

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	液 - 液接触層状流の流動と熱伝達に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	高橋実
Author(English)	MINORU TAKAHASHI
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1313号, 授与年月日:1981年6月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:井上晃,青木成文
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1313号, Conferred date:1981/6/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:;
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

博 士 論 文



液 - 液接触層状流の

流動と熱伝達に関する研究

東京工業大学大学院
原子核工学専攻

指導教官 井 上 晃 助 教 授
青 木 成 文 教 授

高 橋 実

東京工業大学 470933

目次

第1章 緒論	1
1・1 緒言	1
1・2 研究の現状	3
1・3 本研究の目的	10
第2章 単相液-液接触層状流に関する実験 (流れが十分発達した領域)	15
2・1 緒言	15
2・2 実験装置と実験方法	17
2.2.1 循環ループ	17
2.2.2 作動流体とその物性値	21
2.2.3 テスト部	24
2.2.4 測定系統	26
2.2.4.1 測定項目	26
2.2.4.2 測定位置	33
2.2.5 実験条件	33
2・3 実験結果と考察	34
2.3.1 液-液界面の状況	34
2.3.2 水側速度分布	36
2.3.3 液-液界面高さ	39
2.3.3.1 実験結果	39
2.3.3.2 液体金属体積流量率 による整理	40
2.3.3.3 界面高さの分離モデル による考察	42
2.3.4 圧力損失	46

2.3.4.1	実験結果	46
2.3.4.2	Lockhart-Martinelli パラメータによる摩擦損失の整理及び分離流モデルによる考察	47
2.3.4.3	摩擦損失比の実験式	50
2.3.5	液-液界面熱通過率	51
2.3.5.1	実験結果	51
2.3.5.2	界面近傍の伝熱モデルによる実験結果の考察	54
2.4	結言	59
第3章	单相液-液接触層状流に関する解析 (流れが十分発達した領域)	104
3.1	緒言	104
3.2	流動の解析	106
3.2.1	乱流モデル	106
3.2.2	計算方法	111
3.3	流動に関する実験結果と解析結果の比較及び考察	113
3.3.1	速度分布	113
3.3.2	界面高さの解析結果と実験結果の比較	116
3.3.3	圧力損失	120
3.4	伝熱の解析	122
3.4.1	基礎方程式	122
3.4.2	熱的に十分発達した領域 (相似解)	123
3.4.3	熱的に未発達な場合を含めた伝熱の計算	127
3.5	伝熱の解析結果と考察	130
3.5.1	熱的な発達過程	130

3.5.2	界面熱通過率に関する 実験結果と相似解の比較	133
3・6	結言	135
第4章	単相液-液接触層状流に関する 実験と解析(流れの助走区間)	156
4・1	緒言	156
4・2	実験装置と実験方法	159
4.2.1	実験装置・測定系統	159
4.2.2	実験条件	161
4・3	混合長理論及び二方程式乱流 モデルによる助走区間の解析	162
4.3.1	基礎方程式	162
4.3.2	乱流モデル	164
4.3.3	境界条件	168
4.3.3.1	上下壁面の境界条件	168
4.3.3.2	液-液界面の境界条件	171
4.3.3.3	入口境界条件	172
4.3.4	数値計算の手法	174
4.3.5	計算手順及び計算結果の一例	178
4・4	実験結果と解析結果及びその考察	181
4.4.1	液-液界面高さの流れ方向変化	181
4.4.1.1	実験結果	181
4.4.1.2	実験結果と解析結果の比較	185
4.4.2	速度分布の流れ方向変化	187
4.4.3	圧力損失の流れ方向変化	191
4.4.4	界面熱通過率の流れ方向変化	195
4・5	流れが十分発達した領域の界面熱 通過率(二方程式乱流モデルによ る検討)	199

4・6	結言	201
第5章	沸騰を伴う液-液接触流れに関する実験	238
5・1	緒言	238
5・2	実験装置と実験方法	241
5.2.1	循環ループ	241
5.2.2	測定系統	243
5.2.3	測定位置と実験条件	248
5・3	実験結果と考察	249
5.3.1	各流体の体積率分布	249
5.3.2	各流体の断面平均体積率	252
5.3.3	液体金属平均体積率の考察	254
5.3.4	各流体の平均体積率の Lockhart-Martinelliパラメータによる整理	257
5.3.5	圧力損失の流れ方向変化	260
5.3.6	下流部の摩擦損失	262
5.3.7	液-液接触沸騰熱伝達	267
5・4	結言	274
第6章	結論	313
	謝辞	319
	文献	320
	記号表	325

第 1 章

緒 論

第1章 緒論

1.1 緒言

互いに溶け合わない2液体からなる液-液接触流れは、流体工学において気液二相流などと共に混相流の一つとされている。⁽¹⁾

液-液接触流れの流動、流体間の熱・物質伝達について、工業上の様々な方面から注目され、これに関する研究が近年活発化しつつある。表1-1にこれまでの主な研究を工業的な側面から分類して示す。化学工業プラントの設計に必要な基礎研究として、化学工学の分野において液-液界面物質⁽²⁾、熱⁽³⁾伝達、自由表面を有する液-液層状流の伝熱⁽⁴⁾などに関し古くから研究が成され、また種々の界面輸送モデルも提案されている。また水を注入することによる原油輸送パイプラインの圧力損失(または循環駆動パワー)の低減化手法が注目され、水-油系液-液層状流・液-液環状流の流動に関する研究も行われている。⁽⁵⁾⁽⁶⁾ また液-液直接接触型熱交換器の開発を目的とした基礎研究として、液-液層状流や液滴が他の液体中に分散する流れ

の单相熱伝達及び沸騰熱伝達に関する研究が多数行われている⁽⁷⁾。また、低温燃料輸送系やLMFBRに想定される高温液体と低温液体の直接接触事故における安全性の評価を目的として、液-液系の沸騰現象に関する研究が数多く成されている。⁽⁸⁾⁽⁹⁾ この他にMHG発電機の液体金属を液-液接触沸騰現象を利用することにより加速する手法も提案され、その基礎研究が行われている⁽¹⁰⁾。

以上のように液-液接触流れの流動・界面における輸送問題は、工業上広範な応用が期待され、工学的に今後益々重要な課題となってくると考えられる。そこで本研究では、前述の種々の工業上の諸問題に対して適用し得る一般的かつ基礎的な知見を得るため、液-液接触流れの流動特性及び流体間の非沸騰・沸騰伝熱特性について検討した。

1. 2 研究の現状

本研究に関係のある過去の研究を次の3つに大別し、各々の研究の現状を概観する。

- (i) 単相液-液接触流れの流動に関する研究
 - (ii) 単相液-液接触流れ及び気液二相流における2流体間の熱・物質伝達に関する研究
 - (iii) 沸騰を伴う液-液界面熱伝達に関する研究
- (i) 単相液-液接触流れの流動に関する研究

管内単相液-液接触流れの流動に関する研究は、水を注入することによる原油輸送パイプラインの圧力損失低減化手法を検討することを目的としてはじめられた。Dumitrescuら⁽¹²⁾は、任意の断面形状を有する水平管内の液-液層状流について一般的解析手法を提示し、Charlesら⁽¹³⁾とGemellら⁽¹⁴⁾は Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことにより円管内液-液層状流の速度分布を求めた。Charlesらは、計算により予測される圧力損失の低下が実験結果ほど顕著でないことを示し、これは2液体の相対速度に起因する界面の不安定性のために界面波や2液体の混合が生ずることに原因

があるとして推定している。また Bentwichら⁽¹⁵⁾と Charlesら⁽¹⁶⁾は、それぞれ管内、水平矩形管内における液-液層状流の解析解を求め、実験結果と良く一致することを示した。この他に、任意の管断面形状を持つ管内の液-液層状流に関する Yuら⁽¹⁷⁾の解析がある。他方 Russellら⁽¹⁸⁾は軽油-水系の水平円管内液-液接触流れについて実験を行い、圧力損失を僅か低減化させ得ることを示した。また Charlesら⁽¹⁹⁾の液-液環状流・分散流に関する実験と解析、Hassonら⁽⁵⁾⁽⁶⁾の液-液環状流に関する実験と解析もある。

以上の研究はすべて層流に関するものである。乱流の研究としては、Yuら⁽²⁰⁾の水平矩形管内液-液層状流に関する実験があるが、この他には乱流の実験は殆んど行われておらず、また界面近傍の乱流機構が解明されていらないため解析的な取り扱いも成されていない。

(2) 単相液-液接触流れ及び気液二相流における2流体間の熱・物質伝達に関する研究

化学工学において、攪拌セル内の気-液または液-液乱流層状流の界面物質伝達に関する研究が多数行わ

れている。このうちで液-液層状流に関する研究としては、種々の溶媒（ベンゼン、水、アルコール etc.）、溶質（硝酸 etc.）を用いて Lewis 型攪拌セル⁽²¹⁾ 内層状流について行った MacManamy⁽²²⁾⁽²³⁾、Davies⁽²⁴⁾、Mayer⁽²⁵⁾、Olander⁽²⁶⁾ 及び Sawistowski⁽²⁷⁾ の実験がある。これらは界面物質伝達に及ぼす拡散係数、各流体の乱流乱れ（攪拌器の回転速度で代表させる）、界面の乱れや界面の不安定性（例えば Marangoni 効果）の影響などを検討したものであり、物質伝達を表す実験式も提示されている。

一方、上記の実験結果を説明するため、多数の界面輸送モデルが提案された。Higbie⁽²⁸⁾、Danckwerts⁽²⁹⁾ は、界面近傍の流体が乱流渦によって更新されるとするいわゆる "表面更新モデル (surface renewal model)" を提案した。このモデルでは、界面近傍の流体が更新されるたびに濃度分布が均一化され、次の更新まで非定常拡散が進行するとして時間平均物質伝達率の表示式を導いている。Higbie は更新周期が一定と仮定し、Danckwerts は更新確率が時間に依存しないと仮定し

ているが、この更新頻度をどのように規定すべきかについて種々の議論が成されている。^{(30)~(33)} King⁽³⁴⁾は表面更新を渦拡散係数によって記述する理論を立てたが、この渦拡散係数は物質伝達率の測定によって決定しなければならない。その他の界面輸送モデルには、Lamont⁽³⁵⁾, Prasher⁽³⁶⁾らの small-eddy cell model, Fortescue⁽³⁷⁾の large-eddy model 及びこれらの修正モデル⁽³⁸⁾がある。しかし以上のモデルは、物質伝達・熱伝達の予測に適しているが、界面近傍の乱流構造をかなり単純化しているため、界面における運動量伝達にまで拡張するには問題がある。

Levich⁽³⁹⁾は、表面張力と乱流渦による慣性力の力学的バランスから自由表面近傍の渦拡散係数分布を理論的に導いた。Davies⁽⁴⁰⁾はこの手法を乱流液-液層状流に拡張し、界面物質伝達の表示式を誘導した。このLevichの渦拡散係数モデルは、物質伝達だけでなく運動量伝達・熱伝達にも拡張可能である。

液-液系の物質伝達の実験は攪拌セル内層状流以外に殆んど行われていないが、気-液系の物質伝達につ

いては、液膜流⁽⁴¹⁾、開水路内の流れ⁽³⁶⁾、気泡流⁽³³⁾⁽⁴²⁾、噴流⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾などの流動様式に対する実験が行われている。

一方、液-液接触型熱交換器開発のための基礎的研究として、単相液-液接触熱伝達の実験と解析が行われている。層流の解析には、傾斜平板上の液-液層状流⁽⁴⁵⁾、円管内の液-液環状流⁽⁴⁶⁾などがあり、また乱流に関する研究には、攪拌セル内液-液層状流を扱った Sideman⁽⁴⁷⁾の実験がある。Sidemanはこの界面熱伝達率を境界層モデルと表面更新モデルの2種類の解析によって予測した。また Grover⁽⁴⁸⁾、Porter⁽⁴⁹⁾、Yalvac⁽⁵⁰⁾らは管内液-液接触流れの熱伝達を実験的に検討した。これらは一方の液体が液滴として分散する場合も含めた実験であり、液滴径・流動様式の違いが熱伝達率に大きな影響を及ぼす。このうちで Groverだけが液-液層状流を扱っており、体積熱伝達率 (volumetric heat transfer coefficient) が全質量流量の1.3~1.4 乗に比例することを示している。しかしこの実験は各流体の一点の温度しか測定しておらず、断面内の温度分布や液-液界面位置等の詳細な測定によるものではない。

以上のように、界面熱伝達・物質伝達の実験、界面近傍の輸送モデルによる解析、液-液接触流れの overall な流体間の伝熱に関する実験等が行われているが、流動・伝熱を系統的かつ詳細に検討した研究は殆んど行われていない。

(3) 沸騰を伴う液-液界面熱伝達に関する研究

液-液界面における沸騰については、固体壁面の沸騰との違いを明らかにすることを目的として、古くから水銀表面におけるプール沸騰の実験が行われてきた。

(11)(51)(52) しかし、界面における不純物の存在等が沸騰に強く影響を及ぼすため、実験者によるデータのバラ付きが大きい⁽⁷⁾。但し、激しい沸騰による界面攪乱効果によって、水銀が液滴として飛び散ることが指摘されている⁽⁵²⁾。

Wilke⁽⁵³⁾ は、高温液体中に海水を分散させて加熱する新しい海水淡水化プロセスを提案し、Hanson⁽⁵⁴⁾ がこの手法の利点と欠点を考察した。この基礎研究として、高温液体中にこれと溶け合わない低沸点の液滴を分散・流入させる場合の沸騰現象に関する実験が活

発に行われ、更に単一液滴の沸騰に対する理論的取り扱いも成されている⁽⁷⁾。また液-液層状流の界面における沸騰については、ペンタン-水系⁽⁵⁵⁾及び水-フロン113系⁽⁴⁷⁾の研究がある。前者は下部に高温の水、上部に低温のペンタンが存在し、水表面からペンタンの蒸気泡が発生し、上昇する場合である。また後者は、下部に低温のフロン113、上部に高温の水がそれぞれ存在し、界面付近のフロン中に発生した蒸気泡が上昇して界面を貫通し、水中に入っている場合であり、界面の攪乱が前者に比べて大きい。

1.3 本研究の目的

前節に概観したように液-液接触流れの流動・伝熱に関するこれまでの研究には次の様な問題点がある。

- (i) 有機液体や水など密度差の小さい2液体に関するものが多く、流量や2流体の流速差が増すと一方の液体が容易に液滴として分散するため、種々の流動様式に対する結果を一括して取り報っている場合が殆んどである。流動特性、伝熱特性は流動様式によって異なるため、各流動様式ごとにこれらを詳細に検討する必要がある。
- (ii) 層流の実験・解析はかなり行われているが、界面近傍の乱流構造が明らかでないため乱流の解析は殆んどなく、その上管内乱流の巨視的な流動特性さえも明らかにされていないのが現状である。
- (iii) 界面輸送モデルがいくつか提案されているが、これらの流体力学的検証が成されていない。
- (iv) 液-液界面における沸騰伝熱は、気泡による界面伝熱面の形状変化等二相流動の影響を強く受けると考えられるが、流動と沸騰伝熱を一括して取り上げた研

究は殆んど行われていない。

そこで本研究では、流動様式を乱流液-液層状流に限定し、単相流の巨視的な流動特性（界面高さ，速度分布，圧力損失 etc.）と流体間の伝熱特性を実験的及び解析的に系統的に把握し、更に沸騰を伴う流れ（沸騰・二相流により流動様式が変化するが単相流では層状流になる実験体系）の沸騰伝熱及び気-液-液二成分二相流に関する特性を実験的に把握することを目的としている。

広い流量範囲に渡り乱流液-液層状流を実現させるためには密度差の大きい2液体を使用する必要がある。そこで高温・高密度液体として融点 70°C の重金属合金である Wood's Metal を、また低温・低密度液体として水をそれぞれ用いた。また界面高さによって2流体界面の面積（即ち伝熱面積）が変化しないようにするため、テスト部には水平な矩形断面の流路を用いた。

第2章では、単相液-液層状流の流れが十分発達した領域について、液-液界面の状態，速度分布，界面高さ，圧力損失等の流動特性と温度分布，界面熱通過

率などの伝熱特性を実験的に解明し、更に本体系に対して得られた実験式を提示した。

第3章では、第2章の結果を踏まえて界面近傍を含む流路断面全域に渡る乱流モデルを立て、流れが十分発達した領域の单相液-液層状流の流動、伝熱を解析した。更にこれを第2章の実験結果と比較し、一つの乱流モデルによって流動と伝熱を統一的に考察した。

第4章は、单相乱流液-液層状流の流れの助走区間を対象としている。即ち2流体がテスト部で合流してから流れが十分発達するまでの過程について、流動（速度分布、界面高さ、圧力損失）と流体間の伝熱（界面熱通過率、温度分布）の流れ方向変化を実験的に調べた。更に第3章で検証された界面近傍の乱流モデルと乱流コアに対する混合長理論または二方程式乱流モデルを組み合わせる解析によって助走区間の流動、伝熱を予測し、実験結果との比較、考察を行った。

第5章では、界面で沸騰を伴う液-液接触流れ（即ち蒸気-水-液体金属系の二成分二相流）の流動（各流体の体積率分布、平均体積率、圧力損失）と沸騰熱

伝達を実験的に検討した。

第6章では、第2章から第5章までの結果をまとめて、本研究の結論を述べた。

表 1-1-1 液-液直接接觸に関するこれまでの主な研究

文献	研究対象	実験体系・流動様式	応用分野
(2)	界面物質伝達	Lewis型攪拌セル内の 液-液層状流	化学工業 フォラント
(3)	界面熱伝達		
(3)	沸騰を伴う界面熱伝達		
(4)	自由表面に蒸発が起る 流水の温度分布	傾斜平板上の液-液層状流	
(5) (6)	圧力損失	管内液-液層状流・液-液環状流	原油輸送パイプラインの圧力損失低減化
(7)	单相液-液直接接觸熱伝達	管内液-液層状流・液滴分散法	液-液直接接觸型熱交換器
(7)	沸騰液-液直接接觸熱伝達	スプレーコラム内の液滴分散	海水淡水化 フォラント
(8)	高温液体と低温液体の 熱的相互作用 蒸気爆発 沸騰による蒸気生成	プール沸騰 噴流 液滴の滴下 など	鑄造工場 (溶鉄/水)
(9)			製紙工場 (溶融パルプ/水)
(10)	沸騰による流体の加速	管内液滴分散流	低温燃料輸送系 (LHG, LPG, アンモニア/海水)
(11)	液体表面における沸騰現象		高速増殖炉 (溶融燃料/冷却材)
			MHG発電機の液体金属の加速
			—

第 2 章

单相

液 - 液接触層状流に関する実験

(流れが十分発達した領域)

第2章 単相液-液接触層状流に関する実験

(流れが十分発達した領域)

2.1 緒言

第1章にも述べた様に、管内の液-液接触流れの流動に関する研究は、層流に対するものが大部分であり、^{(12)~(20)} 乱流については巨視的な流動特性さえも実験的に解明されておらず、その上界面近傍の乱流構造や界面とバルクの乱流との相互作用が十分明らかにされていないため、解析的な取り扱いも成されていないのが現状である。また界面における熱伝達、物質伝達については、Lewis 型攪拌セル内の半無限液-液乱流層状流に関する実験と解析が最も多く、^{(21)~(39)} これらの結果をそのまま管内乱流液-液層状流に適用できるかどうかについては疑問がある。管内乱流の液-液直接接触熱伝達については Grover⁽⁴⁸⁾、Porter⁽⁴⁹⁾ や Yalvac⁽⁵⁰⁾ の行った実験があるが、これらはいずれも有機液体や水など密度差の小さい2液体を用いているため、一方の液体が流量条件によつて液滴として分散し、流動様式が容易に変化し、この熱伝達に及ぼす影響まで考慮しなけ

ればならない。Groverの実験の一部に層状流の結果が含まれており、体積熱伝達率が全質量流量の1.3~1.4乗に比例することが示されているが、流れの助走区間から十分発達した領域までの平均値であり、しかも流路が円管であるため界面位置によって伝熱面積が異なるなどの問題があり、普遍的な結果であるとは言い難い。

そこで本章では、水平矩形管内における单相乱流液-液接触層状流の流れが十分発達した領域を取り上げ、その流動（速度分布、界面の状態、界面高さ、圧力損失）と流体間の伝熱について流量依存性を主体とした実験的な検討を行う。流動については界面高さ⁽⁶⁴⁾と圧力損失⁽⁶⁷⁾の実験式を導き、更に気液層状二相流と同様に一次元分離流モデルによる解析との比較を行う。また界面が平滑な固体平板であると仮想した場合に比べて速度分布、界面熱通過率がどの程度異っているかを調べ、更に界面輸送モデルにより界面熱通過率を支配している流動パラメータを導く。

2・2 実験装置と実験方法

2.2.1 循環ループ

図2に循環ループの概略図を示す。異なる温度の2流体を管内で接触させるためには、各流体を別々の循環ループによって温度設定する必要があり、循環ループは大別して高温流体循環ループと低温流体循環ループから構成されている。高温流体には融点 70°C の重金属合金であるWood's Metalを、低温流体には純水を用いた。作動流体の詳細は2.2.2に記述されている。

液体金属循環ループはギヤポンプ(吐出量 28 l/min , 圧力揚程 5 kg/cm^2 , 使用温度 $80\sim 120^{\circ}\text{C}$)により循環駆動され、液体金属はポンプを出た後、1インチステンレス配管を経て予熱器に導かれる。予熱器は容積 2.1 l の容器で、最大出力 5.11 kW の電気ヒータにより加熱され、テスト部入口温度コントローラの被制御部として用いられている。液体金属は、更にSTPA 26製配管系を通り加熱器I, IIに送られ加熱された後、テスト部に流入する。両加熱器は、容積 12.4 l のSUS403

製容器で、最大出力10.5 kWの電気ヒータにより加熱され、主としてテスト部入口温度の粗調整用に用いられる。配管系は、低温部がSUS304製、高温部が耐腐食の良好なSTPA26製であり、液体金属の凝固・閉塞を防ぐためマイクロヒータ(5.37 kW)及び保温材によって保温され、更に各部の温度が熱電対により監視されている。

水循環ループは渦巻ポンプ(吐出量70 l/min, 揚程50 m)によって循環駆動される。ポンプを出た水は加熱槽(容積42.9 l, 最大加熱量4 kW)に送られ、電気ヒータで加熱された後テスト部に導かれる。

テスト部で熱交換された水-液体金属混合液体は、二重管構造である液-液分離器の内側容器(190.7 ϕ × 7.6^t × 1130^l)に送られ、比重差により分離され、液体金属は下部出口から、水はオーバーフローして外側容器(64.1 l, 最大加熱量4.48 kW)の側壁部出口からそれぞれ各循環ループに戻される。液-液分離器出口で飽和温度に近い水は、ポンプまでの経路で二段のサブクーラーによって冷却される。

ループを安定に運転するために行った制御を次に示す。

(i) 流量制御

テスト部の前段に設けた流量調整用バルブによって各流体のテスト部入口流量を設定した。

(ii) 加熱器内液面制御と背圧制御

液体金属流量を一定に保つためには、上記のバルブ操作の他に、加熱器内の液面レベルと背圧を一定に保持しなければならない。実験中に液体金属温度を水の飽和温度以下に保つ本章と第4章の実験では、加熱器に微量の水が混入しても水が蒸発し液面を押し下げる可能性がないため、密閉加熱器の上蓋付近に液面を設定し、背圧制御を行わずに運転した。加熱器内の圧力がポンプ吐出圧 5 kg/cm^2 にほぼ等しいため、テスト部の圧力の影響が流量変動を誘起することはない。また電気ヒータ制御系の異常事故によって液体金属の温度が水の飽和温度以上まで上昇し液面が降下する事態を検知するため、加熱器内に外径 $1 \text{ mm}\phi$ のテフロン被覆ステンレス探針を3本挿入して液面レベルを監視し、

更に警報装置を設けた。

また、液-液分離器の圧力は大気圧とした。

(iii) 保温用ヒータの制御

液体金属循環ループの各部に外径 $1\text{mm}\phi$ シース熱電対を設置して温度計測を行い、必要に応じて電気ヒータの加熱量を調整し、液体金属温度を制御した。

(iv) 温度コントローラによる入口温度の制御

各流体の温度に応じて電気ヒータのAC電源の位相を比例制御する温度コントローラを製作し、テスト部入口温度を一定に保持する制御を行った。温度コントローラの概略を図2-2に示す。水側については、テスト部入口温度が計測され、加熱槽カートリッジヒータのパワーが制御される。また液体金属側については予熱器内温度が計測され、予熱器ヒータのパワーが制御される。これにより各流体のテスト部入口温度を $\pm 0.25^\circ\text{C}$ 以内の一定値に保持した。

2.2.2 作動流体とその物性値

作動流体として、融点 70°C の重金屬合金である Woods Metal (48 Bi-26 Pb-13 Sn-13 Cd) とイオン交換水を用いた。Woods Metal と水の比重差が比較的大きいため、広い流量範囲に渡り乱流液-液層状流を実現することができ、しかも液-液分離が容易である。

水の物性値は文献(56)を参照した。Woods Metal については、液体状態の物性値が得られていない。そこで本研究に必要な密度、動粘性係数、比熱、温度伝導率及び表面張力を測定した。密度は、恒温槽内にメスシリンダ(10ml)を設置し、この中に質量既知(精度 $\pm 0.001\%$)の Woods Metal 粒を投入・融解させ、その容積を測定することによって求めた。測定誤差は $\pm 1.5\%$ 以下である。粘度は、図 2-3 (a) に示されているように、水銀等の低融点金屬にも用いられているウベローデ型粘度計を使用して測定した。純水によって粘度計の検定を行、たところ、約 3% の誤差が認められたが、Woods Metal の場合には不純物の影響が大き、最大 15% の測定誤差を含んでいる。比熱は断熱型

熱量計により測定した。温度伝導率は、対流効果を除く
 去するためパルス加熱非定常法によって求めた。⁽⁵⁷⁾ 図

2-3 (b) のように Boron Nitride 製断熱容器内に約 3g の
 Woods Metal を溶融させ、その表面をパルス状に輻射加
 熱し、裏面温度の時間変化から温度伝導率を求めた。

実験結果には約 8% のバラ付きが存在する。水-Woods
 Metal 間の界面張力の測定には、異種固体との接触角
 の影響を受けず操作も簡単な静滴法⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾を採用した。

純水で満たされた恒温槽内の水平ガラス面上に Woods
 Metal の液滴を置き、その断面形状を顕微鏡写真撮影
 (図 2-4 参照)することによって図 2-3 (c) における
 x_m/z_m を測定した。表面形状は次のような微分方程式
 で表わされるため、これを数値的に解き、この結果と
 測定結果から表面張力 σ を求めた。

$$\frac{d^2Z}{dX^2} + \frac{1}{X} \left\{ 1 + \left(\frac{dZ}{dX} \right)^2 \right\} \frac{dZ}{dX} = (2 + \beta Z) \left\{ 1 + \left(\frac{dZ}{dX} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} \quad (2-1)$$

ここで $X = x/l'$, $Z = z/l'$, $\beta = l'^2 g (\rho_R - \rho_C) / \sigma$,

x と z はそれぞれ液滴頂点を原点とする水平及び鉛直
 下向きの座標である。

図 2-5~9 に各物性値の測定結果を示す。比熱については、温度依存性が明確であるため実験結果を次の式で近似し、後の計算に用いた。

$$C_p = C_1 + C_2 \theta + C_3 \theta^2 + C_4 \theta^3 \quad [\text{kcal/kg}^\circ\text{C}] \quad (2-2)$$

$$\theta < 100^\circ\text{C} : C_1 = 4.478, C_2 = -0.1336, C_3 = 1.346 \times 10^{-3}, C_4 = -4.533 \times 10^{-6}$$

$$\theta \geq 100^\circ\text{C} : C_1 = 0.06617, C_2 = -2.667 \times 10^{-4}, C_3 = 7.771 \times 10^{-7}, C_4 = 0$$

表 2-1 に Wood's Metal の物性値 (C_p については 90°C の値) を示す。

2.2.3 テスト部

テスト部の縦断面・横断面をそれぞれ図 2-10, 11 に示す。テスト部は、高さ $a = 20 \text{ mm}$, 幅 $b = 30 \text{ mm}$, 長さ 1645 mm の矩形断面を有する流路で、底面と側面は厚さ 5 mm のステンレス製 (SUS304), 上部壁面は測定系の設置とのぞき窓を兼ねる厚さ 10 mm のポリカーボネイト製である。テスト部は水平に設置されている。

液体金属は、高さ 7 mm , 幅 30 mm の矩形断面を有する導管を経て下側からテスト部に水平方向に滑かに流入する。また、水は高さ 13 mm , 幅 30 mm の矩形断面流路の導管を通り、角度 5° の傾きでテスト部に滑かに流入する。2流体が滑かに、しかもほとんど流体間の熱交換がない状態でテスト部に導かれるように、これらの導管の間に空隙を設けると共に隔壁を鋭い楔形の形状とし、更に水側管壁に断熱用のテフロン板 (厚さ 0.5 mm) を接着した。これらの導管の全長は、水側が 485 mm ($26.7d$, $d = 18.1 \text{ mm}$), 液体金属側が 440 mm ($38.8d$, $d = 11.4 \text{ mm}$) と十分長く、各流体はテスト部入口で各導管に応じた十分発達した流動状態にある。

各流体の入口温度は、入口より上流40mmの位置に上下から挿入された外径1mm ϕ C.A.シース熱電対によって測定した。

またテスト部を断熱流路に近づけるため、図2-11のように壁面と支持材の結合部を狭くし、更に周囲をM G ウール等の断熱材で覆った。これによって壁面からの熱損失は十分除かれた。

2.2.4 測定系統

2.2.4.1 測定項目

測定項目を次に示す。

(1) 液体金属の流量

ポンプの次段にターゲット式流量計を設置し、主管中のターゲット面に働く流体の動圧を検出し、これを空気圧信号に変換して受信計に記録することによって液体金属の流量を測定した。流量計の較正は、流量調整バルブを閉じ、加熱器を大気解放にしてポンプを作動させ、ドレインタンク内の液体金属を加熱器に送り込み、断面積が既知である加熱器の液面上昇速度と記録計出力の関係を求めることによって行った。流量測定誤差は主としてポンプ吐出圧変動によるものであり、記録紙上の変動幅から約5%以下と推定される。

(2) 水流量

ポンプの次段に内径 $9.3\text{mm}\phi$ と $15.7\text{mm}\phi$ のオリフィスを並列に設置し、これらをバルブで切り換えることにより、低流量から高流量までの水流量の測定を行った。オリフィス入口・出口間の差圧を空気式差圧伝送

器で空気圧信号に変換し受信計に記録した。測定誤差は液体金属の場合と同様に約5%程度である。

(3) 液-液界面高さ

テスト部上壁から鉛直下向きに、外径 $0.5\text{ mm}\phi$ ステンレス製探針を挿入し、2流体の抵抗差を利用して探針先端と液体金属との接触の有無を電氣的に検出することにより鉛直断面内の水存在時間率分布を求め、水存在時間率が50%に等しい位置を求めた。この位置の下部壁面からの高さを以って界面高さとして規定する。

探針の先端面以外はテフロンにより被覆され電氣的に絶縁された。測定系統図を図2-12(a)(b)に、また探針挿入部の詳細を図2-13に示す。探針-壁面間に可変抵抗(最大 $3\text{ M}\Omega$)を介して 10 V , 10 kHz の正弦波電圧 E_1 を印加し、先端に液体金属が触れる時に約 0 V , 水が接触する時に約 10 V のピーク電圧を持つ探針出力 E_2 を波高弁別し、水接触時の波数割合を計数器で測定することによって水存在時間率を求めた。測定時間は十分な再現性を得るため $10\sim 30\text{ sec}$ に選んだ。また界面位置だけを求める目的の場合には、レートメータに

より水存在時間率が50%の位置を、探針を連続的にトラバースして見出した。図2-14にトラバース部の略図を示す。探針先端位置はマイクロメータを用いて0.01 mmまで読み取れるが、位置測定の変差は探針径(0.5 mm)程度存在すると考えられる。これは流路高さ a の2.5%に相当する。

(4) 波層の厚さ

界面の乱れや波のため、界面近傍には水と液体金属が交互に通過する領域がある。そこでこの領域の厚さを定量的に把握するために、図2-15のように前述の水存在時間率分布の50%点における接線から $\delta_{max} - \delta_{min}$ を求め、これを波層の厚さと呼ぶことにする。測定方法は界面高さの項で記述されている手法と同様である。

(5) 波面の周期

前項と同様の探針電極法によって界面の波面の周期を測定した。流れを可能な限り乱さぬために、ステンレスチューブで補強した外径0.1 mm ϕ ホルマル被覆ステンレス細線を探針として用い、流れ方向に平行かつ上流向きにセットした。測定系統を図2-12(c)に示す。

前述と同様にして得られる波高弁別後のパルス信号 E_3 を直流電圧に変換した後、実時間相関計によって自己相関を取り、この分布の最初のピーク位置の時間遅れ τ から波面の周期を測定した。

(6) 水側速度分布

内径 $0.30\text{ mm}\phi$ 、外径 $0.55\text{ mm}\phi$ 、 $l = 24.5\text{ mm}\phi$ (図2-16参照)のステンレス製ピトー管を用いて水側速度分布を測定した。ピトー管のトラバース機構(図2-14)とテスト部挿入部(図2-13)は前述の探針の場合と同じである。静圧は、ピトー管の上方の壁面に設けた静圧タップ(直径 $1.5\text{ mm}\phi$ 、図2-13参照)によって測定した。動圧・静圧間の差圧を、 $0 \sim 70\text{ mmAq}$ レンジの磁気抵抗変化型トランスデューサ(精度 $\pm 1\%$ FS, 共振周波数 2 kHz)によって電気信号に変換し、これを差圧増幅器で増幅した後、マルチペンレコーダに記録した。差圧トランスデューサの較正にはマンメータ(流体: 水)を使用した。圧力-電圧間の較正曲線は $\pm 2\%$ 以下の誤差で直線性があり、この直線から差圧を算出した。ピトー管定数は、テスト部に水だけを流した

場合の測定値と水入口流量から決定した。

(7) 圧力損失

上部壁面に設けた静圧タップ（内径 $1.8\text{mm}\phi$ ，図2-13(b)）間の差圧を、前述と同じ磁気抵抗変化型トランスデューサを用いて電気信号に変換し、これを差圧増幅器で増幅した後マルチペンレコーダに記録した。トランスデューサの較正も前述と同様である。また差圧が 70mmAq を越える高流量条件の測定にはマノメータを使用した。以上のようにして測定した静圧タップ間の差圧から、この区間における単位長さ当りの平均圧力損失を求めた。

(8) 液-液界面熱通過率

2流体間の界面熱通過率を求めるため、JIS 0.75級 C. A. シース熱電対（外径 $0.3\text{mm}\phi$ または $0.5\text{mm}\phi$ ，シース材質インコネル，熱接点接地型）を用いて鉛直断面内の温度分布を測定した。熱電対のテスト部挿入部（図2-13(a)）とトラバース方法（図2-14）は、前述の探針の場合と同様である。断面内の温度分布の勾配が比較的小さい本章と第5章の実験では、熱電対先端の0

点位置(下部壁面)測定が精確に行える真直型の熱電対を使用した。入口付近で界面近傍の温度勾配が大きい第4章の実験では、熱電対内熱伝導効果による温度測定誤差を小さくするため、図2-16(a)のようなL型形状の熱電対を流れ方向に平行かつ上流向きにセットした。本章の測定ではL型と真直型の熱電対を用いることによる実験結果の差異は殆んど無視できた。

流れ方向2点間の平均界面熱流束 q は、液体金属のエンタルピー降下から次式により求められる。

$$q = - \int_0^{\delta} \int_{\theta(x_i, y)}^{\theta(x_j, y)} \rho_n c_{p_n} u d\theta dy / (x_j - x_i) \quad (2-3)$$

各流体の入口温度変動が最大 $\pm 0.25^\circ\text{C}$ であることから、式(2-3)を次式で近似してもそれによる誤差は実験誤差範囲内にあるため、次の式を熱流束の計算に使用した。

$$q = - \rho_n Q_n \int_{\bar{\theta}_i}^{\bar{\theta}_j} c_{p_n} d\bar{\theta} / b (x_j - x_i) \quad (2-4)$$

界面熱通過率 k は次式によって与えられる。

$$k = q / \Delta \bar{\theta} \quad (2-5)$$

ここで $\Delta \bar{\theta}$ は対数平均温度差を表している。

界面熱通過率の測定誤差は、主として各流体の入口温度変動に支配されている。最大 $\pm 0.25^{\circ}\text{C}$ の入口温度変動が存在するとして誤差を見積もり、次に示す。ここで流量範囲を、水流量 $Q_c = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ を境として低流量側・高流量側の2領域に便宜上分類する。誤差は液体金属流量 $Q_h = 1.09 \times 10^{-4}, 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ では低流量側 21~77%, 高流量側 40%以下である。また $Q_h = 2.44 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合には、両流量範囲(一条件を除く)に渡り 32% 以下である。

2.2.4.2 測定位置

テスト部流路全体について予備実験を行うことにより、流れが十分発達している領域として図 2-17 に示されている T1-T2 間の区間を選んだ。幅方向には流路中心線上で測定した。

これらの位置で前節の各測定を行ったが、水側速度分布と界面波の周期だけは $x=1395 \text{ mm}$ ($x/d=58.1$) において測定した。ここで x は入口からの流れ方向距離、 d は流路の水力等価直径を表している。

2.2.5 実験条件

実験条件を表 2-2 に示す。ここでみかけの速度 u_0 は、流量を流路断面積により除した容積速度である。また、みかけのレイノルズ数は、 u_0 と代表長さ d から算出されるレイノルズ数を表し、本実験条件では 2 流体が共に乱流状態にあることがわかる。

2.3 実験結果と考察

2.3.1 液-液界面の状況

本研究では巨視的な流動特性・伝熱特性を対象としているが、ここで行った実験条件において界面がどのような状況にあるかを明確にしておくため、探針電極法によって求めた波層の厚さおよび波面の周期に関する実験結果を本節で簡単に示す。

図2-18に波層の厚さ $\delta_{max} - \delta_{min}$ の流量依存性を示す。水流量が小さい範囲では界面は滑かな鏡面状態にあり、波層厚さは0.5 mm以下である。ある流量を越えると水流量 Q_c の増大と共に波層厚さが急激に増し、極大値に達する。さらに Q_c が増大すると波層厚さはわずかに減少する傾向を示す。このような波層の極大点は気液二相流においても報告され⁽⁶⁰⁾、環状流から環状噴霧流への遷移点とみなされている。しかし本実験では、 Q_c の増大に伴い液体金属の液滴が発生する現象は明確に観察されず、波層の厚さの極大点が流動様式の遷移点と直接関係しているとは思われない。むしろ Q_c が非常に大きくなると液体金属の液膜が途切れる液体

金属スラッグ状の流動様式への遷移がより顕著に観察された。尚、本研究では層状流のみを対象としている。

図2-19に探針出力から求めた自己相関分布の一例を示す。これは周期性が比較的明瞭な場合である。この分布の最初のピークまでの時間遅れを以て波面の周期と定義した。

図2-20にての流量依存性を示す。水流量 Q_c が約 $3 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 以上では、 Q_c の増大と共に τ がやや減少しているが、液体金属流量 Q_h 及び水流量 Q_c の変化に伴う τ の変化は小さい。しかし Q_c がこれより小さくなると τ は急激に増大している。この τ の急変点の流量は図2-19における波層厚さの急激な増加の開始点とほぼ一致している。この事は、ほとんど鏡面に近い低流量条件で存在した振幅の小さい波とは異なる波長の波がこの点を境にして生成され、 Q_c の増大と共に連続的にその振幅を増していることに起因すると考えられる。

2.3.2 水側速度分布

図2-21にピット-管法によって測定した水側速度分布の一例を示す。本実験範囲では、水の流速が液体金属の流速より大きく、水側速度分布の最大点はやや界面寄りに位置している。気液層状二相流の場合には気相速度の最大点が上方に片よることを、赤川⁽⁶¹⁾, Hanratty⁽⁶²⁾, Jeffries⁽⁶³⁾らが報告しているが、液-液系の場合には界面の粗面と等価な効果より液体金属の流れによる水側速度分布形の変形の方が影響が大きいため、水側流速の最大点が下方に片寄ると考えられる。

図2-22に水流速の最大点を示す。全流量条件に対して、最大点は上部壁面からの水側相対位置が0.55~0.75の範囲に存在し、いずれも界面に近い側にあることがわかる。

次に速度分布が、従来の一成分管内乱流の経験式によって説明可能かどうかを検討する。図2-21の一点鎖線は、速度分布の測定結果のピーク位置で剪断応力が零であるとして、後述する圧力損失の実験結果から求めた剪断応力分布である。このようにして求めた

τ 分布を次式に代入して渦動粘性係数 ε_M を算出し、図 2-23 に示す。

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \frac{\tau / \tau_w}{\partial u^+ / \partial y^+} - 1 \quad (2-6)$$

また、von Kármán の普遍速度分布を代入して求めた ε_M を同図に実線と破線で示す。ここで、 τ_w には $\tau=0$ の点を境にして上側では上部壁面剪断応力、下側では界面剪断応力を与えた。 ε_M の実験値は、Kármán の普遍速度分布から求められる曲線とほぼ一致し、主流部の流動を一成分乱流に属する従来の経験式によって推定できることを示唆している。そこで、さらに界面を動き得る平滑かつ無限小厚さの固体平板とみなし、上記の τ と ε_M の分布から速度分布を求め、図 2-21 に実線で示す。速度分布の計算には次式を用いた。

$$\tau = \rho(\nu + \varepsilon_M) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-7)$$

計算結果は比較的良く実験値と一致している。この事は前述の通り、主流部の流動を一成分乱流の結果（ここでは von Kármán の普遍速度分布）を用いて予測できることを示唆している。しかしながら、界面のごく

近傍では速度勾配の予測値が大きく、液体金属と水の界面速度が不連続になる。これは液-液界面近傍の乱流乱れが固体面上のそれより大きく、固体面近傍の εM の表示式をそのまま界面近傍に適用できないことを意味している。

以上の結果は、次章において流動モデルを立てるための指針とした。

2.3.3 液-液界面高さ

2.3.3.1 実験結果

本測定区間の流れが十分発達していることを確認するため、T1 - T2 間の界面高さの変化 $\Delta\delta$ を図 2-24 ~ 25 に示す。 Q_c が小さく Q_m が大きい一部の範囲を除くと、 $\Delta\delta$ は 0.5 mm 以下であり、界面高さはこの区間でほとんど変化せず、流れが十分発達していると言える。

図 2-26, 図 2-27 に、T2 における界面高さ δ の実験結果を示す。縦軸は流路の高さ a により規格化されている。 δ は水流量 Q_c の増大と共に減少し、液体金属流量 Q_m の増大と共に増加している。

2.3.3.2 液体金属体積流量率による整理

図 2-28 は、 δ の実験結果を用いて、2 流体の相対速度 $u_s (= u_c - u_h)$ と水側質量流量率 $W_c / (W_c + W_h)$ の関係をプロットしたものである。井上ら⁽⁶⁴⁾ は、気液環状流及びスラグ流の相対速度 u_s について同様の整理を行い、 u_s と質量流量率の比が 2 流体の密度比と液体容積速度の積でほぼ近似できることを実験的に明らかにした。本実験結果もこれと同様の関係が得られた。すなわち、 u_s は次式で近似された。

$$u_s = \frac{\rho_h}{\rho_c} u_{h0} \frac{W_c}{W_c + W_h} \quad (2-8)$$

一方 u_s , u_{h0} 及び質量流量率は次のように表される。

$$\begin{aligned} u_s &= u_c - u_h \\ &= \frac{Q_c}{\delta b} - \frac{Q_h}{(1-\delta)b} \end{aligned} \quad (2-9)$$

$$u_{h0} = Q_h / ab \quad (2-10)$$

$$\frac{W_c}{W_c + W_h} = \frac{\rho_c Q_c}{\rho_c Q_c + \rho_h Q_h} \quad (2-11)$$

これらの式を式 (2-8) に代入し整理すると、界面高さ δ が次のように 2 流体の密度比と液体金属体積流量率 $X_h (= Q_h / (Q_h + Q_c))$ により表示される。

$$\frac{\delta}{a} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \frac{1}{X_n} + \frac{X_n}{1-X_n} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \frac{1}{X_n} + \frac{X_n}{1-X_n} \right)^2 + \frac{X_n}{1-X_n} + \frac{\rho_c}{\rho_n}} \quad (2-12)$$

図 2-29, 30 に δ と X_n の関係を示す。界面高さ δ は、パラメータ u_{n0} , u_{c0} による差異が小さく、 X_n に強く支配されていることがわかる。また、式 (2-12) は実験値を比較的良く近似している。

2.3.3.3 界面高さの分離流モデルによる考察

液-液層状流の無次元界面高さ δ/a は、気液層状二相流におけるホールドアップに相当する。そこで本節では、気液二相流のホールドアップに関する従来の整理方法及び一次元的な解析方法を本体系の δ/a に対して適用し、気-液系の取り扱い方法を液-液系まで拡張できるかどうかを検討する。

まずはじめに、レイノルズ数を計算する場合の代表長さとして水力等価直径を用いることによって流路壁面の摩擦係数を Blasius の実験式⁽⁶⁵⁾により与えることが妥当であるかどうかをチェックするため、図2-31にテスト部流路に水だけを流す場合の抵抗係数入の実験結果と Blasius の実験式との比較を示す。両者はほぼ一致して居り、以後の壁面摩擦応力の計算には Blasius の式を適用することにする。

気液二相流のホールドアップの整理方法と同様に、 δ/a を Lockhart-Martinelli パラメータ χ ⁽⁶⁶⁾ によって整理し直し、図2-32に示す。ここで χ^2 は各流体が流路断面全体を満たして流れる場合の圧力損失 (Blasius

の式により算出) $(\Delta P/\Delta L)_{no}$, $(\Delta P/\Delta L)_{co}$ によって次式により定義される。

$$\chi^2 \equiv (\Delta P/\Delta L)_{no} / (\Delta P/\Delta L)_{co} \quad (2-13)$$

δ/a はこの整理方法によって比較的よくまとまること
 がわかる。同図には気-液兩相が乱流の場合に関する
 Lockhart-Martinelli の曲線⁽⁶⁶⁾が併記されているが、
 この曲線に比べて実験値はかなり上側に分布している。
 これは水平円管内気液層状流のホールドアップに関する
 Bergelin⁽⁶⁷⁾, Govier⁽⁶⁸⁾, Hoogendoorn⁽⁶⁹⁾らの実験結
 果と同様の傾向であり、層状流特有の性質であると考
 えられる。

Taitelら⁽⁷⁰⁾は、一次元分離流モデルによる簡単な解
 析によって気液層状流のホールドアップを予測し、良
 好な結果を得た。そこで同様のモデルを本体系に適用
 し、 δ/a の予測を試みる。

各流体の運動量のつり合い方程式は次のように表さ
 れる。

$$A_c \left(\frac{dP}{dx} \right) + S_c \tau_{wc} + S_i \tau_i = 0 \quad (\text{水側}) \quad (2-14)$$

$$A_h \left(\frac{dP}{dx} \right) + S_h \tau_{wh} - S_i \tau_i = 0 \quad (\text{LM側}) \quad (2-15)$$

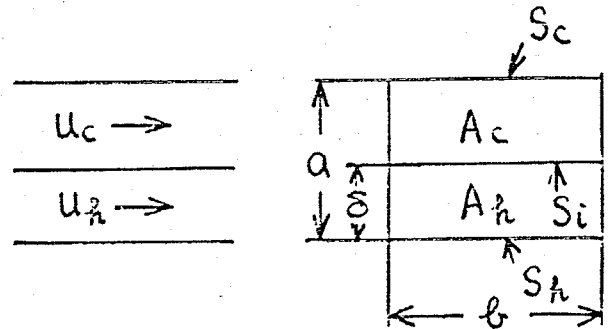
ここで A は各流体の流路断面積、 τ_w は壁面摩擦応力、 τ_i は界面剪断応力、 S_c, S_h は各流体の壁面ぬれぶち長さ、 S_i は2流体のぬれぶち

長さを表している。式(2-14)

と式(2-15)の dP/dx が等

しいとしてこれを消去する

と次の関係が得られる。



$$\frac{S_c}{A_c} \tau_{wc} - \frac{S_h}{A_h} \tau_{wh} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_c} + \frac{1}{A_h} \right) = 0 \quad (2-16)$$

剪断応力を次のように与える。

$$\tau_{wc} = f'_c \rho_c u_c^2, \quad \tau_{wh} = f'_h \rho_h u_h^2, \quad \tau_i = f'_i \rho_c (u_c - u_h)^2 \quad (2-17)$$

ここで壁面摩擦係数 f'_c, f'_h は Blasius の式により次のように表される。

$$f'_c = 0.03955 (u_c d_c / \nu_c)^{-0.25} \quad (2-18)$$

$$f'_h = 0.03955 (u_h d_h / \nu_h)^{-0.25} \quad (2-19)$$

ここで d_c, d_h は各流体の流路断面の水力等価直径である。更に界面摩擦係数 f'_i を $f'_i = f'_c$ と近似する。式(2-18)と式(2-19)を式(2-17)に代入し、 $(\Delta P / \Delta L)_{c0}, (\Delta P / \Delta L)_{h0}$

の定義式を適用すると剪断応力はそれぞれ次のように表される。

$$\tau_{wc} = \frac{d}{4} \left(\frac{d}{d_c}\right)^{0.25} \left(1 - \frac{\delta}{a}\right)^{-1.75} \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{c0} \quad (2-20)$$

$$\tau_{wn} = \frac{d}{4} \left(\frac{d}{d_n}\right)^{0.25} \left(\frac{\delta}{a}\right)^{-1.75} \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{n0} \quad (2-21)$$

$$\begin{aligned} \tau_c &= \tau_{wc} \left(1 - \frac{u_n}{u_c}\right)^2 \\ &= \tau_{wc} \left[1 - \left(\frac{a}{\delta} - 1\right) \left\{ \frac{\rho_c}{\rho_n} \left(\frac{v_c}{v_n}\right)^{\frac{1}{4}} \chi^2 \right\}^{\frac{4}{7}}\right]^2 \end{aligned} \quad (2-22)$$

式(2-20) から式(2-22)を式(2-16)に代入し、更に A_n , A_c , S_n , S_c , S_i , d_n , d_c , d を a , b 及び δ により書き表すと、次のように δ/a と χ の関係が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{1-\delta/a} + \left(\frac{a}{\delta} + \frac{1}{1-\delta/a}\right) \left[1 - \left(\frac{a}{\delta} - 1\right) \left(\frac{\rho_c}{\rho_n}\right)^{\frac{4}{7}} \left(\frac{v_c}{v_n}\right)^{\frac{1}{7}} \chi^{\frac{8}{7}}\right]^2 \\ - \frac{a}{\delta} \left(\frac{a}{\delta} - 1\right)^2 \left(\frac{b/a + \delta/a}{1 + b/a - \delta/a}\right)^{\frac{1}{4}} \chi^2 = 0 \end{aligned} \quad (2-23)$$

この曲線を図 2-32 に示す。この一次元分離流モデルによる曲線は、Lockhart-Martinelli の曲線に比べて実験結果とかなり良く一致していることがわかる。 Q_n が一定で χ が小さい場合 (即ち Q_c が大きい場合) にはこの曲線との差異がやや増大しているが、これは波層厚さの増大により $f_i = f_c$ の近似が成り立たなくなるた

めと考えられる。

2.3.4 圧力損失

2.3.4.1 実験結果

図2-33と図2-34に圧力損失 $\Delta P/\Delta L$ の実験結果を示す。 $\Delta P/\Delta L$ は、液体金属流量 Q_h が一定の下で水流量 Q_c の増大と共に増加し、 Q_c 一定の下で Q_h の増加と共に増加している。

円管内の一成分乱流の圧力損失は平均流速の約 $7/4$ 乗に比例することが知られている。そこで圧力損失の平均流速依存性を調べるため、図2-35, 36に $\Delta P/\Delta L$ と u_c, u_h の関係を示す。圧力損失は水側平均流速 u_c と相関が認められ、 u_c の約2乗に比例しているが、 u_h との関係はパラメータ Q_h によって非常に異なっている。これは液体金属が水に引張られて Couette flow に似た速度分布を示すのに対して、水側の速度分布は管内一成分乱流に似た分布形を呈するためと考えられる。すなわち $\Delta P/\Delta L$ と u_c の関係の方が $\Delta P/\Delta L$ と u_h の関係より一成分乱流の $\Delta P/\Delta L-u$ の関係に近いと考えられる。

2.3.4.2 Lockhart-Martinelliパラメータに

よる摩擦損失の整理及び分離^流モデルによる考察

気液二相流の摩擦損失は Lockhart-Martinelli⁽⁶⁶⁾の

整理によって比較的良くまとまることが知られてい

が、本節ではこの整理方法が液-液層状流に対しても

適用できるかどうかを検討する。

図 2-37 にすべての圧力損失の実験結果を ϕ_c と χ の

関係に書き直して図示する。ここで ϕ_c と χ は次のよう

に定義される。

$$\phi_c^2 \equiv (\Delta P/\Delta L) / (\Delta P/\Delta L)_{co} \quad (2-24)$$

$$\chi^2 \equiv (\Delta P/\Delta L)_{ho} / (\Delta P/\Delta L)_{co} \quad (2-25)$$

また前節にも現われた $(\Delta P/\Delta L)_{co}$ と $(\Delta P/\Delta L)_{ho}$ をここ

に示しておく。

$$(\Delta P/\Delta L)_{co} = \frac{0.3164}{\left(\frac{U_{co} d}{\nu_c}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{\rho_c U_{co}^2}{2} \quad (2-26)$$

$$(\Delta P/\Delta L)_{ho} = \frac{0.3164}{\left(\frac{U_{ho} d}{\nu_h}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{\rho_h U_{ho}^2}{2} \quad (2-27)$$

同図から液-液層状流の場合にも摩擦損失が Lockhart

-Martinelli の整理方法によって比較的良くまとまる

ことがわかる。しかし Lockhart-Martinelli の曲線や Chisholm⁽⁷¹⁾, Wallis⁽⁷²⁾ の関係式に比べると、液-液層状流の ϕ_c はかなり小さい。これは、これらの関係式が液相と管壁面とのぬれぶち長さの大きい流動様式の実験結果を包含した実験式であるのに対して、層状流の場合には高密度流体と管壁面とのぬれぶち長さが小さく、壁面摩擦力が減少するためと考えられる。この傾向は気液層状流の摩擦損失においても同様である⁽⁷⁰⁾。

そこで 2.3.3.3 で行った一次元分離流モデルによる層状流の解析を本節にも適用し、 ϕ_c の表示式を導く。水側における運動量のつり合いは次のように表される。

$$A_c \left(\frac{dP}{dx} \right) + S_c \tau_{wc} + S_i \tau_i = 0 \quad (2-28)$$

