j_l が 0.1m/s 及び 0.2m/s ではほとんど気泡を含有していなかったが、 j_l がこれよりも増加すると団塊波は多くの気泡を有するようになっている。

$j_l=2\text{m/s}$ では、 $j_g=0.03\text{m/s}$ は気泡流である。気泡は管の中心部に多く分布しているが、この性質は $j_l=3\text{m/s}$ における気泡流においても同様である。上昇流では気泡は壁面近傍に多く存在するが、下降流では管中心付近に分布することが既に知られている⁽⁴⁾。 $j_g=1\text{m/s}$ ではプラグ流である。ところが、 $j_g=2\text{m/s}$ では壁面近傍を除くと管横断面に渡って薄い液膜が多数観察され、泡立った様相を呈する流れに変化している。また壁面に沿う液膜は、多数の気泡を含んでいる。この流れを管外から観察すると、白濁した流動であった。このような流動は従来の研究においては報告されておらず、本研究によって初めて明らかにされるものである。プロフィール図にみられる上記の特徴からこの流れをフォーム流と称することにする。フォーム流の界面構造の詳細は4.5節において論じる。 j_g が 5m/s に増加すると、再び液体スラグが出現し、プラグ流に変化している。このように、 j_g の増加に伴ってプラグ流から他の流動に遷移した後に再びプラグ流に移行するという流動の変化は、下降流だけではなく上昇流及び水平流においても従来報告された例はなくきわめて特異な現象である。 $j_g=5\text{m/s}$ において、気体スラグの形状に着目すると、多くの気体スラグは下流側に凸の形状を有しており、 j_g が 1m/s 以下のプラグ流において出現する気体スラグとは異なった形状を有している。一般に上昇流においては、下流側に凸の気体スラグのみが出現するが、下降流では図

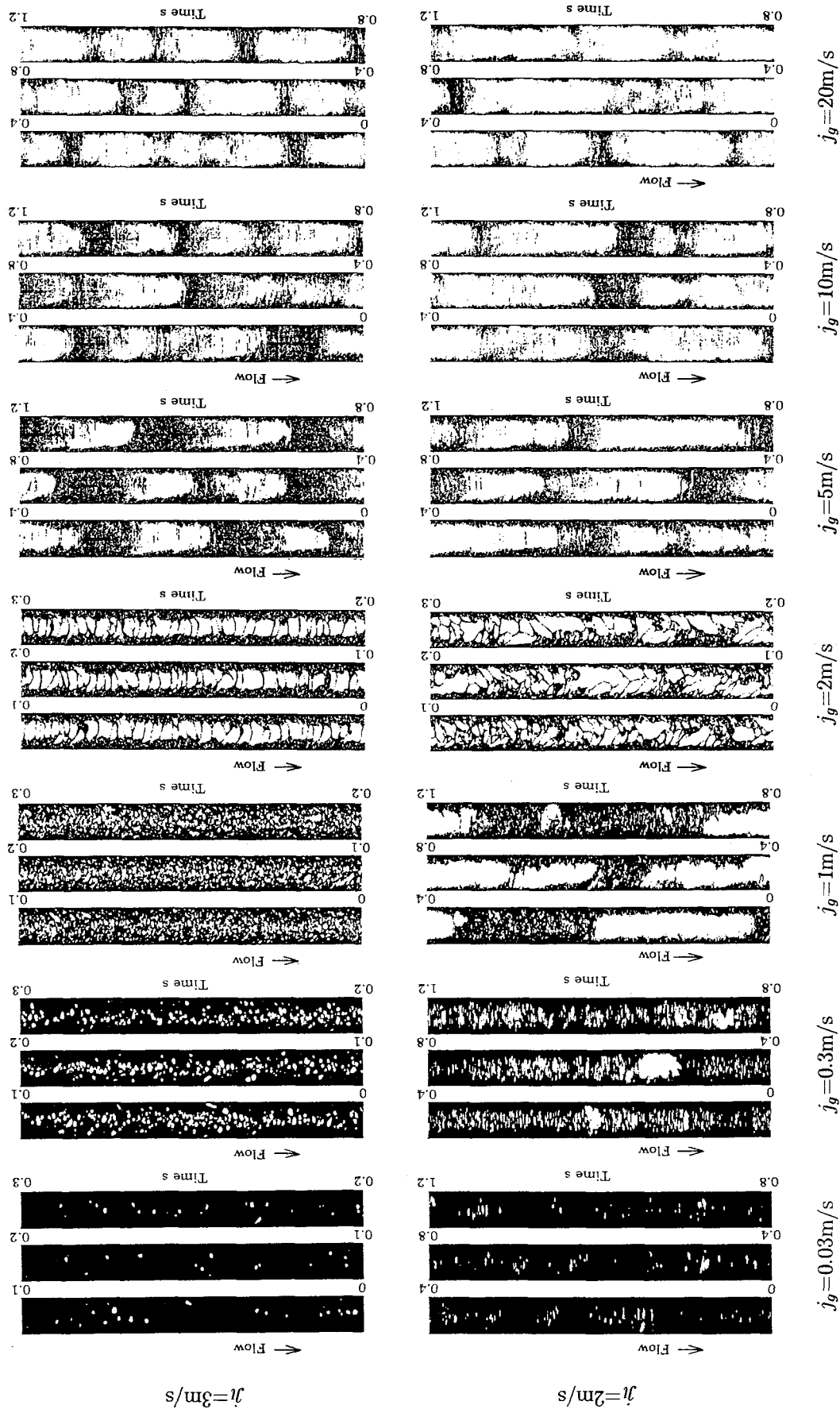


図 4.1 気液界面のプロファイル図の例

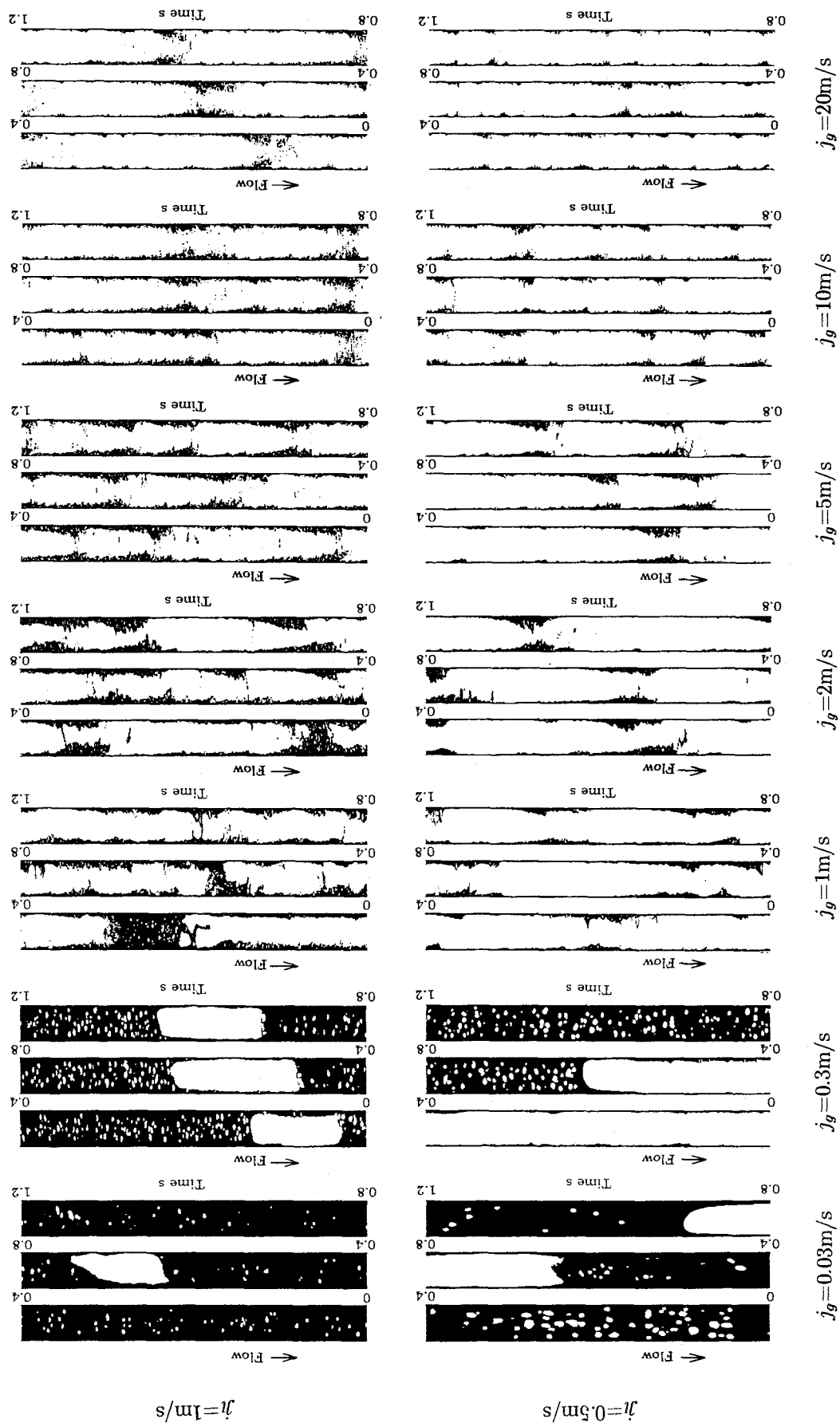


図 4.1 気液界面のプロファイル図の例 (続き)

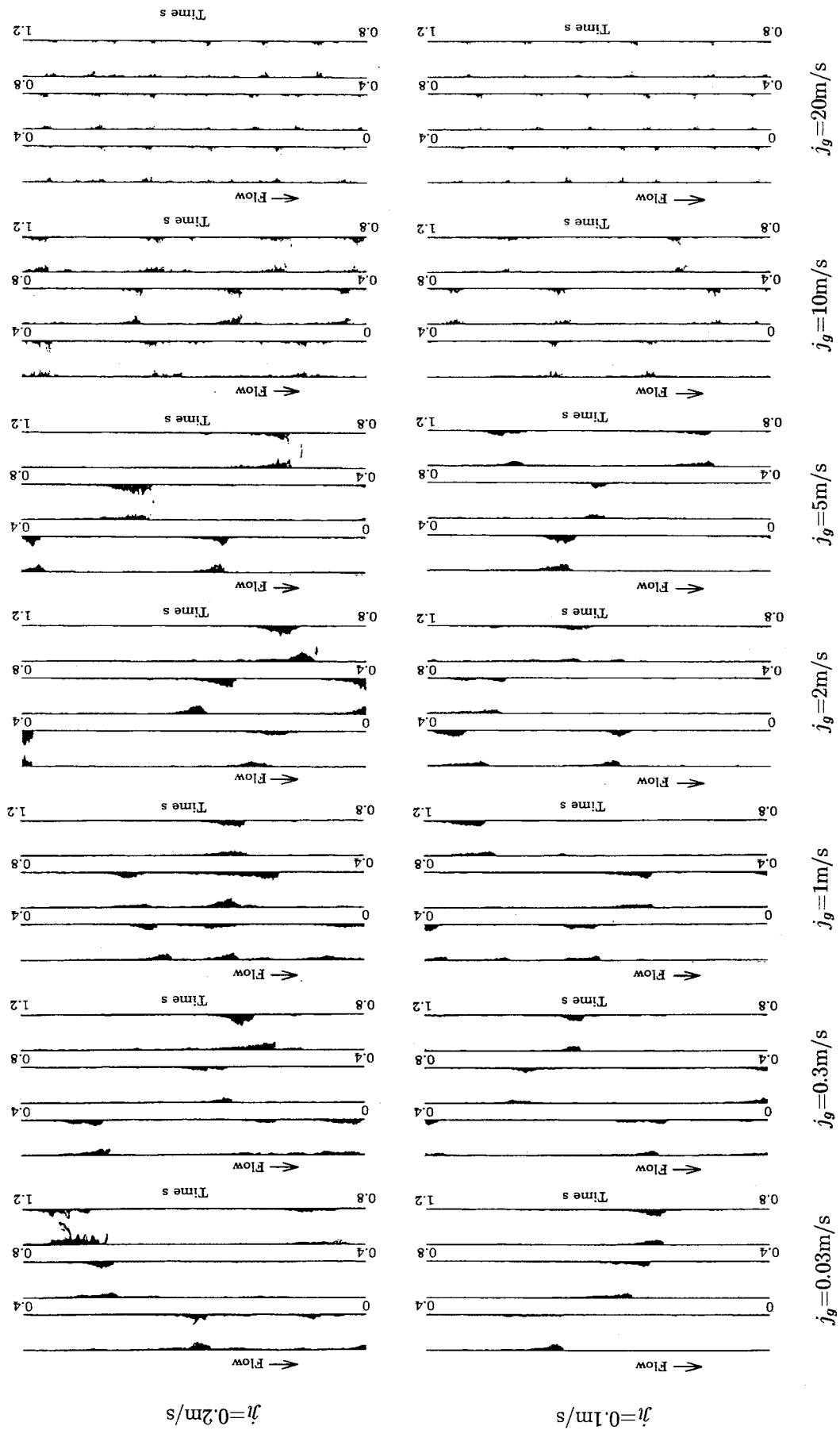
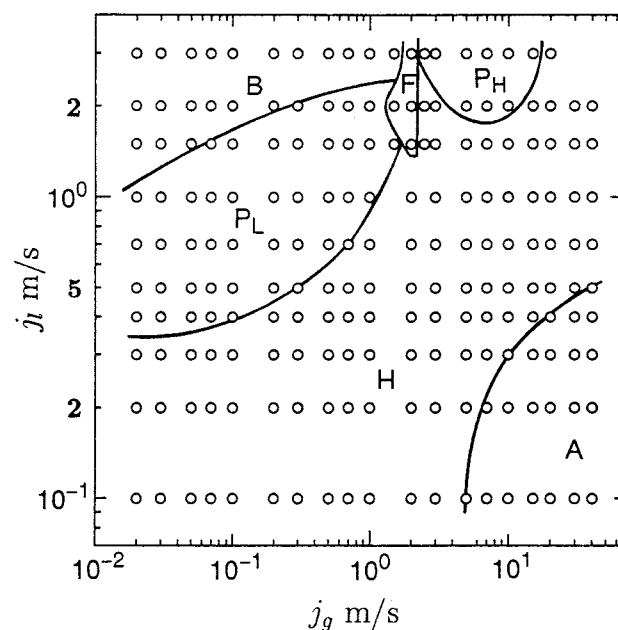


図 4.1 気液界面のプロファイル図の例 (続き)

4.1に示したように気液の流量に応じて種々の形状を有する気体スラグが出現する。 j_g が更に増加すると、管中心部が気相で貫通された団塊波の出現頻度が増加し、 $j_g=20\text{m/s}$ では団塊波が主体をなす団塊波流に遷移している。

$j_l=3\text{m/s}$ においては、 j_g が 1m/s 以下の流動は気泡流であるが、 $j_g=2\text{m/s}$ では、管中心付近において、断面を横切る多数の薄い液膜が観察され、フォーム流の様相を呈している。更に j_g が増加すると、 $j_l=2\text{m/s}$ の場合と同様にプラグ流に遷移している。このプラグ流においても、気体スラグは下流側に凸の形状を有している。

以上に述べたプロフィールの特徴から、流動様式は気泡流、2つのプラグ流(j_g が 1m/s 以下のプラグ流領域と 3m/s 以上のプラグ流領域)、フォーム流、団塊波流及び環状流の合計6つの領域に分類できる。図4.2に流動様式線図を示す。図中でAは環状流、Bは気泡流、Fはフォーム流、Hは団塊波流そしてPはプラグ流である。2つのプラグ流領域はそれぞれ P_L 及び P_H で示されている。なお後述するが、 P_L 領域は液体スラグ内の液体に対する気体スラグの速度(以下ではスリップ速度と称する)が小さい領域であり、 P_H 領域ではスリップ速度が大きい領域に対応する。



A:Annular flow, B:Bubble flow, F:Foam flow, H:Huge wave flow, P:Plug flow
(L :Low slip velocity between gas slug and liquid phase in liquid slug, H :High slip velocity),
○:Experimental conditions

図4.2 プロフィール図の視察から決定した垂直下降流における流動様式線図

図4.2から、2つのプラグ流領域の間にフォーム流領域が存在している。また、フォーム流はかなり狭い流動条件においてしか出現しない。更に、団塊波流領域が最も広範囲に及ぶ流動領域である。

下降流に関する従来の研究状況を理解するために、本研究で得られた流動様式線図と従来の研究によって提案された線図との比較を図4.3に示す。各流動様式の境界線の端には、各隣り合う流動様式を示す記号と、引用された文献の番号が丸印中に示されている。引用された文献を、実験条件と共に表4.1に示す。図4.3から、従来行われてきたいずれの研究においても、フォーム流領域及び2つのプラグ流領域が存在することは見いだされていない。フォーム流領域はYamazakiらの線図⁽⁵⁾ではSlug flow領域である、Barneaらの線図⁽⁶⁾上ではintermittent flow領域に対応する。また、 P_H の領域は、Yamazakiらの線図ではWispy annular flow領域に位置しているが、図4.1からWispy annular flowを特徴付けているガスコア中の大きな液体の塊 (Agglomerate)は観察されないことから、この領域はWispy annular flowとは異なる流動であるといえる。また、図4.3から明らかなことは、各研究者において得られた流動様式線図は、実験条件が類似しているにもかかわらず、大きく異なっていることである。これは、本研究以外では流動様式の判別は管外からの流れの目視観察によって行われたために、管内における気液界面構造が正確に把握できていないことが大きな理由の1つであると考えられる。

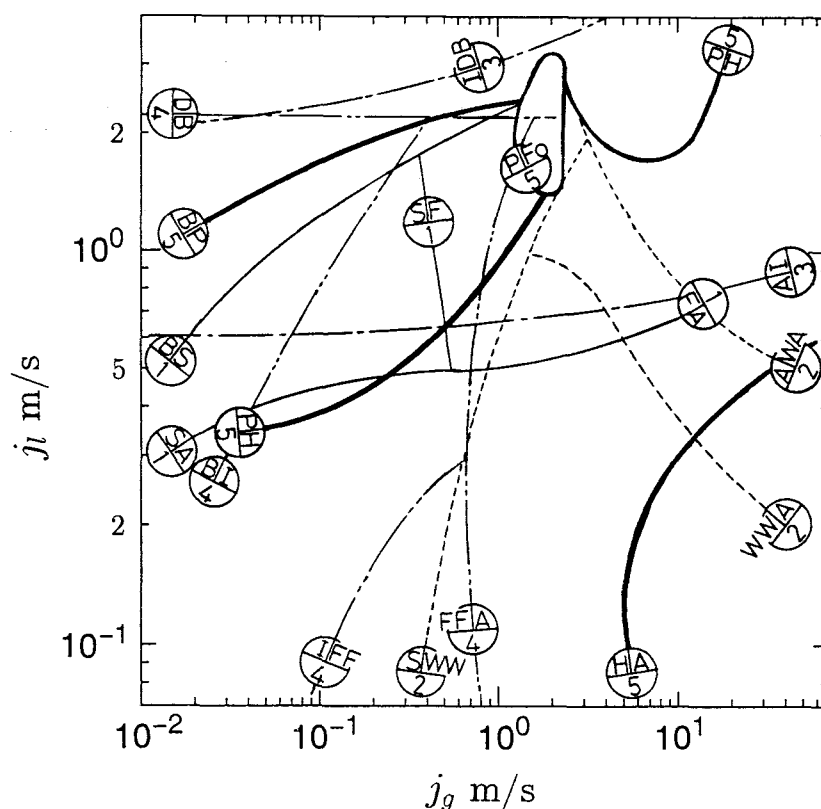
4.3 プラグ流の界面構造

4.3.1 液体スラグ内の液体に対する気体スラグの相対速度

プラグ流は、気体スラグと液体スラグが交互に流動する流れであり、静止座標系からみると非定常な流動である。しかし、この流れは各気体スラグの速度が等しい場合、気体スラグと同一速度で移動する相対座標系 (Cryptosteady system) でみると定常な流れとみることができる。液体スラグ内の液体の平均速度と断面平均ボイド率をそれぞれ u_{ls} 及び α_{ls} とすると、相対座標系における連続の関係は次式で表される。

$$(1 - \alpha_{ls})(u_{ls} - u_{gs}) = \text{constant} \quad (4.1)$$

なお、速度は流動方向を正とする。



A : Annular flow , B : Bubble flow , D : Dispersed flow
 F : Froth flow , FF : Falling film flow , F₀ : Foam flow
 H : Huge wave flow , I : Intermittent flow , P : Plug flow
 S : Slug flow , WA : Wispy annular flow , WW : Wetted wall flow

図4.3 従来の研究と本研究で得られた流動様式線図の比較

表4.1 図4.3で引用した各研究における実験条件

No	Investigator	Fluid	System pressure	Tube diameter
1	Sekoguchi(1973) ⁽¹⁾	Air-water	Atmospheric	26
2	Yamazaki(1979) ⁽⁵⁾	Air-water	Atmospheric	25
3	Barnea et al.(1981) ⁽⁶⁾	Air-water	0.1Mpa(Outlet)	25
4	Crawford et al.(1985) ⁽⁷⁾	R-113	0.2Mpa	25
5	Present study	Air-water	0.2MPa	25.8

ここで、空間平均のボイド率を $\hat{\alpha}$ とおき、空間平均の液体の速度 $\hat{u}_l$ を次式で定義する。

$$\hat{u}_l = \frac{j_l}{(1 - \hat{\alpha})} \quad (4.2)$$

式(4.1)と(4.2)から

$$(1 - \alpha_{ls})(u_{ls} - u_{gs}) = (1 - \hat{\alpha})(\hat{u}_l - u_{gs}) \quad (4.3)$$

$$= j_l - (1 - \hat{\alpha})u_{gs} \quad (4.4)$$

あるいは

$$u_{ls} = \frac{(\hat{\alpha} - \alpha_{ls})u_{gs} + j_l}{(1 - \alpha_{ls})} \quad (4.5)$$

液体スラグ内の気泡の速度は気体スラグの速度 u_{gs} に等しいと仮定すると、 u_{gs} は $\hat{\alpha}$ と j_g を用いて次式で表される。

$$u_{gs} = \frac{j_g}{\hat{\alpha}} \quad (4.6)$$

式(4.6)を用いて式(4.5)を書き換えると

$$u_{ls} = \frac{(j_g + j_l) - \alpha_{ls}u_{gs}}{(1 - \alpha_{ls})} \quad (4.7)$$

$\hat{\alpha}$ は準超多点点電極センサの信号から得られるボイド率の時系列データの平均値として求め、液体スラグの平均ボイド率 α_{ls} は準超多点点電極センサによって得られる気液界面のプロフィルから液体スラグを抽出し、各液体スラグの平均ボイド率を算術平均することによって求められる。気体スラグの速度 u_{gs} は超多断面ホールドアップセンサの情報から第6章に述べる方法を用いて決定された各気体スラグの速度の平均値を用いると、式(4.5)から液体スラグ内の液体の平均速度 u_{ls} を算出できる。図4.4はプラグ流領域における u_{ls} と気体スラグの速度の平均値 $\bar{u}_{gs}$ の関係を示したものである。 u_{ls} が約3m/s以下である P_L の領域においては、 $\bar{u}_{gs}$ は u_{ls} よりも小さいか、あるいはほぼ同一である。一方、 u_{ls} が約5m/s以上である P_H の領域では、 $\bar{u}_{gs}$ は明らかに u_{ls} よりも大きい。

気体スラグの形状は、液体スラグ内の液体の平均速度 u_{ls} と気体スラグの速度 u_{gs} の大小関係と密接に関係する。すなわち、 $u_{gs} - u_{ls} < 0$ の場合では、気体スラグは上流側に凸の形状になり、逆に $u_{gs} - u_{ls} > 0$ の場合では、下流側に凸の形状を呈すると考えられる。図4.1において、 $j_g = 0.03\text{m/s}$ で $j_l = 0.5\text{m/s}$ の条件では上流側

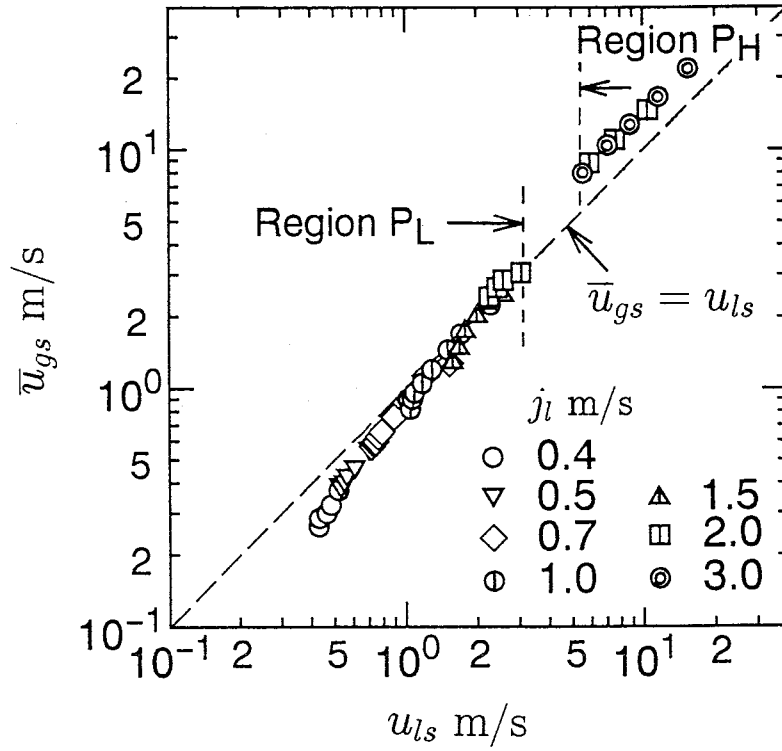


図4.4 液体スラグ内の液体の平均速度と気体スラグの速度の関係

に凸の気体スラグ, $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=3\text{m/s}$ では下流側に凸の気体スラグが観察されたが, これらの条件における $\bar{u}_{gs} - u_{ls}$ はそれぞれ -0.14m/s 及び 5.0m/s である. 従って, 図4.1においてみられた気体スラグの形状の相違は, 液体スラグ内の液体の平均速度に対する気体スラグの速度(スリップ速度) $u_{gs} - u_{ls}$ に起因するものと判断できる. 以下では P_L の領域を低スリップ速度領域, P_H の領域を高スリップ速度領域を称することにする.

一般に下降流における気体スラグの速度 u_{gs} は流動方向を正とすると, 次式で与えられる.

$$u_{gs} = \Gamma u_{ls} - 0.35\sqrt{gD} \quad (4.8)$$

ここで, Γ は液体スラグ内の液体の速度分布に依存する修正係数であり, 一般には1以上の値を有する. 第1項は液体スラグ内における液体の最大速度(上昇流及び下降流では管の中心部の速度)を表しており, 第2項は静止液中における気体スラグの上昇速度である. スリップ速度 $u_{gs} - u_{ls}$ は式(4.8)から次式で表される.

$$u_{gs} - u_{ls} = (\Gamma - 1)u_{ls} - 0.35\sqrt{gD} \quad (4.9)$$

上式から、 j_g 及び j_l の小さい条件においては、 u_{ls} は小さくなるためスリップ速度は負であるが、 j_g あるいは j_l の増加によって u_{ls} が増加すると、スリップ速度は負から正に変化する。図4.4において、 u_{ls} の増加に伴ってスリップ速度が負から正に変化するの、このような機構によるものである。

上昇流においては、常に下流側に凸の気体スラグが観察される。この事実をスリップ速度から考察すると、上昇流においては静止液中における気体スラグの流動方向は上昇流の流動方向と同一であるために、気体スラグの速度 u_{gs} 及びスリップ速度 $u_{gs} - u_{ls}$ は次式で表される。

$$u_{gs} = \Gamma u_{ls} + 0.35\sqrt{gD} \quad (4.10)$$

$$u_{gs} - u_{ls} = (\Gamma - 1)u_{ls} + 0.35\sqrt{gD} \quad (4.11)$$

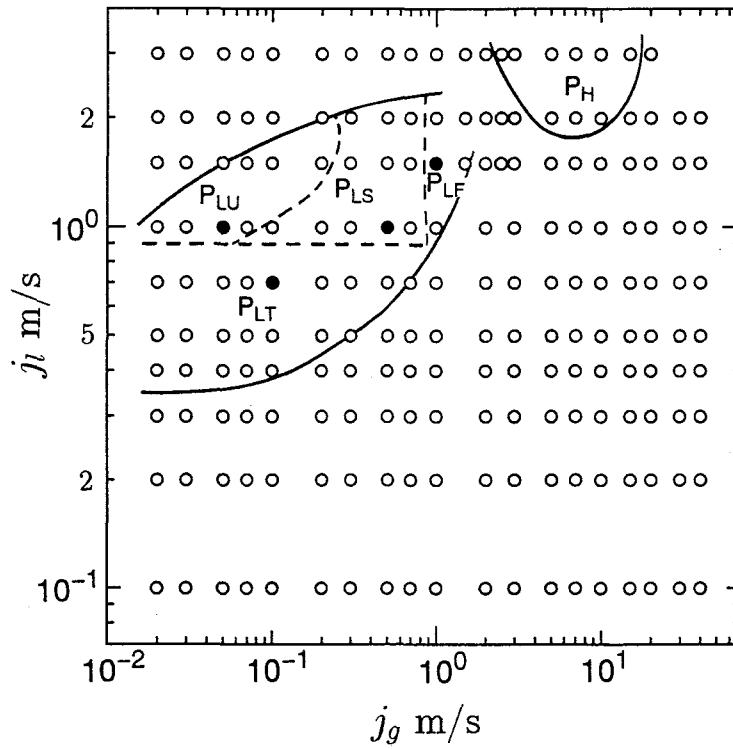
式(4.11)から、上昇流におけるスリップ速度は u_{ls} の値にかかわらず正である。従って上式から、上昇流では下流側に凸の形状を有する気体スラグのみが出現することが理解できる。

4.3.2 低スリップ速度領域における気液界面構造

低スリップ速度領域は、気体スラグの形状にみられる特徴から4つの領域に細分類される。図4.5に細分類された4つの領域 (P_{LT} , P_{LS} , P_{LU} 及び P_{LF})を示すと共に、各領域におけるプロフィール図の例を図4.6に示す。なお、図4.5中に示した黒丸は図4.6にプロフィール図を示す条件である。以下に各プロフィール図にみられる特徴を述べる。

領域 P_{LT} (図4.6(a))：気体スラグは上昇側が丸みを呈し下流側は比較的平坦であり、上昇流で出現するテラ気泡と類似の形状を有している。液体スラグ内の気泡の密度は下流側が高く、上流側が低くなっている。図4.7は液体スラグ内の液体に対する個々の気体スラグのスリップ速度の平均値 $\overline{u_{gs} - u_{ls}}$ とこれの標準偏差を示したものである。図中の白抜き記号は P_{LT} の領域におけるスリップ速度の平均値であり、各データにはスリップ速度の標準偏差が範囲で示されている。 P_{LT} の領域においては、スリップ速度は負の値を有しており、 u_{ls} の増加と共にわずかに増加する傾向がみられる。また、標準偏差は他の領域と比較して小さい。

領域 P_{LS} (図4.6(b))：図4.7において、この領域におけるスリップ速度のデータは、



P_L:Low slip velocity region

P_{LT}:Taylor bubble and Taylor bubble like gas slug

P_{LS}:Gas slug with similar shapes at leading and trailing ends

P_{LU}:Unaxisymmetrical gas slug

P_{LF}:Fluctuating gas slug

P_H:High slip velocity region

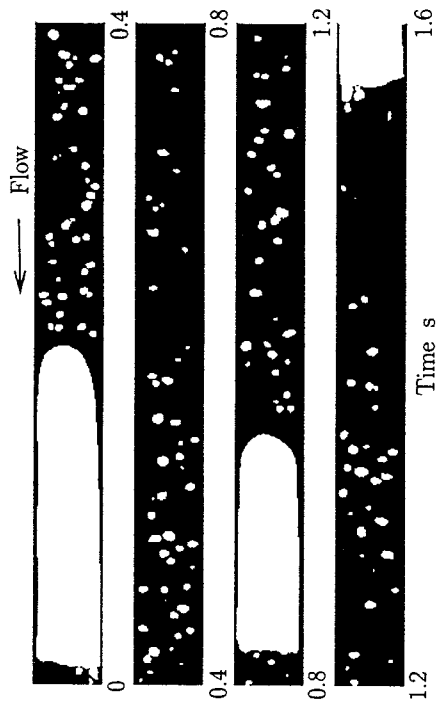
図4.5 プラグ流の低スリップ速度領域における細分類された各領域

○:実験条件, ●:図4.6においてプロフィール図を提示する条件

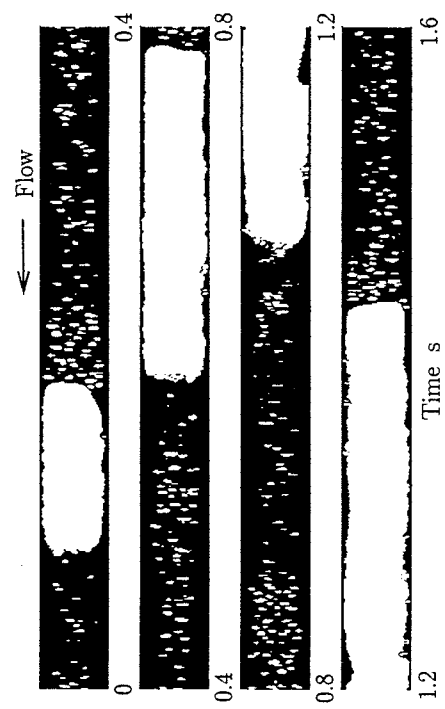
黒塗りの印で示されている。 u_{ls} の増加に伴ってスリップ速度は増加し、負から正の値に変化している。 図4.6(b) はスリップ速度が 0.05m/s と非常に小さい場合である。 気体スラグの上流側及び下流側の端部は類似の形状を示しており、中心付近は平坦で、壁面付近が丸みを有している。 また、液体スラグ内の気泡は管中心付近に分布し、気泡の数は P_{LT} の領域で出現する液体スラグと比較して多い。

気体スラグの形状（ホールドアップの管軸方向分布）とスリップ速度の関係は、気体スラグ内の圧力勾配と壁面せん断力が無視できれば、気体スラグ周辺の液膜における運動量式から導くことができる。

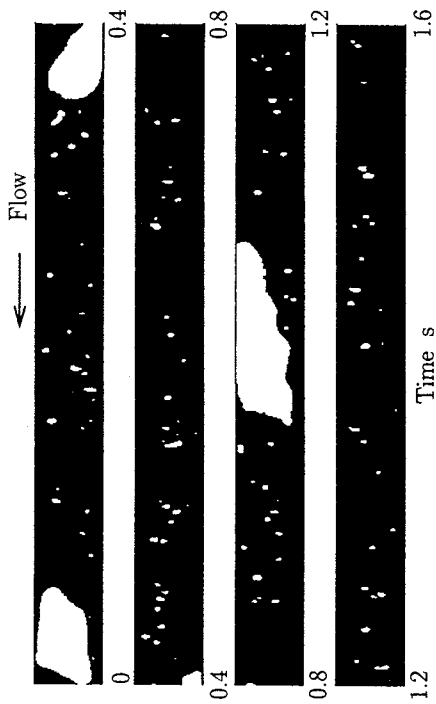
$$\eta = [(1 - \alpha_{ls})^{-2} + 2g\zeta(1 - \alpha_{ls})^{-2}(u_{gs} - u_{ls})^{-2}]^{-1/2} \quad (4.12)$$



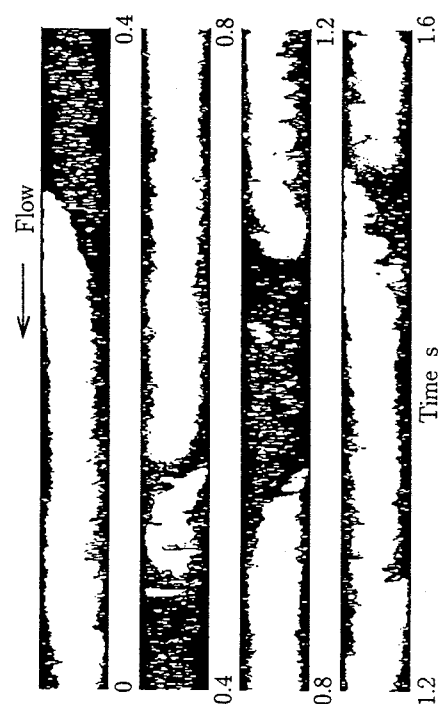
(a) $j_g=0.1\text{m/s}$, $j_l=0.7\text{m/s}$
(Region P_{LT})



(b) $j_g=0.5\text{m/s}$, $j_l=1\text{m/s}$
(Region P_{LS})



(c) $j_g=0.05\text{m/s}$, $j_l=1\text{m/s}$
(Region P_{LU})



(d) $j_g=1\text{m/s}$, $j_l=1.5\text{m/s}$
(Region P_{LF})

図4.6 低スリップ速度領域におけるプロフィール図の例

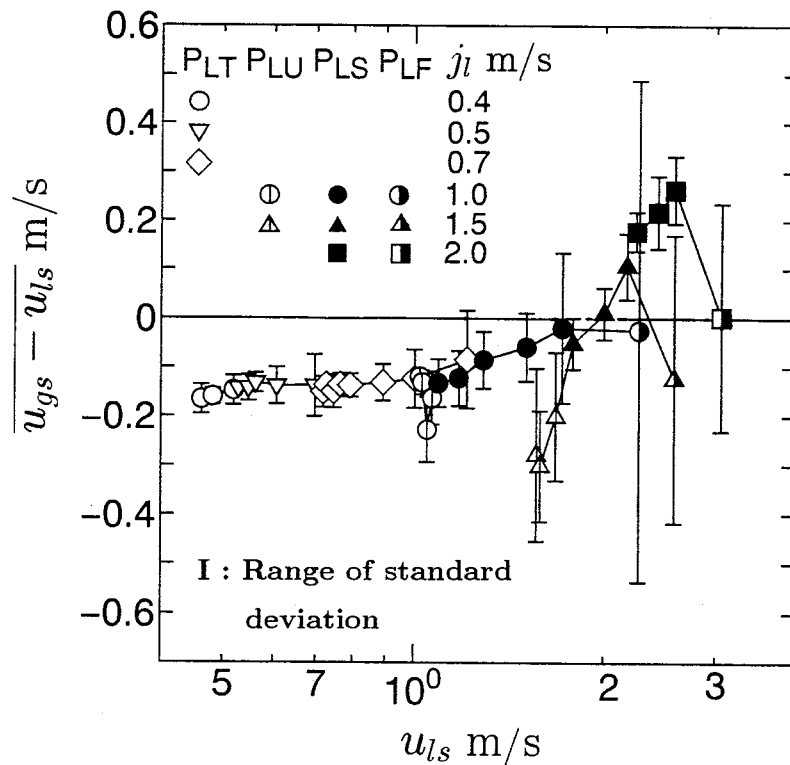


図4.7 低スリップ速度領域におけるスリップ速度の平均値と標準偏差

ここで、 ζ は気体スラグの先端からの距離、 η は位置 ζ における液体ホールドアップ、 g は重力加速度である。式(4.12)から、 $(u_{gs} - u_{ls})^{-2}$ が小さいほど ζ のわずかな増加で η は大きく変化する、すなわち気体スラグ先端は平坦な形状に近づくことが理解できる。

領域PLU(図4.6(c))：気体スラグは、非軸対象で上流端が著しく偏心している特徴がある。流れの目視観察によると、気体スラグは複雑に形状を変化させると共に、速度も変動を伴って移動していることが観察された。また、気体スラグの上流端は比較的尖った形状を有している。図4.7において、この領域は他の領域と比較して絶対値が大きい負のスリップ速度を有している。式(4.12)から、尖った気体スラグの形状は、スリップ速度の絶対値が大きいことに起因しているといえる。また、気体スラグの長さは他の領域でみられるものと比較して短く、管直径の数倍程度のものが多い。液体スラグ内の気泡の数も、他の領域に出現する液体スラグと比較して最も少ない。

領域PLF(図4.6(d))：種々の形状の気体スラグが出現する領域である。図4.7において、この領域では標準偏差が非常に大きく、スリップ速度が正の気体スラグと

負の気体スラグが混在している。このために、種々の形状を有する気体スラグが出現すると考えられる。この領域は非常に狭く、プラグ流から団塊波流あるいはフォーム流への遷移領域であるといえる。

P_H を除く各領域では、プロフィール図における液体スラグ内部の気泡の分布から視察によって後流ゾーンと低ボイド率ゾーンに区別することが困難な液体スラグが多く出現する。例えば図4.6(a)の条件では $u_{ls} > u_{gs}$ であるため、気体スラグ周辺の液膜は先行する液体スラグ内に流入して液体スラグの上流端に後流を生じさせていると考えられるが、液体スラグの上流端には気泡の密度の高い領域は見られない。これに関する議論は4.4.1項で行う。

4.3.3 高スリップ速度領域における気液界面構造

図4.8(a)~(d)は高スリップ速度領域における気液界面のプロフィール図の例を示したものである。低スリップ速度領域とは対照的に、気体スラグの下流端は丸みを帯び、下流側に凸の形状を有しているものが多く出現している。また、気体スラグ周辺の液膜上には多くの気泡が存在し、液膜上には波が不規則に存在している。液体スラグの内部における気泡の密度は高く、平均ボイド率で0.25 ~ 0.3程度の値を有している。一般に、ボイド率の半径方向分布は管中心が最も高いため、この位置におけるボイド率は平均値よりもはるかに大きくなる。例えば図4.8(d)の条件においては、液体スラグ内の管中心におけるボイド率は0.41である。

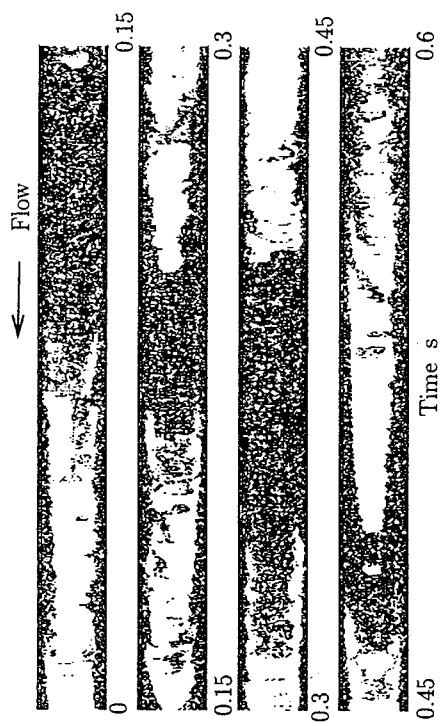
4.4 プラグ流の流動パラメータ

本節では下降流におけるプラグ流の流動パラメータについて述べるが、ここでは下降流のパラメータを上昇流のそれらと比較することによって、流動方向の影響についても併せて論じることとする。

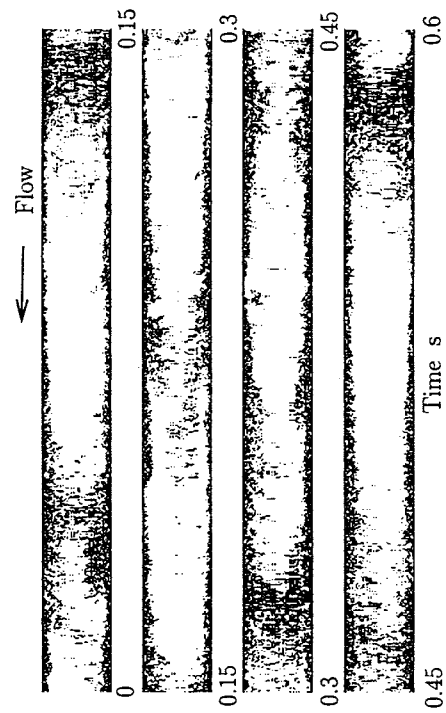
4.4.1 隆起頭ゾーンと後流ゾーンの長さ

図4.9は隆起頭ゾーンの長さの平均値 $\bar{L}_{sw}$ と j_g の関係を示したものである。なお、上昇流と比較するために、下降流は白抜き印、上昇流は黒塗り印で区別して示した。

下降流においては、高スリップ速度領域 P_H において隆起頭が観察された。 P_H



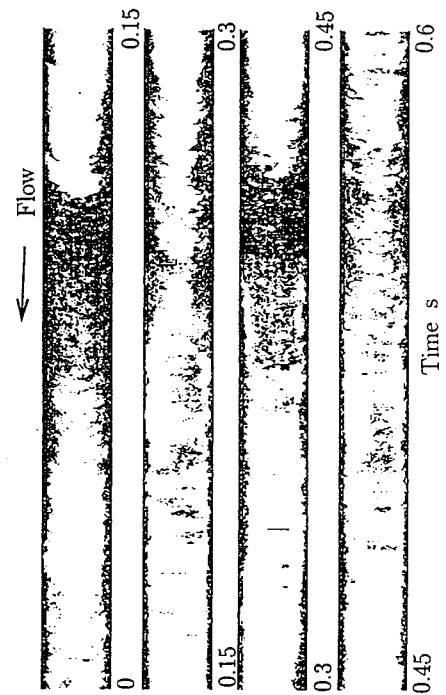
(a) $j_g=5\text{m/s}$, $j_l=3\text{m/s}$



(b) $j_g=15\text{m/s}$, $j_l=3\text{m/s}$



(c) $j_g=5\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$



(d) $j_g=10\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$

図4.8 高スリップ速度領域におけるプロフィール図の例

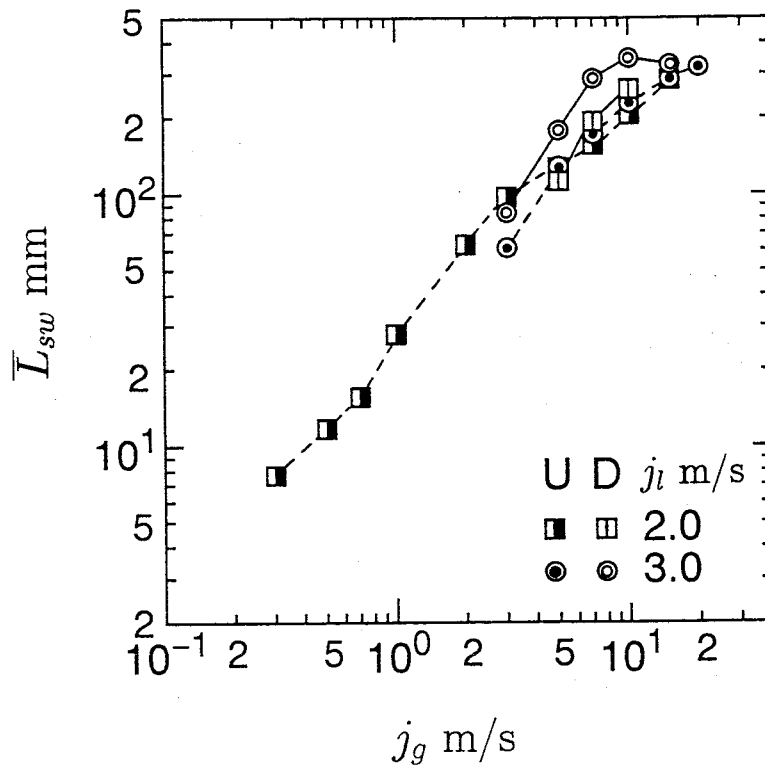


図4.9 上昇流と下降流における隆起頭ゾーンの長さの比較
U:上昇流, D:下降流

の領域が存在する j_l が 2m/s 及び 3m/s において上昇流と下降流との比較を行うと、下降流における $\bar{L}_{sw}$ は、 j_g が 3m/s の場合、すなわちフォーム流との境界を除けば、上昇流よりもわずかに長い。これは下降流では重力の作用する方向が隆起頭の長さを増大させる方向と同一であるためと考えられる。

図4.10は上昇流と下降流における後流ゾーンの長さ $\bar{L}_{wk}$ と j_g の関係を示したものである。後流ゾーンにおいても P_H の領域にのみ観察された。図4.10から、 $\bar{L}_{wk}$ は下降流よりも上昇流の方が長いことがわかる。この理由は以下のように考えられる。

第3章において、後流ゾーンの長さは、液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度 $|u_{gf} - u_{ls}|$ と関係していることが明らかになった。そこで、上昇流と下降流におけるこの相対速度を比較する。上昇流と下降流における $|u_{gf} - u_{ls}|$ を図4.11に示す。なお、上昇流と下降流における違いを容易に認識できるように、両者のデータを破線で区別した。図4.11から、下降流の P_H 領域における $|u_{gf} - u_{ls}|$ は、上昇流における同一の流動条件のそれらと比較して小さい