2.3.3.3 にも現われた A_c , S_c , S_i の表示式を次に示しておく。

$$A_c = (1 - \delta/a) a b \quad (2-29)$$

$$S_c = 2(a - \delta) + b \quad (2-30)$$

$$S_i = b \quad (2-31)$$

式(2-28)に式(2-20), 式(2-22)及び式(2-29~31)を

代入すると次の関係が導かれる。

$$\phi_c^2 = \frac{1}{1-\delta/a} \left[\frac{2}{b} - \frac{2\delta}{ab} + \frac{1}{a} + \frac{1}{a} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{\delta} - 1 \right) \left(\frac{\rho_c}{\rho_a} \right)^{\frac{4}{7}} \left(\frac{\nu_c}{\nu_a} \right)^{\frac{1}{7}} \chi^{\frac{8}{7}} \right\}^2 \right] \\ \times \frac{d^{1.25}}{4} \left\{ \frac{1+b/a-\delta/a}{2(1-\delta/a)b} \right\}^{0.25} \left(1 - \frac{\delta}{a} \right)^{-1.75} \quad (2-32)$$

ここで δ/a には式 (2-23) を適用する。即ち ϕ_c は χ によって一意的に定まる。

この解析結果を図 2-37 に実線で示す。本解析結果は Lockhart-Martinelli, Wallis, Chisholm らの曲線よりかなり良く実験結果を説明できることがわかる。この事から液-液層状流の摩擦損失も気液層状流の場合と同様に一次元分離流モデルによる簡単な解析によってある程度良好な予測が可能であると言える。

2.3.4.3 摩擦損失比の実験式

圧力損失が2流体の流量条件だけから与えられると工学的にも有用である。そこで図2-38に摩擦損失比 R と2流体の容積速度比 u_{h0}/u_{c0} の関係を示す。ここで R は次のように定義される。

$$R \equiv (\Delta P / \Delta L) / (\Delta P / \Delta L)_{c0} \quad (2-33)$$

$R-1$ と u_{h0}/u_{c0} の関係は両対数グラフ上でほぼ一本の直線にまとまり、パラメータ u_{h0} と u_{c0} による差異が小さく、実験誤差範囲内にあることがわかる。本実験体系に関する次のような摩擦損失比の実験式が得られた。

$$R-1 = 7.71 \left(\frac{u_{h0}}{u_{c0}} \right)^{1.08} \quad (2-34)$$

ここで右辺の指数と係数は、流体の物性値に依存する。

2.3.5 液-液界面熱通過率

2.3.5.1 実験結果

図2-39に温度分布の測定結果の一例を示す。同図には $x=620\text{mm}$ における測定結果も示されている。図中の界面位置は $x=1420\text{mm}$ における測定値である。流れ方向に液体金属温度が降下し、水温度が上昇しているが、この流量条件の場合には水に比べて液体金属の熱容量がかなり小さいため、液体金属側の温度変化の方が水側のそれより大きい。また低プラントル数の液体金属側に比べて水側の温度境界層が薄い。このような温度分布と δ の測定結果から式(2-4)と式(2-5)によって液-液界面における熱通過率 k を算出した。

図2-40と図2-41に k の Q_c 及び Q_R 依存性をそれぞれ示す。 k は Q_c の増大と共に著しく増加し、 Q_R の増加に伴う増加も非常に大きいことがわかる。

この界面熱通過率と固体壁面における熱伝達に関する従来の結果との大小を比較するため、以下の仮定の下に界面位置に固体平板が存在する場合の熱通過率を算出した。

- i) 固体平板の厚さを無限小とし、内部の熱伝導による熱抵抗も無視する。
- ii) 固体平板は液-液界面の位置(実験値)に静止状態で存在する。
- iii) 固体表面は平滑である。
- iv) 水と液体金属はこの平板で仕切られた矩形流路内を各々十分発達した乱流で流れる。

の仮定は隔壁式並流型熱交換器に相当するが隔壁内熱抵抗を無視しているため熱通過率を最大に見積もっている。固体平板表面の熱伝達率は次の式により求めた。(56)

水側: Dittus - Boelterの式

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2-35)$$

液体金属側: Lubarisky - Kaufmanの式

$$Nu = 0.625 Pe^{0.4} \quad (2-36)$$

ここで Pe はペクレ数を表している。熱通過率長は $k^{-1} \alpha_c^{-1} + \alpha_h^{-1}$ の関係から求められる。

図2-40にこの計算結果を実線で示す。液-液界面通過率はこの固体平板を介する熱通過率に比べて数

倍大きく、しかも Q_c が増すほどその差が増大していることがわかる。

固体平板が液-液界面と同速度で流れ方向に移動する場合を想定すれば、流体とこの平板との相対速度が前述の場合より小さくなるため、固体平板を介する熱通過率が更に減少すると考えられる。このように液-液界面における熱伝達が従来の固体壁熱伝達に比べて非常に大きいのは、液-液界面近傍の乱流乱れが固体壁近傍のそれに比してかなり大きいためと考えられる。

2.3.5.2 界面近傍の伝熱モデルによる

実験結果の考察

本節では界面熱通過率がどのような流動因子に支配されているかを検討する。まず各流体の平均流速 u_c , u_R や 2 流体の相対速度 u_s による実験結果の整理を試みたが、これらの簡単な流動因子によって k を十分記述できないことがわかった。

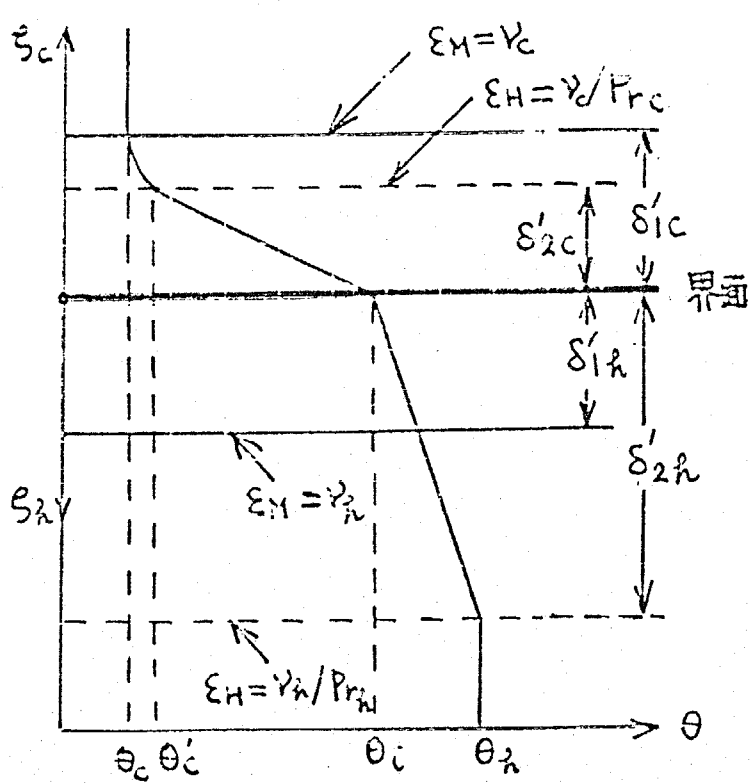
Grover ら⁽⁴⁸⁾ は、有機液体-水系の水平円管内乱流液-液層状流における体積熱伝達率 (本体系の k/a に相当する量) が全質量流量 W_t の 1.3~1.4 乗に比例すると報告した。そこで同様の整理を行い、この結果を図 2-42 に示す。本実験は Grover らの実験と、 W_t の範囲及びこれによって得られた k の範囲がほぼ同程度であるが、同図のように W_t による一定の相関は認められなかった。

この他に Lewis 型攪拌セル内の乱流液-液層状流、気-液層状流の物質伝達に関する実験式⁽²¹⁾⁽²²⁾ や理論式⁽³³⁾, 界面熱伝達に関する実験式⁽⁴⁰⁾ 等による k の整理によっても十分な相関が得られなかった。

これは表が図 2 - 39 の温度分布の勾配からわかるように界面近傍の温度境界層によって支配されており、この領域の乱流構造（特に 2 流体の乱流の相互作用や表面張力の影響を受けて形成される乱流構造）に考慮した伝熱モデルにより表を支配している流動因子を導く必要があることを示唆している。そこで本節では界面近傍だけに着目する伝熱の解析を行う。

座標系を右図に示す。

まず、渦動粘性係数 ϵ_M が動粘性係数 ν に等しい位置の界面からの距離を δ'_1 、渦温度伝導率 ϵ_H が温度伝導率 γ/Pr に等しい位置の界面からの距離を δ'_2 とする。液



体金属側では $Pr_n < 1$ であるため $\delta'_{2n} > \delta'_{1n}$, また水側では $Pr_c > 1$ であるため $\delta'_{2c} < \delta'_{1c}$ が成り立つ。次に本解析の仮定を示す。

- (i) 界面近傍の渦動粘性係数 ϵ_M は次のように表される。

$$\varepsilon_M = C^2 \frac{\kappa}{\sigma_{eqn}} (u_h^* + u_c^*) (\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2}) \varepsilon_n^2 \quad (n=c, h) \quad (2-37)$$

ここで κ は Kármán 定数, u^* は摩擦速度, ε は界面からの法線方向距離, σ_{eq} は重力の影響を含む等価表面張力, C は比例定数である。式(2-37)は、表面張力及び重力の影響により界面近傍の乱れが減衰されることを考慮することによって導かれる。誘導の詳細は次章に記述されるのでここでは省略する。

(ii) $0 \leq \varepsilon_n \leq \delta'_{2n}$ ($n=c, h$) における伝熱は熱伝導支配である。

$$q = \rho_c c_{pc} \frac{\gamma_c}{Pr_c} \frac{\theta_i - \theta'_c}{\delta'_{2c}} \quad (2-38)$$

$$q = \rho_h c_{ph} \frac{\gamma_h}{Pr_h} \frac{\theta_h - \theta_i}{\delta'_{2h}} \quad (2-39)$$

(iii) $\varepsilon_c \geq \delta'_{1c}$, $\varepsilon_h \geq \delta'_{2h}$ の温度は均一かつバルク平均温度に等しい。

仮定(i)から δ'_{1c} , δ'_{2c} 及び δ'_{2h} が各々次のように表される。

$$\delta'_{1c} = \frac{1}{C} \left[\frac{\gamma_c \sigma_{eqc}}{\kappa (u_h^* + u_c^*) (\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-40)$$

$$\delta'_{2c} = \left[\frac{\sigma_{\theta c}}{Pr_c} \right]^{\frac{1}{2}} \delta'_{1c} \quad (2-41)$$

$$\delta'_{2h} = \frac{1}{c} \left[\frac{\sigma_{\theta h}}{Pr_h} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\gamma_h \sigma_{eqh}}{\kappa (u_h^* + u_c^*) (\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-42)$$

ここで σ_{θ} は乱流プラントル数を表している。さらに $\delta_c = \delta'_{2c} \sim \delta'_{1c}$ における温度差は、式 (2-37) と σ_{θ} を用いて $q \simeq -\rho_c c_{pc} \epsilon_{hc} \partial \theta / \partial \delta_c$ を積分することにより導かれる。

$$\theta'_c - \theta_c = \frac{1}{c} \frac{q}{\rho_c c_{pc} \sqrt{\gamma_c}} \left(\sqrt{\frac{Pr_c}{\sigma_{\theta c}}} - 1 \right) \left[\frac{\sigma_{eqc}}{\kappa (u_c^* + u_h^*) (\rho_c u_c^{*2} + \rho_h u_h^{*2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-43)$$

仮定 (ii), (iii) 及び式 (2-41~43) によつて、界面における熱伝達率に比例する量 U_c と U_h が次のように表示される。

$$U_c = \frac{\rho_c c_{pc} \sqrt{\kappa \gamma_c}}{2 \sqrt{Pr_c \sigma_{\theta c} - \sigma_{\theta c}}} \left[\frac{(u_h^* + u_c^*) (\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2})}{\sigma_{eqc}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-44)$$

$$U_h = \rho_h c_{ph} \sqrt{\frac{\kappa \gamma_h}{Pr_h \sigma_{\theta h}}} \left[\frac{(u_h^* + u_c^*) (\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2})}{\sigma_{eqh}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-45)$$

先に比例する流動パラメータ U は次式で与えられる。

$$U^{-1} = U_c^{-1} + U_h^{-1} \quad (2-46)$$

ここで u^* は Blasius の式⁽⁶⁵⁾ から与え、 σ_{θ} は液体金属側には青木の式⁽⁷³⁾、水側には $\sigma_{\theta c} = 1$ または Reynolds の式⁽⁷⁴⁾ を適用した ($\sigma_{\theta c}$ に関するこれらの計算値の差異が小さく、ここでは $\sigma_{\theta c} = 1$ とした場合の計算結果だけ

を示す)。

U を横軸に取って k の実験結果を整理し、図 2-43 に示す。ここで式 (2-44~46) の右辺の計算には 2 流体の入口流量の他に δ が必要である。そこで横軸の U の計算には δ の測定結果が用いられている。同図から流動パラメータ U によって k の実験結果が比較的良くまとまることがわかる。この事から界面近傍の乱流構造が表面張力の影響を強く受けており、界面近傍の乱れが表面張力及び重力によって減衰されると考える流動・伝熱モデルによって界面熱通過率の流量依存性を説明できることが明らかとなった。

2.4 結言

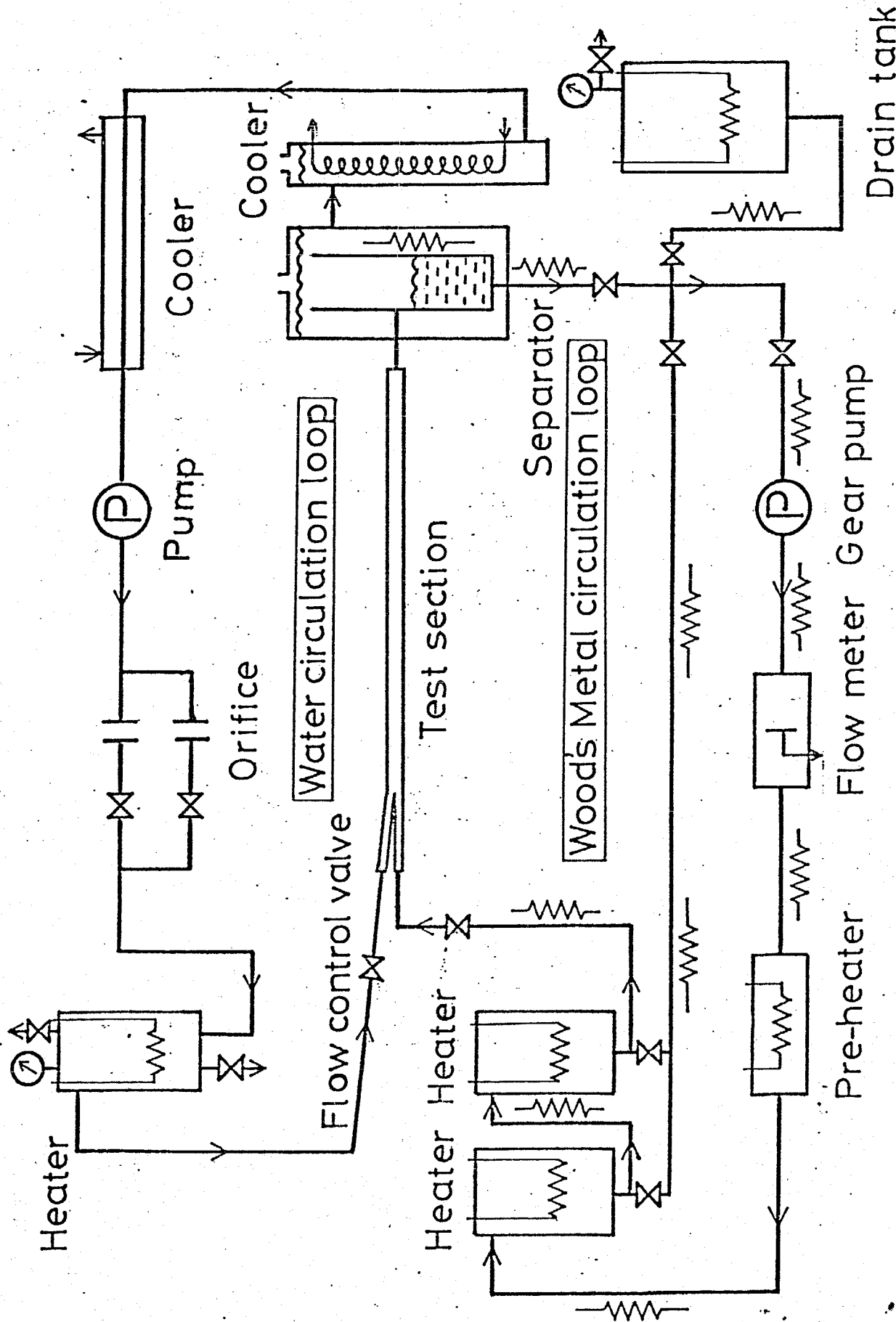
高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内液-液層流について、流れが十分発達した領域の流動と流体間の伝熱に関し実験的な考察を行い、次の結論を得た。

1) 界面高さは液体金属体積流量率 X_h に凸に依存しており、式(2-12)の実験式を得た。

2) 圧力損失は水側平均流速に支配されている。また摩擦損失比によってまとまりのある整理ができ、式(2-34)の実験式を得た。

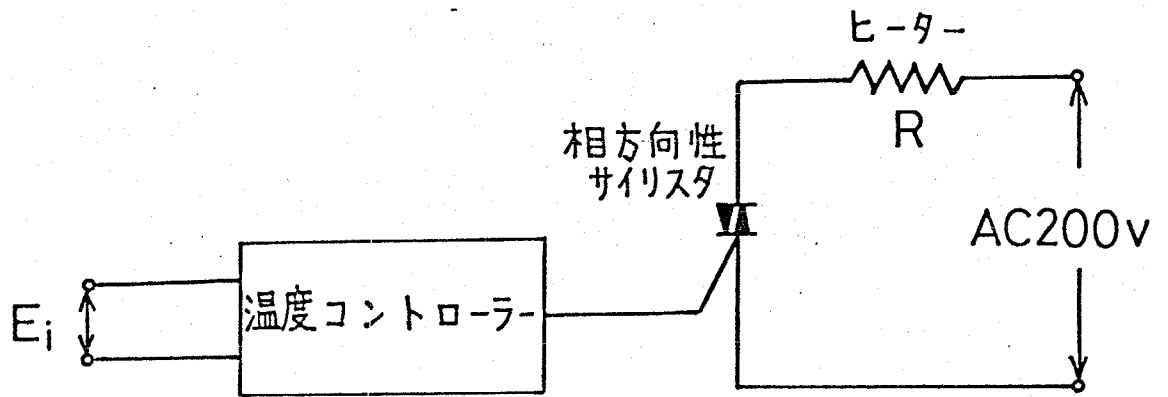
3) 圧力損失及び界面高さは Lockhart-Martinelli パラメータによって気液二相流と同様の整理が可能である。また一次元分離流モデルによって実験結果を比較的良く説明できた。

4) 液-液界面は固体壁面に比べて伝熱特性が極めて良好である。これは界面近傍の乱流乱れが表面張力及び重力の効果で減衰されると考える流動・伝熱モデルによって説明できる。



Pre-heater Flow meter Gear pump

Fig.2-1 循環ル-7°の概略図



E_i ... 熱電対出力 { 水側 : テスト部入口
 LM側 : 予熱器内
 R ... ヒーター { 水側 : 水加熱槽加熱ヒーター
 LM側 : 予熱器加熱ヒーター

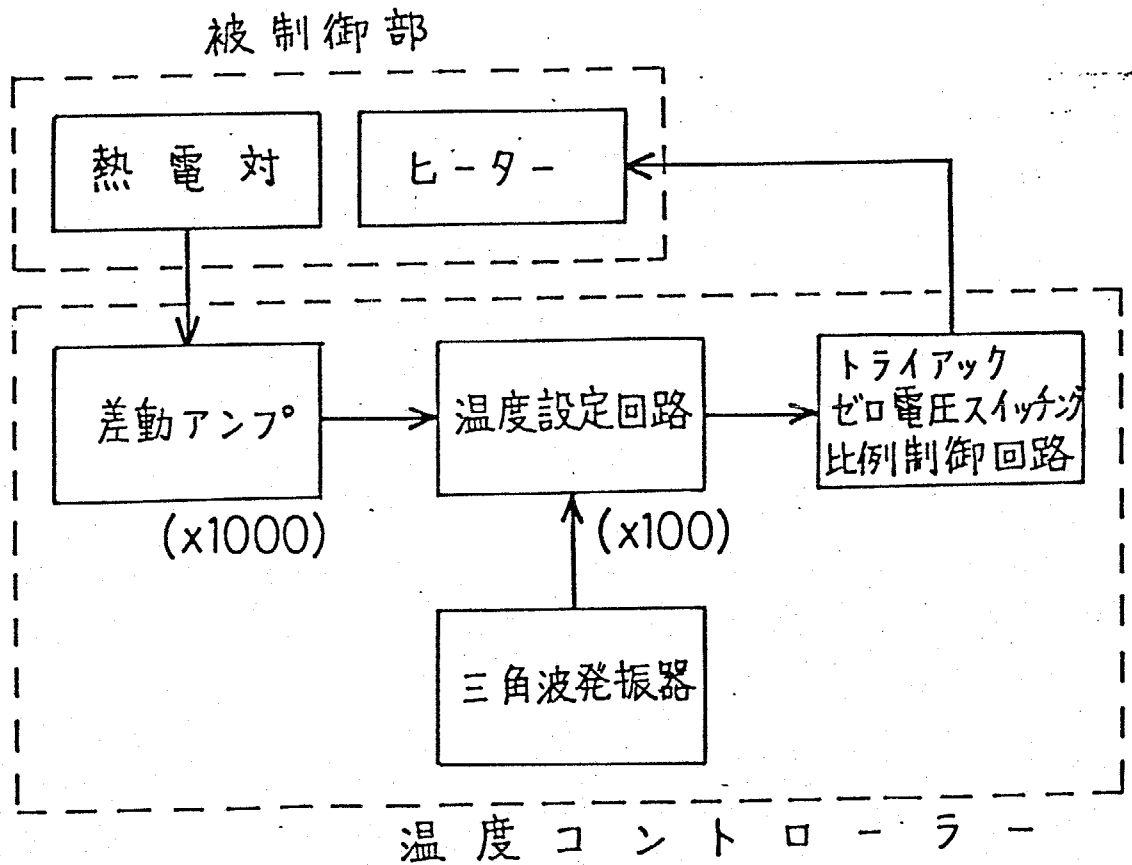
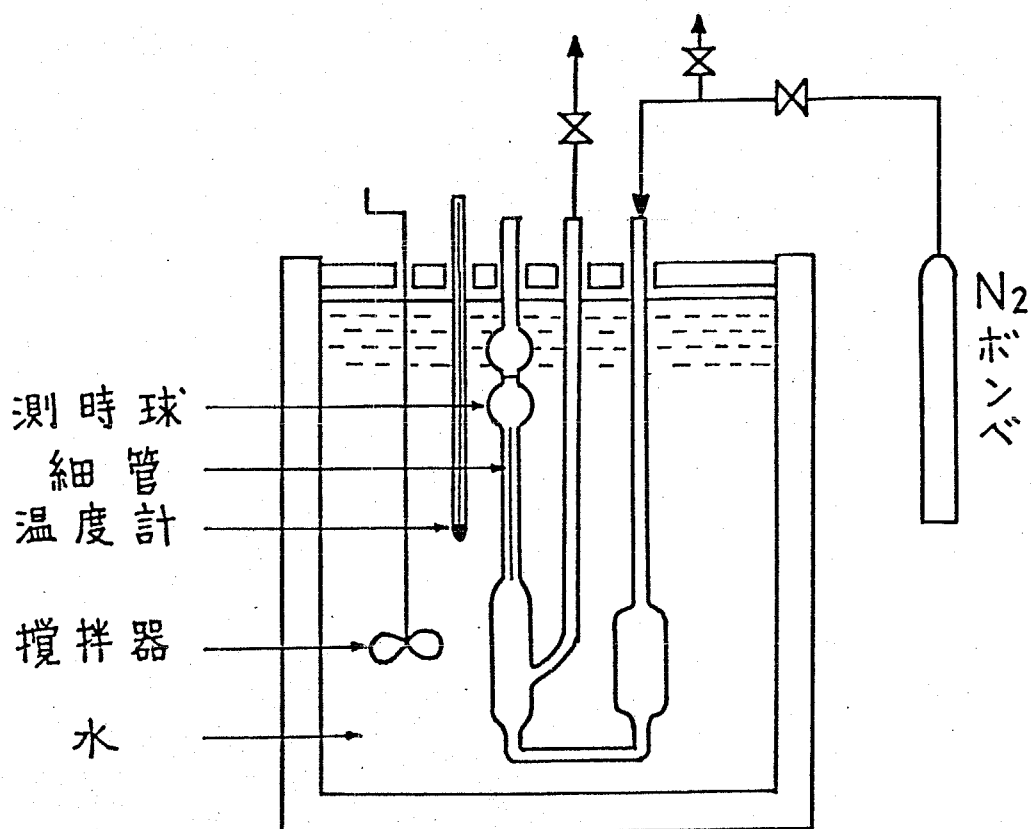
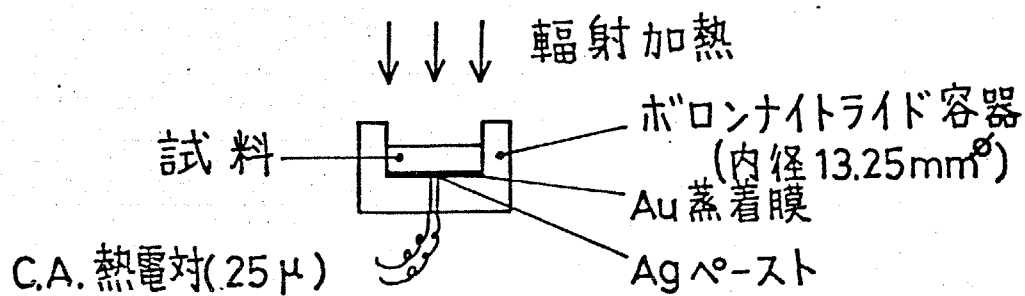


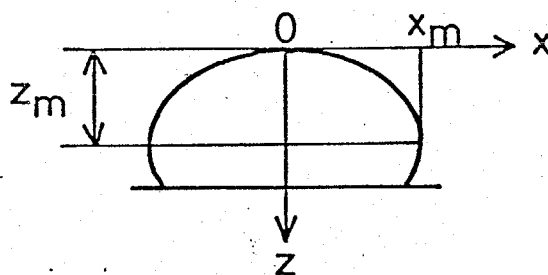
Fig.2-2 入口温度制御系



(a) 動粘性係数の測定装置



(b) 温度伝導率の測定



(c) 静滴法の座標系

Fig.2-3 Wood's Metal の物性値測定

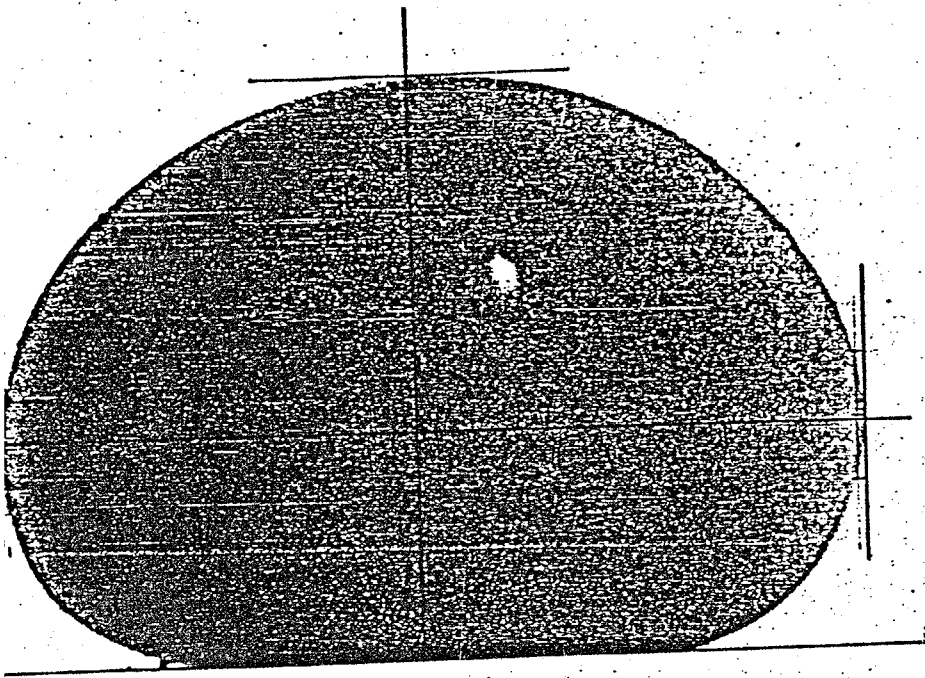


Fig.2-4 静滴 (顕微鏡写真)

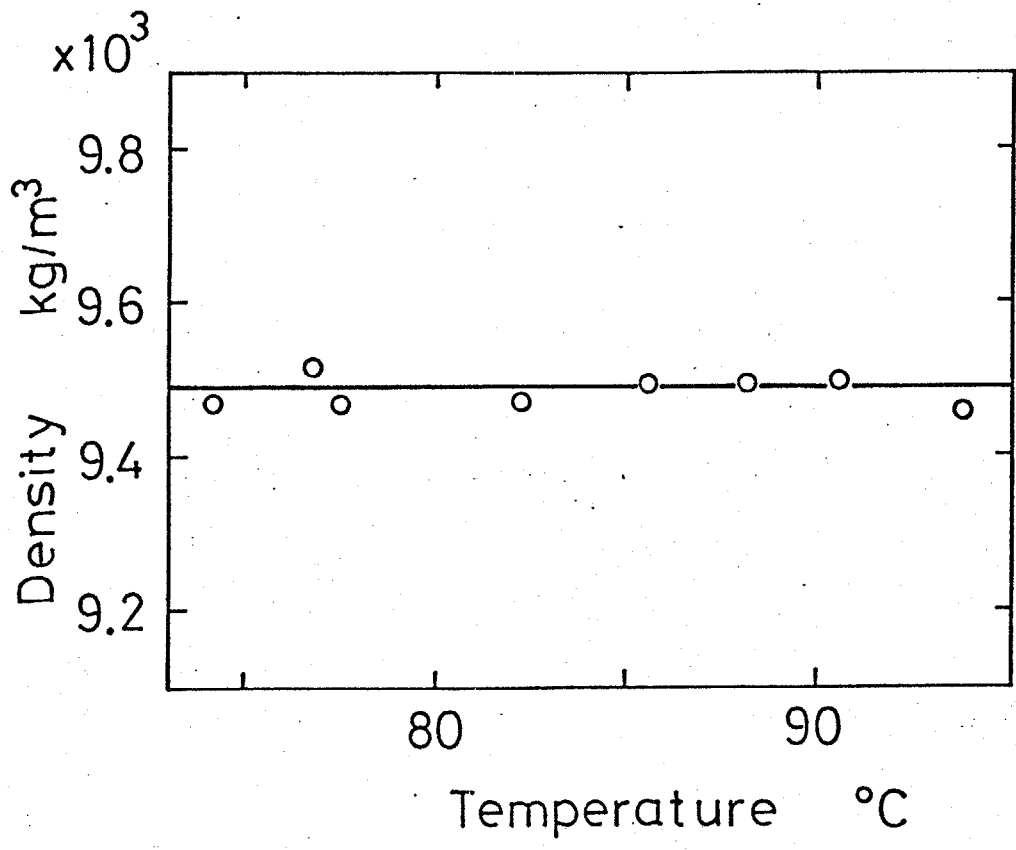


Fig.2-5 Wood's Metal の密度

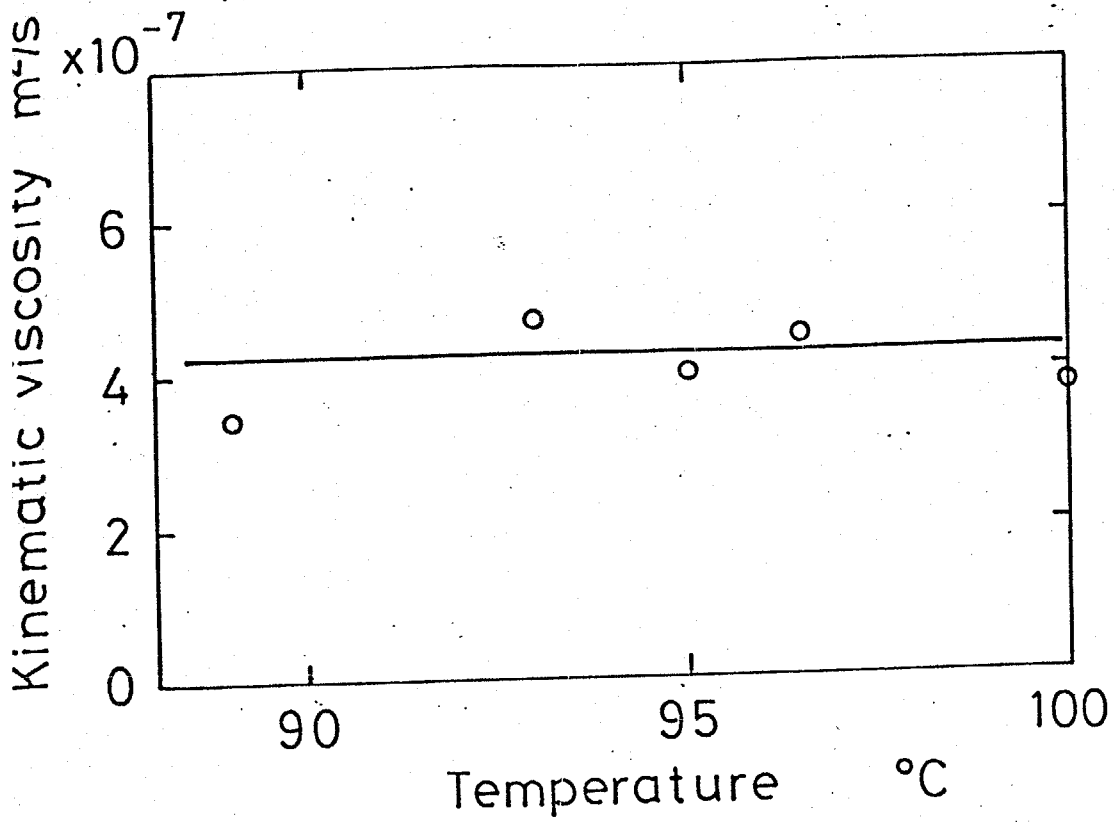


Fig.2-6 Wood's Metal の動粘性係数

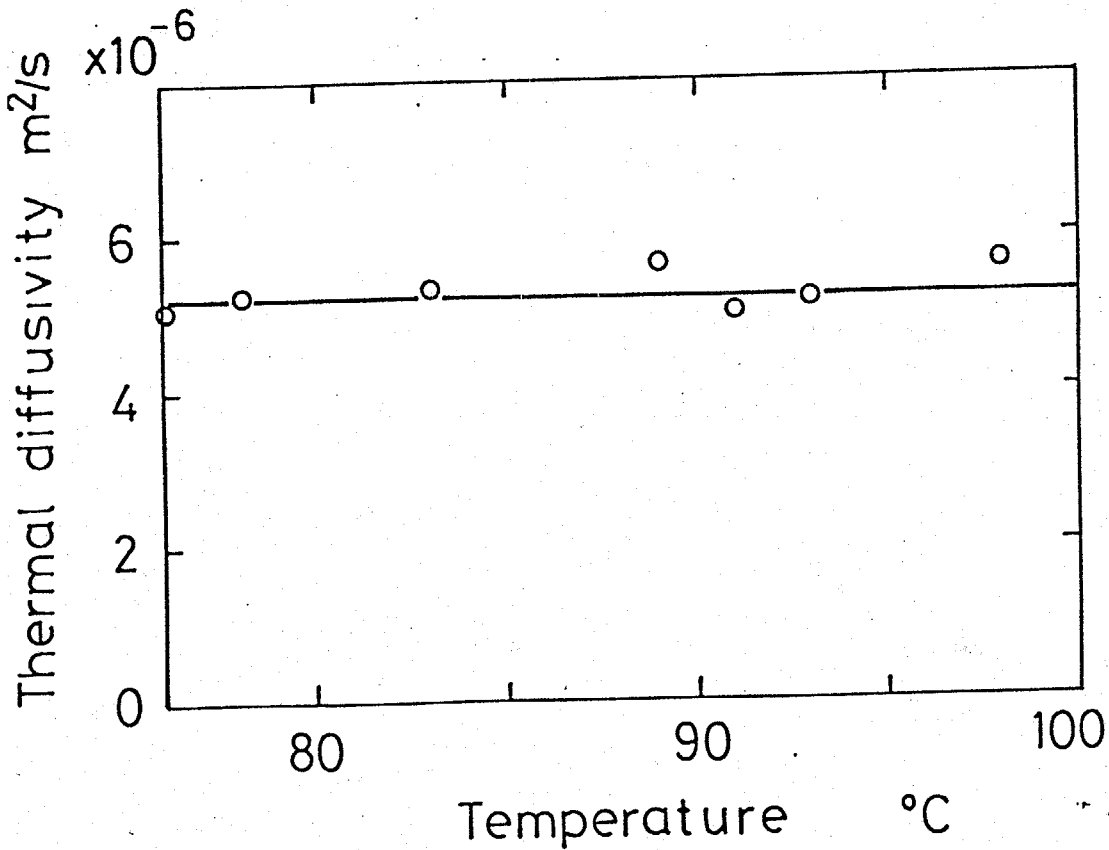


Fig.2-7 Wood's Metal の温度伝導率

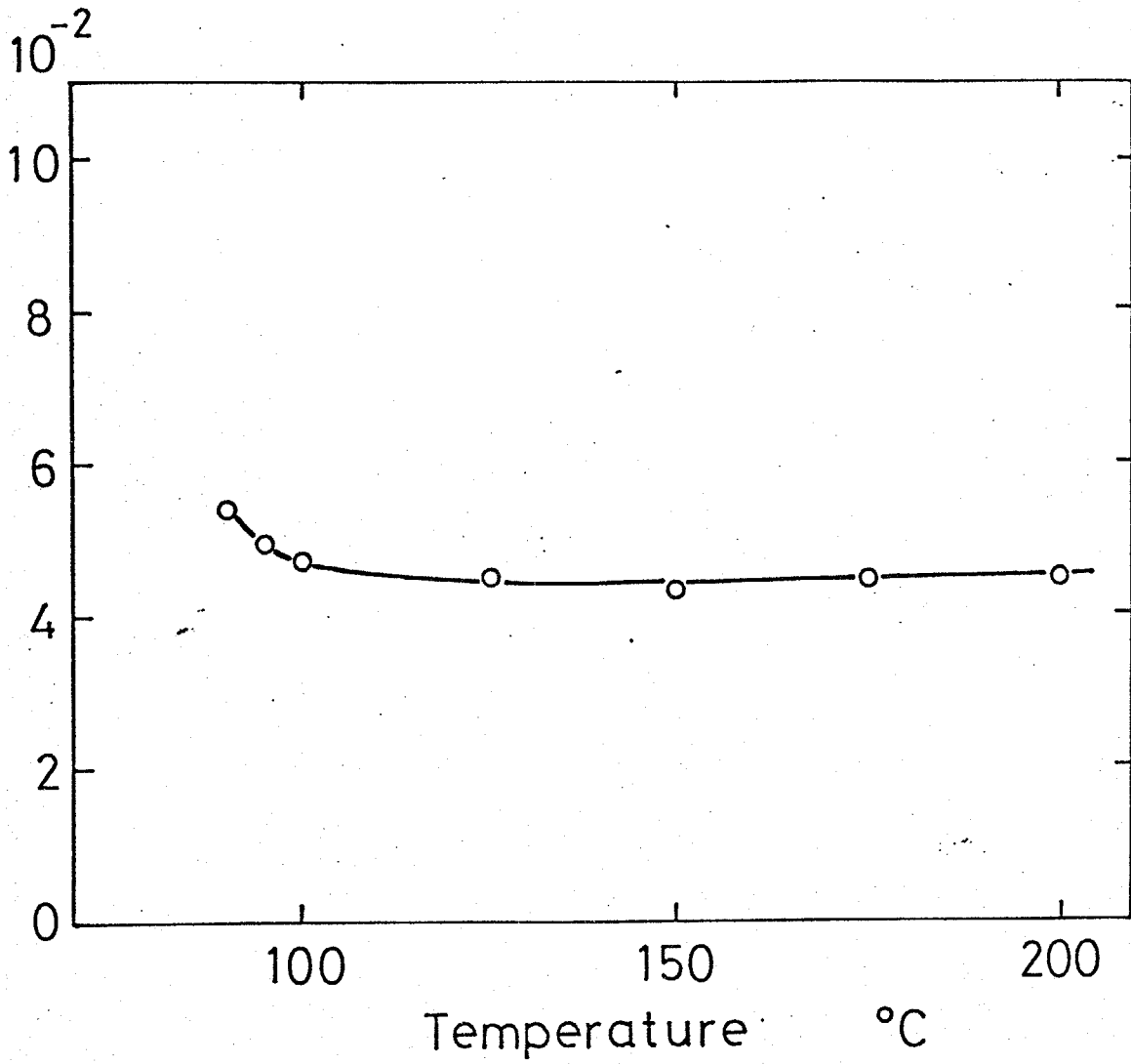


Fig.2-8 Wood's Metal の比熱

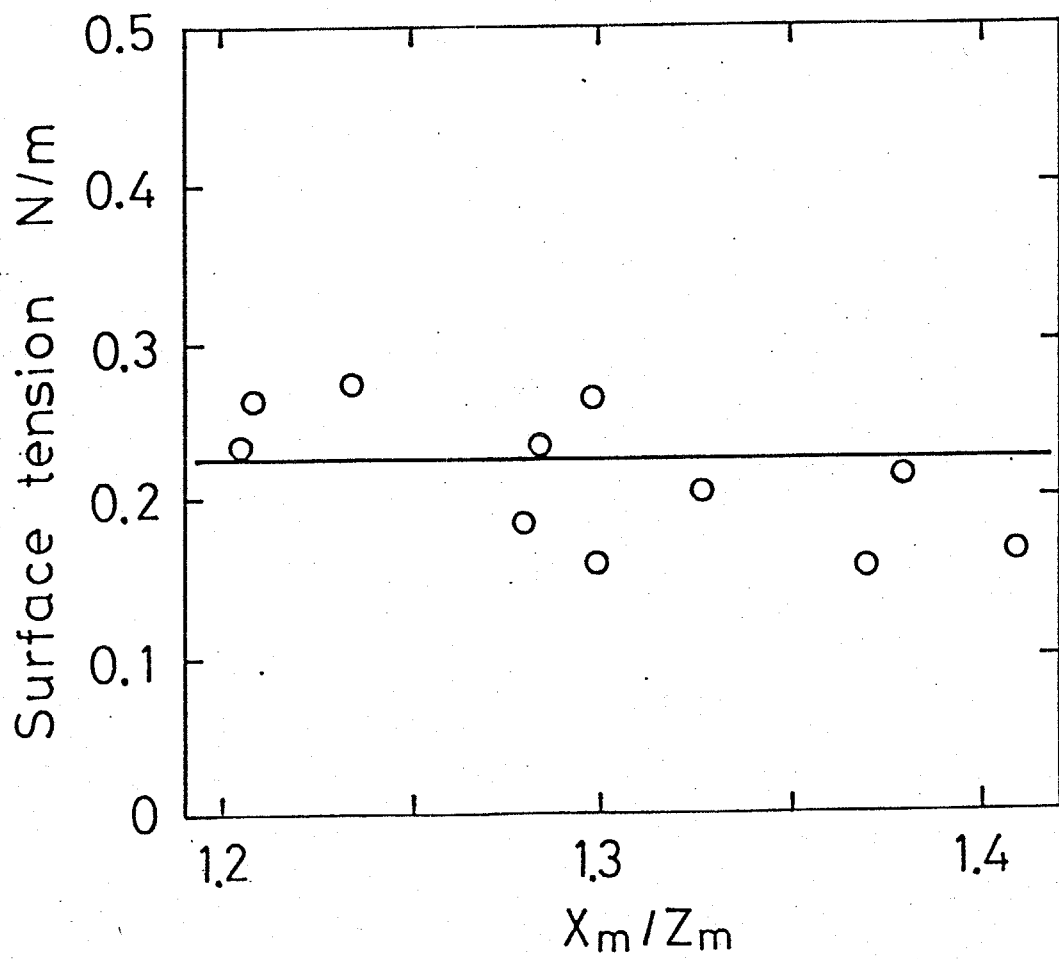


Fig.2-9 Wood's Metal の表面張力

(48Bi-26Pb-13Sn-13Cd)

Melting point		70	°C
Density	ρ	9.49×10^3	kg/m ³
Kinematic viscosity	ν	4.2×10^{-7}	m ² /s
Specific heat	C_p	2.73×10^2	J/kgK
Thermal conductivity	λ	13.5	W/mK
Prandtl number	Pr	8.08×10^{-2}	

Table 2-1 Wood's Metal の物性値

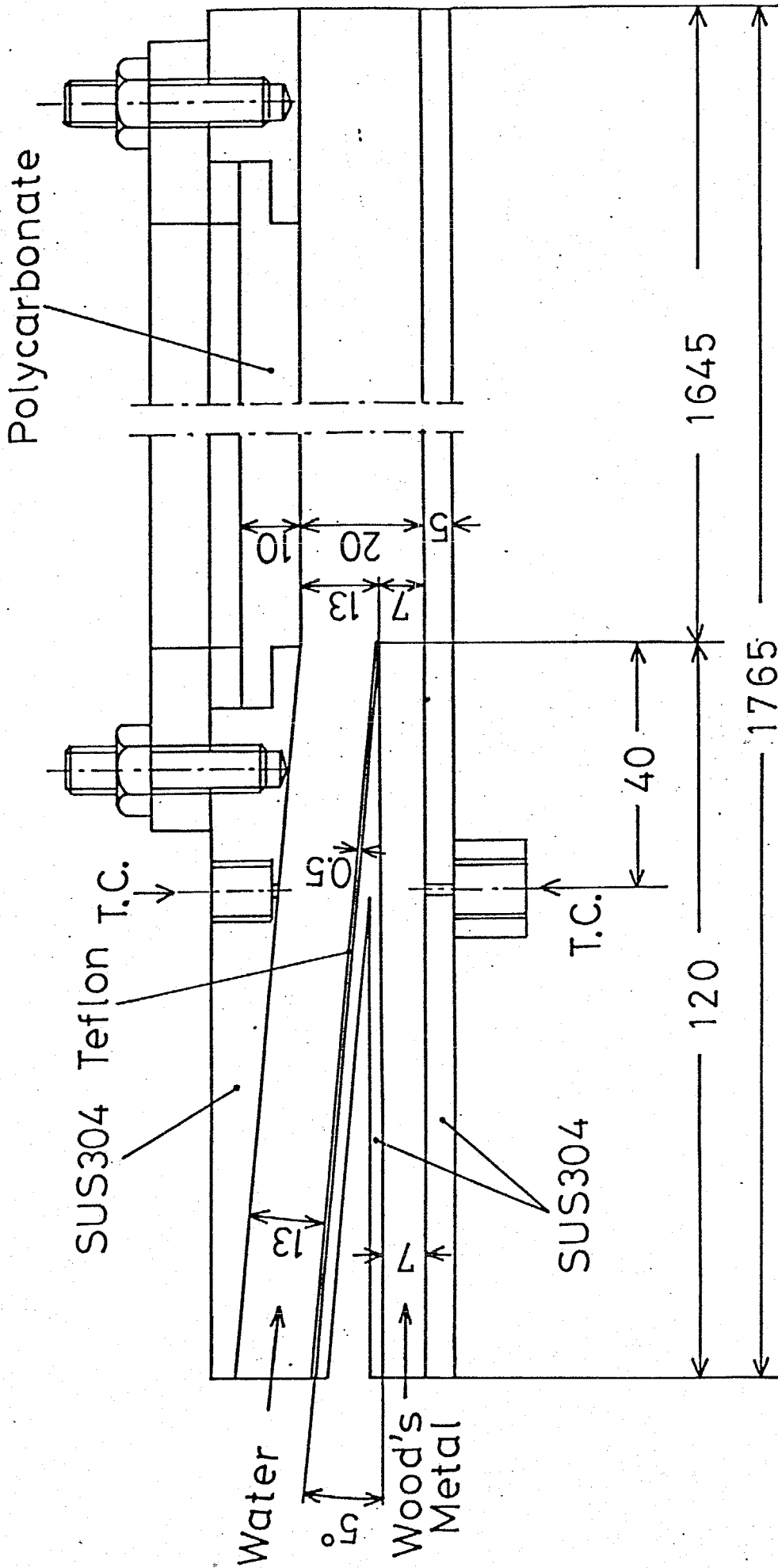


Fig.2-10 Test section

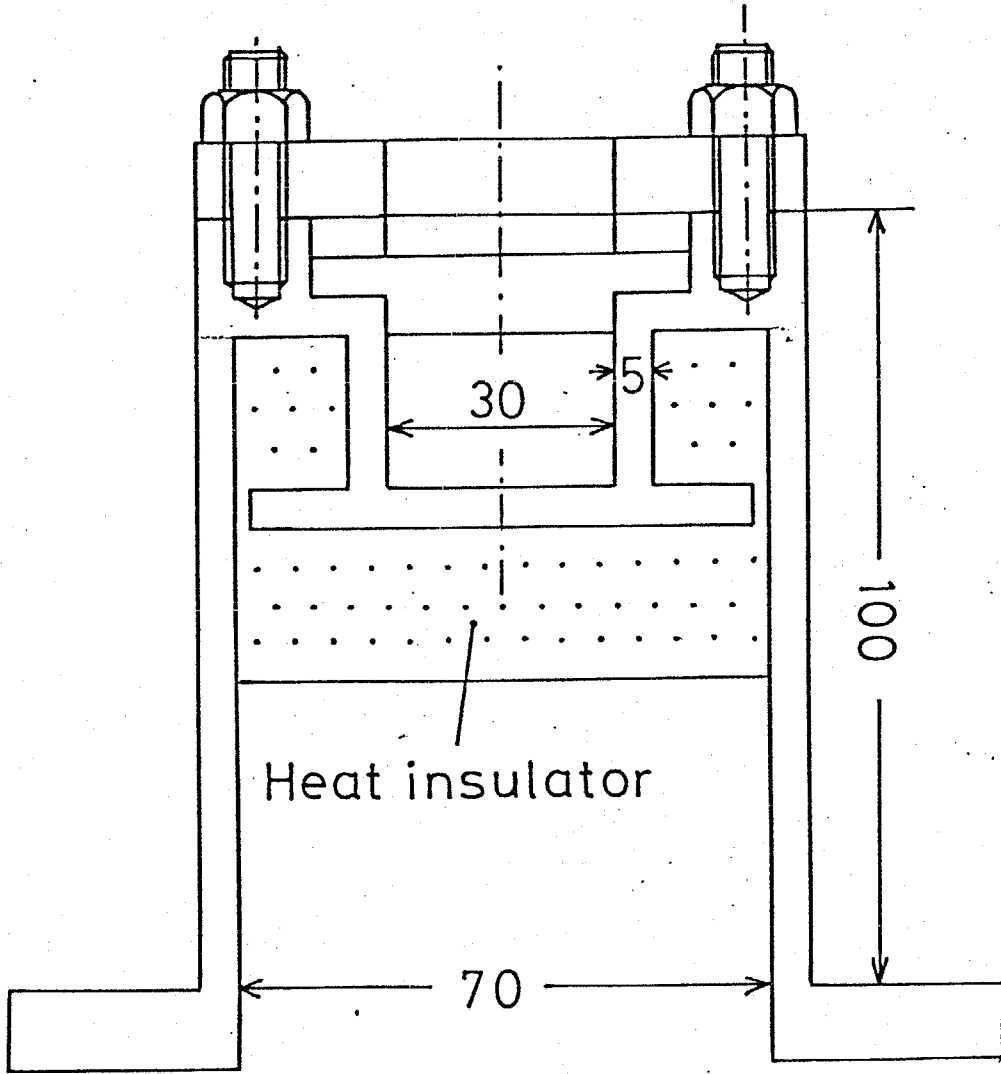


Fig.2-11 Test section

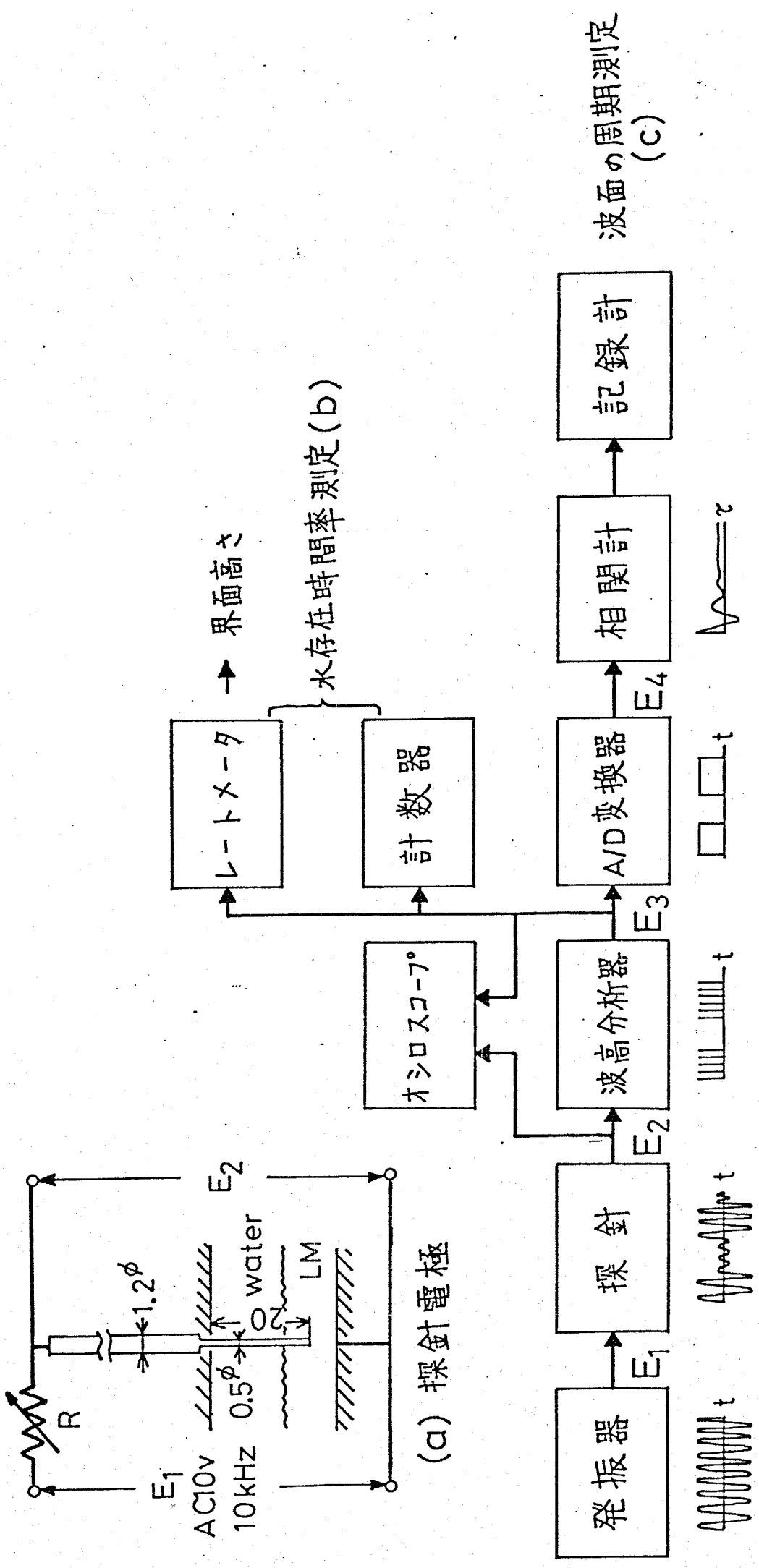
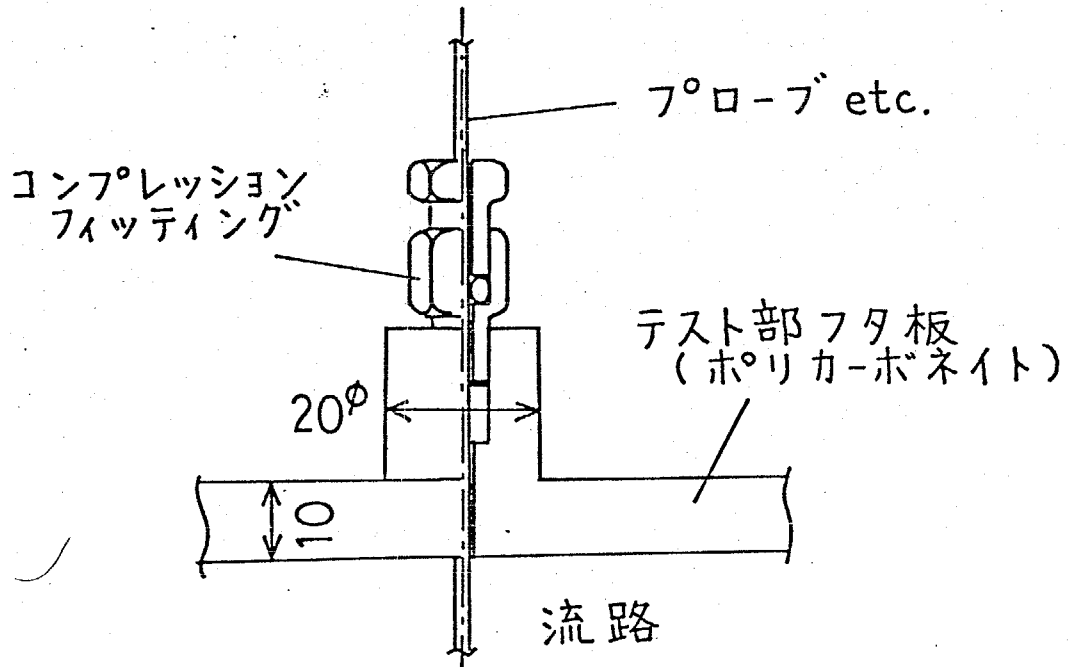
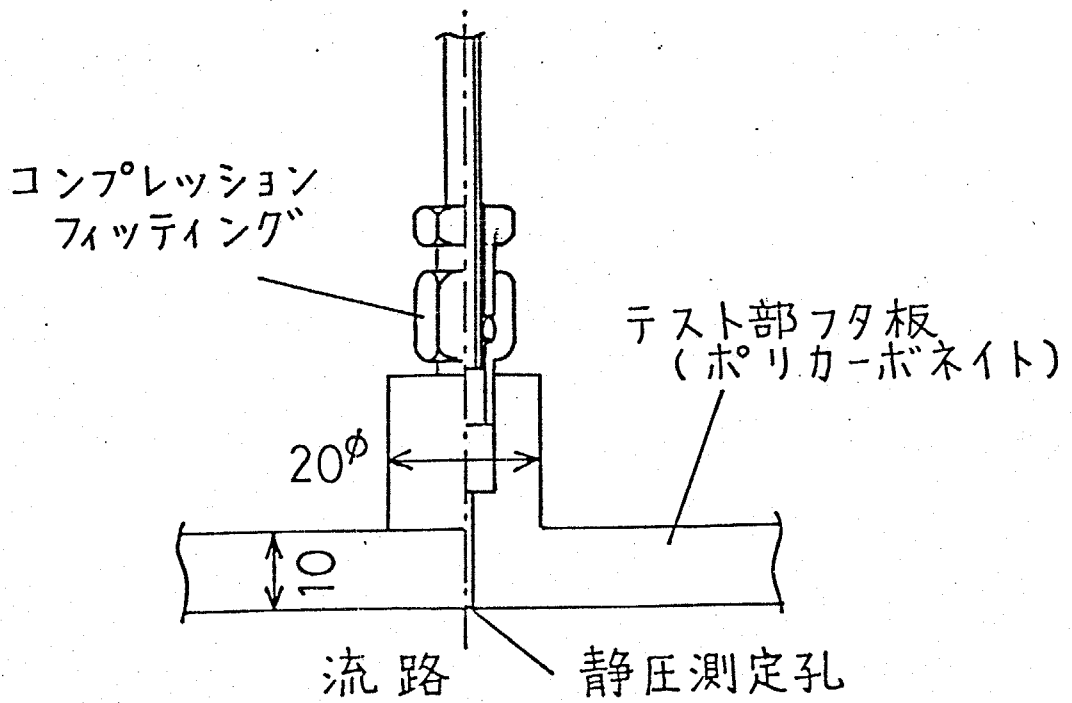


Fig.2-12 探針及び界面高さ、波層厚さ、波面の周期測定系



(a) ヒート-管、熱電対、探針 挿入部 詳細図



(b) 静圧タップ 詳細図

Fig.2-13

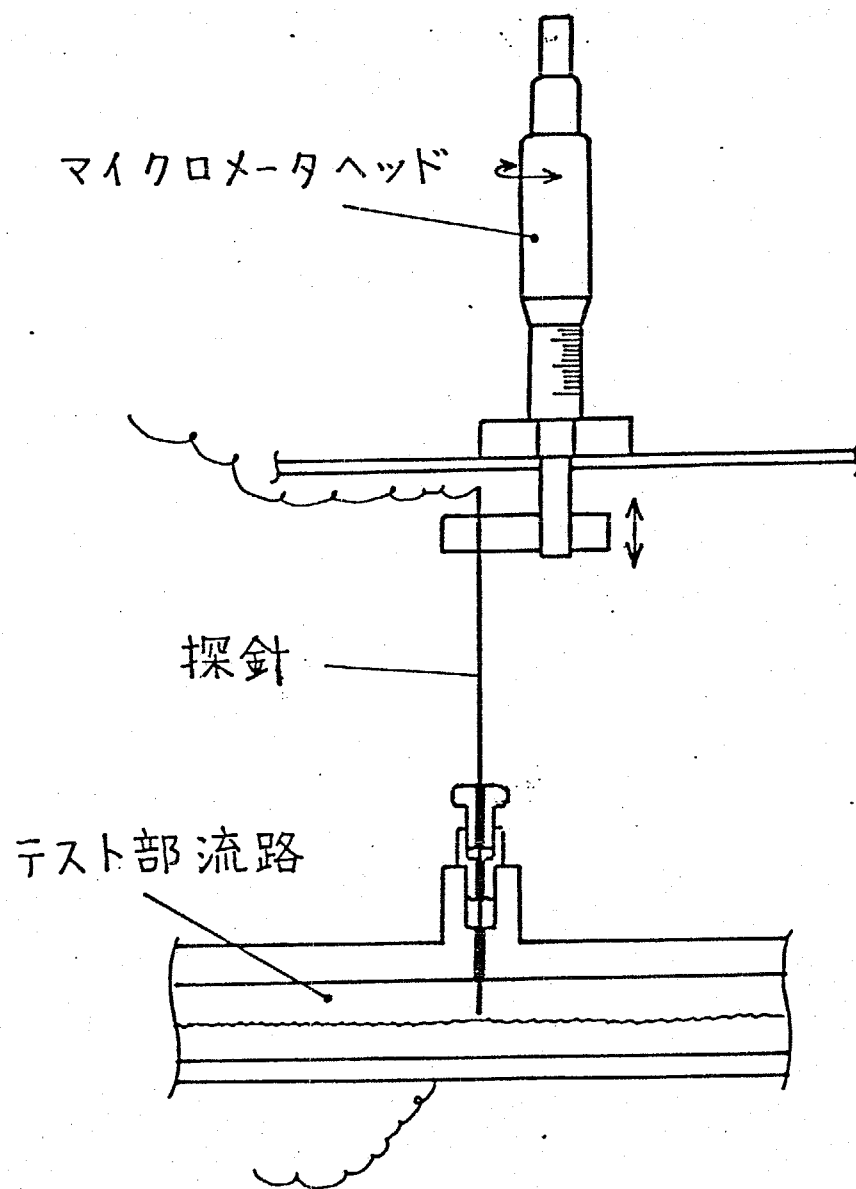
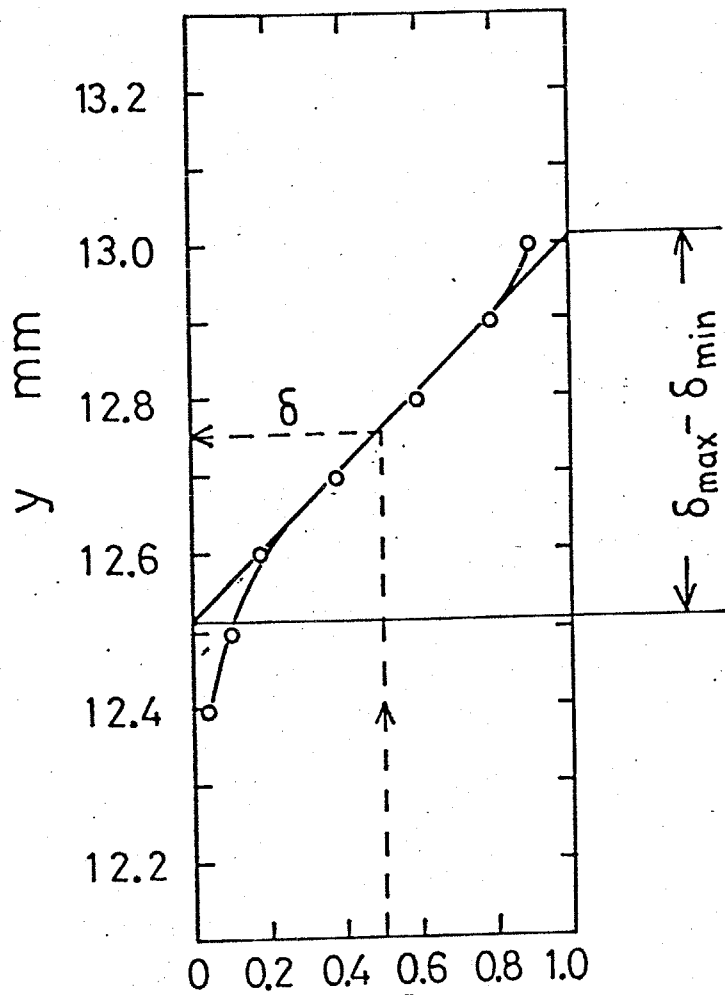


Fig.2-14 トラバース部 略図

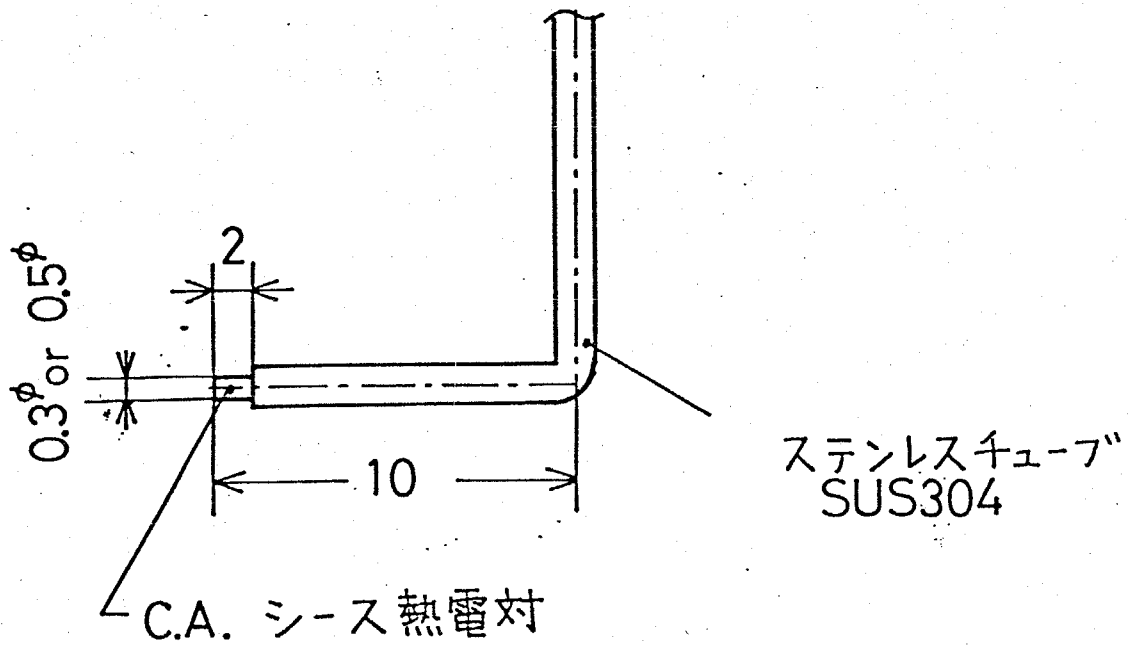


水存在時間率

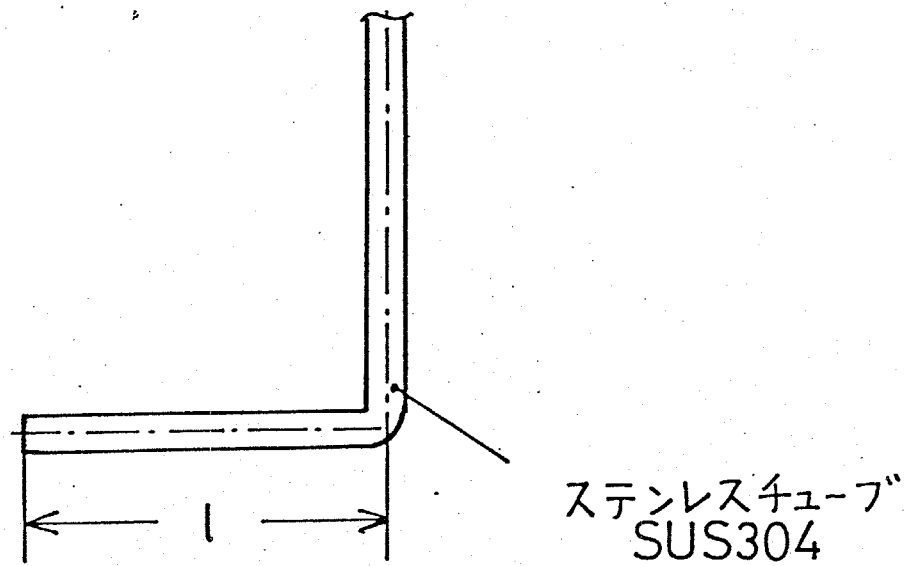
$$Q_h = 2.44 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_c = 1.95 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

Fig.2-15 波層厚さ、界面高さ



(a) 熱電対の形状



(b) ピット管の形状

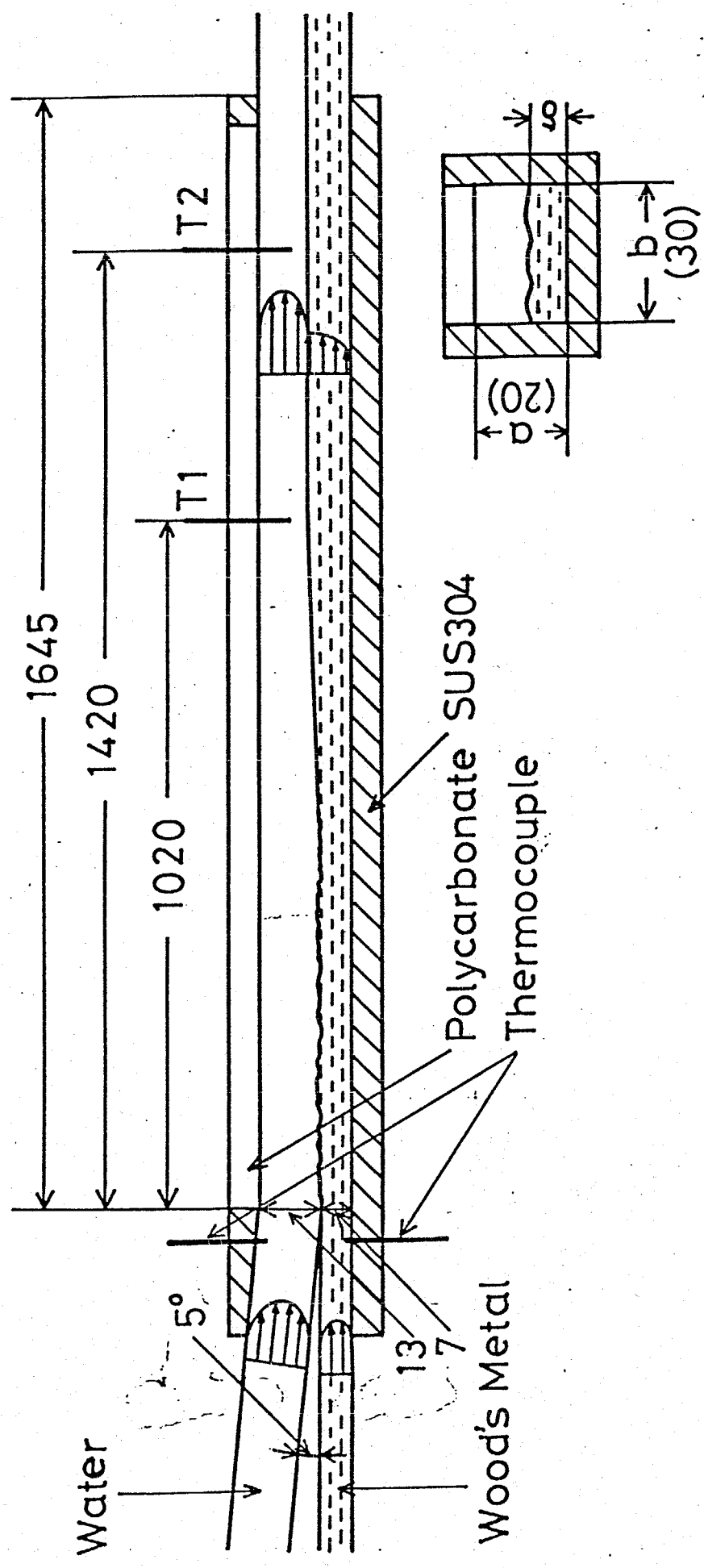


Fig.2-17 测定位置

Table 2-2 実験条件

	Wood's Metal	Water
Inlet temperature	96 ~ 99 °C	75 ~ 80 °C
Flow rate Q	$3.4 \times 10^{-5} \sim 2.7 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$	$6.5 \times 10^{-5} \sim 7.8 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
Superficial velocity u_0	0.057 ~ 0.45 m/s	0.11 ~ 1.30 m/s
Superficial Reynolds number	$3.2 \times 10^3 \sim 2.6 \times 10^4$	$7.1 \times 10^3 \sim 8.5 \times 10^4$

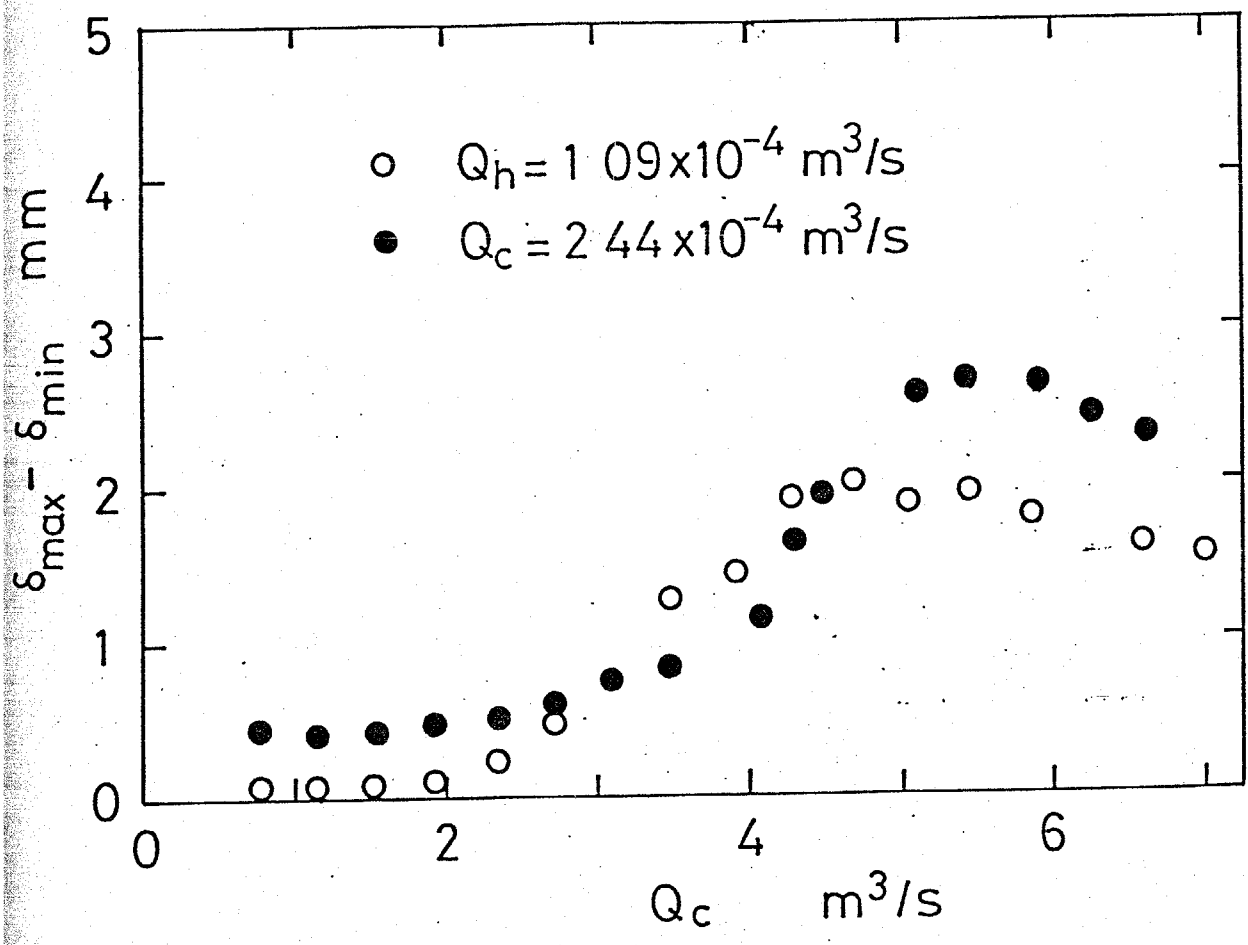
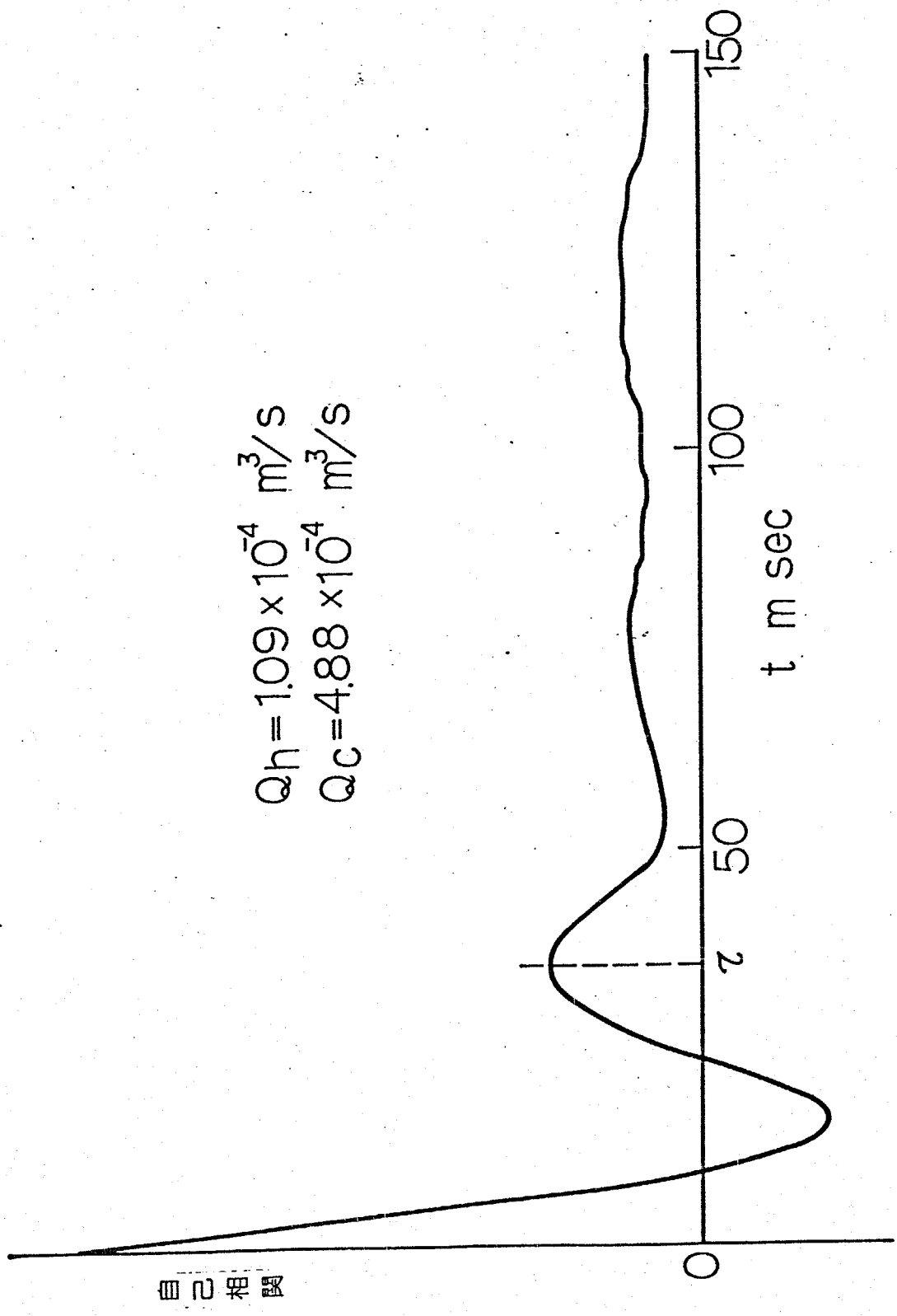


Fig.2-18 波層の厚さ



$$Q_h = 1.09 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_c = 4.88 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

Fig. 2-19 自己相関関数

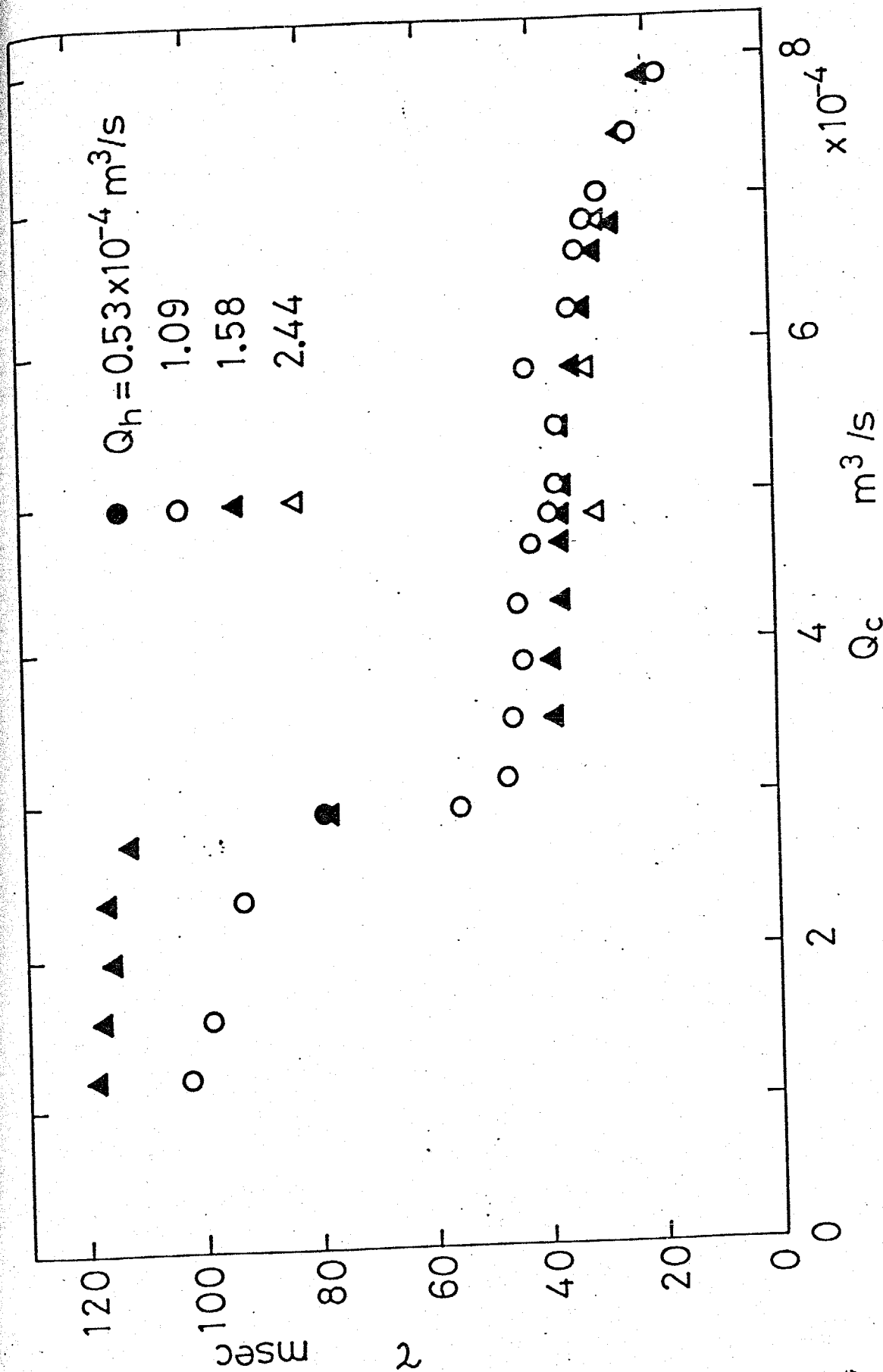


Fig.2-20 波面の周期

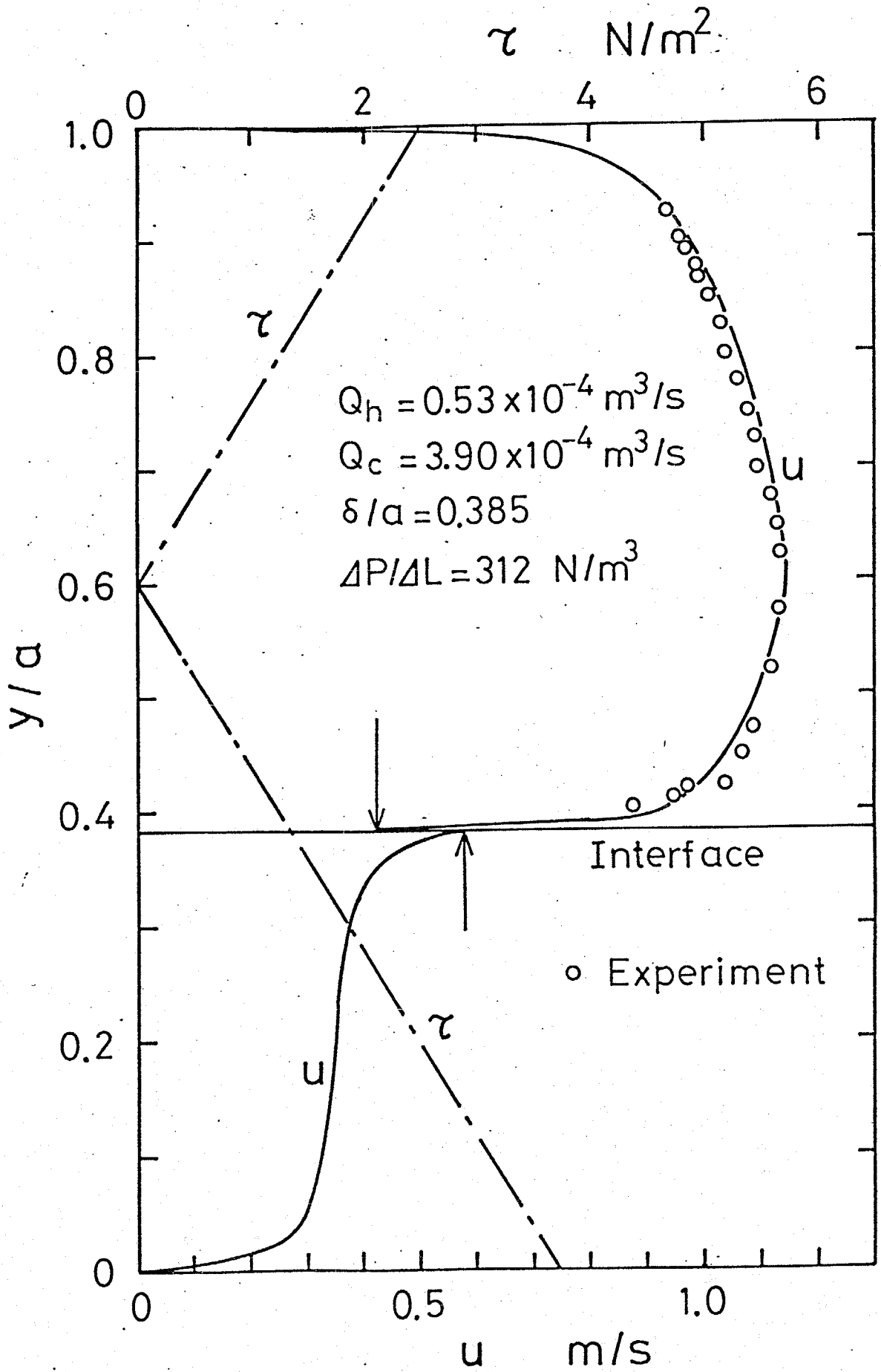


Fig.2-21 速度分布

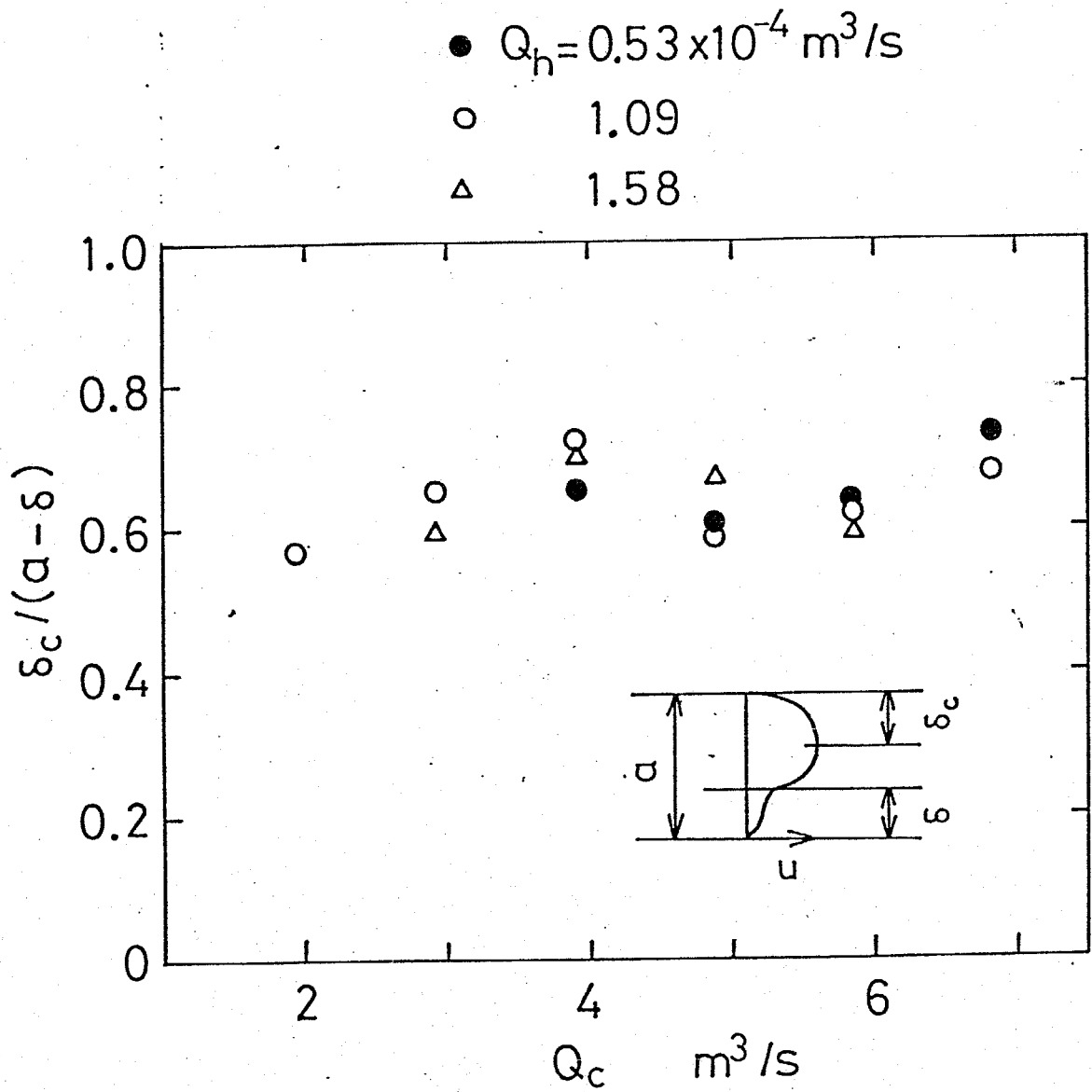


Fig.2-22 速度の最大点

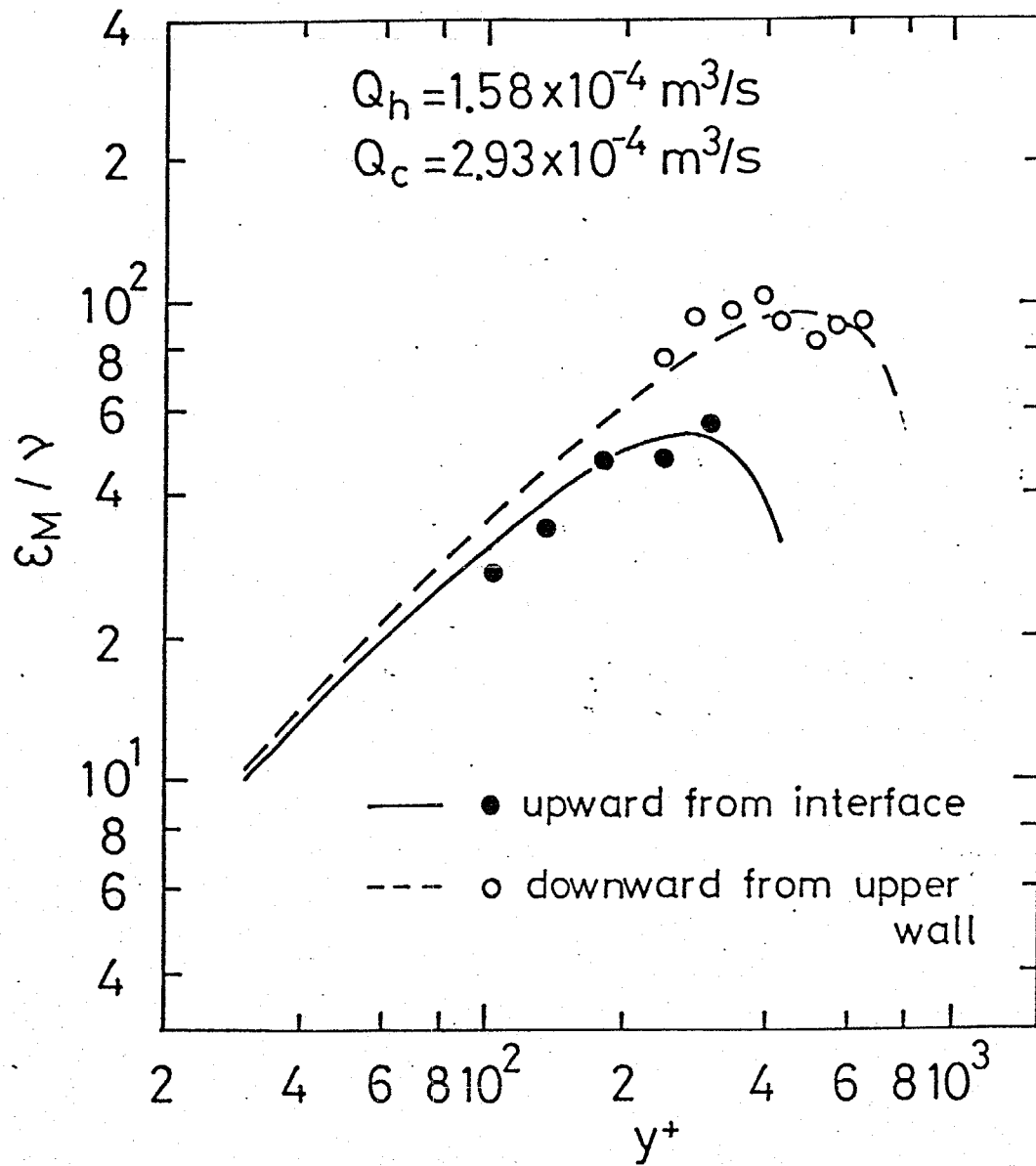


Fig.2-23 渦動粘性係數

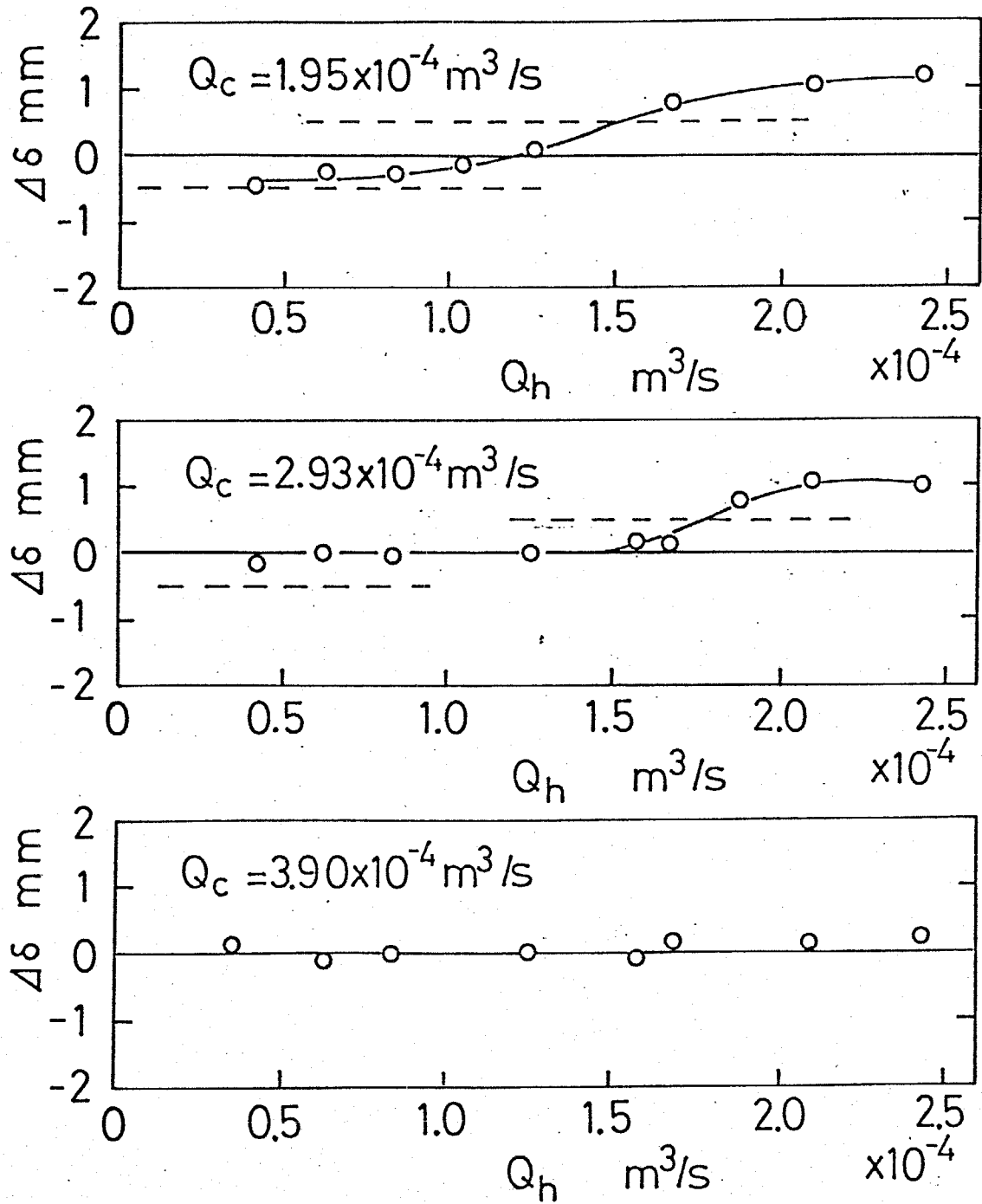


Fig.2-24 $x=1020 \sim 1420$ mm 間の
界面高さの変化

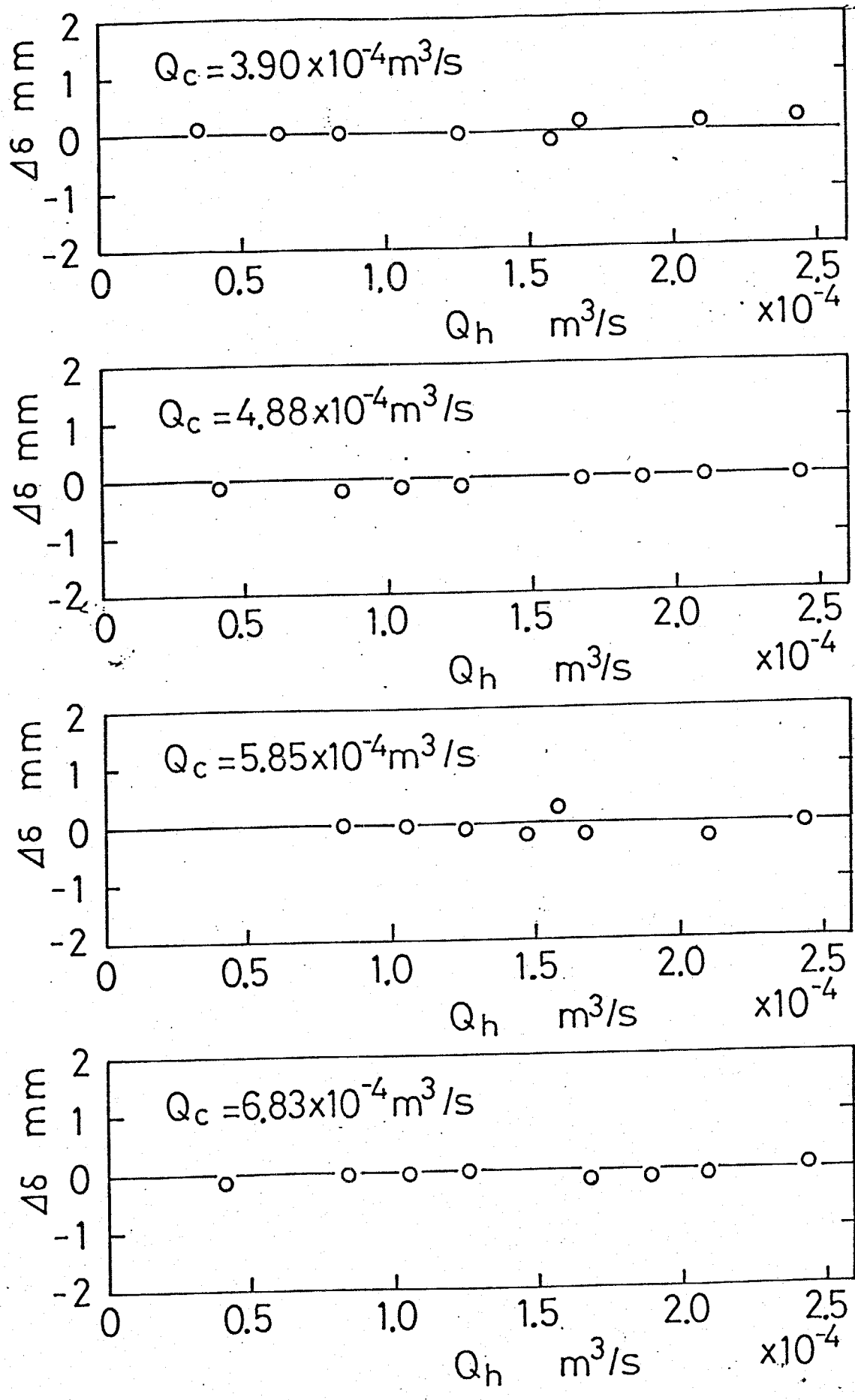


Fig.2-25 $x=1020 \sim 1420$ mm間の界面高さの変化

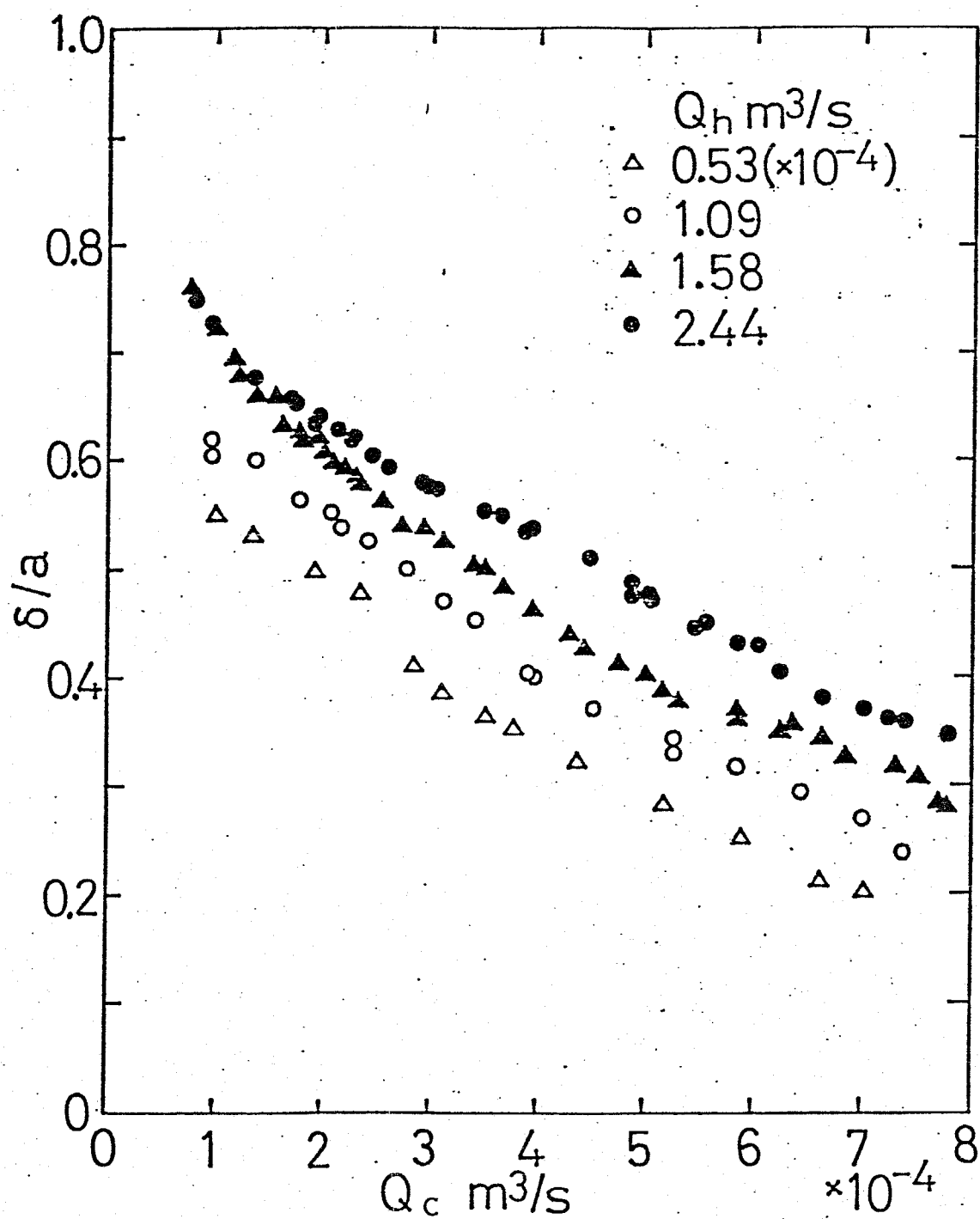


Fig.2-26 界面高さ (水流量依存性)

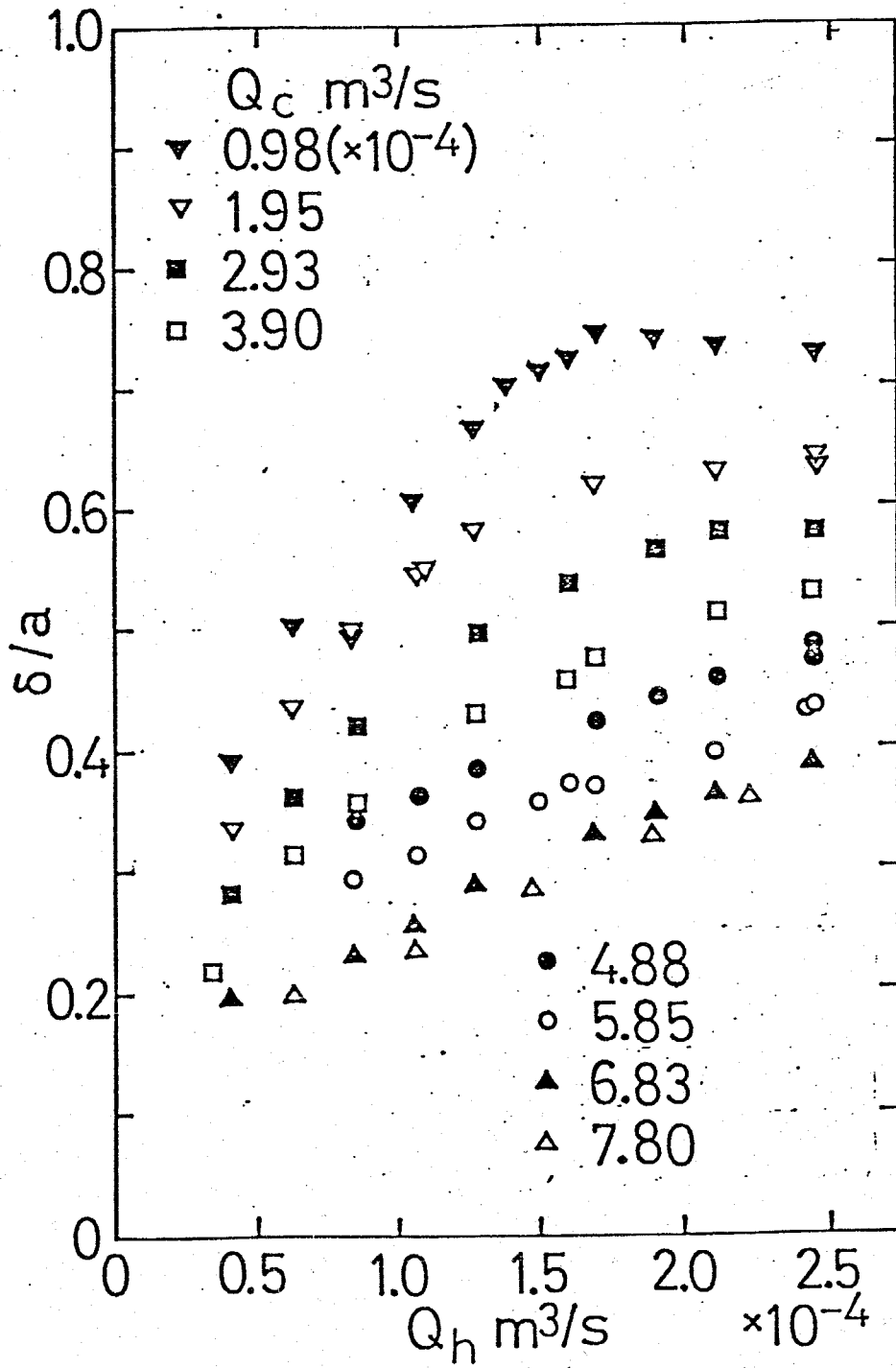


Fig. 2-27 界面高さ (液体金属流量依存性)