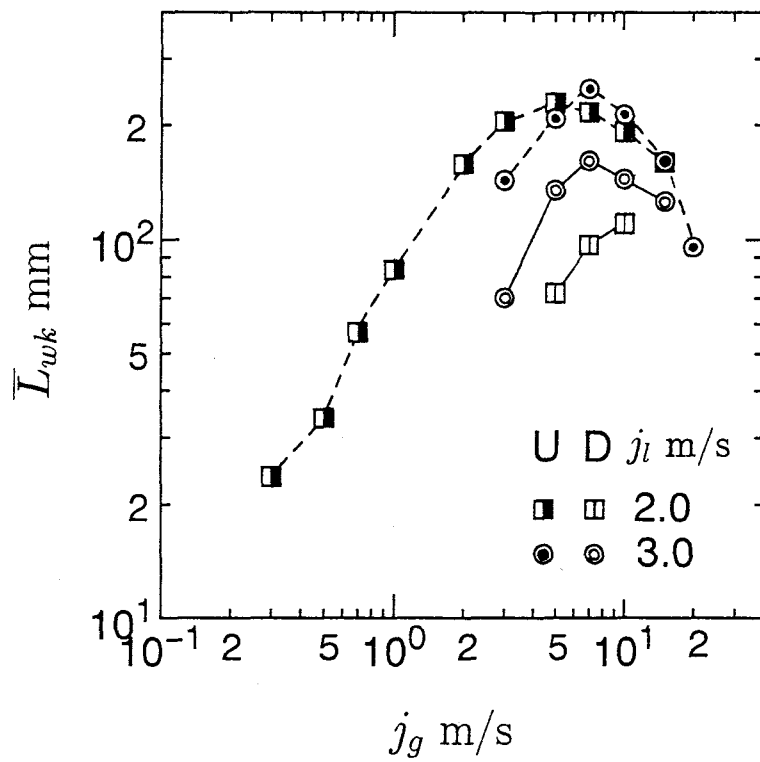


図4.10 上昇流と下降流における後流ゾーンの長さの比較
U:上昇流, D:下降流

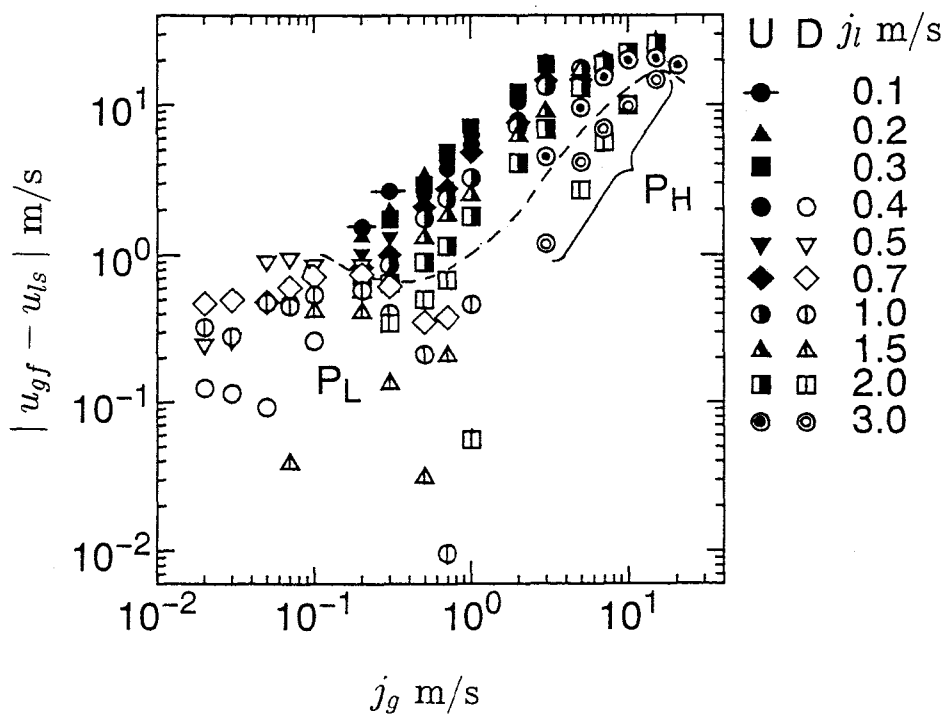


図4.11 上昇流及び下降流における液体スラグ内の液体に対する
気体スラグ周辺の液膜の相対速度の比較
U:上昇流, D:下降流

ことが分かる．このために， $\bar{L}_{wk}$ は下降流よりも上昇流の方が長くなると理解することができる．

下降流の P_L 領域において，プロフィール図の視察及び液体スラグ内のボイド率の管軸方向分布から，後流ゾーンを明確に決定することはできなかった．この理由を図4.11から考察すると， P_L の領域における $|u_{gf} - u_{ls}|$ は上昇流及び下降流の P_H 領域と比較して小さい．従って P_L 領域において，液体スラグに流入する気体スラグ周辺の液膜は，気体スラグから気泡を巻き込むと共に液体スラグ内に安定的に多くの気泡を含有する領域を形成するに必要な相対速度を有していないためであると考えられる．

4.4.2 気体スラグの速度

下降流における気体スラグの速度 u_{gs} は前出の図4.4に示したが，気体スラグの速度はボイド率，気体スラグ及び液体スラグの長さ等に関係する最も重要なパラメータの1つであり，上昇流においてこれを推定する式が提案されている⁽⁸⁾．しかし，下降流においてはこのような相関式はほとんど見当たらない．本研究では超多断面ホールドアップセンサを用いることによって精度の高い気体スラグの速度を得ることができたことと，準超多点点電極センサによって求められたボイド率を用いて液体スラグ内の液体の平均速度が正確に求められていることから，下降流における気体スラグの速度を推定する相関式を提案する．

下降流における気体スラグの速度 u_{gs} は式(4.8)で表されたとする．また式(4.8)において，修正係数 Γ 及び u_{ls} を以下のように仮定する．

$$\Gamma = a_1 \{j_l / (j_g + j_l)\}^k \{j_l / \sqrt{gD}\}^l \quad (4.13)$$

$$u_{ls} = a_2 \{j_l / (j_g + j_l)\}^m \{j_l / \sqrt{gD}\}^n (j_g + j_l) \quad (4.14)$$

ここで， a_1 ， a_2 ， k ， l ， m 及び n は実験結果から決定される定数であり，これらを実験結果から求めたものが表4.2である．表4.2で，低スリップ速度領域 P_L においては2組の定数が与えられている．これらはそれぞれ P_{LT} の領域とこれ以外の領域に対応する．気体スラグの速度の実験値 $\bar{u}_{gs}$ と推定値 $u_{gs,cal}$ の比較を図4.12に示す．推定値は10%以内の誤差で実験値と一致している．

次に気体スラグの速度に対する流動方向の影響について考察する．気体スラ

表4.2 式(4.13)及び(4.14)における定数 a_1 , a_2 , k , l , m 及び n の値

Region	j_l m/s	a_1	k	l	a_2	m	n
P_L	0.4~0.7	1.0404	-7.8990×10^{-3}	4.8506×10^{-3}	1.0140	-2.0607×10^{-2}	-3.7187×10^{-2}
	1~1.5	1.0536	-1.1234×10^{-2}	2.6589×10^{-3}	1.0014	-3.5385×10^{-3}	1.6100×10^{-5}
P_H	2~3	1.5657	9.3143×10^{-2}	1.7640×10^{-2}	0.8591	-1.7850×10^{-2}	1.4055×10^{-2}

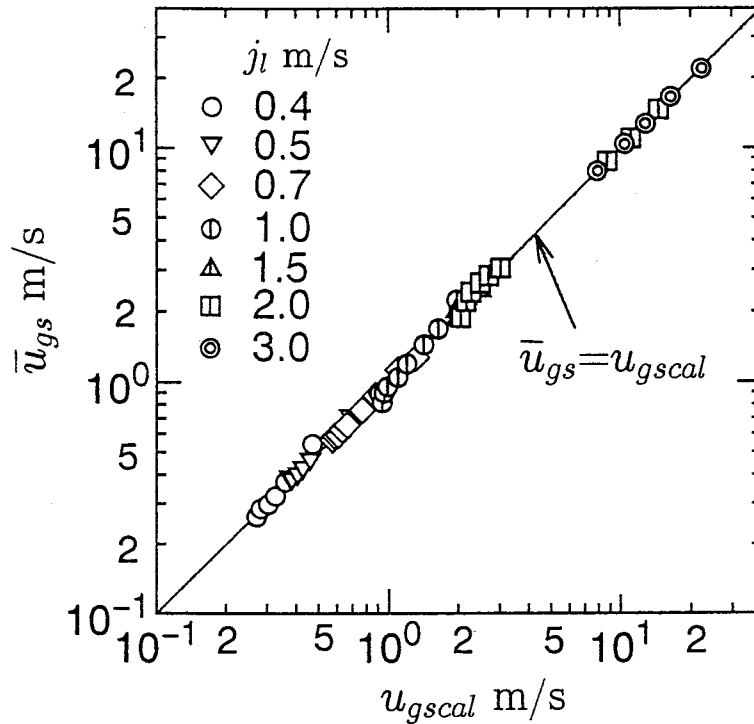


図4.12 気体スラグの速度の推定値と実験値の比較

グの速度は下降流では式(4.8), 上昇流では式(4.10)に示したように, 液体スラグ内における液体の最大速度(上昇流及び下降流では管中心での速度)と気体スラグが浮力によって上昇する速度の和として与えられる. なお第1項の中で, u_{ls} は液体スラグ内の平均速度であり, Γ は u_{ls} に対する液体スラグ内における液体の最大速度(上昇流及び下降流では管中心における速度)の比である. これら2つの項の中で, 第2項については上昇流と下降流で符号が異なることから, 両者の差は明確である. もし, 流動方向の相違が液体スラグ内の流動に影響を与えるとすれば, 液体スラグ内の液体の速度分布を反映したものである修正係数 Γ にこの影響が現れることになる. そこで Γ の値から, 流動方向の影響を検討する.

上昇流と下降流における Γ の値を比較したものが図4.13である. 図中の白抜き

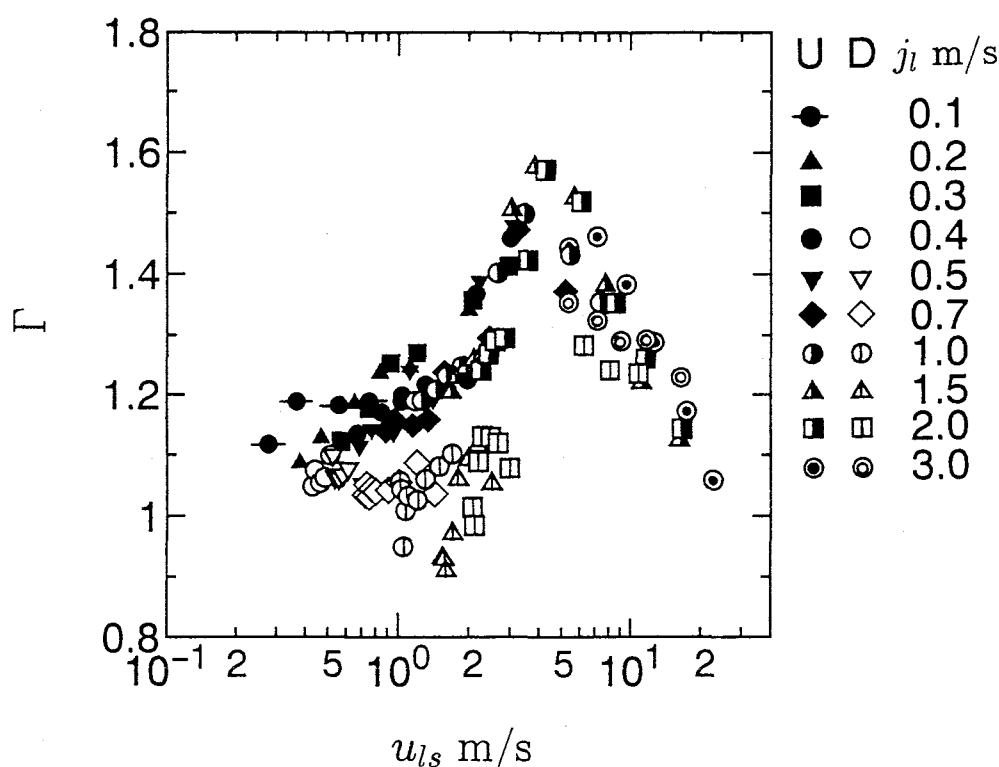


図4.13 式(4.8)及び(4.10)における修正係数 Γ の比較
U:上昇流, D:下降流

印が下降流を表している．図4.13から以下の特徴が見いだせる．先ず u_{ls} が3m/s以下の P_L 領域に着目すると，下降流における Γ の値は上昇流のそれと比較して約10%程度小さい．このことは，液体スラグ内の液体の速度分布が上昇流と下降流で異なることに対応している．図4.11から上昇流は下降流と比較して液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度 $|u_{gf} - u_{ls}|$ が大きい，すなわち液体スラグからみると，気体スラグ周辺の液膜は上昇流の方が下降流よりも大きな絶対値を有する速度で液体スラグに流入してくる．このために，液体スラグ内の管中心位置における液体の速度と u_{ls} との差は，上昇流の方が下降流よりも大きくなる．従って， Γ の値は上昇流の方が大きくなると理解できる．

u_{ls} が5m/s以上の P_H の領域では， u_{ls} が小さい場合には下降流の Γ は上昇流のそれよりも小さいが， u_{ls} の増加と共にこれらの差は小さくなる．これは図4.11から j_g の増加，いい換えれば u_{ls} の増加に伴って， $|u_{gf} - u_{ls}|$ にみられる上昇流と下降流の差が小さくなるためであると考えられる．

以上の議論から，上昇流と下降流における気体スラグの速度の差は，気体ス

ラグに働く浮力の方向の相違の他に、液体スラグ内の速度分布の違いに起因する相違があるといえる。

4.4.3 液体スラグの平均ボイド率

液体スラグの平均ボイド率の算術平均値 $\bar{\alpha}_{ls}$ を図4.14に示す。図から $\bar{\alpha}_{ls}$ は j_g が1m/s以下(P_L 領域)では、大略的には j_g の増加に伴って増加する。また j_l の影響は、 j_l が0.4m/sから1m/sまで(P_{LT} 領域に対応する)は j_l の増加に伴って $\bar{\alpha}_{ls}$ は減少するが、 j_l が1m/sから2m/s(P_{LU} , P_{LS} 及び P_{LF} に対応する)においては逆に $\bar{\alpha}_{ls}$ は増加する。このことから、 P_{LT} 領域は P_{LU} , P_{LS} 及び P_{LF} と、気体スラグの形状及びスリップ速度以外に、液体スラグの平均ボイド率にみられる特徴についても相違している領域であるといえる。

P_H の領域では、 $\bar{\alpha}_{ls}$ は j_g の増加に伴ってわずかに増加する。 $\bar{\alpha}_{ls}$ は P_H の領域が最も高く、0.25～0.3である。

4.4.2項において気体スラグの速度の推定式を求めたが、これと式(4.7)を用いることによって、 α_{ls} が推定できる。すなわち、

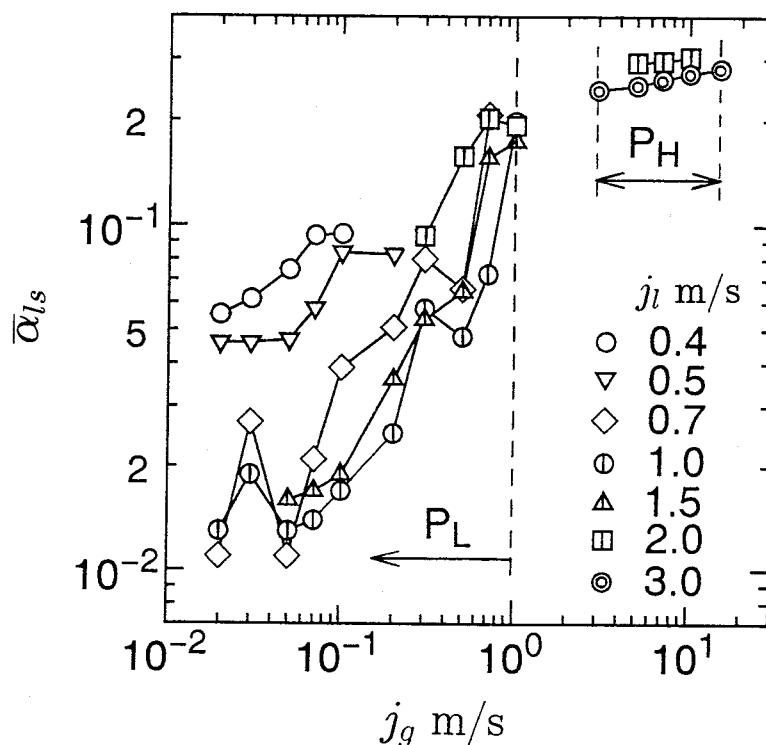


図4.14 液体スラグの平均ボイド率

$$\alpha_{ls} = \frac{j_g + j_l - u_{ls}}{u_{gs} - u_{ls}} \quad (4.15)$$

に式(4.8),(4.13)及び(4.14)から得られる u_{gs} と u_{ls} を用いることによって、 α_{ls} が推定できる。図4.15に実験から求められた $\bar{\alpha}_{ls}$ と推定値 $\alpha_{ls,cal}$ の比較を示す。推定値は実験値と比較的良好に一致している。

$\bar{\alpha}_{ls}$ に対する流動方向の影響を調査するために、図4.16に上昇流と下降流における $\bar{\alpha}_{ls}$ を j_l ごとに示す。なお、下降流では j_l が0.4m/s以上においてプラグ流が出現するため、 j_l が0.4m/s以上における $\bar{\alpha}_{ls}$ を示した。上昇流と下降流では、同一の j_l であってもプラグ流領域となる j_g の範囲が必ずしも同一でないため単純に比較はできないが、上昇流と下降流の両方において液体スラグが出現する条件から両者の比較を行うと、 j_l が2.0m/s及び3m/sで j_g が7m/s以上を除くと、大略的には両者の差は小さいといえる。

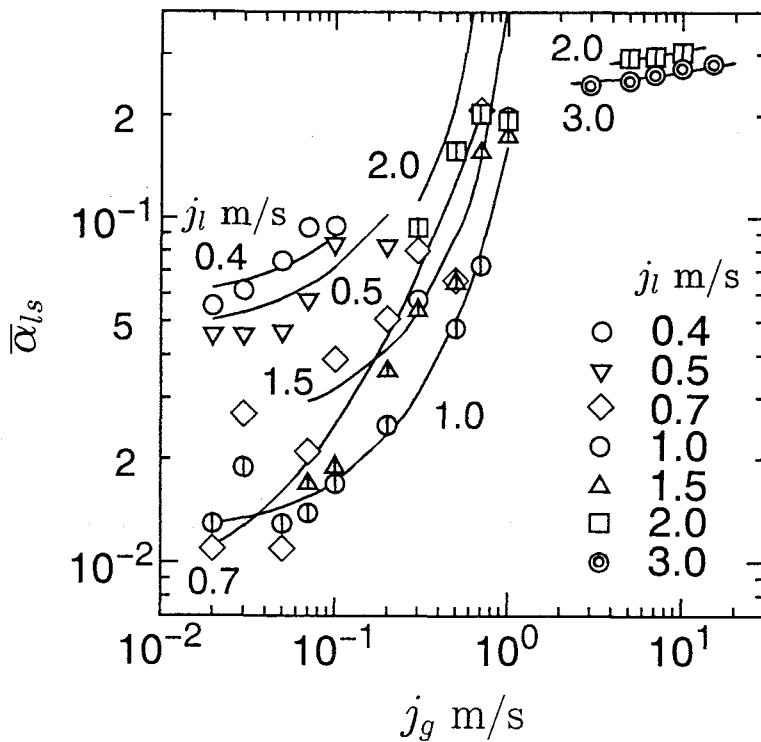


図4.15 液体スラグの平均ボイド率における推定値と実験値の比較

————— :推定値

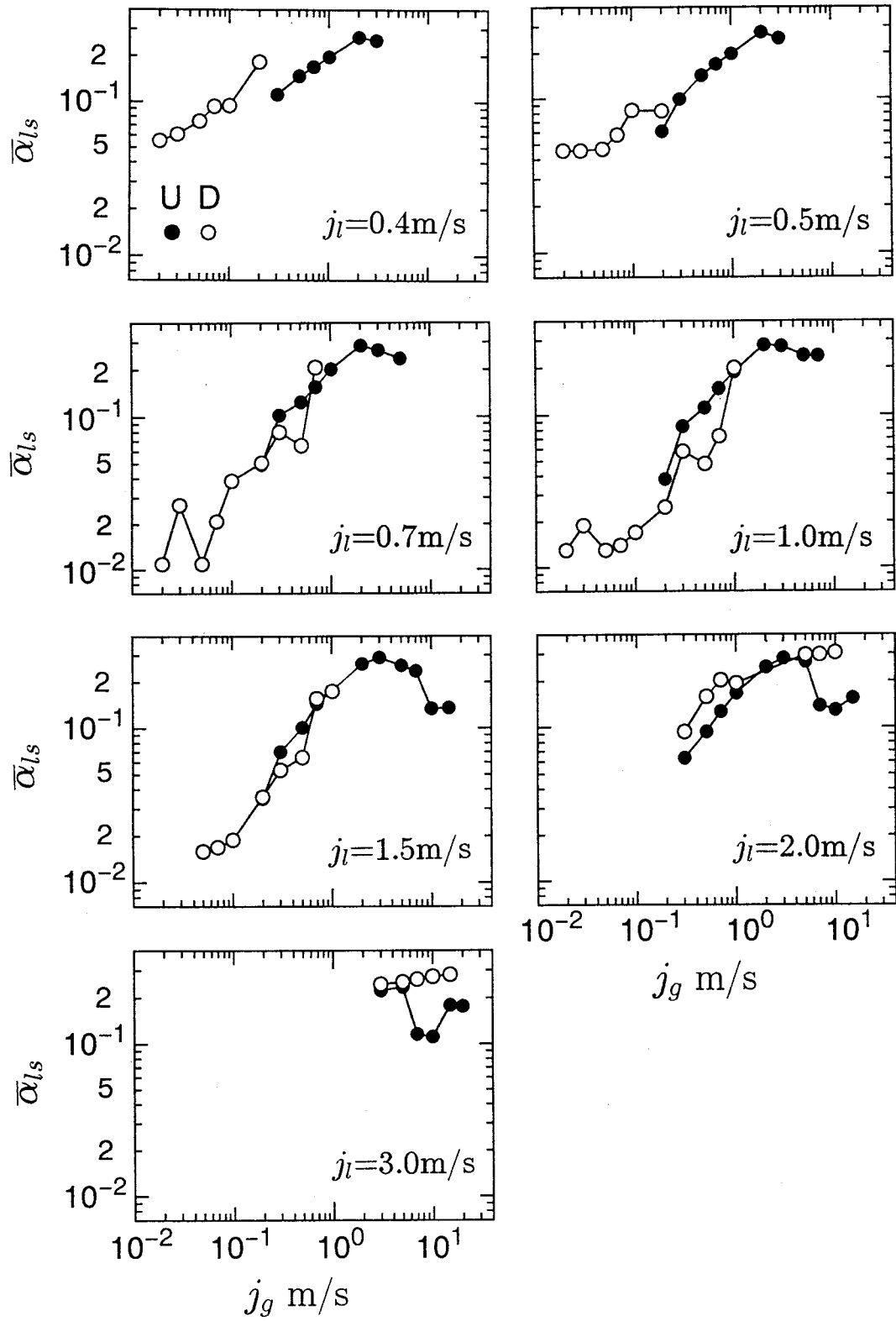


図4.16 上昇流と下降流における液体スラグの平均ボイド率の比較
U:上昇流, D:下降流

4.4.4 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布

下降流における液体スラグ内の局所のボイド率 α_{ls}^* の半径方向分布は、図4.17に示した台形分布と砲弾形分布の2種類の形式が存在し、上昇流でみられたくら形分布は下降流では出現していない。この理由は、上昇流においては液体スラグ内の気泡は壁面近傍に多く分布するためにくら形分布を呈するが、下降流では液体スラグ内の気泡は管中心付近に分布するためにくら形分布が現れず、砲弾形分布が多くの条件で出現すると考えられる。なお、気泡流においても、ボイド率の半径方向分布は上昇流ではくら形分布、下降流では砲弾形分布を呈することが明らかにされている⁽⁴⁾。

これらの形式が観察される流動条件を図4.18に示す。各実験条件において、最も多く出現する形式を代表させて区分したものが P_{TR} と P_{BU} の領域であり、低スリップ速度領域においてこれらの境界を破線で示した。図4.5に示した気体スラグの分類結果との対応をみると、 P_{LT} の領域の多くは P_{TR} と、また P_{LS} 及び P_{LF} の領域は P_{BU} 領域と比較的近い。更に、 P_H 領域は P_{TR} 領域に対応している。

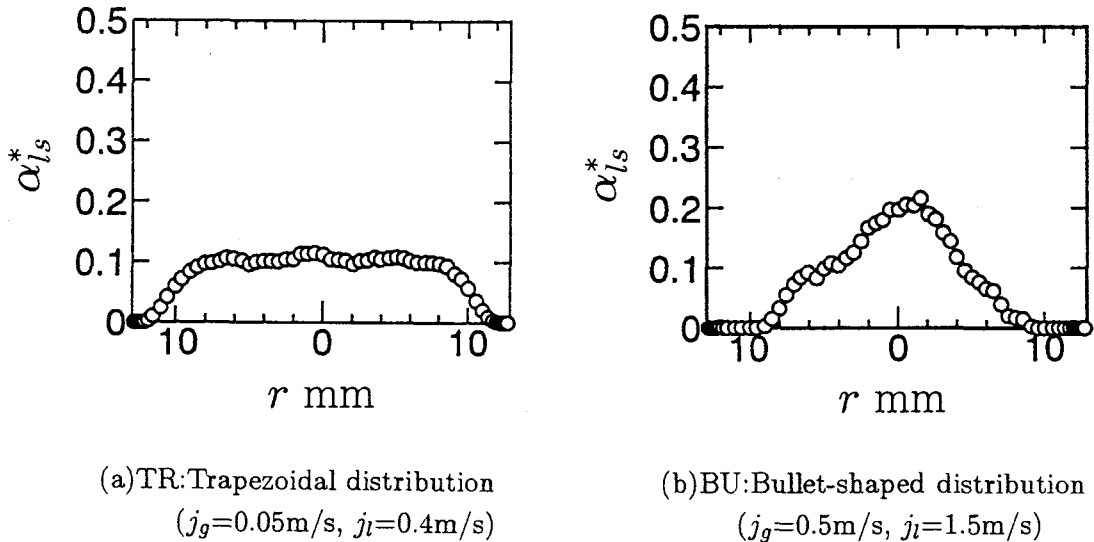
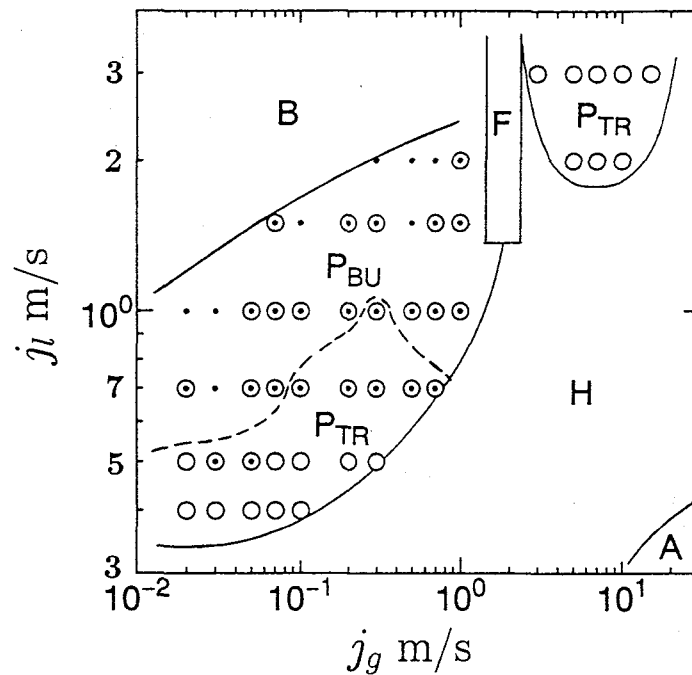


図4.17 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布
にみられる2つの形式



P_{BU} : Most frequently bullet-shaped distribution appearing region

P_{TR} : Most frequently trapezoidal distribution appearing region

·: BU, ○: TR

A: Annular flow, B: Bubble flow, F: Foam flow, H: Huge wave flow, P: Plug flow

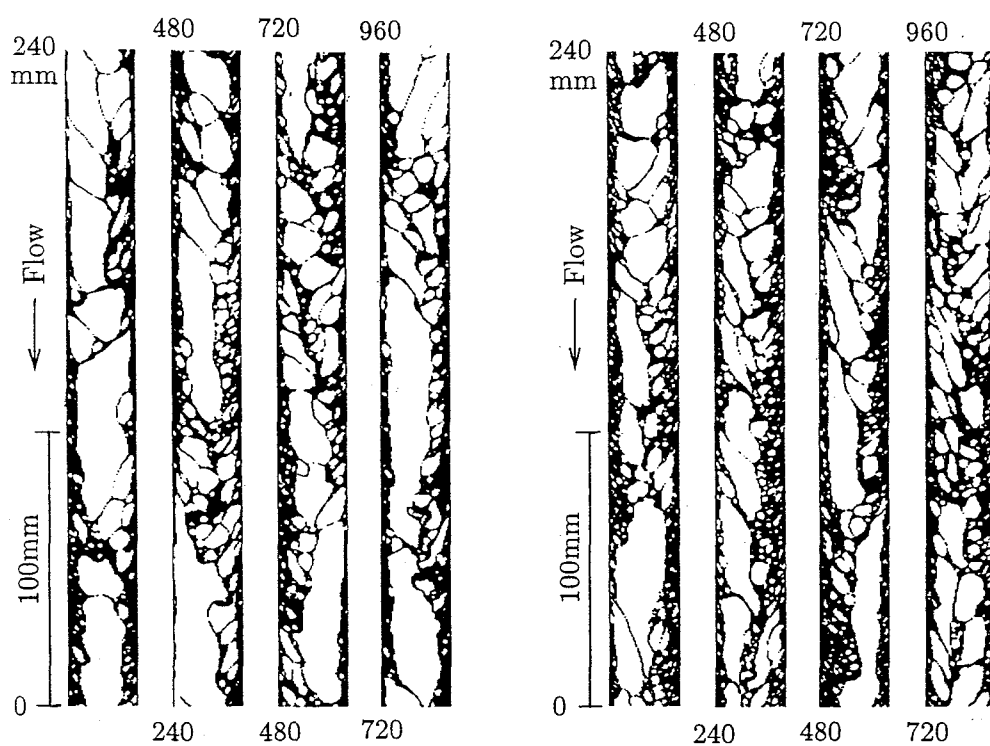
図4.18 液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布にみられる各形式の出現領域

4.5 フォーム流の界面構造

4.5.1 プロフィールにみられる特徴

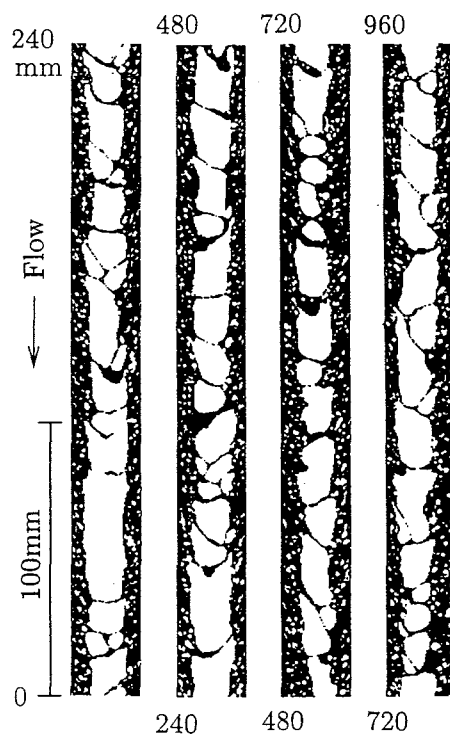
フォーム流はガスコア中に存在する薄い液膜の存在によって特徴付けられる流動であり、この液膜によって形成される大きな気泡をフォーミング気泡と称する。図4.19は、フォーム流のプロフィール図を示している。図中における長さのスケールは、気体のみかけの速度 j_g と断面平均ボイド率の時間平均値 $\bar{\alpha}$ から算出される気体の平均速度 $u_g (= j_g / \bar{\alpha})$ を用いて、時間を距離に換算したものである。図4.19において、フォーミング気泡の形状と、管壁に存在する液膜にみられる特徴は、各流動条件によって異なっている。

図4.19(a)の場合、管内面に沿って存在する液膜の厚さは非軸対象であり、管内面のある一部分が厚くなると、管中心を挟んで反対側の液膜厚さは薄くなる傾向がみられる。フォーミング気泡は他の条件と比較して長く、100mmを越えるも



(a) $j_g=2\text{m/s}$, $j_l=1.5\text{m/s}$

(b) $j_g=2\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$



(c) $j_g=2\text{m/s}$, $j_l=3\text{m/s}$

図4.19 フォーム流における気液界面のプロフィール図

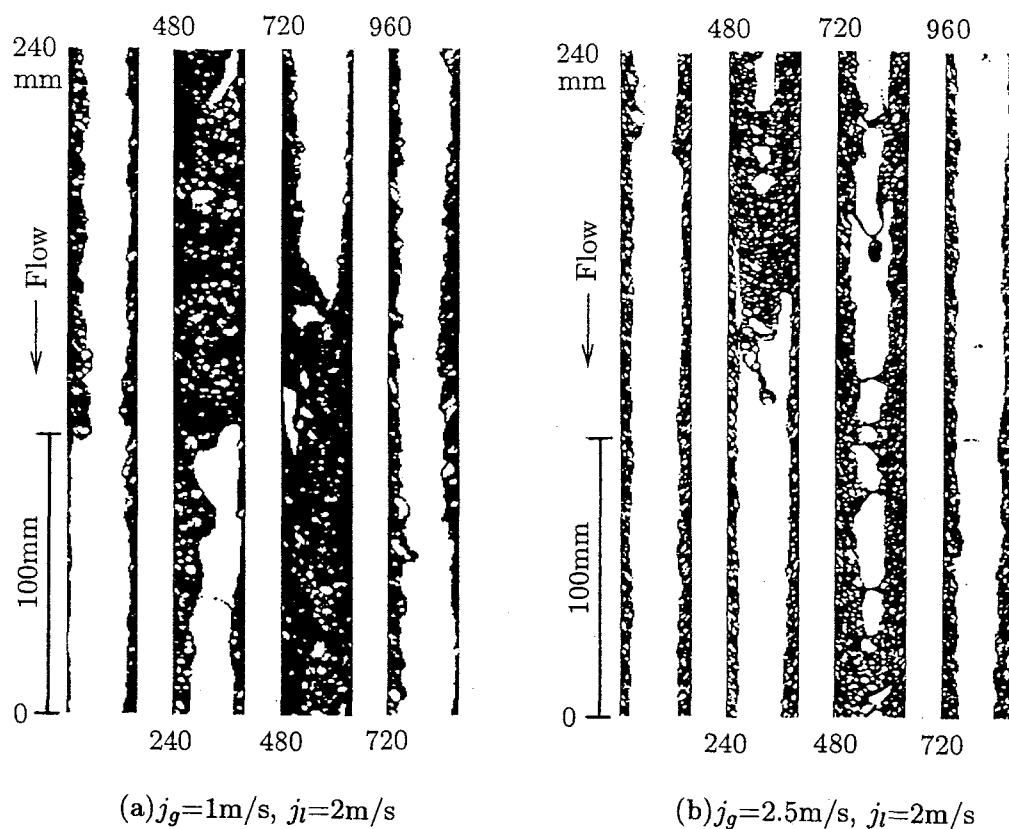


図4.20 フォーム流に隣接する条件における気液界面のプロフィール図の例

のも出現している。

図4.19(b)では、(a)と比較してより小さく、より多くのフォーミング気泡が集積して存在している。これらのフォーミング気泡は非軸対象の形状を示している。また、管内面に存在する液膜の内部においても、小さい気泡の数が増加している。

図4.19(c)においては、液膜厚さの分布はほぼ軸対象になると共に、個々のフォーミング気泡の大きさの差も小さくなっている。液膜厚さは約6mmであり、この内部には多くの気泡が存在している。

図4.20(a)及び図4.20(b)は、フォーム流である図4.19(b)と j_g がわずかに異なる条件におけるプロフィール図である。これらの条件では、管軸方向に多数の薄い液膜が存在するフォーム流の様相を呈してはならず、プラグ流である。この事実から、フォーム流はきわめて狭い空気流速の範囲、例えば最も広い場合で j_g が1.5m/sから2.0m/sの範囲にしか存在しない。

4.5.2 流動パラメータにみられる特徴

フォーム流は静圧勾配、差圧変動及び管軸方向のホールドアップ分布においても特異な性質を有している。

図4.21はフォーム流が出現する j_l である1.5, 2及び3m/sにおける静圧勾配を示したものである。なお、フォーム流と気泡流及びプラグ流を区別するために、各流動領域において記号を変えて示している。図4.21から、フォーム流においては静圧勾配がほぼ0に等しいことが分かる。すなわち、管内壁面における摩擦力と流体に働く重力が釣り合った状態であるといえる。

図4.22は差圧の標準偏差を示したものである。 $j_l=1.5\text{m/s}$ 及び 2m/s において、プラグ流からフォーム流に遷移すると差圧の変動は急激に減少することが分かる。これは、プラグ流では気体スラグと液体スラグが交互に流動する、いわゆる管軸方向に非均質な相分布を有するため、大きな差圧変動を伴う。一方、フォーム流は図4.19からわかるように、ほぼ均質な流れであるため、差圧変動は小さいと考えられる。しかし、 $j_l=2\text{m/s}$ 及び 3m/s における気泡流の一部の条件においては、

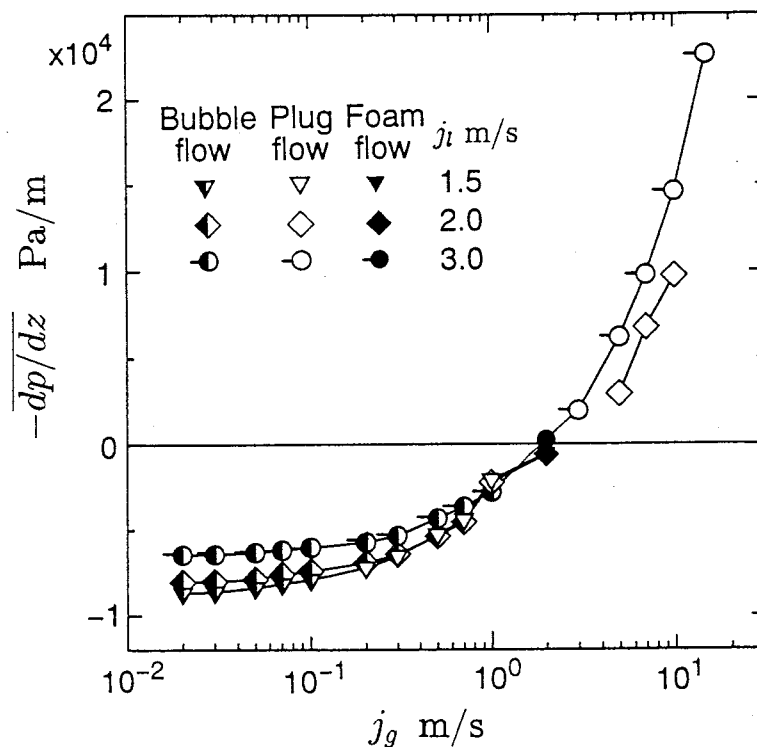


図4.21 気泡流、プラグ流及びフォーム流における静圧勾配の時間平均値

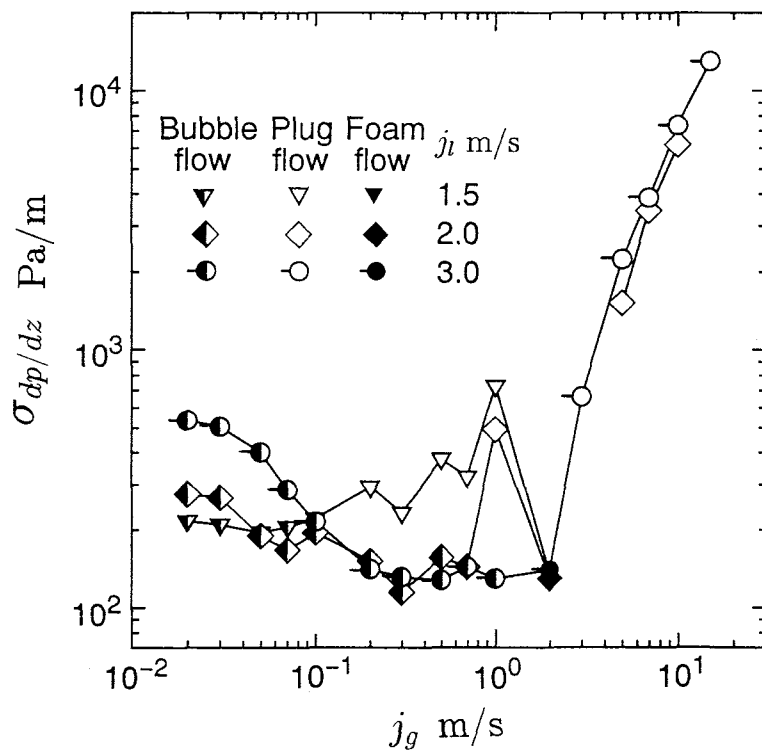


図4.22 気泡流，プラグ流及びフォーム流における差圧の標準偏差

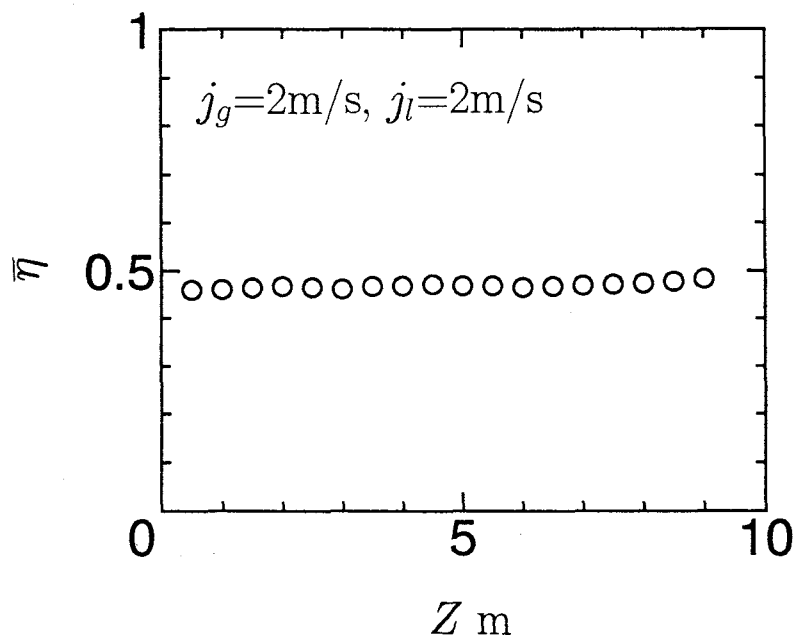


図4.23 フォーム流における液体ホールドアップの時間平均値の流動方向変化の例

フォーム流とほぼ同一の差圧変動特性を有している。このことは、差圧変動から気泡流とフォーム流の判別を行うことはできないことを意味している。従って、これらの流れを判別する場合には、界面構造に関する情報を収集する必要がある。

また、予備実験において、気液混合部からテストセクション出口までの間に0.5m間隔でホールドアップセンサを取り付けて、流れの発達過程を調査した。図4.23はフォーム流 ($j_g=2\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$) における断面平均ホールドアップの時間平均値 $\bar{\eta}$ の管軸方向変化の例を示しており、 Z は気液混合部からの距離を表している。フォーム流では $\bar{\eta}$ は管軸方向に沿ってほぼ一定であることが分かる。また、この流動条件において、各ホールドアップセンサから収集された断面平均ホールドアップ $\bar{\eta}$ の時系列信号を流動方向に並べて表示したものが図4.24である。この図から、

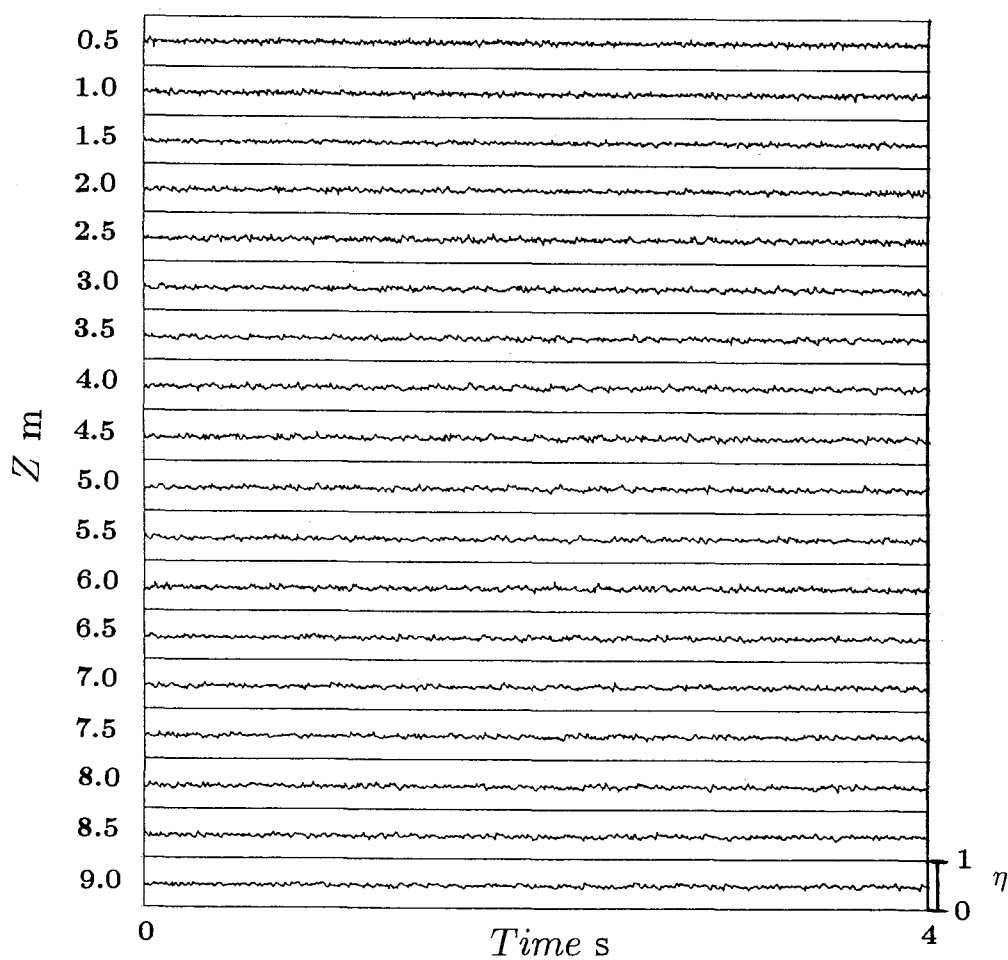


図4.24 フォーム流における液体ホールドアップ波形の流動方向変化の例 ($j_g=2\text{m/s}$, $j_l=2\text{m/s}$)

η の時系列波形の様相は、気液混合部からテストセクションの出口までほとんど変化していない特徴を有している。図4.24から管内の気液界面構造が流動方向にどのように変化しているのかを知ることはできないが、 $\bar{\eta}$ 及び η の時系列波形が流動方向にほとんど変化していないという事実、更には図4.19に示したプロフィールが測定時間中（60秒）において連続して観察されたことから、図4.19で示した気液界面構造は気液混合部から短い距離で形成され、これがテストセクションの長い距離に渡って存続している可能性が大きいと考えられる。

4.6 結論

垂直下降流において、準超多点点電極センサを用いて界面構造を調査し、以下の結論を得た。

(1)下降流における気液界面のプロファイルを系統的に提示して、下降流における界面構造の全容を明らかにした。また、2つのプラグ流領域とこれらの間にフォームと称する新たな領域が存在することを発見した。

(2)2つのプラグ流領域は、液体スラグにおける液体の平均速度に対する気体スラグの相対速度（スリップ速度）が大きく異なる。すなわち、1つの領域はスリップ速度が小さく、負の値を有するものが多い。もう1つの領域はスリップ速度が正であり、大きいスリップ速度を有する領域である。低スリップ速度領域では、気体スラグの形状及びスリップ速度の大きさから、更に4つの領域に細分類されることが明らかになった。

(3)隆起頭ゾーン及び後流ゾーンは、高スリップ速度領域において観察された。下降流における隆起頭ゾーンの長さは上昇流のそれよりも長い、後流ゾーンの長さは上昇流の方が長いことが明らかになった。また、気体スラグの速度に及ぼす流動方向の影響は修正係数 Γ においてみられ、下降流の方が修正係数は小さいことが分かった。更に、液体スラグの平均ボイド率にみられる上昇流と下降流の差は小さいことと、液体スラグにおける局所のボイド率の半径方向分布は、台形分布と砲弾形の2種類であり、上昇流で観察されたくら形分布は出現しないことが明らかになった。

(4)フォーム流における詳細なプロフィールを提示して、界面構造にみられる特徴を

明らかにした。また、フォーム流は、静圧勾配がほぼ0であること、差圧変動がきわめて小さいこと、更には平均ホールドアップとホールドアップの時系列波形が流動方向にほとんど変化しないという特徴を有していることを見いだした。

参考文献

1. 世古口言彦, 伝熱工学の進展, (1973), 180, 養賢堂.
2. Sekoguchi, K., Mori, K., Kaji, M., Nakazatomi, M. and Shimizu, H., Interfacial Profiles and Flow Characteristics in Vertical Downward Two-Phase Plug and Foam Flows, *Chem. Eng. Comm.*, 141-142(1996), 415-441.
3. 世古口言彦, 森 幸治, 三輪 恵, 中里見正夫, 清水英男, 加治増夫, 上昇及び下降気液二相流のプラグ流における気液界面のプロフィルにみられる特徴, 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3474-3480.
4. 佐藤泰生, 本田 達, 猿渡眞一, 世古口言彦, 気ほう流の研究(第2報, 気ほうの挙動に及ぼす水流速と流路寸法の影響), 日本機械学会論文集, 43-370(1977), 2288-2296.
5. Yamazaki, Y. and Yamaguchi, K., Characteristics of Cocurrent Two-Phase Downflow in Tubes, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 16-4(1979), 245-255.
6. Barnea, D., Shoham, O. and Taitel, Y., Flow Pattern Transition for Downward Inclined Two Phase Flow; Horizontal to Vertical, *Chem. Eng. Sci.*, 37-5(1982), 735-740.
7. Crawford, T. J., Weinberger, C. B. and Weisman, J., Two-Phase Flow Patterns and Void Fractions in Downward Flow Part I: Steady-state Flow Patterns, *Int. J. Multiphase Flow*, 11-6(1985), 761-782.
8. Nicklin, D. J., Wilke, J. O. and Davidson, J. F., Two-Phase Flow in Vertical Tubes, *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, 40(1962), 61-68.