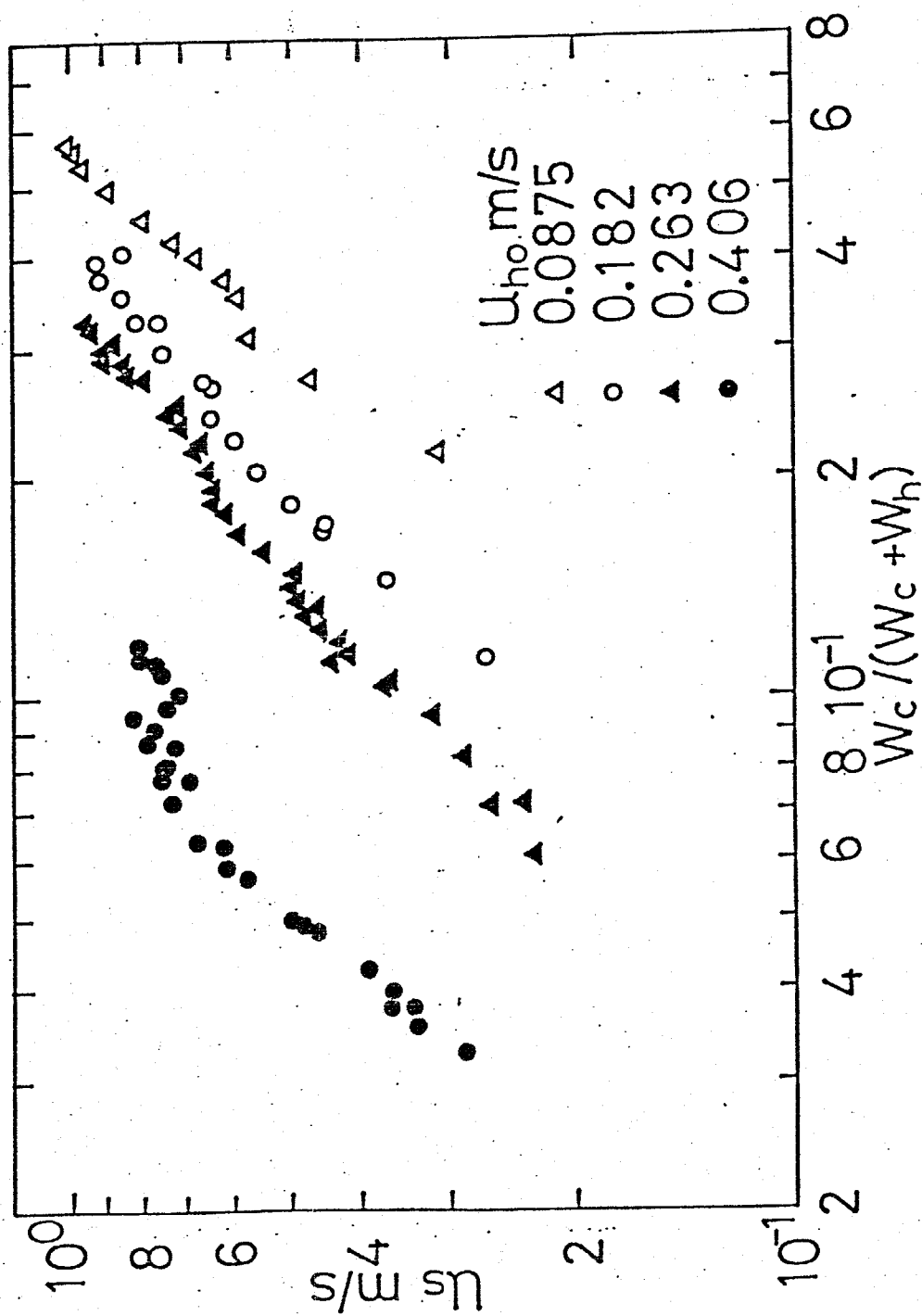


Fig.2-28 相对速度 (水质量流量率依存性)

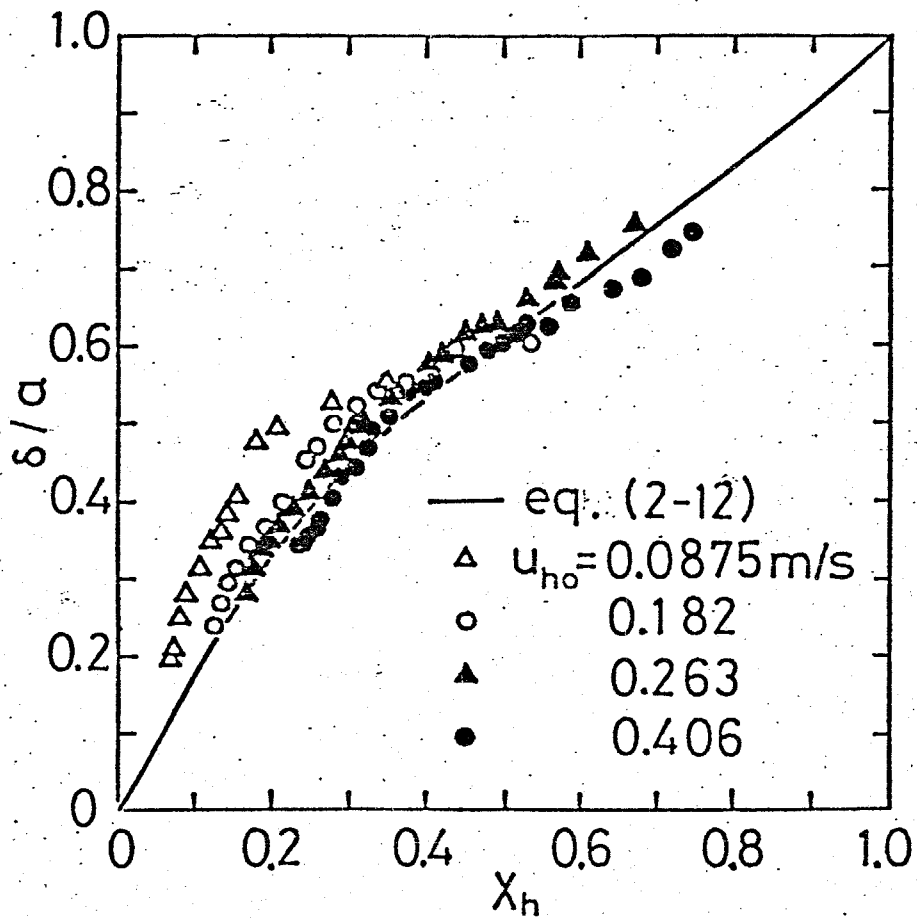


Fig.2-29 液体金属体積流量率による
界面高さの整理

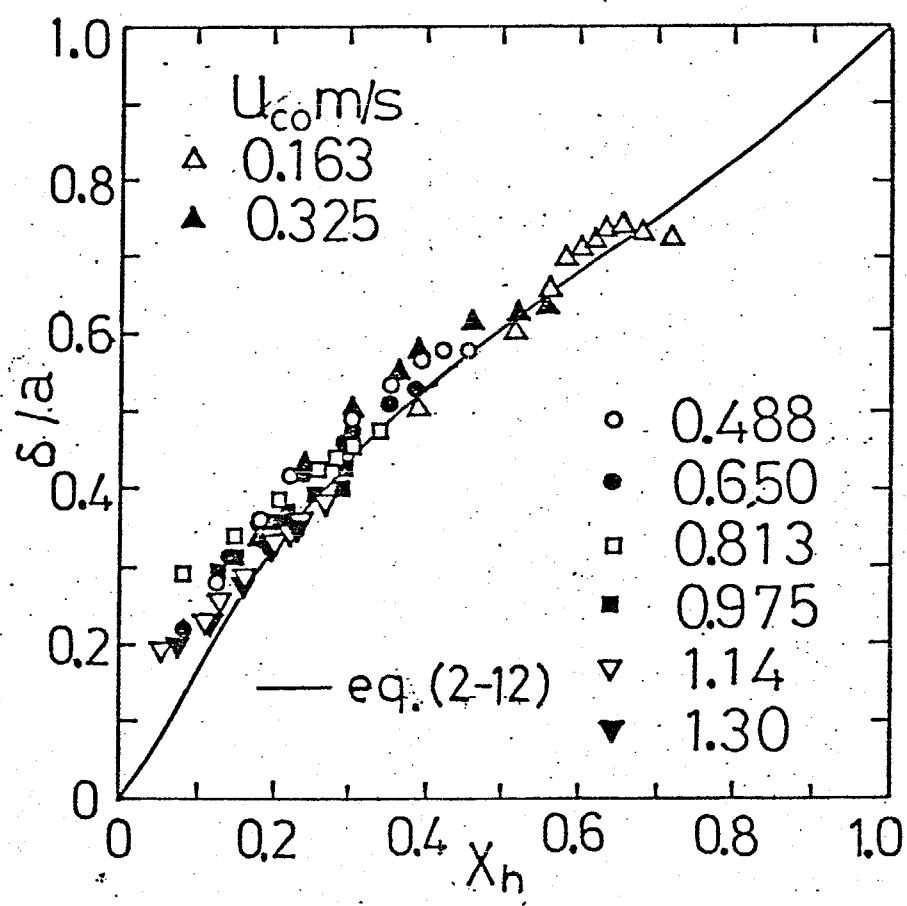


Fig.2-30 液体金属体積流量率による
界面高さの整理

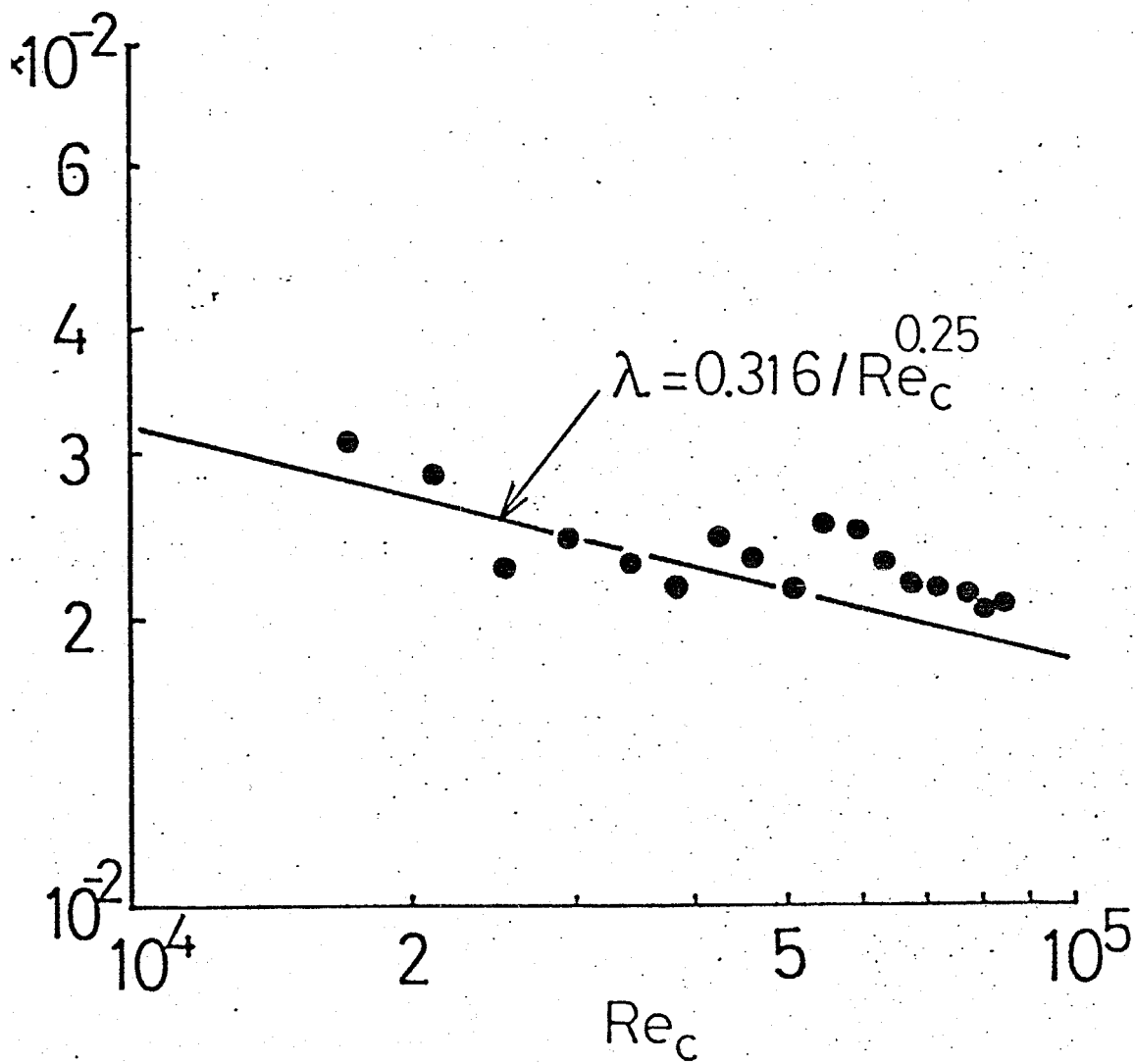


Fig. 2-31

水一成分流れの抵抗係数

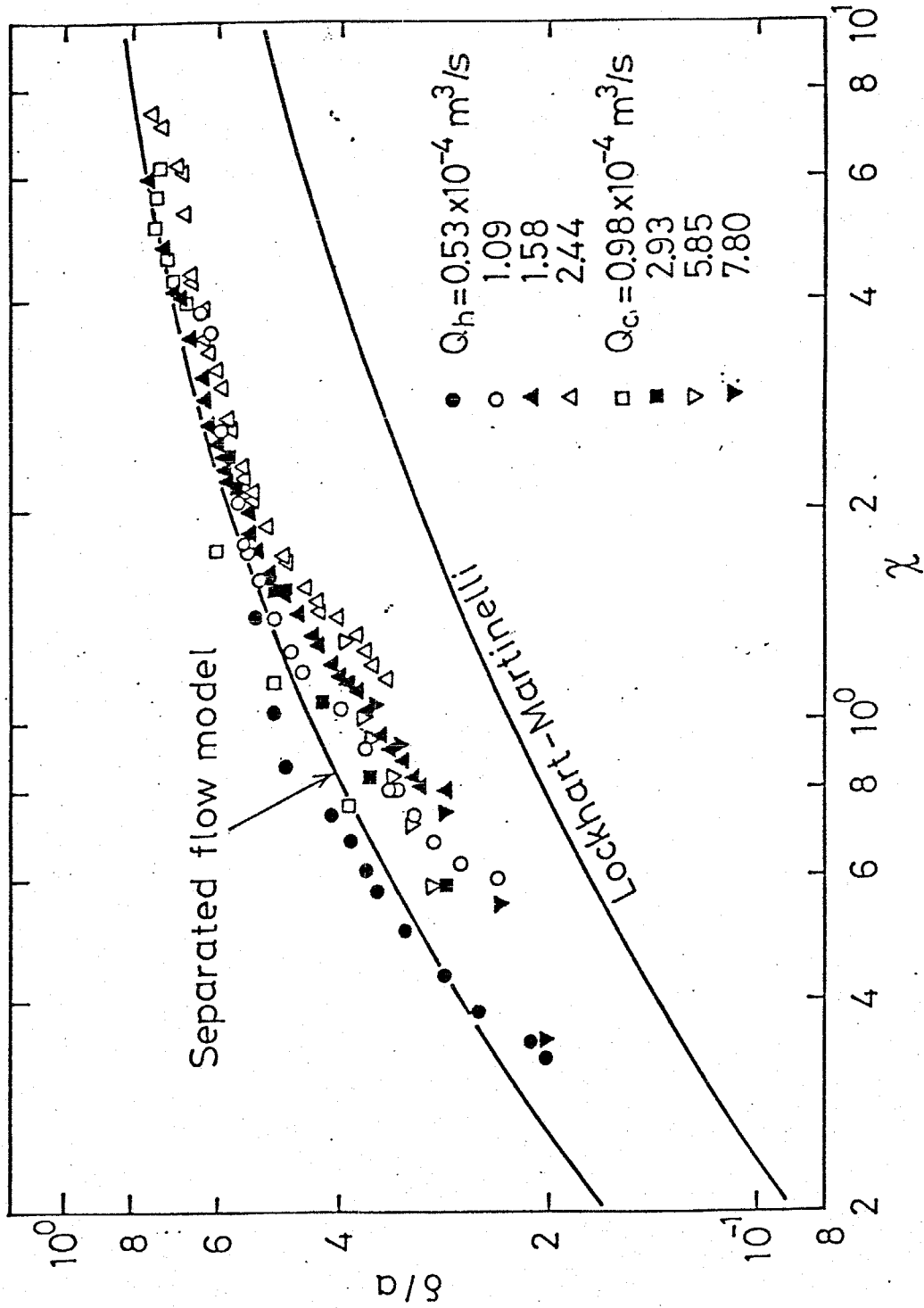


Fig.2-32 Lockhart-Martindelli パラメータによる界面高さの整理

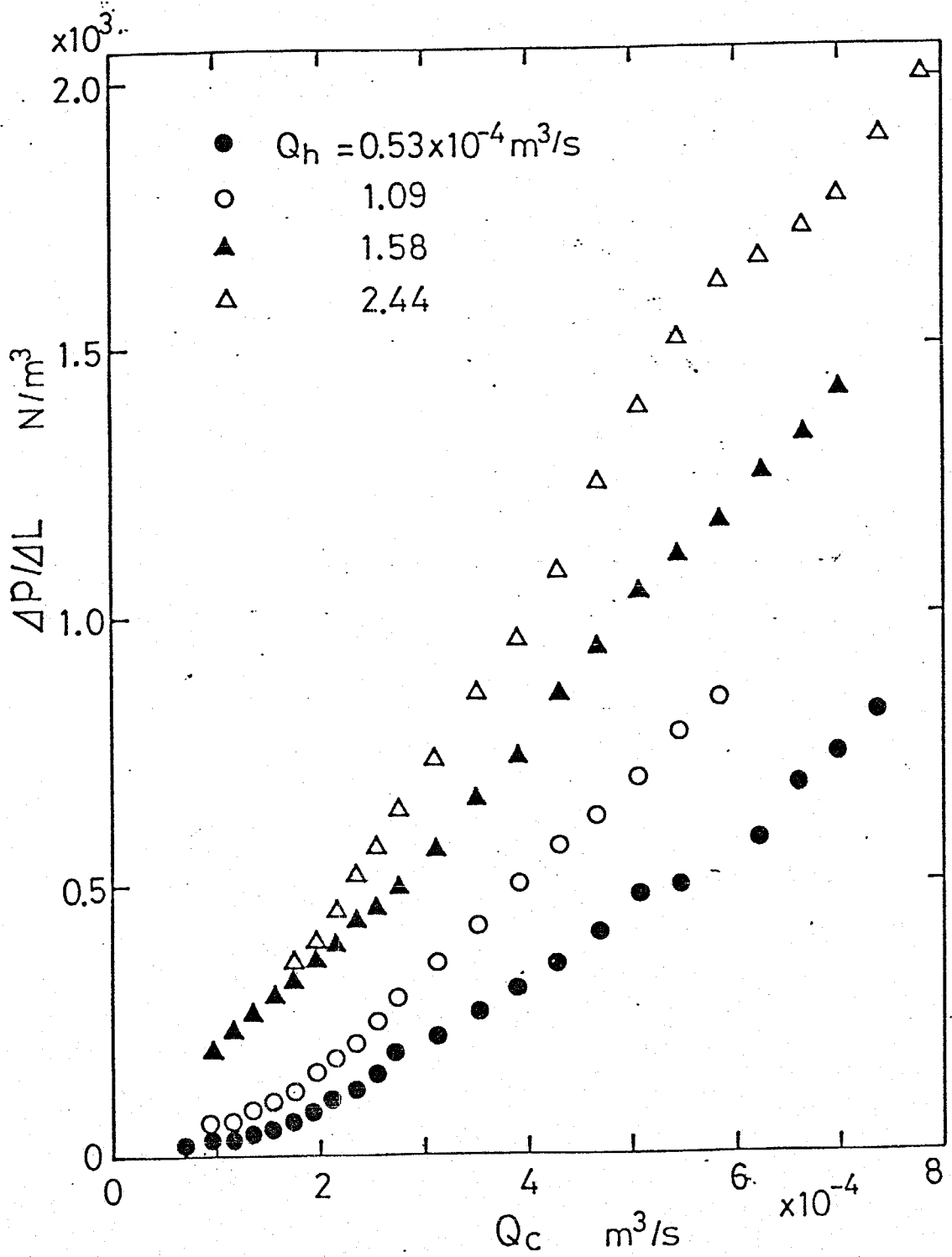


Fig.2-33

压力损失(水流量依存性)

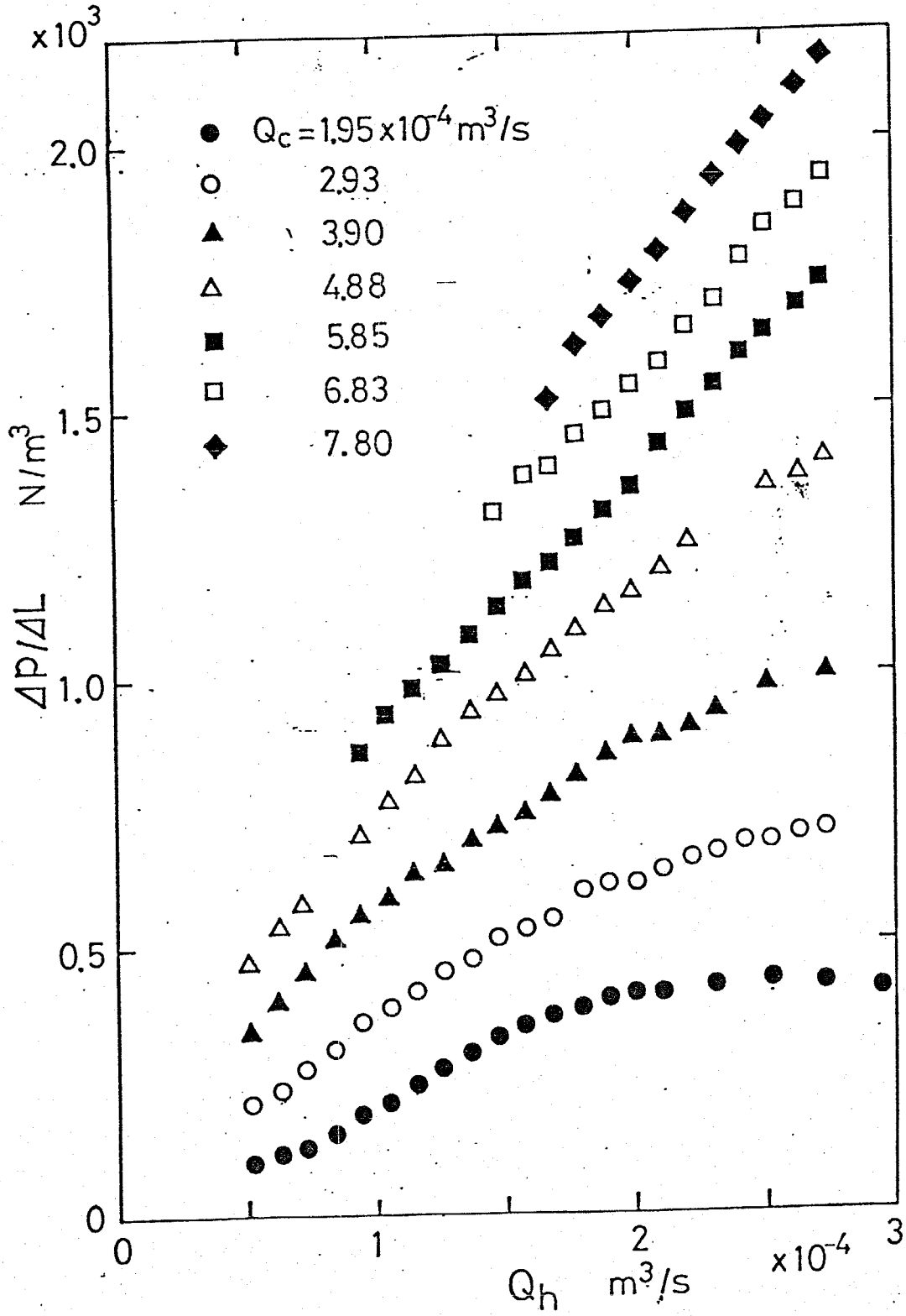


Fig.2-34 压力损失 (液体金属流量依存性)

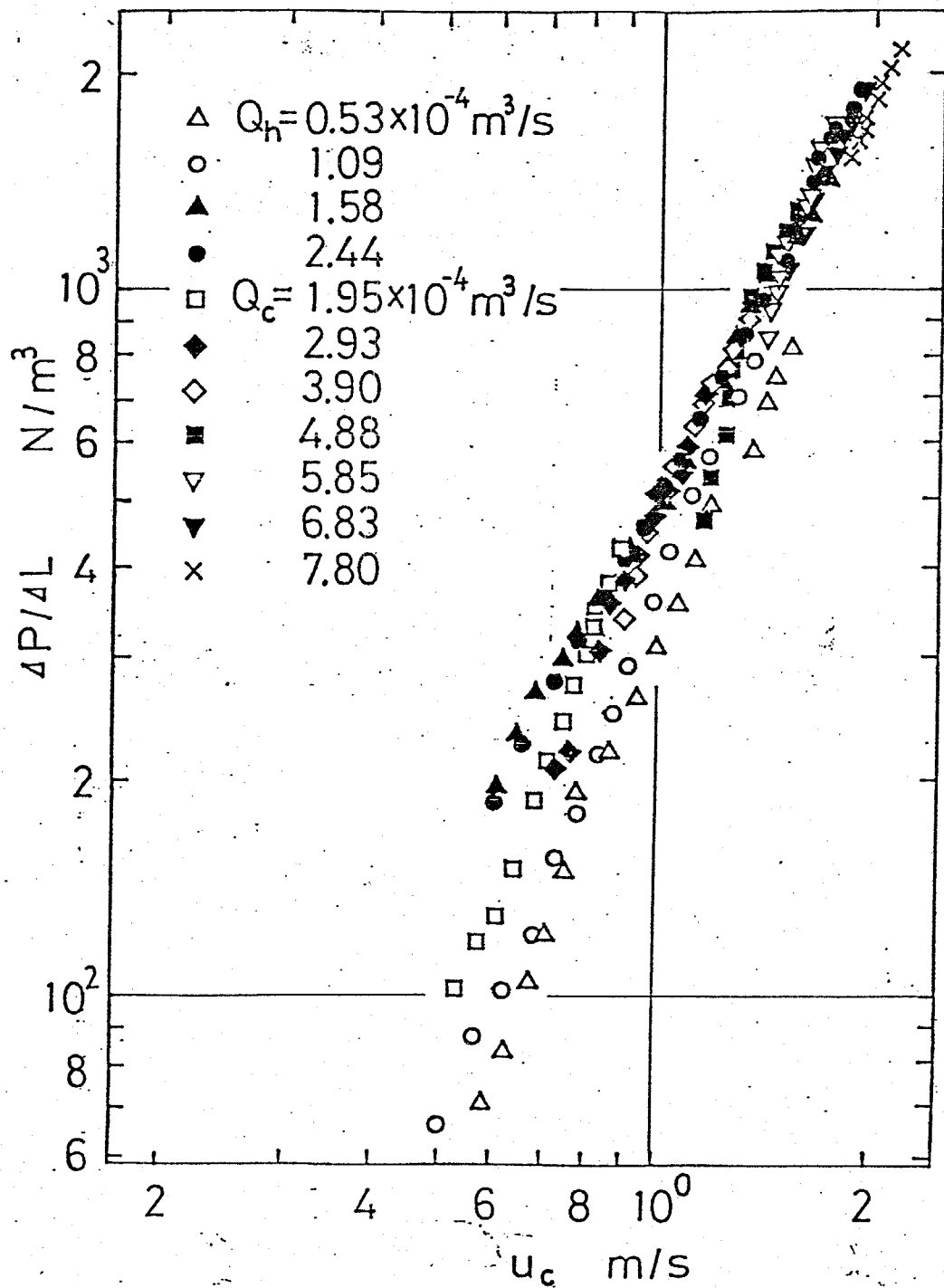


Fig.2-35 圧力損失 (水側平均速度の影響)

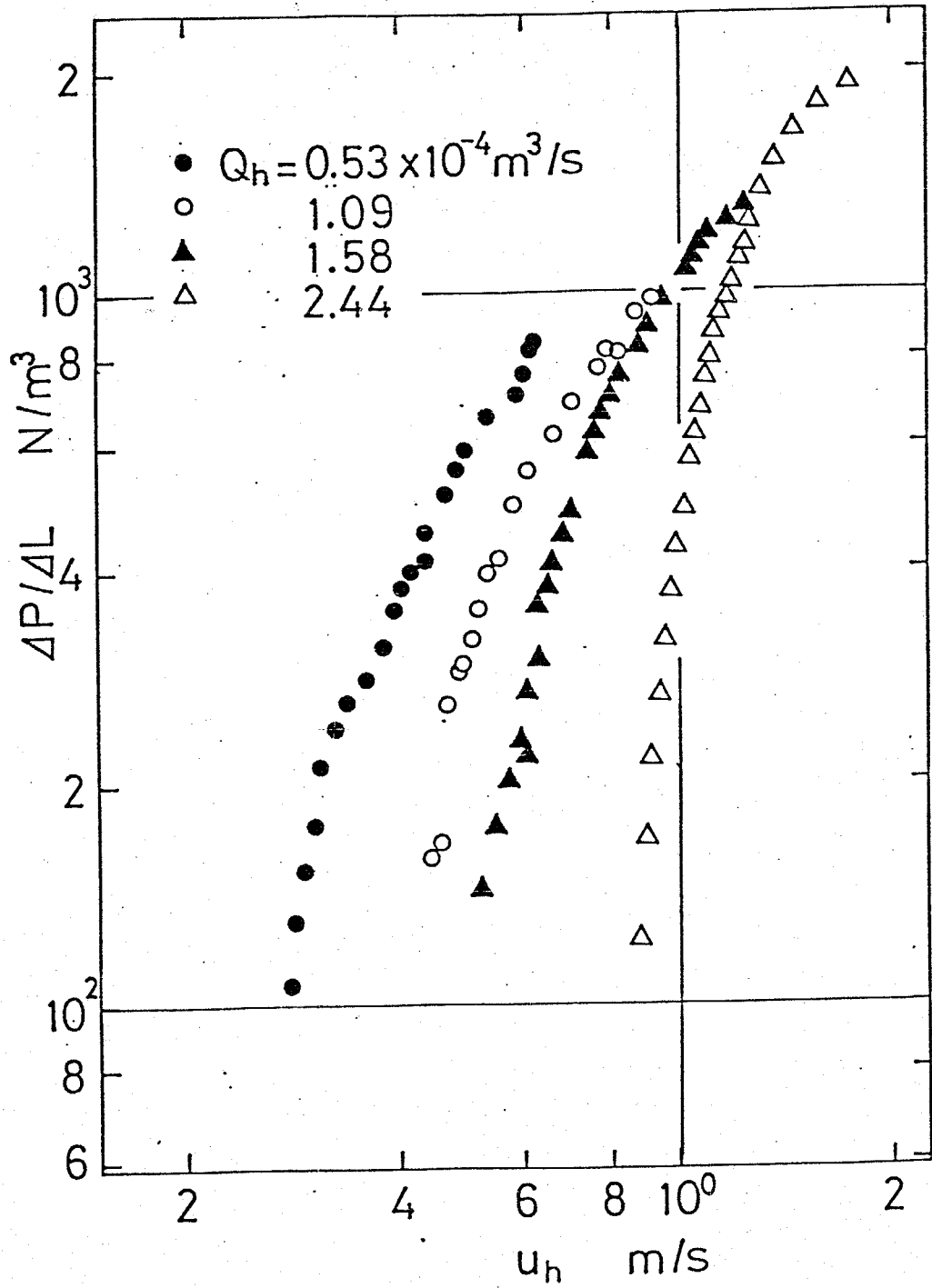


Fig. 2-36 圧力損失 (液体金属側平均速度の影響)

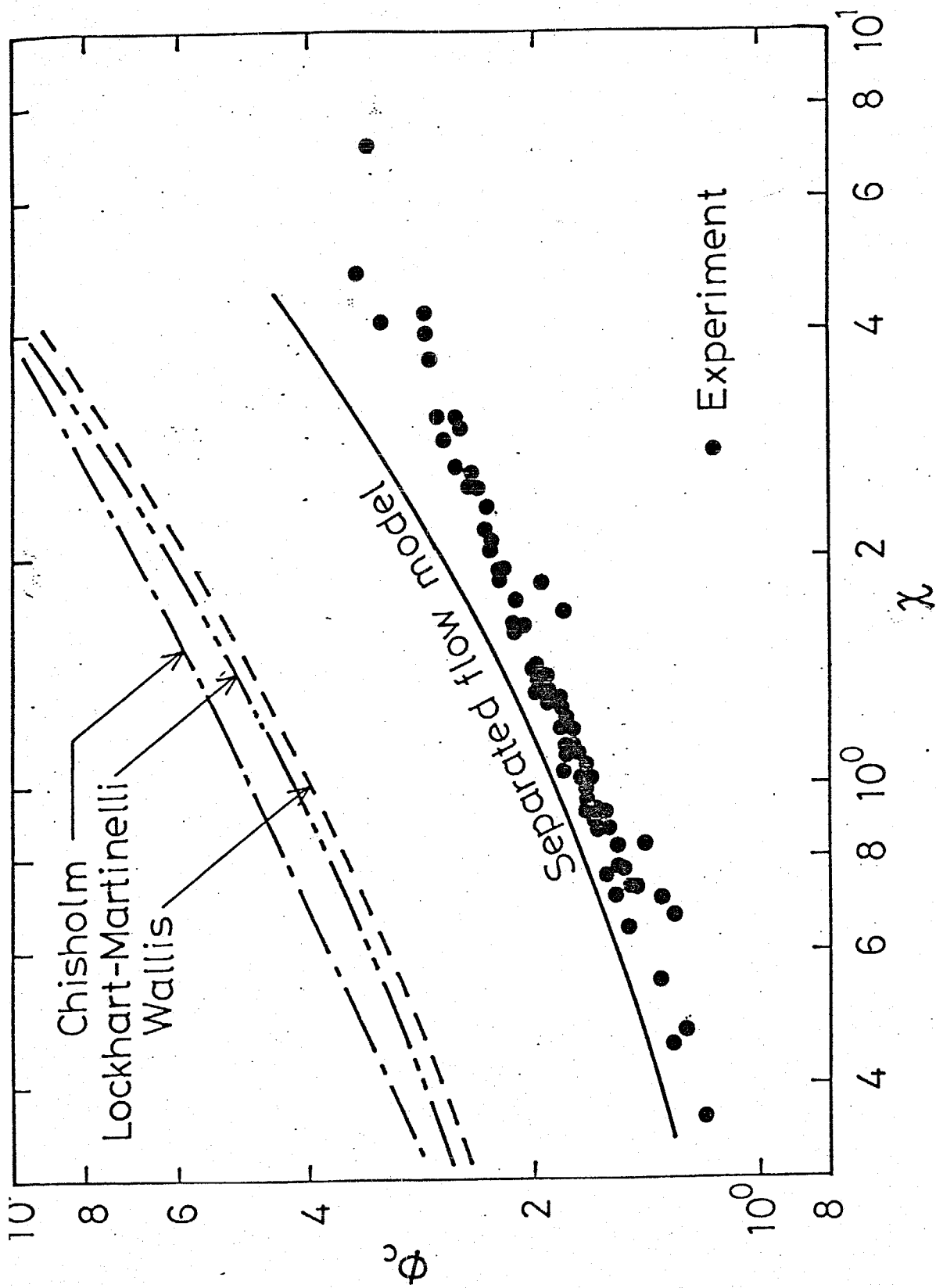


Fig.2-37 Lockhart-Martinelliパラメータによる摩擦損失の整理

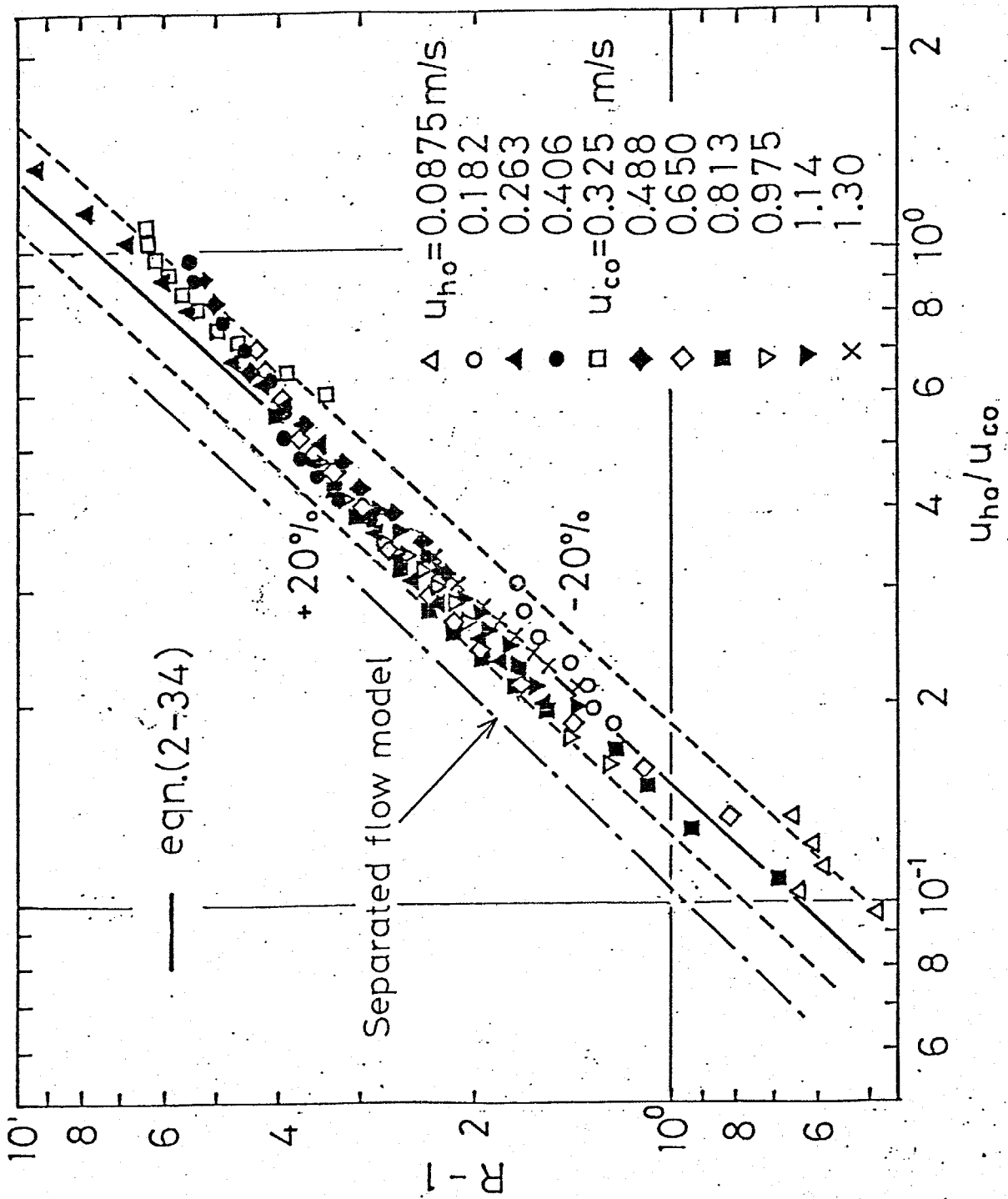


Fig.2-38 容積速度比による摩擦損失比の整理

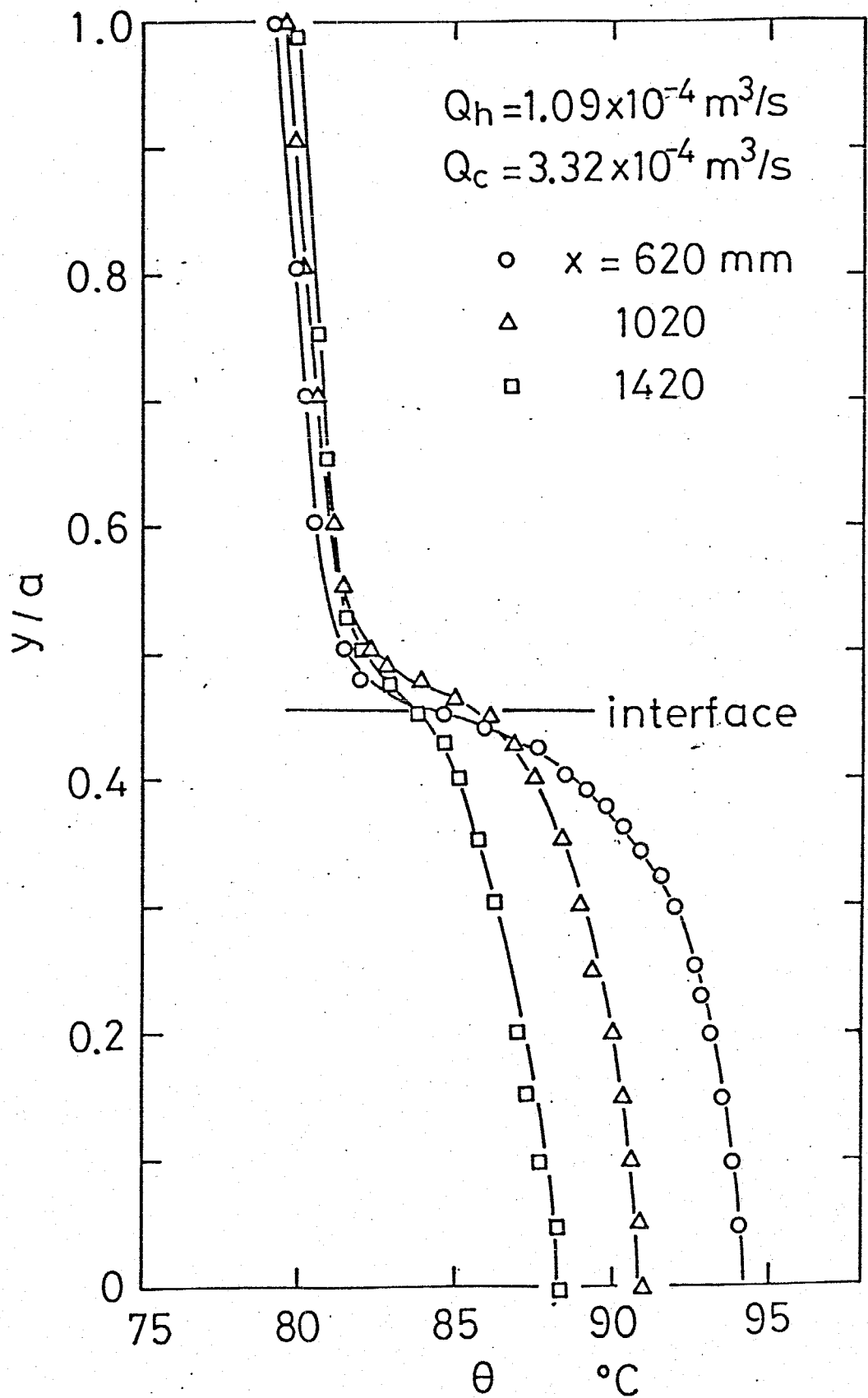


Fig.2-39

温度分布の一例

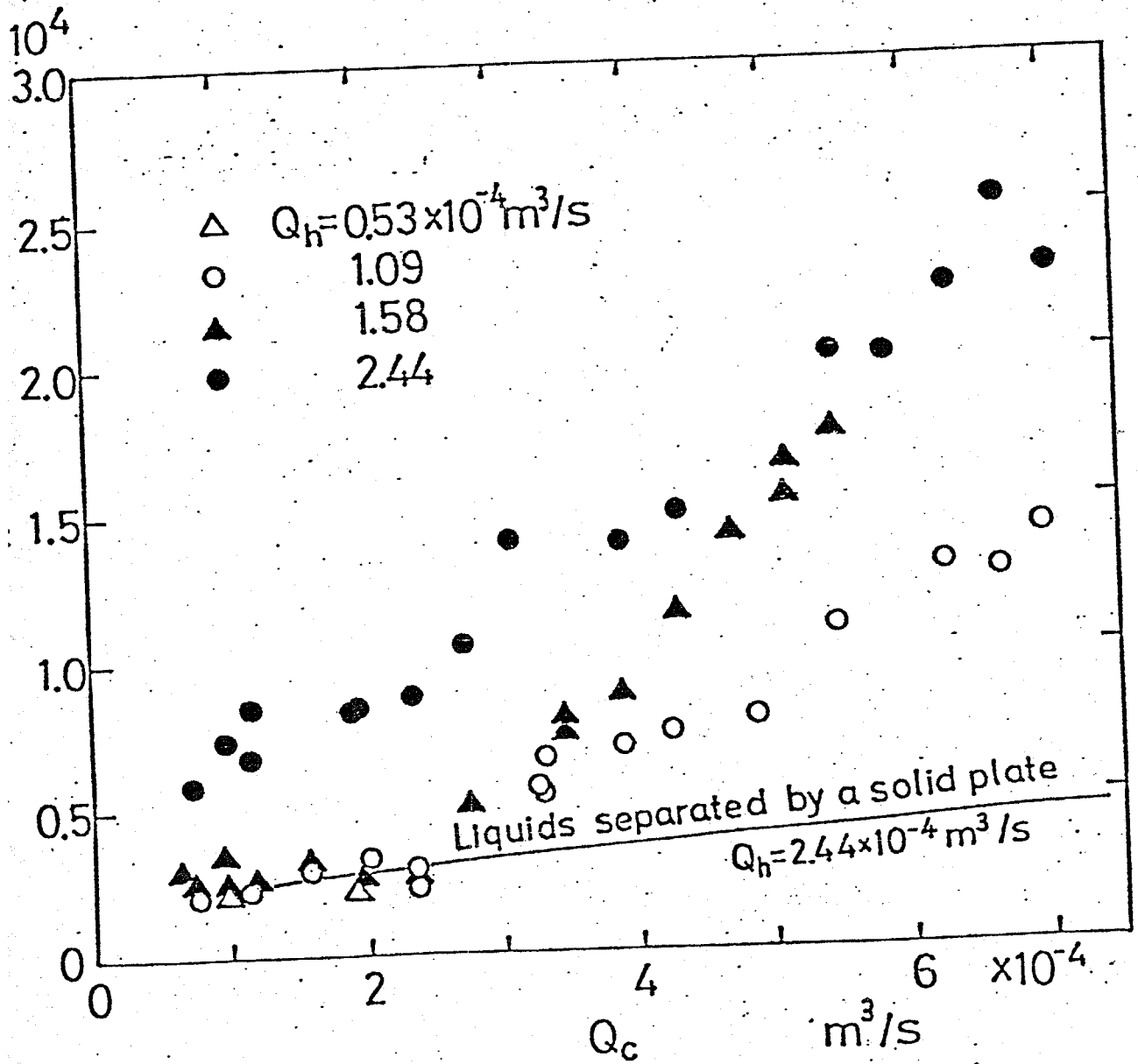


Fig.2-40 界面熱通過率の水流量依存性
 (固体平板を介する熱通過率との比較)

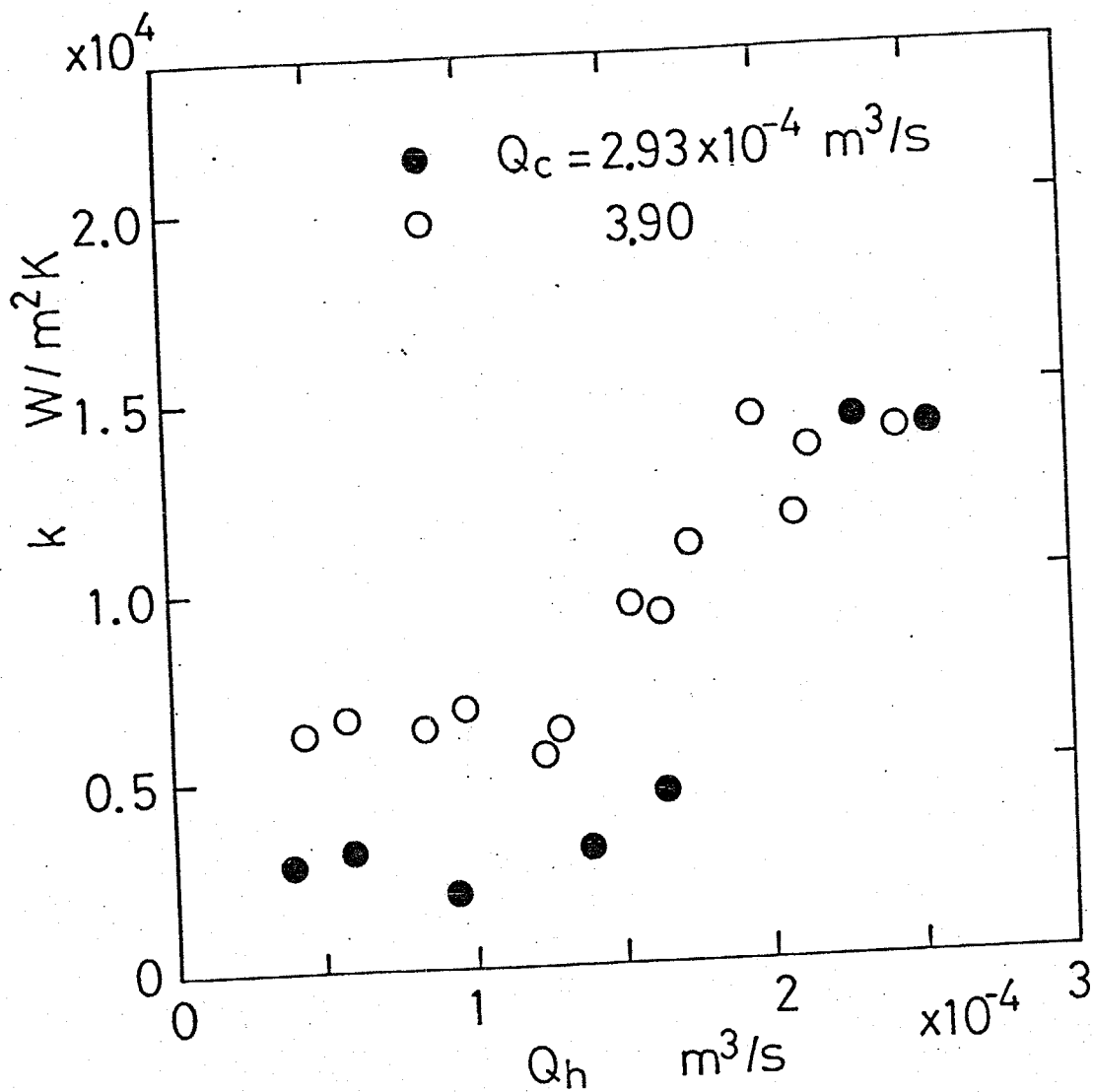


Fig.2-41 界面熱通過率の液体金属流量依存性

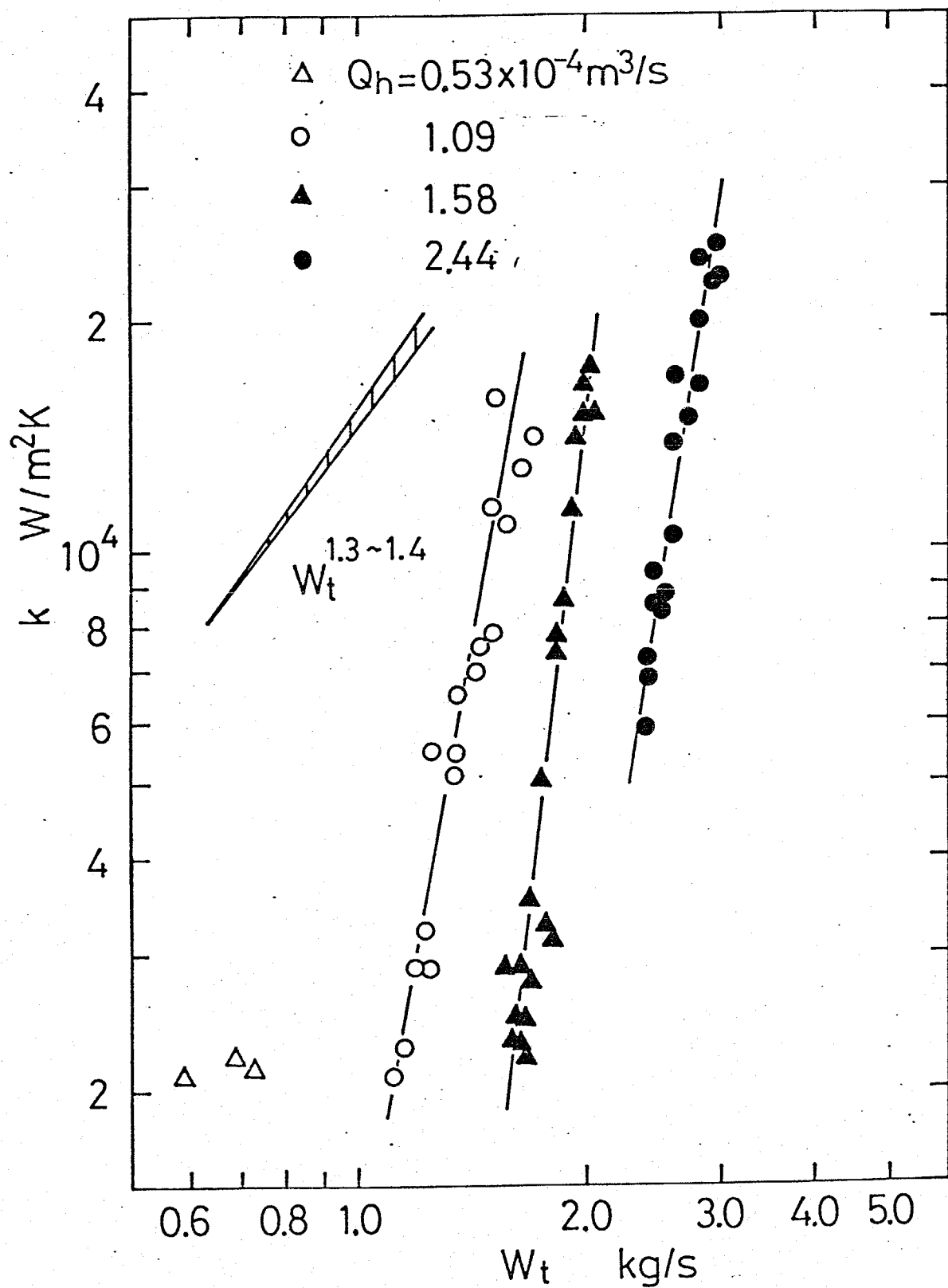


Fig.2-42

界面熱通過率 (全質量流量の影響)

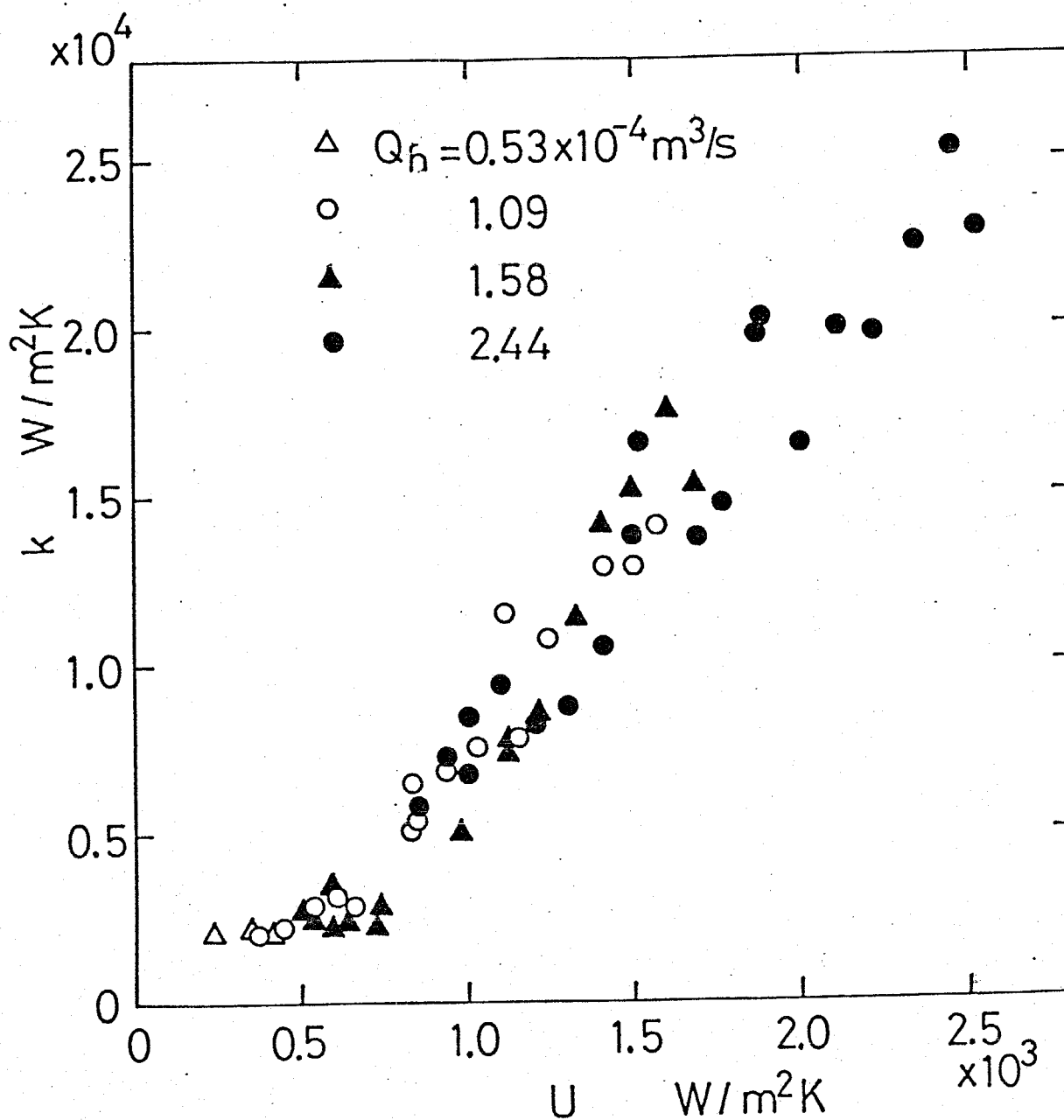


Fig. 2-43 界面近傍の伝熱モデルによる
界面熱通過率の整理

第 3 章

单相

液 - 液接触層状流に関する解析

(流れが十分発達した領域)

第3章 単相液-液接触層状流に関する解析 (流れが十分発達した領域)

3・1 緒言

第2章の結果から、液-液界面を平滑固体平板とみなすことにより、水側速度分布、界面高さ及び界面熱通過率を十分説明することができず、界面近傍の乱れが表面張力によって減衰されると考えてこの領域の伝熱モデルを立てることによって伝熱を支配している流動パラメータを誘導可能であることがわかった。しかしこの流動パラメータに含まれている界面高さや、その他の巨視的な流動特性は、界面近傍の乱流モデルだけでは説明することができない。他方、乱流コアの速度分布は、従来から知られている管内一成分乱流のそれを用いて予測できることがわかった。

そこで本章では、界面近傍の乱流モデルと乱流コアに対する従来の一成分乱流の経験式を組み合わせることによって、管断面全域にわたる乱流モデルを立てて、単相乱流液-液層状流の流れが十分発達した領域における流動と伝熱を解析的に予測し、第2章の実験結果

本解析結果と比較検討する。

3.2 流動の解析

3.2.1 乱流モデル

流れが十分発達した液-液層状^流について考える。図 3-1 に座標系を示す。圧力分布が管断面で一様であるため剪断応力 τ は直線分布となるが、一成分乱流と異なり上下壁面の摩擦応力 τ_{wc} と τ_{wn} が等しくないことに特徴があり、 τ は次のように表される。

$$\tau = \tau_{wn} - (\tau_{wn} - \tau_{wc}) \frac{y}{a} \quad (3-1)$$

一方、渦動粘性係数 ϵ_M を用いて、 τ は一般に次のように表されている。

$$\tau = \rho(\nu + \epsilon_M) \frac{du}{dy} \quad (3-2)$$

式(3-1)と式(3-2)を用いて速度分布を解くため、次に ϵ_M 分布に関するモデル化を行う。

乱流コアでは流体塊による運動量輸送が大きい。液-液界面近傍では表面張力及び重力による拘束を受けて液体間の混合が抑制されるため、界面と共に上下に運動する座標系からみると界面近傍に乱れの減衰領域が存在し得る。他方、表面張力の影響が及ぶ領域の

外側では、固体壁が流動に及ぼす影響とは異なり乱流変動速度に対する制限が緩かであり、乱流コアの乱れに近い乱流になっていると考えることができる。このことは、自由表面を有する開水路内の流れに関する Ueda et al.⁽⁷⁵⁾ の実験によっても明らかにされている。そこで図3-1のように、界面の流動に及ぼす影響が無視でき、一成分乱流のEM分布をそのまま適用できる領域Iと、表面張力と重力による乱れの減衰が支配的な領域IIの2つの領域に分けて考えることにする。

[領域I]

この領域の流動は、界面及び他方の流体の乱れの影響を受けず、粘性底層、遷移層、乱流域からなる管内一成分乱流の経験式を適用することができる。式(3-2)を書き直すとEMは次のように表される。

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \frac{\tau/\tau_w}{du^+/dy^+} - 1 \quad (3-3)$$

ここで $u^+ (= u/u^*)$ と $y^+ (= yu^*/\nu)$ はそれぞれ無次元速度、無次元距離を表し、 $u^* (= \sqrt{\tau_w/\rho})$ は摩擦速度である。第2章で示したように、乱流コアの速度分布

が von Kármán の普遍速度分布と比較的良く一致することから式(3-3)の u^+ にこの速度分布を適用する。従って ε_M は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} 0 < y_n^+ < 5 : \varepsilon_M/\nu &= 0 \\ 5 < y_n^+ < 30 : \varepsilon_M/\nu &= 0.2 y_n^+ \tau / \tau_{wn} - 1 \\ 30 < y_n^+, y_n < \delta_n/2 : \varepsilon_M/\nu &= 0.4 y_n^+ \tau / \tau_{wn} - 1 \\ \delta_n/2 < y_n : \varepsilon_M/\nu &= 0.1 u_n^* \delta_n / \nu_n - 1 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} (n=c, h) \\ (3-4) \end{array}$$

最後の式は、壁面からの距離 y_n が増すと共に ε_M が増加し $y_n = \delta_n/2$ で最大値に達するが、更に y_n が増すと領域 I - II の境界まで ε_M がこの最大値に等しい一定値に保たれることを意味している。

[領域 II]

予備計算によると、界面近傍で乱れが減衰しないとして乱流コアの ε_M を界面まで与える場合には、界面熱通過率を過大評価(約1桁)し、一方界面近傍に固体壁近傍の ε_M を与えると乱れの減衰を過大評価し、第2章でも示した様に界面近傍の速度勾配が大き過ぎる結果となり、しかも界面熱通過率を過小評価してしまう。表面張力及び重力による乱れの減衰は両者の中間にあ

ると考えられる。そこで以下の仮定の下に表面張力の効果を考慮して本領域のEMを求める。

(i) 流体の乱流運動のうちで界面に対する法線方向の動きだけが表面張力(及び重力)によって拘束される。この仮定に連続の式を適用すると、変動速度の法線成分 $\sqrt{v'^2}$ は主流から界面まで直線的・連続的に減少して零に到る。界面の両側の乱れが互いに相互作用するため、主流の変動速度を2流体の摩擦速度の和で代表させることができる。従って乱れの減衰領域の厚さを L とすると、 $\sqrt{v'^2}$ は次のように表される。(39)

$$\sqrt{v'^2} = (u_h^* + u_c^*) \frac{S_n}{L} \quad (n=c, h) \quad (3-5)$$

(ii) 界面に作用する乱流渦の変動圧力は $\rho_h u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2}$ によって近似できる。Davies⁽⁴⁰⁾ は、界面がこの圧力により変形される場合にその曲率半径と L とがほぼ比例関係にあることを実験的に明_らかにした。そこで曲率半径の替わりに L を用いると、変動圧力と表面張力及び重力との力学的つり合いは次のように表される。

$$L_n = C' \frac{\sigma_{eqn}}{\rho_n u_n^{*2} + \rho_c u_c^{*2}} \quad (n=c, h) \quad (3-6)$$

ここで σ_{eq} は重力の効果を表面張力に含めた等価表面張力である。Davies と Driscoll⁽⁴⁰⁾, Banks ら⁽⁷⁶⁾ は垂直噴流による自由表面の変形について実験的に検討しており、その結果から σ_{eq} は次のように与えられる。

$$\sigma_{eqn} = \sigma + (\rho_n - \rho_c) l_n'^2 g / 16 \quad (n=c, h) \quad (3-7)$$

ここで l' は乱流渦のスケール, σ は表面張力, g は重力加速度を表している。

(ii) ε_M は混合距離 l_m と変動速度 $\sqrt{v'^2}$ の積によって近似される。

$$\varepsilon_{Mn} = l_{m,n} \sqrt{v_n'^2}, \quad (l_{m,n} = \kappa r_n) \quad (n=c, h) \quad (3-8)$$

ここで κ は Karman 定数である。

以上の仮定 (i) ~ (iii) から本領域の ε_M が次式のように導かれる。

$$\varepsilon_{Mn} = C^2 \frac{\kappa}{\sigma_{eqn}} (u_n^* + u_c^*) (\rho_n u_n^{*2} + \rho_c u_c^{*2}) r_n^2 \quad (n=c, h) \quad (3-9)$$

ここで u^* は摩擦速度, C は比例定数である。この式は、 ε_M が界面からの法線距離 r の二乗に比例すること、

更にその比例係数が密度、摩擦速度及び σ_{ef} だけで決まることを示している。この結果は第2章式(2-37)にも用いた。

3.2.2 計算方法

次の境界条件の下に、所定の水流量 Q_c と液体金属流量 Q_h に対して εM 分布, u 分布, δ 及び $\Delta P/\Delta L$ を計算する。

- (i) $u = 0$ ($y = 0, a \dots$ 上下壁面)
- (ii) 速度の連続 ($y = \delta \dots$ 界面)

計算手順としては、まず界面高さ δ を与え、任意の壁面摩擦応力 τ_{wc} , τ_{wh} に対して式(3-1)により τ 分布を、また式(3-4), 式(3-7) 及び式(3-9)により εM 分布を求め、更にこれらと式(3-2)を用いて壁から界面まで u を順次計算した。この計算によって求まる界面速度は水側と液体金属側で必ずしも一致しない。そこで τ_{wc} と τ_{wh} を適当に変えて上記の計算を繰り返し、境界条件(ii)が満足される解を得た(数値計算上は0.1%以下で連続となるまで)。

テスト部流路断面の縦横比が十分小さくないため、 $\Delta P/\Delta L$ の計算には上下壁面だけでなく側壁面の摩擦応力 τ_{ws} も考慮する必要がある。そこで水側水平方向速度分布として von Kármán の普遍速度分布を与え、この最大速度が鉛直方向 u 分布のピークと一致する条件によって τ_{ws} を求め、次の関係から $\Delta P/\Delta L$ を算出した。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \frac{\rho \tau_{wc} + 2 \delta_c \tau_{ws}}{\rho \delta_c} \quad (3-10)$$

図 3-2 は、 $\Delta P/\Delta L$ が既知の水一成分流れについて u 分布の実験結果と解析結果を比較したものである。両者は良く一致しており、式 (3-10) による圧力損失の補正が妥当であることが確認された。

以上の計算において式 (3-9) の定数 C を 30 とした。

3.3 流動に関する実験結果と解析結果の 比較及び考察

3.3.1 速度分布

図3-3に速度分布の解析結果と第2章で得られた実験結果の比較を示す。縦軸は各流体の流路高さ $a-\delta$, δ , 横軸は最大流速 u_{max} によってそれぞれ規格化されている。本解析結果は第2章図2-21の予測値と同様に液体金属側速度分布が Couette flow と似ているが、第2章の固体平板近似による計算と異なり界面で連続な速度分布が求められる。水側についてみると、流速最大点より上側の u 分布は実験値と解析値とが比較的良く一致している。しかしこれより下側では、実験値が解析値よりやや大きい。これは、領域Iの ε_M が $y_c > \delta_c/2$ で一定であり全く減衰されないと仮定したが、実際には領域IIにおける乱れの減衰に伴って領域Iと領域IIの境界付近の乱れもわずかに減衰されるためと考えられる。そこで図3-4に示されているように ε_M 分布モデルの修正を試みる。これは、領域I-IIの境界で ε_M が連続であり、しかもこの領域より上方の ε_M 分

布が von Kármán の式から得られる乱流域の ε_M によって与えられると仮定したものであり、式 (3-4) と異なる領域 $y_c > \delta_{c2}$, $y_c > \delta_c/2$ の ε_M だけを以下に示す。

$$\delta_{c2}^+ < y_c^+ < \delta_{c3}^+$$

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = 0.4 \left(y_c^+ - \delta_{c2}^+ + \frac{30 \tau_c}{[\tau]_{y_c = \delta_{c2}^+}} \right) \frac{\tau}{\tau_c} - 1 \quad (3-11)$$

$$\delta_{c3}^+ < y_c^+ < \delta_{c4}^+$$

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \left[\frac{\varepsilon_M}{\nu} \right]_{y_c = \delta_{c3}^+} \quad (3-12)$$

$$\delta_c/2 < y_c, \quad y_c^+ < \delta_{c1}^+$$

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = 0.4 y_c^+ \frac{\tau}{\tau_{wc}} - 1 \quad (3-13)$$

式 (3-11) 右辺の括弧内は、領域 I - II の境界における ε_M の連続条件によって与えられる無次元距離である。式 (3-11) が上記の乱流域の ε_M 分布である。液体金属側の領域 I の ε_M 分布に対してもこれと同様の修正を施した。

図 3-5 に修正後の速度分布の解析結果を実験結果と共に示す。修正前に比べると流速最大点より下側の

速度分布も実験値に近づいていることがわかる。従って乱流域でも界面付近で多少 ε_M が減少していると言える。第4章で行う二方程式乱流モデルによる解析では領域Iのモデルが上記の点についても改善されるが、次節以後に示されているように巨視的な流動だけを問題とする場合には本解析によって十分な予測が成し得ると考えられる。

3.3.2 界面高さの解析結果と実験結果の比較

及びスリップ比と流速最大位置に関する考察

図3-6に界面高さ δ の実験結果と解析結果の比較を示す。解析結果と実験結果はほぼ一致していることがわかる。予備計算によると、界面近傍で乱れが減衰されず乱流域と同様の εM を仮定する場合には界面付近の速度勾配が小さいために δ が本解析結果より小さくなり、逆に界面を固体平板で近似すると乱れの減衰が過大評価され界面付近の速度勾配が大きくなるために δ の予測値が本解析結果より大きくなる。従って表面張力による乱れの減衰を基礎とした本流動モデルは、界面高さを予測する上で上記の2通りのモデルより妥当であることが明らかとなった。

そこで更に、第2章で得られた次のような δ の実験式の妥当性を本解析によって吟味する。

$$\frac{\delta}{a} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_h} \frac{1}{X_h} + \frac{X_h}{1-X_h} \right) - \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\rho_c}{\rho_h} \frac{1}{X_h} + \frac{X_h}{1-X_h} \right)^2 + \frac{X_h}{1-X_h} + \frac{\rho_c}{\rho_h}} \quad (3-14)$$

図3-7に実験式(太線)と解析結果の比較を示す。

解析結果は実験式とかなり良く一致し、しかもパラメータ u_{h0} による差異が小さい。このことから、界面高さ δ が液体金属体積流量率 X_h に強く依存し、式(3-14)による表示が妥当であることが解析的にも立証された。

式(3-14)は同図において上側にふくらみをもつ曲線であり、直線 $\delta/a = X_h$ との偏差が X_h の小さい側でより大きいことがわかる。この直線は2流体のスリッポ比 u_c/u_h が1に対応している。従って X_h が小さい程スリッポ比がの場合大きくなり、 X_h が増大するとこれが1に近づくことを意味している。これをより明確に示すため、 X_h による速度分布形の違いを図3-8に示す。縦軸は各流体の流路高さ、横軸は最大流速 u_{max} によりそれぞれ規格化されている。この図からも、 X_h が増すとスリッポ比が減少して1に近づくことが明確に読み取れる。

次に本実験条件でスリッポ比が常に1より大きく、しかも流速の最大点が水側に存在する原因について述べる。本解析から各流体の大部分の領域を領域Iが占めており、この領域では von Kármán の普遍速度分布

にほぼ等しい流動状態にあると考えることが妥当であると思われる。従って領域Iと領域IIの境界における速度の水側と液体金属側の比は、概略次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{[U]_{\delta_c = \delta_{c2}}}{[U]_{\delta_h = \delta_{h2}}} &\approx \frac{\sqrt{\frac{\tau_{wc}}{\rho_c}} \{5.5 + 2.5 \ln(a - \delta - \delta_{c2})^+\}}{\sqrt{\frac{\tau_{wh}}{\rho_h}} \{5.5 + 2.5 \ln(\delta - \delta_{h2})^+\}} \\ &\approx \sqrt{\frac{\tau_{wc} \rho_h}{\tau_{wh} \rho_c}} \end{aligned} \quad (3-15)$$

式(3-15)の分子は乱流域の速度勾配が非常に小さいことから近似される。液体金属側に流速の最大点が存在するためには、式(3-15)が1より小さく、その上 $\delta > \delta_h$ である必要がある。すなわち、

$$\tau_{wc} / \tau_{wh} \lesssim \rho_c / \rho_h \quad (3-16)$$

$$\delta/a > \delta_h/a$$

$$= \tau_{wh} / (\tau_{wh} + \tau_{wc})$$

$$\geq \rho_h / (\rho_h + \rho_c)$$

$$= 0.91$$

(3-17)

が成立することが液体金属側に流速の最大点が存在するための概略の必要条件である。本実験条件範囲においては δ/a が 0.75 より小さく、式(3-17)の条件が満

たされないうために、常に水側に流速の最大点が存在したと考えられる。また式(3-17)から2流体の密度差が大きいほど、低密度側流体に速度のヒークが存在し易くなると言える。

3.3.3 圧力損失

図3-9に圧力損失 $\Delta P/\Delta L$ の実験結果と解析結果の比較を示す。両者はほぼ一致していることがわかる。しかし水流量 Q_c が増大すると実験結果が解析結果よりやや小さくなる。これは Q_c が増大すると δ が減少して液体金属の液膜が時々途切れるためと考えられる。この事は、液体金属側が完全に断続的な流れになると圧力損失が急減する事実からも明らかである。

次に第2章で得られた次のような摩擦損失比 R の実験式を本解析結果と比較する。

$$R = -1 + 7.71 \left(\frac{u_{k0}}{u_{c0}} \right)^{1.08} \quad (3-18)$$

解析結果と式(3-18)を図3-10に示す。解析結果は u_{k0} による差異が小さくほぼ一本の曲線上にあり、実験式との一致も良好である。この事は、摩擦損失比が2流体の容積速度比 u_{k0}/u_{c0} に支配されること、このような圧力損失の整理方法が本体系の場合にも妥当であることを意味している。また実験式と解析結果が良く一致していることから本流動モデルが妥当であると言え

る。

同図には、第2章で求めた一次元分離流モデルの結果も併記されている。本解析結果は分離流モデルより圧力損失の予測が良好である。そこで、本解析から得られる界面摩擦係数 f_i と分離流モデルで仮定した Blasius の式の比較を示す。本解析から求まる f_i は Blasius の式よりかなり大きく、しかも U_{∞} が大きいほど大きい。これは界面近傍の乱れに起因するレイノルズ応力の増大のため、界面剪断応力 τ_i が固体壁面の剪断応力より大きいことによるものと考えられる。

3.4 伝熱の解析

3.4.1 基礎方程式

渦温度伝導率 ε_H を導入するとエネルギー方程式は次のように表される。

$$\rho c_p u(y) \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial x} = \rho c_p \frac{\partial}{\partial y} \left[\left\{ \frac{\nu}{Pr} + \varepsilon_H(y) \right\} \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial y} \right] \quad (3-19)$$

$\varepsilon_H(y)$ は、各流体の乱流フロントル数 $\sigma_\theta (= \varepsilon_M / \varepsilon_H)$ を規定することによって前述の $\varepsilon_M(y)$ の結果から与えられる。 σ_θ については、Reynolds⁽⁷⁴⁾ によるこれまでの種々のモデルのレビューがあるが、研究者によって実験結果が異なり、しかもそれらの実験値にかなりのバラ付きがあるため、 Re , Pr 及びチャンネル内の分布を包含した関係式として推奨される表示式は確立されていないのが現状である。そこで本章の解析では、従来から水の管内流熱伝達に関する解析で最も多く用いられている $\sigma_\theta = 1$ を採用する。また液体金属側には次のような青木の式⁽⁷³⁾ を適用する。

$$\frac{1}{\sigma_\theta} = 0.014 Re^{0.45} Pr^{0.2} \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{1}{0.014 Re^{0.45} Pr^{0.2}} \right) \right\} \quad (3-20)$$

3.4.2 熱的に十分発達した領域 (相似解)

熱流束一定のチャンネル内一成分流れの伝熱の場合には、熱的・流動的に十分発達すると流体の温度が流れ方向に一様に上昇し、温度分布形は流れ方向に不変である。しかし本体系即ち流体間の伝熱が起る断熱管内の液-液層状流の場合にはこれとは異なり、温度分布形が流れ方向に変化し、しかも流体の温度が断面内で均一になるまでこの変化が継続する。しかしながらこの体系においても十分下流では2流体間の熱通過率が流動だけで定まる一定値となり、いわゆる「熱的に十分発達した」伝熱状態が実現すると考えられる。

そこで界面熱通過率 k が一定となるのはどのような伝熱状態であるかについて述べる。界面の熱流束 q_i は次のように表される。

$$q_i = -\rho_h c_{ph} \left[\left\{ \frac{\gamma_h}{Pr_h} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial y} \right]_{y=\delta-0} \quad (3-21)$$

$$= -\rho_c c_{pc} \left[\left\{ \frac{\gamma_c}{Pr_c} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial y} \right]_{y=\delta+0} \quad (3-22)$$

各流体の混合平均温度 $\bar{\theta}$ は次の通りである。

$$\bar{\theta}_h = \frac{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) \theta(x, y) dy}{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) dy} \quad (3-23)$$

$$\bar{\theta}_c = \frac{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) \theta(x, y) dy}{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) dy} \quad (3-24)$$

また、熱通過率 k は次式によって定義されるので

$$q_c = k (\bar{\theta}_h - \bar{\theta}_c) \quad (3-25)$$

この式に式(3-21)~式(3-24)を代入して整理すると k は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} = & - \frac{1}{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) dy} \cdot \frac{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) \theta(x, y) dy}{\rho_h c_{ph} \left[\left\{ \frac{\gamma_h}{Pr_h} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial y} \right]_{y=\delta-0}} \\ & + \frac{1}{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) dy} \cdot \frac{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) \theta(x, y) dy}{\rho_c c_{pc} \left[\left\{ \frac{\gamma_c}{Pr_c} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial y} \right]_{y=\delta+0}} \end{aligned} \quad (3-26)$$

この式の右辺は、 θ が次のように変数分離されるとき x に依存しない。

$$\theta(x, y) = \theta_1(x) \theta_2(y) \quad (3-27)$$

即ち式(3-27)を式(3-26)に代入すると次のように k が x に対して不変となる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} = & - \frac{1}{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) dy} \cdot \frac{\int_0^\delta \rho_h c_{ph} u(y) \theta_2(y) dy}{\rho_h c_{ph} \left[\left\{ \frac{\gamma_h}{Pr_h} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{d\theta_2(y)}{dy} \right]_{y=\delta-0}} \\ & + \frac{1}{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) dy} \cdot \frac{\int_\delta^a \rho_c c_{pc} u(y) \theta_2(y) dy}{\rho_c c_{pc} \left[\left\{ \frac{\gamma_c}{Pr_c} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{d\theta_2(y)}{dy} \right]_{y=\delta+0}} \end{aligned} \quad (3-28)$$

但し ρ と C_p の温度依存性が無視できる場合である。

以上から、温度分布が流れ方向に互いに相似な分布形を有する場合には、 \bar{x} が流れ方向に不変となり熱的に十分発達した伝熱状態である。この場合のエネルギー方程式の解を「相似解」と呼ぶことにする。

以下に変数分離法による相似解の解法を示す。式(3-27)を式(3-19)に代入すると次の2式が得られる。

$$\theta_1(x) = \exp(c''x) \quad (3-29)$$

$$c'' u(y) \theta_2(y) = \frac{d}{dy} \left[\left\{ \frac{\nu}{Pr} + \epsilon_H(y) \right\} \frac{d\theta_2(y)}{dy} \right] \quad (3-30)$$

ここで c'' は定数である。境界条件を以下に列記する。

- (i) 上下壁面は断熱されている。
- (ii) 界面において温度が連続である。
- (iii) 界面において熱流束が連続である。

数値計算を行うため、式(3-30)を次の連立微分方程式に書き直す。

$$\frac{d\theta_2(y)}{dy} = \frac{q'(y)}{\rho C_p \left\{ \frac{\nu}{Pr} + \epsilon_H(y) \right\}} \quad (3-31)$$

$$\frac{dq'(y)}{dy} = c'' \rho C_p u(y) \theta_2(y) \quad (3-32)$$

$q'(\delta)$ を規定し、さらに $\theta_2(\delta)$ と C'' を任意に定めると式 (3-31) と式 (3-32) の右辺が決まるので、これを初期値として Runge-Kutta-Gill 法によって界面から上下の壁まで $\theta_2(y)$ を逐次計算できる。この解は上下壁面で $d\theta_2/dy=0$ を必ずしも満足していない。そこで $\theta_2(\delta)$ と C'' を適当に変えてこの計算を繰り返す行い、両壁面における断熱条件が満たされる解を得た。解 $\theta_2(y)$ と C'' 及び式 (3-27), 式 (3-29) から温度分布 $\theta(x, y)$ が求まる。

温度分布の計算結果を用いて、水側及び液体金属側の界面熱通過率 α_c, α_h と界面熱通過率 k が求められる。これらの計算式を以下に示す。

$$q_i = - \int_0^{\delta} \rho_h c_{p,h} u(y) \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial x} dy \quad (3-33)$$

$$= \int_{\delta}^a \rho_c c_{p,c} u(y) \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial x} dy \quad (3-34)$$

$$\alpha_c = q_i / \{ \theta(x, \delta) - \bar{\theta}_c \} \quad (3-35)$$

$$\alpha_h = q_i / \{ \bar{\theta}_h - \theta(x, \delta) \} \quad (3-36)$$

$$k = q_i / (\bar{\theta}_h - \bar{\theta}_c) \quad (3-37)$$

ここで混合平均温度 $\bar{\theta}$ は式 (3-23), 式 (3-24) から求めら

3.4.3 熱的に未発達な場合を含めた伝熱の計算
 温度分布が流れ方向に互いに相似であることが、界面熱通過率が一定となるための十分条件であることを前節に示した。しかし、任意の温度分布にある2流体が熱交換を行って、十分下流で互いに相似な温度分布に帰着するかどうかについては、熱的な発達過程を含めた伝熱の解析によって確認する必要がある。そこで本節では、2流体がある断面 ($x=0$ とする) でそれぞれ異なる一様温度にある場合に、それより下流部における温度分布と α_c , α_h 及び l の変化の経過を解析する。

基礎方程式 (3-19) を次のように Crank-Nicolson 法によって差分近似する。

$$u_j \frac{\theta_j^{i+1} - \theta_j^i}{\Delta x} = \frac{1}{\Delta y} \left[\left(\frac{\nu}{Pr} + \epsilon_{Hj+\frac{1}{2}} \right) \frac{\theta_{j+1}^{i+1} - \theta_j^{i+1} + \theta_{j+1}^i - \theta_j^i}{2\Delta y} - \left(\frac{\nu}{Pr} + \epsilon_{Hj-\frac{1}{2}} \right) \frac{\theta_j^{i+1} - \theta_{j-1}^{i+1} + \theta_j^i - \theta_{j-1}^i}{2\Delta y} \right] \quad (3-38)$$

差分点 j が界面にある場合には、 ρ と C_p がその上下で不連続となるため、式 (3-38) のかわりに式 (3-19) を y で積分して得られる次の差分方程式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \rho_a c_{pa} \frac{u_{j-1} (\theta_{j-1}^{i+1} - \theta_{j-1}^i) + u_j (\theta_j^{i+1} - \theta_j^i)}{2 \Delta x} &= \frac{q_{j-1} - q_j}{\Delta y} \\ \rho_c c_{pc} \frac{u_j (\theta_j^{i+1} - \theta_j^i) + u_{j+1} (\theta_{j+1}^{i+1} - \theta_{j+1}^i)}{2 \Delta x} &= \frac{q_j - q_{j+1}}{\Delta y} \end{aligned} \right\} (3-39)$$

$$\begin{aligned} 2 q_{j-1} &= \rho_a c_{pa} \left[\left(\frac{\gamma_a}{Pr_a} + \epsilon_{Hj-\frac{3}{2}} \right) \frac{\theta_{j-2}^{i+1} - \theta_{j-1}^{i+1} + \theta_{j-2}^i - \theta_{j-1}^i}{2 \Delta y} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\gamma_a}{Pr_a} + \epsilon_{Hj-\frac{1}{2}} \right) \frac{\theta_{j-1}^{i+1} - \theta_j^{i+1} + \theta_{j-1}^i - \theta_j^i}{2 \Delta y} \right] \\ 2 q_{j+1} &= \rho_c c_{pc} \left[\left(\frac{\gamma_c}{Pr_c} + \epsilon_{Hj+\frac{3}{2}} \right) \frac{\theta_{j+1}^{i+1} - \theta_{j+2}^{i+1} + \theta_{j+1}^i - \theta_{j+2}^i}{2 \Delta y} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\gamma_c}{Pr_c} + \epsilon_{Hj+\frac{1}{2}} \right) \frac{\theta_j^{i+1} - \theta_{j+1}^{i+1} + \theta_j^i - \theta_{j+1}^i}{2 \Delta y} \right] \end{aligned} \quad (3-40)$$

ここで i, j はそれぞれ x, y 方向の差分点を表している。境界条件を以下に列記する。

- (i) 上下壁面で断熱である。
- (ii) 界面で温度と熱流束が連続である。
- (iii) $x=0$ で各流体の温度が均一である。

$x=0$ から流れ方向に温度分布を逐次計算する。分割幅 $\Delta x, \Delta y$ を変えてこの計算を行い、数値計算による誤差が十分小さく、しかも計算所要時間の短い最適値として $\Delta x = 1 \text{ mm}$, $\Delta y = 0.02 \text{ mm}$ を選定した。このようにして求めた温度分布から、式 (3-23) ~ 式 (3-24) 及び

式(3-33)~式(3-37)によつて界面熱伝達率 α_c , α_R と
界面熱通過率 q を計算した。

3・5 伝熱の解析結果と考察

3.5.1 熱的な発達過程

本節では、熱的な発達過程について解析的に考察し、さらに十分下流で熱的に十分発達した場合に相似解に帰着するかどうかを検討する。

図3-12に差分法によって計算した温度分布の変化の一例を示す。 $x/d=0$ で2流体はそれぞれ均一な温度 θ_{kin} , θ_{cin} にあるが、流体間の伝熱に伴い流れ方向にその温度差が減少し、十分下流に到ると流路断面全体が一様温度 θ_0 になる。 θ_0 を以後平衡温度と呼ぶ。

温度分布形に着目するため、図3-13に最大温度 θ_{max} (下部壁面温度)と最小温度(上部壁面温度) θ_{min} の差によって規格化した結果を示す。 $x/d=5$ までに温度分布形が急速に変化し、界面の両側に温度境界層が形成されている。更に x が増すと水側の分布形が大きく変化し、 $x/d=45$ では破線で示されている相似解にほぼ等しい分布形となる。即ち十分下流で温度分布が相似解に漸近する。

図3-14~16に水流量 Q_c をパラメータとした界面熱

伝達率 α_c , α_h と界面熱通過率 k の変化を示す。これらは相似解 $\alpha_{c\infty}$, $\alpha_{h\infty}$, k_{∞} によって無次元化されている。 α_h は $x/d = 1$ で $\alpha_{h\infty}$ の 1.5~2.7 倍にあるが $x/d < 5$ において急速に減少し x/d が約 25 に到るまでに相似解以下になり、その後漸増して $\alpha_{h\infty}$ に漸近している。 α_c は $x/d = 1$ で $\alpha_{c\infty}$ の 1.5~3 倍にあり、急速に減少するがその変化は α_h ほど大きくなく、大部分は減少しながら $\alpha_{c\infty}$ に漸近している。 $\alpha_h/\alpha_{h\infty}$ が 1 以下となる領域が存在するのは、図 3-13 の $x/d = 15, 45$ における温度分布からわかるように、液体金属側の熱的発達の水側に比べて非常に速いため、未発達な水側温度分布に対応する発達した温度分布が液体金属側に形成され、その α_h が $\alpha_{h\infty}$ より小さくなるためと考えられる。また熱的な発達の速さは流量条件に依存し、 Q_h が一定の場合には Q_c が大きいほど α_h の減少が急速であり、 α_c の減少はゆるやかである。界面における伝熱が水側律速である ($\alpha_c < \alpha_h$) ため、 k の変化は α_c と同様の流量依存性を示している。図 3-17 には Q_h をパラメータとした k の変化が示されているが、 Q_h の k に及ぼす影響は Q_c と逆で

ある。以上をまとめると、熱容量比 $\rho_c C_{pc} Q_c / \rho_h C_{ph} Q_h$ が大きいほど水側の発達が遅れ、液体金属側の発達が早まる。これは図3-12からわかるように、相似分布と平衡温度の交点より下側の水温がはじめ上昇し、その後下降に転ずる二重の過程を経過し、熱容量比が大きいほどそのような流体の占める割合が増加するためと考えられる。またこのように熱的な発達の違さが熱容量比に依存する主たる原因は、界面近傍の熱抵抗が固体壁近傍に比べてそれほど大きくないためにこの領域の温度勾配が小さいことにあると考えられる。

以上の結果から、熱的な発達過程に違いはあっても十分下流に到ると相似解に帰着することが熱的に未発達な領域を含めた数値計算によって立証されたと言える。

3.5.2 界面熱通過率に関する

実験結果と相似解の比較

前節の結果を踏まえて、本節では界面熱通過率 k の実験結果を相似解により検討する。図3-18に両者の比較を示す。第2章で行った固体平板近似による予測値が実験値より非常に小さかったことを考えると、相似解は実験結果を全般によく説明している。しかし詳細に見ると、水流量 Q_c が増大するにつれて両者の差異が増加し、相似解に比べて実験結果の方がかなり大きくなっている。この原因の一つとして、液-液界面に生ずる波の影響が考えられる。しかし予備計算によると、青木ら⁽⁷⁷⁾の手法に従い界面波に起因する波動的流動を乱流として考慮するだけでは渦拡散係数が本モデルに比べてそれほど増大せず、しかもこの増大は界面付近だけに限られる。むしろ図3-13における水側乱流コアの温度勾配が比較的大きいことから明らかなように、この領域の ε_H が全体に更に大きくならなければこのような k の増大を予測し得ないと考えられる。従って、 k の実験結果が高流量において相似解よりかな

り大きい原因は、各流体の主流部の乱れが本流動モデルより大きいことにあると考えられる。しかし上下壁面と流体の相互作用による乱れの発生だけを考慮した本モデルによってそのような主流部の乱れの増大まで予測することはできず、流体間の乱流の相互作用も考慮する必要がある。このような概念を取り入れた解析は、第4章で行う二方程式乱流モデルによる主流部のモデル化において扱われている。そこで本モデルでは良の予測が十分でない上記の点について、第4章の解析により補足することにする。

図3-19に固体平板を介する熱通過率と相似解の比較を示す。前者の算出方法は第2章に示したものと同様であるが、この計算に必要な界面高さには本解析結果を用いた。同図から固体壁熱伝達に比べて液-液界面熱伝達は極めて大きく、 Q_c , Q_w の増加に伴う良の増大も非常に大きいことがわかる。

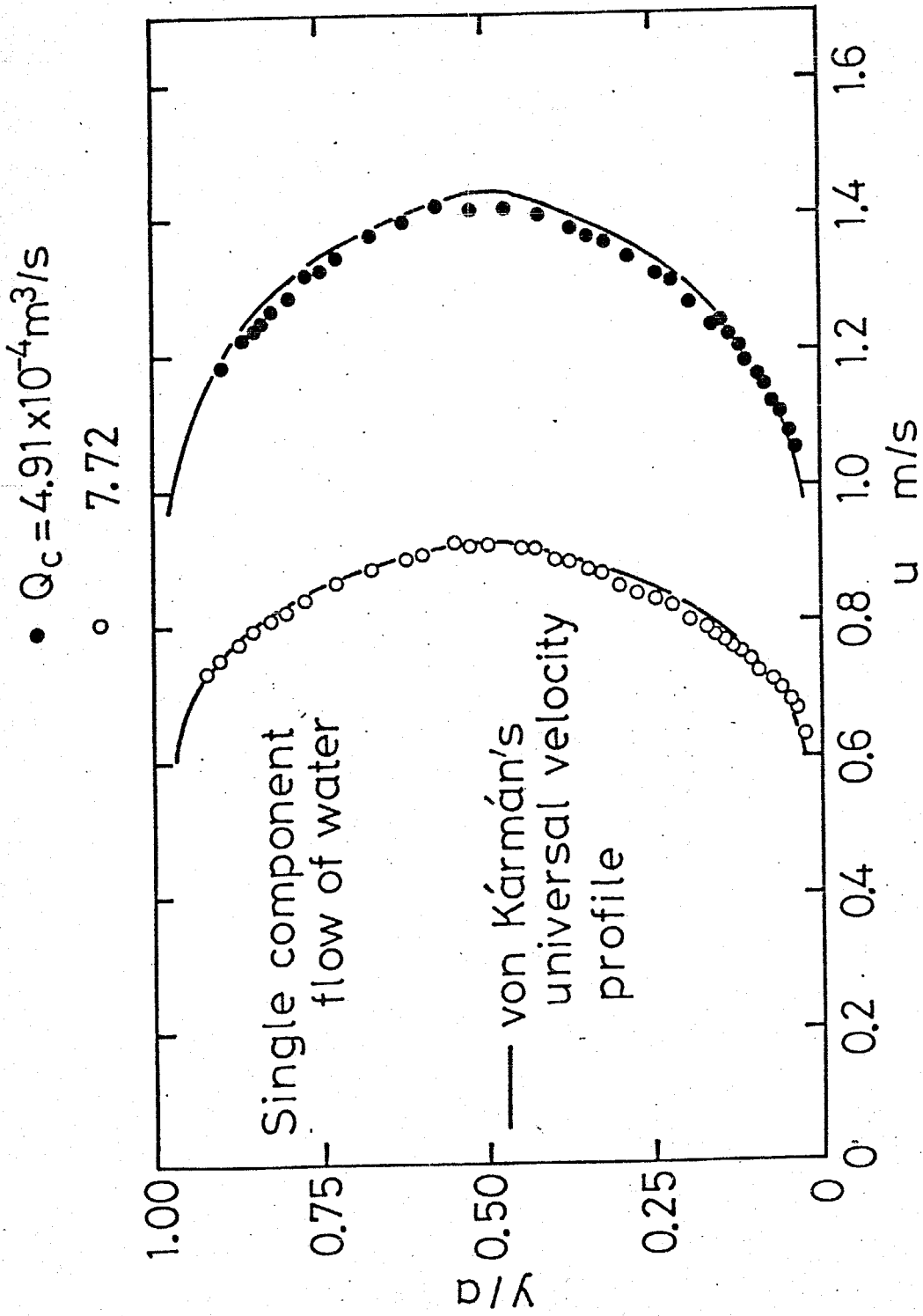
3.6 結 言

高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内液-液層状流の流れが十分発達した領域について、界面近傍の領域と乱流コアの2領域に分けて管断面全域にわたる乱流モデルを立て、流動と伝熱を解析し、更にこの解析結果を第2章の実験結果と比較することによって次の結論を得た。

- (1) 界面高さについて解析結果と実験結果が良く一致し、界面高さが液体金属体積流量率に強く依存していることが解析的にも示された。
- (2) 液体金属体積流量率 X_h が小さいとき2流体のスリップ比が大きく、 X_h の増大と共にこれが減少して1に近づく。
- (3) 圧力損失について解析結果と実験結果が良く一致し、摩擦損失比 R が2流体の容積速度比 u_{h0}/u_{c0} に強く支配され、 $R-u_{h0}/u_{c0}$ の関係により圧力損失を整理する方法が妥当であることが解析的にも示された。
- (4) 差分法による伝熱の解析結果から、熱的な発達の速さは水側と液体金属側で異なり、2流体の熱容量

比 $\rho_c C_{pc} Q_c / \rho_h C_{ph} Q_h$ が大きいほど水側の発達が遅れ、液体金属側の発達が遅くなること、全体的な熱的発達の速さの熱容量比依存性は水側と同様であること、および十分下流では変数分離法による伝熱の解析結果に漸近することが示された。

- (5) 界面熱通過率について本解析結果は高流量を除き実験結果をほぼ説明することができるが、高流量の大きな界面熱通過率を解析的に十分に予測するためには、乱流コアの渦拡散係数が本モデルより更に大きくなければならない。
- (6) 表面張力及び重力による乱れの減衰を考慮した界面近傍の乱流モデルと、管内一成分乱流の経験式を乱流コアに適用したモデルを組み合わせることによって得られる管断面全域に渡る乱流モデルによって、巨視的な流動を良く予測することができ、更に大きな界面熱通過率をほぼ説明することができ、本モデルがほぼ妥当であることが示された。



水一成分流れの速度分布

Fig.3-2

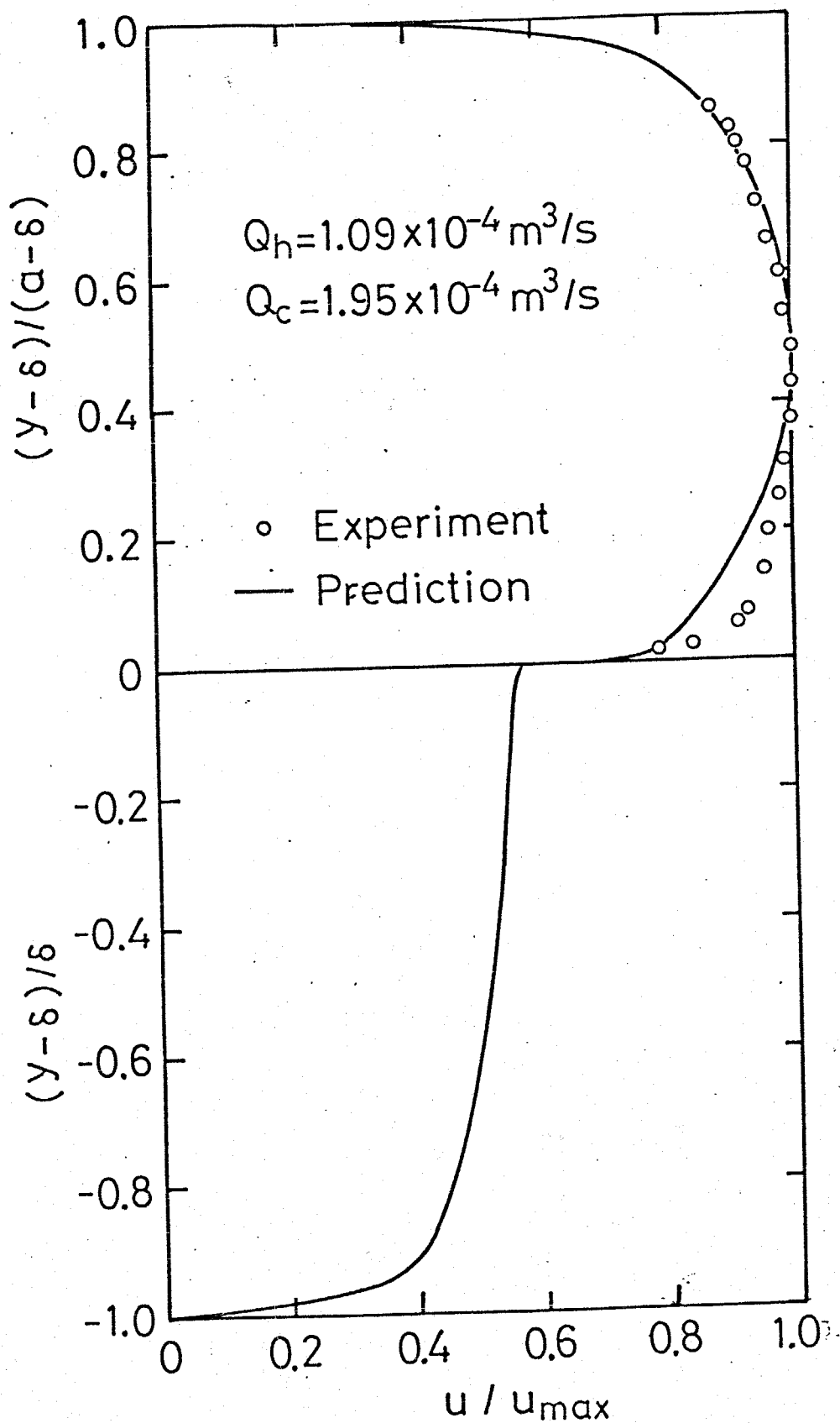
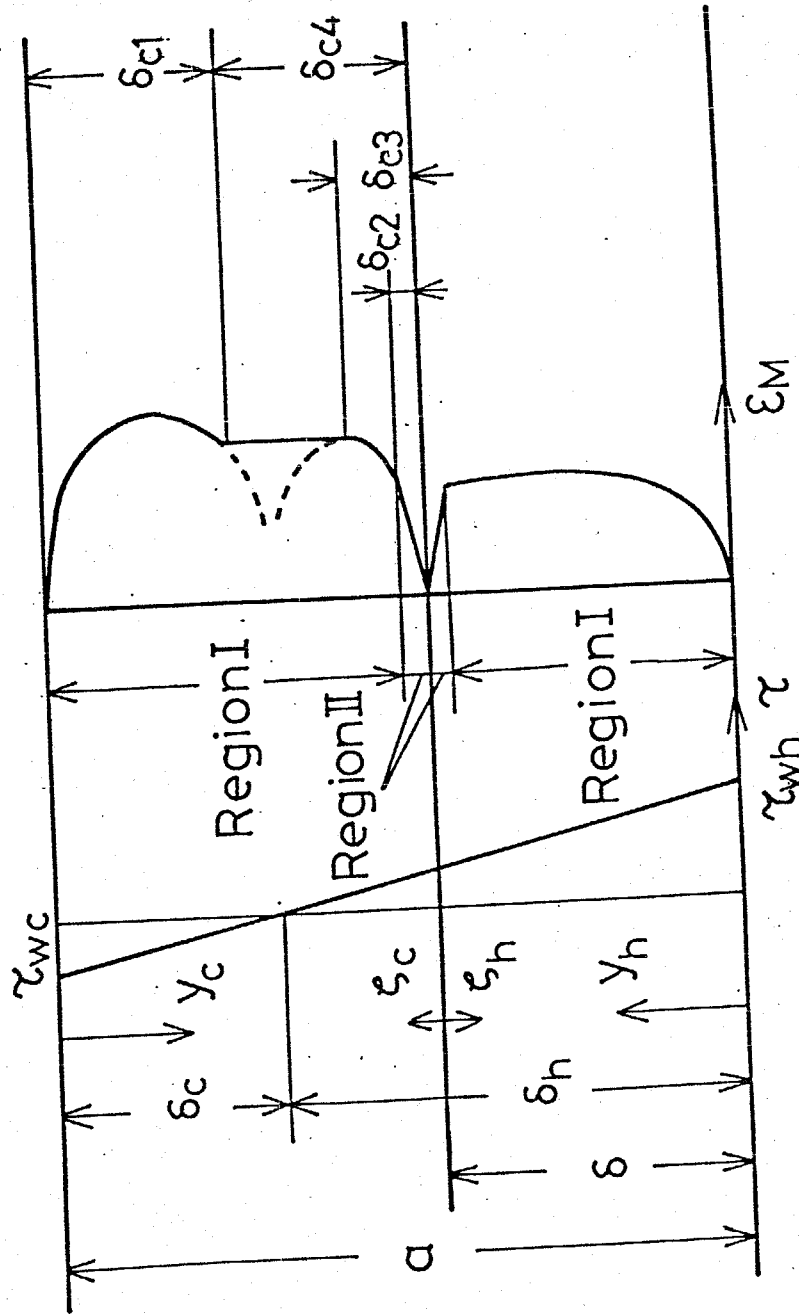


Fig.3-3. 速度分布 (実験結果と解析結果の比較)



修正モデルの概略

Fig.3-4

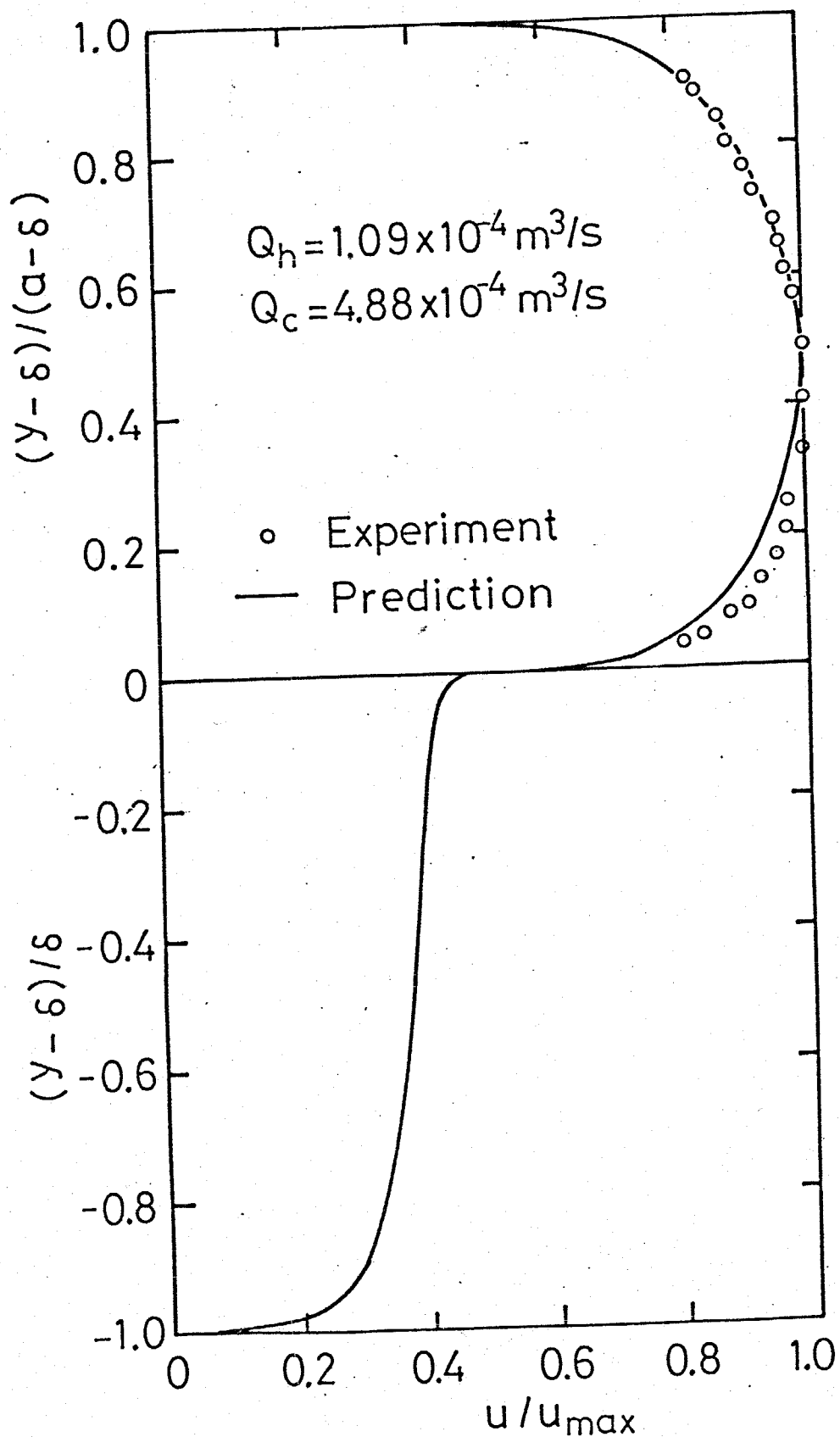


Fig.3-5 速度分布 (実験結果と修正後の解析結果の比較)