第5章

液体塊の時空間挙動

5.1 緒言

垂直上昇流の団塊波流において、液体塊の速度の標準偏差は他の領域と比較してきわめて大きい値を有することが武石ら⁽¹⁾の研究によって明らかにされている。この事実は、団塊波流では種々の液体塊が共存し、これらが異なる速度で移動していることを意味するものである。第3章において示した気液界面のプロフィル図においても、団塊波が出現する条件において、液体スラグあるいはじょう乱波が共存していることが観察された。このような複雑な様相を呈する団塊波流の流動を理解するためには、長い観測区間において、液体塊の挙動、すなわちどのような種類の液体塊が出現し、これらがどのような速度と形状を有して移動しているのか、といった調査を行う必要がある。

世古口らは、垂直上昇流において450mmの観測区間に12対のホールドアップセンサを取り付けることによって各種液体塊ごとに時空間的な挙動パターンを調査し、団塊波の挙動を定常的挙動と過渡的挙動に分けてそれぞれ一例を示した⁽²⁾。また、2350mmの観測区間に25mm間隔で95対のホールドアップセンサを設置し、団塊波及びじょう乱波の挙動の一例を示して概説した⁽³⁾。これらの研究は、液体塊の時空間挙動を多断面測定法を用いて調査した初めての試みである。しかし、団塊波流における液体塊の挙動を系統的に調査し、明らかにするまでには至っていなかった。また、下降流における液体塊の時空間挙動については、全く明らかにされていない。

本章では、上昇流及び下降流に超多断面ホールドアップセンサを適用するこ

とによって、液体塊の形状、間隔等の把握が容易であるホールドアップの空間分布の時間変化を示す図（波の時空間様態図と称する）を系統的に提示し、各流動条件において出現する液体塊の種類と、これらの液体塊の移動に伴う速度と形状の変化にみられる特徴^{(4),(5)}を明らかにするものである。なお、団塊波流の特徴は環状流と比較することによってより明確になるため、環状流における波の時空間様態図も併せて提示し、これにみられる特徴についても議論する。

5.2 液体塊の時空間挙動の表示方法

液体塊の時空間挙動を表示する方法としては、従来、各ホールドアップセンサによって得られたホールドアップの時系列波形を、各ホールドアップセンサごとに並べて表示する方法が用いられてきた^{(2),(3)}（これは次に述べる表示法と区別するために、時間軸基準表示と名付ける）。この表示法で表される波形は、時間（通常は横軸）とホールドアップ（通常は縦軸）という座標系で表示されるため、例えば同一の幅（以降では波幅と称する）を有する複数の液体塊が異なる速度で移動する場合、これらの液体塊の波形は時間方向に異なって表示されることになる。従って、速度の異なる複数の液体塊の形状を波形から直接比較することはできない欠点がある。

これに対して、各測定時間ごとにホールドアップの空間分布を表す表示法では、液体塊の速度にかかわらず液体塊の形状、間隔等を直接知ることができる（この表示法を距離軸基準表示と名付ける）。しかし、これを実際に行うためには測定点間隔を波幅に較べて十分小さくすると共に、多数の測定点を設ける必要がある。本研究では、5mm間隔で最大266対のホールドアップセンサを用いることによって、距離軸基準で表示する方法を採用した。

図5.1は、上昇流の団塊波流及び環状流領域における距離軸基準のホールドアップの時空間分布の表示例と、これと同時に採取された気液界面のプロフィール図の例を系統的に示したものである。ホールドアップの時空間分布の図は、各測定時刻におけるホールドアップ η の管軸方向分布を時間方向に並べて表示したもので、波形を見やすくするために各波形の描画時間間隔は4msとした。図中にはホールドアップ η の大きさを示す目盛を併記したが、これは時刻0秒に対するもので

あり、その他の時刻における η のスケールは全て同一である。また、図中のS, H及びDはそれぞれ後出の液体スラグ、団塊波及びじょう乱波を示している。

本研究において、図5.1に示すようなホールドアップの時空間分布の表示法を距離軸基準による波の時空間様態図（以下では単に波の時空間様態図と略記する）と称することにする。

5.3 垂直上昇流における液体塊の時空間挙動

5.3.1 波の時空間様態図にみられる特徴

図5.1から、気液界面には観測区間内を存続する寿命の長い液体塊と、これらの液体塊の間にあって発生あるいは消滅が観測される寿命の短い液体塊（例えば図中の E_1 ）が観察される。従来から、寿命の長い液体塊は液体スラグ、団塊波及びじょう乱波に対応し、寿命の短い液体塊は浮遊波と称されてきた⁽²⁾。図5.1から分かるように、寿命の長い液体塊は、寿命の短い液体塊と比較して波高と波幅が共に大きく、大量の液体を輸送しており、流れを特徴付けているといえる。以下では、寿命の長い液体塊に焦点を絞って波の時空間様態図の観察を行い、各条件において出現する液体塊の種類と、これらの液体塊の時空間挙動にみられる特徴を論じることにする。

先ず $j_g=40\text{m/s}$ に着目する。 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s の条件は、従来の研究⁽⁶⁾から典型的な環状流であり、出現している液体塊はじょう乱波である。しかし、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では、 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s で観察されたじょう乱波とほぼ類似の大きさと速度を有し、じょう乱波と判断できる液体塊（例えば D_1 ）の他に、これよりも速度、波幅及び波高が共に大きい液体塊（例えば H_1 ）が新たに出現している。Sekoguchiらの研究⁽³⁾において、じょう乱波よりも速度と体積が大きい液体塊として団塊波の存在が明らかにされている。従って、この液体塊は団塊波であると判断できる。 $j_l=1\text{m/s}$ では、 $j_l=0.7\text{m/s}$ で観察された団塊波 H_1 と同等もしくはそれ以上の速度と波幅を有する団塊波が高い頻度で出現し、流れを特徴付けている。

$j_g=20\text{m/s}$ においても同様に、 j_l の増加に伴って出現する液体塊に変化がみられる。 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s は典型的な環状流であり、出現する液体塊はじょう乱波であるが、 $j_l=0.7\text{m/s}$ ではじょう乱波と判断できる液体塊（例えば D_2 ）の他に、この

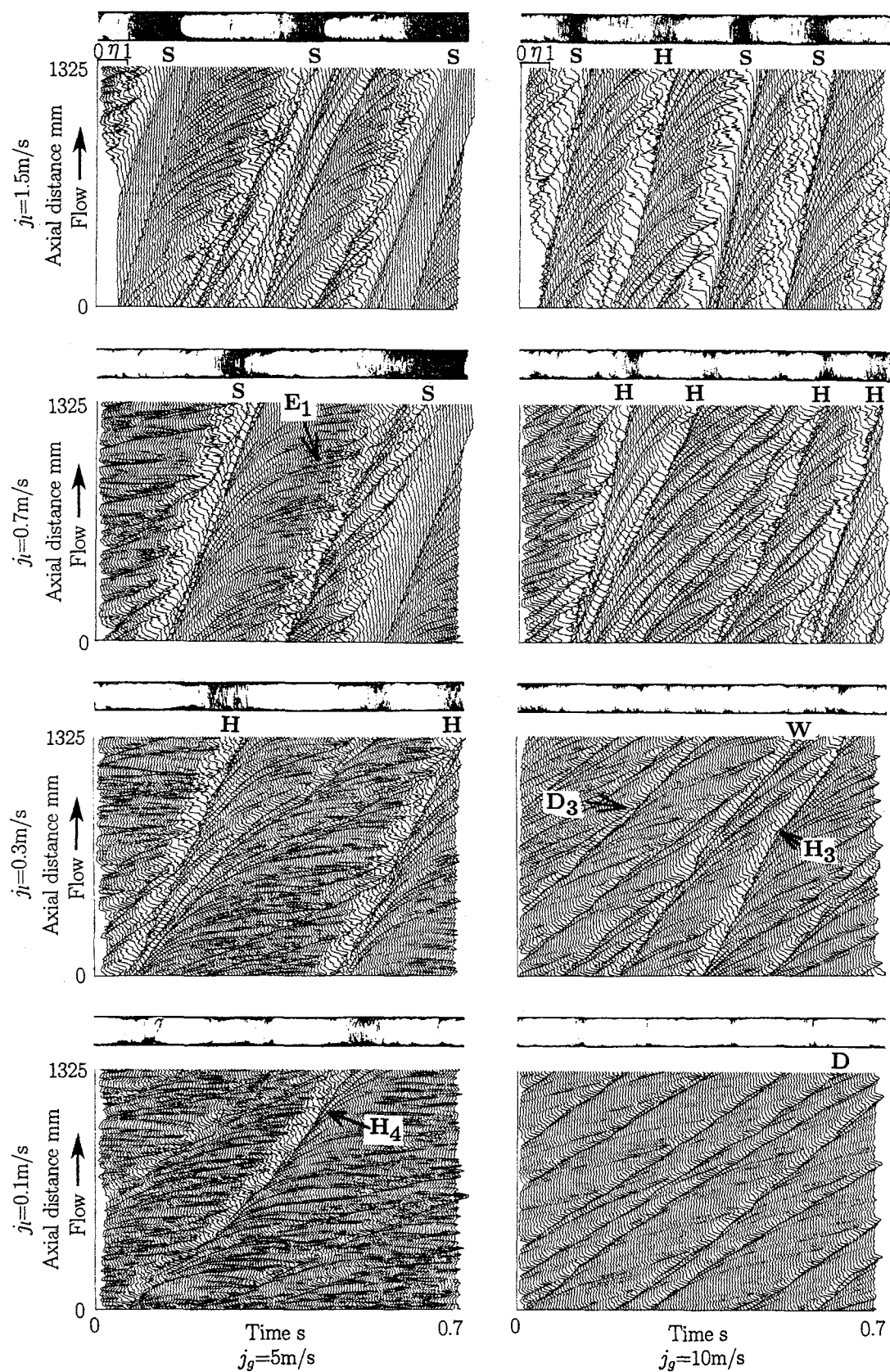


図5.1 垂直上昇流における波の時空間様態図の例

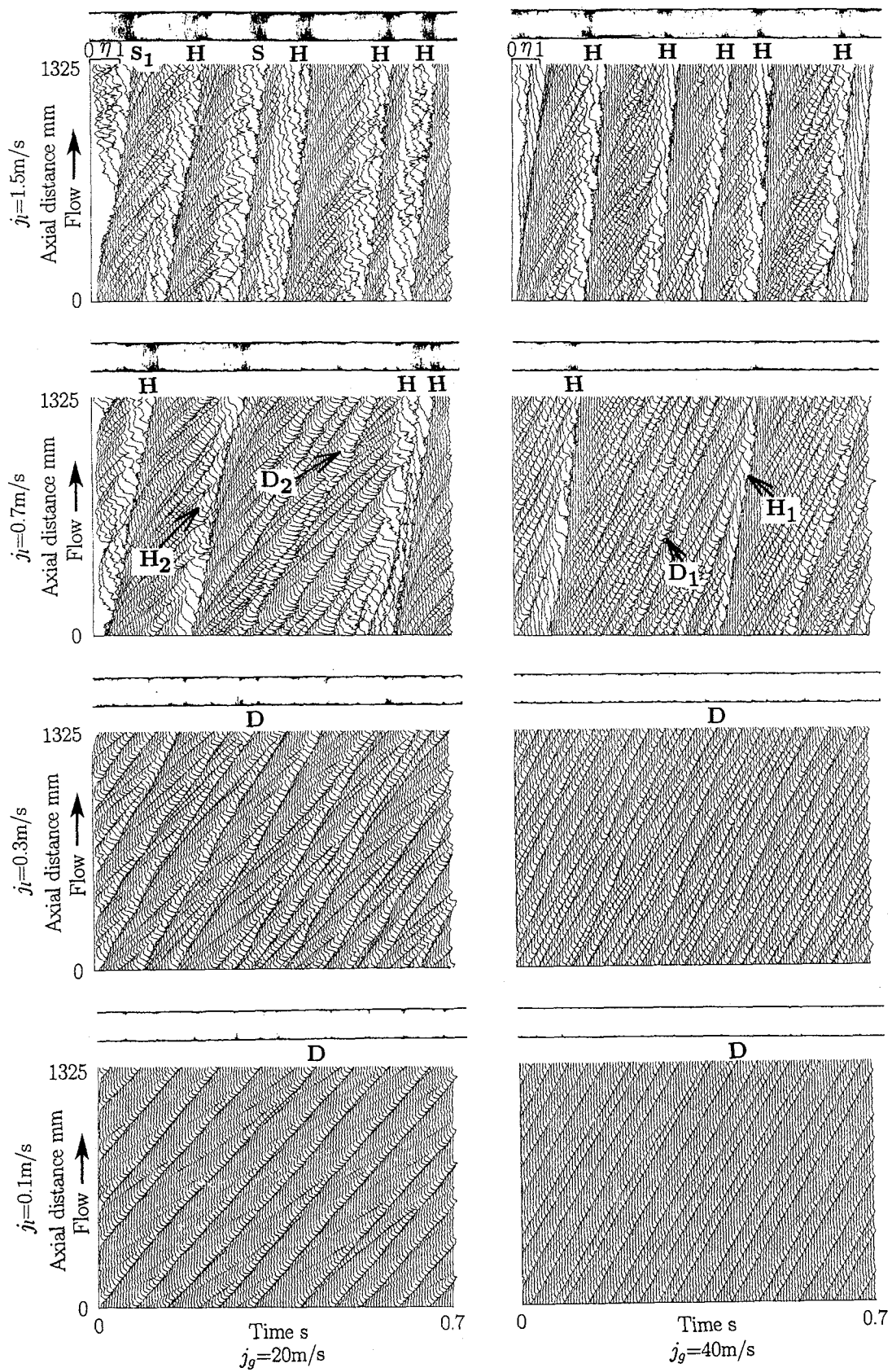


図5.1 垂直上昇流における波の時空間様態図の例（続き）

液体塊よりも明らかに速度、波幅及び波高が大きく団塊波と判断できる液体塊（例えば H_2 ）が出現している。 $j_l=1.5\text{m/s}$ では、 H_2 と同等もしくはそれ以上の速度と波幅を有する団塊波と共に、液体スラグ（例えば S_1 ）が共存していることがプロフィール図から確認できる。

次に $j_g=10\text{m/s}$ に着目する。 $j_l=0.1\text{m/s}$ は従来の研究⁽⁶⁾においてはフロス流と環状流の遷移領域に対応している。従って、出現している液体塊も、この情報からじょう乱波と断定することはできないが、 $j_g=20\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ において観察されるじょう乱波と同様にほぼ単一の波頂を有する単純な形状を有していることから、この条件において出現している液体塊もじょう乱波であると考えられる。 $j_l=0.3\text{m/s}$ では、じょう乱波と考えられる液体塊（例えば D_3 ）とこれよりも速度、波幅及び波高が大きい団塊波と考えられる液体塊（例えば H_3 ）が共存している。 j_l が 0.7m/s 以上ではじょう乱波とみなすべき小さい液体塊は消失し、団塊波と考えられる液体塊のみが観察される。 $j_l=1.5\text{m/s}$ では、波高の高い団塊波と共に液体スラグの共存がプロフィール図から確認できる。

$j_g=5\text{m/s}$ では、 j_l の増加に伴って、速度、波幅及び波高が異なる液体塊に遷移していく様子は明確ではない。しかし、 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s に着目すると、出現している液体塊は、 $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s で観察されるじょう乱波よりも明らかに波幅と波高が大きいことと、 $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.7\text{m/s}$ において出現している団塊波と同様に複雑な界面を有していることから、団塊波であると判断することができる。 j_l が 0.7m/s 以上では、液体スラグが主体をなす流動であり、プラグ流である。

以上の議論において、速度、波幅及び波高の違いから、波の時空間様態図の視察によって団塊波とじょう乱波の判別を行った結果の例を図中にHとDで示す。しかし、上記の判別基準では両者の判別が容易でない液体塊も存在する。例えば $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.3\text{m/s}$ において出現している液体塊Wは、共存する団塊波 H_3 よりは速度、波幅及び波高が小さいが、じょう乱波 D_3 のそれらよりは大きい。このような液体塊の判別は速度、波幅及び波高を定量的に分析することによって行う必要がある。これについては第7章において詳しく議論する。

5.3.2 団塊波の特徴

以下では、団塊波の時空間挙動にみられる特徴について、じょう乱波との比較から明らかにする。

先ず速度の時空間変化に着目する。じょう乱波は図5.1から移動に伴う速度の変動は比較的小さく、また各じょう乱波の速度は類似している。団塊波は j_g 及び j_l が大きい条件ではほぼ一定の速度をもって移動しているが、 j_g 及び j_l が小さい条件では、速度を大きく変化させて移動する団塊波が出現する。例えば、 $j_g=5\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ で観察される団塊波 H_4 は、観測区間の入口付近において時間と共に減速した後、加速している。波の時空間様態図の観察からこの過程を考察すると、先ず観測区間の入口付近において、大きい浮遊波を放出して波高を減少させると共に、速度も低下している。これは波高の低下によって気体から受けるせん断力が減少したためであると考えられる。その後、大きい浮遊波を吸収することによって波高が増大し、これに伴って速度も増加している。この観察からも、浮遊波の吸収及び放出は、団塊波の速度あるいは形状の変化と密接に関連していることが明らかである。 j_g 及び j_l が小さい条件において、移動と共に速度を変化させる団塊波が出現することを述べたが、これは波の時空間様態図からも明らかのように、低速の浮遊波が多数存在するために、頻繁に浮遊波の吸収及び放出が行われるためであると考えられる。

次に形状の時空間変化について述べる。 $j_g=5\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ と $j_g=40\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ に出現する団塊波とじょう乱波を例に挙げて、これらにみられる特徴を以下に述べる。

図5.2(a)は $j_g=40\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ の条件における波の時空間様態図を拡大したものであり、出現している液体塊はじょう乱波である。図5.2から、じょう乱波の速度及び形状は、浮遊波を吸収あるいは放出する場合を除き流動方向にほぼ同一である特徴を有している。また、ホールドアップ波形において、じょう乱波の頂点（以下では波頂と称する）の数は、浮遊波を吸収あるいは放出する場合を除くとほぼ単一であり、後述する団塊波と比較して単純な形状を示している。ホールドアップ波形において、じょう乱波の波頂が単一であることは、世古口らが450mmの観測区間において行った実験⁽²⁾においても指摘されている。

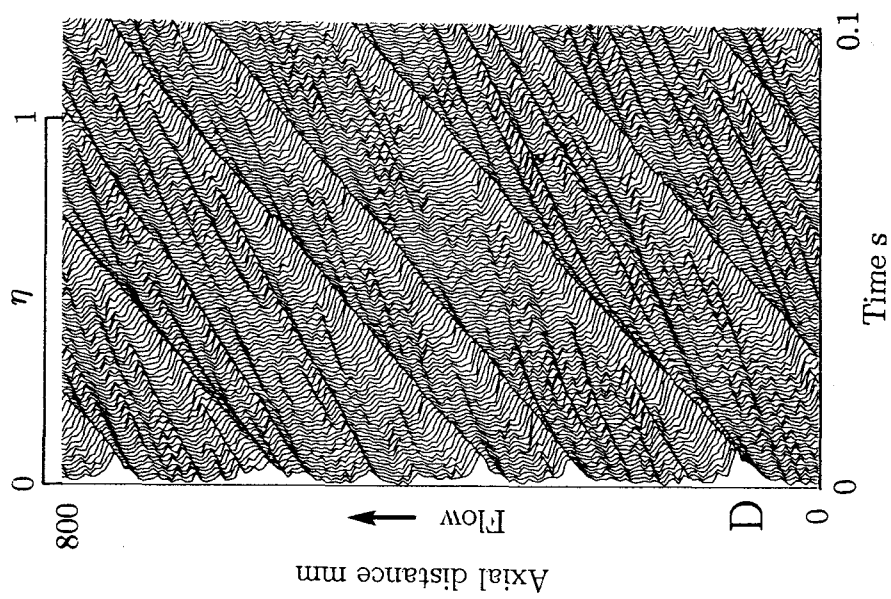


図5.2(a) じゃう乱波の時空間挙動 (D:じゃう乱波)

$j_g=40\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$

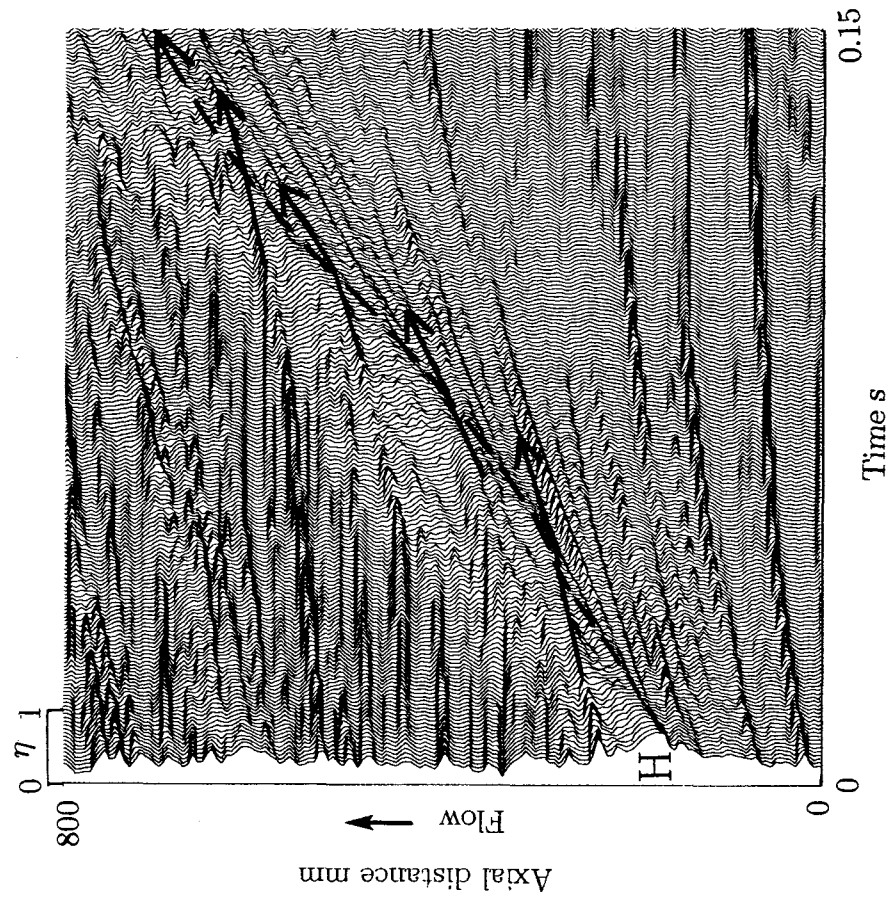


図5.2(b) 団塊波の時空間挙動 (H:団塊波)

$j_g=5\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$

--- : 団塊波の軌跡, — : 浮遊波の軌跡

図5.2(b)は $j_g=5\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ における波の時空間様態図を拡大したものであり, 出現している液体塊は団塊波である. 図中の破線と実線はそれぞれ団塊波とそれに吸収された後に放出される浮遊波の軌跡を示している. 図5.2(a)と図5.2(b)の比較から, 団塊波はじょう乱波と比較して, 形状が大きく, また多くの浮遊波を吸収あるいは放出し, 形状を複雑に変化させながら移動していることが分かる. 波頂の数はじょう乱波と比較して多く, 複数の波が集合したような形状を示している.

団塊波が複数の波頂をもち, 複雑な形状を呈する特徴は, 浮遊波を吸収あるいは放出する過程と密接な関係がある. 団塊波に吸収されていく浮遊波の多くは団塊波の上をあたかも波を重ね合わせたかのように移動する. 団塊波の波幅は大きく, その中にとり込まれた複数の浮遊波が重畳する形で存在するため, 団塊波は多くの波頂を有すると共に形状を複雑に変化させながら移動する. 団塊波上を移動する浮遊波は加速された後, 団塊波の背面から放出される. このときの浮遊波の速度は団塊波とほぼ同一であり, 団塊波から離れるに伴って減速する. じょう乱波はこのように浮遊波を重畳する形で存在することはない.

5.4 垂直下降流における液体塊の時空間挙動

5.4.1 波の時空間様態図にみられる特徴

図5.3は下降流の団塊波流及び環状流領域における波の時空間様態図に気液界面のプロフィル図を併記したものを系統的に示したものである. なお, 図中のS, H及びDは以下で述べる液体スラグ, 団塊波及びじょう乱波を示している.

先ず, $j_g=40\text{m/s}$ に着目する. $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s の条件で出現する各液体塊は, 速度, 波幅及び波高がほぼ同一である. この条件は第3章において示した流動様式線図において典型的な環状流領域であり, 出現している液体塊はじょう乱波である. しかし, $j_l=0.7\text{m/s}$ においては, $j_l=0.3\text{m/s}$ で観察されたじょう乱波と類似の形状と速度を有するじょう乱波(例えばD₁)の他に, これよりも速度, 波幅及び波高の大きい団塊波(例えばH₁)が出現し, j_l が 1.5m/s では団塊波が主体をなす流動に遷移している. $j_g=10\text{m/s}$ 及び 20m/s においても, j_l の増加に伴って, じょう乱波が主体である流動から, 団塊波が主体の流動に変化がみられる.

$j_g=3\text{m/s}$ 以下においては、 j_l の増加に伴って速度、波幅及び波高が異なる液体塊に遷移する過程は明確ではないが、 $j_g=3\text{m/s}$ において、 j_l が 0.3m/s 以上で出現している液体塊は、波幅と波高がかなり大きく明らかに団塊波であるといえる。また、 $j_g=3\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び j_g が 0.03m/s と 0.3m/s において出現している液体塊は、第3章で述べたように典型的なじょう乱波と比較して波高が大きいことその他に、波幅もじょう乱波よりも大きいことから、波の時空間様態図の観察からも団塊波の範ちゅうに属すると考えられる。しかし、これらの条件で出現する団塊波は比較的小規模なものである。

5.4.2 団塊波の特徴

下降流の団塊波流領域は広範囲に及ぶため、出現する団塊波も多様である。以下に3例を挙げて団塊波の特徴を議論する。

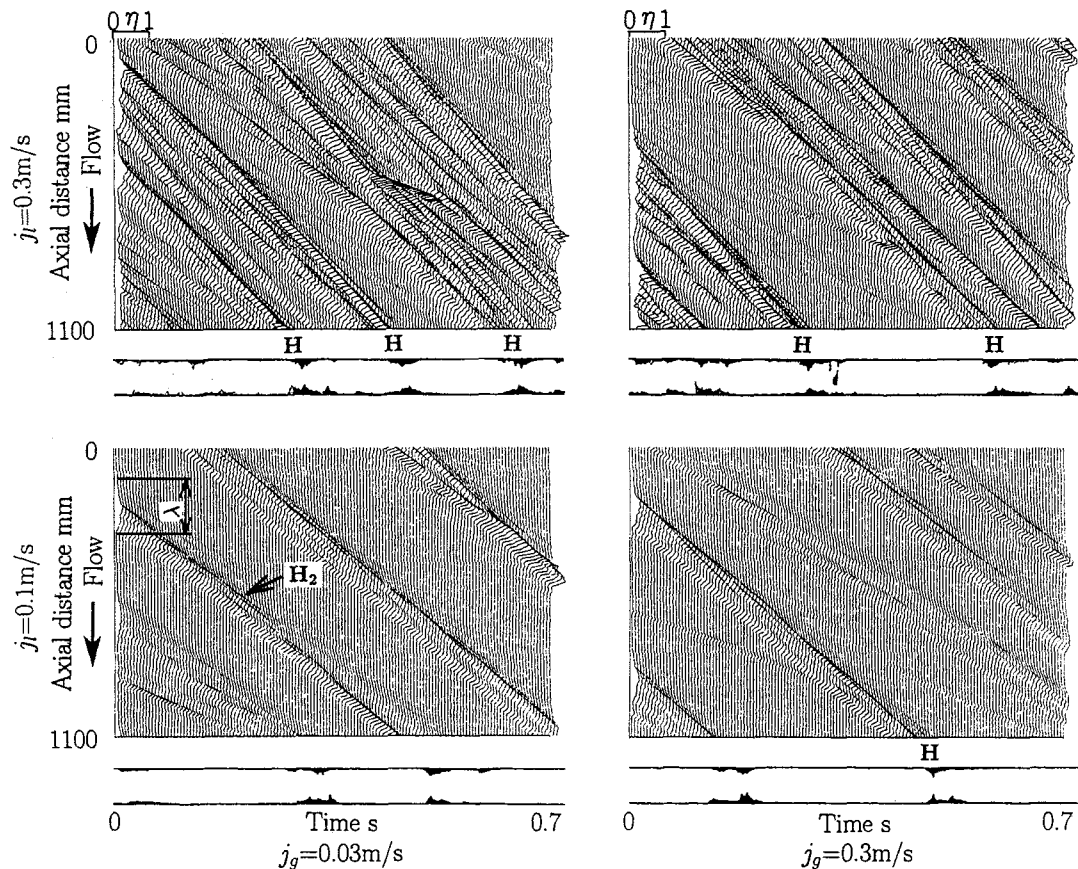


図5.3 垂直下降流における波の時空間様態図の例

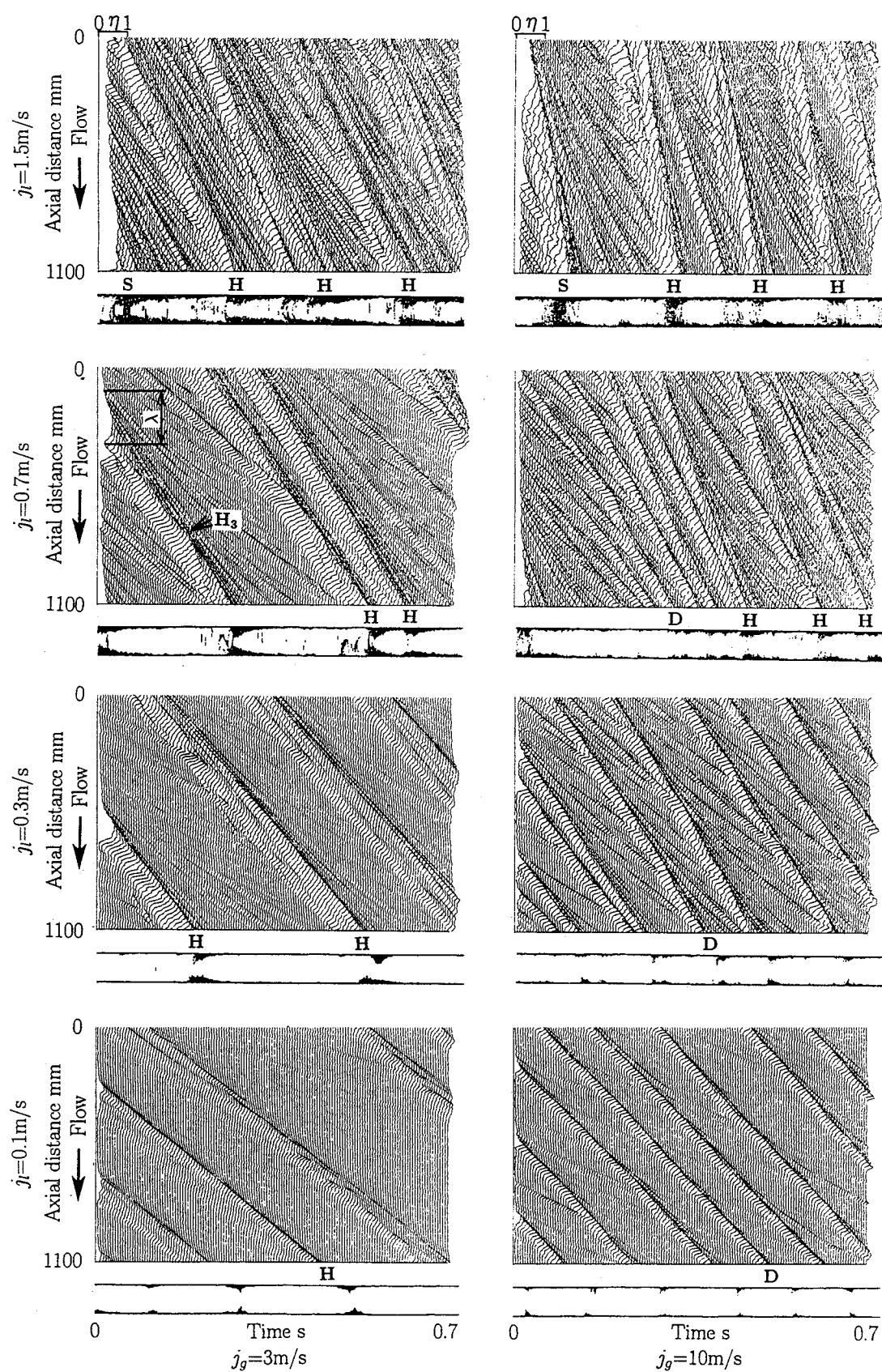


図5.3 垂直下降流における波の時空間様態図の例（続き）

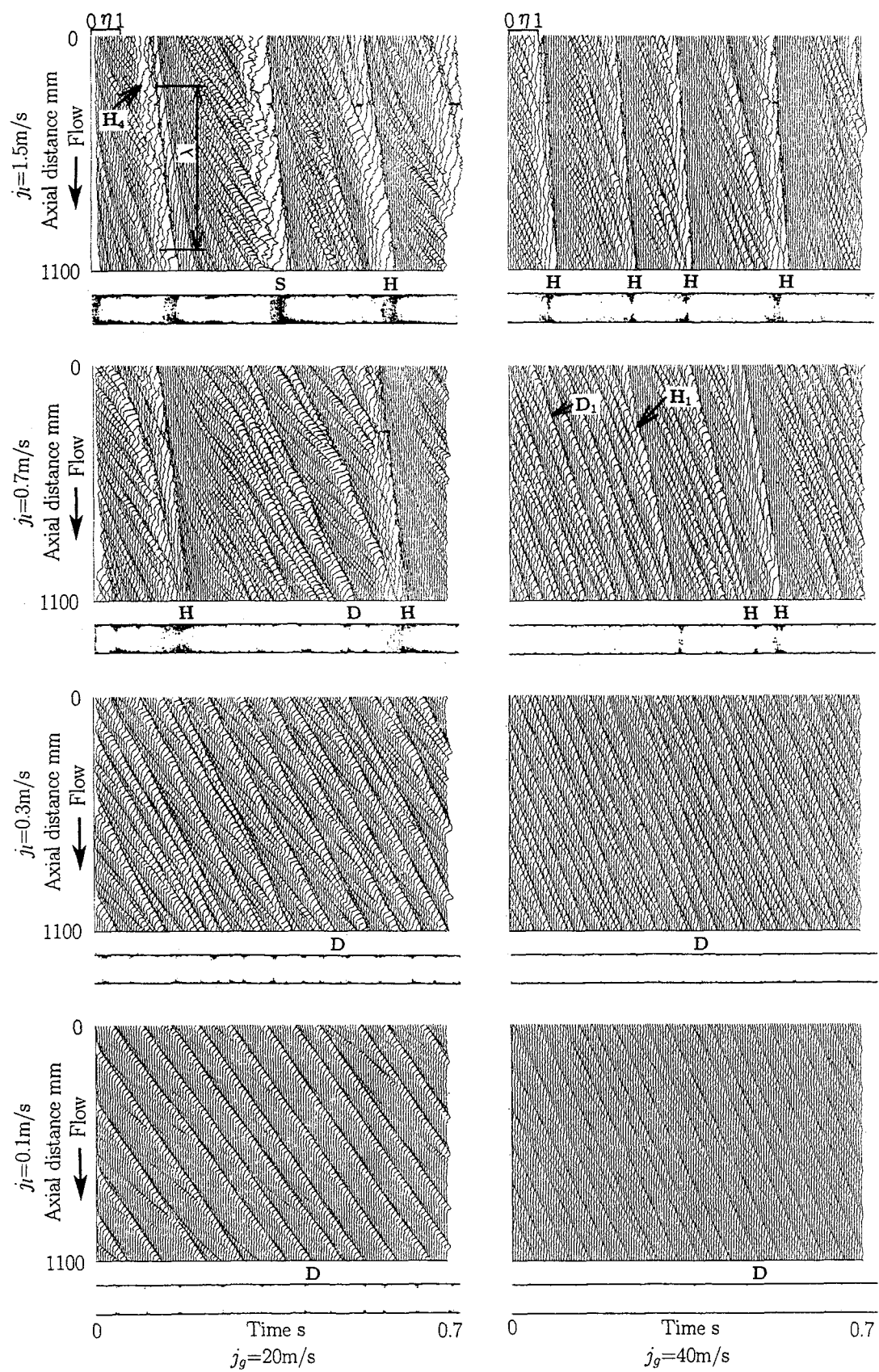


図5.3 垂直下降流における波の時空間様態図の例（続き）

図5.3において、 $j_g=0.03\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ において出現している団塊波（例えば H_2 ）は波幅及び波高が共に小さく小規模な団塊波である。下流へ移動するに伴って生じる形状の変化は他の領域で観察される団塊波と比較して小さい。また、この流動条件における特徴として、基底液膜上には明確に観察される程度に大きい浮遊波は他の条件と比較して少ない。上記の特徴を有する団塊波は j_g が約 1m/s 以下の条件において多く観察される。

次に、 $j_g=3\text{m/s}$, $j_l=0.7\text{m/s}$ で観察される団塊波（例えば H_3 ）は、波幅はあまり大きくないが、プロフィル図から波高は非常に大きく管中心部付近にまで至っている。このような団塊波は $j_g=3\text{m/s}$, $j_l=0.7\text{m/s}$ 及び 1.5m/s において多く観察される。

また、 $j_g=20\text{m/s}$, $j_l=1.5\text{m/s}$ において出現する団塊波（例えば H_4 ）は波幅が著しく大きい団塊波である。このような団塊波は j_g 及び j_l が大きい条件において多く出現している。波高は j_l が大きいほど高くなり、中には管中心付近まで及ぶものも出現している。

団塊波の形状に関して上昇流と比較すると、下降流において H_2 に代表される小規模な団塊波と H_3 に代表される波高の高い団塊波は、上昇流で出現する団塊波と比較して波頂の数が少なく、比較的単純な形状を有している。団塊波の形状は上述のように、浮遊波の吸収あるいは放出頻度と密接に関連している。 H_2 あるいは H_3 に代表される団塊波が出現する条件においては、浮遊波の出現頻度は上昇流よりもきわめて少なく、このために単純な形状を有する団塊波が出現していると考えられる。しかし、 j_g 及び j_l の大きい条件において出現する団塊波は、複数の波頂を有する複雑な形状を有しており、上昇流における同一の流量条件で出現する団塊波と比較的類似した形状を有している。また、上昇流において j_g 及び j_l の小さい条件では大きな速度変動を伴って移動する団塊波が出現していたが、下降流ではこのような団塊波はほとんどみられない。これも浮遊波の出現頻度が少ないことに起因していると考えられる。

5.5 結論

垂直上昇流及び下降流の団塊波流及び環状流領域において、超多断面ホールドアップセンサを用いてホールドアップの空間分布を測定した。この情報から、

液体塊の形状の変化を容易に把握できる距離軸基準の波の時空間様態図を系統的に提示して、各条件で出現する液体塊の種類を明らかにすると共に、団塊波とじょう乱波の時空間挙動にみられる特徴を明らかにした。更に、上昇流では、じょう乱波は移動に伴う速度と形状の変化は小さいが、団塊波は複雑に形状を変化させながら移動することと、この形状の変化は浮遊波を吸収あるいは放出することと密接に関連していることが明らかになった。また、 j_g 及び j_l が小さい条件において、団塊波は大きな速度変動を伴って移動するものが出現することが明らかになった。

下降流において出現する団塊波は、波幅及び波高にみられる特徴から3つに大別され、これらの中で j_g 及び j_l が小さい条件で出現する団塊波は上昇流と比較して単純な形状を有すると共に速度変動も小さいが、 j_g 及び j_l が大きい条件では上昇流と類似した複雑な形状を有する団塊波が出現することを見いだした。

参考文献

1. 武石雅之, 世古口言彦, 清水英男, 中里見正夫, 垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究, 日本機械学会論文集, 53-493B(1987), 2800-2806.
2. 世古口言彦, 武石雅之, Cognet, G., 石松隆和, 八尋和広, 垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン, 日本機械学会論文集, 53-493B(1987), 2807-2813.
3. Sekoguchi K., and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *Int. J. Multiphase Flow*, 15-3(1989), 295-305.
4. 世古口言彦, 森 幸治, 辻野尚哉, 池下匡彦, 加治増夫, 気液二相流の波脈に関する研究(第1報, 波の時空間様態図とそれにみられる特徴), 日本機械学会論文集, 60-573B(1994), 1716-1723.
5. 森 幸治, 加治増夫, 坂根 学, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 垂直下降気液二相流の波脈に関する研究(第1報, 波の時空間様態図と主波脈の分析), 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3459-3466.
6. 世古口 言彦, 伝熱工学の進展, (1973), 180, 養賢堂.