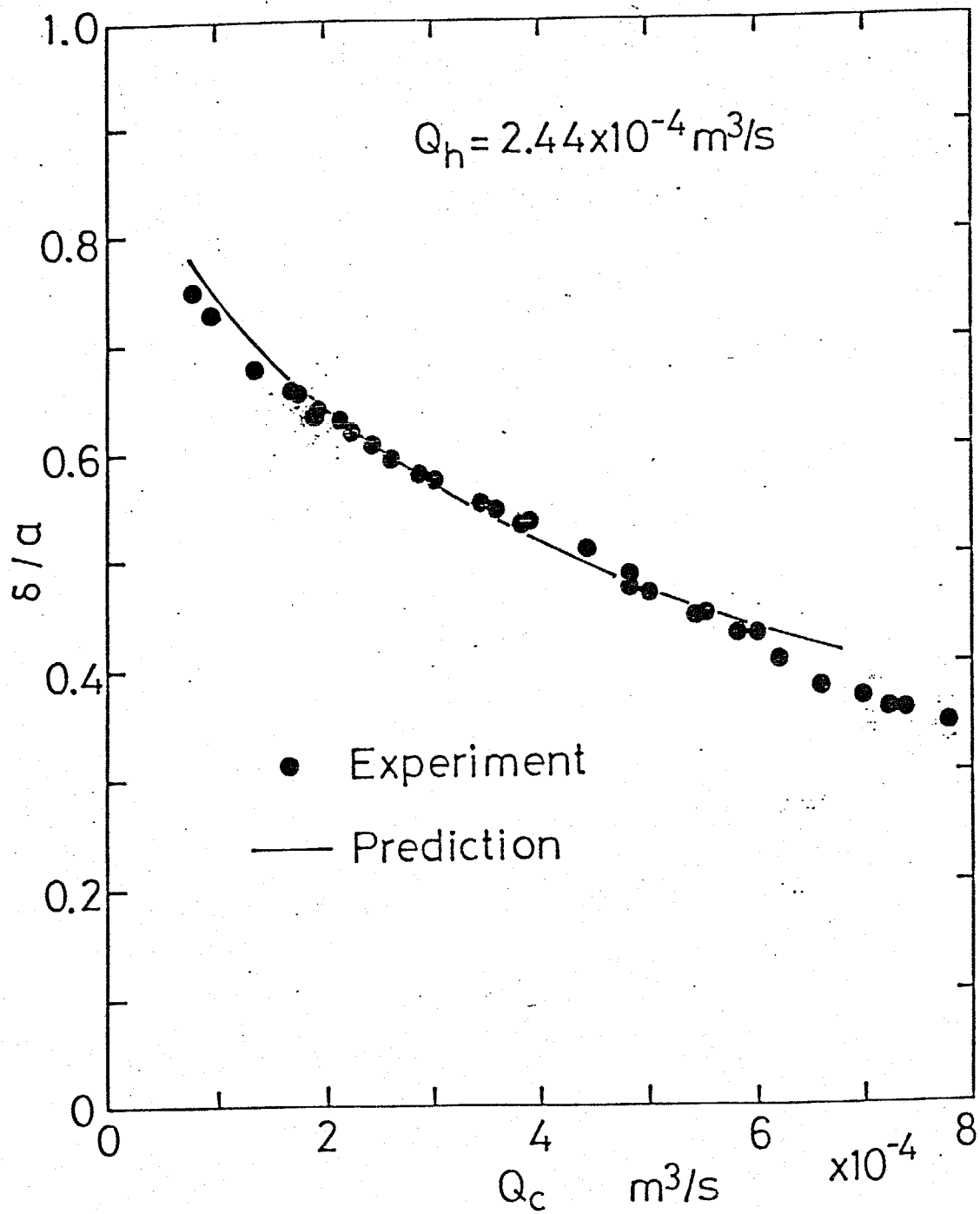


Fig.3-6 界面高さ (実験結果と解析結果の比較)

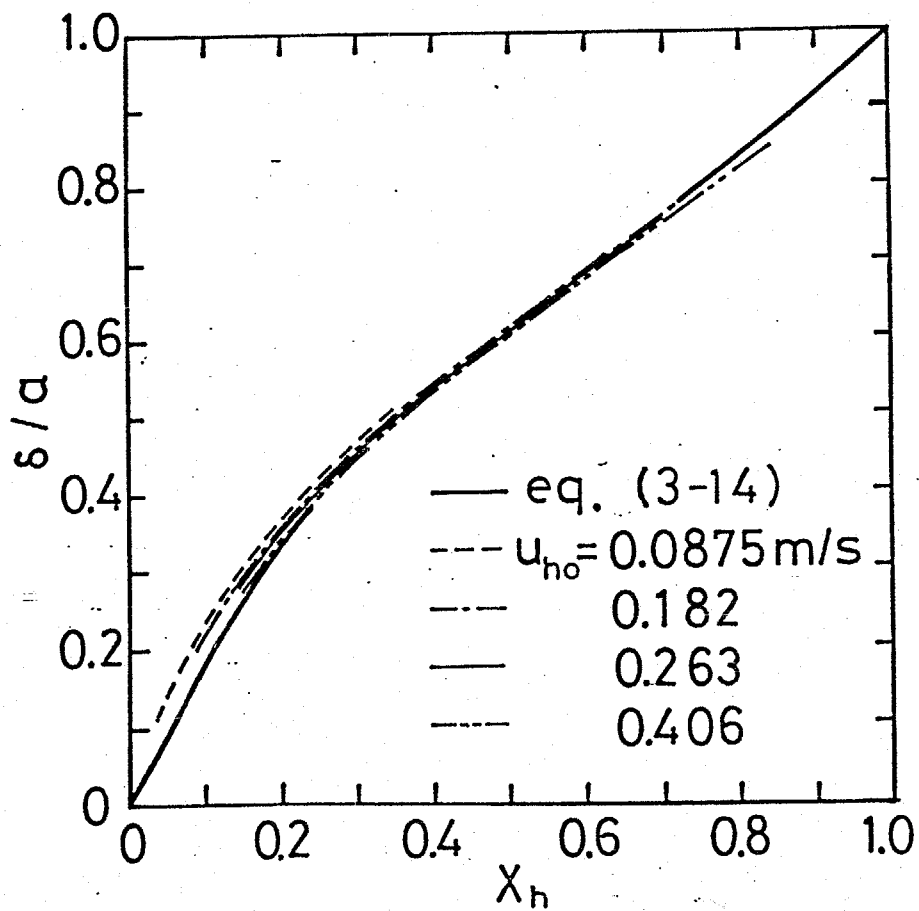
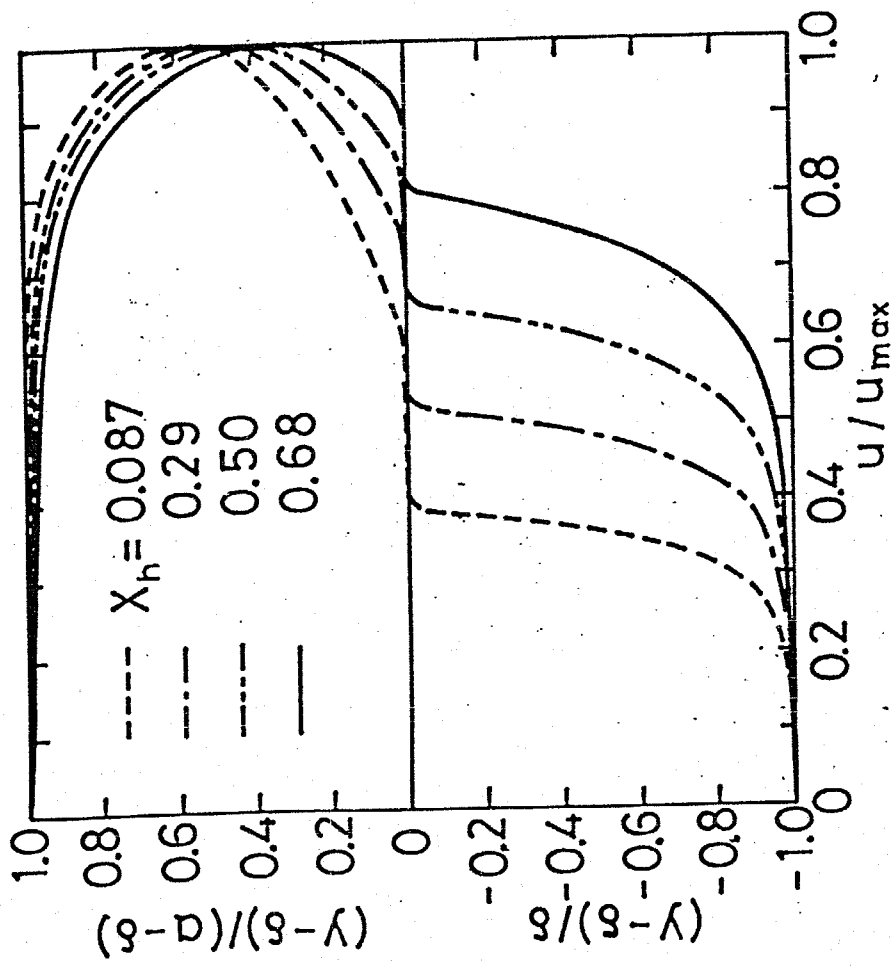


Fig.3-7 界面高さの解析結果
(液体金属体積流量率の影響)



速度分布の解析結果

Fig.3-8

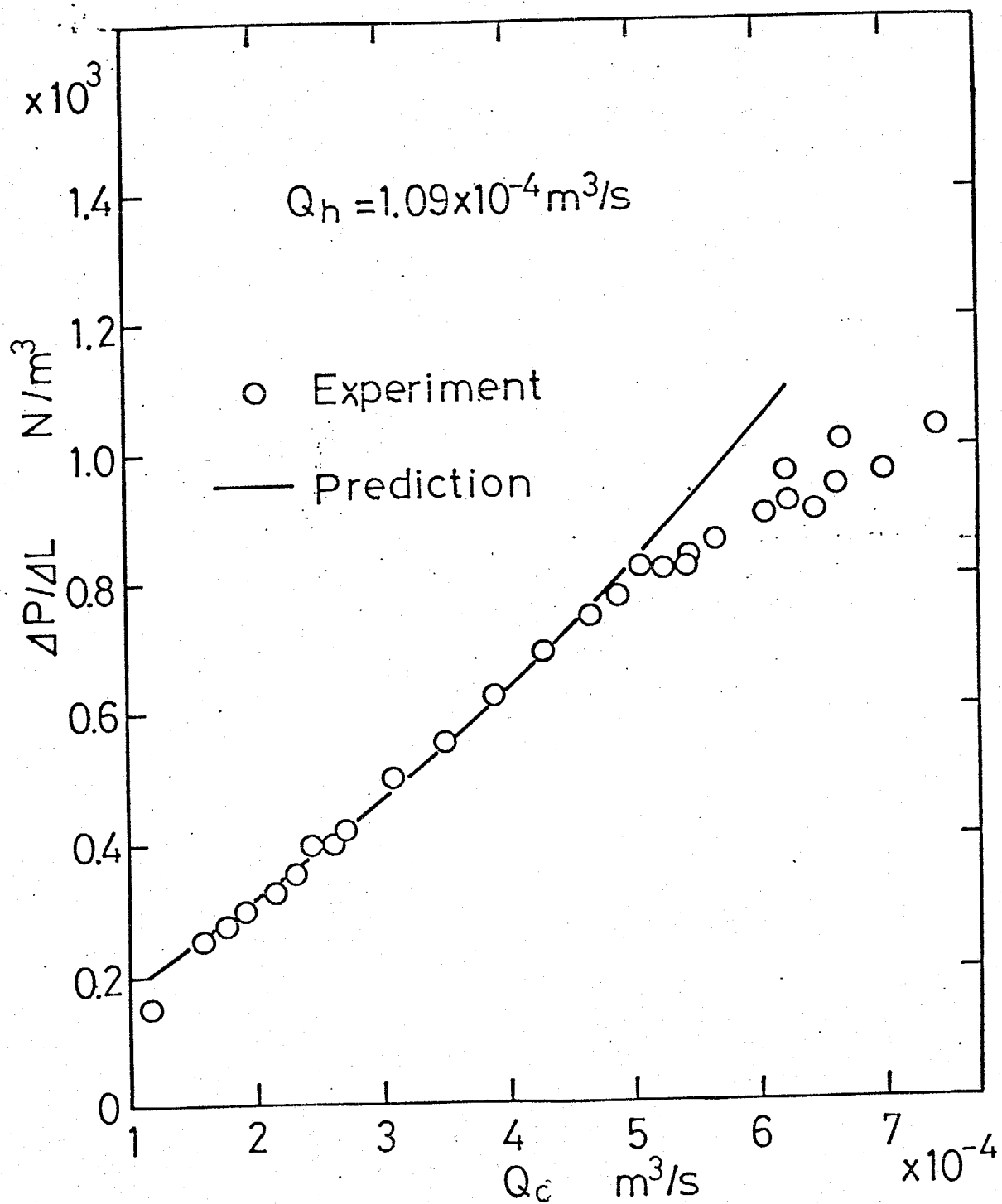
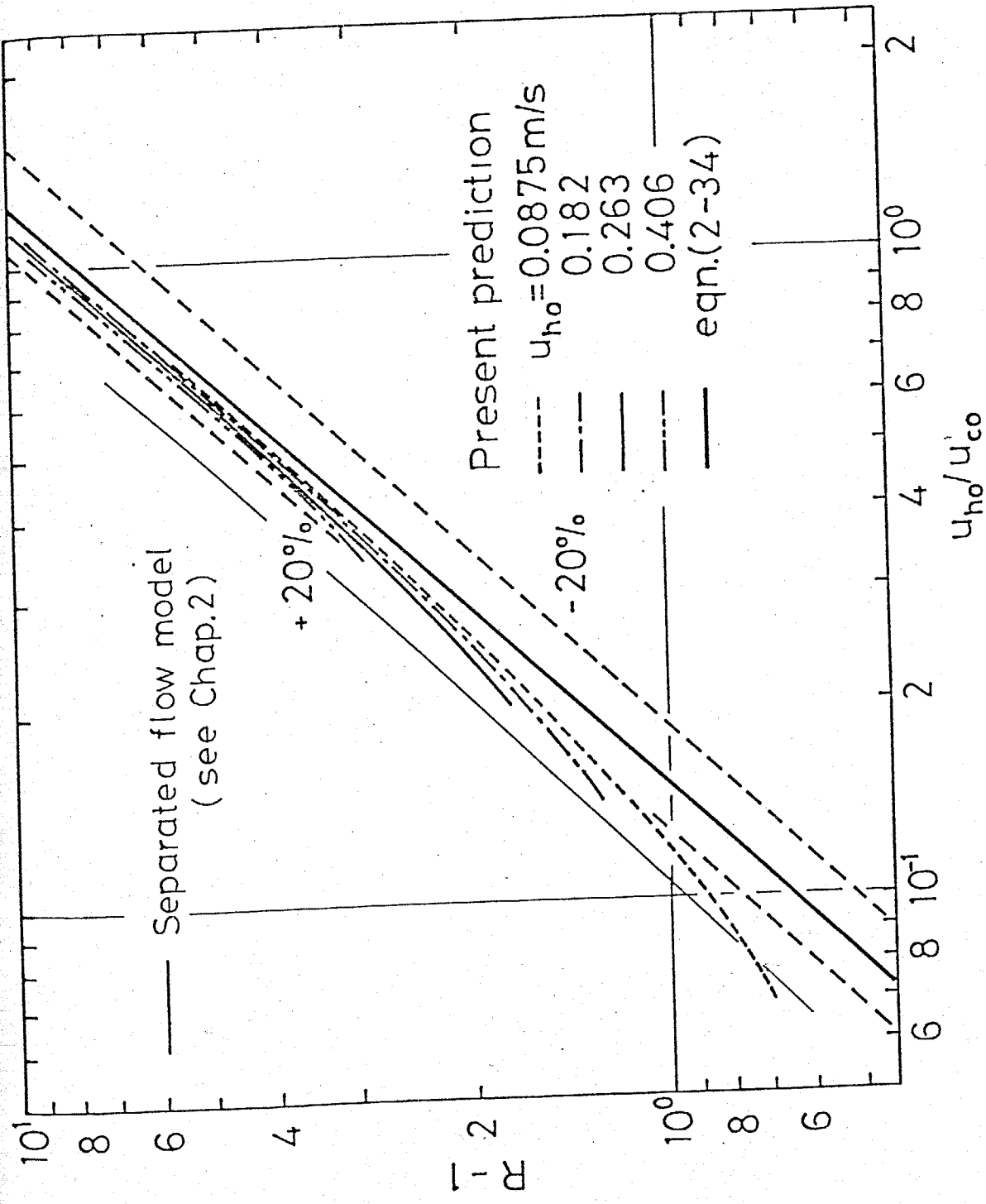


Fig.3-9 圧力損失(実験結果と解析結果の比較)



摩擦損失比 (解析結果と実験式の比較)

Fig.3-10

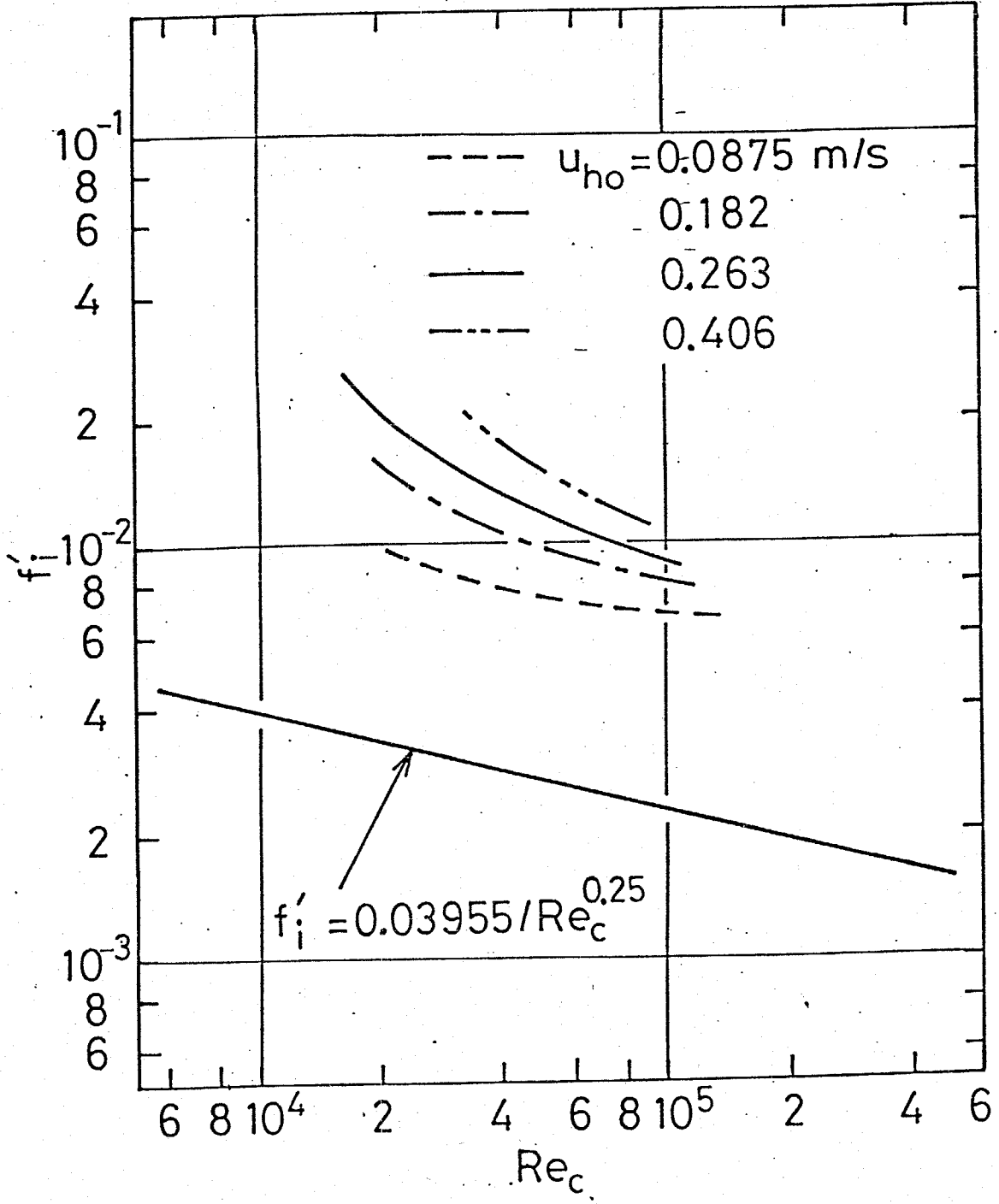


Fig.3-11 界面摩擦系数

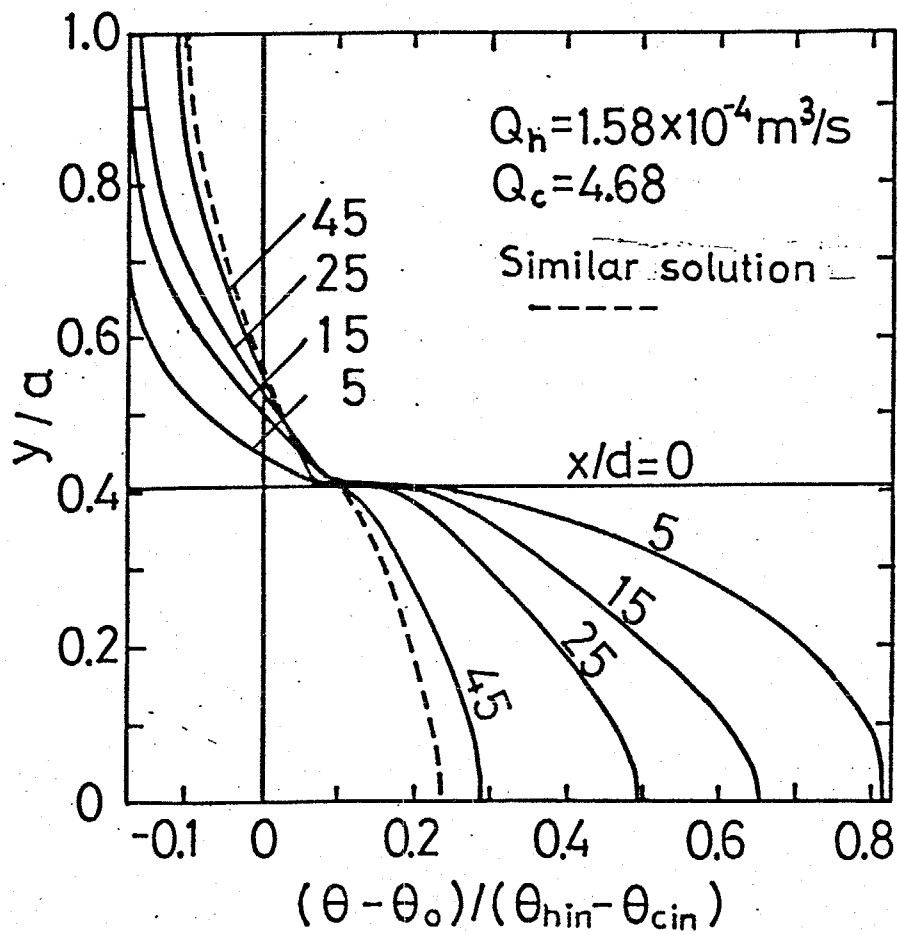


Fig.3-12 温度分布の変化(差分法による解析結果)

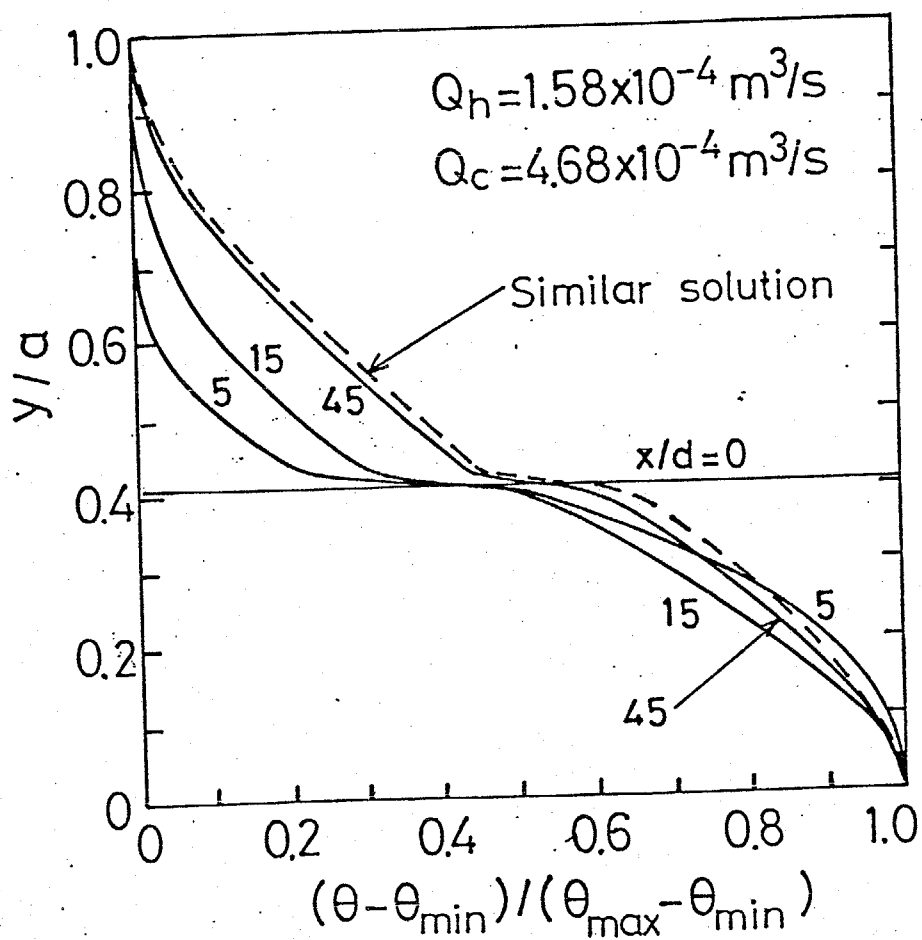


Fig.3-13 温度分布形の変化

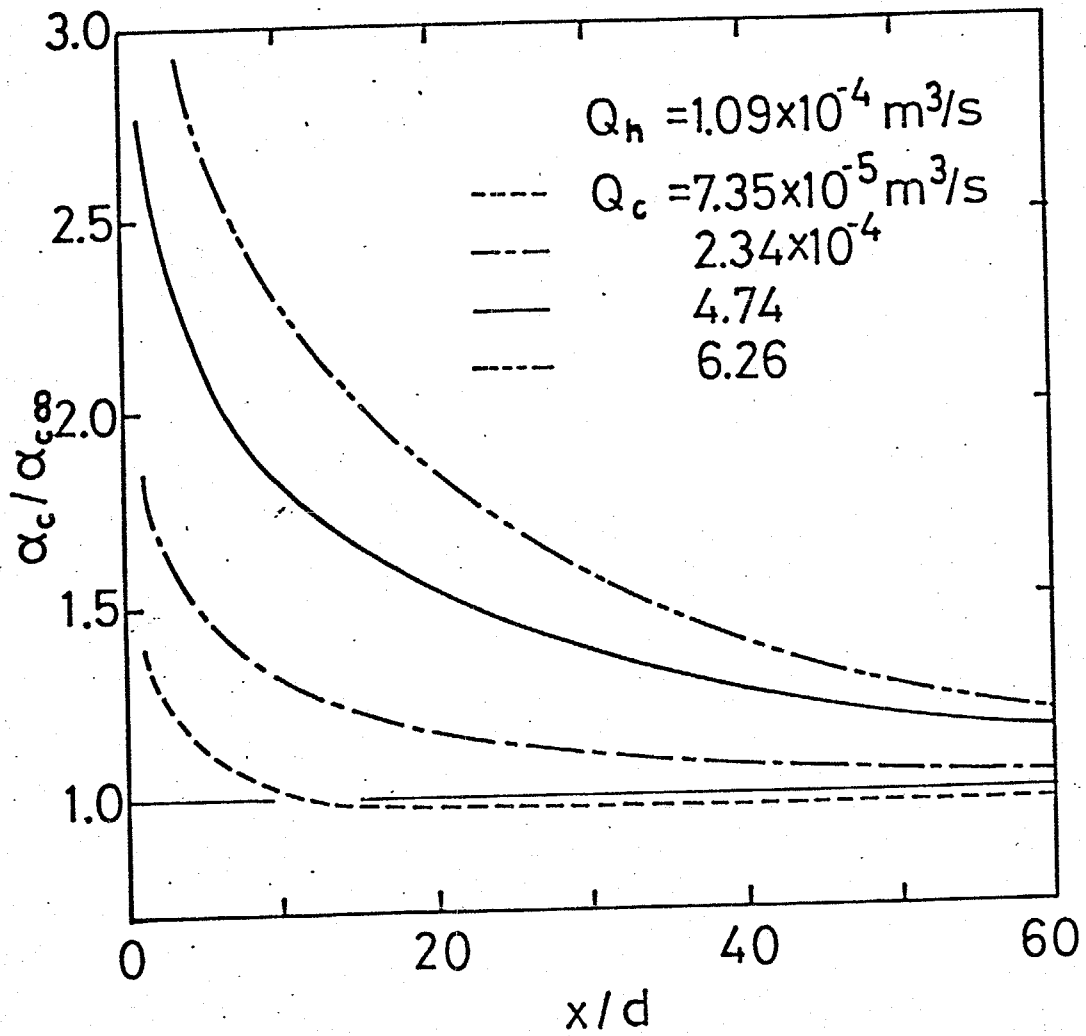


Fig.3-14 水側界面熱伝達率の変化

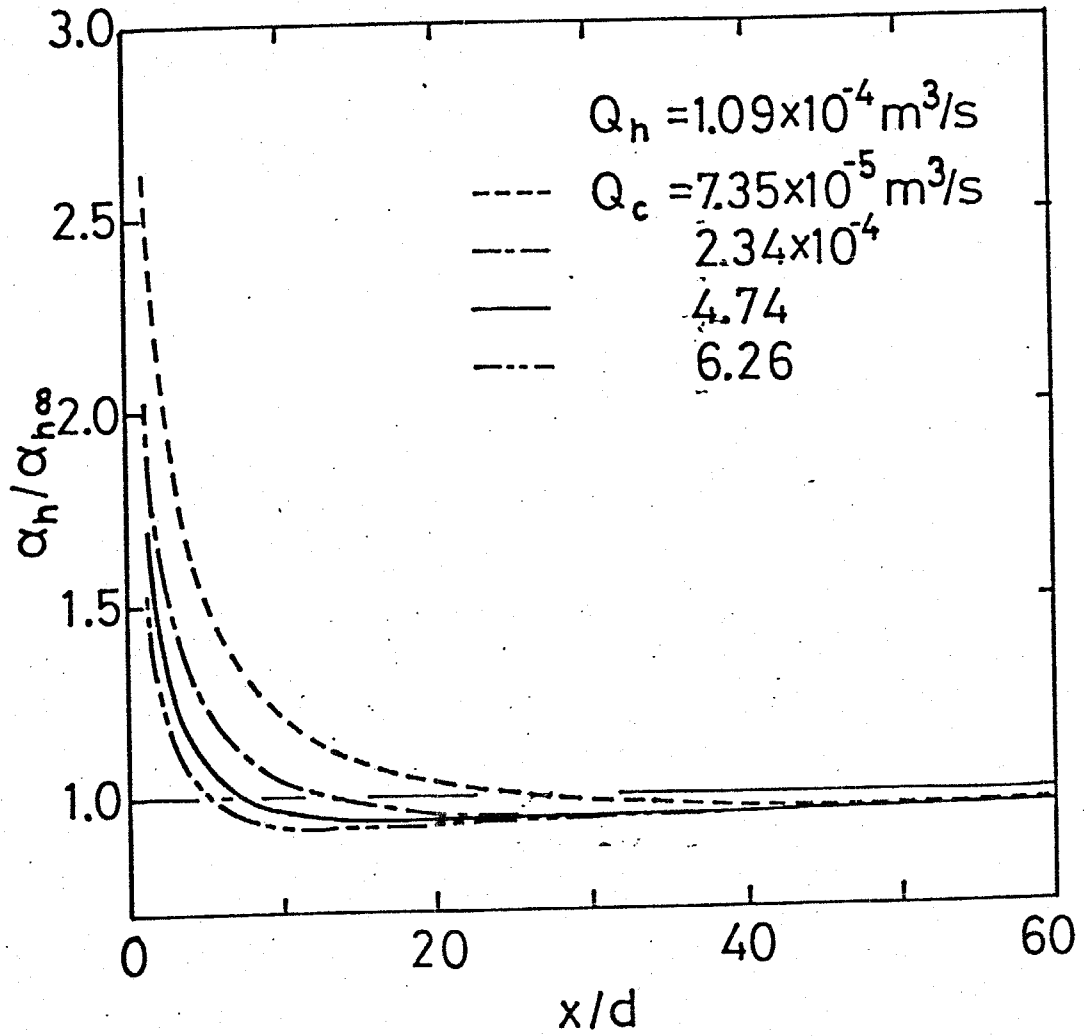


Fig. 3-15 液体金属側界面熱伝達率の変化

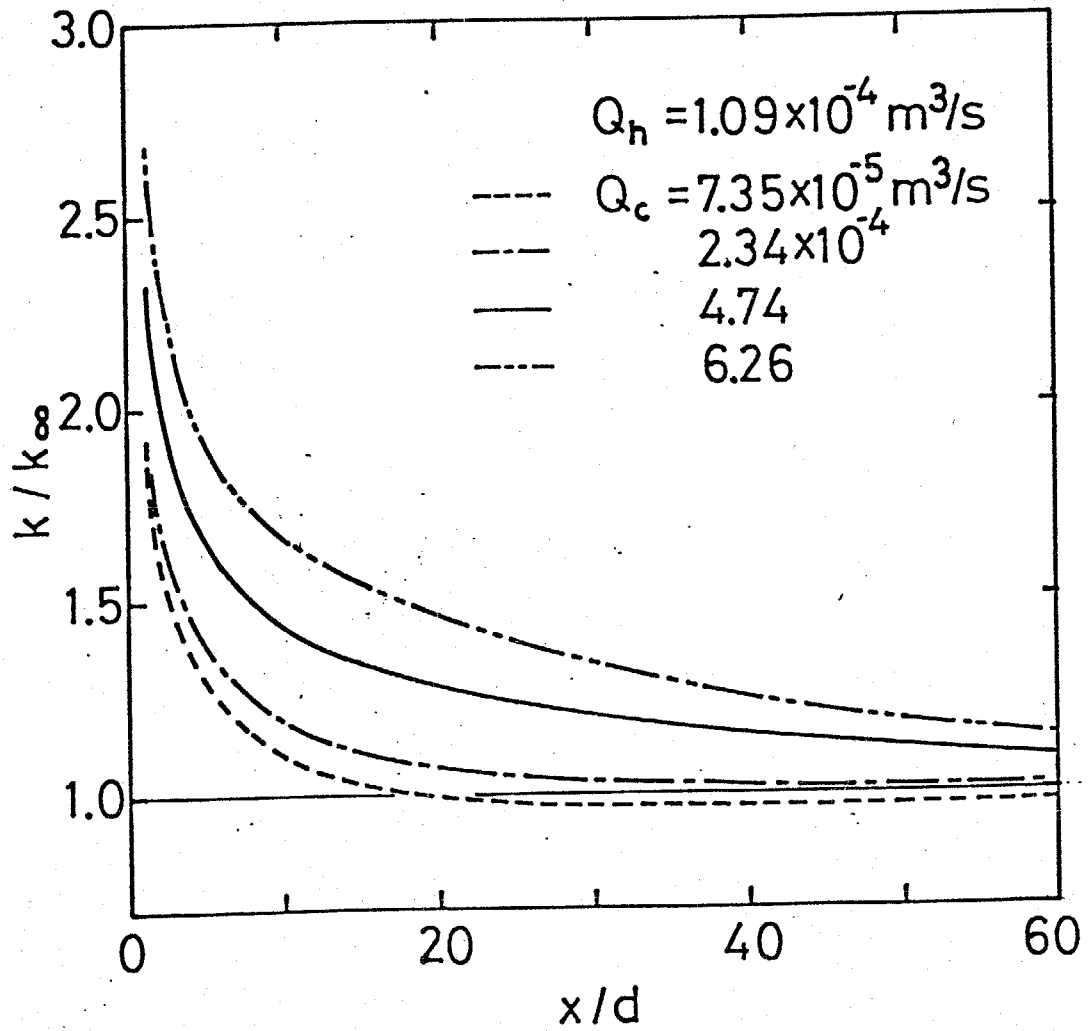


Fig.3-16

界面熱通過率の変化

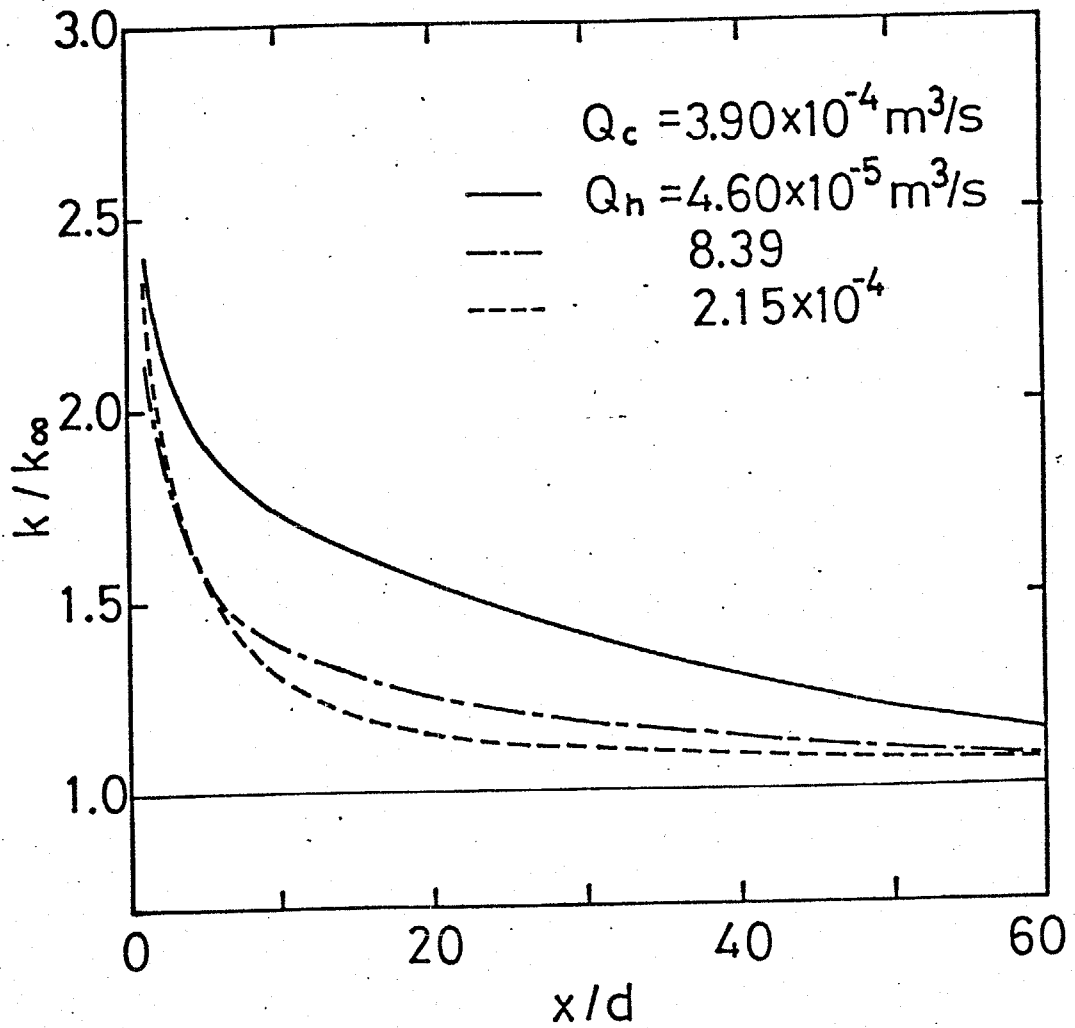


Fig. 3-17 界面熱通過率の変化

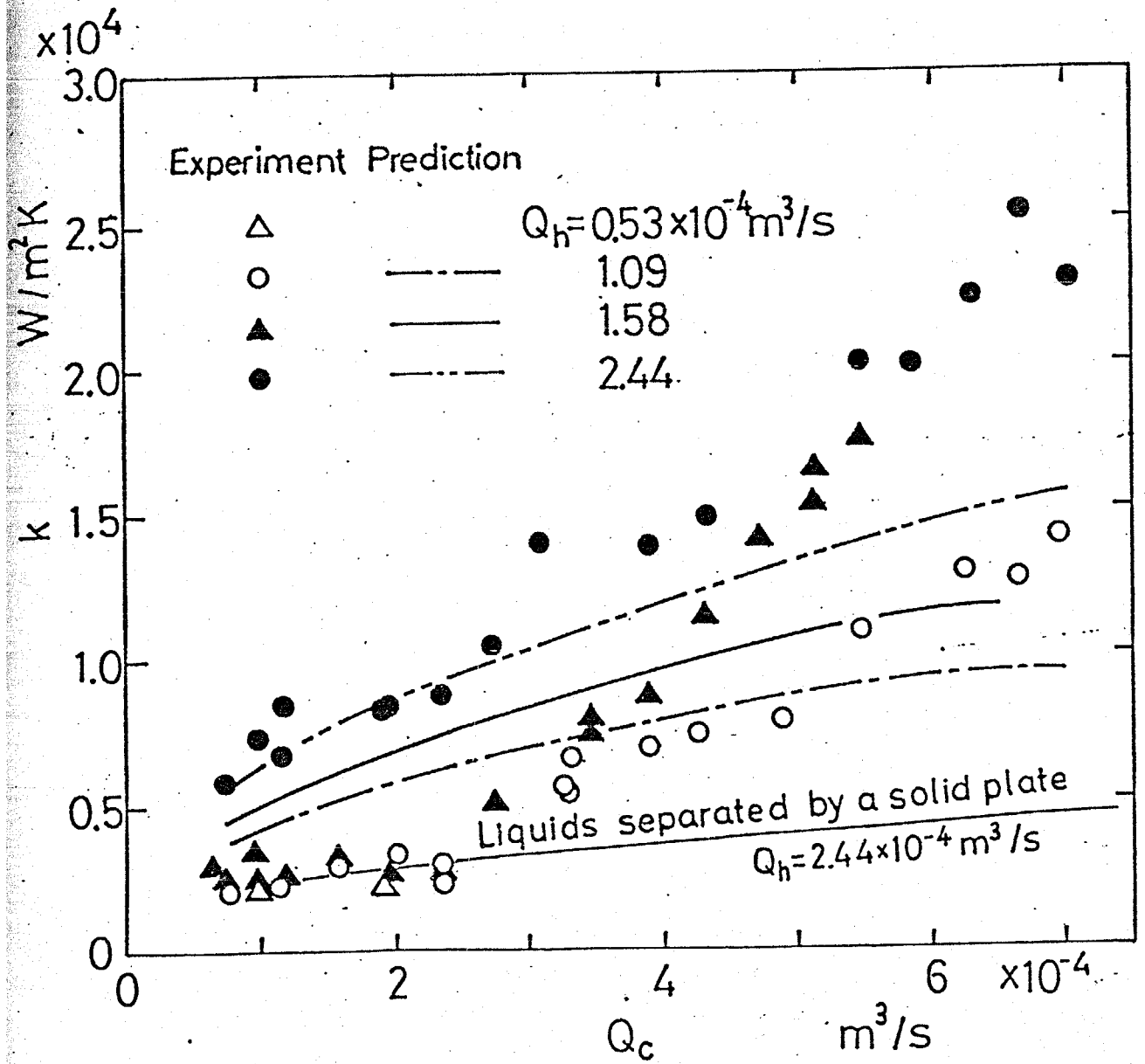


Fig.3-18 変数分離法による界面熱通過率の解析結果と実験結果の比較

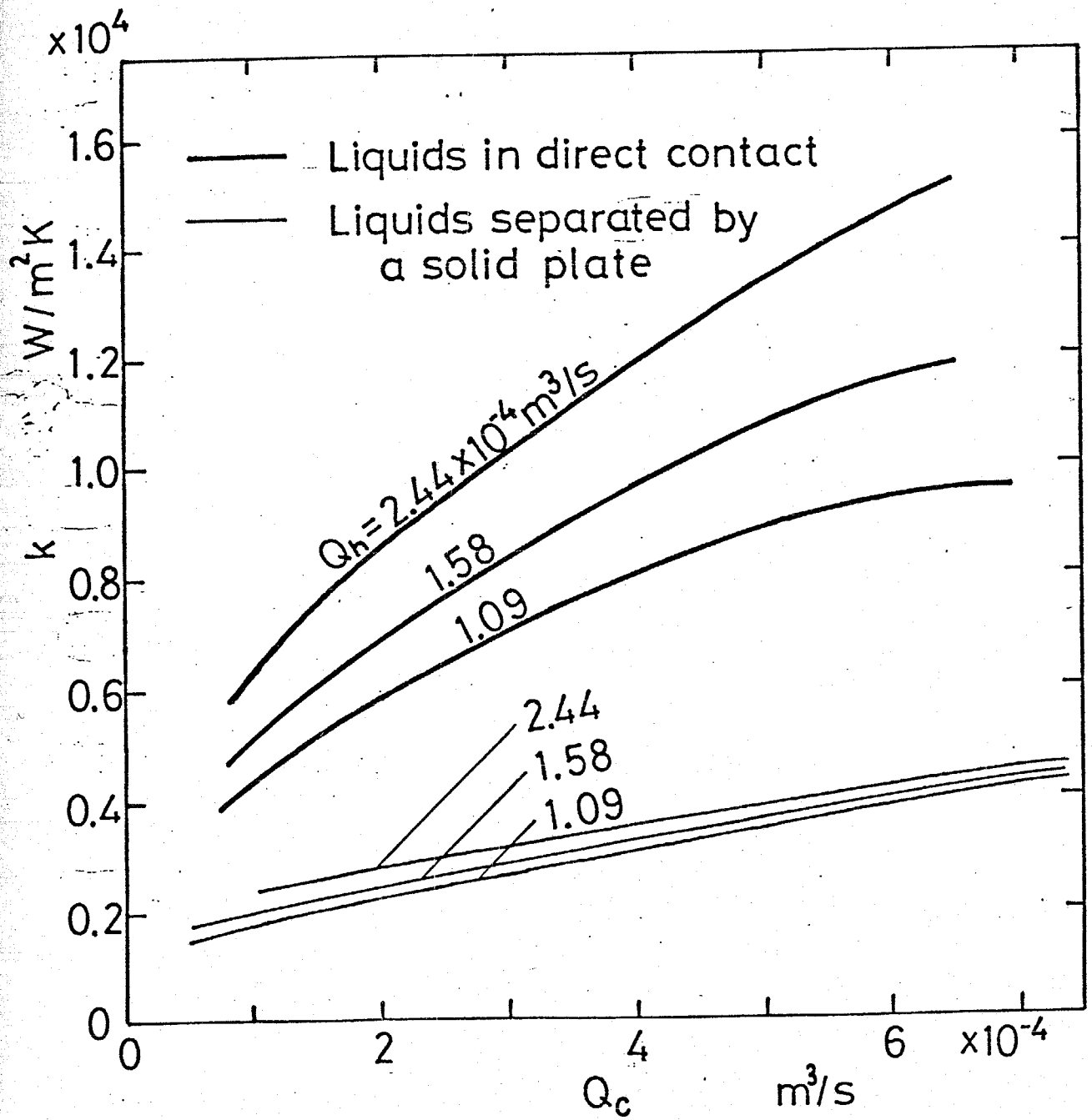


Fig.3-19 固体平板を介する熱通過率と
解析結果の比較

第4章

单相

液-液接触層状流に関する

実験と解析

(流れの助走区間)

第4章 単相液-液接触層状流に関する

実験と解析(流れの助走区間)

4・1 緒言

前章までに、単相乱流液-液層状流の流れが十分発達した領域について巨視的な流動特性と流体間の伝熱特性を解明した。本章は流れの助走区間を対象としている。すなわち、2流体がそれぞれ一様な温度分布と十分発達した速度分布で合流して液-液層状流を形成した後、流体間の運動量交換と熱交換を行いながら流れが発達していく過程である。

この区間では、2流体が直接接触すると同時に各流体の熱的、流体力学的平衡が崩され、液-液層状流の平衡状態へと移行していく。このような流れの助走区間においては、固体壁付近に比べて特に液-液界面付近の速度分布が両流体の流動条件に応じて大きく変化する。このためこの領域の流れは、乱流構造が十分発達した領域や固体壁付近の助走区間の流れと大きく異なっていることが予想され、従来の乱流拡散係数等の経験式をそのまま適用することには問題があると考えら

れる。すなわち流れの変化に応じた乱流場の変化を予測できるモデルが必要である。一成分管内乱流において、近年多方程式乱流モデル⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁶⁾⁽⁷⁷⁾が開発され、種々の境界条件下の乱流場の解析に大きな成果をおさめている。速度分布の変化が著しい液-液層状流の助走区間に対して、これらの多方程式乱流モデルが最も有効に適用されると考えられるため、本章では Jones-Laundner⁽⁷⁸⁾ による k - ϵ 二方程式モデルを用いて流動及び伝熱の解析を行い、実験的に求めた界面高さ、水側速度分布、圧力損失及び界面熱通過率との比較検討を行う。その際表面張力が影響を及ぼす界面のごく近傍の領域に対しては、第3章で導入した乱流減衰モデルがそのまま適用できると考えられるためこれを用い、乱流コアには二方程式乱流モデルを適用して管断面全域にわたる乱流モデルを立て、解析を行う。また乱流コアに混合長理論を適用する解析も行い、二方程式乱流モデルによる解析結果と比較検討する。さらに、第2章と第3章で取り上げた流れが十分発達した領域に対しても本解析手法が拡張できることから、第3章の

解析では予測が不十分な部分について本解析による再
検討を行う。

4・2 実験装置と実験方法

4.2.1 実験装置・測定系統

実験には、第2章と同様の循環ループ・テスト部・作動流体を用いた。

テスト部に於る測定項目を以下に示す。

(1) 液-液界面高さ

第2章と同様の方法により界面高さの流れ方向変化を測定した。

(2) 水側速度分布

内径 $0.58\text{mm}\phi$ 、外径 $0.88\text{mm}\phi$ のステンレスチューブ製ピトー管 (図2-15 参照, $l=15\text{mm}$) を用いて水側速度分布を測定した。使用した差圧変換器は、 $0\sim 13\text{mmAg}$ レンジ、精度 $\pm 1\%$ FS、共振周波数 1kHz の磁気抵抗変化型トランスデューサと $0\sim 90\text{mmAg}$ レンジ、精度 $\pm 1\%$ FS、共振周波数 2kHz の磁気抵抗変化型トランスデューサである。これらの較正はマノメータによって行った。測定方法は第2章と同様である。

(3) 圧力損失

上壁面の中心線上に内径 $1.8\text{mm}\phi$ の静圧タップを設け、

流れ方向の静圧分布を測定した。使用した差圧変換器は速度分布の測定に用いたものと同じである。また測定方法は第2章と同様である。静圧分布の勾配から圧力損失を算出した。

(4) 液-液界面熱通過率

JIS規格0.75級、シース外径 $0.5\text{mm}\phi$ のC.A.熱電対（シース材質インコネル、熱接点接地型）を用いて、管路断面の鉛直方向温度分布を測定した。流入直後には界面近傍の温度勾配が大きいため、シース内の熱伝導効果による測定精度の低下を防ぐために、L型形状の熱電対（図2-15参照）を流れに平行かつ上流向きにセットした。測定方法及び熱通過率の計算方法は第2章2.2.4.1と同様である。

以上の測定項目に関する測定位置を図4-1に示す。測定区間は流れの発達が始まる入口から 820mm までの範囲である。

4.2.2 実験条件

表4-1に実験条件を示す。流量範囲は第2章における実験とほぼ同じであり、2流体は共に乱流である。

4.3 混合長理論及び二方程式乱流モデル

による助走区間の解析

4.3.1 基礎方程式

図4-2のように、2流体がそれぞれ十分発達した乱流速度分布で合流する二次元乱流液-液層状流の助走区間について考える。ここで水(80°Cの値)及び液体金属(表2-1参照)の物性値は一定とする。

渦動粘性係数 ϵ_M を導入すると、連続の式、運動方程式及びエネルギー方程式は、境界層近似によりそれぞれ次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4-1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\nu + \epsilon_M) \frac{\partial u}{\partial y} \right\} \quad (4-2)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\frac{\nu}{Pr} + \frac{\epsilon_M}{\sigma_\theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\} \quad (4-3)$$

ここで σ_θ は乱流プラントル数を表している。 σ_θ については第3章3.2.3.1に簡単に述べられている。ここでは水側の σ_θ に次のようなReynoldsの表示式⁽⁷⁴⁾を適用した。

$$\sigma_{\theta} = \frac{1 + 86 / Pe^{1/2}}{1 + 200 / Re^{1/2}} \quad (4-4)$$

ここで Pe は ペクレ数を表している。また第3章の伝熱の解析結果を本解析結果と比較するために $\sigma_{\theta} = 1$ とした場合の計算も行った。液体金属側の乱流プラントル数には次のような青木の式⁽⁷³⁾を適用した。

$$\frac{1}{\sigma_{\theta}} = 0.014 Re^{0.45} Pr^{0.2} \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{1}{0.014 Re^{0.45} Pr^{0.2}} \right) \right\} \quad (4-5)$$

4.3.2 乱流モデル

流れが十分発達した領域と同様に流れの助走区間においても、表面張力と重力の影響によって界面近傍の乱流が減衰されると考えられる。そこで図4-2のように、各流体内を表面張力と重力の効果によって乱流乱流が減衰される領域(領域II)と、これらの効果が及ばない壁面から乱流コアまでの領域(領域I)の2領域に分割して考えることにする。

[領域I]

本助走区間は、一成分系の十分発達した流れから二成分系層状流の十分発達した流れへの移行過程であるため、領域IのEM分布をモデル化する際に乱流運動エネルギーの対流輸送、拡散輸送、発生及び散逸を考慮する必要がある。この観点から、本解析では Jones - Launder⁽⁸¹⁾ が提案した高レイノルズ数に対する二方程式乱流モデルを本領域に適用する。また比較のために混合長理論による計算も行う。

乱流運動エネルギー e と乱流散逸 ε の輸送方程式は次のように与えられる。

$$u \frac{\partial e}{\partial x} + v \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\varepsilon_M}{\sigma_e} \frac{\partial e}{\partial y} \right) + \varepsilon_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon \quad (4-6)$$

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\varepsilon_M}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + c_1 \frac{\varepsilon}{e} \varepsilon_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - c_2 \frac{\varepsilon^2}{e} \quad (4-7)$$