第6章

主波脈の抽出方法

6.1 緒言

第5章では上昇流及び下降流における波の時空間様態図の視察から、団塊波流及び環状流領域において出現する液体塊の時空間挙動にみられる特徴について議論を行った。しかし、団塊波及びじょう乱波といった寿命の長い液体塊は、流れを特徴付けているために、液相の流動を理解するためには、これらの液体塊の速度、波幅及び最大ホールドアップといった定量的な特徴を明らかにすると共に、これらから各種液体塊の相違を明確にすることが必要である。また、第5章において、波の時空間様態図の観察からでは、種類を特定することが容易でない液体塊が存在した。このような液体塊の種類を特定する場合においても、団塊波とじょう乱波の特徴を定量的に明らかにすることによって、その特徴に基づいてこれらの液体塊の種類を判別することが可能になる。

液体塊の特徴を定量的に議論した研究としては、武石らによって行われた液体塊速度の測定⁽¹⁾がある。これは、ある距離を隔てて設置した2対のホールドアップセンサによって得られるホールドアップの時系列信号から、液体塊が2箇所のホールドアップセンサ間を移動するのに要した時間を算出することによって、液体塊の速度を求めたものである。しかし、液体塊は時空間的に速度を変化させる場合があることから、液体塊の速度を正しく測定するためには、長い観測区間において液体塊の速度を算出することが必要である。これは速度だけではなく、波幅あるいは最大ホールドアップにおいても同様である。また、第5章で述べたように、気液界面には液体スラグ、団塊波及びじょう乱波といった流れを特

徴付けている寿命の長い液体塊の他に、浮遊波が存在する。従って、寿命の長い液体塊の流動パラメータにみられる特徴を明らかにするためには、これらの液体塊と浮遊波を区別することが必要である。しかし、少ない断面における測定では、観察される液体塊が寿命の長い液体塊であるのか、あるいは浮遊波であるのかを判別することは容易でなく、長い観測区間において液体塊の挙動を観察することによってこれらを区別する必要がある。

本章では流れを特徴付けている寿命の長い液体塊（液体スラグ、団塊波及びじょう乱波）の特徴を定量的に明らかにするために、これらが時空間面上に展開する軌跡（主波脈と称する）を抽出する方法⁽²⁾を提案するものである。また、抽出された主波脈が液体スラグであるのか、あるいは団塊波、じょう乱波といった波であるかの判別は、超多断面ホールドアップセンサから得られるホールドアップ情報からでは容易でない場合が存在する。つまり、じょう乱波のような波高の小さい波では、そのホールドアップの値から容易に波であると判断できるが、コア部がわずかに気相で貫通された波高の大きい団塊波では、液体スラグとほぼ同一のホールドアップを有するため、液体スラグと団塊波を明確に区別することはできない。従って、本研究では管内の気液相分布を正確に測定できる準超多点電極センサの情報から、液体スラグと波の判別を行った。この判別方法についても併せて議論する。

なお、本研究では垂直上昇流と下降流を扱っているが、本章で議論する内容はいずれの流動においても同様に適用できるため、ここでは垂直上昇流を対象として論じる。

6.2 主波脈の抽出方法

6.2.1 液体塊の存在領域の抽出方法

まず、液体塊の位置を特定する。液体塊の位置は、液体塊内に存在する波頂を用いる方法が考えられる。この方法は単一の波頂を有する液体塊に対しては紛れがなく明確であるが、団塊波のように複数の波頂を有する液体塊では、どの波頂をもって液体塊の代表とするかが問題になる。また、液体スラグのように本来波頂を有さない液体塊に対しては、位置を特定できない欠点がある。そこで本

研究では、ホールドアップの時空間分布に対して、あるホールドアップのしきい値を設定し、しきい値よりも大きいホールドアップを有する領域を液体塊の存在する領域と定めた。この方法では複数の波頂を有する団塊波あるいは液体スラグにおいても、存在位置を容易に決定できる。主波脈を抽出するためのしきい値は、観測区間内を存続する寿命の長い液体塊を洩れなく抽出できる程度に小さくする必要があるが、この場合に浮遊波の中で波高の大きいものを同時に抽出してしまうことは避けられない。従って、主波脈を構成する液体塊と同時に抽出された浮遊波については、選別してこれを除去することが必要である。本研究ではこのような2段階の抽出プロセスを採用した。この方法の詳細を以下に記述する。

代表的な流動条件におけるホールドアップの時空間情報に対して、種々のしきい値を与えて波脈を抽出した結果、しきい値としてはそれぞれの条件において測定されたホールドアップの時空間平均値を採用することが適当であると判断した。図6.1に例示した時空間状態図に対して、上記のしきい値に基づいてホールドアップの二値化処理を施したものが図6.2であり、黒色の領域はホールドアップがしきい値よりも大きいことを示している。この図のように液体塊の存在は帯状の面でもって示される。図6.1と図6.2の比較から、図6.2には観測区間内を存続する主波脈(例えば MV_1)と共に、これに吸収される波高の大きい浮遊波の軌跡(支波脈と称する:例えば SV_1, SV_2)が抽出されていることが分る。

6.2.2 支波脈の除去方法

主波脈によって吸収並びに放出される支波脈は、それぞれ主波脈の正面側及び背面側の輪郭を抽出することによって除去することができる。この方法を、図6.2に示した波脈図の一部を抜出した図6.3及び図6.4を用いて説明する。なお、これらの図において斜線で示した領域は図6.2における黒色部すなわち液体塊の存在する領域を示しており、実線は後述の輪郭を抽出していく過程を示している。

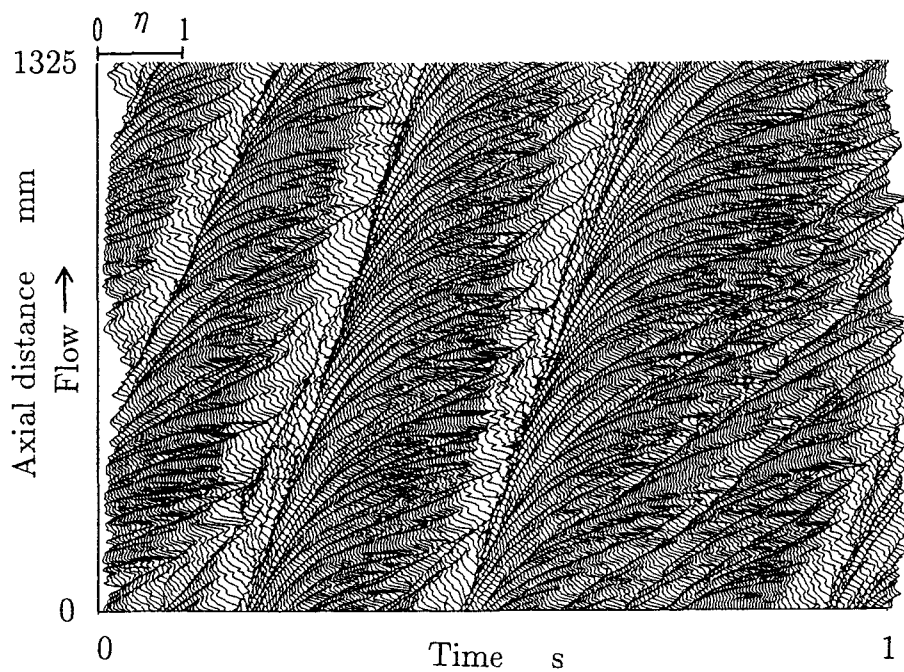


図6.1 波の時空間様態図の例($j_g=7\text{m/s}$, $j_l=0.3\text{m/s}$)

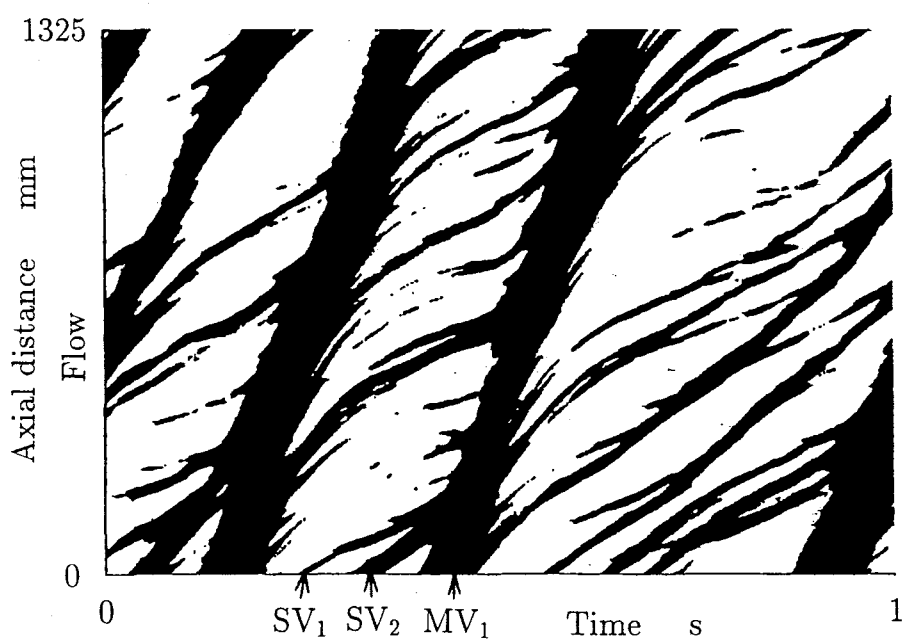


図6.2 波脈の抽出例($j_g=7\text{m/s}$, $j_l=0.3\text{m/s}$)

MV₁ : 主波脈, SV_{1,2} : 支波脈

主波脈の正面側の輪郭の抽出

各波脈の正面側すなわち下流側の輪郭を抽出する方法を図6.3を用いて述べる。まず最も上流側のホールドアップ測定位置において、時間方向に波脈の正面側の輪郭点 $t_1, t_2, t_3, \dots$ （以下では輪郭抽出の開始点と呼ぶことにする）を抽出し、次に各輪郭抽出の開始点から正面側の輪郭を図中の実線のように抽出していく。輪郭の抽出は、輪郭が最も下流側のホールドアップ測定位置まで至るか、あるいは波脈が消失することによって輪郭の抽出ができなくなるまで継続する。

波脈が支波脈を吸収しない場合には、その波脈が消失するか、あるいは観測区間の出口に至るまで正面側の輪郭の抽出が行える。しかし、波脈が支波脈を吸収する場合には、この波脈が消失していないにもかかわらず、正面側の輪郭の抽出が継続できなくなる場合がある。例えば図6.3において、 t_2 から出発した輪郭の抽出は、Aの位置において SV_1 が SV_2 に吸収されて SV_2 の正面側の輪郭が消失するために、輪郭の抽出が継続できなくなっている。このような場合には、A点から波脈の正面側の輪郭（図中のB点）が現われるまで下流側に輪郭を延ばしながら、吸収される支波脈（ SV_1 ）を切り離していく。波脈の正面側の輪郭が表れたところ（図中のB点）から再び正面側の輪郭を抽出する。この処理によって、 SV_2 に吸収される SV_1 を切り離すことができる。同様に t_3 からも輪郭の抽出を行うことによって、主波脈 MV_1 に吸収される SV_2 を切り離す。すべての輪郭抽出の開始点から正面側の輪郭の抽出を行うことによって、主波脈の正面側に吸収される支波脈を切り離すことができる。

主波脈の背面側の輪郭の抽出

図6.4に主波脈の背面側の輪郭の抽出過程を示す。最も下流側のホールドアップ測定位置において、時刻をさかのぼる方向に波脈の背面側（上流側）の輪郭抽出の開始点を見だし、次に各輪郭抽出の開始点から背面側の輪郭を抽出していく。図6.4において、 t_5 から出発した輪郭の抽出は、C点において SV_4 が SV_5 に吸収されて SV_5 の背面側の輪郭が消失するために、輪郭の抽出が継続できなくなる。この場合、C点から波脈の背面側の輪郭（図中のD点）が現われるまで上流側に輪郭を延ばしながら、 SV_5 から SV_4 を切り離していく。D点からは再び背面側

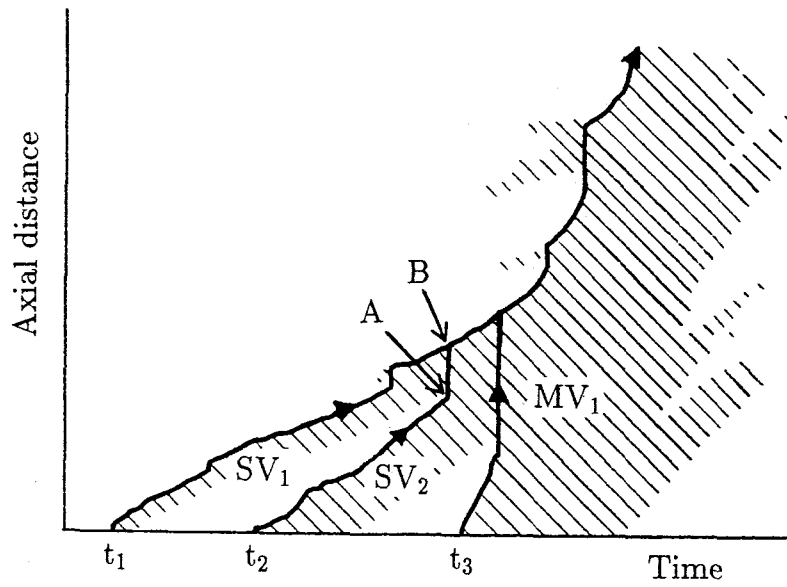


図6.3 波脈の正面側における輪郭の抽出方法

MV_1 : 主波脈, $SV_{1,2}$: 支波脈

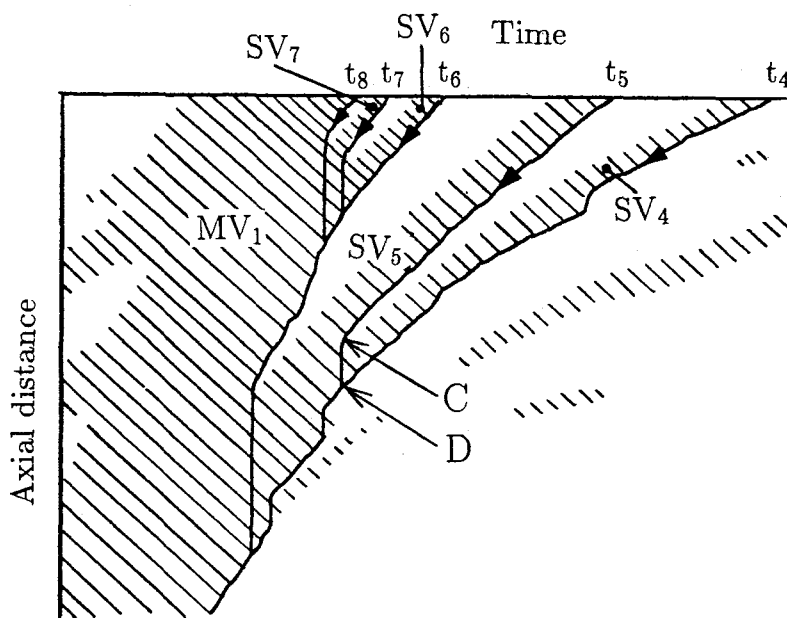


図6.4 波脈の背面側における輪郭の抽出方法

MV_1 : 主波脈, $SV_{4\sim 7}$: 支波脈

の輪郭を抽出する。同様の処理を、すべての輪郭抽出の開始点に対して行うことによって、主波脈の背面側から放出される支波脈を切り放すことができる。

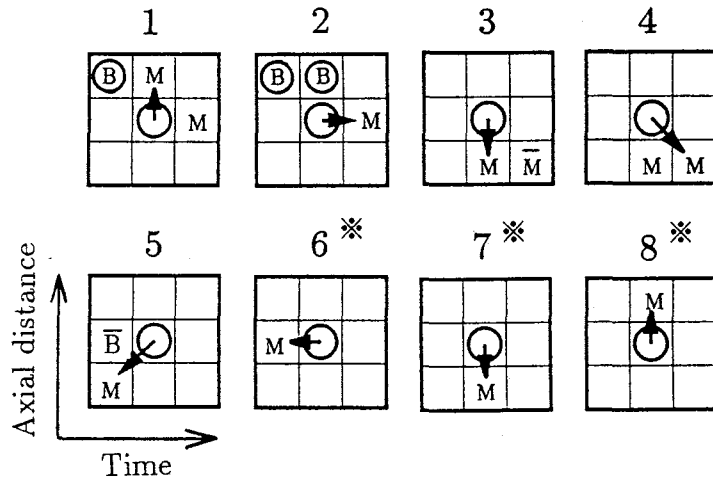
すべての波脈の正面側と背面側の輪郭の抽出が終了すると、観測区間の入口から出口まで連続している正面側及び背面側の輪郭を抽出し、これらによって挟まれた液体塊の存在領域を主波脈とする。

輪郭抽出のアルゴリズム

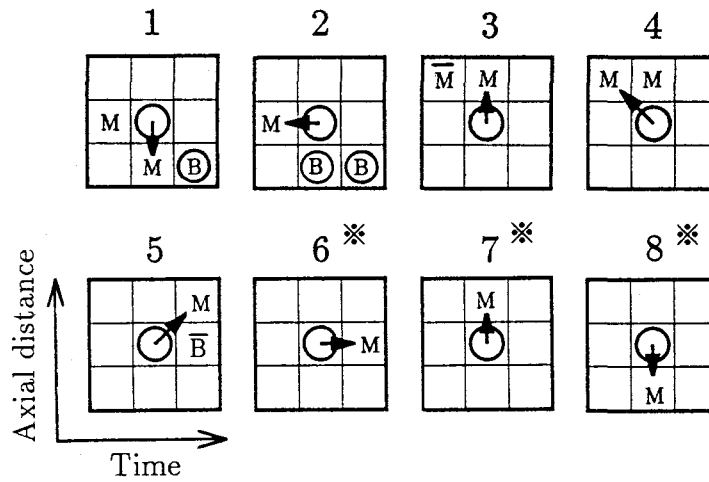
輪郭を抽出する際に用いたアルゴリズムを、波脈の正面側は図6.5(a)、背面側は図6.5(b)に示す。これらの図は、ある輪郭の位置（図中の○）から、次の輪郭を決定する方法を示しており、縦方向の升目は各ホールドアップの測定位置を示し、横方向はホールドアップの空間分布を測定した各時刻に対応している。図中のMは液体塊の存在領域内、 $\bar{M}$ は液体塊の存在領域外であることを意味している。また、 $\textcircled{B}$ はMと $\bar{M}$ の境界で、 $\bar{M}$ に属するものであり、後述するように吸収される支波脈を除去する際に有用となる。 $\bar{B}$ は $\textcircled{B}$ ではないことを示している。更に、空白はどのような状態であってもよいことを意味している。なお、M、 $\bar{M}$ 及び $\bar{B}$ は対象としている輪郭（図中の○）の周辺における状態を表しているのに対して、 $\textcircled{B}$ は輪郭を抽出しながら印していくものであるという点においてM、 $\bar{M}$ 及び $\bar{B}$ と異なるため、Bに丸印を付けて区別した。

丸印で示した輪郭の位置から時間及び空間方向に前後する点(8近傍)におけるM、 $\bar{M}$ 及び $\bar{B}$ の存在する状態を調査し、1～8の条件のいずれに適合するかが評価される。適合する条件が選択されると、図中の矢印が示す位置を○印の位置に接続される輪郭と判断して、その位置に移動すると共に、3～5以外の条件では境界を意味する $\textcircled{B}$ を図中の位置に印す。ここで、適合する条件が複数存在する場合には、番号の小さい条件が優先される。接続される輪郭が決定されると、更にこの輪郭の8近傍の状態が調査され、次の輪郭が決定される。この処理を繰り返すことによって次々と輪郭が抽出できる。なお、対象としている輪郭における8近傍の状態がいずれの条件にも適合しない場合には、この位置で波脈は消失しているものと判断する。

ここで、輪郭を抽出しながら $\textcircled{B}$ を印すことによって吸収される支波脈を切り放



(a) Front of main wave-vein



(b) Rear of main wave-vein

図6.5 波脈の正面側及び背面側における輪郭抽出のアルゴリズム

M: 液体塊の存在領域, $\bar{M}$: 液体塊の存在領域でない, $\textcircled{B}$: MとMの境界, $\bar{B}$: 境界ではない, $\bigcirc$: 対象としている輪郭, *: 新たな輪郭を抽出し, その位置に移動した後, 移動前の輪郭の位置に $\textcircled{B}$ を記す

す方法を説明する. 図6.3において, AからBまでの輪郭の延長は図6.5(a)の1の条件が用いられ, Aから輪郭を下流側に延長していくと共に輪郭に沿ってMを $\textcircled{B}$ に書き換えていく. これによって輪郭に沿って液体塊の存在領域外の領域が作られるために, SV_1 を SV_2 から切り離すことができる.

6.2.3 隣接する複数の主波脈の分離方法

多くの主波脈は上記の方法によって抽出が可能である。しかし、速度が類似した複数の主波脈がきわめて隣接して存在する場合、各主波脈間にはしきい値以下のホールドアップを有する領域が存在しない場合がまれに存在する。この場合、本来複数の主波脈とみなすべきものが1本の主波脈として抽出されることになる。この不都合を回避するために、抽出された主波脈内に波溝（ホールドアップの空間分布における極小点）が存在するかどうかを調査し、波溝が存在すればその波溝に沿って1本の主波脈を複数の主波脈に分離する方法を採用した。しかし、この方法では、多くの波頂と波溝を有する団塊波の場合、団塊波の主波脈が細分されてしまうという問題が生じる。そこで、以下の方法で波溝の有無を決定した。

ある時刻における主波脈内のホールドアップの空間分布に着目する。主波脈内のあるホールドアップ測定位置において、その位置を中心として距離方向に所定の長さを有する検査区間でホールドアップの空間分布を直線近似し、得られた傾きをその位置におけるホールドアップの増加勾配とする。この勾配を主波脈の背面側から正面側まで求める。一般に、主波脈上に存在する起伏の幅は主波脈の波幅と比較して十分小さいため、検査区間の長さが主波脈上の小さい起伏の幅と比較して充分大きければ、これらの起伏は検出されず、主波脈とみなすべき大きな起伏のみが検出される。主波脈の存在領域内でこの勾配が負から正に変化していれば、主波脈内に波溝が存在すると判断し、勾配が負から正に変化する位置を波溝とした。検査区間の長さとしては、波溝を用いて複数の主波脈に分離する前の主波脈における波幅の75%とした。

波溝が観測区間全体に渡って存在する場合には、波溝に沿って1本の主波脈を複数の主波脈に分離するが、波溝が観測区間内で部分的にしか存在しない場合には、波溝が存在する状態に応じて以下のように処理した。まず、観測区間の入口で存在していた波溝が観測区間内で消失する場合には、分離された2つの波脈の中で下流側に存在する波脈は上流側のそれに吸収された支波脈であると考え、下流側の波脈を消去する。次に、観測区間の途中から波溝が出現し、波溝が

観測区間の出口まで存在する場合には、分離された2つの波脈の中で上流側の波脈は下流側の波脈から放出された支波脈であると考え、上流側の波脈を消去する。観測区間内で波溝が出現し消失する場合には、液体塊は過渡的に変形したと考え、複数の主波脈に分離を行わない。

波溝の抽出において、主波脈の波幅が必要であるため、主波脈の抽出は、先ず波溝を用いない方法で主波脈を抽出して各主波脈の波幅を求め、この波幅の75%を検査区間として、すべての主波脈を検査するという2段階の処理を行った。

以上に述べた主波脈の抽出方法を用いて、図6.1または図6.2の場合に対して主波脈の抽出を行った結果が図6.6である。また、以下に主波脈の抽出方法を簡単にまとめる。

1. 液体ホールドアップの時空間平均値 $\bar{\eta}$ を求める。
2. $\bar{\eta}$ をしきい値として、液体塊の存在領域を決定する。
3. 観測区間の入口において、輪郭抽出の開始点を抽出する。
4. 輪郭抽出の開始点の中で時刻の早いものから順に、図6.5(a)に示したアルゴリズムに基づいて波脈の正面側の輪郭を抽出する。
5. 観測区間の出口において、輪郭抽出の開始点を抽出する。
6. 輪郭抽出の開始点の中で時刻の遅いものから順に、図6.5(b)に示したアルゴリズムに基づいて波脈の背面側の輪郭を抽出する。
7. 観測区間内で連続している正面側及び背面側の輪郭を抽出し、これらで挟まれた液体塊の存在領域を主波脈の第1候補とする。
8. 各主波脈における波幅を6.3.2項の方法で算出する。
9. 各主波脈における波幅の75%を検査区間の長さとして、各主波脈内に波溝の有無を調査する。観測区間内で連続した波溝が存在する場合には、1本の主波脈を複数の主波脈に分離する。

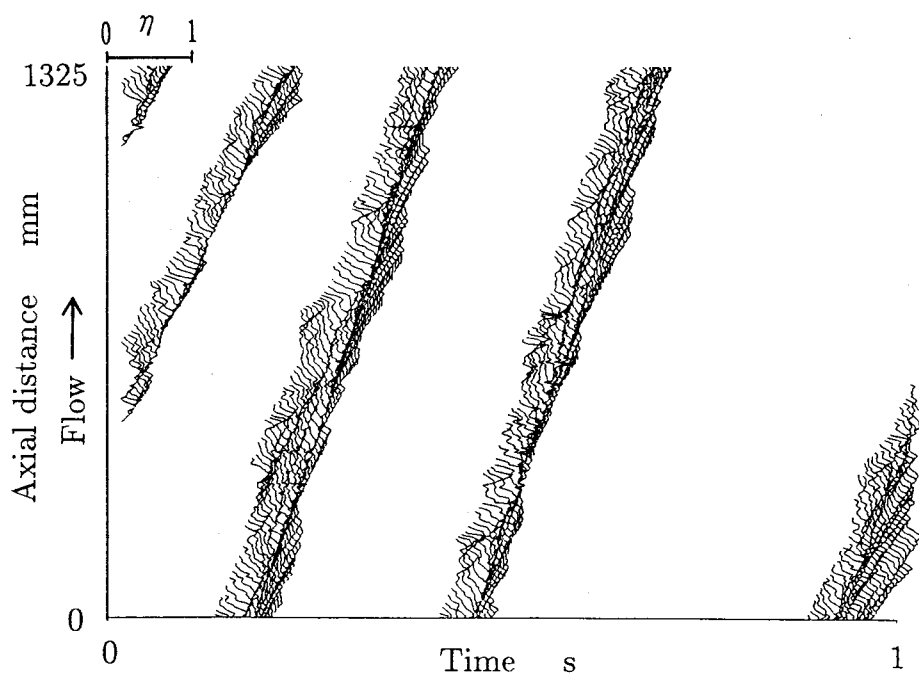


図6.6 主波脈の時空間様態図の例 ($j_g=7\text{m/s}$, $j_l=0.3\text{m/s}$)

6.3 主波脈の分析方法

6.3.1 液体スラグと波の判別方法

抽出された主波脈が液体スラグであるか、あるいは団塊波及びじょう乱波といった波であるかの判別は、準超多点点電極センサ(SS-PEP)から得られる気液相分布の情報をを用いた。図6.7は主波脈の領域のみを示した波の時空間様態図に、準超多点点電極センサの信号から得られるプロフィール図を合せて示したものである。

まず、抽出された主波脈の速度を用いて主波脈を下流側に延長し（図中の点線）、準超多点点電極センサの設置位置における主波脈の通過時間帯を求める。次に、この通過時間帯において、準超多点点電極センサの信号から、時間方向に連続している気相が存在するかどうかを調査する。時間方向に連続した気相が存在する場合には、この主波脈は波に対応するものであり、逆にこの時間帯の途中において連続した気相が消失する場合には液体スラグに対応する主波脈であると判断する。

連続する気相の有無を調査する方法を図6.8を用いて説明する。図6.8は、各点

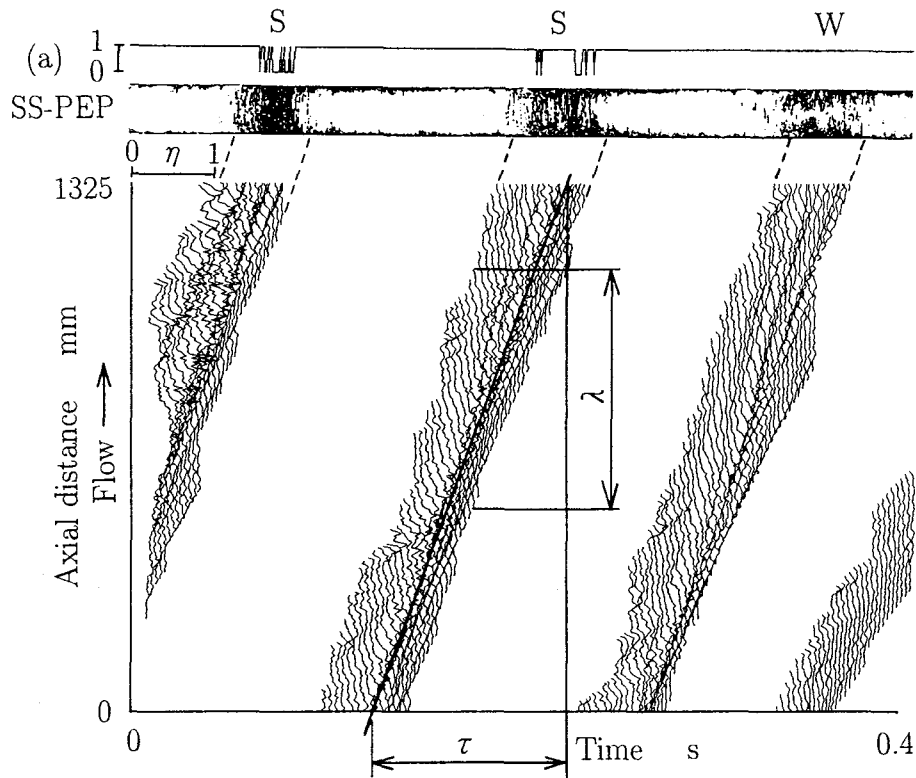


図6.7 準超多点点電極センサを用いた液体スラグと波の判別方法及び主波脈の速度と波幅の算出方法 ($j_g=10\text{m/s}$, $j_l=1.5\text{m/s}$)

S: 液体スラグ, W: 波 (団塊波)

λ : 波幅, τ : 液体塊が観測区間を通過するのに要する時間

電極（ここでは仮に点電極の数を7本とする， $i=1\sim 7$ ）が検出した相の状態を上から下に向かって時系列的に示したものであり，白丸は気相，黒丸は液相を示している． t の値は各測定時刻を示すために付けた番号である．先ず， $t=1$ において気相の位置を求めると， $i=2\sim 4$ となる．これらの位置において， $t=2$ における相の状態を調査すると， $i=2\sim 4$ は気相であるため， t が1と2の間では、時間方向に連続した気相が存在すると判断する．各点電極において，時間方向に連続した気相が存在すると判断された場合を図中に矢印で示す．次に， $t=2$ において気相が占める位置を決定する．これは，前の時刻($t=1$)と連続した気相が存在する位置の他に，これらと隣接した位置においても気相である場合には気相が断面内に広がったと考え，隣接する位置も前の時刻と連続する気相であると見なすものである． $t=2$ において， $i=4$ に隣接した位置である $i=5$ が気相であるため， $t=1$ で $i=2\sim$

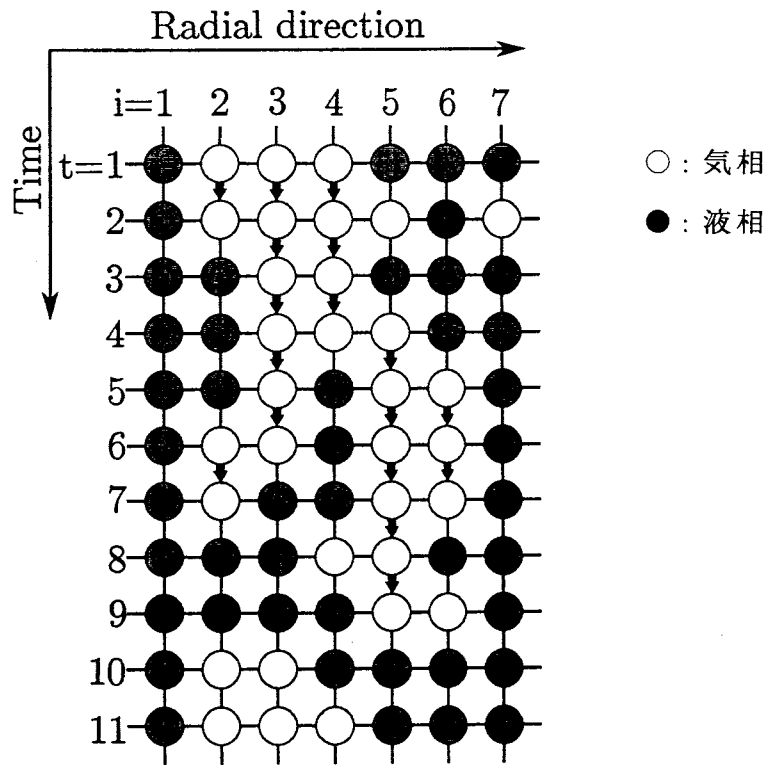


図6.8 準超多点点電極センサによる連続した気相の検出方法

4と連続した気相は、 $t=2$ では $i=2 \sim 5$ であると判断する。ここで、 $i=7$ においても、気相が現れているが、 $t=1$ に存在する気相と連続していないために、これは液相内に存在する気泡と判断して無視する。

上記の処理を時間方向に繰り返すことによって、 $t=3$ では i は3と4が、 $t=4$ では $i=3 \sim 5$ の位置が連続している気相と判断される。 $t=5$ では $t=4$ と連続する気相は $i=3$ と $i=5$ 及び6の2箇所存在する。このように、連続する気相が複数存在する場合には、これらの両方を追跡する。 $t=5$ において $i=3$ に存在する気相は $t=7$ まで連続し、ここで消失する。一方、 $t=5$ で $i=5$ 及び6に存在する気相は $t=9$ まで連続し、ここで消失する。この場合、 $t=1$ で i が2～4に存在した気相は $t=9$ まで連続していると判断する。

連続した気相が消失すると、消失した次の時刻における気相の位置を初期値として、再び上記の処理を行い連続した気相を探索する。

準超多点点電極センサの信号から連続した気相の有無を調査した結果を図6.7中の(a)に示す。(a)において0の状態は連続した気相が消失したときであり、1の状態は気相が連続していることを示している。図6.7において、液体塊Sは主波

脈の通過時間帯において連続する気相が消失しているために液体スラグと判定され、液体塊Wは逆に連続して気相が存在するために波と判断された例である。

6.3.2 主波脈の速度、波幅及び最大ホールドアップの算出方法

図6.7から、主波脈の速度、波幅及び最大ホールドアップの算出方法を述べる。速度は主波脈を一次回帰によって直線近似し、主波脈が観測区間を通過するのに必要な時間 τ と観測区間の長さ L から $u_L = L/\tau$ で求めた。波幅と最大ホールドアップは各時刻における液体塊の波幅 λ 及び最大ホールドアップ η を観測区間において平均化した値とした。

6.4 結論

観測区間内を存続する寿命の長い液体塊の特徴を定量的に分析するために、これらが時空間面上に展開する軌跡（主波脈）を抽出する方法を提案した。この方法を要約すると以下の通りである。ホールドアップの時空間平均値をしきい値として、これよりも大きいホールドアップを有する領域を液体塊の存在領域とする。この領域（波脈）の正面側及び背面側の輪郭を抽出しながら、吸収あるいは放出される浮遊波を除去し、観測区間の入り口から出口まで連続している波脈を主波脈とするものである。

また、抽出された主波脈が液体スラグに対応するものか、あるいは波に対応するものかを厳密に判別するために、準超多点点電極センサから得られる気液相分布の時系列情報から時間方向に連続する気相を追跡し、連続する気相の有無をもってこれらを判断する方法を確立した。

参考文献

1. 武石雅之，世古口言彦，清水英男，中里見正夫，垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究，日本機械学会論文集，53-493B(1987)，2800-2806.
2. 森 幸治，加治増夫，中里見正夫，清水英男，近藤喜之，世古口言彦，気液二相流の波脈に関する研究（第2報，主波脈の抽出方法と分析），日本機械学会論文集，62-598B(1996)，2423-2429.

第7章

垂直上昇流における波脈分析

7.1 緒言

本章では、先ず第6章で提案した主波脈の抽出方法と分析方法を、垂直上昇流における団塊波流及び環状流領域に適用し、これらの領域で出現する団塊波及びじょう乱波に対応する主波脈の速度、波幅及び最大ホールドアップにみられる特徴⁽¹⁾について論じる。この議論において、主波脈の速度と波幅の関係及びこれらの確率分布と最大ホールドアップの確率分布を視察によって吟味し、これらにみられる団塊波とじょう乱波の特徴を明らかにすると共に、これらの波の判別を行う。しかし、団塊波とじょう乱波が共存する流動条件の一部において、これらのパラメータの視察による評価からでは、出現している波が団塊波あるいはじょう乱波のいずれであるかを明確に判別することが困難な条件が存在した。従って、特定の流動条件に限定することなく、抽出された主波脈が団塊波あるいはじょう乱波のいずれに対応するかを知りうる方法、つまり客観性と普遍性を兼ね備えた判別方法の確立が必要となった。

本章では、上記の要求に応えるための新しい判別方法についても提案を行うものである。判別の確度を高めるには、判別に用いる流動パラメータの数は多いことが望ましいが、情報処理の煩雑さを勘案すると、必要最小限の数に留めることも考慮されなければならない。いずれにしても、団塊波とじょう乱波の特徴を内在した複数の流動パラメータを基に、共存している個々の主波脈が団塊波であるか、あるいはじょう乱波であるかを判別する必要がある。このような目的に対する手法としては、多変量解析法の1つであるクラスタ分析が適してい

と考えられる。Inoueら⁽²⁾は、断面平均ボイド率の時系列情報からクラスタ解析法の1つであるK平均法によってクラスタ分析を行い、流動領域を分類した。本章では、流動パラメータとして波の基本的なパラメータである速度、波幅及び最大ホールドアップを用いることとし、これらの情報にK平均法を適用して、出現している波が団塊波であるか、あるいはじょう乱波であるかの判別を行うものである。

また、この判別法の適用結果に基づいて、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する流動領域を明らかにすると共に、これから団塊波流とプラグ流及び環状流との遷移境界を明示した新たな流動様式線図を提示する。更に、従来から不明であった団塊波の速度、波幅及び最大ホールドアップにみられる特徴を明らかにすると共に、団塊波におけるこれらのパラメータの平均値と標準偏差を、液体スラグ及びじょう乱波のそれらと比較することによって、これらの液体塊の相違を明確にするものである⁽³⁾。

7.2 主波脈の分析結果

7.2.1 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられる特徴

主波脈の中から6.3.1項の方法を用いて液体スラグに対する主波脈を除去し、団塊波あるいはじょう乱波に対応する主波脈だけを選別した。図7.1は、この波に対する主波脈に関して、速度 u_L と波幅 λ の関係を示す相関図にこれらの確率分布を併記したものである。なお、 $j_g=2\text{m/s}$ と 3m/s 及び $j_g=5\text{m/s}$ と 7m/s で $j_l=3\text{m/s}$ の条件はプラグ流あるいはプラグ流と団塊波流の境界であり、団塊波が出現しない、あるいは出現してもきわめて小さい頻度であったため省略した。確率分布は λ が $10\sim 2000\text{mm}$ 、 u_L が $0.7\sim 70\text{m/s}$ の範囲をそれぞれ対数的に30分割し、分割された各領域における出現確率を求めたものである。

$j_g=40\text{m/s}$ に着目すると、 $j_l=0.1\sim 0.4\text{m/s}$ では u_L と λ の確率分布は単峰性を示しており、 λ は約 150mm 以下に分布している。また、 u_L と λ の相関図から、 u_L は λ が増加してもあまり増加していない。これらの条件は典型的な環状流領域であり、出現している波はじょう乱波である。しかし $j_l=0.5\text{m/s}$ では、 λ の確率分布において、 $j_l=0.1\sim 0.3\text{m/s}$ においてみられたじょう乱波に対応する約 150mm 以下の分布に加

えて、約150mm以上にも新たな分布が出現し始め、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では λ が約150mmを境とした双峰性の分布に変化している。 λ の確率分布にみられるこのような特徴は u_L の分布においてもみられ、 $j_l=0.7\text{m/s}$ においては u_L が約5m/sに存在するじょう乱波の大きなピークに加えて、これよりも u_L の大きいところに新たな分布が出現している。 u_L と λ の相関図において、 λ が約150mm以上である波は、 λ が約150mm以下のじょう乱波と比較して、 λ の増加に伴って u_L は大きく増加する特徴がある。 j_l が更に増加すると、 u_L と λ の確率分布においてじょう乱波の分布は小さくなり、 j_l が1m/s以上では λ が約150mm以上の波が支配的になっている。

λ が約150mm以上の波は、じょう乱波と比較して波幅及び速度が大きいことと、第5章における波の時空間様態図の観察において $j_g=40\text{m/s}$ で $j_l=0.7\text{m/s}$ の条件では団塊波が出現していたことから、これらの波は団塊波であると判断できる。また、団塊波とじょう乱波は λ と u_L の関係が異なることと、 j_l の増加に伴ってじょう乱波が消失する一方で団塊波が出現してくることから、団塊波とじょう乱波は性質の異なる波であるということが出来る。

$j_g=40\text{m/s}$ において、 j_l の増加に伴って u_L と λ の相関図及びこれらの確率分布にみられた特徴的な変化は、 j_g が15~40m/sの範囲において確認できる。

j_g が10m/s以下では、 j_l の増加に伴って u_L と λ の相関図及びこれらの確率分布が変化の様子は明確ではない。しかし、 j_l が0.5m/s以上において出現する波は、 j_g の増加に伴う u_L 及び λ の確率分布にみられる特徴から、団塊波であると判断できる。すなわち、 $j_l=0.5\text{m/s}$ に着目すると、 j_g が10m/s以下では λ の確率分布は200~400mmにピークを持つ単峰性の分布を示しているが、 $j_g=15\text{m/s}$ ではこの分布に加えて約60mmにピークを持つ分布が現われ始め、 j_g の増加によって λ が約60mmにピークを持つ分布が大きくなっている。上記の議論から、 $j_g=40\text{m/s}$ で $j_l=0.5\text{m/s}$ の条件における λ が150mm以下の分布を呈する波はじょう乱波であることが明らかになっていることから、 $j_g=15\text{m/s}$ において出現し始める約60mmにピークを持つ分布はじょう乱波に対応するものである。また j_g が10m/s以下において200~400mmにピークを持ち、 j_g が15m/s以上では j_g の増加と共に分布が小さくなっていく波は団塊波であると判断できる。 λ にみられる分布形状の変化は u_L においても観察できる。また j_g が10m/s以下で j_l が0.7m/s以上で出現している波は、 $j_l=0.5\text{m/s}$ にみられる団塊波と比較して λ がほぼ同一であるか、あるいは増加していることか

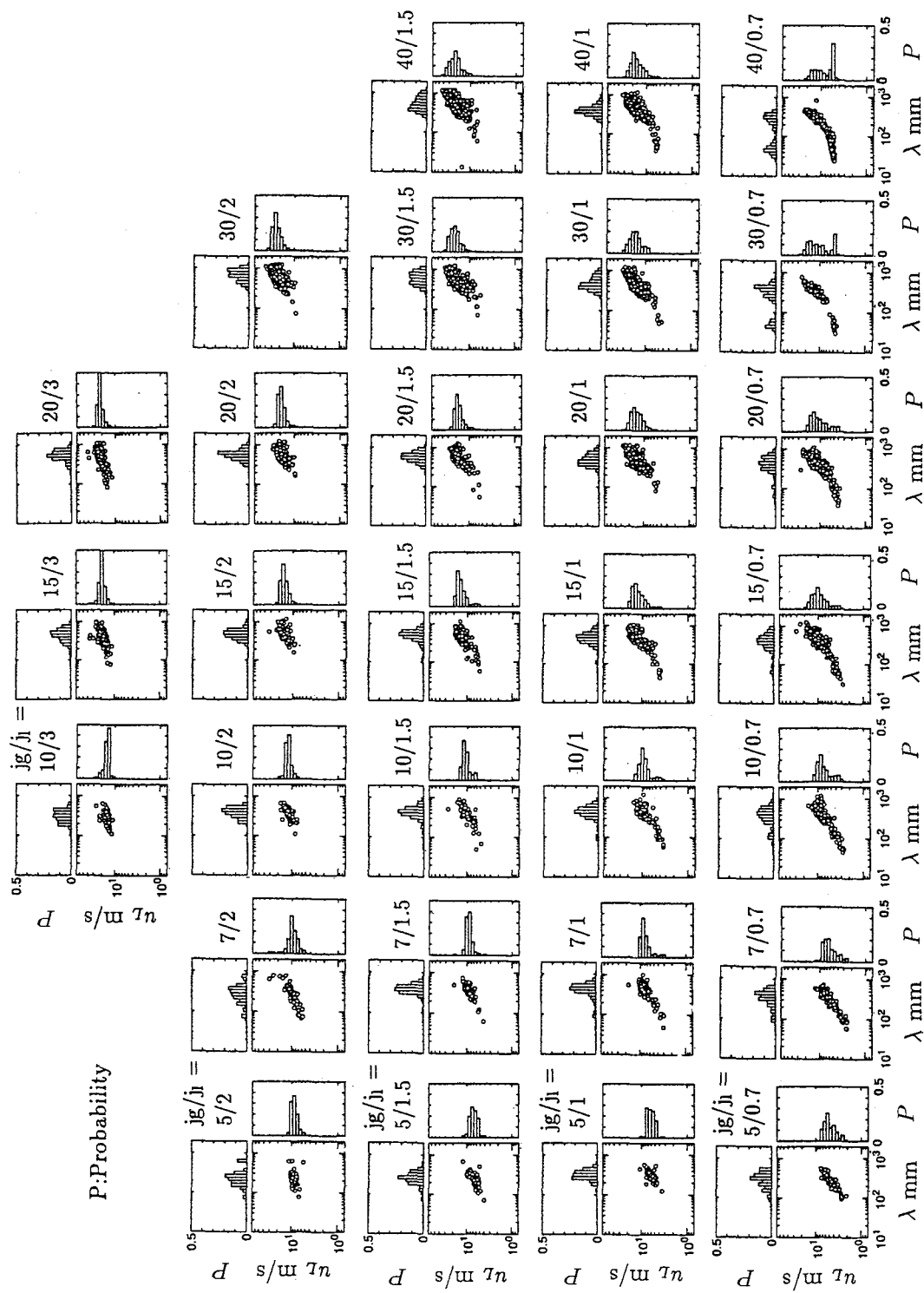


図7.1 主波脈の速度と波幅の関係及びこれらの確率分布

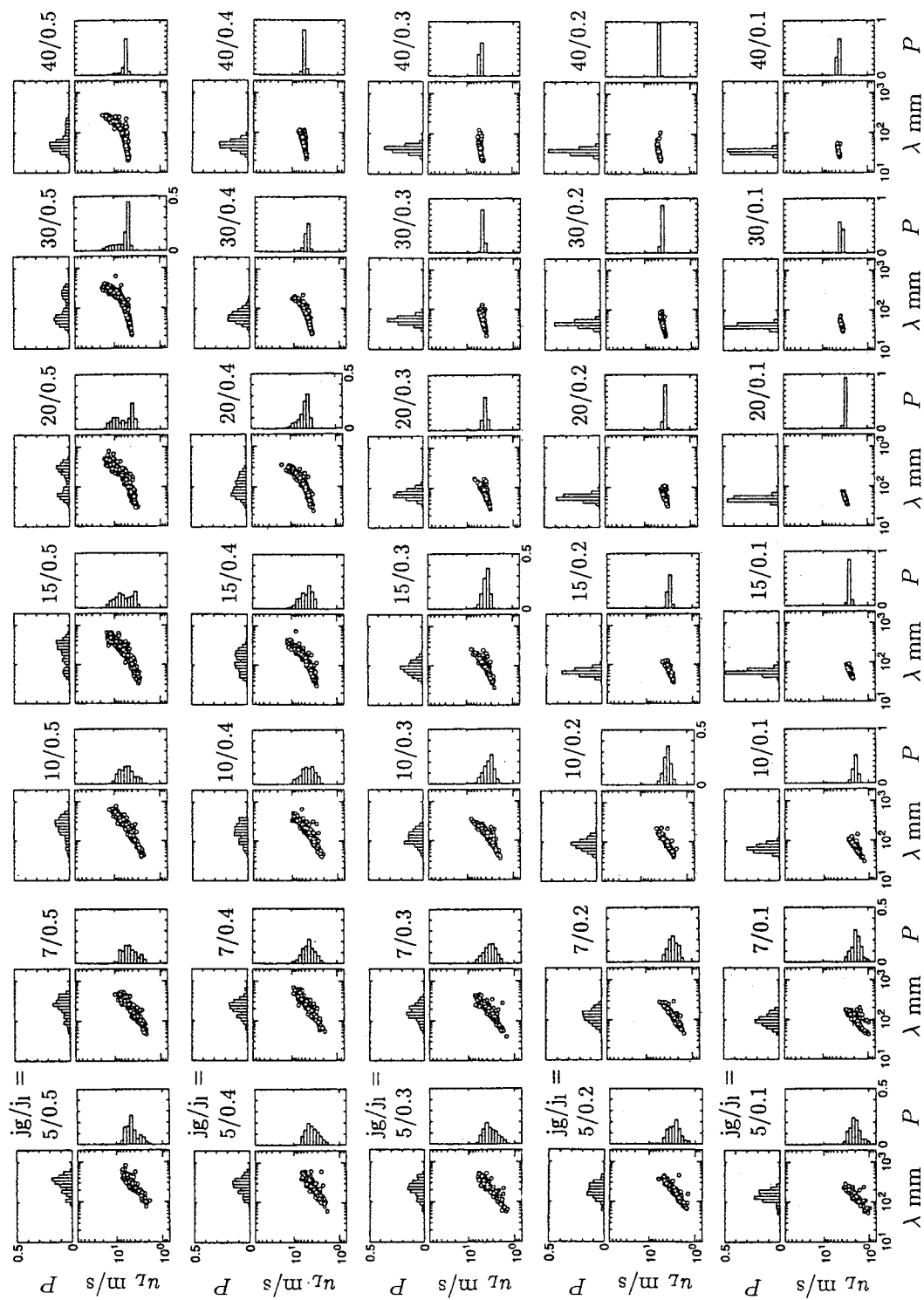


図7.1 主波脈の速度と波幅の関係及びこれらの確率分布（続き）

ら、これらの条件において出現している波は団塊波が主体であるといえる。この結果は、第5章に示した波の時空間様態図の観察において、 $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.7\text{m/s}$ 及び 1.5m/s で出現する波は団塊波であると判断されたことと対応している。

j_g が 10m/s 以下で j_l が 0.4m/s 以下の条件においては、図7.1の視察からでは、出現している波の種類を明確にすることは容易でない。上述の議論において、団塊波の λ は約 150mm 以上であり、じょう乱波の λ は約 150mm 以下であった。この基準から、これらの条件における λ の分布を検討すると、 $j_g=5\text{m/s}$ で $j_l=0.1 \sim 0.4\text{m/s}$ では、出現する波の大半は団塊波であるといえる。一方、 $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ はじょう乱波が主体をなしていると考えられる。これらの判別結果は第5章における波の時空間様態図の観察による分類と対応するものである。しかし、その他の条件、例えば $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.3\text{m/s}$ においては、約 150mm にピークを持つ分布であることから、団塊波とじょう乱波の分布が重なりあって単峰性の分布を呈していると考えられる。 λ が 150mm 以上を団塊波、 150mm 以下をじょう乱波と判別する考え方があるが、上記の議論において、団塊波とじょう乱波の相違は速度及び後出の最大ホールドアップにおいてもみられることから、これらを総合して判別することが望ましいと考えられる。これに関する議論は7.3節で行う。

7.2.2 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴

図7.2に最大ホールドアップ η_{max} の確率分布を示す。示されている条件は図7.1と同一である。 $j_g=40\text{m/s}$ に着目すると、 $j_l=0.1 \sim 0.4\text{m/s}$ ではじょう乱波による単峰性の分布であるが、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では、じょう乱波に対応する η_{max} が 0.2 を中心とした分布の他に、 η_{max} が 0.35 付近にピークを持つ新たな分布が出現し双峰性の分布を呈している。 u_L と λ の確率分布においても、 $j_g=40\text{m/s}$ で $j_l=0.7\text{m/s}$ の条件では双峰性の分布が観察され、これらはそれぞれ団塊波とじょう乱波に対応することが明らかになった。従って η_{max} の確率分布において、 η_{max} が 0.35 付近にピークを持つ分布は団塊波に対応すると判断できる。また η_{max} においても団塊波とじょう乱波は異なる分布を形成していることから、これらの波は η_{max} においても性質が異なっているといえる。 j_l が 1m/s 以上では団塊波に対応する単峰性の分布に変化している。

$j_g=40\text{m/s}$ において、 j_l の増加に伴う η_{max} の分布にみられた変化は、 $j_g=30\text{m/s}$ に

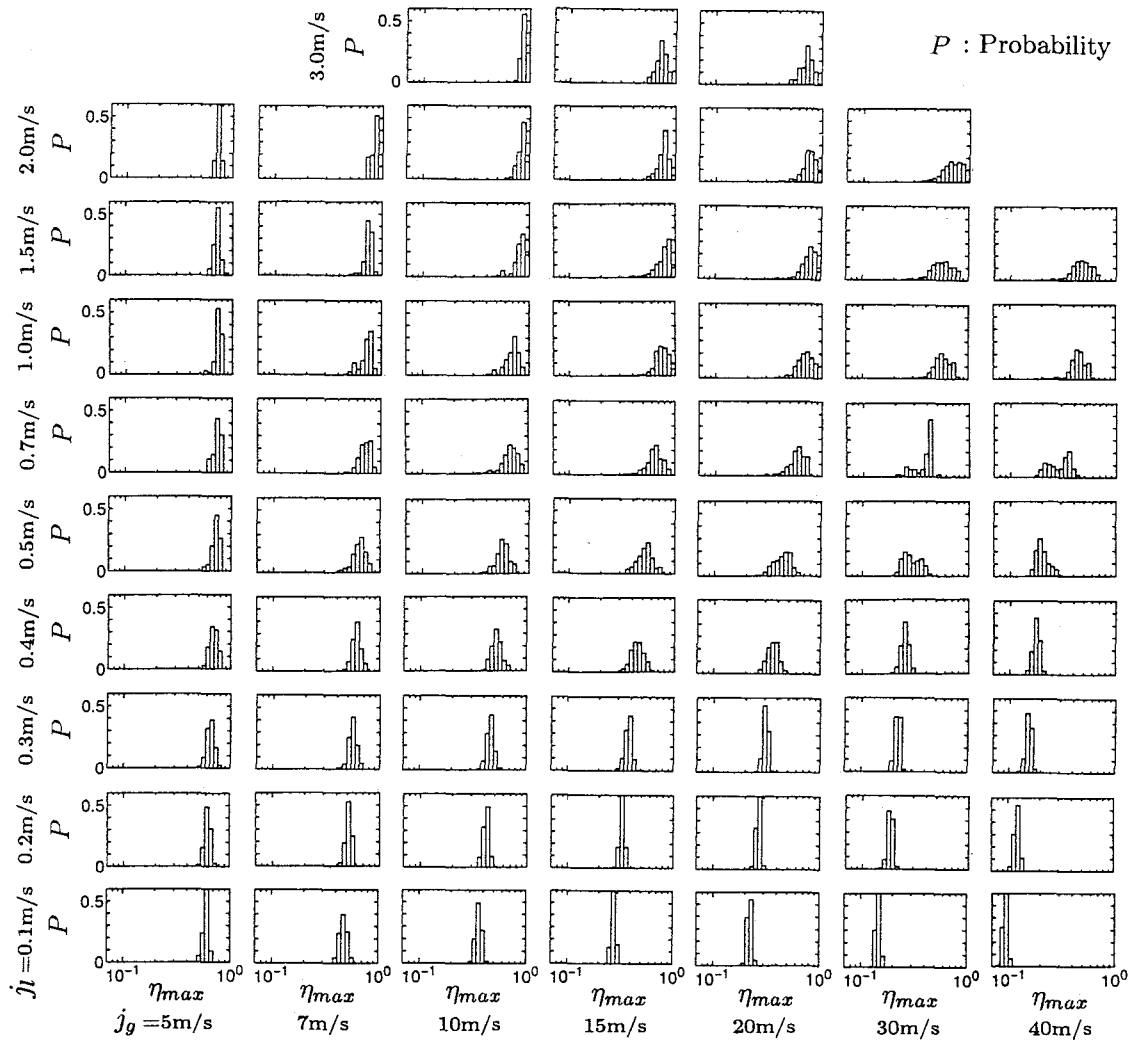


図7.2 最大ホールドアップの確率分布

においても確認できる。

j_g が20m/s以下においては、双峰性の分布は明確ではない。しかし、 u_L と λ の確率分布においては、 $j_g=20\text{m/s}$ で $j_l=0.5\text{m/s}$ においても双峰性の分布が存在していたことから、 η_{max} における団塊波とじょう乱波の相違は、 λ 及び u_L ほど大きくはないと考えられる。

次に $j_l=0.7\text{m/s}$ を例にとりて、 j_g の変化に伴う η_{max} の分布の変化を議論する。 j_g が5～20m/sでは η_{max} の分布は単峰性であるが、 j_g が30m/s及び40m/sでは η_{max} が0.2～0.25にピークを持つ新たな分布が出現している。 $j_g=40\text{m/s}$ において、 η_{max} が0.2にピークを持つ分布は、上述の議論からじょう乱波に対応する。従って、 η_{max} の確率分布からも、 j_g が20m/s以下の条件では団塊波が主体をなす流れであると

判断できる。また、 j_g が20m/s以下で j_l が1m/s以上の条件において出現する波は、 $j_l=0.7$ m/sで出現している団塊波とほぼ同等あるいはこれらよりも大きい η_{max} を有していることから、団塊波であると判断できる。

j_g が15m/s以下で j_l が0.5m/s以下の条件では、 η_{max} の確率分布から波の種類を明確にすることは容易でない。

第5章において、波の時空間様態図の観察から波の種類の判別を行ったが、これは観察者の主観が介入する可能性のある判別であった。しかし、主波脈を抽出し、これらの速度と波幅の相関図とこれらの確率分布及び最大ホールドアップの確率分布を求めることによって、団塊波流及び環状流の広い領域において、出現している波の種類を明確に決定することができた。また団塊波とじょう乱波は性質の異なる波であることも明らかになった。しかし、これらの分析結果においても、出現している波を特定することができない条件も存在した。これらの条件における波の種類を特定するために、速度、波幅及び最大ホールドアップからK平均法によるクラスタ分析を行い、団塊波とじょう乱波の定量的判別を行う。

7.3 K平均法による団塊波とじょう乱波の判別方法

データの数（主波脈の数）をM、各主波脈における流動パラメータの数をN(=3; u_L , λ 及び η_{max})とする。i番目のデータにおけるj番目の流動パラメータを $\phi_{i,j}^*$ 、このデータが属しているクラスタをL、Lに属する全データにおけるj番目の流動パラメータの平均値を $A(L, j)$ とすると、i番目のデータとクラスタLの中心との距離 $D(i, L)$ は次式で与えられる。

$$D(i, L) = \left(\sum_{j=1}^N (\phi_{i,j}^* - A(L, j))^2 \right)^{1/2} \quad (7.1)$$

クラスタLにおけるデータ数を $M(L)$ とし、誤差をeとするとeは次式で定義される。

$$e = \sum_{i=1}^{M(L)} D^2(i, L) \quad (7.2)$$

この誤差eを全てのクラスタで算出し、それらを合計したもの（分割誤差と称する）が最小になるように各データを各クラスタに振り分ける。振り分ける方法は、まず全データを適当に各クラスタに振り分ける。次に個々のデータに対し

て、いま属しているクラスタから他のクラスタにデータを移動させたときに、分割誤差が増加するかどうかを調べる。このときの分割誤差の増加分は次式で計算される。

$$\frac{M(L_2)D^2(i, L_2)}{M(L_2) + 1} - \frac{M(L_1)D^2(i, L_1)}{M(L_1) - 1} \quad (7.3)$$

ここで、 L_1 はいま属しているクラスタ、 L_2 は移動を検討しているクラスタであり、 $M(L_1)$ と $M(L_2)$ はクラスタ L_1 及び L_2 のデータ数である。式(7.3)の計算をいま属しているクラスタ以外の全てのクラスタに対して行い、分割誤差の増加分の最小値が負であれば、対象とするデータを増加分が最小値を示すクラスタに移動する。逆に最小値が正であれば移動を行わない。

この処理をすべてのデータに対して繰り返し行う。移動するデータがなくなったときに分割誤差が最小になったときであり、計算を終了する。

クラスタ分析は、用いる各パラメータの大きさがそれぞれ異なる場合、各パラメータの特徴を均等に考慮できない。すなわち、式(7.1)から理解できるように、大きい値を有するパラメータに重みを付けたクラスタリングを行ってしまう。従って、各パラメータを均等に取り扱うために、分析に用いるデータを以下のように変換した。 u_L 、 λ 及び η_{max} の確率分布は対数正規分布に近い分布形状を示していることから、各パラメータの対数をとったものに対して、最小値が0、最大値が1になるように次式を用いて変換を行った。

$$\phi^* = \frac{\log \phi - \log \phi_{min}}{\log \phi_{max} - \log \phi_{min}} \quad (\phi = u_L, \lambda, \eta_{max}) \quad (7.4)$$

クラスタリングは $j_g = 2 \sim 40$ m/s, $j_l = 0.1 \sim 3$ m/sの実験条件において抽出された全ての波に対応する主波脈に対して、分割クラスタ数を2（団塊波とじょう乱波に対応する）として計算を行った。計算に用いたデータ数は約31000個である。なお、以下に示す分析結果では、区分された2つのクラスタのうち、波幅の大きい方を団塊波、小さい方をじょう乱波と称する。

7.4 判別結果

図7.3は速度 u_L と波幅 λ の相関図及びこれらの確率分布を、分類された2種類の波、すなわち団塊波とじょう乱波に区別して示したもので、相関図中の○は団塊

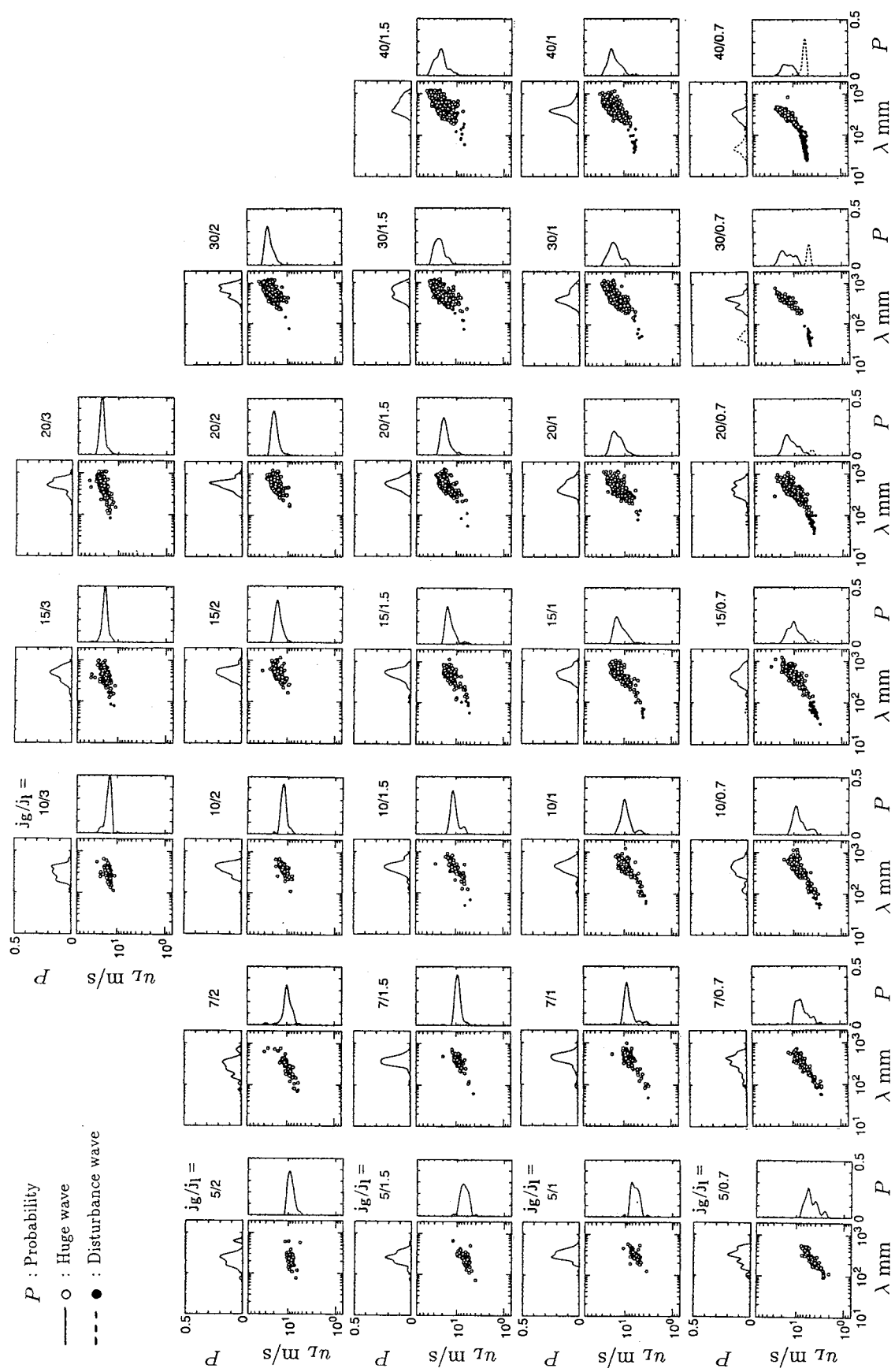


図7.3 団塊波とじょう乱波における波幅と速度の関係及びこれらの確率分布

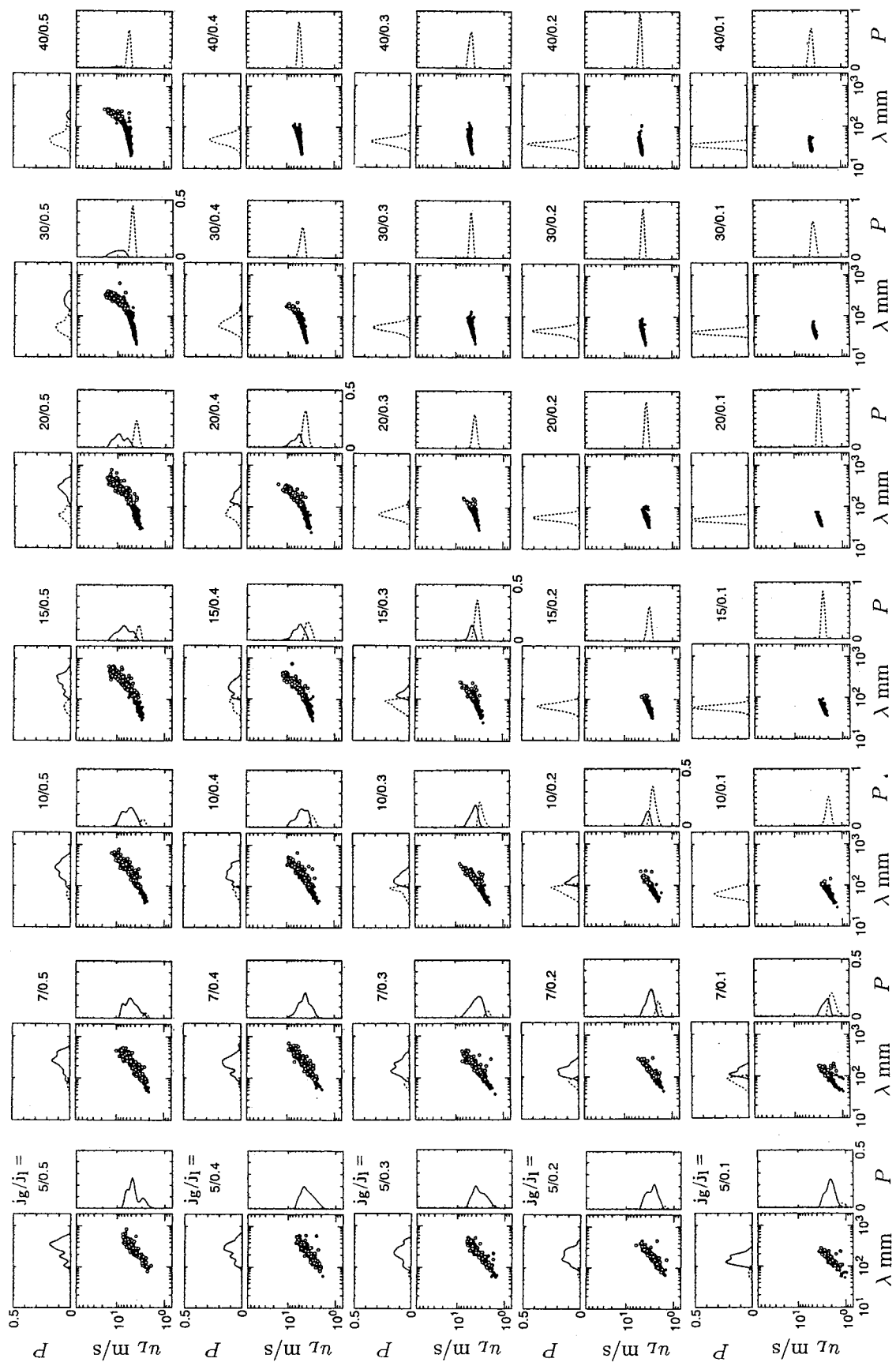


図 7.3 団塊波とじょう乱波における波幅と速度の関係及びこれらの確率分布 (続き)

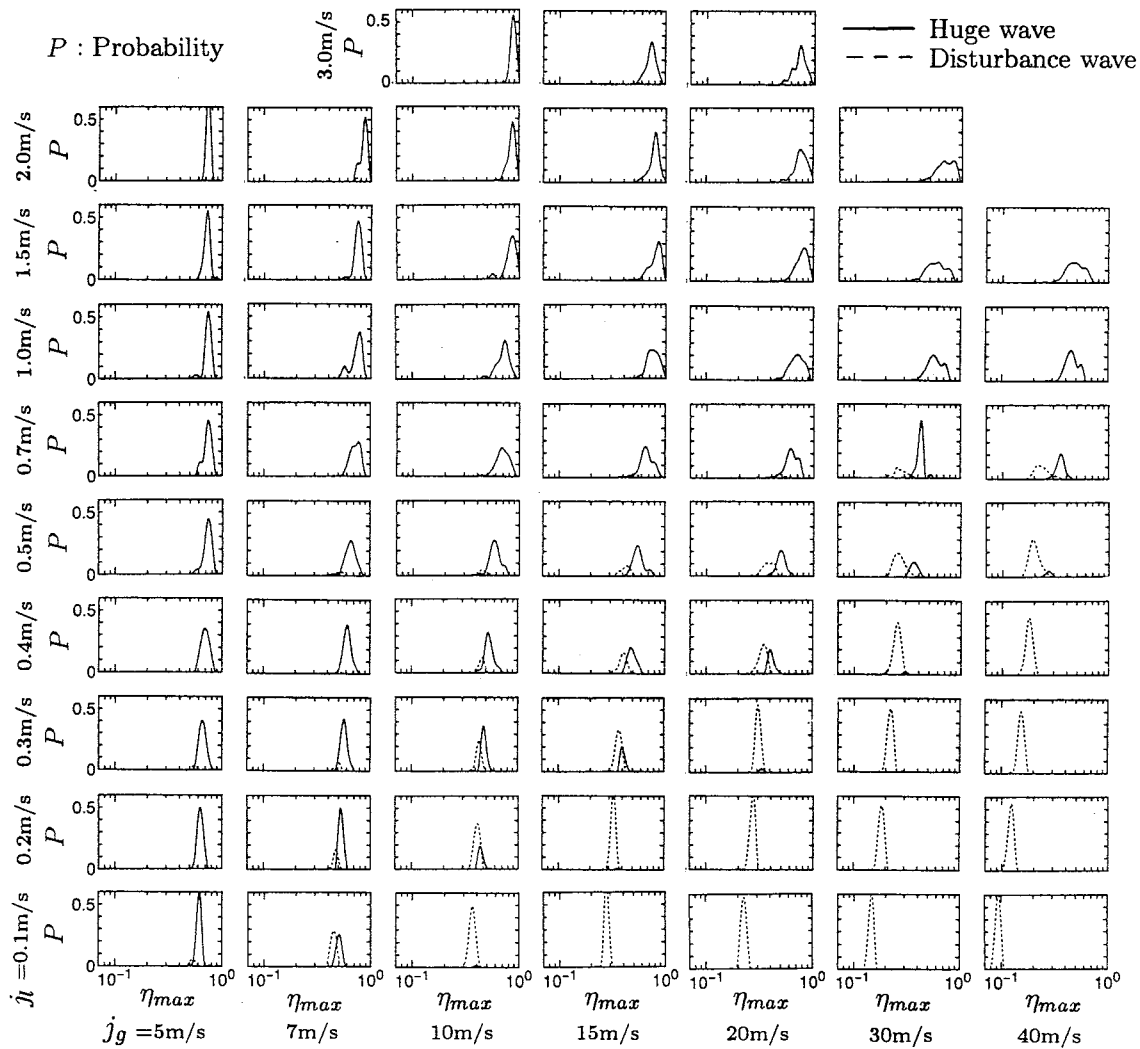


図7.4 団塊波とじょう乱波における最大ホールドアップの確率分布

波，●はじょう乱波に対応している．また，確率分布において，実線は団塊波，破線はじょう乱波を示している．図7.4は最大ホールドアップ η_{max} の確率分布を団塊波とじょう乱波に分けて示したものである．本節では先ずK平均法に対する評価について議論を行った上で，判別結果にみられる特徴について述べる．

7.4.1 判別結果の評価

図7.3に示した u_L と λ の相関図及びこれらの確率分布と図7.4に示した η_{max} の確率分布において，視察によって団塊波とじょう乱波の判別が容易に行える条件について，K平均法による判別がどのような結果を与えているかを調べる．

先ず，図7.3に示した u_L と λ の相関図及びこれらの確率分布に着目する．

$j_g=40$ m/s で $j_l=0.1\sim0.3$ m/s の領域は、通常典型的な環状流のじょう乱波領域と考えられているが、判別の結果によるとこの領域の主波脈はすべてじょう乱波によって形成されているということを示している。同じ j_g で、 $j_l=0.7$ m/s の相関図においては、 λ が約 150 mm 以下で λ が変化しても u_L があまり変化しない波（じょう乱波）と、 λ が約 150 mm 以上で λ の増加と共に u_L も大きく増加する波（団塊波）の 2 種類が共存しているが、K 平均法による判別結果もこれらの特徴をとらえて分類している。また、 j_l が 1 m/s 以上では λ の大きい団塊波が主体となっている流れであるが、判別結果もほとんどの波が団塊波と判定されている。

更に、Sekoguchi らの研究⁽⁴⁾において、 $j_g=7$ m/s、 $j_l=0.3$ m/s は団塊波流に属することが確認されているが、判別結果は主波脈の大半が団塊波によるものであることを示しており、Sekoguchi らの結果と整合したものになっている。

次に図 7.4 に示した η_{max} の確率分布を調査する。図 7.2 において、 $j_g=30$ m/s で $j_l=0.5$ m/s 及び 0.7 m/s の条件と $j_g=40$ m/s で $j_l=0.7$ m/s では、団塊波とじょう乱波に対応する 2 つの分布が存在していたが、図 7.4 においても判別結果は良好に団塊波とじょう乱波の 2 つの分布に分類している。

図 7.2 に示した u_L と λ の相関図において、 λ の増加に伴って u_L の増加する傾向が異なる 2 つのグループの存在することが明瞭な場合と、そうでない場合とがみられた。また、これらの確率分布及び η_{max} の確率分布においても、独立した 2 つの分布を有する場合と、そうでない場合とが存在した。前者は、クラスター分析によらなくても相関図あるいは確率分布の上で視察によって 2 つのグループのいずれに属するかを容易に判別できるものが少なくないが、後者はほとんど不可能である。従って、クラスター分析の意義は、前者に対して妥当な判別結果を与えているという事実を踏まえて、後者の判別を可能にするところにあるといえる。いい換えれば、全く主観的判断を介することなく、一貫した情報処理方法によって、幅広い流動領域を対象にした波の分析が可能になったという点において、流動機構の解明における有力な手掛かりを与えるものといえよう。

7.4.2 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられる特徴

図 7.3 にみられる特徴を以下に論じる。なお、議論を容易にするために、 j_l ごとに分けて述べることとする。

先ず $j_l=0.1\sim0.4\text{m/s}$ においては、 $j_g=5\text{m/s}$ ではいずれの j_l においても団塊波が大半を占めており、典型的な団塊波流であるが、 j_g の増加に伴って、じょう乱波が出現し始め、このじょう乱波の頻度が増加して、じょう乱波のみが観察される典型的な環状流へと遷移している。団塊波流から環状流への遷移過程を $j_l=0.3\text{m/s}$ を例にとって調べると、 $j_g=7\text{m/s}$ でじょう乱波に対応する分布が u_L 及び λ の確率分布に現われ始め、 $j_g=10\text{m/s}$ において団塊波とじょう乱波の出現頻度はほぼ同一にまでなる。 $j_g=15\text{m/s}$ ではじょう乱波の頻度が団塊波のそれよりも大きくなり、 $j_g=30\text{m/s}$ では団塊波が消失し、典型的な環状流に遷移している。 $j_l=0.3\text{m/s}$ における団塊波からじょう乱波への遷移過程にみられるように、典型的な団塊波流から典型的な環状流への遷移は j_g のわずかな変化によって生じるのではなく、 j_g の増加と共に少しずつ変化していく。しかし、団塊波流から環状流への遷移領域の広さは j_l によって異なる。 $j_l=0.1\text{m/s}$ では $j_g=5\text{m/s}$ では典型的な団塊波流であるが、 $j_g=10\text{m/s}$ では典型的な環状流に遷移しており、 j_l が小さいほど遷移領域は狭い。

$j_l=0.5$ 及び 0.7m/s では、本実験における j_g の最大値である 40m/s においても団塊波が存続し、典型的な環状流への遷移を完了していない。しかし、 j_g が大きくなると共により多くのじょう乱波が出現するという傾向は、 j_l の小さい場合と同じである。

$j_l=0.1\sim0.7\text{m/s}$ において、団塊波とじょう乱波が共存する条件における u_L と λ の分布に着目すると、団塊波とじょう乱波の分布には重なりがみられる。この重なる範囲は、 j_l が大きいほど小さくなる傾向がみられる。例えば $j_g=7\text{m/s}$, $j_l=0.1\text{m/s}$ では、 u_L と λ の分布（特に u_L の分布）において広い範囲で重なりがみられるが、 $j_g=40\text{m/s}$, $j_l=0.7\text{m/s}$ では重なる範囲がかなり小さくなっている。このことは、 j_g 及び j_l が大きくなるほど団塊波とじょう乱波の u_L 及び λ にみられる相違が顕著になることを意味している。

$j_l=1\sim3\text{m/s}$ ではじょう乱波はほとんど出現しておらず、団塊波が波の主体を構成している。

7.4.3 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴

各条件で出現する波の種類については既に速度及び波幅にみられる特徴において述べたため、ここでは団塊波とじょう乱波が共存する条件において、各波の

最大ホールドアップ η_{max} の分布状態について述べる．団塊波とじょう乱波における η_{max} の分布は， j_l が小さい条件では両者の分布に重なりがみられるが， j_l が大きい条件（例えば0.7m/s）では，これらの分布の重なりはほとんどなくなり，ほぼ独立した分布を形成している．速度及び波幅においてもこのような傾向がみられたことから，速度と波幅だけではなく，最大ホールドアップにおいても j_g 及び j_l が大きくなるほど，団塊波とじょう乱波の相違は明確になるといえる．

7.5 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度と出現領域

7.5.1 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度

クラスタ分析によって判別された団塊波及びじょう乱波の数と，準超多点点電極センサによってあらかじめ選別された液体スラグの数から，これらの液体塊の出現頻度を算出した，液体スラグ，団塊波及びじょう乱波の出現頻度 N_S ， N_H 及び N_D を各 j_l ごとに図7.5に示す．

図7.5から，ほとんどの条件において，液体スラグと団塊波あるいは団塊波とじょう乱波が共存している．液体スラグと団塊波が共存する領域の広さは， $j_l=0.1\sim0.5\text{m/s}$ ではあまり広がらないが， j_l が0.7m/s以上ではかなり広い j_g の範囲に及んでいる．

団塊波の出現頻度 N_H は， $j_l=0.1$ 及び0.2m/sでは， j_g の増加に伴って増加し最大値を有した後，急激に減少する． $j_l=0.4$ 及び0.5m/sでは N_H は j_g の増加と共に増加した後， j_g が増加しても N_H がほぼ一定値を示す領域が出現している． $j_l=0.1\sim0.5\text{m/s}$ において， N_H の最大値は j_l の増加によって大きくなる．一方 j_l が0.7m/s以上では， N_H は j_g の増加と共に単調に増加しており， $j_l=0.4$ 及び0.5m/sにみられた N_H がほぼ一定値を示す領域はみられない．

N_H と j_g の関係は j_l が0.5m/s以下と以上で相違がみられたが，じょう乱波の出現頻度 N_D においても，この j_l において変化がみられる． j_l が0.5m/s以下では N_D は j_l が変化してもほとんど変化していないが， j_l が0.5m/s以上では j_l の増加と共に大きく減少している．これらの事実は， j_l が0.5m/sを境として液相の流動機構が変化することを示唆していると考えられる．

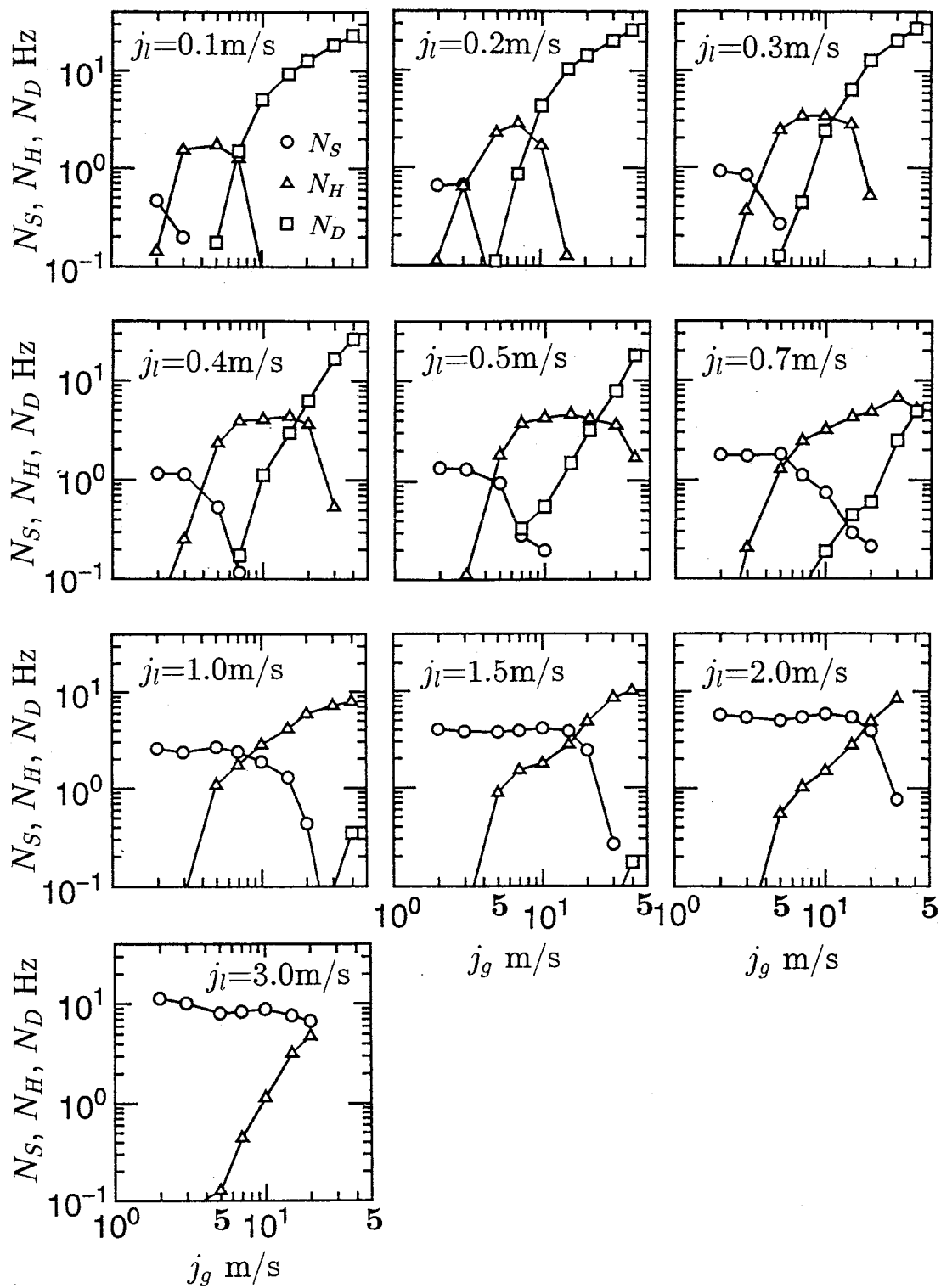


図7.5 液体スラグ, 団塊波及びじょう乱波の出現頻度

7.5.2 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現領域と流動様式

図7.6は液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する条件を j_g - j_l 線図上に示したもので、+は液体スラグ、○は団塊波、・はじょう乱波が出現することを示している。なお、これらの液体塊が出現するかどうかの判断は、各流動条件において観察された液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の総数に占める各種液体塊の数の割合が5%以上の場合には、その種類の液体塊は出現すると判断した。

図7.6において最も特徴的なことは、団塊波が出現する領域のほとんどにおいて、液体スラグあるいはじょう乱波が共存していることである。特に、液体スラグとの共存領域が広く、団塊波のみが出現している条件はかなり少ない。また、このことと関連するが、 $j_l=0.1\sim0.7\text{m/s}$ において、 j_g が増加して液体スラグが消失すると直ちにじょう乱波が出現している。更に j_l が 1m/s 以上ではじょう乱波は出現していないことが分かる。

$N_S=N_H$ 及び $N_H=N_D$ となる条件（図中の実線）をそれぞれプラグ流と団塊波流及び団塊波流と環状流の遷移境界と考えて、プラグ流、団塊波流及び環状流の各流動領域を図中にⒶ、ⓗ及びⒶで示す。

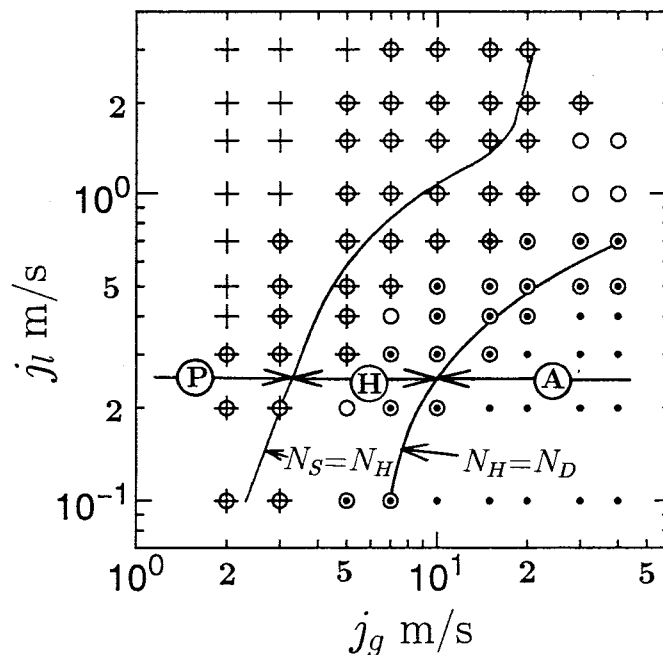


図7.6 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現領域と流動様式
(+:液体スラグ, ○:団塊波, ・:じょう乱波, Ⓐ:環状流, ⓗ:団塊波流, Ⓐ:プラグ流)

従来から多く引用されてきた流動様式線図の一つとしてHewittらの線図⁽⁵⁾がある。この線図と本研究で得られた流動様式線図の比較を図7.7に示す。なおHewittらの流動様式は、図中の破線と、破線によって囲まれた領域内に記されている流動領域名で示されている。また本研究における流動様式は、実線及び(P), (H)及び(A)で表されている。本研究におけるプラグ流と団塊波流の境界は、Hewittらの線図上では、Churn flow 領域と Wispy annular flow 領域をほぼ二分するところに位置している。団塊波流と環状流の境界は、Hewittらの線図上では環状流領域内に位置し、彼らの線図における環状流領域は本研究で得られた環状流領域よりもかなり広い。

Hewittらの流動様式線図を液体塊の種類から考察すると、Slug flow 領域は液体スラグのみが出現する領域にほぼ対応している。Churn flow 領域は、その大半が液体スラグと団塊波が共存している。Annular flow 領域では、じょう乱波が出現する領域と比較的近いが、この領域内の広い範囲において団塊波が出現している。Wispy annular flow 領域は第3章においても述べたように液体スラグと団塊波が共存する領域である。

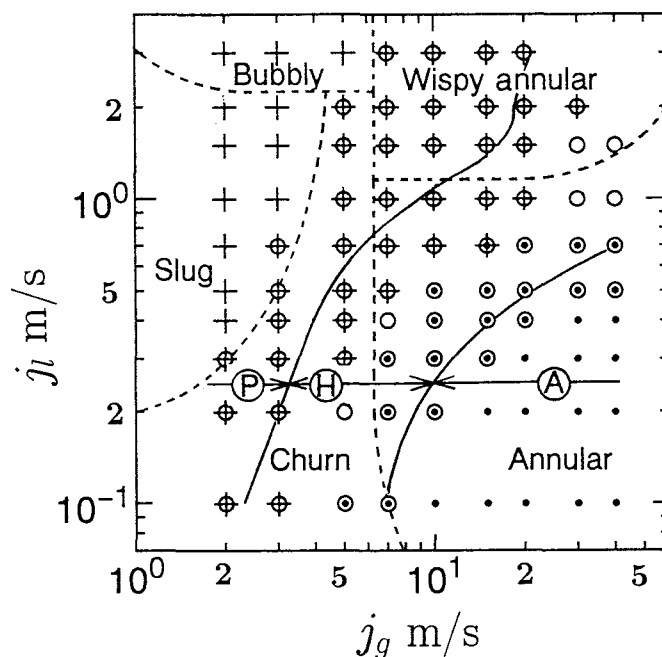


図7.7 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現領域と
Hewittらの流動様式線図との比較

(- - - - : Hewittら, ——— : 本研究, + : 液体スラグ, O : 団塊波,
• : じょう乱波, (A) : 環状流, (H) : 団塊波流, (P) : プラグ流)

7.6 団塊波の特徴

ここでは、団塊波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値にみられる特徴について述べる。なお、標準偏差については、7.7.2項でまとめて議論する。

7.6.1 最大ホールドアップの平均値

図7.8に団塊波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_{Hmax}$ と j_g の関係を示す。なお、団塊波はプラグ流及び環状流領域においても出現しているため、これらの領域は記号を変えて区別した。なお、後出の波幅及び速度の図においても、同様に区別を行っている。

j_g の増加に伴う $\bar{\eta}_{Hmax}$ の変化は、 j_l が0.5m/s以下では j_g の増加と共にほぼ単調に減少している。しかし、 j_l が0.7m/sから1.5m/sでは j_g が変化しても $\bar{\eta}_{Hmax}$ はあまり変化しない領域を経た後、 j_g の増加と共に大きく減少する。 j_l が2m/s及び3m/sでは、団塊波が発生し始める条件を除くと j_g の増加によって僅かに減少しており、

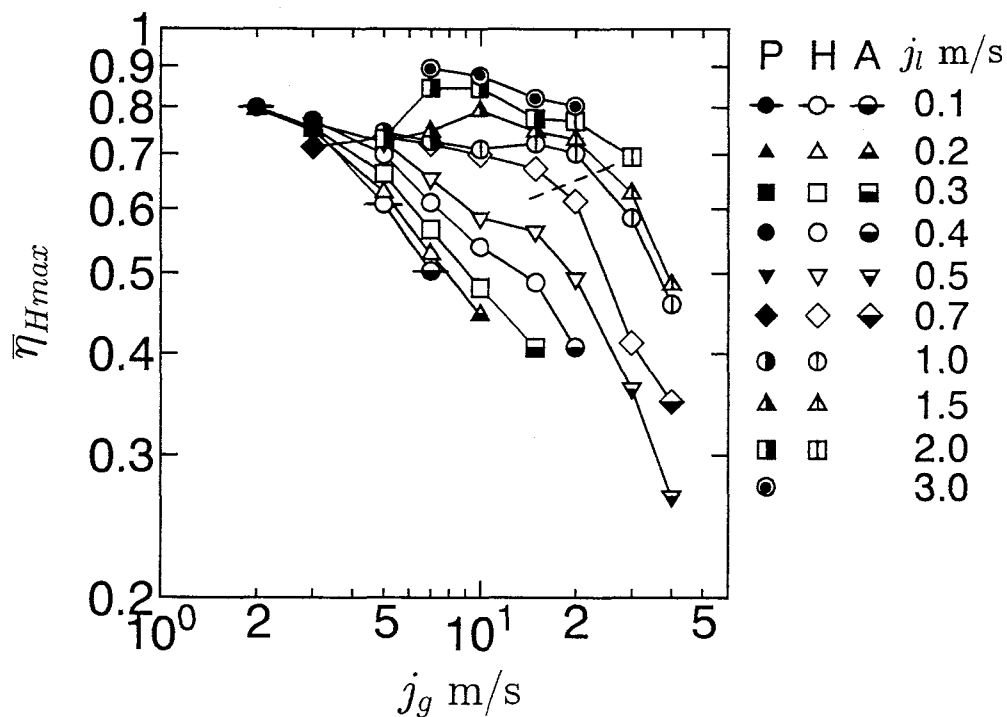


図7.8 団塊波の最大ホールドアップの平均値

--- : 液体スラグが消失する条件

A : 環状流, H : 団塊波流, P : プラグ流

j_l が0.7～1.5m/sでみられたような j_g の増加と共に $\bar{\eta}_{Hmax}$ が大きく減少する領域はみられない。

j_l が0.7m/s以上において、 j_g が変化しても $\bar{\eta}_{Hmax}$ が大きく変化しない領域は、図7.6から液体スラグが共存する領域とほぼ一致する。 j_l が0.7m/s～1.5m/sにおいて、液体スラグが消失する条件を図中に破線で示す。液体スラグが消失すると、 $\bar{\eta}_{Hmax}$ は急激に減少することが分かる。

$\bar{\eta}_{Hmax}$ に対する j_l の影響は、 j_g が2m/s及び3m/sにおいてはきわめて小さい。しかし、 j_g が増加するに伴って j_l の影響が大きくなり、 j_l が大きいほど $\bar{\eta}_{Hmax}$ も大きくなっている。

$\bar{\eta}_{Hmax}$ の値に着目すると、 $\bar{\eta}_{Hmax}$ が0.26程度の小規模な団塊波から、約0.9というコア部がわずかに貫通された大規模なものまで存在することが分かる。団塊波流領域における $\bar{\eta}_{Hmax}$ は0.4～0.75程度である。

7.6.2 波幅の平均値

図7.9に団塊波の波幅の平均値 $\bar{\lambda}_H$ と j_g の関係を示す。 $\bar{\lambda}_H$ は、短いもので120mm程度であるが、長いものでは700mmにも達している。 j_g の変化に対する $\bar{\lambda}_H$ の変化は、 $j_l=0.5$ m/sを境として、それよりも大きい j_l と小さい j_l で傾向が異なる。 j_l が0.1～0.4m/sでは、 j_g の増加に伴って $\bar{\lambda}_H$ は減少する。しかし、 j_l が0.7m/s以上では j_g の増加によって $\bar{\lambda}_H$ も増加する領域が現われている。

$j_l=0.7$ m/s～1.5m/sでは、 j_g の増加によって $\bar{\lambda}_H$ も増加して最大値を有した後、減少に転じている。最大値を有する機構については明確ではないが、 $\bar{\lambda}_H$ が最大値を有する j_g は図中に点線で示した液体スラグが消失する条件とほぼ対応している。 $j_l=2.0$ m/s及び3.0m/sでは $\bar{\lambda}_H$ は j_g の増加と共に単調に増加しているが、この j_l では団塊波が観察された全ての条件において液体スラグが共存している。

また、 $j_g=5\sim 20$ m/sにおいて、 j_l の変化に伴う $\bar{\lambda}_H$ の変化に着目する。 j_l が0.1から1m/sまでは j_l の増加と共に $\bar{\lambda}_H$ も増加するが、プラグ流に移移すると $\bar{\lambda}_H$ は j_l の増加によって減少する。これに関連した特徴は液体スラグの波幅に関してもみられ、液体スラグの波幅は $j_l=0.7\sim 1$ m/sで最大になり、これよりも j_l が増加すると減少することが確認されている。

団塊波の流動パラメータが液体スラグの存在の有無に影響を受けているとい

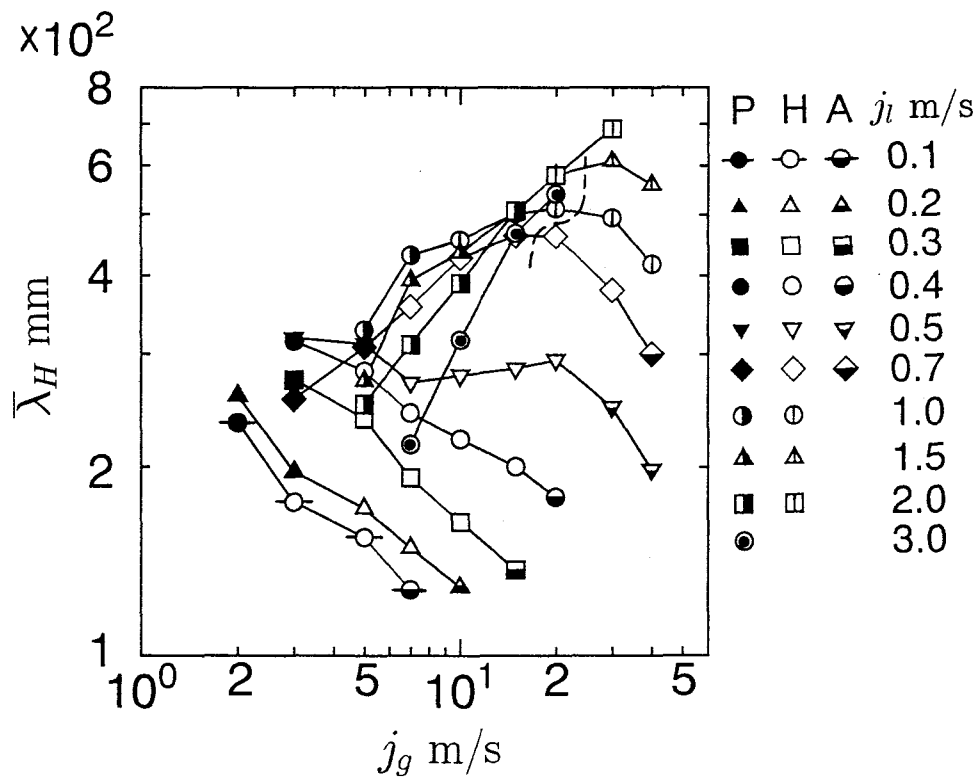


図7.9 団塊波の波幅の平均値
 --- : 液体スラグが消失する条件
 A: 環状流, H: 団塊波流, P: プラグ流

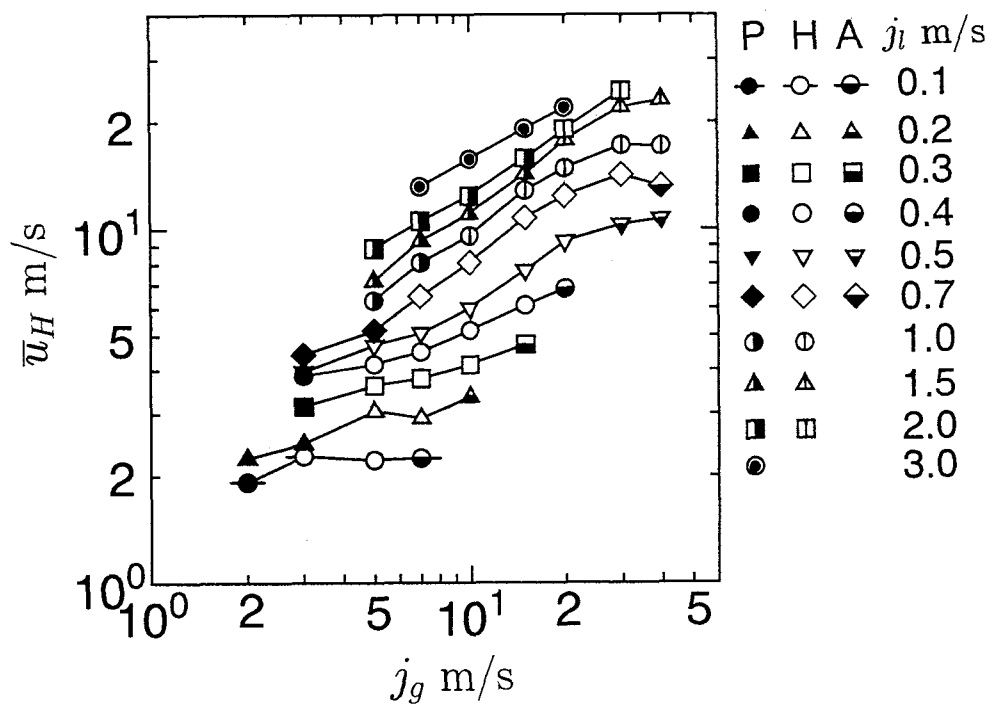


図7.10 団塊波の速度の平均値
 A: 環状流, H: 団塊波流, P: プラグ流

う結果から、団塊波と液体スラグはきわめて密接に関係しているといえる。すなわち、団塊波の形成機構としては液体スラグが気柱によって貫通されるという機構によって生じていることを示唆していると考えられる。

7.6.3 速度の平均値

団塊波の速度の平均値 $\bar{u}_H$ と j_g の関係を図7.10に示す。 $\bar{u}_H$ は j_g 及び j_l の増加に伴って増加することが分かる。団塊波の最大ホールドアップ $\bar{\eta}_{max}$ 及び波幅 $\bar{\lambda}_H$ は、 j_l が0.5～0.7m/s以下とそれ以上で j_g の変化に対する特性が異なっていたが、 $\bar{u}_H$ においてはこのような傾向は明確ではない。