渦動粘性係数 ε_M は次式によって与えられる。

$$\varepsilon_M = c_\mu \frac{e^2}{\varepsilon} \quad (4-8)$$

ここでモデル定数には、Jones-Launder が推奨した次のような値を用いた。

c_μ	c_1	c_2	σ_e	σ_ε
0.09	1.55	2.0	1.0	1.3

混合長理論を適用する場合には、次式によって ε_M が与えられる。

$$\varepsilon_M = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (4-9)$$

ここで l_m は混合距離を表している。本助走区間はある流動状態から別の流動状態への移行過程とみなすことができ、速度境界層が壁面上に発達していく従来の管内一成分乱流の助走区間とは流れの様相が全く異なっている。従って従来から得られているこのような助

走区間の混合距離の表示式を適用することはできない。
 そこでここでは、流れが十分発達した管内一成分乱流
 の l_m の表示式を適用することによつてどの程度流動
 と伝熱を予測できるか、二方程式乱流モデルによる計
 算結果に比べてどの程度の違いがあるかを明らかにす
 ることを混合長理論による解析を行う場合の目的とし
 ている。 l_m には Nikuradse の経験式⁽⁸²⁾を適用した。

$$\frac{l_m}{R} = 0.14 - 0.08 \left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 - 0.06 \left(1 - \frac{y}{R}\right)^4 \quad (4-10)$$

ここで R は円管半径であるが、これは境界層厚さに対
 応しており、本解析では壁面から界面までの厚さによ
 って近似する。

[領域Ⅱ]

助走区間において界面近傍の乱れが表面張力及び重
 力により減衰される機構は、流れが十分発達した領域
 のそれと同様であると考えられる。そこで第3章で導
 入された次のような渦動粘性係数の表示式を助走区間
 にも適用する。

$$\varepsilon_M = C^2 \frac{\kappa}{\sigma_{eqn}} \sqrt{u'_{0n}} P'_{0n} \xi_n^2, \quad (n=c, h) \quad (4-11)$$

この式は、界面に対する法線方向の乱流運動が界面によって拘束されること、および乱流渦の慣性力 P'_{0n} と等価表面張力 σ_{eq} とが力学的につり合うことを基礎として導かれたものである。ここで、 $\sqrt{u'_{0n}{}^2}$ は領域IIの端（乱れの減衰領域の端）における乱流変動速度、 z は界面からの法線方向距離、 k は Kármán 定数を表している。領域Iに二方程式乱流モデルを適用する場合には、領域Iと領域IIの境界における乱流運動エネルギー e_0 の計算結果を用いて次のように $\sqrt{u'_{0n}{}^2}$ 、 P'_{0n} を与えることができる。

$$\sqrt{u'_{0n}{}^2} = e_{0n}^{\frac{1}{2}}, \quad (n=c, h) \quad (4-12)$$

$$P'_{0n} = \rho_n e_{0n}, \quad (n=c, h) \quad (4-13)$$

領域Iに混合長理論を適用する場合は e 分布を直接計算していないため、主流の変動速度を摩擦速度 u^* で近似する第3章の方法によって次のように $\sqrt{u'_{0n}{}^2}$ と P'_{0n} を規定した。

$$\sqrt{u'_{0n}{}^2} = u_h^* + u_c^*, \quad (n=c, h) \quad (4-14)$$

$$P'_{0n} = \rho_n u_h^{*2} + \rho_c u_c^{*2}, \quad (n=c, h). \quad (4-15)$$

4.3.3 境界条件

4.3.3.1 上下壁面の境界条件

速度 u の境界条件は次の通りである。

$$u = 0 \quad (4-16)$$

$$v = 0 \quad (4-17)$$

また壁面が断熱であることから、次の条件が与えられる。

$$\partial \theta / \partial y = 0 \quad (4-18)$$

次に乱流運動エネルギー e と乱流散逸 ε の境界条件について述べる。壁面が断熱であるため、その近傍の流動を Jones-Launder⁽⁸¹⁾ の手法と同様に従来の乱流の u 分布、 εM 分布の経験式によって計算しても、伝熱の計算に対して影響が少ないと考えられる。そこで壁面近傍の $y^+ < 30$ の領域には以下のような εM 分布と u 分布を適用し、更にこれらから得られる $y^+ = 30$ における e と ε を境界条件とした。

εM 分布: Reichardt の式⁽⁸³⁾

u 分布: von Kármán の普遍速度分布

壁面近傍では式(4-6)の対流項と拡散項を無視するこ

とができる。すなわち、

$$\varepsilon_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = \varepsilon \quad (4-19)$$

この領域の剪断応力は τ_w にほぼ等しく、更に $\tau_w \approx \rho \varepsilon_M \partial u / \partial y$ であることから、式(4-19)は次のように書き替えることができる。

$$\tau_w^2 / \rho^2 \varepsilon_M = \varepsilon \quad (4-20)$$

式(4-8)を式(4-20)に代入すると壁面近傍の e は次のように近似的に与えられ、これを境界条件とする。

$$\begin{aligned} e &= (\tau_w / \rho) C_\mu^{-\frac{1}{2}} \\ &= u_*^2 C_\mu^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4-21)$$

また壁面近傍では、式(4-7)の対流項と拡散項を無視することができる。すなわち、

$$C_1 \frac{\varepsilon}{e} \varepsilon_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = C_2 \frac{\varepsilon^2}{e} \quad (4-22)$$

前述と同様にこの領域において $\tau_w \approx \rho \varepsilon_M \partial u / \partial y$ と近似し、更に $y^+ < 30$ における速度分布が次のような対数則速度分布に従うとする。

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\sqrt{\tau_w / \rho}}{k \cdot y} \quad (4-23)$$

これらを式(4-22)に代入すると壁近傍の ε が次のように近似的に与えられる。

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \frac{c_1}{c_2} \frac{(\tau_w/\rho)^{\frac{3}{2}}}{ky} \\ &= \frac{c_1}{c_2} \frac{u_*^3}{ky}\end{aligned}\quad (4-24)$$

これを用いて、乱流散逸 ε の境界条件とした。

4.3.3.2 液-液界面の境界条件

界面において、速度 u 、剪断応力 τ 、温度 θ 及び熱流束 q が連続とする。

次に、乱流運動エネルギー e と乱流散逸 ε の境界条件について述べる。界面は流体の乱流運動に伴いその位置と形状が変化しており、このような界面の不規則な運動は界面付近の流体の乱流運動と一致していると考えられる。このように乱流運動に伴って界面が上下に動き得ることから、界面において乱流運動を連続とおくことができる。即ち次の2つの条件を与える。

乱流運動エネルギー e の連続

乱れの特長距離 l の連続

}

他方、乱流散逸 ε は e と l によって次のように表示される。

$$\varepsilon = c' e^{\frac{3}{2}} / l$$

(4-25)

従って、乱流散逸 ε も界面で連続となる。

4.3.3.3 入口境界条件

テスト部までの各流体の導管は十分な長さをもっているため（水側 485 mm, 26.7d, 液体金属側 440 mm, 38.8d), テスト部入口で各流体の温度分布が一様であり、しかも長方形断面を有する各導管（水側 13 mm × 30 mm, 液体金属側 7 mm × 30 mm）に応じて、液体金属、水ともに流れが十分発達した乱流速度分布にあると考えられる。従って入口境界条件は次のように与えられる。

(i) 各流体は十分発達した乱流速度分布である。

(ii) 各流体は、それぞれ一様な温度分布である。

混合長理論による計算の場合には、Nikuradseの式⁽⁸²⁾（式(4-10)）により十分発達した一成分乱流の速度分布と ε_M 分布を求め、これを入口境界条件とする。

また、二方程式乱流モデルによる計算の場合は、 e - ε の輸送方程式及び運動方程式を数値的に解くことにより、十分発達した一成分乱流の u 分布, e 分布, ε 分布, ε_M 分布を求め、これを入口境界条件とする。

この計算における基礎方程式と壁面境界条件は前述と

様である。入口境界条件を求めるための計算において初期値は任意に与えられるが、収束計算の所要時間短縮させるため、以下に示す経験式を初期値とした。

u 分布 : von Kármán の 普遍速度分布

ε_M 分布 : Reichardt の式⁽⁸³⁾

l_m 分布 : Nikuradse の式⁽⁸²⁾

e 分布 : $e = \varepsilon_M^2 / c_\mu^{\frac{1}{2}} l_m^2$

ε 分布 : $\varepsilon = c_\mu e^2 / \varepsilon_M$

4.3.4 数値計算の手法

差分法によって入口から下流方向に u, θ, e 及び ε の各分布を逐次計算した。 $x-y$ 座標系の場合は、界面高さの流れ方向微小変化に応じて界面付近の分割幅 Δy を小さく取らなければならない。この数値計算上の複雑さを避けるため、Patankar-Spalding⁽⁸⁴⁾の手法に従い微分方程式を流線座標系によって書き直した。次の流れ関数 ψ を導入する。

$$\psi = \int_0^y \rho u dy \quad (4-26)$$

これを次のように ψ_E により無次元化する。

$$\omega = \psi / \psi_E \quad (4-27)$$

$$\psi_E = \int_0^a \rho u dy \quad (4-28)$$

ω は下壁で 0, 上壁で 1 の無次元流れ関数を表している。次に以下の 2 つの仮定を置く。

(i) 流線の傾きが十分小さい。

(ii) y 方向圧力勾配が無視できる。即ち流路断面内で圧力が一様である。

仮定(i) から流線に沿う座標を x , 流線方向の速度を u によりそれぞれ近似できる。式(4-27)を用いると式(4

2), 式(4-3), 式(4-6), 式(4-7) はそれぞれ次のように書き替えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\psi_E} \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \rho (v + \epsilon_M) \frac{\partial u}{\partial y} \right\} - \frac{1}{\rho u} \frac{dP}{dx} - \frac{g}{u} \frac{\partial y}{\partial x} \quad (4-29)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{\psi_E} \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \rho \left(\frac{v}{Pr} + \frac{\epsilon_M}{\sigma_\theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\} \quad (4-30)$$

$$\frac{\partial e}{\partial x} = \frac{1}{\psi_E} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\rho \epsilon_M}{\sigma_e} \frac{\partial e}{\partial y} \right) + \frac{\epsilon_M}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{\epsilon}{u} \quad (4-31)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{1}{\psi_E} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\rho \epsilon_M}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + \frac{C_1 \epsilon}{u e} \epsilon_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{C_2 \epsilon^2}{u e} \quad (4-32)$$

流線方向に加わる重力の効果が式(4-29)の右辺第3項に付加されている。式(4-29) ~ 式(4-32)を次のように差分近似する。

$$\begin{aligned} \frac{u_j^{i+1} - u_j^i}{\Delta x} \Delta \omega &= \frac{1}{\psi_E} \left\{ \rho (v + \epsilon_{Mj+\frac{1}{2}}) \frac{u_{j+1}^{i+1} - u_j^{i+1}}{y_{j+1}^i - y_j^i} - \rho (v + \epsilon_{Mj-\frac{1}{2}}) \frac{u_j^{i+1} - u_{j-1}^{i+1}}{y_j^i - y_{j-1}^i} \right\} \\ &\quad - \frac{1}{\rho u_j^i} \frac{P^{i+1} - P^i}{\Delta x} \Delta \omega - \frac{g}{u_j^i} \frac{y_j^{i+1} - y_j^{i-1}}{\Delta x} \Delta \omega \end{aligned} \quad (4-33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\theta_j^{i+1} - \theta_j^i}{\Delta x} \Delta \omega &= \frac{1}{\psi_E} \left\{ \rho \left(\frac{v}{Pr} + \frac{\epsilon_{Mj+\frac{1}{2}}}{\sigma_\theta} \right) \frac{\theta_{j+1}^{i+1} - \theta_j^{i+1}}{y_{j+1}^i - y_j^i} - \rho \left(\frac{v}{Pr} + \frac{\epsilon_{Mj-\frac{1}{2}}}{\sigma_\theta} \right) \frac{\theta_j^{i+1} - \theta_{j-1}^{i+1}}{y_j^i - y_{j-1}^i} \right\} \\ &\quad (4-34) \end{aligned}$$

$$\frac{e_j^{i+1} - e_j^i}{\Delta x} \Delta \omega = \frac{1}{\psi_E} \left(\frac{\rho \epsilon_{Mj+\frac{1}{2}}}{\sigma_e} \frac{e_{j+1}^{i+1} - e_j^{i+1}}{y_{j+1}^i - y_j^i} - \frac{\rho \epsilon_{Mj-\frac{1}{2}}}{\sigma_e} \frac{e_j^{i+1} - e_{j-1}^{i+1}}{y_j^i - y_{j-1}^i} \right)$$

$$+ \frac{\varepsilon_{Mj}}{u_j^c} \left(\frac{u_{j+\frac{1}{2}}^c - u_{j-\frac{1}{2}}^c}{y_{j+\frac{1}{2}}^c - y_{j-\frac{1}{2}}^c} \right)^2 \Delta \omega - \frac{\varepsilon_j^c}{u_j^c} \Delta \omega \quad (4-35)$$

$$\frac{\varepsilon_j^{i+1} - \varepsilon_j^i}{\Delta x} \Delta \omega = \frac{1}{\psi_E} \left(\frac{\rho \varepsilon_{Mj+\frac{1}{2}}}{\sigma_E} \frac{\varepsilon_{j+\frac{1}{2}}^{i+1} - \varepsilon_j^{i+1}}{y_{j+\frac{1}{2}}^c - y_j^c} - \frac{\rho \varepsilon_{Mj-\frac{1}{2}}}{\sigma_E} \frac{\varepsilon_j^{i+1} - \varepsilon_{j-1}^{i+1}}{y_j^c - y_{j-1}^c} \right)$$

$$+ \frac{c_1 \varepsilon_j^c}{u_j^c e_j^c} \varepsilon_{Mj} \left(\frac{u_{j+\frac{1}{2}}^c - u_{j-\frac{1}{2}}^c}{y_{j+\frac{1}{2}}^c - y_{j-\frac{1}{2}}^c} \right)^2 \Delta \omega - \frac{c_2 \varepsilon_j^c}{u_j^c e_j^c} \Delta \omega \quad (4-36)$$

ここで i は x 方向, j は ω 方向の差分点番号を表している。

式(4-33)によって差分点 $i+1$ における u 分布を算出し、次式から各差分点の y の値を求めた。

$$y = \psi_E \int_0^\omega \frac{1}{\rho u} d\omega \quad (4-37)$$

チャンネル内の流れを扱う場合、式(4-33)の右辺に現われる圧力勾配を直接規定することができず、 p^{i+1} も未知量である。そこで p^{i+1} の値を変えて速度分布を計算し、連続の条件に相当する次の関係が満たされるまでこの計算を繰り返した。

$$\psi_E \int_0^1 \frac{1}{\rho u} d\omega = a \quad (4-38)$$

p^{i+1} が小さ過ぎると速度が大きくなり式(4-38)の左辺は a 以下となる(収縮管)。 p^{i+1} が大き過ぎると流速が小さくなり式(4-38)の左辺は a 以上となる(拡大管)。

壁面摩擦応力 τ_{wn}^{i+1} ($n=c, h$) は u 分布の計算結果から求めた。即ち壁面近傍に対して求められた u_j^{i+1} , y_j^{i+1} は摩擦速度 u_n^{*i+1} ($= \sqrt{\tau_{wn}^{i+1}/\rho_n}$) ($n=c, h$) と次の関係にある。

$$u_j^{i+1} = u_n^{*i+1} \left\{ 5.5 + 2.5 \ln \left(\frac{u_n^{*i+1}}{\nu} y_j^{i+1} \right) \right\} \quad (4-39)$$

そこで u_j^{i+1} と y_j^{i+1} をまえて式(4-39) からニュートン法により数値的に u_n^{*i+1} を計算した。 τ_w^{i+1} は次のステップの計算に用いられる。

4.3.5 計算手順及び計算結果の一例

所定の入口流量 Q_c, Q_h に対して、まず入口境界条件を求め、次に式(4-33)~式(4-36)により、 u, θ, e 、 δ の各分布の流れ方向変化を逐次計算する。界面に相当する差分点の δ の計算値から δ 、圧力勾配の収束値から $\Delta P/\Delta L$ 、混合平均温度と界面温度、界面熱流束から α_c, α_h, q をそれぞれ計算する。

δ の実験結果は入口から数mmまでの領域においてやや急激な変化を示した。これは流線の傾きが十分小さいとする本解析の近似がこの領域では成り立たないことを意味している。一方 x 方向に数mm平行移動しても δ の計算結果はほとんど変化しない。 ^{δ で}入口境界条件として $x=10\text{mm}$ の δ の実験値を与え、 δ の変化の小さいそれより下流部の流動を本解析によって予測した。

図4-3に二方程式乱流モデルによる速度分布の計算結果の一例を示す。破線は入口の速度分布を表している。この流動条件の場合、液体金属と水の入口平均速度がほぼ等しいが、 $x \leq 240\text{mm}$ において界面付近の流体がかなり加速され、同時に液体金属側主流部が

減速され、これに伴い界面位置が上昇している。 $x = 1800 \text{ mm}$ においては δ が流入時よりかなり大きくなり、水側の平均流速が液体金属側のそれの約2倍の十分発達した速度分布となっている。

同流量条件に対する剪断応力分布の計算結果の一例を図4-4に示す。入口では各流体の τ がそれぞれ直線分布にあるが、両流体が直接接触すると同時にそれぞれで作用していた隔壁面の摩擦力が消滅するため、入口近傍で界面近くの τ 分布が急変している。また流入後の圧力降下値が流入前のいずれの流体の圧力降下値とも異なるため、流体各部において圧力降下と剪断力のバランスが崩れ加速または減速が生じ、 τ 分布が変化する。十分下流に到ると再び力学的な平衡状態に達し、 τ がほぼ直線分布となっている。この τ 分布の勾配は、入口での両流体内の τ 分布の勾配の中間にあるが、この流量条件の場合には水側の入口における τ 分布の勾配に近い。

図4-5に温度分布の計算例を示す。入口では破線のように各流体が一様な温度にあるが、直接接触後の

液体金属から水への伝熱に伴って流体間の温度差が減少し、流路断面全体が一様温度になる方向へと温度分布が変化している。また、液-液界面の位置が上昇しているため温度分布の勾配が急な領域も上側に移行していることがわかる。

以上のように、本解析によって流れの助走区間の速度分布と温度分布の流れ方向変化が計算され、更に実験上精度の高い測定をすることが困難な剪断応力、乱流運動エネルギー等の分布の変化についても定性的な性質を知ることができる。

実験結果と解析結果及びその考察

液-液界面高さの流れ方向変化

一定した領域の界面高さは2流体の流量

の比、入口では $\delta = 7\text{mm}$ に規定されている

に、これに伴い界面高さが増加または減少す

実験結果

図4-9に界面高さ δ の実験結果を示す。

$\delta = 10\text{mm}$ における界面高さ、 δ_{∞} は $x = 14$

(管の測定値)における界面高さである。

図4-10の水力等価直径を表している。これ

は流れ方向変化には次の3通りの異なる

場合がある。

① 上流側から下流側へ向かう場合 (図4-6, 図4-8)

この場合、グラフ上でほぼ直線的に減少している。

② 下流側から上流側へ向かう場合 (図4-7, 図4-9)

この場合、図4-7の傾向は Q_R が小さく δ の減少が大きい

条件で顕著である。

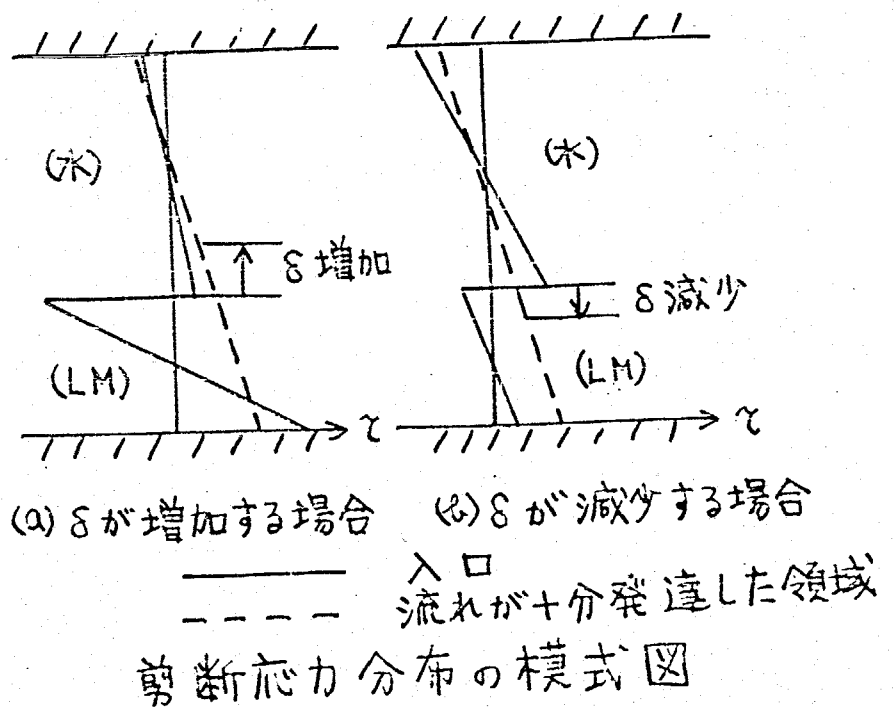
③ 逆流する場合 (図4-8, 図4-9)

$(\delta - \delta_{in}) / (\delta_{\infty} - \delta_{in}) \propto x/d$ の実線とほぼ同様に変化し、 δ は x に対してほぼ直線的に増加している。特に Q_n が大きく δ の増加が大きい図4-9の流量条件の場合にこの傾向が顕著に観察される。

(iii) 跳水に似た現象 (図4-7)

Q_n と Q_c が共に小さく、かつ δ が増加する図4-7の場合には、ある位置において δ が急激に増加しはじめ、 δ_{∞} 以上に達した後やや減少しながら δ_{∞} に漸近する変化が観察される。これは開水路の流れで自由表面が急上昇するいわゆる跳水と似た現象である。図4-8の $Q_c = 0.78 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合にも同様の現象が認められるが、 Q_n が小さい程上流部にこの現象が起っている。

δ が増加する場合 (ii) と減少する場合 (i) の変化がやや異なる原因は右図の剪断応力分布によって解釈することができ。すな



わち図の(b)のように δ が減少する場合には、界面近傍を除くとその勾配が破線と実線とであまり違わない。従って界面付近の速度分布が変化するだけで発達した流動状態に近い速度分布が形成される。すなわち入口の速度分布がわずかに変化し、同時に δ が変化するだけで流れがほぼ発達すると考えられる。それ故、流入直後の界面付近の流体加速に伴う δ の変化が流れの発達過程における δ の全変化 $|\delta_{\infty} - \delta_{in}|$ のうちで大きな部分を占め、 δ の変化が上流側で比較的大きな結果となっていると考えられる。それに対して図の(a)のように δ が増加する場合には、その勾配が液体金属側において破線と実線とでかなり異なり、流れが十分発達するまでに界面付近だけでなく液体金属全体の流速変化が必要である。このためかなり下流部まで流れの全体的な変化と δ の増加が継続し、その結果 δ が x に対して直線的に変化すると考えられる。

δ の実験結果から、液体金属と水のもつ運動エネルギーの差 $\Delta(\rho U^2 A)$ ($=\rho_h U_h^2 A_h - \rho_c U_c^2 A_c$)を求め、その流れ方向変化を図4-10に示す。流れが十分発達した

領域の流動状態を基準とするため、 $x=1420\text{ mm}$ ($x/d=59.1$) の値 $\Delta(\rho u^2 A)_\infty$ によって無次元化されている。
 $\Delta(\rho u^2 A)$ の増加は水から液体金属への運動エネルギーの移行、 $\Delta(\rho u^2 A)$ の減少は液体金属から水への運動エネルギーの移行をそれぞれ意味している。流入時の $\Delta(\rho u^2 A)$ が発達領域のそれ $\Delta(\rho u^2 A)_\infty$ にほぼ等しい場合には、 $\Delta(\rho u^2 A)$ は流れ方向にほとんど変化していないが、一般には上流部で比較的大きく変化し、 x/d が約40を越えるといずれの流量条件の場合にも $\Delta(\rho u^2 A)$ にほぼ一致し、流れが十分発達していることがわかる。また Q_n が大きいほど流れが発達するまでの距離が長くなっている。これは液体金属側の慣性力が大きいためと考えられる。

4.4.1.2 実験結果と解析結果の比較

図4-11に $Q_A = 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合の δ の変化を Q_C をパラメータとして示す。実験結果は、流入直後にいずれもやや不規則に変化しているが、 x/d が5を越えると、 Q_C が小さい場合は増加、 Q_C が大きい場合は減少して x/d が約40以上ではほぼ一定値に達している。また $Q_C = 0.78 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の条件では $x/d \approx 34$ に前述の跳水に似た現象が生じている。実線と破線によって解析結果を示す。混合長理論による δ の計算結果と二方程式モデルによる結果との差異は小さく、両者はいずれも実験結果とほぼ一致している。これらの2つのモデルによる δ の差が小さいのは、速度勾配の大きい界面及び壁面近傍の乱流モデルが両者で本質的に違わないために、各流体の速度分布の断面積分平均量にはほとんど差が生じないためと考えられる。 Q_C が小さい場合には下流部で計算結果が実験結果よりやや小さくなっているが、これは流線の傾きが十分小さいと解析上近似したためと考えられる。しかしこの場合にも図4-8、図4-9に示されているように流れ方向の δ の変化は

本解析によって定性的によく説明できることがわかる。

跳水に似た現象は本解析によって予測することができない。これはこの現象が流路断面内の圧力勾配の影響によって生じ、その上流線の傾きが比較的大きく、前述の解析上の2つの近似が成立しないためである。

4.4.2 速度分布の流れ方向変化

前節では、 δ の変化に (i) ~ (iii) の 3 通りの異なる変化が存在することが明らかにされた。本節では、これらに対応する速度分布について、その定性的な性質を調べる。図 4-12 ~ 14 に水側速度分布の測定結果を示す。このうちで図 4-12 と図 4-13 については速度分布形に着目するため、縦軸を水側流路の高さ、横軸を水側最大速度 U_{cmax} によってそれぞれ規格化してある。

図 4-12 は δ が減少する場合 (前節の (i)) の代表例である。液体金属の入口平均流速が水側より小さいため、上流部では界面剪断力によってその付近の水がやや減速され、同時に上壁付近の速度が相対的に増加している。しかし更に下流では再び流入時の速度分布形に似た形まで回復している。 $x/d = 25.8$ までに δ が 1.43 mm 減少し水側が全体に減速されているが、速度分布形の変化はこの区間であまり大きくないことがわかる。このように δ が減少する場合には水側速度分布形の変化が一般に小さいことがわかった。

図 4-13 に δ が増加する場合 (前節の (ii)) の測定結

果の代表例を示す。 $x/d=10, 15$ の速度分布は Couette flow に似ている。これは液体金属の入口平均流速が水側のそれよりかなり大きいいため、界面付近の水が液体金属によって引張られるためである。更に下流では δ の増加によって水側全体の速度が増すために界面付近の速度に比して上壁付近の速度の増加が大きく、 $x=1420\text{ mm}$ に到ると水側の平均流速 (0.77 m/s) が液体金属側のそれ (0.61 m/s) より大きい流れに到達している。このように δ が増加する場合でも特に液体金属の入口平均速度 u_{kin} が水のそれ u_{cin} より大きい場合には速度分布形の変化がかなり大きいことがわかる。

図 4-14 に、跳水に似た現象が起る場合の水側速度分布の一例を示す。この条件では $\delta_{\infty} - \delta_{in} = 5.33\text{ mm}$ であり流れの発達過程における δ の変化が非常に大きい。しかし 2 流体の入口平均流速差が小さいため、図 4-13 のような界面剪断力に起因する水側速度分布形の大きな変化は観察されない。また x/d が 5 に到るまでは δ の変化も小さい。 $x/d=10$ になると δ が急増し、このとき速度分布がかなり平坦化している。更に下流

では δ の変化は小さいが速度分布形にやや変化が見られる。このように跳水に似た現象が起る場合には、速度分布形に大きな変化が起らず、 δ の急変に伴って水側速度が全体的に急増することに特徴がある。これは剪断力支配による流速変化より断面内の圧力勾配に起因する流速変化が大きいためと考えられる。以上の結果から、跳水に似た現象は2流体の相対速度が小さくしかも力学的に不安定な流動状態において顕著に現われると考えられる。

二方程式乱流モデルによる解析結果を図4-15と図4-17に示す。図4-15と図4-13(実験結果)、図4-17と図4-16(実験結果)がそれぞれ同一の流量条件である。図4-15及び図4-17の $Q_c = 1.56 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の結果は δ が増加する場合の代表例である。水側速度分布形が大きく変化し、Couette flowに似た流れを経過して $x/d = 25.8$ で再び回復する過程が解析的に良く説明できる。また図4-17の $Q_c = 6.24 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の結果は、 δ が減少する場合の速度分布の代表例である。界面付近の水の流速 u/u_{cmax} がやや増加するが、速度分布形

の変化が小さい傾向が本解析によって比較的良く説明できることがわかる。また、この場合には、 x/d が約5を越えると水側・液体金属側共に速度分布形の変化が非常に小さく、前節にも述べたように流入直後の界面付近の流体の加速だけで十分発達した流動状態に近づくことが解析結果からわかる。

4.4.3 圧力損失の流れ方向変化

助走区間の流動の変化は、特に圧かに敏感に影響を及ぼすと考えられる。そこで図4-18～図4-21に圧力損失 $\Delta P/\Delta L$ の流れ方向変化の実験結果を示す。圧力損失は、流れ方向静圧分布の測定結果を最小二乗法によって多項式近似し、その x 方向勾配を計算することによって求めた。縦軸は流れが十分発達した領域の圧力損失により規格化されている。これは第2章で得られた次のような摩擦損失の実験式から求めた。

$$R = 1 + 7.71 \left(\frac{u_{r0}}{u_{c0}} \right)^{1.08} \quad (4-40)$$

$$R \equiv \frac{(\Delta P/\Delta L)_{\infty}}{(\Delta P/\Delta L)_{c0}} \quad (4-41)$$

入口近傍の圧力損失は小さく、負の値を取ることもあった。本実験体系と一部類似している円管内の空気同軸二噴流において同様の実験結果が報告されている⁽⁸⁵⁾。 Q_r が小さい図4-18の場合は、 Q_c による $\Delta P/\Delta L$ の変化の差異が小さく、 $\Delta P/\Delta L$ が増加して極大値に達し、やや減少してから漸増しつゝ一定値 $(\Delta P/\Delta L)_{\infty}$ に近づいている。 Q_r が大きい図4-19の場合にも Q_c が比較

的大きい時は、 $\Delta P/\Delta L$ が上記と同様に変化しているが、 Q_c が小さい場合には $\Delta P/\Delta L$ が単調に増加して徐々に $(\Delta P/\Delta L)_\infty$ に近づいている。更に Q_c が大きい図4-20では $\Delta P/\Delta L$ の Q_c 依存性がさらに顕著である。図4-21に Q_c をパラメータとした $\Delta P/\Delta L$ の変化を示す。 $\Delta P/\Delta L$ の変化の Q_c 依存性は Q_c 依存性と反対であることがわかる。

以上の結果について次に解析結果により考察する。まず図4-22に実験結果と解析結果の比較の一例を示す。二方程式モデルによる計算結果は、流入直後に $\Delta P/\Delta L$ が小さく、流れ方向に増加して、 Q_c が小さい場合は単調増加、 Q_c が大きい場合は極大値を示した後やや減少してから再び増加し、徐々に一定値に近づいている。この $\Delta P/\Delta L$ の流れ方向変化及びその Q_c 依存性は実験結果と定性的に一致している。また Q_c が大きい場合の上流部を除くと実験値との一致も比較的良好である。混合長理論による計算結果は、 Q_c が大きい場合に $\Delta P/\Delta L$ が極大値を示した後減少しながら一定値に近づき、再び増加する変化が起らない点で二方程式

モデルによる結果と異なっている。しかしその他の両者の差異は小さい。

Q_c が大きい場合に、上流部において解析結果と実験結果の差が大きい原因としては、

(i) 入口エッジ部の影響によって流入直後の領域で2流体の混合や乱れの発生が生じ、これが圧力損失に影響を及ぼすこと。

(ii) 流入直後には2流体間の圧力差によって y 方向の流れが生ずると考えられるが、本解析では断面内の圧力分布が一様であると仮定していること。

(iii) 流線の傾きが十分小さいと近似しているため、入口近傍における θ の急変や、それに伴う流れの変化が本解析では考慮されていないこと。

などが挙げられる。

以上のように圧力損失の流れ方向変化を解析によって定性的に説明することができたので、さらにこの機構を解析的に考察する。図4-23に二方程式モデルによる $\Delta P/\Delta L$ を摩擦損失 $(\Delta P/\Delta L)_F$ 、加速損失 $(\Delta P/\Delta L)_A$ 、水頭損失 $(\Delta P/\Delta L)_G$ の変化に分けて示す。摩擦損失は緩

に減少している。これは τ_{wc} がわずかに増加するが、 τ_{wh} が逆に減少し、 τ_{wh} の変化の方が τ_{wc} よりやや大きいためである。水頭損失は摩擦損失に比べるとかなり小さく正の値である。これは液体金属側の流線がやがて上向きであるため、流体全体の重心が僅かに上昇することによると考えられる。加速損失は入口近傍で負の大きな値にあり、 x の増加と共にその絶対値が減少している。 $(\Delta P/\Delta L)_A$ が負となるのは、流入直前まで 2 流体を隔っていた隔壁の摩擦力が、流入直後から各流体に作用しなくなり、界面付近の加速とそれに伴うコア部の減速が生ずるためと考えられる。以上のように圧力損失変化は、入口付近で加速損失変化に支配されており、極大点を越えると摩擦損失支配の変化に移行すると考えられる。また Q_c が小さい場合はかなり下流まで加速損失のオーダーが大きく、それ故圧力損失が単調に増加すると考えられる。

4.4.4 界面熱通過率の流れ方向変化

図4-24と図4-25に、温度分布の実験結果及び二方程式モデルの解析結果の一例を示す。分布形に着目するため、縦軸は各流体の流路の高さによって規格化されている。入口近傍において各液体はほぼ一様な温度にあるが、 x が増すと共に液体金属から水への伝熱によって界面の両側に温度境界層が発達している。しかも、低プラントル数の液体金属側の境界層厚さが厚いことと、熱容量が水のそれの約 $1/4$ である液体金属側の温度変化が大きいことに特徴がある。また解析結果と実験結果の一致も比較的良好である。

図4-26に界面熱通過率 h の流れ方向変化の一例を示す。この図の実験値は、温度測定位置(縦線)間の平均値である。流入直後には温度境界層が未発達であるため h が大きく、境界層の発達と共に減少して $x/d = 2.5 \sim 5$ で極小値となる。その後 h はやや増加し、下流部で緩かに一定値に漸近している。

混合長理論による h の計算値は入口近傍で大きく、 x の増大と共に単調に減少して一定となっている。ま

た水流量 Q_c が小さい場合に k を過大評価する。これに対して二方程式モデルによる計算結果は、低流量から高流量まで広い流量範囲に渡り実験結果を良く説明できる。その上 k の変化に極小値が現われる傾向も実験結果と同様である。

この k の流れ方向変化について、 e 分布と ε_M 分布の解析結果によって考察する。図 4-27 に $x/d = 0.42, 5$ 及び 41.7 における e 分布と ε_M 分布を示す。入口近傍の $x/d = 0.42$ では、界面付近を除いて e と ε_M が入口の分布と殆んど異ならない。界面付近では界面における e の連続条件のため e 分布の勾配が大きい。 $x/d = 5$ になると e の拡散項の影響で界面付近の e の急勾配が減少し、 $x/d = 41.7$ に到るとこの傾向が更に進行している。しかしこの場合に Q_c が小さく界面より下側の e が上側のそれより入口で大きい条件においては、 $x/d = 41.7$ に到ると完全に拡散されて界面付近の e 分布が平坦化しているが、 Q_c が大きく入口近傍で界面の上方に e のピークがある場合には下流部でも界面付近の e 分布が平坦とならず水側界面付近にピークがあるま

ま平衡状態とな、ている。この事は、液体金属側界面付近に存在する乱流運動エネルギーのピークは、界面を通じて水側に拡散され易いが、水側界面付近に存在するそのピークは液体金属側に完全に拡散されないことを意味している。

界面近傍のEM分布は式(4-11)~式(4-13)を通じて ϵ_0 と関連している。従って $\bar{\epsilon}$ は、乱流コアのEMの他に界面近傍の ϵ の影響を強く受けると考えられる。そこでこの ϵ の大きさに着目すると、 $Q_c = 1.56 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合には α の増加と共に減少し、更に前述のように分布形も平坦化している。また $Q_c = 3.90 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 及び $Q_c = 5.46 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合には、界面近傍の ϵ は $\alpha/d = 5$ で一時的に減少した後 $\alpha/d = 41.7$ においてわずかに増加している。一方乱流コアのEMは α の増大と共に増加している。以上から次の事が言える。即ち、水流量が低い場合に二方程式モデルによる $\bar{\epsilon}$ の予測値が混合長理論によるそれに比してかなり小さいのは、界面近傍の ϵ の局所的な減少によるものと考えられる。また、 $\bar{\epsilon}$ の α 方向変化に極小値が生ずるのは、温度境界層の発達

による伝熱の低下，流れの発達に伴う界面近傍の ϵ の
- 時的な減衰及び乱流コアの ϵ_M の増大による伝熱の変
化が相乗効果を及ぼしているためと考えられる。

次に強く影響する界面近傍の局所的な乱流運動エネ
ルギを直接計算できること、および乱流コアの ϵ_M の増
大傾向を計算できる点で、界面熱通過率の予測に対し
ては、混合長理論に比べて二方程式モデルの方が特に
有効であると考えられる。

4.5 流れが十分発達した領域の界面熱 通過率 (二方程式乱流モデルによる検討)

数値計算を下流まで継続することによって、流れが十分発達した領域の予測も可能である。本節では、第3章の解析による計算では不十分な点のあるこの領域の伝熱について本解析による補足を行う。

図4-28に温度分布の実験結果、第3章の相似解及び二方程式モデルによる計算結果を示す。同図の流量条件は相似解による先の予測が十分でなかった場合に対応している。二方程式モデルによる計算結果は相似解に比べて実験結果と良く一致している。これは乱流コア (領域I) の渦拡散係数の増大によるこの領域の温度勾配の減少 (特に木側) が、本解析によって計算できるためである。

図4-29に流れが十分発達した領域の界面熱通過率について、実験結果、相似解、本解析結果を示す。ここで本解析との対応関係から $\sigma_{oc} = [\text{Reynoldsの式}]$ とした相似解も併記した。相似解に比べると、二方程式モデルによる本解析結果は、 Q_c の増大に伴う先の増

200
加をより良好に説明できることがわかる。これは前述
のように、界面近傍の局所的な乱れの減衰や、管内一
次元乱流の経験式によって予測できない乱流コアの乱
れの増大を、二方程式乱流モデルによって計算できる
ためと考えられる。

4.6 結 言

高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内单相液-液層状流について、流れの助走区間における水側速度分布、界面高さ、圧力損失及び界面熱通過率の流れ方向変化を実験的に明らかにし、更に表面張力による乱れの減衰を考慮した界面近傍の乱流モデルと乱流コアに対する二方程式乱流モデルまたは混合長理論を組み合わせた管断面全域に渡る乱流モデルによってこれらを解析的に考察することにより次の結論を得た。

(1) 界面高さの流れ方向変化は流量条件により次の通りの特徴的な変化を示し、各々に対応する水側速度分布の変化も互いに異なっていることが実験的に示された。

(a) 界面高さが減少する場合は、下流側に比べて上流側でその変化が相対的に大きく、水側速度分布形の変化は小さい。

(b) 界面高さが徐々に増加する場合は、流れ方向にほぼ直線的に界面高さが変化し、水側に比べて液体金属側の入口平均流速が大きい場合には水側速

度分布形の変化が非常に大きい。

(c) 低流量の場合に跳水に似た界面高さの急変が起るが、このとき水側速度分布形はあまり変化しない。

(2) 混合長理論と二方程式乱流モデルによる界面高さの解析結果に殆んど差異がなく、結論(1)の(a)と(b)については本解析によってほぼ説明することができる。

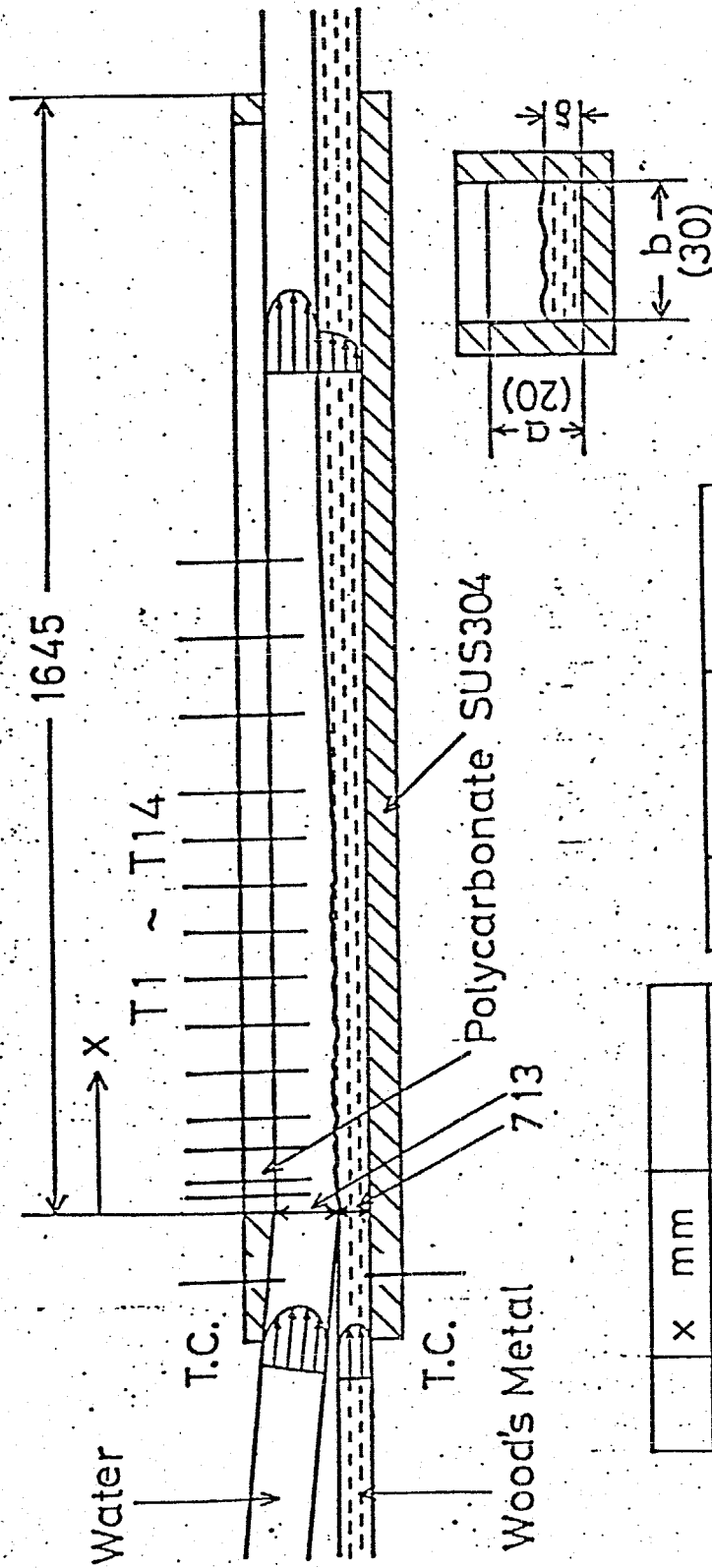
(3) 界面高さが一一定となるまでの距離は、液体金属流量が大きいほど大きい。

(4) 圧力損失は、界面近傍の流体の加速とそれに伴うバルクの流体の減速による負の加速損失のため流入直後に小さく、この加速損失のオーダの減少と共に増大して極大値を示し、その後摩擦損失変化に支配されてやや減少した後再び僅かに増加して一定値に近づく。また水流量が小さい場合は、加速損失変化がかなり下流まで支配的であるため、圧力損失は単調に増加して一定値に近づく。

(5) 界面熱通過率は、流入直後に大きく、界面の両側に温度境界層が発達すると共に急減して極小値を示

し、その後主としてバルクの渦拡散係数の増大のために僅かに増加しつゝ一定値に近づく。二方程式乱流モデルによる解析結果は混合長理論に比べて界面熱通過率の流れ方向変化及び低流量から高流量までの界面熱通過率の値を比較的良く説明できる。これは低流量における界面近傍の乱流運動エネルギーの減少、高流量におけるバルクの渦拡散係数の増大を二方程式乱流モデルにより予測し得るためである。

- (6) 流れが十分発達した領域の界面熱通過率に対して本解析を拡張した結果、(5)と同様の理由により二方程式乱流モデルによって界面熱通過率の流量依存性が良く予測されることが示された。



H : Position of interface
 P : Static pressure
 V : Velocity profile
 T : Temperature profile

x mm				
T1	1.7		P T	
T2	10	H V	P T	
T3	35		P	
T4	60	H	P T	
T5	90		P	
T6	120	H V	P T	
T7	180	H	P	
T8	240	H	P T	
T9	300	H	P	
T10	360	H V	P T	
T11	420	H	P	
T12	520	H	P	
T13	620	H V	P T	
T14	820	H	P	

測定位置と測定項目

Fig.4-1

実験条件

Table 4-1

	Wood's Metal	Water
Inlet temperature °C	96 ~ 99	75 ~ 80
Flow rate $Q \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$	0.53 ~ 2.44	0.78 ~ 7.8
Superficial velocity $u_0 \text{ m/s}$	0.088 ~ 0.41	0.13 ~ 1.3
Superficial Reynolds number $\times 10^4$	0.50 ~ 2.3	0.85 ~ 8.5

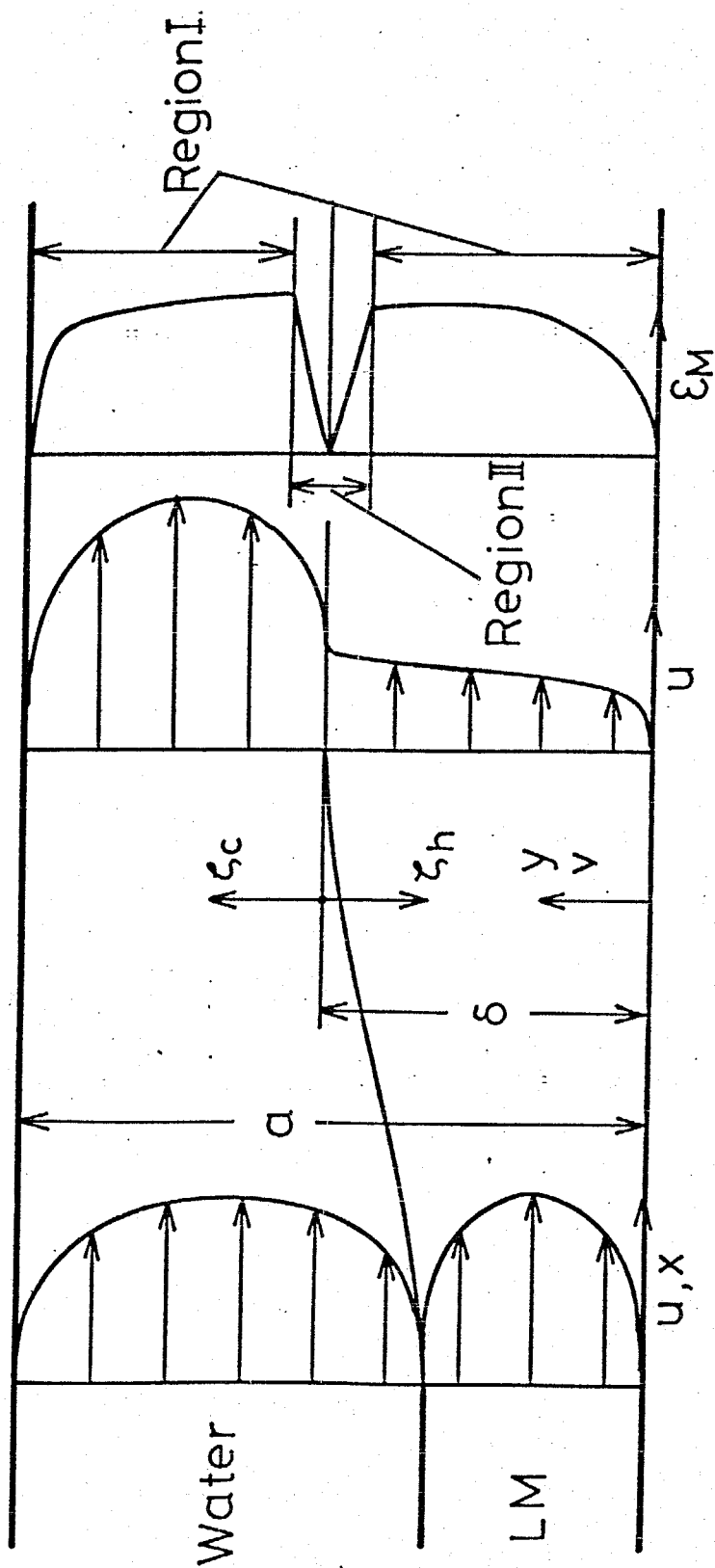
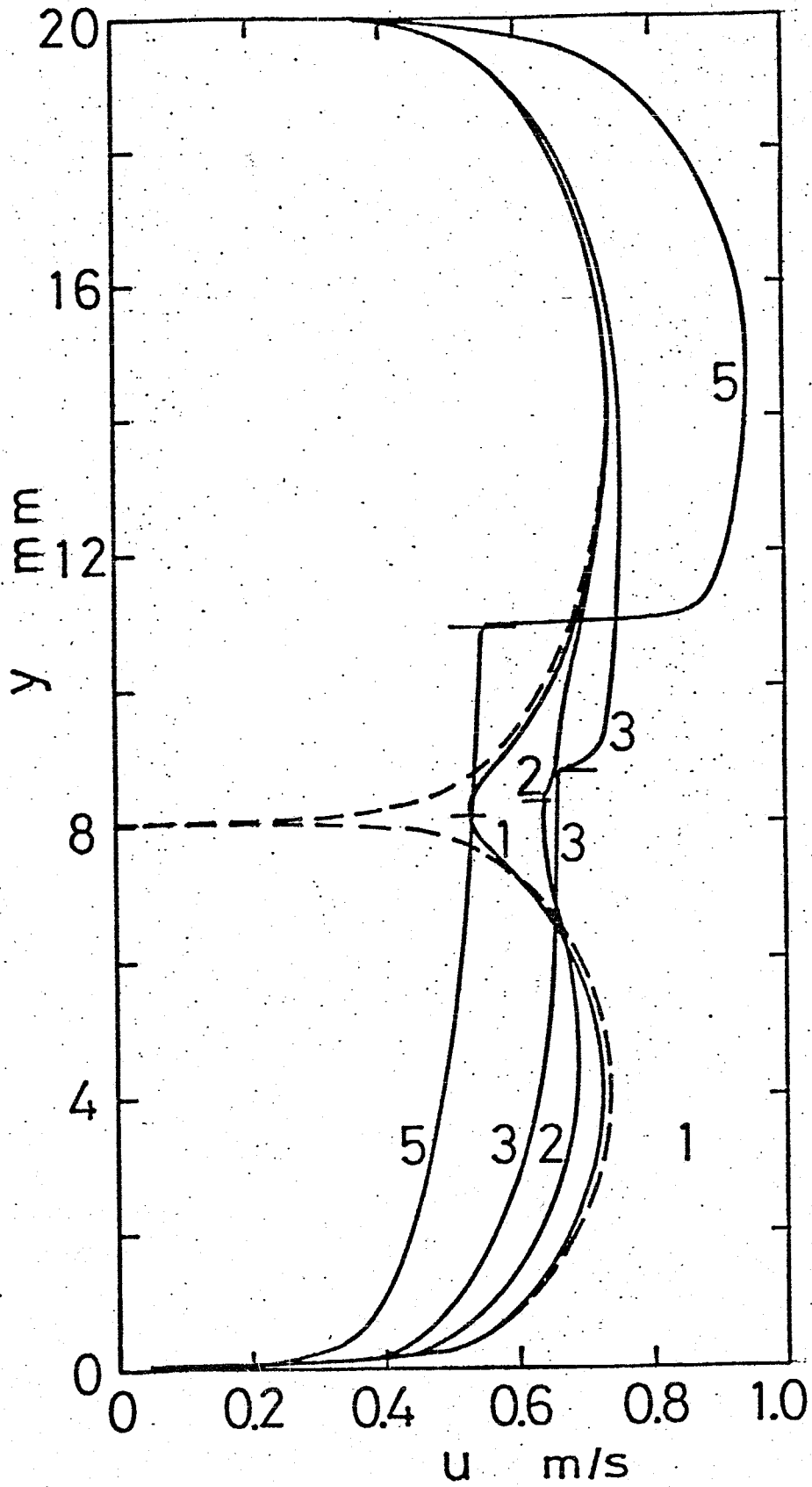


Fig. 4-2 流動モデルの概略及び座標系



Two - eq. model $Q_h = 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
 $Q_c = 2.34 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