7.7 最大ホールドアップ、波幅及び速度における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較

最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値と標準偏差において液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較を行い、これらの液体塊の相違を明確にする。

7.7.1 最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値

図7.11に液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値を j_l ごとに分けて示す。なお、図中の実線と破線はそれぞれプラグ流と団塊波流及び団塊波流と環状流の境界を示しており、(P)、(H)及び(A)はそれぞれプラグ流、団塊波流及び環状流を意味している。

まず、最大ホールドアップに着目する。団塊波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_{Hmax}$ と液体スラグの最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_{Smax}$ を比較すると、 $\bar{\eta}_{Hmax}$ は各 j_l 共に $\bar{\eta}_{Smax}$ よりも0.1～0.2程度小さい値を有している。また、 $\bar{\eta}_{Hmax}$ とじょう乱波の最大ホールドアップ $\bar{\eta}_{Dmax}$ の比較では、 j_l が小さい場合では両者の差は非常に小さく0.1程度であるが、 j_l の増加に伴って両者の差は少し大きくなり、最大で0.2程度である。

団塊波の波幅 $\bar{\lambda}_H$ を液体スラグの波幅 $\bar{\lambda}_S$ と比較すると、 j_l が0.5m/s以下では $\bar{\lambda}_H$ は $\bar{\lambda}_S$ の0.3～0.5倍程度であるが、 j_l が0.7～1.5m/sではプラグ流と団塊波流の境界付近において両者の相違が最も小さくなり、 $\bar{\lambda}_H$ は $\bar{\lambda}_S$ の0.5～0.8倍程度である。

また、 $\bar{\lambda}_H$ とじょう乱波の波幅 $\bar{\lambda}_D$ を比較すると、 j_l が0.1～0.4m/sにおいては、 $\bar{\lambda}_H$

は j_g の増加に伴って $\bar{\lambda}_D$ に近づき消失している。団塊波が消失するときの $\bar{\lambda}_H$ と $\bar{\lambda}_D$ の比は j_l が大きいほど大きく、 $j_l=0.1\text{m/s}$ では $\bar{\lambda}_D$ の約1.5倍であるが、 $j_l=0.4\text{m/s}$ では約2.5倍である。 $j_l=0.5$ 及び 0.7m/s では、 j_g の増加に伴って $\bar{\lambda}_H$ が $\bar{\lambda}_D$ に近づくことはなく、約4倍の比を保っている。

$j_l=0.1\sim 0.7\text{m/s}$ において、 $\bar{\lambda}_H$ は $\bar{\lambda}_S$ と $\bar{\lambda}_D$ のほぼ中間に位置しているが、 j_l の増加に伴って $\bar{\lambda}_H$ は $\bar{\lambda}_S$ に近づく傾向がある。団塊波と液体スラグあるいはじょう乱波との相違は波幅が最も大きい。

団塊波の速度 $\bar{u}_H$ は、 $j_l=0.1\sim 0.4\text{m/s}$ では液体スラグの速度 $\bar{u}_S$ とほぼ同一の値を有して出現し、じょう乱波の速度 $\bar{u}_D$ に近い速度で消失して典型的な環状流に遷移している。しかし、 $j_l=0.5$ 及び 0.7m/s では $\bar{u}_H$ は $\bar{u}_S$ とほぼ同一の速度を有して出現するが、 $\bar{u}_H$ は $\bar{u}_D$ のほぼ2倍の値を保ちながら j_g の増加と共に増加する。 j_l が 1m/s 以上では j_l の増加に伴って $\bar{u}_H$ は $\bar{u}_S$ に近づき、 $j_l=3\text{m/s}$ では両者の差はきわめて小さくなっている。これは j_l の増加に伴って団塊波の最大ホールドアップが液体スラグのそれに近づくためであると考えられる。

7.7.2 最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差

図7.12に最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差を各パラメータの平均値で無次元化した標準偏差（以下では単に標準偏差と略記する） $\sigma_{\eta_{\max}}/\bar{\eta}_{\max}$ 、 $\sigma_{\lambda}/\bar{\lambda}$ 及び $\sigma_u/\bar{u}$ と j_g の関係を各 j_l ごとに示す。なお、団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップの標準偏差は各波の波高の相違に対応しているのに対して、液体スラグにおけるそれは各液体スラグが含有する気泡の量の相違に対応するものであり、波と物理的意味合いが異なるため、液体スラグにおける最大ホールドアップの標準偏差は除外した。

団塊波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta_{H\max}}/\bar{\eta}_{H\max}$ は、 $j_l=0.1\text{m/s}$ ではほぼ一定であるが、 $j_l=0.2\sim 0.7\text{m/s}$ においては、 j_g の増加と共に増加して最大値を有した後に減少に転じている。しかし、 j_l が 1.5m/s 以上では $\sigma_{\eta_{H\max}}/\bar{\eta}_{H\max}$ は j_g と共にほぼ単調に増加している。 $j_l=0.2\sim 0.7\text{m/s}$ において、 $\sigma_{\eta_{H\max}}/\bar{\eta}_{H\max}$ が最大値を有する条件は団塊波流領域であり、またじょう乱波が発生し始める条件と比較的近い。 $\sigma_{\eta_{H\max}}/\bar{\eta}_{H\max}$ の最大値は j_l の増加と共に大きくなる。

じょう乱波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta_{D\max}}/\bar{\eta}_{D\max}$ は、 j_g の影響

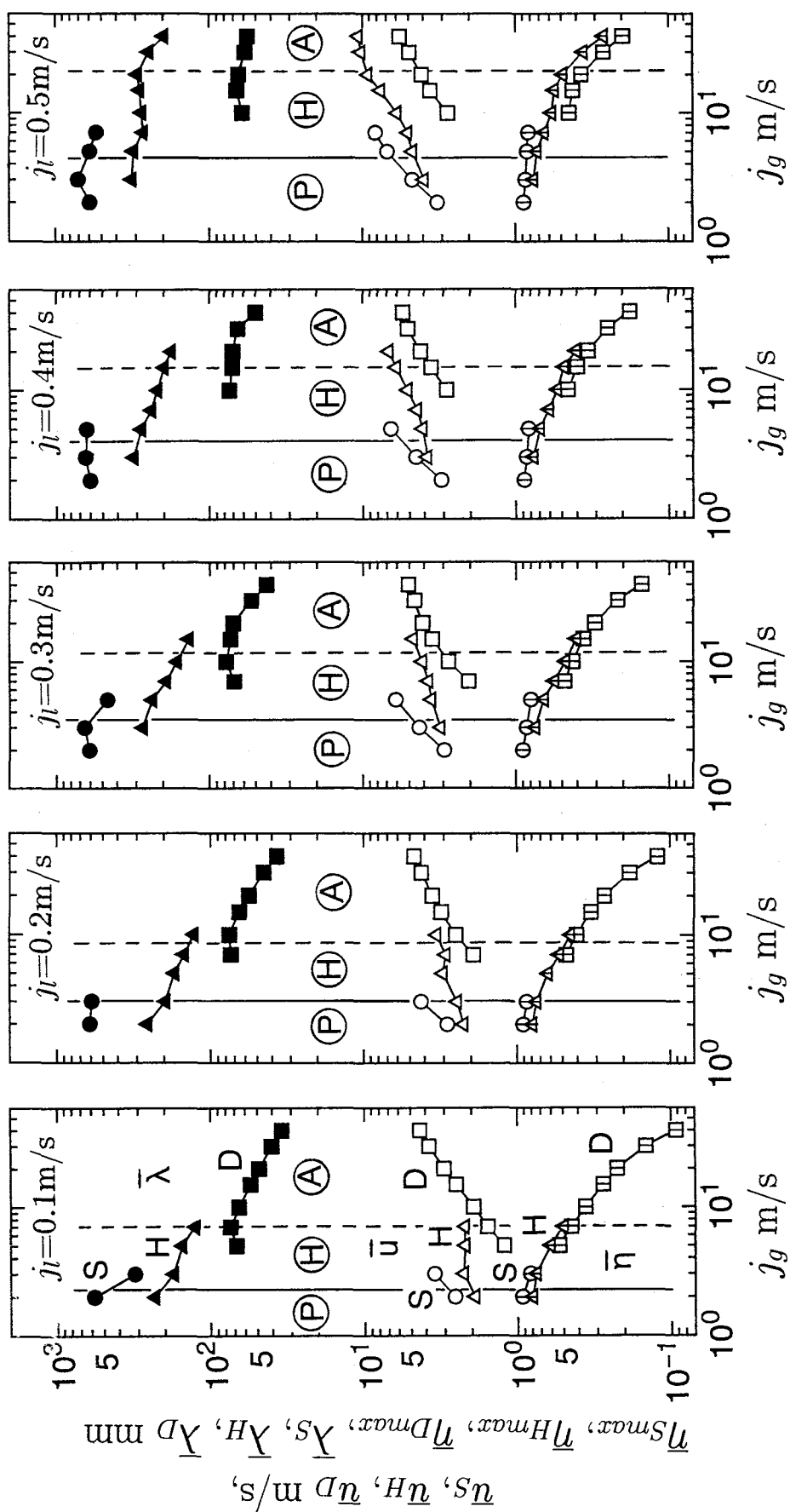


図7.11 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値の比較

(D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラグ, A: 環状流, $\oplus$: 団塊波流, P: プラグ流)

○: S
△: H
□: D

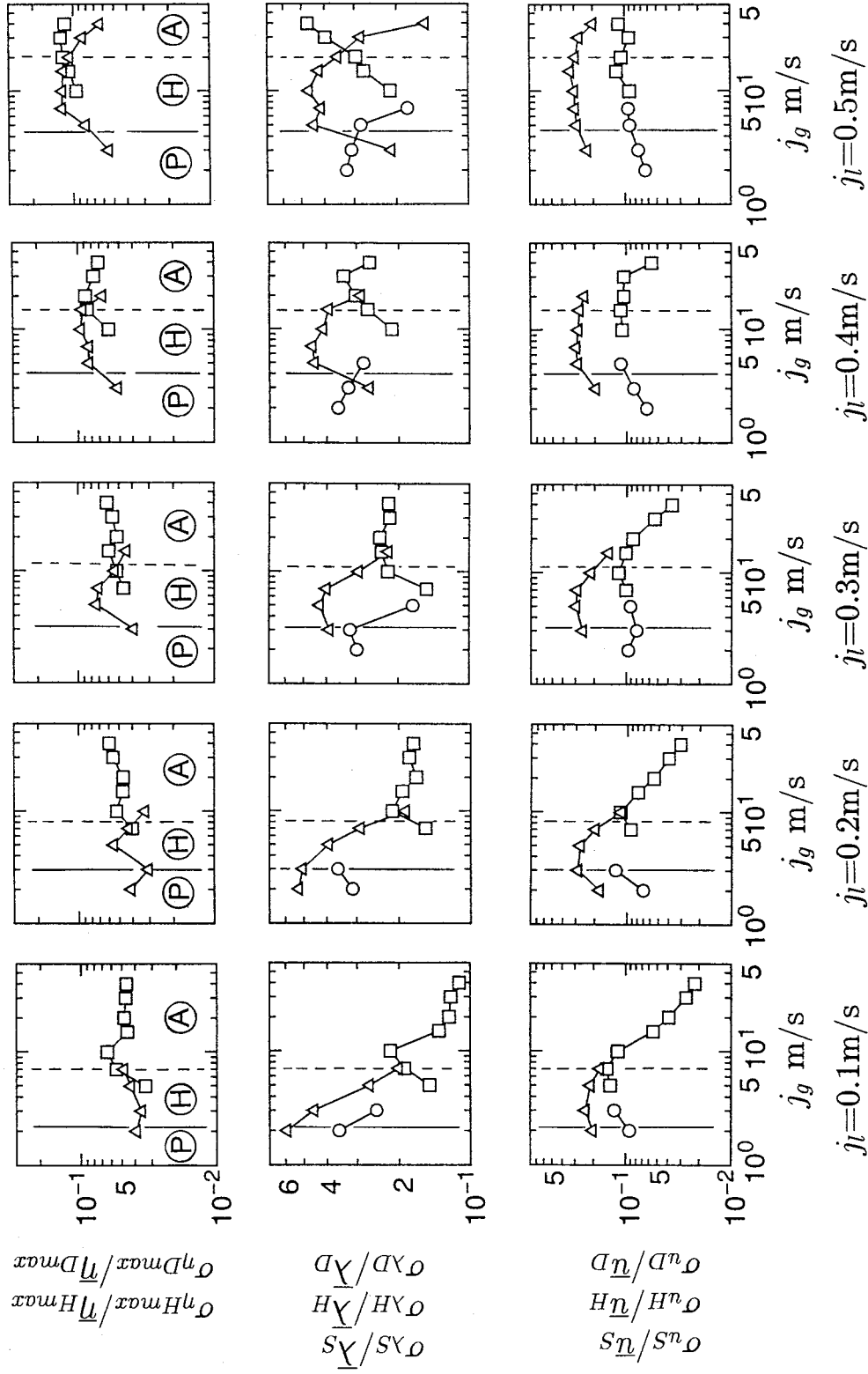


図7.12 液体スラッグ, 団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ, 波幅及び速度の標準偏差の比較

(D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラッグ, ①: 環状流, ②: 団塊波流, ③: プラグ流)

○: S
△: H
□: D

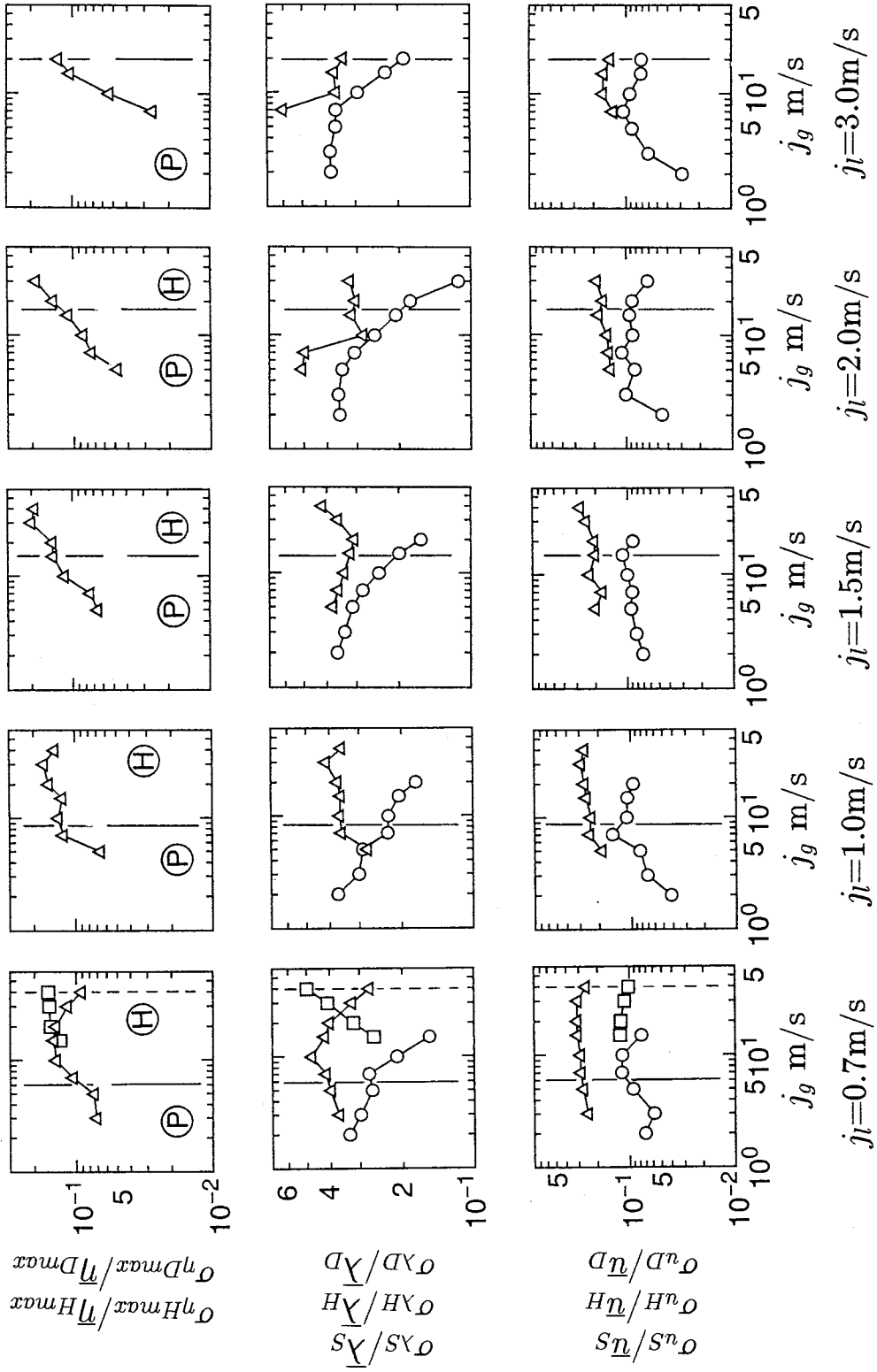


図7.12 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差の比較 (続き)

(D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラグ, (A): 環状流, (H): 団塊波流, (P): プラグ流)

は小さいが、 j_l の増加と共に大きくなっている。

$\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ は最大でも約0.2であり、3つのパラメータの中で最も小さい値を有している。また、 $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ と $\sigma_{\eta Dmax}/\bar{\eta}_{Dmax}$ の相違は比較的小さい。

波幅の標準偏差 $\sigma_\lambda/\bar{\lambda}$ は、各種液体塊とともに最大ホールドアップ及び後出の速度と比較して最も大きい値を有している。団塊波の波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ は、0.15～0.6程度の値を有し、団塊波が発生し始める条件を除くと、液体スラグの波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda S}/\bar{\lambda}_S$ よりも大きい。じょう乱波の波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda D}/\bar{\lambda}_D$ は、 j_l の増加と共に大きくなり、 $j_l=0.5\text{m/s}$ 及び 0.7m/s においては、団塊波よりも大きくなる条件が存在している。

団塊波における速度の標準偏差 $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は、いずれの j_l においても液体スラグ及びじょう乱波のそれよりも大きく、約0.1～0.3程度である。また、 $j_l=0.1\sim0.3\text{m/s}$ においては、 j_g の影響を受けているが、それ以外の条件では j_g が変化しても $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ はあまり変化していない特徴がある。液体スラグ及びじょう乱波における速度の標準偏差 $\sigma_{uS}/\bar{u}_S$ 、 $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ はほぼ0.1以下である。 $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ は $j_l=0.1\sim0.3\text{m/s}$ においては j_g が増加するに伴って減少しているが、 j_l が 0.5m/s 及び 0.7m/s では j_g が変化しても $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ の変化は小さい。また、 $j_l=0.4\sim0.7\text{m/s}$ において $\sigma_{uS}/\bar{u}_S$ と $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ はほぼ等しい。

7.8 結論

垂直上昇気液二相流の団塊波流及び環状流領域において、団塊波とじょう乱波に対応する主波脈を分析し、以下の結論を得た。

(1) j_g が 15m/s 以上において、波幅と速度の確率分布は j_l が小さい条件ではじょう乱波に対応する単峰性の分布を示すが、これよりも j_l が増加するとじょう乱波の分布に加えて、じょう乱波よりも速度と波幅の大きい波に対応する分布が新たに出現する。更に j_l が増加するとじょう乱波の分布は消失し、速度と波幅の大きい波が主体をなす流れに遷移するという特徴的な変化が見いだされた。また、この速度と波幅の大きい波は団塊波に対応することが明らかになった。更に、最大ホールドアップの確率分布においても、 j_g が 30m/s 以上において j_l の増加に伴って確率分布に同様の変化が現れることが明らかになった。

(2) じょう乱波は波幅が増加しても速度の増加は小さいが、団塊波は波幅の増加に伴って速度も大きく増加するというじょう乱波とは異なった性質を有することが明確になった。

(3) クラスタ分析法の1つであるK平均法を団塊波とじょう乱波の判別に適用した。この結果はパラメータの視察によって容易に波の判別が行える条件で検証され、良好な判別結果を与えていることが明らかになった。

(4) 判別結果に基づいて液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する領域を明らかにし、団塊波が出現する条件の多くは液体スラグと団塊波あるいは団塊波とじょう乱波が共存していることを見いだした。また、プラグ流、団塊波流及び環状流の各領域を明確にした新たな流動様式線図を提示した。

(5) 団塊波の出現頻度と最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値を算出し、これらにみられる特徴を明確にした。これらの特徴の中で、出現頻度、最大ホールドアップ及び波幅は、 j_L が約0.5m/sを境としてこれよりも j_L が大きい場合と小さい場合で特性が異なることが明らかになった。

(5) 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値と標準偏差を比較し、これらの液体塊の相違を明らかにした。この議論において、団塊波と液体スラグあるいはじょう乱波との相違は波幅が最も大きいことが明らかになった。

参考文献

1. 森 幸治, 加治増夫, 中里見正夫, 清水英男, 近藤喜之, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する研究(第2報, 主波脈の抽出方法と分析), 日本機械学会論文集, 62-598B(1996), 2423-2429.
2. Inoue, K., Rao, G. N., Mizutori, A., Morita, Y. and Sekoguchi, K., *Proc. Classification of Gas-Liquid Two-Phase Flow Regime by AR-Model, Identification and system parameter Estimation*, (1991), 597-602.
3. 森 幸治, 加治増夫, 井上勝裕, 中里見正夫, 清水英男, 近藤喜之, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する研究(第3報, 団塊波とじょう乱波の判別と団塊波の特徴), 日本機械学会論文集, 62-600B(1996), 3149-3156.

4. Sekoguchi, K. and Takeishi, M., Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, *Int. J. Multiphase flow*, 15-3(1989), 295-305.
5. Hewitt, G. F. and Roberts, D. N., Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography, AERE-M2159, (1969).

第8章

垂直下降流における波脈分析

8.1 緒言

第3章では、下降流における気液界面のプロフィル図の観察から、団塊波と考えられる規模の大きい波と、じょう乱波とみなせる規模の小さい波が出現することが明らかになった。また、第5章において、団塊波流及び環状流領域における波の時空間様態図の観察から、団塊波及びじょう乱波の時空間挙動にみられる特徴について論じた。本章では、これらの流動領域において出現する団塊波及びじょう乱波に対応する主波脈に対して、第7章で上昇流に関して行った分析方法を下降流に適用して、団塊波及びじょう乱波に対応する主波脈の特徴⁽¹⁾を明らかにしようとするものである。

先ず主波脈の速度と波幅の相関図とこれらの確率分布及び最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴について論じる。この議論において、速度と波幅の相関図とこれらの確率分布及び最大ホールドアップの確率分布の視察から、これらにみられる団塊波とじょう乱波の特徴を明らかにすると共に、これらの特徴に基づいて団塊波とじょう乱波の判別を行う。しかし、上記の流動パラメータの視察からでは団塊波とじょう乱波の判別が容易でない条件が存在した。そこで、これらの波を客観的に判別するために、第7章において有効性が確認された多変量解析法の一つであるK平均法を下降流に適用することによって、団塊波とじょう乱波の判別を行う。また、この判別結果に基づいて液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度とこれらの液体塊が出現する領域を明らかにし、これに基づく流動様式線図⁽²⁾を提案するものである。

また、下降流では団塊波に加えてじょう乱波に関する知見もきわめて少ない。従って、団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ、波幅及び速度にみられる特徴を明らかにすると共に、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波におけるこれらの流動パラメータを比較することによって、これらの液体塊の相違を明確にする。更に、下降流における団塊波及びじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度を上昇流の団塊波及びじょう乱波のそれらと比較することによって、これらのパラメータに及ぼす流動方向の影響⁽³⁾についても明確にするものである。

8.2 主波脈の分析結果

8.2.1 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられる特徴

図8.1は波に対する主波脈の速度 u_L と波幅 λ の関係を示す相関図に u_L と λ の確率分布を併記したものである。確率分布は λ が10~2000mm、 u_L が1~60m/sの範囲をそれぞれ対数的に30分割し、各分割された領域における出現確率を求めたものである。

先ず、 $j_g=20\text{m/s}$ に着目する。 $j_l=0.1\text{m/s}$ で出現している波は4.1節で述べたようにじょう乱波である。 $j_l=0.3\text{m/s}$ では λ 及び u_L の分布は $j_l=0.1\text{m/s}$ と同様に単峰性であり、 λ の大きさも $j_l=0.1\text{m/s}$ よりもわずかに大きい程度であることから、出現している波はじょう乱波であると考えられる。また、 λ と u_L の関係は、 λ が変化しても u_L の変化は小さい。しかし、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では $j_l=0.3\text{m/s}$ でみられたじょう乱波に対応する λ が約150mm以下の分布に加えて、 λ が約150mm以上のところにも新たな分布が出現すると共に、 u_L の分布も双峰性に変化している。 λ が約150mm以上の分布は、じょう乱波よりも λ と u_L が大きいことと、第5章における波の時空間状態図において団塊波とみなされる波が出現していたことから、団塊波に対応していると考えられる。この条件で特徴的なことは、 λ にみられるこれらの2つの分布はほぼ独立していることと、じょう乱波は λ が変化しても u_L の変化は小さいが、団塊波は λ が大きくなると u_L も大きく増加するという特徴を有していることであり、上昇流で出現する団塊波及びじょう乱波と同一の特徴を有している。 j_l が1m/sに増加すると、じょう乱波の分布が小さくなる一方、団塊波の分布が大きくなっている。 $j_l=1.5\text{m/s}$ ではじょう乱波の分布はほぼ消失し、団塊波が主体を

なす流動に変化している。 $j_g=20\text{m/s}$ において、 j_l の変化に伴う λ と u_L の関係及びこれらの確率分布にみられる特徴の変化は $j_g=40\text{m/s}$ においても観察される。

λ と u_L の関係は上述のように団塊波とじょう乱波で異なること、更には j_l の増加に伴ってじょう乱波が消滅する一方で団塊波が発生してくるという事実から、下降流においても団塊波はじょう乱波と異なる性質を有する波であると考えられる。

j_g が 10m/s 以下では j_l の増加に伴って異なる性質の波に遷移する過程は明確ではない。しかし、 j_l が 0.7m/s 以上では j_g の変化に対する λ と u_L の確率分布にみられる特徴の変化から、じょう乱波と団塊波の判別を明確に行うことができる。 $j_l=0.7\text{m/s}$ に着目すると、 $j_g=1\text{m/s}$ と 3m/s では λ 及び u_L の確率分布は単峰性を示しているが、 $j_g=10\text{m/s}$ では λ が約 120mm 以下のところに新たな分布が出現している。 $j_g=20\text{m/s}$ では λ が約 150mm 以下の分布が大きくなると共に約 150mm 以上の分布が小さくなり、 $j_g=40\text{m/s}$ では λ が約 150mm 以下の分布の方が大きくなっている。 $j_g=20\text{m/s}$ において、上述の議論から λ が約 150mm 以下の波はじょう乱波であり、 λ が約 150mm 以上の波は団塊波であると考えられることから、 j_g が $1 \sim 40\text{m/s}$ において λ が約 $120 \sim 150\text{mm}$ 以上の波は団塊波であるといえる。

$j_g=3 \sim 10\text{m/s}$ で $j_l=1\text{m/s}$ 及び 1.5m/s において出現している波は、これらの各 j_g で $j_l=0.7\text{m/s}$ において出現している団塊波よりも λ が大きいところに分布していることから、これらの条件で出現する波は団塊波が主体であると考えられる。これらの判別結果は第3章における気液界面のプロフィル図の観察及び第5章における波の時空間様態図の観察による分類結果と対応している。

以上の議論において、じょう乱波の λ は約 150mm 以下であった。この結果から、 j_g が 10m/s 以下で $j_l=0.1 \sim 0.5\text{m/s}$ に出現する波の種類を考察すると、 $j_g=1\text{m/s}$ 及び 3m/s で $j_l=0.3\text{m/s}$ 及び 0.5m/s では団塊波が主体であり、 $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ はじょう乱波が主体であると判断できるが、その他の条件では λ が 150mm 付近にピークを有する分布を呈しており、団塊波とじょう乱波が共存している可能性がある。

8.2.2 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴

図8.2は主波脈の最大ホールドアップ η_{max} の確率分布を示したものである。図に示した確率分布は η_{max} が 0.03 から 1 までの範囲を対数的に 30 分割し、各分割され

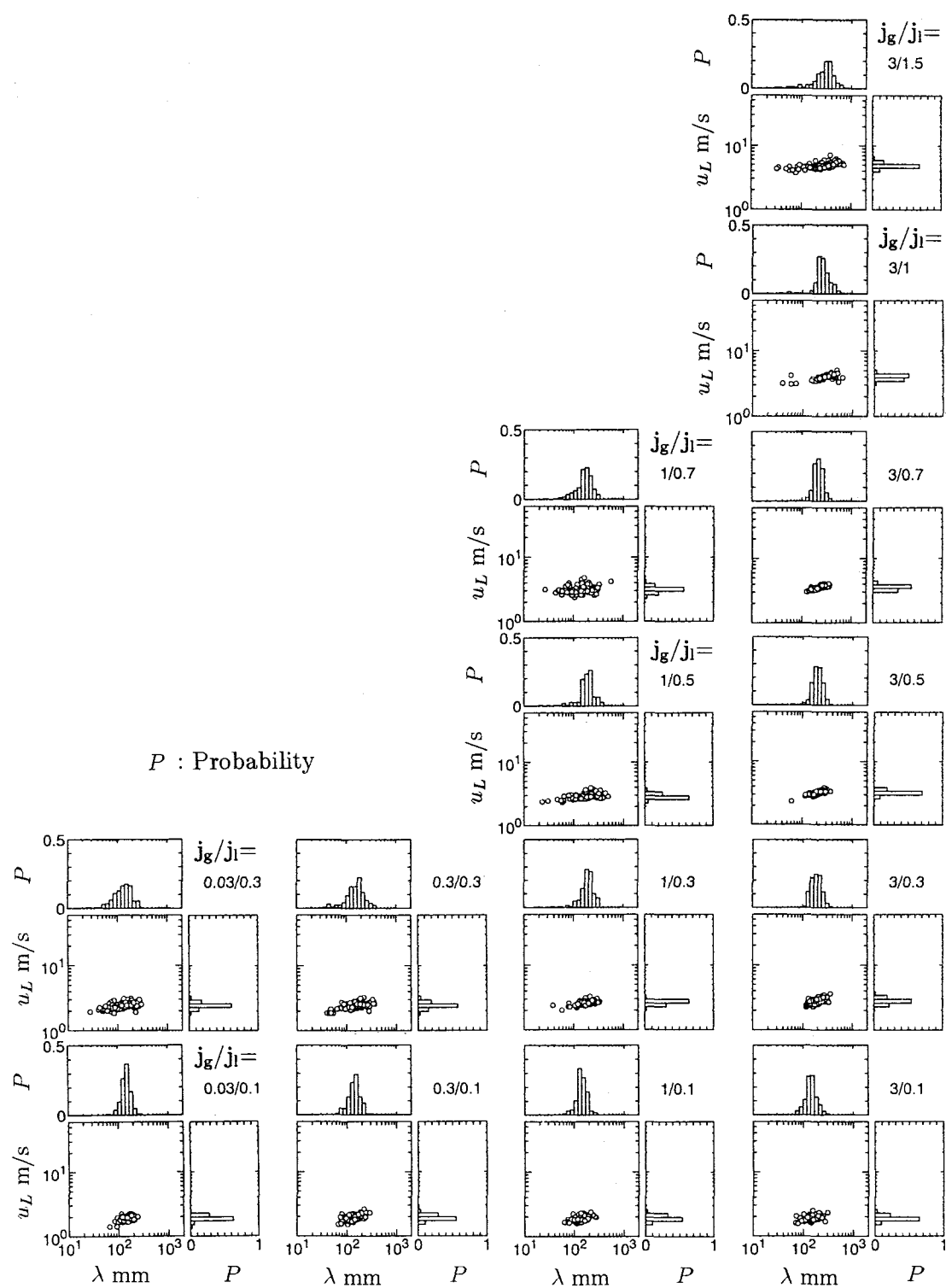


図8.1 主波脈の速度と波幅の関係及びこれらの確率分布

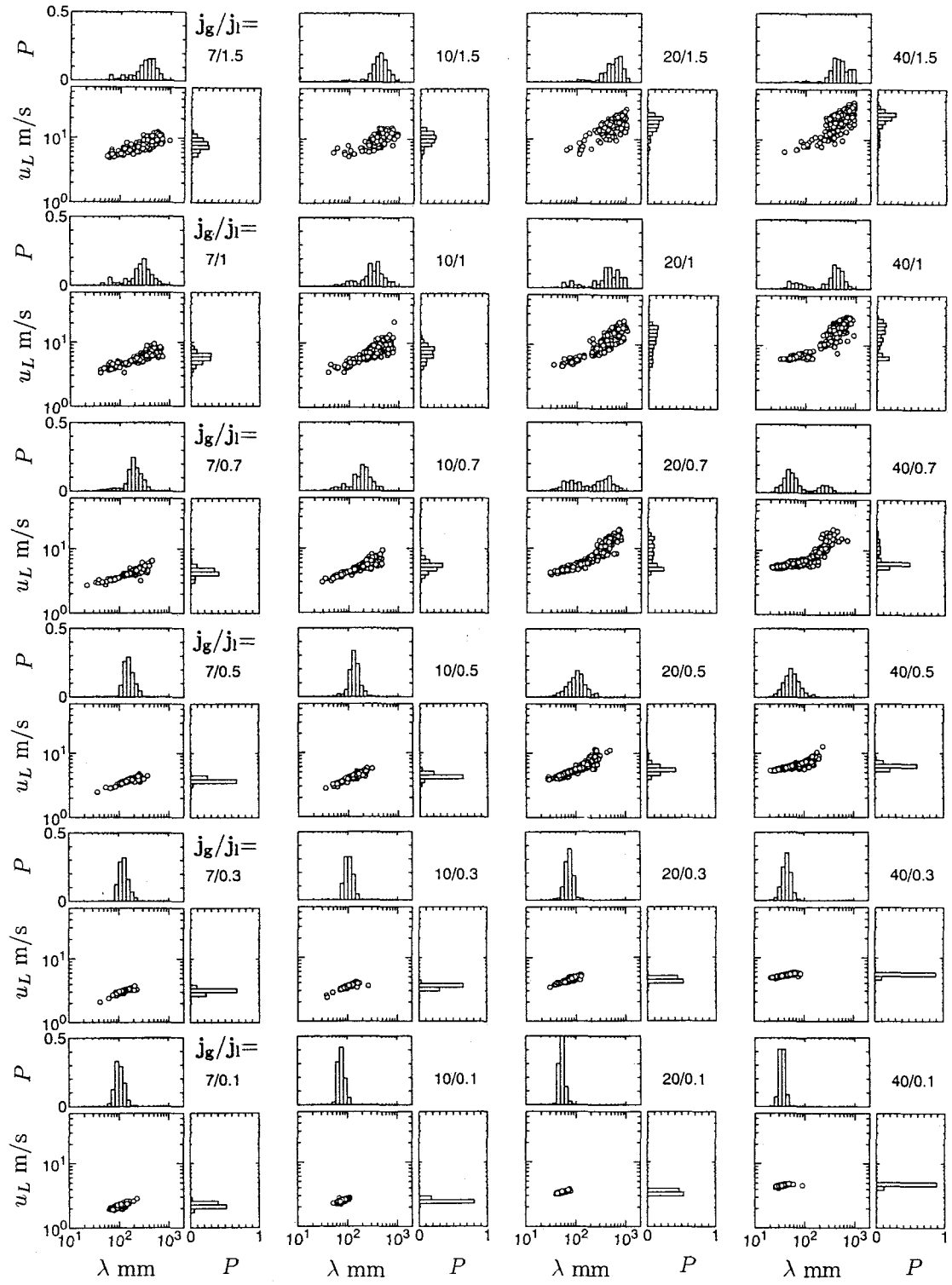


図8.1 主波脈の速度と波幅の関係及びこれらの確率分布（続き）

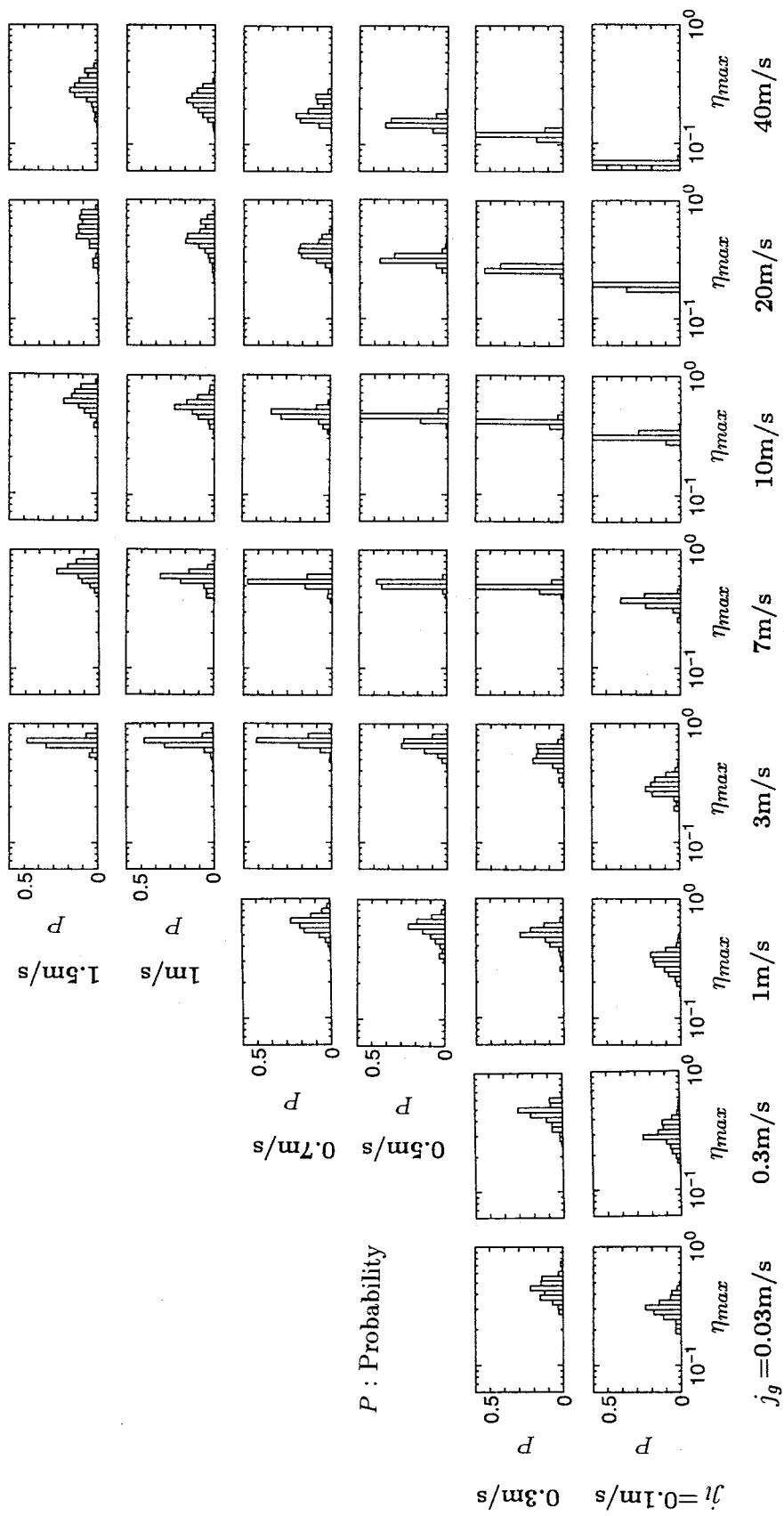


図8.2 最大ホールドアップの確率分布

たホールドアップの範囲において出現確率を求めたものである。図8.2から η_{max} の分布は、 $j_g=40\text{m/s}$ で j_l が 0.7m/s において双峰性の分布がみられるが、その他の条件では双峰性の分布は明確ではない。このことから、 η_{max} における団塊波とじょう乱波の相違は λ 及び u_L ほど大きくないといえる。このような性質は第7章で述べたように上昇流においてもみられた。

以上に述べた速度と波幅の関係及びこれらの確率分布と最大ホールドアップの確率分布を算出することによって、団塊波流及び環状流の広い範囲において液体塊の判別を定量的に行うことができた。また、これらのパラメータから下降流においても団塊波とじょう乱波は性質の異なる波であることが明らかになったが、一部の条件においてこれらのパラメータの視察からでは波の判別が容易でない条件が下降流においても存在した。従って、これらの条件に出現する波の種類を明確にするために、上昇流において有効性が確認されたK平均法を用いて、各条件において出現する波の種類を特定する。

8.3 K平均法による団塊波とじょう乱波の判別

図8.3は速度 u_L と波幅 λ の相関図及びこれらの確率分布をK平均法を用いて分類された2種類の波、すなわち団塊波とじょう乱波に区別して表したものである。図中の○は団塊波、●はじょう乱波に対応している。また、確率分布において、実線は団塊波、破線はじょう乱波を示している。図8.4は最大ホールドアップ η_{max} の確率分布を団塊波とじょう乱波に区別して示したものである。

8.3.1 判別結果の評価

u_L と λ の相関図とこれらの確率分布及び η_{max} の確率分布から、視察によって団塊波とじょう乱波の判別が行うことができる条件について、K平均法による判別がどのような結果を与えているかを調べる。

まず、 u_L と λ の相関図とこれらの確率分布に着目する。 $j_g=1\text{m/s}$ 、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では第5章における議論から団塊波流領域であると考えられたが、判別結果においても大半の波が団塊波と判別されている。また、 j_g が 40m/s で、 $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び 0.3m/s では典型的な環状流領域であるが、判別結果においても波の大半がじょう乱波と判別されている。更に、 $j_g=40\text{m/s}$ 、 $j_l=0.7\text{m/s}$ においては、 u_L と λ が小さく、

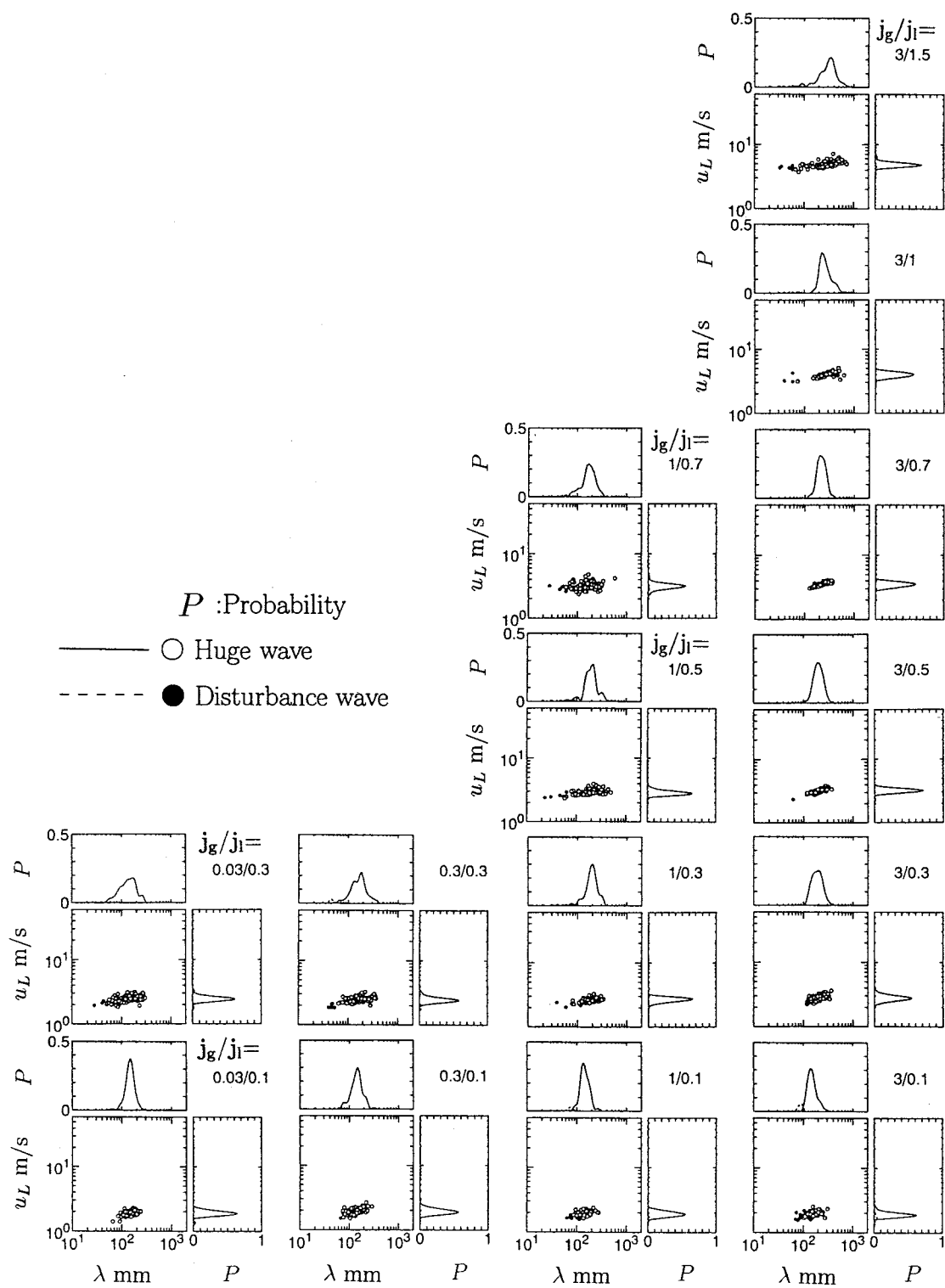


図8.3 団塊波とじょう乱波における波幅と速度の関係及びこれらの確率分布

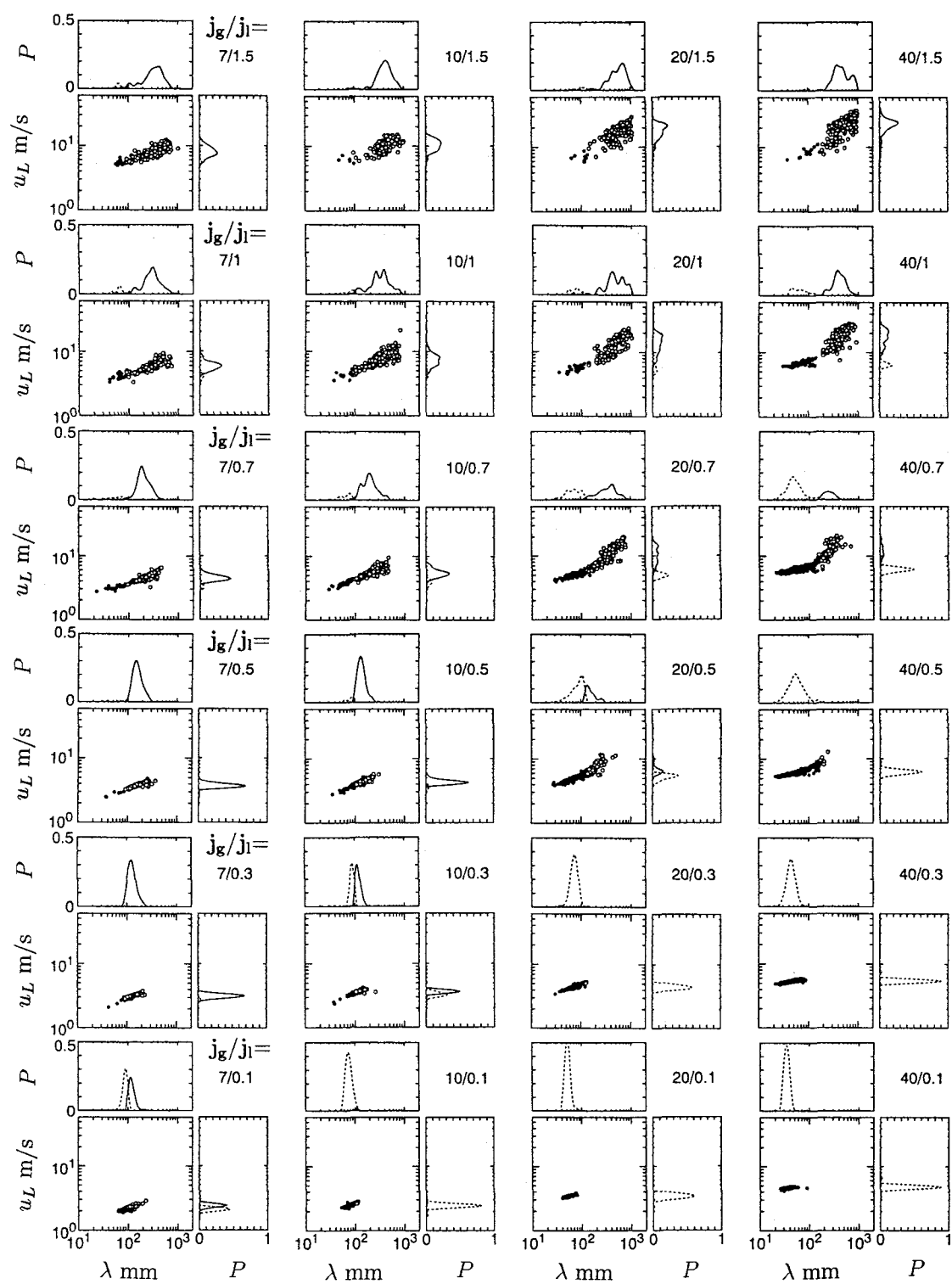


図8.3 団塊波とじょう乱波における波幅と速度の関係及びこれらの確率分布
(続き)

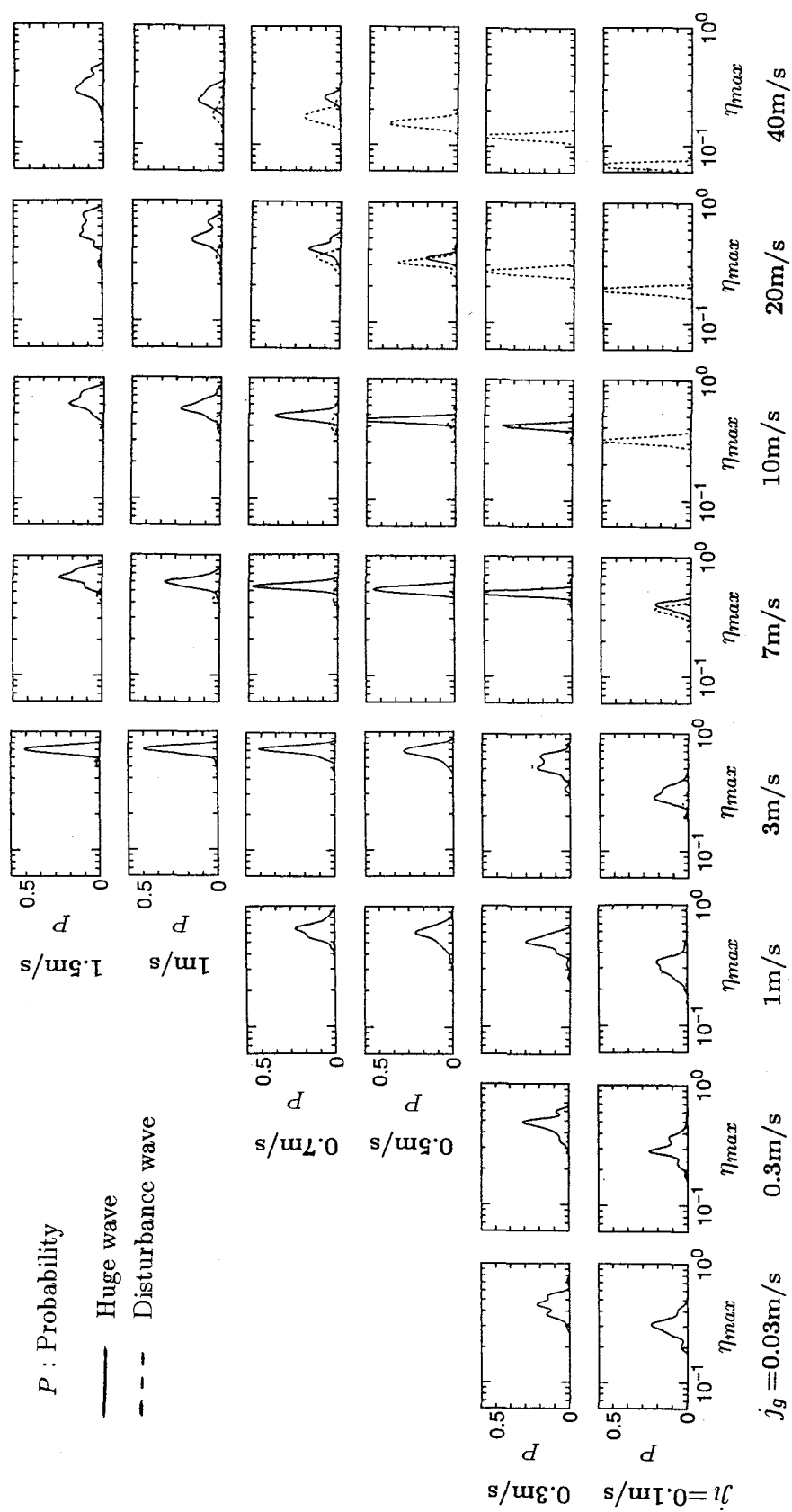


図8.4 団塊波としょう乱波における最大ホールドアップの確率分布

λ の変化に対して u_L はほとんど変化を示さないじょう乱波と、 λ の増加に対して u_L も大きく増加する団塊波とが共存していることが明らかになったが、判別結果も同様の結果を与えている。

次に η_{max} の確率分布を調査すると、 $j_g=40\text{m/s}$ で $j_l=0.7\text{m/s}$ において、団塊波及びじょう乱波に対応する2つの分布が確認されたが、図8.4においても、良好に2つの分布に分類されている。

以上の検討結果から、下降流においてもK平均法による判別結果は、上記のパラメータの視察によって波の判別が容易な条件における視察の判別結果と良好な一致が得られたことから、これらのパラメータの視察では判断の困難な条件についても、妥当な結果を与えていることが期待できる。

8.3.2 速度と波幅の関係及びこれらの確率分布にみられる特徴

議論を容易にするために、 j_l ごとに分けて論じることとする。

$j_l=0.1\sim0.4\text{m/s}$ では j_g の増加に伴って団塊波流から環状流への遷移がみられる条件である。この条件において j_g の増加と共に団塊波流から環状流に遷移する過程を、 $j_l=0.3\text{m/s}$ を例にとって説明する。

j_g が 3m/s 以下では、団塊波が主体をなす典型的な団塊波流である。この領域では λ は j_g の増加と共にわずかに増加するが、 u_L はほとんど変化がなく、 u_L と λ の相関関係も類似している。 j_g が 10m/s に増加すると、 λ と u_L の確率分布において、団塊波の分布のほかに u_L 及び λ の小さいじょう乱波の分布が新たに出現し、団塊波とほぼ同程度の大きさを有する分布を示している。 $j_g=20\text{m/s}$ では、じょう乱波が主体をなす典型的な環状流に遷移している。団塊波とじょう乱波が共存している $j_g=10\text{m/s}$ における λ と u_L の確率分布に着目すると、団塊波とじょう乱波におけるこれらの分布には重なりがみられる。特に u_L は重なっている範囲が広い。

$j_l=0.3\text{m/s}$ においてみられた団塊波流から環状流への遷移過程は j_l が $0.1\text{m/s} \sim 0.5\text{m/s}$ においてみられるものである。

$j_l=0.7\text{m/s}$ では本実験における最大の気相流速である $j_g=40\text{m/s}$ においても団塊波が多く存在し、典型的な環状流へは遷移していないが、 j_g の増加に伴って典型的な団塊波流からじょう乱波が出現してくる過程は j_l が 0.5m/s 以下と同様である。しかし、 $j_g=20\text{m/s}$ 及び 40m/s において λ と u_L の確率分布にみられる団塊波とじょう

う乱波の分布の重なりは、 j_l が0.5m/s以下と比較してかなり小さくなっており、ほぼ独立した分布とみなすことができる。このことから、 j_l が0.7m/sでは j_l が0.5m/s以下よりも団塊波とじょう乱波の相違は大きいといえる。

$j_l=1.5\text{m/s}$ ではじょう乱波はほとんど出現しておらず、団塊波が波の主体を構成している。

8.3.3 最大ホールドアップの確率分布にみられる特徴

団塊波及びじょう乱波が j_g あるいは j_l の変化に伴って出現あるいは消失していく過程は8.3.2項において議論したため、ここでは団塊波とじょう乱波が共存する条件において、これらの波の η_{max} の分布がどのように重なっているかを議論する。

$j_g=7\text{m/s}$ で $j_l=0.1\text{m/s}$ 及び $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.3\text{m/s}$ では、団塊波とじょう乱波における η_{max} の分布は広い範囲で重なっている。特に $j_g=10\text{m/s}$ で $j_l=0.3\text{m/s}$ の条件ではほとんど重なっている。これらの条件における λ 及び u_L の確率分布は、 u_L では両者の重なりが大きい、 λ は重なっている領域が小さい。従って、 j_l が0.1m/s及び0.3m/sにおいては、団塊波とじょう乱波は η_{max} において最も差が小さく、 λ において最も大きく相違しているといえる。 $j_g=30\text{m/s}$ 及び 40m/s で $j_l=0.7\text{m/s}$ の場合と、 $j_g=40\text{m/s}$ で $j_l=1\text{m/s}$ では、団塊波とじょう乱波における η_{max} の分布は上述の条件と比較して両者の分布の重なりは小さい。このことから、 j_l の増加に伴って団塊波とじょう乱波の η_{max} にみられる相違は u_L 及び λ と同様に大きくなることが分かる。

垂直上昇流における団塊波とじょう乱波の η_{max} の分布は、下降流ほど重なりが見られなかった。この事実は上昇流の方が団塊波とじょう乱波の差は大きいことを示唆している。これに関連した議論は8.7節で詳細に述べる。

8.4 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度と出現領域

8.4.1 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度

クラスタ分析を行った条件における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度 N_S 、 N_H 、 N_D を j_l ごとに図8.5に示す。なお、図中においてFで示した斜線の領域はフォーム流領域を示している。また一点鎖線は、気相の速度 $u_g = j_g/\bar{\alpha}$ と主波脈の速度の平均値 $\bar{u}_L$ が等しくなる条件を表している。まず、団塊波の出現頻度 N_H に着目する。

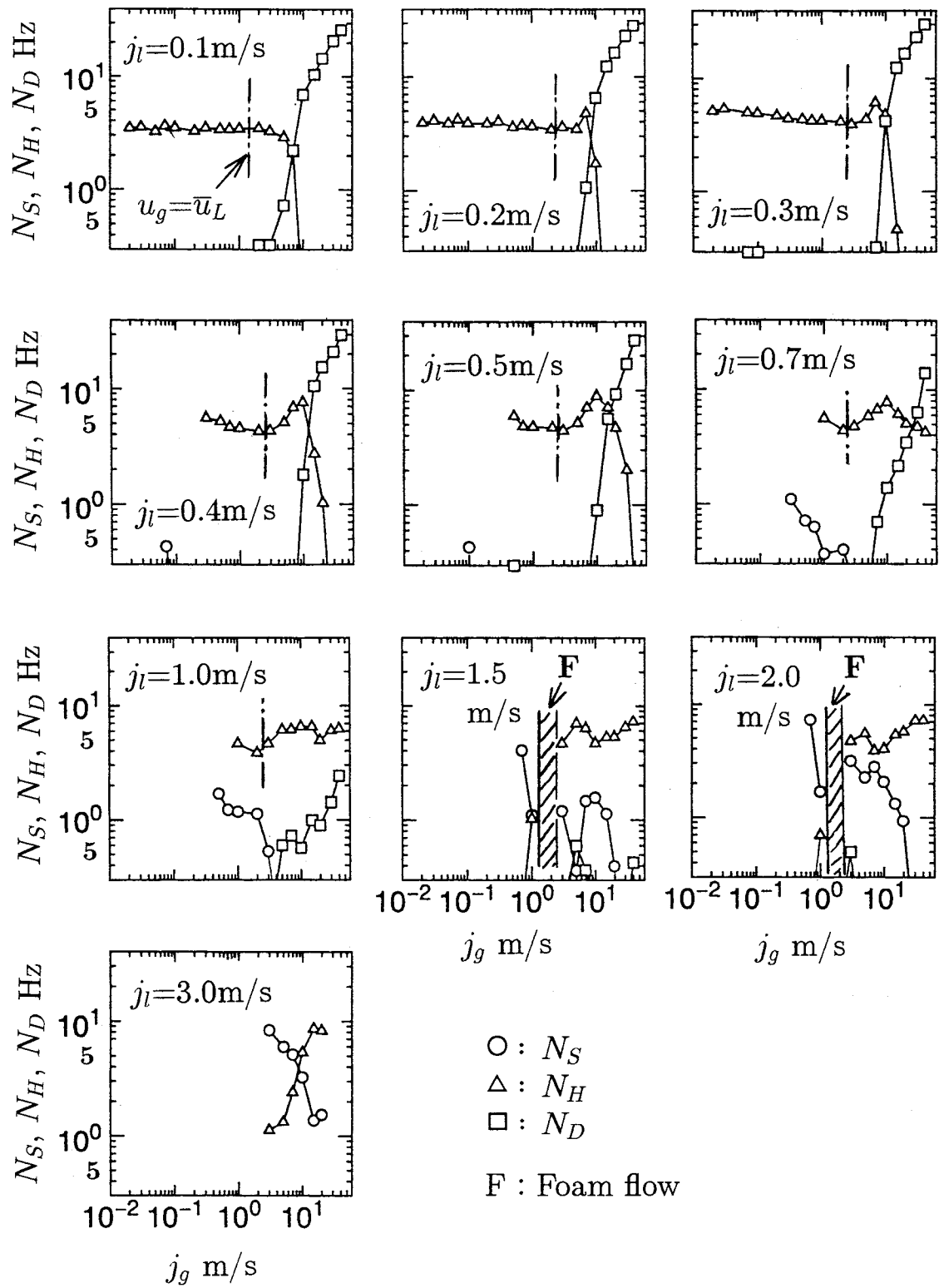


図8.5 液体スラグ, 団塊波及びじょう乱波の出現頻度

$j_l = 0.1\text{m/s}$ では j_g が $0.02 \sim 5\text{m/s}$ の範囲において N_H はほぼ一定の値を示し、 j_g が 7m/s において N_H は急激に減少する。

$j_l = 0.2 \sim 0.7\text{m/s}$ では j_g の増加に伴って N_H は減少して極小値を示した後に、増加に転じて最大値を有し、そして急激に減少する。 N_H が極小値及び最大値を有することに関して $j_l = 0.4\text{m/s}$ を例にとって考察する。 N_H が極小値を示す j_g は、気相の速度 u_g と主波脈の速度の平均値 $\bar{u}_L$ が等しくなる条件（図中の一点鎖線）と対応している。このことから、気相と液体塊の速度差が小さいほど N_H は小さいことが分る。また、 N_H が最大値を示す条件はじょう乱波の出現頻度 N_D が j_g の増加に伴って大きく増加する過程である。従って、 j_g の増加に伴って N_H は一度増加するが、団塊波が主体をなす流れからじょう乱波が主体をなす流れに変化することによって、 N_H が減少し始めるために最大値を呈するものと考えられる。

$j_l = 0.7\text{m/s}$ 以下では j_g が $7 \sim 10\text{m/s}$ 以上の領域において、 j_g の増加によって N_H は大きく減少する性質がみられたが、 j_l が 1m/s 以上の条件ではこの j_g の領域において N_H は増加するという逆の性質がみられる。

次にじょう乱波の出現頻度 N_D について議論する。 $j_l = 0.1 \sim 0.5\text{m/s}$ に着目すると、 $j_l = 0.3\text{m/s}$ 及び 0.5m/s において j_g が 1m/s 以下の領域でじょう乱波がわずかに出現していることを除けば、 N_D の大きさと j_g に対する増加の傾向は各 j_l で比較的類似している。しかし j_l が 0.7m/s 以上になると、 j_l の増加に伴って N_D は大きく減少していく。

以上の議論から、 j_l が約 0.7m/s を境として、これよりも j_l が大きい場合と小さい場合で N_H 及び N_D にみられる特徴が変化することが明らかになった。これは j_l が約 0.7m/s において流動に変化が生じていることを示唆していると考えられる。

8.4.2 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現領域と流動様式

図8.6は液体スラグが出現する条件の一部と、団塊波及びじょう乱波の出現する条件を $j_g - j_l$ 線図上に示したものである。ここで、液体塊の出現の有無の判断は、各流動条件において観測された液体塊の総数に占める各種液体塊の数の割合が5%以上の場合には、その種類の液体塊は出現すると判断した。また、各流動条件において最も出現頻度が高い液体塊を明確にするために、 $N_S = N_H$ 及び $N_H = N_D$ となる条件を実線で併記した。更に、気液界面のプロフィール図及び波の

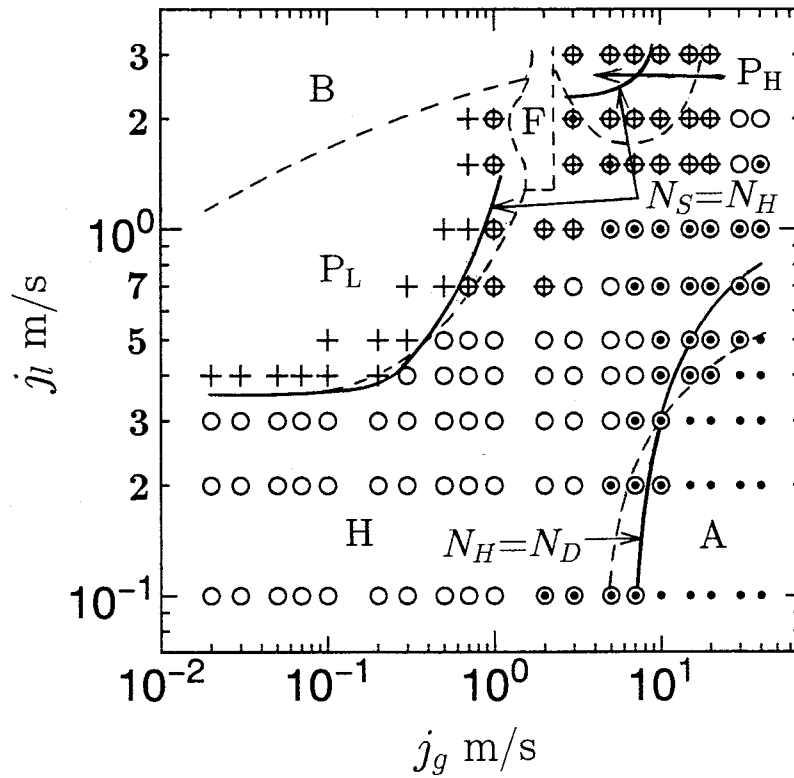


図8.6 液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現領域

(A:環状流, B:気泡流, F:フォーム流, H:団塊波流,
P:プラグ流(_H:高スリップ速度領域, _L:低スリップ速度領域),
+:液体スラグ, O:団塊波, .:じょう乱波)

————: $N_S = N_H$ 及び $N_H = N_D$ となる条件

-----: 気液界面のプロフィル図及び波の時空間様態図の

観察によって得られた各流動様式の境界

時空間様態図の視察から求めた各流動様式の境界も破線で併記した。

図8.6から、団塊波が出現する条件では、団塊波のみが存在する場合と、団塊波と液体スラグ、団塊波とじょう乱波が共存するほかに、わずかではあるがこれら3種類の液体塊が共存する場合が存在する。上昇流においては、団塊波のみが出現する条件はきわめて少なかったが、下降流では比較的広い領域に及んでいる。また、各 j_l において、団塊波とじょう乱波が共存する j_g の範囲は、 j_l が0.3m/s以下では j_l の増加と共に狭くなるが、 j_l が0.3~1m/sでは逆に j_l の増加に伴って広くなる特徴がみられる。

次に気液界面のプロフィル図及び波の時空間様態図の視察から決定した流動様式の境界（図中の破線）と $N_S=N_H$ 及び $N_H=N_D$ となる条件を比較する． $N_S=N_H$ の条件は， H と P_L の境界とほとんど差がないが， H と P_H の境界よりは j_l の大きいところに位置している． また， $N_H=N_D$ の条件は， j_g が 10m/s 以下においてはわずかに j_l の小さいところに位置しているが， j_g が 10m/s 以上では j_l の大きいところに位置している． 気液界面のプロフィル図及び波の時空間様態図の視察から決定した流動様式は， 観察者の主観が介入する可能性があるが， $N_S=N_H$ 及び $N_H=N_D$ の条件は客観的に求められたものであるため， より普遍性が高いと考えられる． 従って， 以降の議論では $N_S=N_H$ 及び $N_H=N_D$ となる条件をそれぞれプラグ流と団塊波流及び団塊波流と環状流の遷移境界と考えることにする．

8.5 団塊波の特徴

ここでは， 団塊波の最大ホールドアップ， 波幅及び速度の平均値にみられる特徴について論じるが， これらのパラメータの標準偏差については 8.7.2 項でまとめて議論する．

8.5.1 最大ホールドアップの平均値

団塊波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_H$ を図 8.7 に示す． なお， 図 8.7 及び後出の図 8.8 ～ 図 8.12 において， 各条件における流動様式を明確にするために， 流動様式ごとに記号を変えてデータを表示した．

$j_l=0.1\text{m/s}$ において， $\bar{\eta}_H$ は $j_g=0.02 \sim 3\text{m/s}$ ではほぼ一定値を有しているが， j_g が 3m/s 以上では j_g の増加と共に増加して団塊波は消失する． $j_l=0.2\text{m/s}$ 及び 0.3m/s では， $\bar{\eta}_H$ は j_g が約 0.5m/s 以下ではほぼ一定値を有し， これよりも j_g が増加すると j_g と共に増加するが， j_g が 5m/s 以上では逆に j_g の増加によって減少し， $j_g=5\text{m/s}$ で最大値を有している． $j_l=0.4\text{m/s}$ 及び 0.5m/s においては， $\bar{\eta}_H$ が一定値を有する領域はみられないが， $\bar{\eta}_H$ は j_g の増加と共に増加して最大値を有した後に減少する特徴は $j_l=0.2$ 及び 0.3m/s と同一である．

ここで特徴的なことは， j_l が 0.2 ～ 0.5m/s において， j_g の増加によって $\bar{\eta}_H$ が減少する領域における $\bar{\eta}_H$ の値は， j_l による差がほとんどみられずほぼ同一の曲線上にあることである． このような特徴を示す理由については明確ではない．

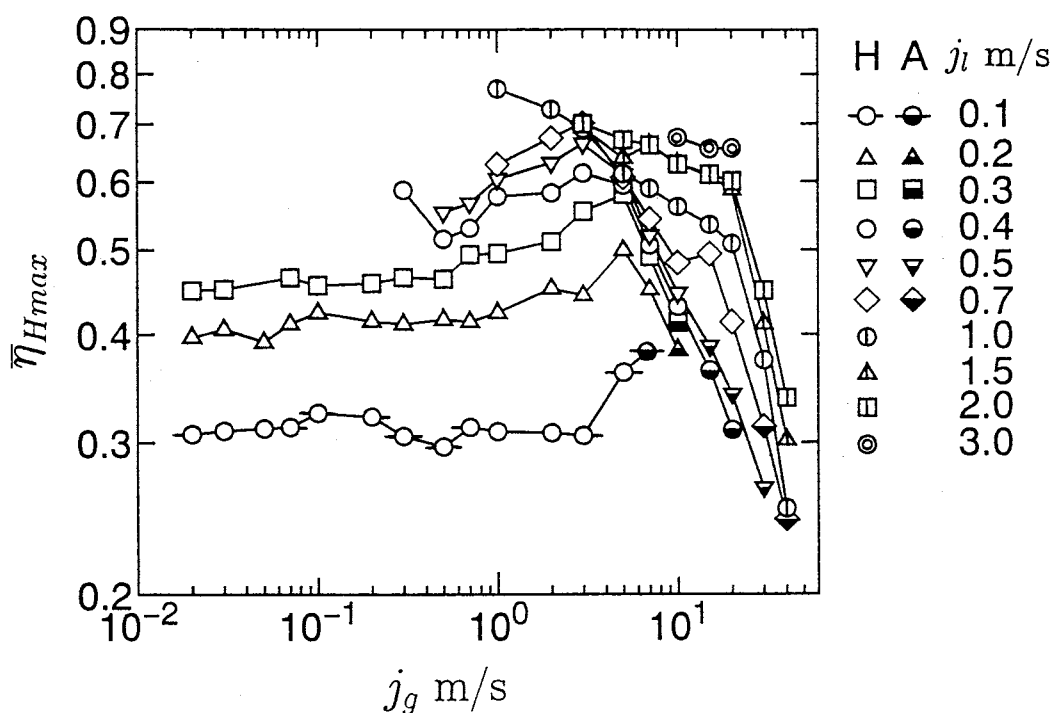


図8.7 団塊波の最大ホールドアップの平均値

$j_l=0.7\text{m/s}$ では、 $\bar{\eta}_H$ は $j_g=3\sim 10\text{m/s}$ において $j_l=0.2\sim 0.5\text{m/s}$ における $\bar{\eta}_H$ とほぼ同一の値を有しているが、 j_g が 15m/s 以上では $j_l=0.2\sim 0.5\text{m/s}$ におけるデータから離れ、これらよりも大きい値を有している。 j_l が 1m/s 以上では、 j_g の増加に伴って $\bar{\eta}_H$ も増加する領域は消失すると共に、 $j_l=0.2\sim 0.5\text{m/s}$ における $\bar{\eta}_H$ とほぼ同一の $\bar{\eta}_H$ を有する条件はほとんどみられなくなる。

また $j_l=0.7\sim 2\text{m/s}$ では、 j_g が約 20m/s において j_g と $\bar{\eta}_H$ の関係に変化がみられる。すなわち、 $j_l=0.7\text{m/s}$ では $\bar{\eta}_H$ は増加から減少に転じ、 $j_l=1\sim 2\text{m/s}$ では $\bar{\eta}_H$ は j_g の増加によって大きく減少するようになる。 j_g が約 20m/s においてこのような変化が生じる機構は明確ではないが、 j_l が 1.5m/s 及び 2m/s において $\bar{\eta}_H$ が j_g の増加に伴って大きく減少し始める条件は、図8.6から液体スラグが消失する条件とほぼ一致する。

8.5.2 波幅の平均値

団塊波の波幅の平均値 $\bar{\lambda}_H$ を図8.8に示す。 $j_l=0.1\text{m/s}$ において、 $\bar{\lambda}_H$ は $j_g=0.02\sim 3\text{m/s}$ の範囲ではほぼ一定値を示し、 j_g が 3m/s 以上では j_g の増加と共に減少する。

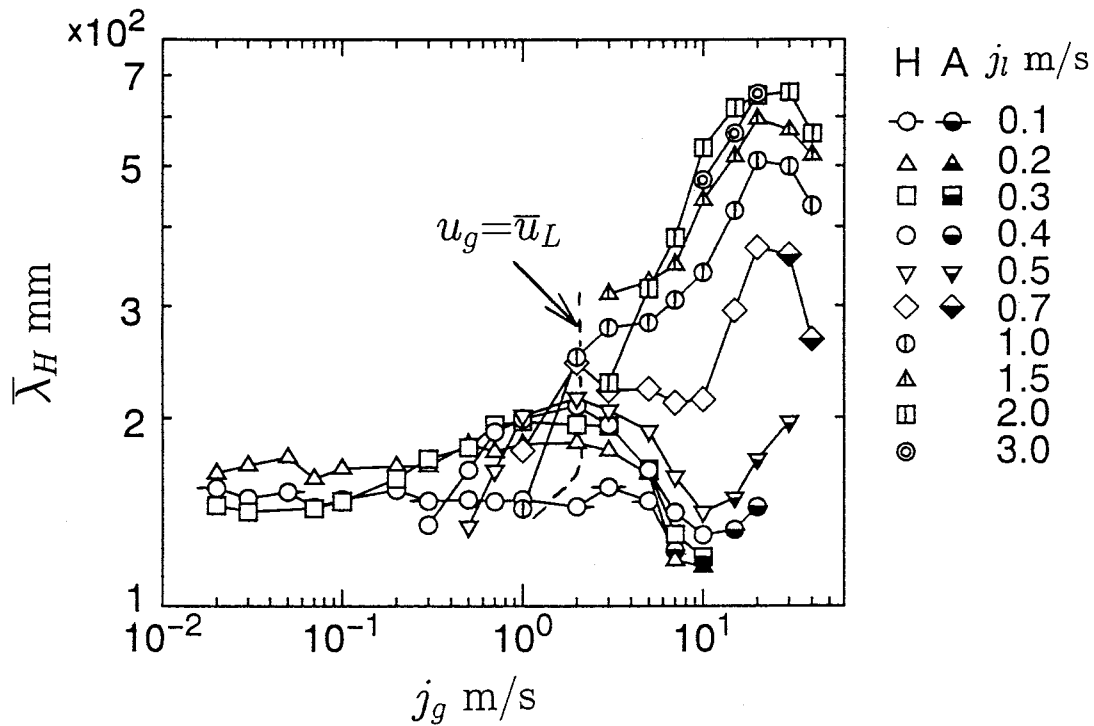


図8.8 団塊波の波幅の平均値

しかし、 $j_l=0.2 \sim 0.7 \text{ m/s}$ では、 j_g が約 2 m/s において $\bar{\lambda}_H$ は最大値（ただし $j_l=0.7 \text{ m/s}$ は極大値）を示すようになる。 $\bar{\lambda}_H$ が極大値あるいは最大値を示す条件（ $j_g=2 \text{ m/s}$ ）は、図中に破線で示した気相の断面平均速度 u_g と出現する液体塊の平均速度 $\bar{u}_L$ が等しくなる条件と一致する。 $u_g=\bar{u}_L$ の条件における特徴的な変化は図8.5に示した団塊波の出現頻度においても同様にみられた。

また、図8.8にみられるもう一つの特徴として、 j_l が 0.5 m/s から 1 m/s に増加すると、 j_g が 2 m/s 以上において $\bar{\lambda}_H$ は大幅に増加することである。このように、 j_l が約 0.7 m/s を境として流動パラメータにみられる大きな変化は、波幅の他に液体塊の通過頻度及び最大ホールドアップにおいてもみられたことから、 j_l が 0.7 m/s を境として流動が明らかに変化していると考えられる。上昇流においても、 j_l が $0.5 \sim 0.7 \text{ m/s}$ において流動パラメータの特性に同様の変化がみられた。

$j_l=0.7 \sim 2 \text{ m/s}$ において、 $\bar{\lambda}_H$ は j_g の増加と共に増加して $j_g=20 \sim 30 \text{ m/s}$ において最大値を有した後、減少に転じる。 j_l が 1.5 m/s 及び 2 m/s において $\bar{\lambda}_H$ が最大値を有する条件は、液体スラグが消失する境界とほぼ等しい。液体スラグの共存の有無が $\bar{\lambda}_H$ 及び $\bar{\eta}_H$ と j_g の関係にみられる変化と対応することを述べたが、同様の傾

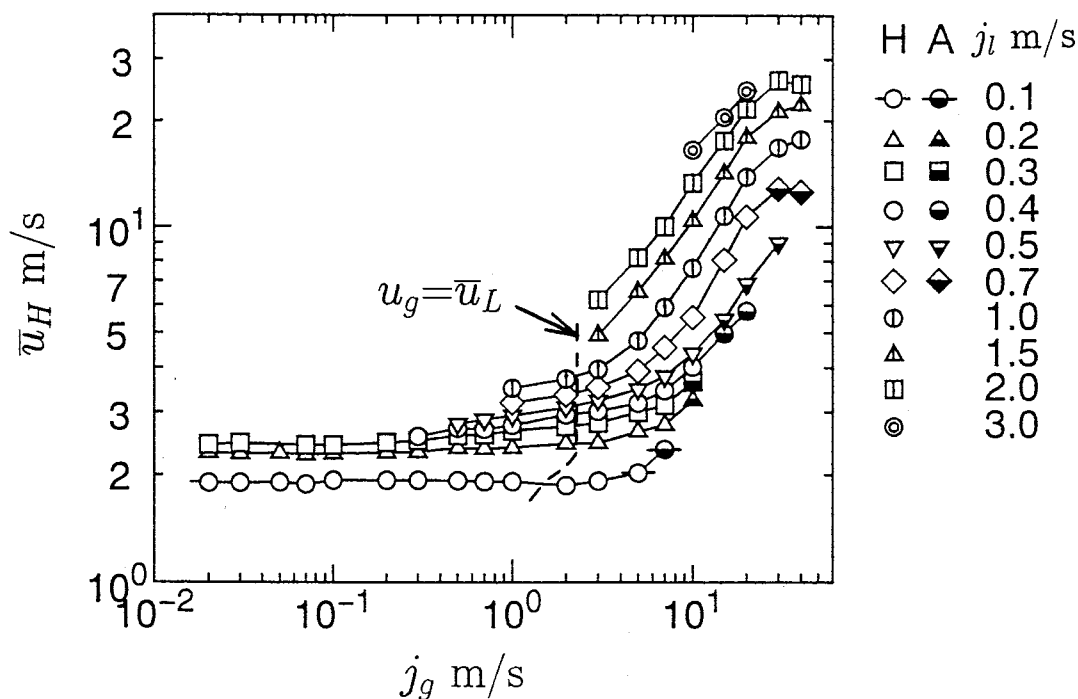


図8.9 団塊波の速度の平均値

向は上昇流においてもみられるものである。

8.5.3 速度の平均値

団塊波の速度の平均値 $\bar{u}_H$ を図8.9に示す。 j_g が約2m/s以下の領域では、 j_g が変化しても $\bar{u}_H$ はほぼ一定値を保っている。しかし、 j_g が約2m/s以上では j_g の増加に伴い $\bar{u}_H$ は大きく増加する特徴を有している。 $\bar{u}_H$ が増加し始める j_g は、液体塊の速度の平均値 $\bar{u}_L$ が気相の速度 u_g と等しくなる条件（図中の破線）にほぼ一致することから、これよりも j_g が増加すると $u_g > \bar{u}_L$ となって、気相から団塊波に力が働くために $\bar{u}_H$ が増加し始めると考えられる。また、 j_l の影響については、 j_l の増加に伴って $\bar{u}_H$ も増加する。

8.6 じょう乱波の特徴

8.6.1 最大ホールドアップの平均値

じょう乱波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_D$ を図8.10に示す。団塊波流の一部の条件（ j_l が0.1及び0.2m/sで j_g が7m/s以下の条件）では、 j_g の増加に伴って $\bar{\eta}_D$ も増

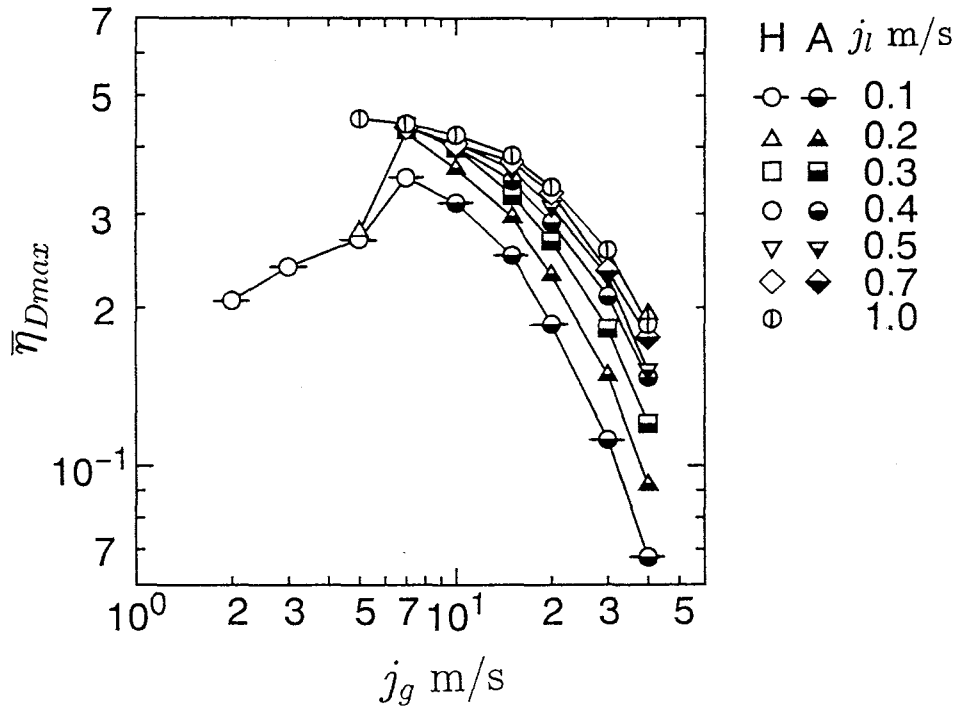


図8.10 じょう乱波の最大ホールドアップの平均値

加する領域がみられるが，その他の団塊波流と環状流領域においては， $\bar{\eta}_D$ は j_g の増加に伴って単調に減少している．環状流領域に着目して j_l の影響を考察すると， j_l が0.1m/sから0.2m/sに増加することによって， $\bar{\eta}_D$ はいずれの j_g においても約1.3倍に増加しているが， j_l が0.2m/sから1m/sにおいては， j_g が小さい場合には， j_l の違いによる $\bar{\eta}_D$ の相違は小さく， j_g の増加によって j_l の影響は大きくなる特徴がある．

8.6.2 波幅の平均値

じょう乱波の波幅の平均値 $\bar{\lambda}_D$ を図8.11に示す． $j_l=0.1\sim 1\text{m/s}$ の場合， $\bar{\lambda}_D$ は j_g の増加に伴って増加し，極大値を示した後に減少に転じるが，環状流領域に限定すれば， $\bar{\lambda}_D$ は j_g の増加によって単調に減少する．また， $j_l=0.1\sim 0.7\text{m/s}$ において， $\bar{\lambda}_D$ が最大値を有する条件は団塊波流と環状流の遷移境界と比較的近い．団塊波流領域と環状流領域では， $\bar{\lambda}_D$ と j_g の関係が異なるということは，これらの流動領域における液相の流動機構が異なっていることを示唆していると考えられる．じょう乱波が出現する全ての条件において共通する j_l の影響を議論することは容易で

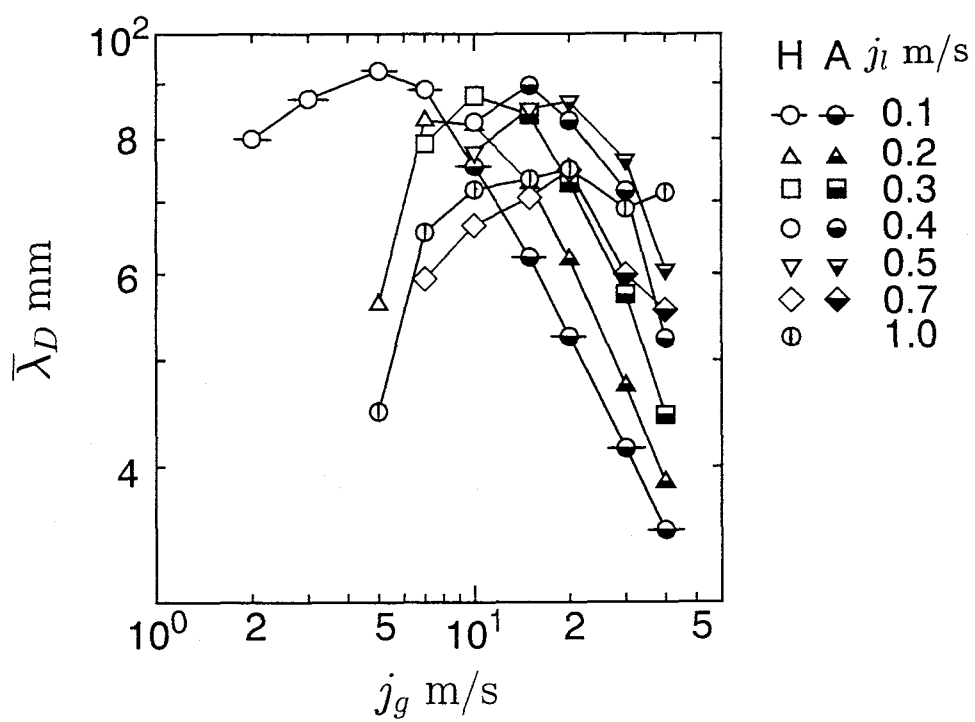


図8.11 じょう乱波の波幅の平均値

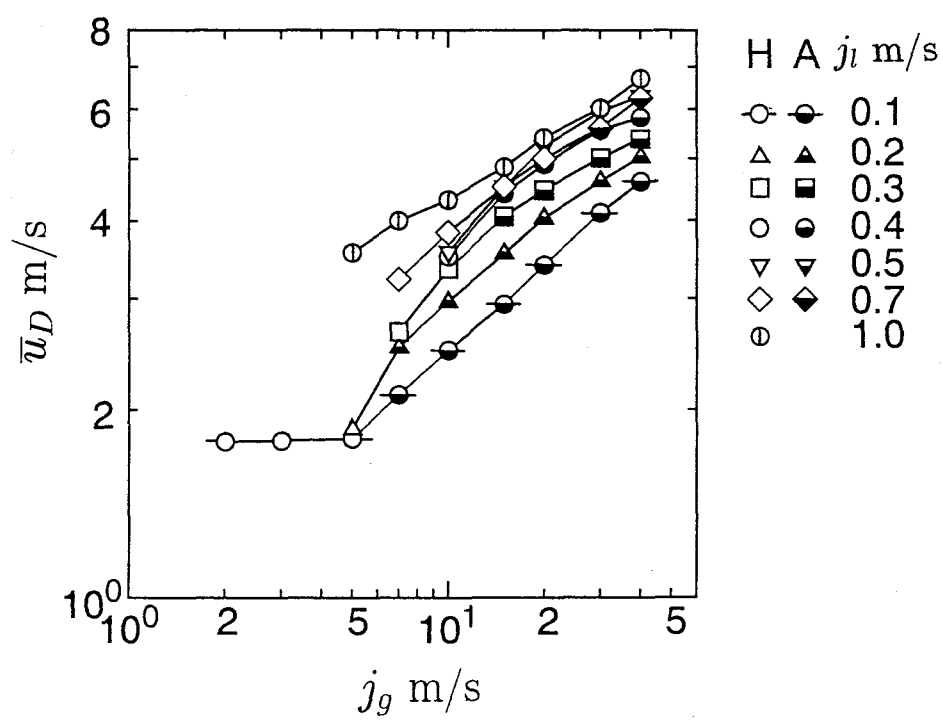


図8.12 じょう乱波の速度の平均値

はないが、環状流領域に限定すると、 $j_l=0.1 \sim 0.5\text{m/s}$ においては $\bar{\lambda}_D$ は j_l の増加と共に増加しているが、 j_l が 0.5m/s から 0.7m/s に増加すると、 $\bar{\lambda}_D$ は減少する特性を示している。

8.6.3 速度の平均値

じょう乱波の速度の平均値 $\bar{u}_D$ を図8.12に示す。 $j_l=0.1\text{m/s}$ において、団塊波流領域では j_g が変化しても $\bar{u}_D$ はほぼ一定値を有しているが、それ以外の領域では $\bar{u}_D$ は j_g 及び j_l の増加に伴い増加する。しかし、 j_l の影響は j_g と比較して小さい。

8.7 最大ホールドアップ、波幅及び速度における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較

ここでは、最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値と標準偏差から液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較を行い、これらの液体塊の相違を議論する。

8.7.1 最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値

図8.13に液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値を j_l ごとに分けて示す。なお、図中の(A),(B),(F),(H)及び(P)はそれぞれ環状流、気泡流、フォーム流、団塊波流及びプラグ流を意味しており、実線は各流動様式の遷移境界である。

先ず最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_{max}$ に着目すると、団塊波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_H$ は、じょう乱波の最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_D$ の1.1～1.4倍であり、 j_l が大きいほど両者の相違も大きい。また、 $\bar{\eta}_H$ は液体スラグの最大ホールドアップの平均値 $\bar{\eta}_S$ の約0.7～0.9倍程度である。 $\bar{\eta}_{max}$ にみられる団塊波とじょう乱波の相違は、以下に述べる波幅及び速度と比較して最も小さい。

次に波幅の平均値 $\bar{\lambda}$ に着目すると、団塊波の波幅の平均値 $\bar{\lambda}_H$ とじょう乱波の波幅の平均値 $\bar{\lambda}_D$ の比は、 j_l が 0.5m/s 以下では小さく1.2～1.5倍程度であるが、 j_l が 0.7m/s 以上では両者の違いは非常に大きく3～7倍程度の大きさを有している。団塊波とじょう乱波の相違は、他のパラメータと比較して波幅の大きさに最も顕著に現われる。また、 $\bar{\lambda}_H$ は液体スラグの波幅の平均値 $\bar{\lambda}_S$ と比較して小さく、 $\bar{\lambda}_S$ の約0.3～0.8倍程度の大きさである。

速度の平均値 $\bar{u}$ において、 $j_l = 0.1 \sim 0.5 \text{ m/s}$ では団塊波の速度の平均値 $\bar{u}_H$ はじょう乱波の速度の平均値 $\bar{u}_D$ よりもわずかに大きい、 $j_l = 0.7 \sim 1 \text{ m/s}$ においては、 j_g が増加するほど両者の差は大きく、 $\bar{u}_H$ は $\bar{u}_D$ の最大3倍である。一方、液体スラグと団塊波における速度の相違はきわめて小さい。

8.7.2 最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差

図8.13に液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差を j_l ごとに分けて示す。なお、図中の実線は各流動様式の遷移境界を示しており、(A)、(B)、(F)、(H)及び(P)はそれぞれ環状流、気泡流、フォーム流、団塊波流及びプラグ流を意味している。

まず、最大ホールドアップの標準偏差に着目する。なお、最大ホールドアップの標準偏差は、団塊波及びじょう乱波と液体スラグでは物理的に意味が異なるため、ここでは上昇流の場合と同様に液体スラグの最大ホールドアップの標準偏差は除外した。

団塊波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ は、 j_g に対する変化パターンから j_l が $0.1 \sim 0.4 \text{ m/s}$ 、 $0.5 \sim 1 \text{ m/s}$ 及び 1.5 m/s 以上の3パターンに分かれる。 $j_l = 0.1 \sim 0.4 \text{ m/s}$ においては、 j_g の増加に伴ってほぼ一定の領域を経た後に減少し環状流に遷移する。 $j_l = 0.5 \sim 1 \text{ m/s}$ においては、 $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ は、 j_g の増加に伴って減少して最小値を有した後に増加する特性を示しており、 j_l が 0.4 m/s 以下と異なっている。 $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ が最小値を有する機構は明確ではないが、じょう乱波が発生し始める条件とほぼ一致している。 j_l が 1.5 m/s 以上では、 $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ は j_g の増加と共にほぼ単調に増加しており、極小値は存在しない。

団塊波とじょう乱波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ 、 $\sigma_{\eta D \max} / \bar{\eta}_{D \max}$ は、これらの波が共存する条件においてはほぼ同程度の値を有しているが、団塊波流における $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ と環状流における $\sigma_{\eta D \max} / \bar{\eta}_{D \max}$ と比較すると、 $j_l = 0.1 \text{ m/s}$ では $\sigma_{\eta H \max} / \bar{\eta}_{H \max}$ は $\sigma_{\eta D \max} / \bar{\eta}_{D \max}$ の約6倍もの値を有しているが、この比は j_l の増加と共に小さくなる。

次に、波幅の標準偏差 $\sigma_\lambda / \bar{\lambda}$ にみられる特徴を議論する。団塊波の波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda H} / \bar{\lambda}_H$ においても、 j_g の変化に伴う $\sigma_{\lambda H} / \bar{\lambda}_H$ の変化パターンは3つに分かれる。これらの変化パターンの中で、 j_l が $0.1 \sim 0.4 \text{ m/s}$ 及び $0.5 \sim 1 \text{ m/s}$ では最大ホールド

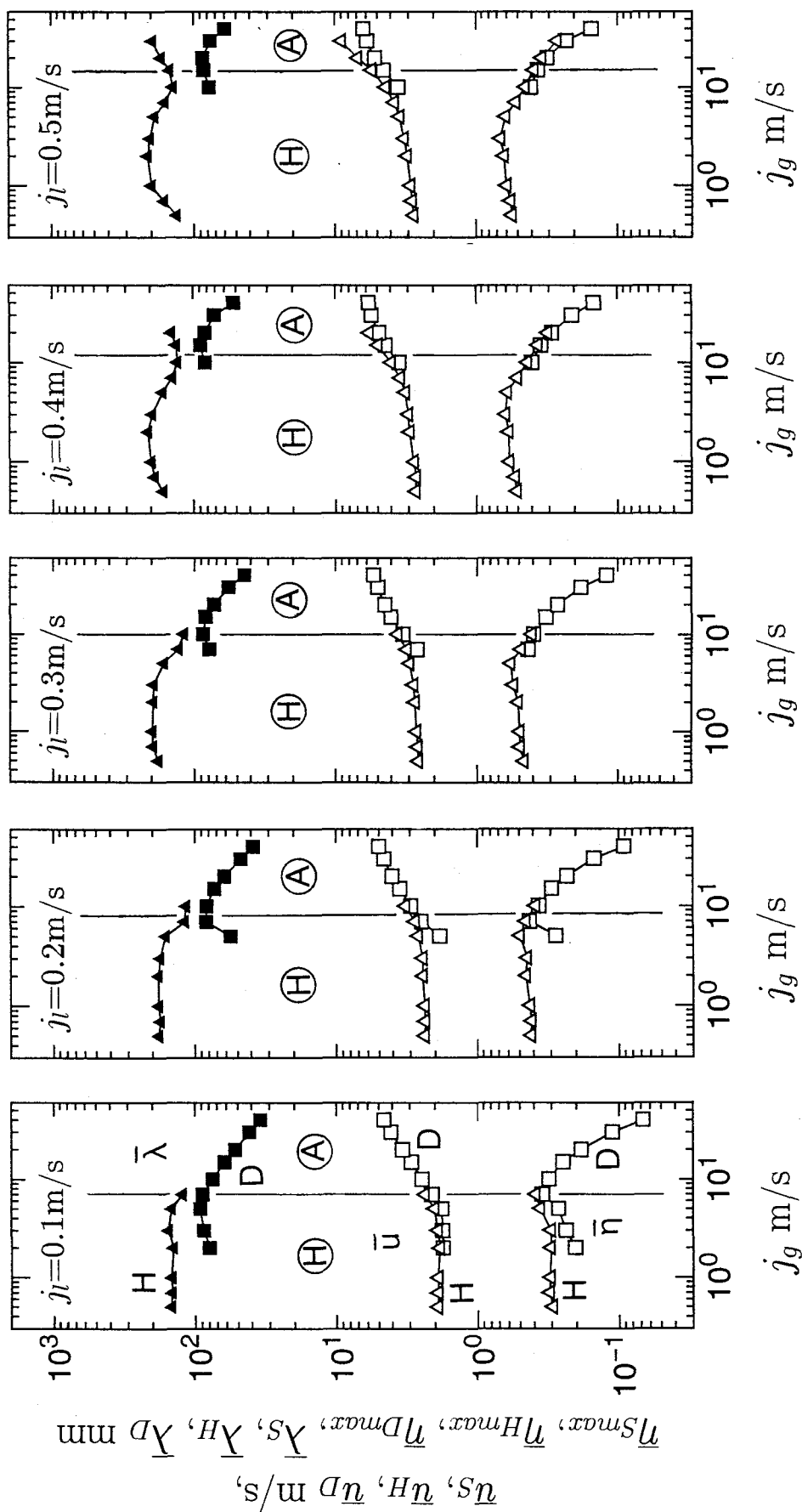


図8.13 最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較

(D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラグ, A: 環状流, B: 気泡流, F: フォーム流, H: 団塊波流, P: プラグ流)

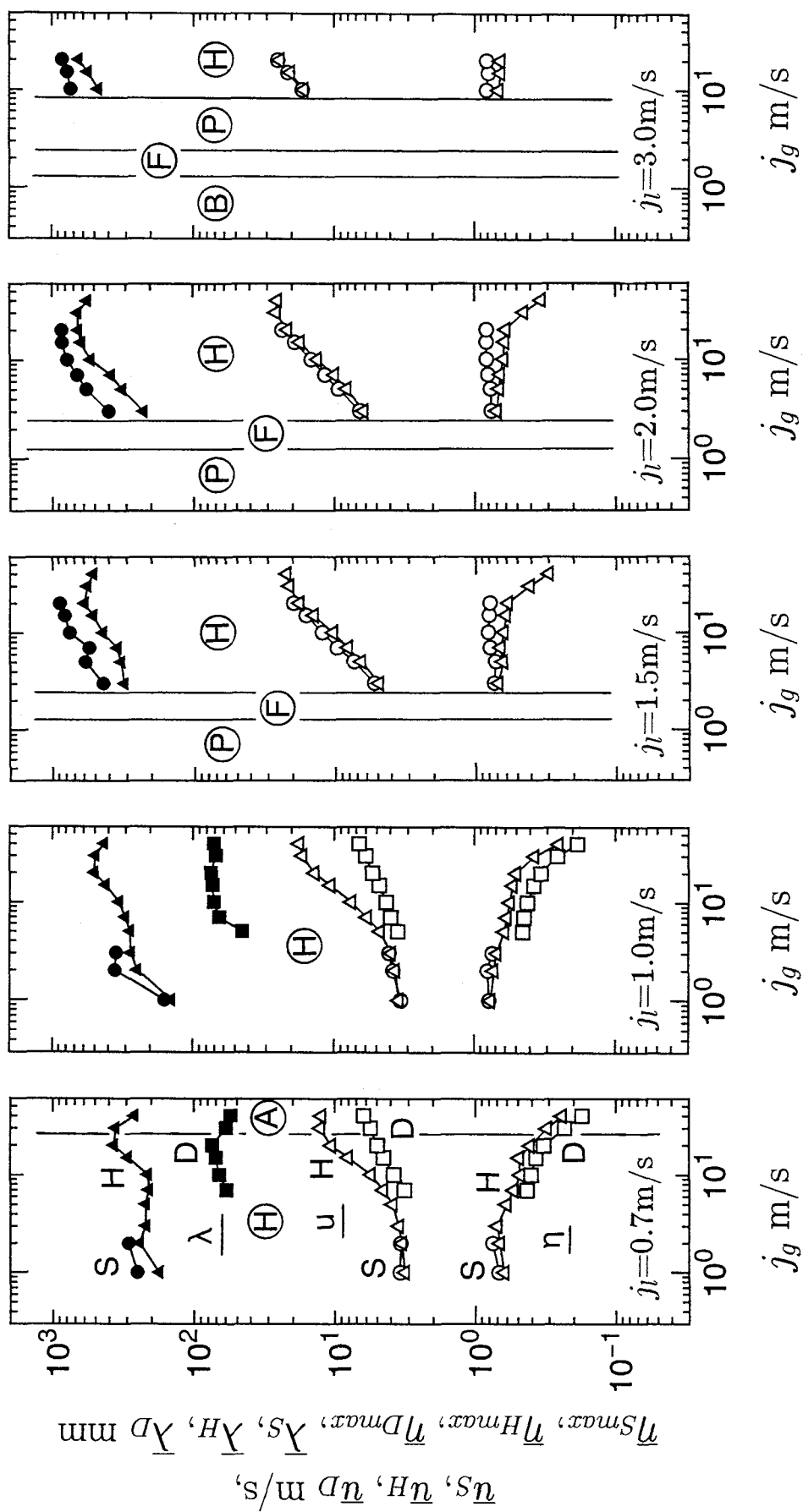


図8.13 最大ホルドアップ、波幅及び速度の平均値における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較 (続き)
(D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラグ, A: 環状流, B: 気泡流, F: フォーム流, H: 団塊波流, P: プラグ流)

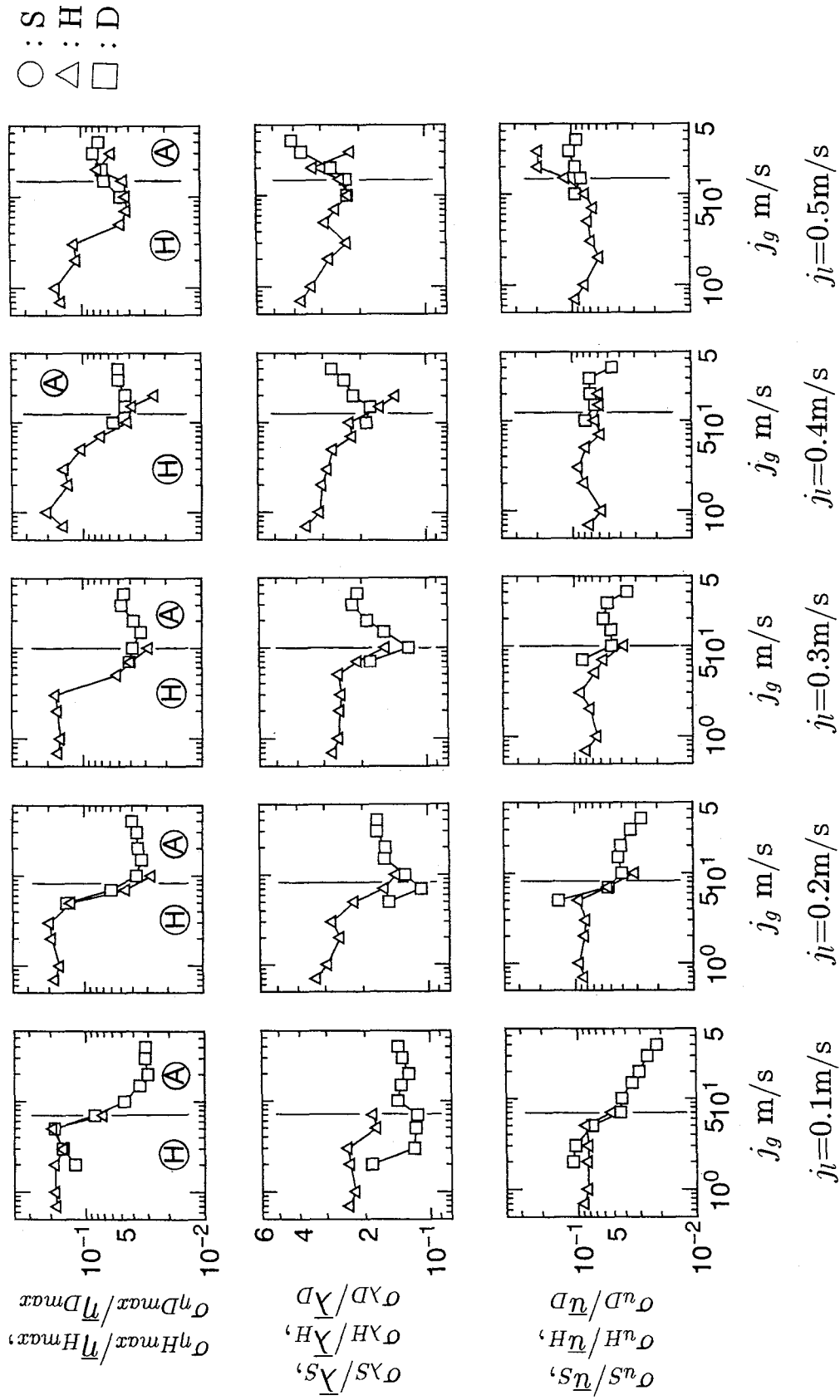


図8.14 最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較
 (D : じょう乱波, H : 団塊波, S : 液体スラグ, A : 環状流, B : 気泡流, F : フォーム流, H : 団塊波流, P : プラグ流)

○: S
△: H
□: D

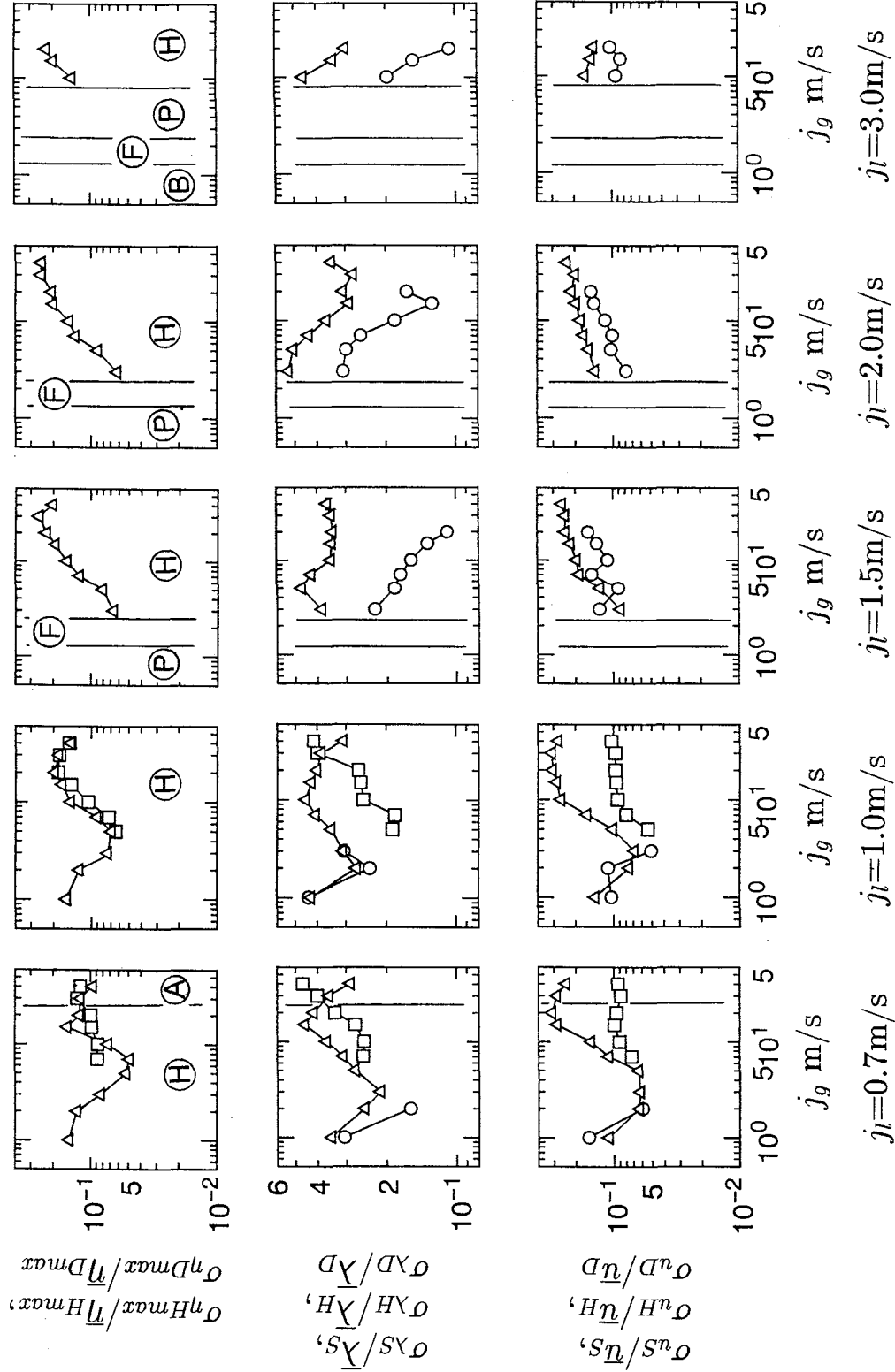


図8.14 最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差における液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較（続き）
 (D: じょう乱波, H: 団塊波, S: 液体スラグ, (A): 環状流, (B): 気泡流, (F): フォーム流, (H): 団塊波流, (P): プラグ流)

アップの標準偏差 $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ にみられる傾向と類似しているが、 j_l が1.5m/s以上では j_g の増加に対する傾向は逆である。このことから、 j_l が1m/s以下では、団塊波の最大ホールドアップと波幅は密接に関連していると考えられるが、 j_l が0.5～1m/sにおいてこれらのパラメータが最小になる j_g は両者で異なる。例えば、 $j_l=0.7$ m/sにおいて $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ は $j_g=7$ m/sで最小値を有するが、 $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ では3m/sで最小になる。このことは、 j_g の増加によって生じる流動の変化は先ず波幅に現れることを示唆している。

じょう乱波の波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda D}/\bar{\lambda}_D$ は、 $j_l=0.1$ m/sでは j_g にあまり影響を受けていないが、 j_l が0.2m/s以上ではじょう乱波が出現し始める条件を除くとほぼ j_g と共に増加している。また、 j_l の影響については、 j_l が0.7m/s以下では j_l の増加によって大きくなるが、 j_l が0.7m/sから1m/sに増加すると $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_D$ も減少している。

$\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ と $\sigma_{\lambda D}/\bar{\lambda}_D$ を比較すると、団塊波流領域では $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ の方が大きい、環状流領域では逆に $\sigma_{\lambda D}/\bar{\lambda}_D$ の方が大きくなる。

$\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ と液体スラグの標準偏差 $\sigma_{\lambda S}/\bar{\lambda}_S$ を比較すると、 j_l が1m/s以下では両者の差は小さいが、 j_l が1.5m/s以上では両者の差が顕著になり、 $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ の方が大きい値を有している。

波幅の標準偏差は他のパラメータと比較して最も大きい値を有しており、上昇流と同様の特徴を示している。

速度の標準偏差 $\sigma_u/\bar{u}$ には、以下の特徴がある。団塊波における速度の標準偏差 $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は、 $j_l=0.1 \sim 0.3$ m/sにおいては、典型的な団塊波流領域においてほぼ一定の値を有し約0.08程度であるが、環状流への遷移境界付近から j_g の増加に伴って $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は減少する。一方、 $j_l=0.5 \sim 1$ m/sにおいては $j_g=2 \sim 3$ m/sで最小値を有している。この j_g は気相の速度 u_g と液体塊の平均速度 $\bar{u}_L$ が等しくなる条件と一致することから、 $j_l=0.5 \sim 1$ m/sにおいて、気相から団塊波にせん断力が働かない状態では各団塊波の速度の相違が最も小さくなることが分かる。

$\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ とじょう乱波における速度の標準偏差 $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ を比較すると、これらが共存する条件においては、 j_l が0.4m/s以下ではほぼ同一であるが、 j_l が0.5～1m/sでは j_g の増加に伴って団塊波の方が大きくなり、 $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は最大で $\sigma_{uD}/\bar{u}_D$ の約3倍にも及ぶ。団塊波と液体スラグを比較すると、 $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は液体スラグにおける速度の標準偏差 $\sigma_{uS}/\bar{u}_S$ の1.5～2倍程度である。

8.8 上昇流と下降流の比較

本節では、団塊波流及び環状流領域において、波脈分析から求められた流動様式と団塊波及びじょう乱波の出現頻度、最大ホールドアップ、波幅及び速度の分析結果を上昇流と下降流で比較することによって、流動方向がこれらに及ぼす影響を明らかにする。

8.8.1 流動様式

図8.15に上昇流と下降流の流動様式線図を示す。なお、図中の実線と破線はそれぞれ上昇流及び下降流における流動様式の境界を示している。また、各境界線を境として隣り合う流動様式を、境界線の端の丸印中に示す。団塊波流と環状流の境界は、 j_g が7m/s付近では上昇流と下降流でほぼ同一であるが、 j_g が大きくなるとこの境界は下降流の方が j_L のやや大きいところに位置している。プラグ流と団塊波流の境界は上昇流と下降流では大きく異なり、下降流ではかなり小さい j_g まで団塊波流領域が広がっている。

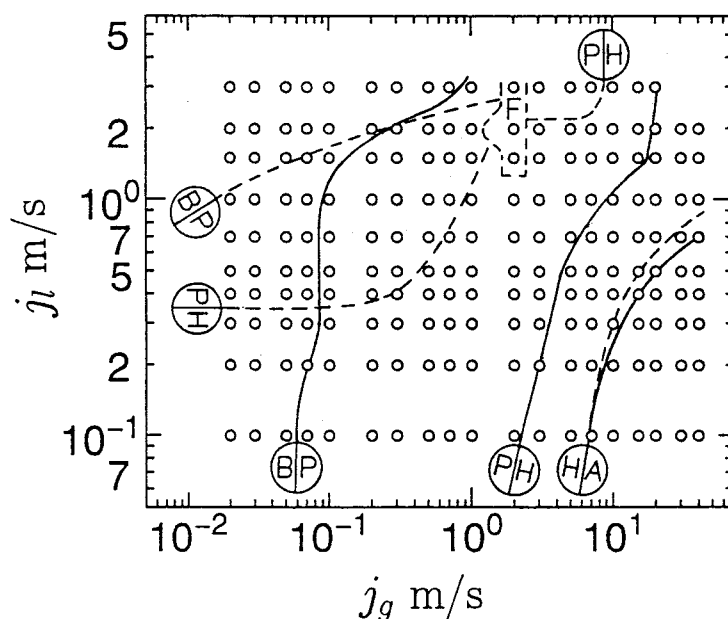


図8.15 流動様式線図における上昇流と下降流の比較

(A: 環状流, B: 気泡流, F: フォーム流, H: 団塊波流, P: プラグ流, 流動様式の境界; ———— 上昇流, - - - - 下降流, ○: 実験条件)

8.8.2 出現頻度

図8.16は上昇流と下降流における団塊波とじょう乱波の出現頻度 N_H, N_D を j_l ごとに示したもので、図中の破線と実線はそれぞれ上昇流と下降流における団塊波流と環状流の遷移境界の条件を示している。なお、上昇流の団塊波流領域は j_g が3m/s以上に存在していることから、以下の比較においては j_g が3m/s以上の条件において行う。

まず団塊波の出現頻度 N_H に着目する。 j_l が0.1～0.5m/sにおける団塊波流領域では、下降流の方が N_H は大きく、上昇流の N_H の2～3倍程度の値を有している。しかし j_l が1m/s及び2m/sにおいて、 j_g が20m/s以上では上昇流と下降流における N_H の差は小さい。じょう乱波の出現頻度 N_D は、 j_l が0.1と0.3m/sにおいては上昇流と下降流の差は小さいが、 j_l が0.5m/sでは下降流における N_D の方が大きくなり、 j_l が1m/sでは下降流でのみじょう乱波が出現している。

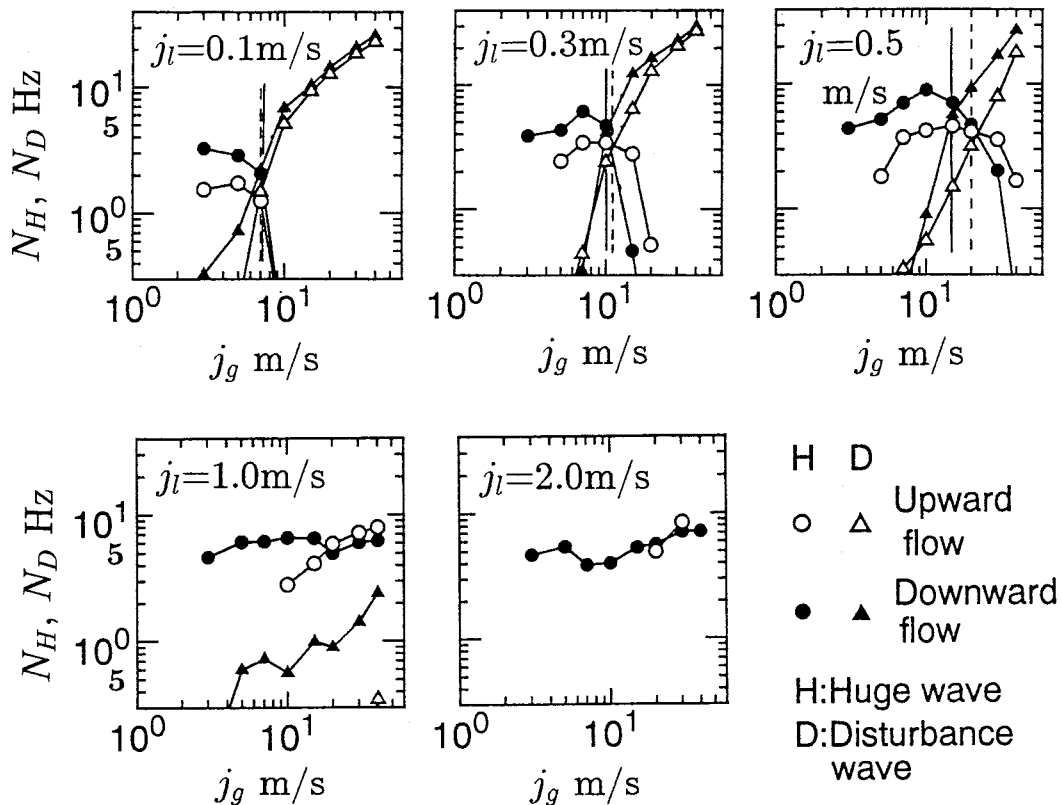


図8.16 団塊波とじょう乱波の出現頻度における上昇流と下降流の比較
(団塊波流と環状流の境界；----- 上昇流，————— 下降流，
H：団塊波，D：じょう乱波)

8.8.3 最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値

図8.17に上昇流と下降流における団塊波とじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値を示す。

団塊波及びじょう乱波の最大ホールドアップ $\bar{\eta}_{Hmax}$, $\bar{\eta}_{Dmax}$ は、共に上昇流の方が大きい値を有している。特に $j_l=0.1\text{m/s}$ で $j_g=3\text{m/s}$ において、下降流の $\bar{\eta}_{Hmax}$ は上昇流の $\bar{\eta}_{Hmax}$ の3倍程度の値を有しているが、その他の条件では1.2～1.5倍程度である。

団塊波の波幅 $\bar{\lambda}_H$ は、 $j_l=0.1\text{m/s}$ では上昇流と下降流の差は小さいが、 $j_l=0.3\text{m/s}$ 及び 0.5m/s においては上昇流の $\bar{\lambda}_H$ の方が大きく、下降流の $\bar{\lambda}_H$ の1.2～1.5倍程度である。しかし、 $j_l=1\text{m/s}$ 及び 2m/s では再び両者の差は小さくなる。一方、じょう乱波に関しては、わずかではあるが下降流の方が大きい $\bar{\lambda}_D$ を有しており、団塊波とじょう乱波における $\bar{\lambda}$ の違いは上昇流の方が大きいことが分かる。

出現頻度、最大ホールドアップ及び波幅にみられた特徴から、上昇流では大きい規模の団塊波が少ない頻度で出現するが、下降流では規模の小さい団塊波が多数出現することによって液体を輸送しているといえる。

速度は波幅と類似の傾向を有している。すなわち、団塊波の速度 $\bar{u}_H$ は上昇流の方が大きい、じょう乱波の速度 $\bar{u}_D$ は下降流の方が大きく、上昇流の方が団塊波とじょう乱波の速度の差が大きい。このような速度の特徴から、上昇流の団塊波は下降流のそれよりも規模が大きいために、気相から大きい力を受けて速度が大きくなると考えられる。また、じょう乱波は団塊波と比較して規模が小さいために気相から受ける力が小さく、重力の効果がより強く速度に影響していると考えられる。

8.8.4 最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差

最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差を図8.18に示す。

団塊波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ は、 $j_l=0.1\text{m/s}$ においては下降流の方が大きい、 $j_l=0.3\text{m/s}$ 及び 0.5m/s では、団塊波が出現し始める条件を除くと上昇流の方が大きい。特に、 $j_l=0.5\text{m/s}$ において、上昇流と下降流の差は大きい。しかし、 j_l が増加して 0.7m/s になると、上昇流と下降流にお

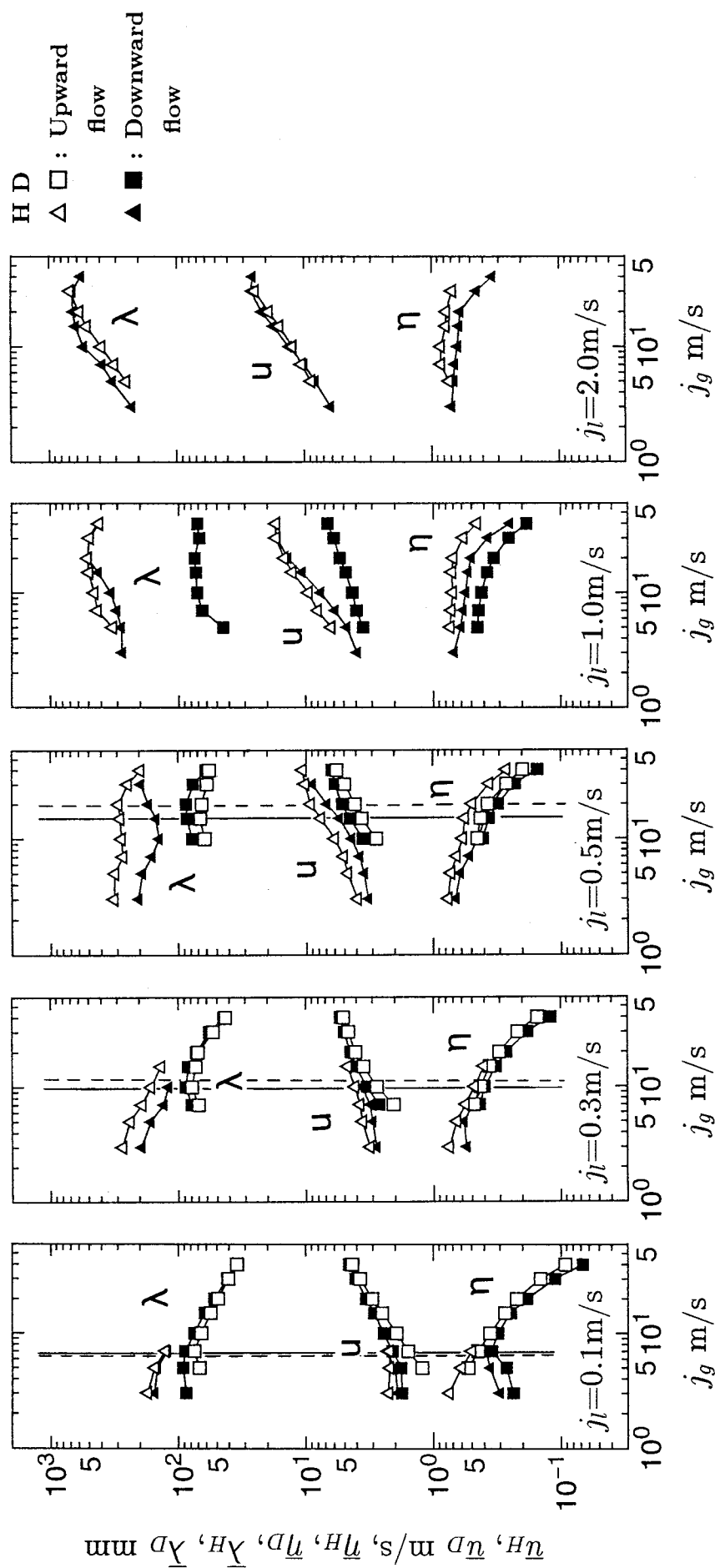


図8.17 団塊波とじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値
 における上昇流と下降流の比較
 (団塊波流と環状流の境界； - - - - 上昇流， ——— 下降流，
 H：団塊波，D：じょう乱波)

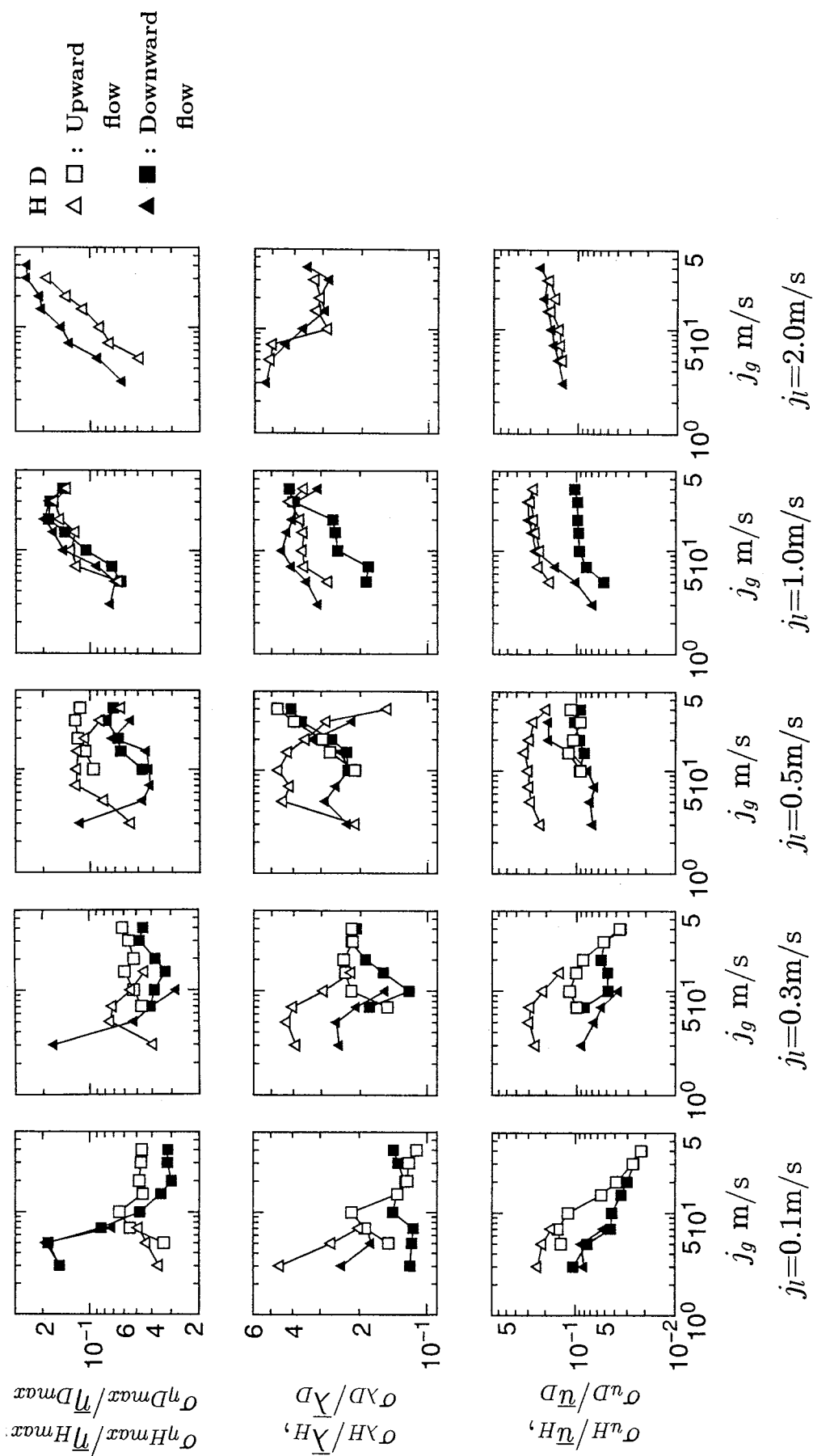


図8.18 団塊波とじょう乱波の最大ホールドアップ、波幅及び速度の標準偏差における上昇流と下降流の比較 (H: 団塊波, D: じょう乱波)

ける $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ の差はほとんどなくなり、 $j_l=2\text{m/s}$ では下降流の方が $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ は大きくなっている。これは、 j_l が 0.5m/s 以上において下降流における $\sigma_{\eta Hmax}/\bar{\eta}_{Hmax}$ は上昇流のそれよりも j_l の増加に伴って大きく増加するためである。

じょう乱波における最大ホールドアップの標準偏差 $\sigma_{\eta Dmax}/\bar{\eta}_{Dmax}$ は、じょう乱波が出現し始める条件を除くと、各 j_l 共に上昇流の方が大きい値を有している。

団塊波における波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda H}/\bar{\lambda}_H$ は j_l が 0.5m/s 以下では上昇流の方が大きい値を有している。しかし、 $j_l=1\text{m/s}$ 及び 2m/s においては両者の差は小さい。じょう乱波における波幅の標準偏差 $\sigma_{\lambda D}/\bar{\lambda}_D$ においても、大略的には上昇流の方が下降流よりも大きい値を有している。

速度の標準偏差 $\sigma_u/\bar{u}$ は、団塊波及びじょう乱波共に j_g 及び j_l が小さい条件においては上昇流の方が下降流よりも大きい値を有している。特に、 $j_l=0.1 \sim 0.3\text{m/s}$ における上昇流の $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ は下降流のそれと比較して3倍程度の値を有している。しかし、気液の流速が大きくなると、例えば $j_l=1\text{m/s}$ で $j_g=20\text{m/s}$ 及び 30m/s では、 $\sigma_{uH}/\bar{u}_H$ における上昇流と下降流の差はほとんどみられない。従って、 j_g 及び j_l が比較的小さい条件においては、上昇流は下降流と比較して種々の速度と波幅を有する団塊波が出現するといえる。

8.9 結 論

垂直下降流の団塊波流領域と環状流領域に対して抽出された団塊波及びじょう乱波に対応する主波脈を分析し、以下の結論を得た。

(1) 速度と波幅の相関図及びこれらの確率分布を視察によって吟味し、 j_g が 20m/s 以上では j_l の増加に伴って波幅と速度が共に小さい波に加えて、これらが共に大きい波が出現する。これらはそれぞれじょう乱波と団塊波に対応することが明らかになった。このような特徴は最大ホールドアップの確率分布においてもみられた。

(2) 上昇流において有用性が確認されているK平均法を下降流に適用し、団塊波とじょう乱波の判別を行った。判別結果は、流動パラメータの視察によって容易に波の判別が行える条件において検証され、下降流においてもK平均法が有効であることを確認した。

- (3) 団塊波とじょう乱波の判別結果から、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する領域を明らかにした。上昇流では団塊波が出現する条件のほとんどにおいて液体スラグあるいはじょう乱波が共存していたが、下降流では液体スラグあるいはじょう乱波が共存する条件のほかに、団塊波だけが出現する条件が広い流量範囲において存在することが明らかになった。また、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の出現頻度から、下降流における新たな流動様式線図を提示した。
- (4) 団塊波及びじょう乱波における最大ホールドアップ、波幅及び速度の平均値を明らかにし、これらにみられる特徴について論じた。この議論において、これらのパラメータは気相の速度と液体塊の平均速度が等しくなる条件を境にして、これよりも j_g が大きい場合と小さい場合で特性が異なる。また、最大ホールドアップ及び波幅は j_l が 0.7m/s を境にして、これ以上と以下の条件でこれらのパラメータにみられる特徴が異なることが明らかになった。
- (5) 最大ホールドアップ、波幅及び速度から液体スラグ、団塊波及びじょう乱波の比較を行い、各種液体塊において最も異なっている流動パラメータは波幅であることが明らかになった。団塊波の平均波幅はじょう乱波のその3～7倍にも達する。また、団塊波の平均波幅は液体スラグよりも小さく、0.3～0.8倍程度である。
- (6) 団塊波流及び環状流領域において上昇流と下降流の比較を行い、以下の新知見が得られた。流動様式線図上で、環状流領域は上昇流と下降流であり差はないが、団塊波流領域は下降流の方が小さい j_g にまで広がっている。また、団塊波とじょう乱波の出現頻度は下降流の方が大きい。更に、速度と波幅は団塊波では上昇流の方が大きく、じょう乱波では下降流の方が大きいことから、団塊波とじょう乱波の相違は上昇流の方が大きい。また、最大ホールドアップは団塊波及びじょう乱波共に上昇流の方が大きいことが明らかになった。

参考文献

1. 森 幸治, 加治増夫, 坂根 学, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 垂直下降気液二相流の波脈に関する研究(第1報, 波の時空間様態図と主波脈の分析), 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3459-3466.

2. 森 幸治, 加治増夫, 近藤喜之, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 垂直下降気液二相流の波脈に関する研究(第2報, 団塊波とじょう乱波に対するクラスタ分析とこれらの特徴), 日本機械学会論文集, 62-601B(1996), 3467-3473.
3. 森 幸治, 加治増夫, 近藤喜之, 中里見正夫, 清水英男, 世古口言彦, 気液二相流の波脈に関する上昇流と下降流の比較, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1996), 803-804.

第9章

結論

本論文は垂直上昇及び下降気液二相流の界面構造を明らかにし、更に団塊波流及び環状流に出現する液体塊が時空間面上に展開する軌跡に対して、“波脈”という新しい概念の分析対象を設定し、その分析手法を確立することによって液体塊の挙動を明らかにしたものである。各章において得られた結論を以下にまとめる。

第2章では、本研究で新たに開発した2種類のセンサとこれらの測定システムの詳細と特徴について論じた。その1つは、管直径方向に67本の点電極を有する準超多点点電極センサとこの信号の高速処理回路である。これらを用いることによって、従来の超多点点電極センサ及びその信号処理システムと比較して、空間分解能で最大5倍、測定周波数で20倍の性能をもって流路の横断面内の気液相分布の測定を可能にした。

他の1つは、管軸方向に5mm間隔で最大266対のホールドアップセンサを有する超多断面ホールドアップセンサと、これによる検出信号を電圧変換するためのアイソレーションアンプからなる測定システムである。超多断面ホールドアップセンサは従来の多断面ホールドアップセンサよりも5倍の空間分解能を有しており、流路に沿う液体ホールドアップの時空間分布を詳細に測定することを可能にした。

第3章では、垂直上昇流における気液界面構造について議論した。まず、気液界面のプロフィル図を系統的に提示して、気泡流から環状流に至る条件における界面構造を明らかにした。また、プラグ流における気液界面構造について詳

細に検討し、液体スラグの下流端において、気体スラグ内に隆起した部分（隆起頭ゾーン）が存在することが明らかになった。また、流動方向に沿う液体スラグ内の断面平均ボイド率分布から、液体スラグはボイド率の高いゾーン（後流ゾーン）と低いゾーン（低ボイド率ゾーン）に区分されることが分かった。以上から、一対の気体スラグと液体スラグはこれら3つのゾーンと気体スラグの主体を構成するゾーンの合計4つに区分できることを見いだした。

隆起頭ゾーンの長さとは後流ゾーンの長さは j_g の増加に伴って大きくなるが、 j_l の影響は小さい。また、後流ゾーンの長さは、液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度と密接に関係していることが明らかになった。更に、液体スラグ内の局所のボイド率の半径方向分布には、くら形、台形及び砲弾形分布の3つの形式が存在し、これらの形式が出現する領域を明確にした。

また、団塊波流におけるプロフィール図を提示し、団塊波の界面構造を詳細に明らかにした。プラグ流から団塊波流への遷移境界付近に出現する団塊波は大きい波高を有し、きわめて乱れた界面構造を有している。 j_g が増加すると大小様々な団塊波が出現するようになり、更に j_g が増加すると波高が小さくなると共に各団塊波の波高と形状は類似してくることが明らかになった。

更に、Hewittら⁽¹⁾によって存在が指摘されている Wispy annular flow 領域に対応するプロフィール図を提示して、この領域における界面構造を検討した結果、Wispy annular flow の特徴であるガスコア中に大きな液体の塊 (Agglomerate) が存在する流動とは異なり、液体スラグと団塊波が出現する領域であることを解明した。

第4章では、垂直下降流における気液界面構造について論じた。プロフィール図を系統的に提示し、下降流における界面構造の全容を明らかにした。また、プロフィールにみられる特徴から、流動様式は6つの領域に分類できた。これらの流動様式の中で、上昇流及び水平流にはみられない特徴として、2つのプラグ流領域が存在することと、これらの間にフォーム流という新たな領域が存在することを発見した。

2つのプラグ流領域は、液体スラグ内の液体の速度に対する気体スラグの相対速度（スリップ速度）が大きく異なる。1つの領域はスリップ速度が小さく、負の値を有する条件が多い領域であり、この領域では上流側に凸の形状を有する気体スラグが多く観察される。もう1つの領域は、スリップ速度が正で大きい値を

有する領域であり、下流側に凸の気体スラグが多く観察される領域である。低スリップ速度領域は、気体スラグの形状とスリップ速度の大きさから、更に4つの領域に細分類されることが明らかになった。

隆起頭ゾーン及び後流ゾーンは、高スリップ速度領域にのみ観察された。下降流において、隆起頭ゾーンの長さは上昇流よりもわずかに長い。後流ゾーンの長さは上昇流よりも短い。下降流の方が上昇流よりも後流ゾーンの長さが短い理由は、液体スラグ内の液体に対する気体スラグ周辺の液膜の相対速度が小さいためであることが分かった。また、気体スラグの速度に及ぼす流動方向の影響は、液体スラグ内の平均速度に対する最大速度の比である修正係数 Γ にみられ、下降流の方が Γ は小さくなる。更に、液体スラグ内の局所のボイド率の半径方向分布は、台形分布と砲弾形分布の2種類が出現し、上昇流で観察されたくら形分布は出現しないことが明らかになった。

フォーム流領域においては、詳細なプロフィール図を提示して界面構造の特徴を明らかにした。また、この領域はきわめて狭い流速範囲にしか存在しない。フォーム流においては、静圧勾配がほぼ0であり、差圧変動もきわめて少ないこと、更には平均ホールドアップとホールドアップの時系列波形が流動方向にほとんど変化しないという特徴を有していることが明らかになった。

第5章では、垂直上昇流と下降流の団塊波流及び環状流領域において、超多断面ホールドアップセンサによって測定された液体ホールドアップの空間分布の情報から描画された波の時空間様態図を系統的に提示して、各条件において出現する波の種類を明らかにすると共に、団塊波とじょう乱波の時空間挙動にみられる以下の特徴を見いだした。

上昇流において、じょう乱波は移動に伴う速度と形状の変化は小さいが、団塊波は複雑に形状を変化させながら移動することと、団塊波のこのような形状の変化は、浮遊波を吸収あるいは放出することと密接に関連することが明らかになった。また、 j_g 及び j_l が小さい条件では、速度と形状を大きく変化させて移動する団塊波が出現する。下降流では、出現する団塊波の形状にみられる特徴から、波高と波幅が共に小さい団塊波、波高がきわめて高い団塊波、波幅が著しく大きい団塊波の3種類に大別できた。また、 j_g 及び j_l が大きい条件を除くと、下降流に出現する団塊波は上昇流に出現する団塊波と比較して、移動に伴う速度

の変化は小さく、形状も単純なものが多いことが明らかになった。

第6章では、流れを特徴付けている観測区間内を存続する液体塊の速度、波幅等に関する特徴を定量的に明らかにするために、これらの液体塊が時空間面上に展開する軌跡（主波脈）を抽出する方法を提案した。また、主波脈が液体スラグであるか、あるいは波であるかの判別を、準超多点点電極センサの気液相分布情報に基づいて行う方法を確立した。

第7章では、垂直上昇流の団塊波流及び環状流において抽出された波に対する主波脈の分析結果について論じた。先ず、速度と波幅の相関図とこれらの確率分布及び最大ホールドアップの確率分布を視察によって吟味し、団塊波とじょう乱波の判別を行った。また団塊波とじょう乱波は性質が異なる波であることが明らかになった。しかし、これらのパラメータの視察からでは、出現している波が団塊波であるか、あるいはじょう乱波であるかを判別することが容易でない条件が存在した。そこで、波の基本的なパラメータである速度、波幅及び最大ホールドアップから、クラスタ分析法の1つであるK平均法を用いて、これらの波の判別を行った。判別結果は、これらのパラメータから視察によって容易に波の判別が可能な条件で評価され、良好な判別結果が得られていることが明確になった。

この判別結果から、液体スラグ、団塊波及びじょう乱波が出現する領域を明らかにすると共に、団塊波流とプラグ流及び環状流との遷移境界を明示した新たな流動様式線図を提示した。また、団塊波の基本的な流動パラメータである速度、波幅及び最大ホールドアップにみられる特徴を明らかにした。この議論において、最大ホールドアップ及び波幅は j_l が0.5m/sを境として、これよりも j_l が大きい場合と小さい場合で j_g の変化に対する傾向が異なることが明らかになった。更にこれら3つのパラメータを液体スラグ、団塊波及びじょう乱波と比較してこれらの液体塊の相違を論じ、これらの液体塊は波幅が最も異なることを見いだした。

第8章では、垂直下降流の団塊波流及び環状流領域に対して、上昇流と同様にクラスタ分析を行い、団塊波とじょう乱波が出現する領域を明らかにすると共に、判別結果に基づいた新たな流動様式線図を提示した。また、団塊波とじょう乱波の速度、波幅及び最大ホールドアップにみられる特徴を議論し、波幅と最大ホールドアップにみられる特徴は j_l が0.7m/sを境として、これよりも j_l が大きい場合と小さい場合で j_g の変化に対する傾向が異なることを明らかにした。

3つの流動パラメータを液体スラグ、団塊波及びじょう乱波で比較を行い、下降流においても波幅が最も異なることが明らかになった。更に、団塊波とじょう乱波における流動パラメータを上昇流と下降流で比較を行い、団塊波とじょう乱波の出現頻度は共に下降流の方が大きいことと、速度と波幅は団塊波に関しては上昇流の方が大きく、じょう乱波に関しては下降流の方が大きい、すなわち、速度と波幅に関しては、団塊波とじょう乱波の相違は上昇流の方が大きいことを見いだした。

参考文献

1. Hewitt, G. F. and Roberts, D. N., Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography, AERE-M2159, (1969).

謝辞

本研究を行う機会を与えて頂き、終始変わらぬご指導を賜りました大阪大学工学部 世古口言彦教授に心から感謝の意を表します。

本論文の作成に際し、貴重な御助言と御討論をいただきました大阪大学工学部 三宅 裕教授，香月正司教授，高城敏美教授に深く御礼申し上げます。

本研究の遂行において、数多くの御助言をいただきました大阪大学工学部 加治増夫助教授，武石雅之氏（三菱重工業）に感謝致します。

また、実験装置の製作及び実験結果の分析に関して、多くの御指導，御協力をいただきました宇部工業高等専門学校 中里見正夫教授，清水英男教授，九州工業大学情報工学部 井上勝裕助教授，大阪大学工学部 松本忠義教務員に心から御礼を申し上げます。

更に、本研究は多くの学生諸氏の多大なご協力を得て成し遂げられたものであるが、特に修士課程2年間に於いて熱心にご協力いただいた池下匡彦（三菱重工業），吉田章人（シャープ），辻野尚哉（三菱重工業），小林 太（新日本製鉄），坂根 学（日本石油），仲 興起（三菱電機），三輪 恵（三菱電機），近藤喜之（大阪大学大学院）諸氏に深く感謝致します。