Fig.4-3 速度分布の解析結果の一例

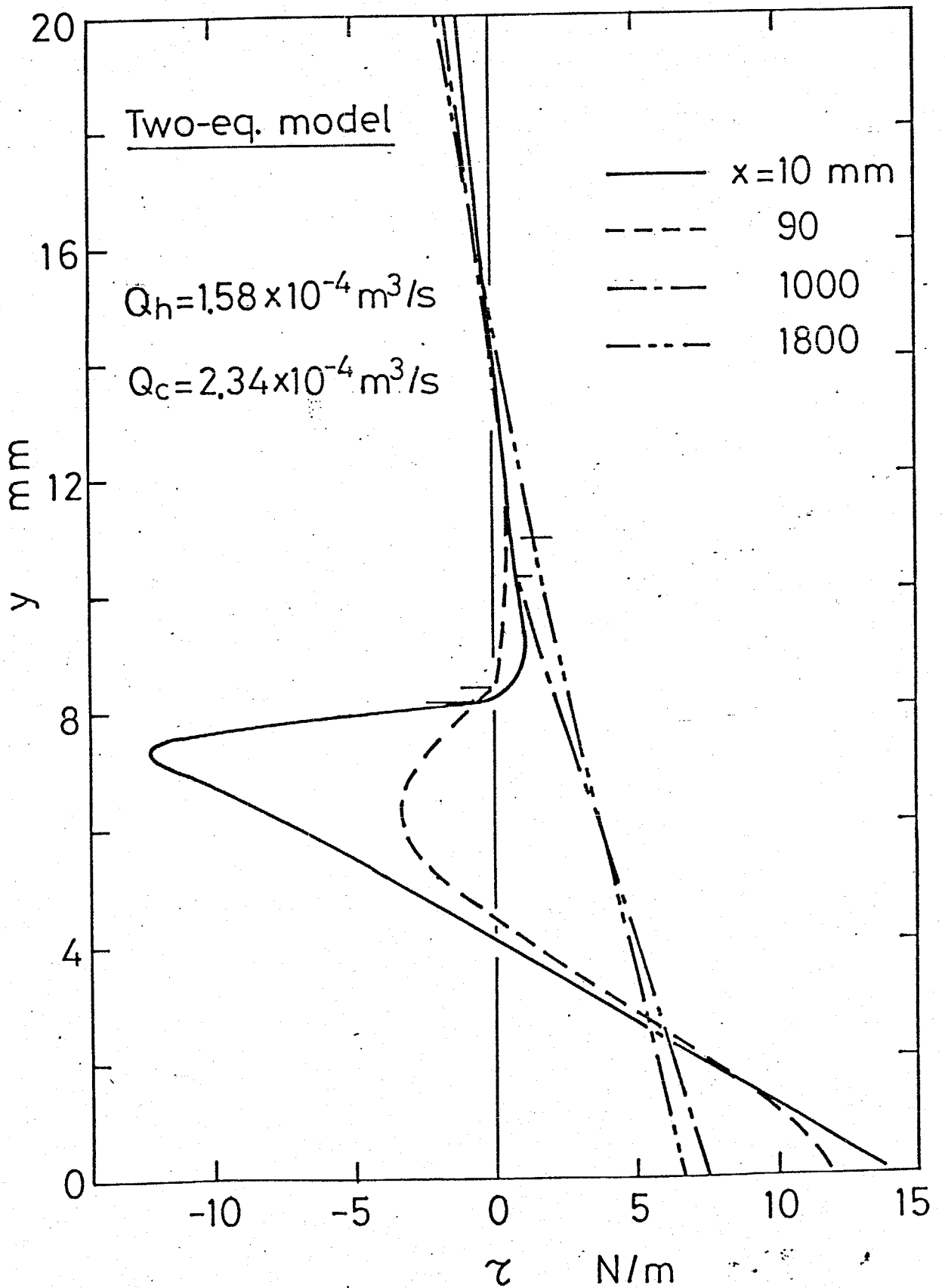
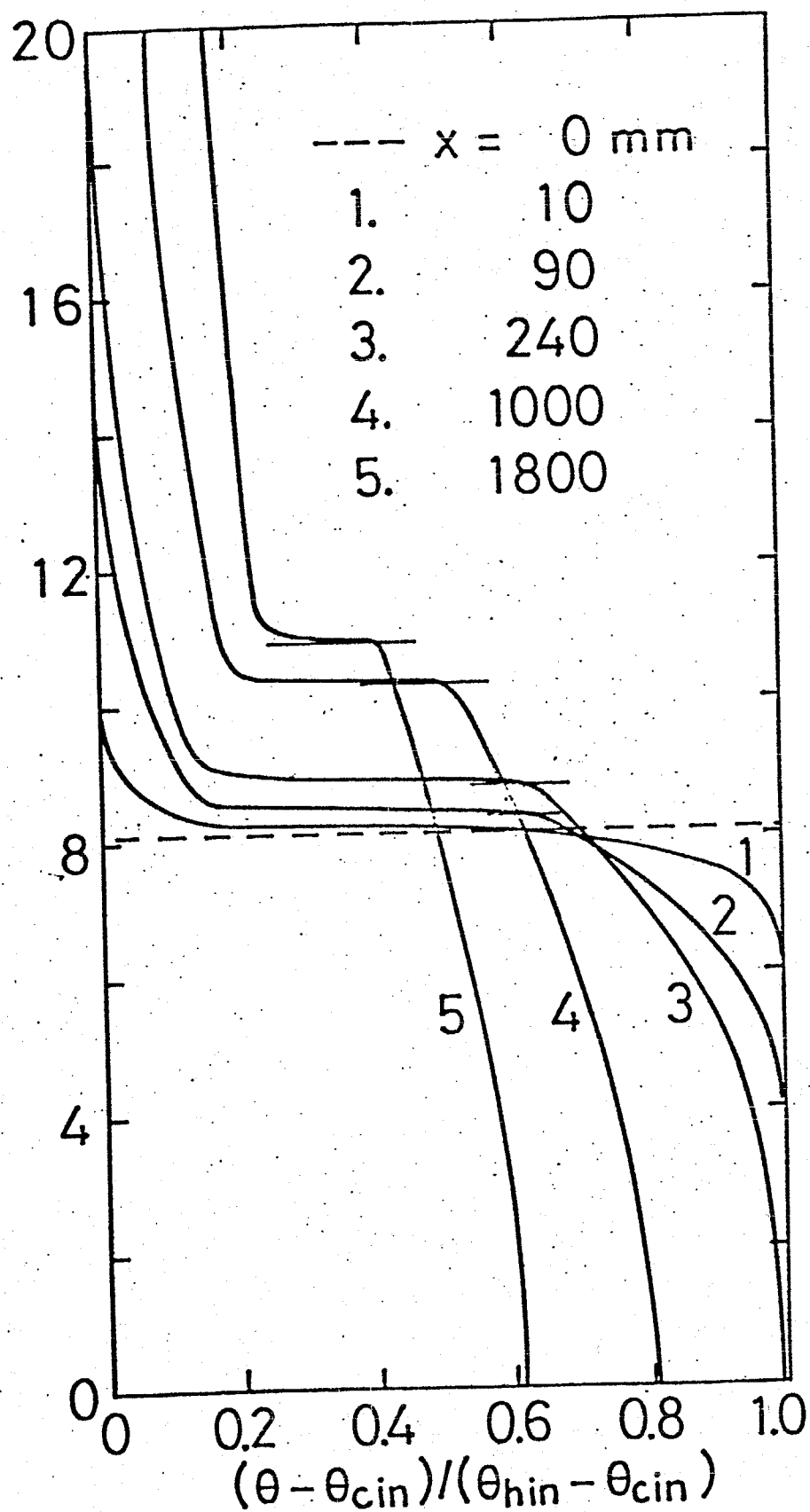
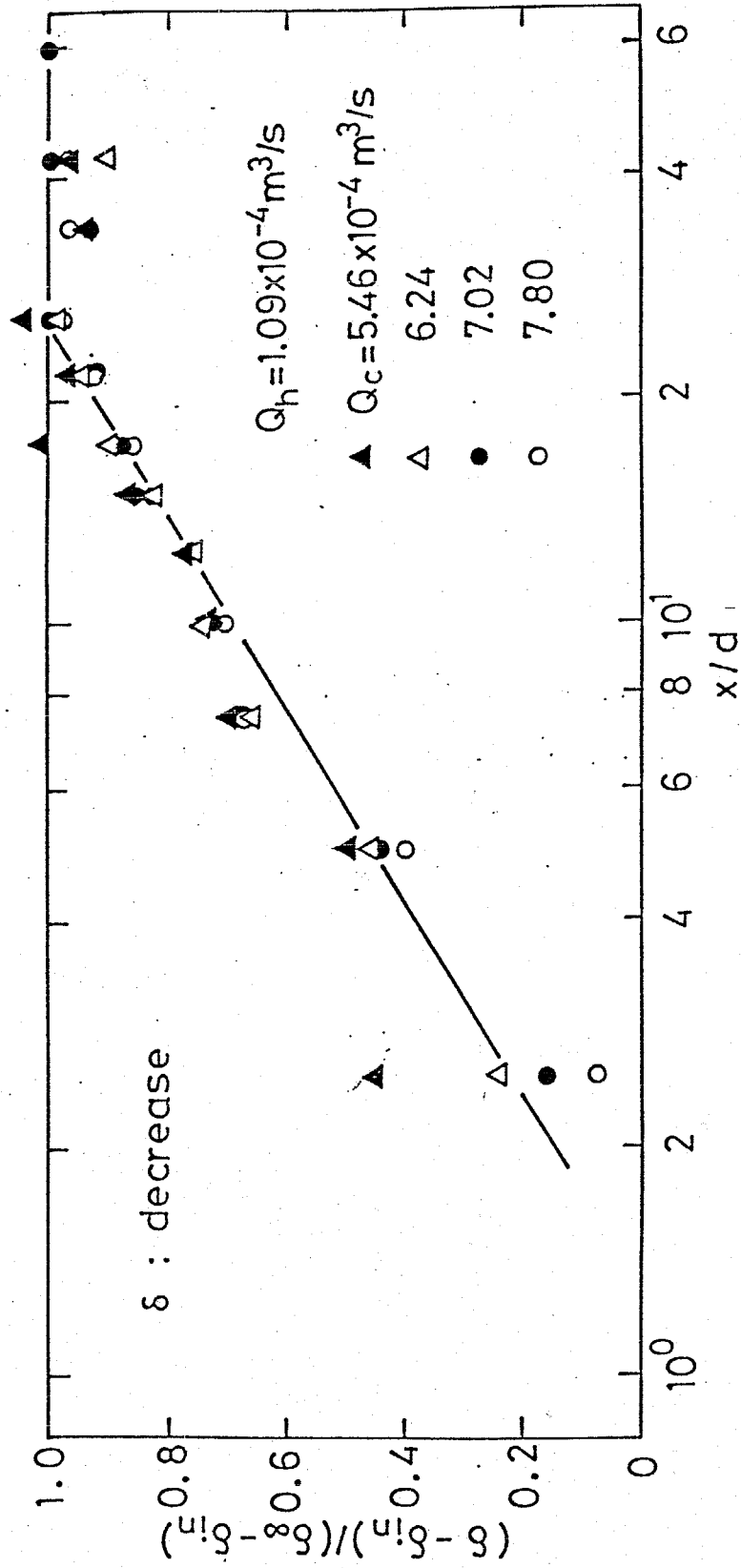


Fig.4-4 剪断応力分布の解析結果の一例



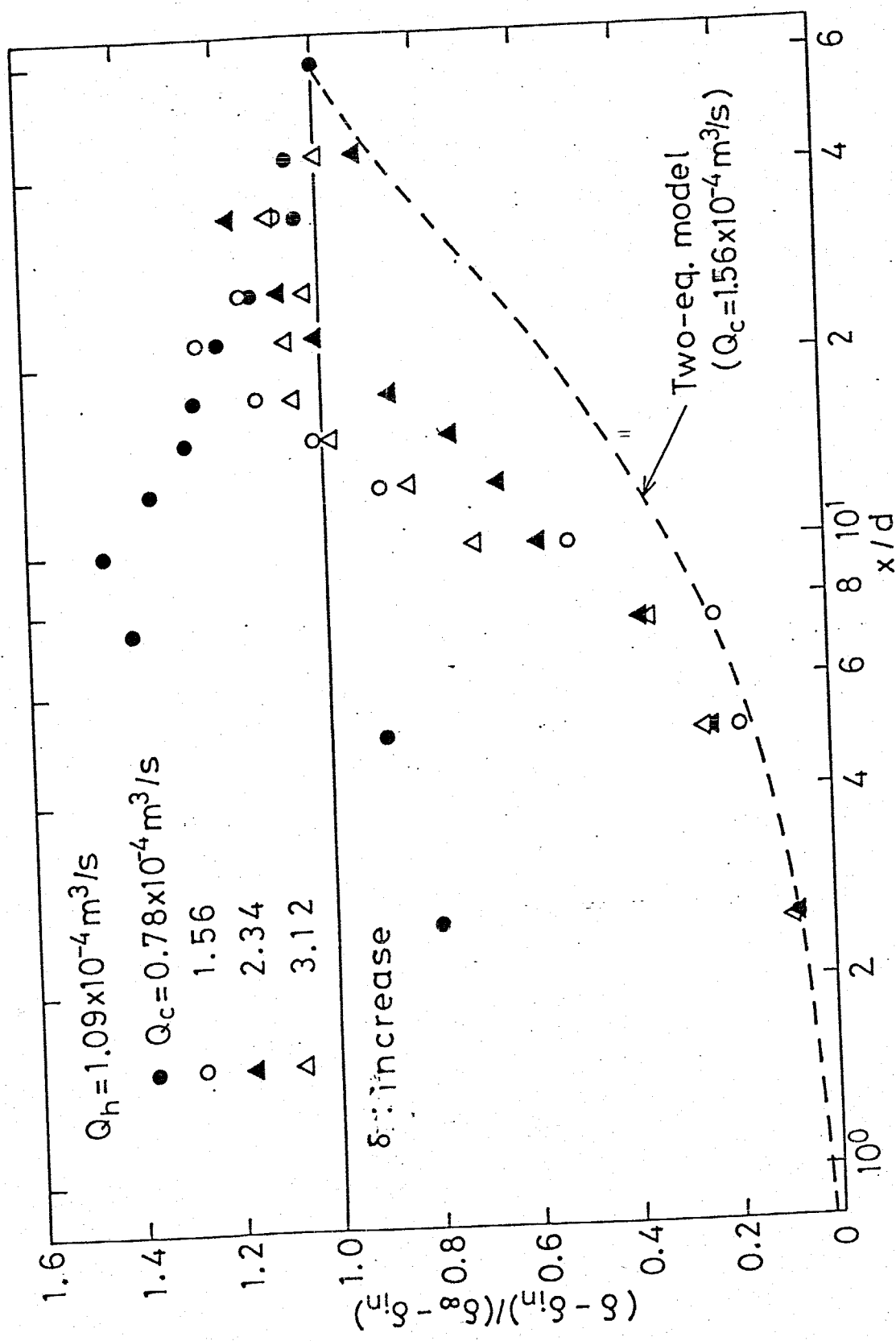
Two-eq. model $Q_h = 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
 $Q_c = 2.34 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

Fig.4-5 温度分布の解析結果の一例



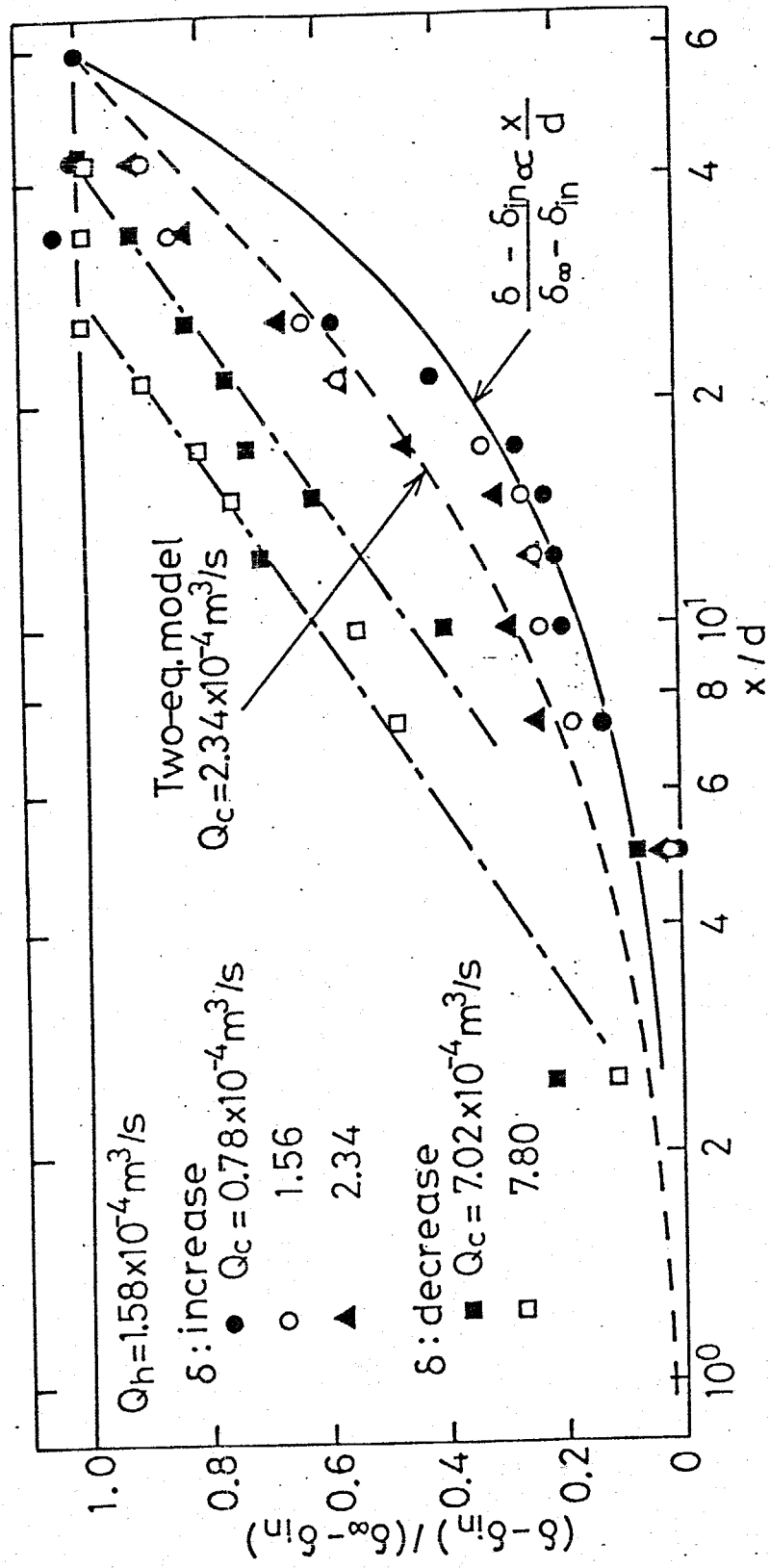
界面高さの流れ方向変化

Fig. 4-6



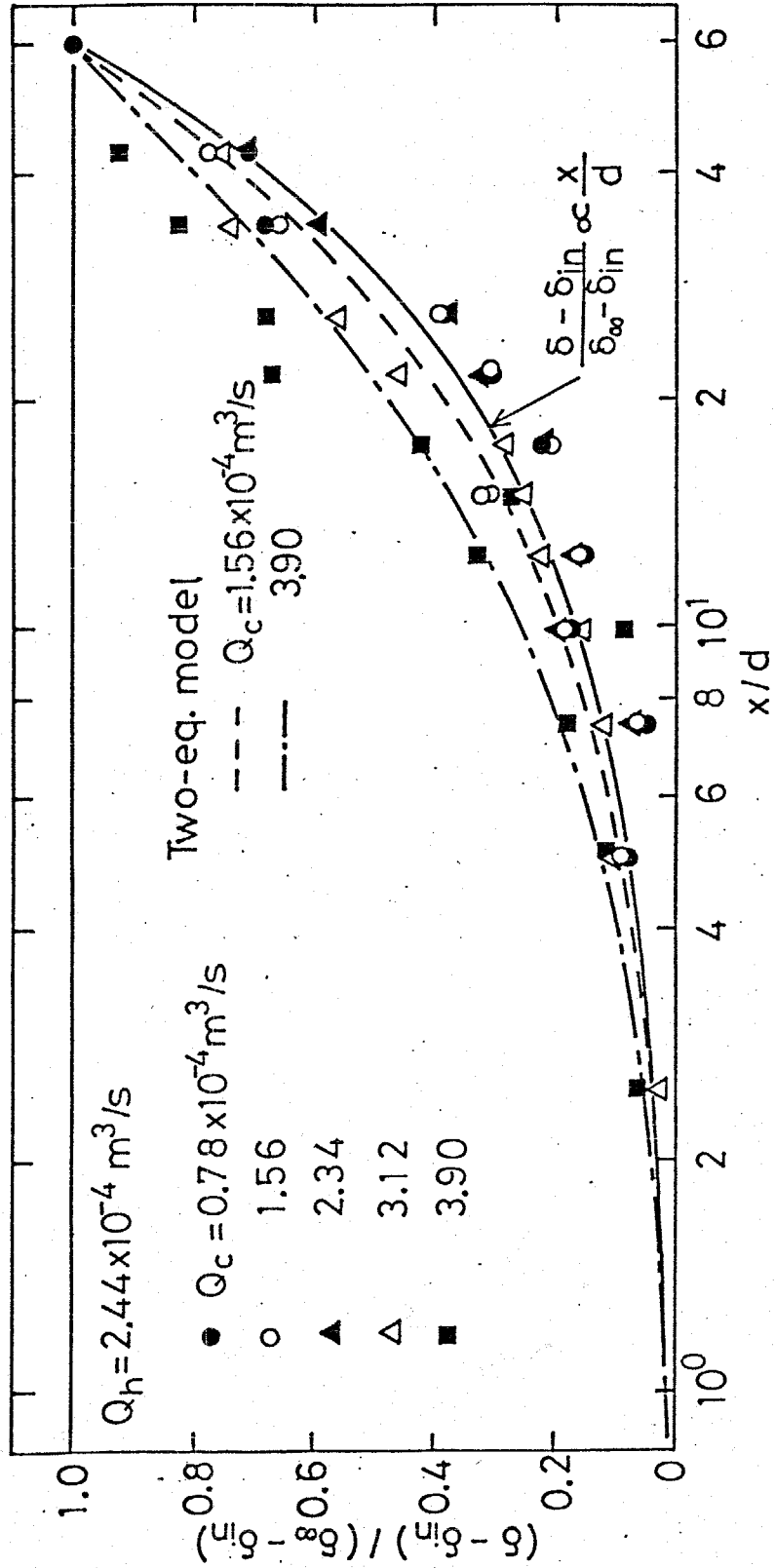
界面高さの流れ方向変化

Fig.4-7



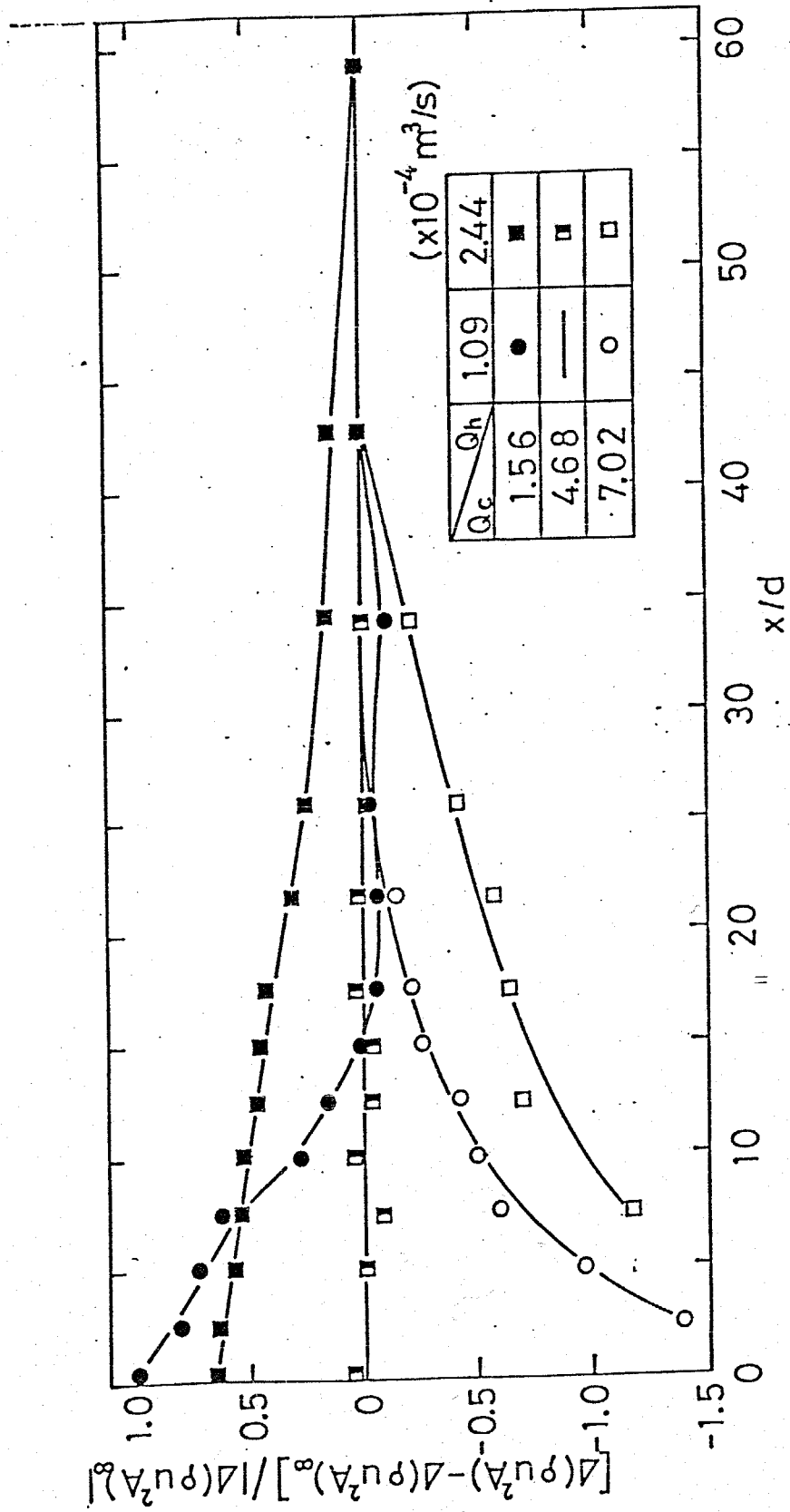
界面高さの流れ方向変化

Fig. 4-8



界面高さの流れ方向変化

Fig.4-9



Δ(ρu²A) の流れ方向変化

Fig.4-10

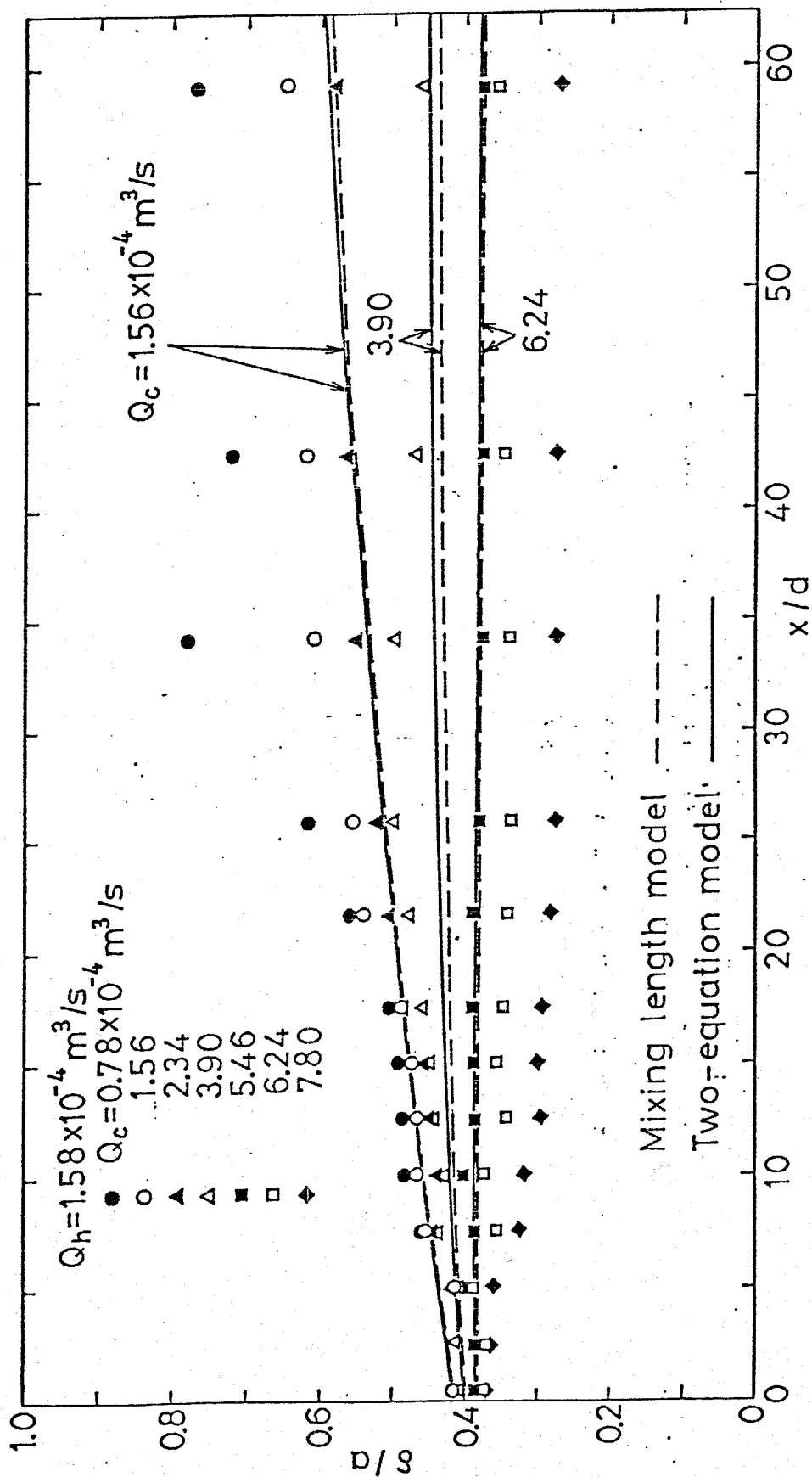


Fig. 4-11 界面高さ (実験結果と解析結果の比較)

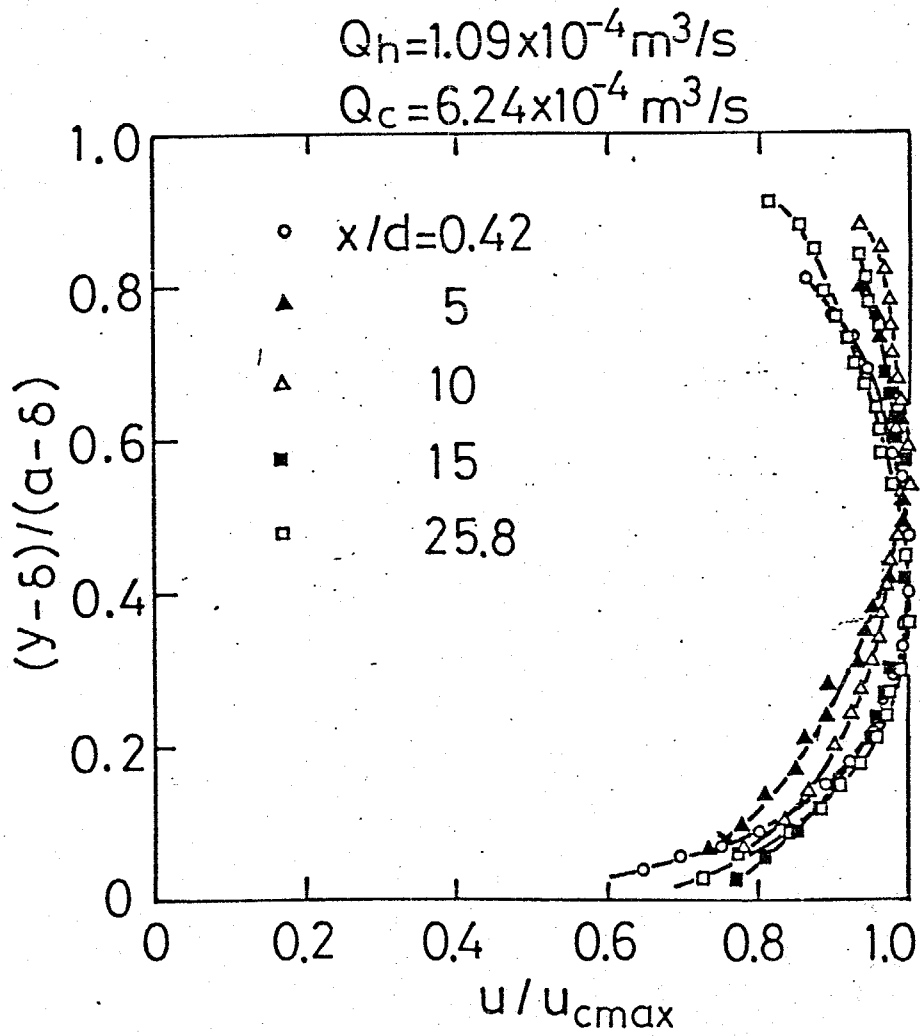


Fig.4-12 水側速度分布(実験結果)

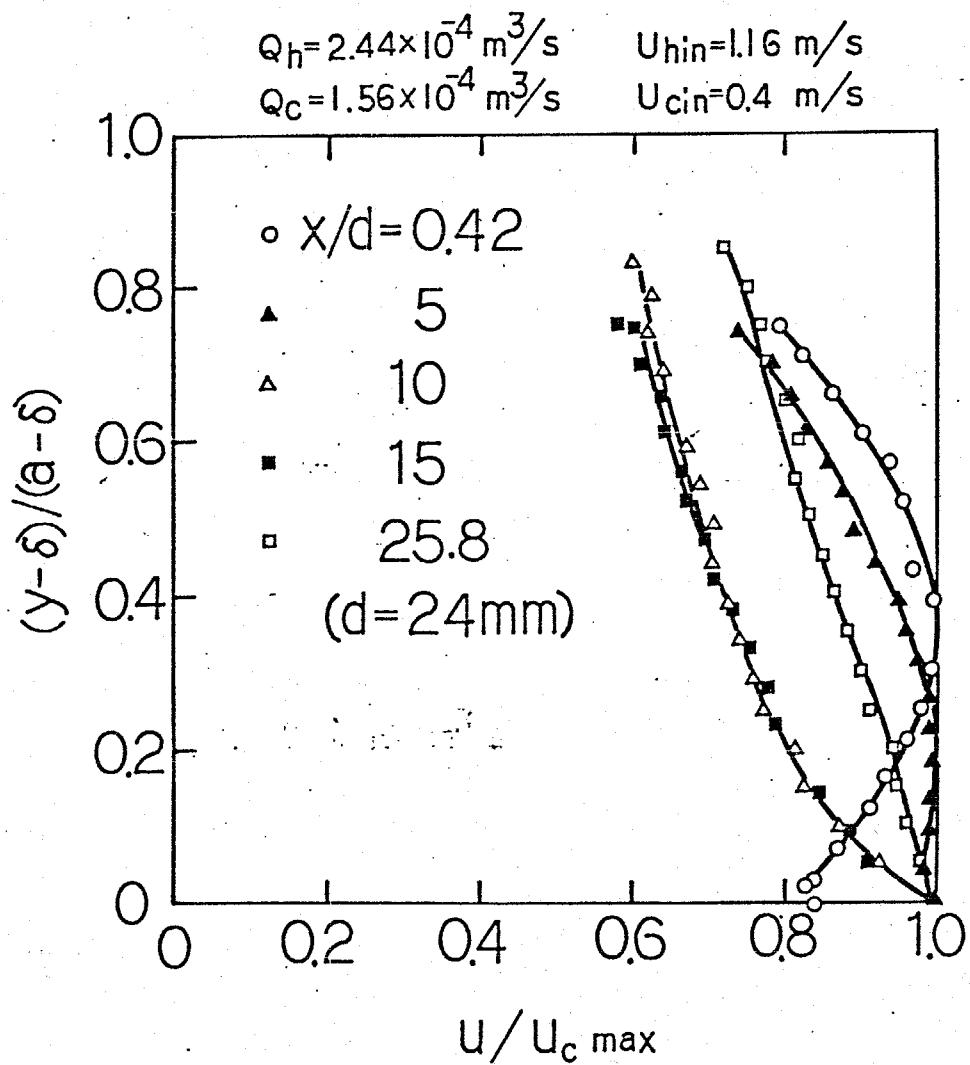


Fig.4-13 水側速度分布 (實驗結果)

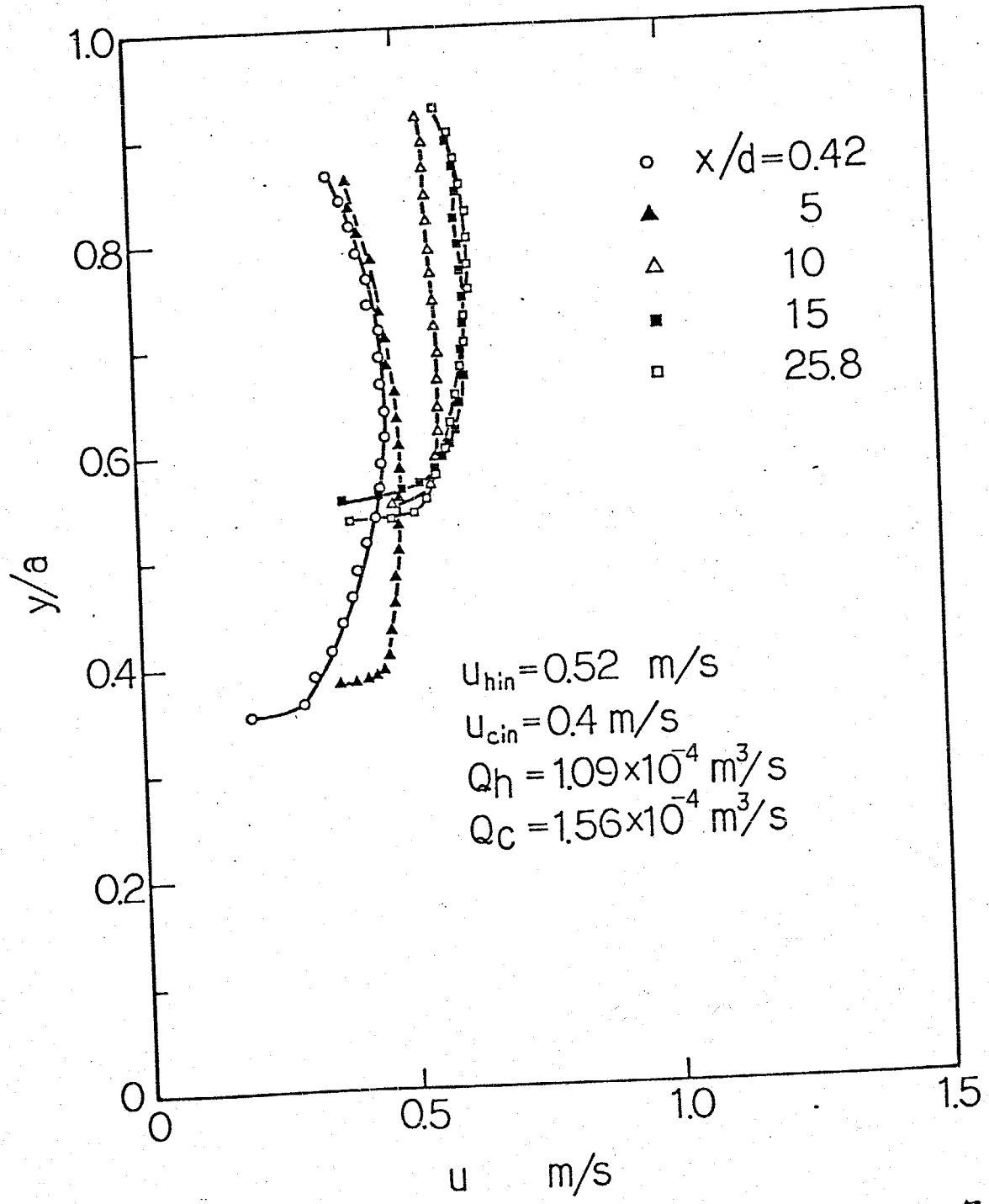


Fig. 4-14 水側速度分布 (跳水に似た現象)

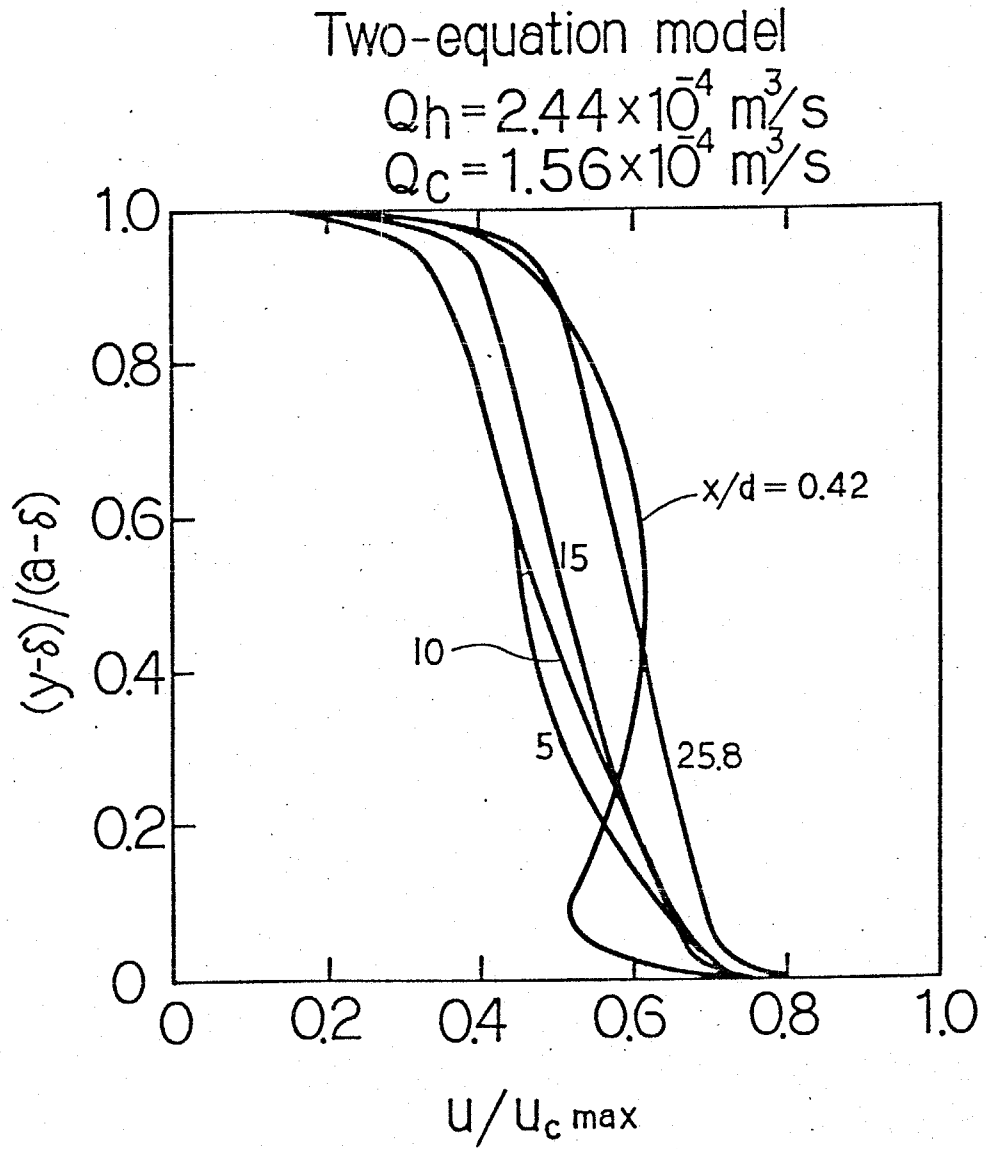


Fig.4-15 水側速度分布 (解析結果)

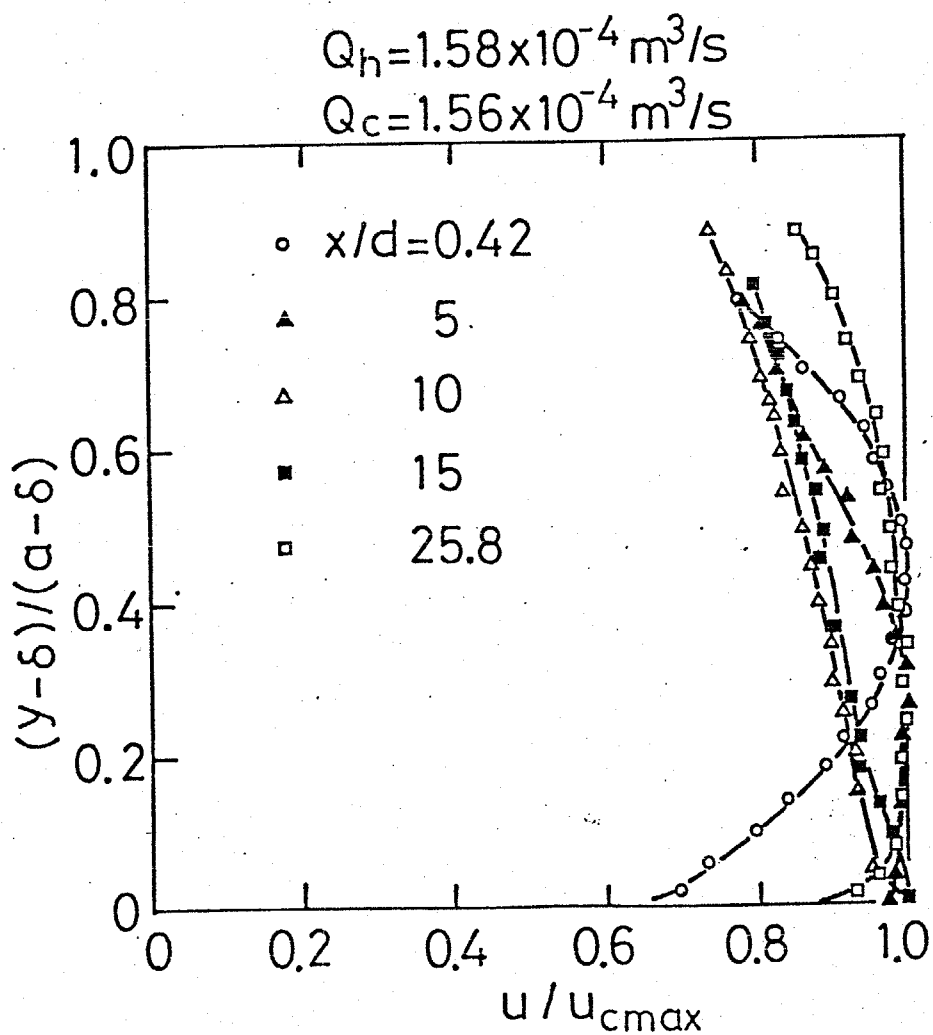


Fig.4-16(a) 水側速度分布 (實驗結果)

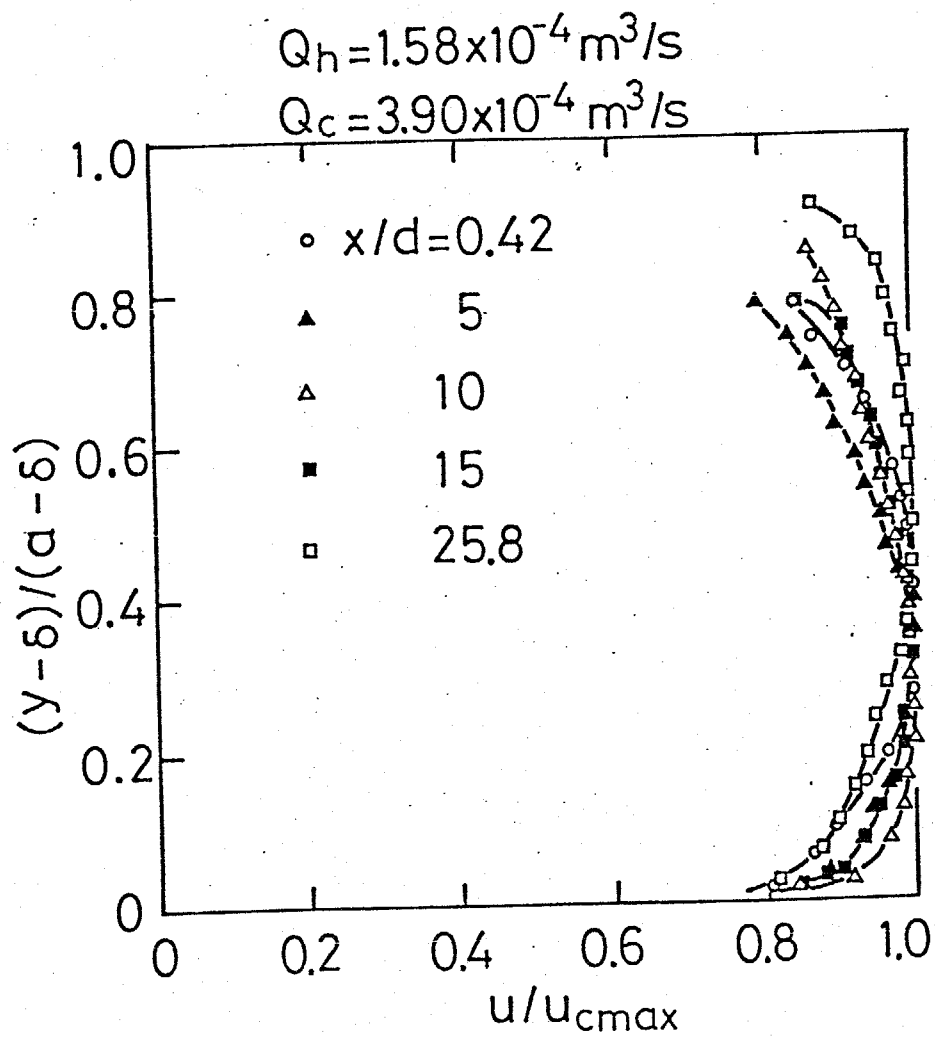


Fig.4-16(b) 水側速度分布 (實驗結果)

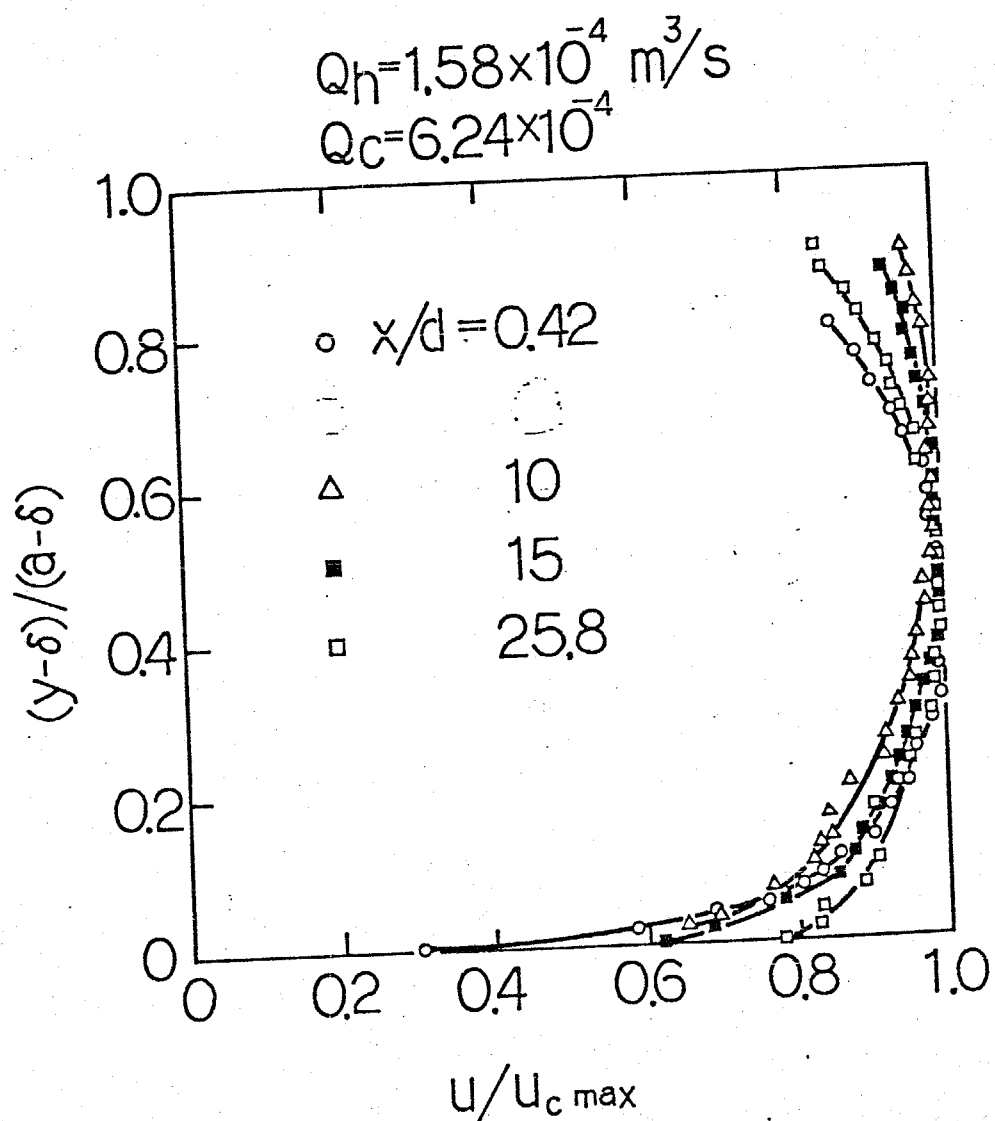


Fig.4-16(c) 水側速度分布 (實驗結果)

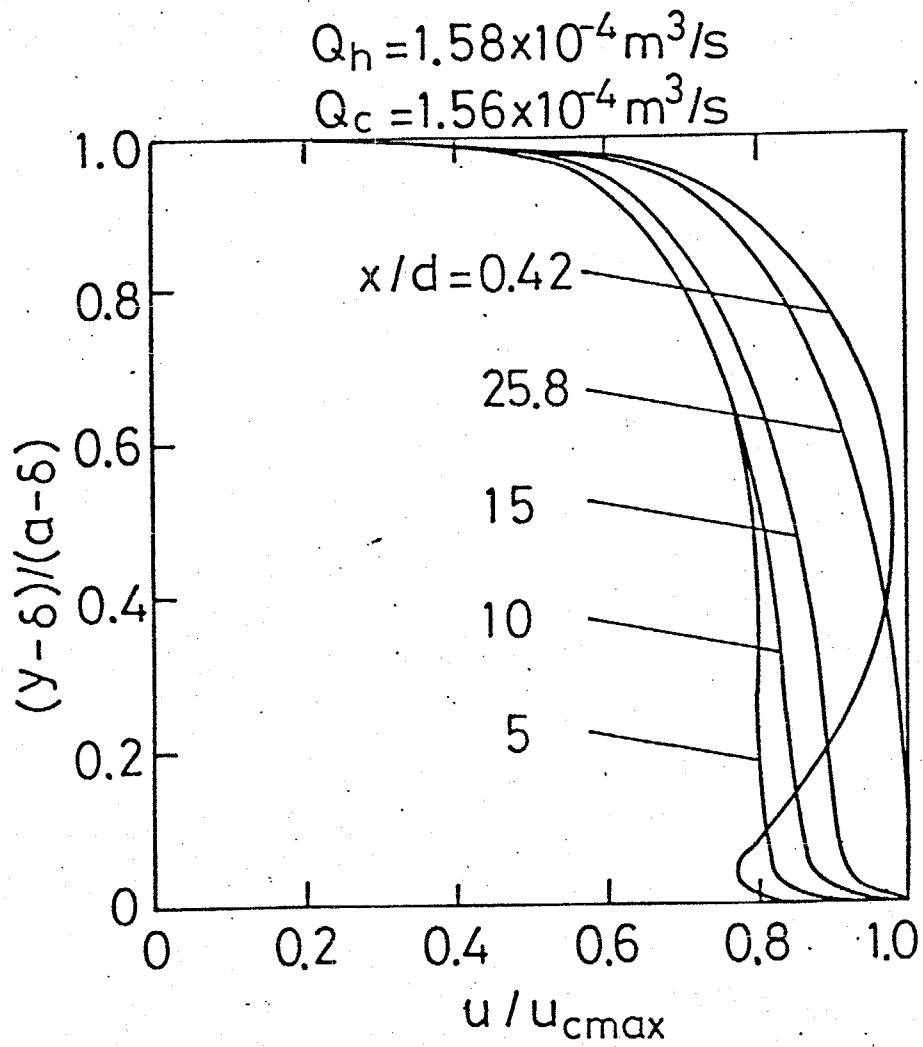


Fig 4-17(a) 速度分布 (解析結果)

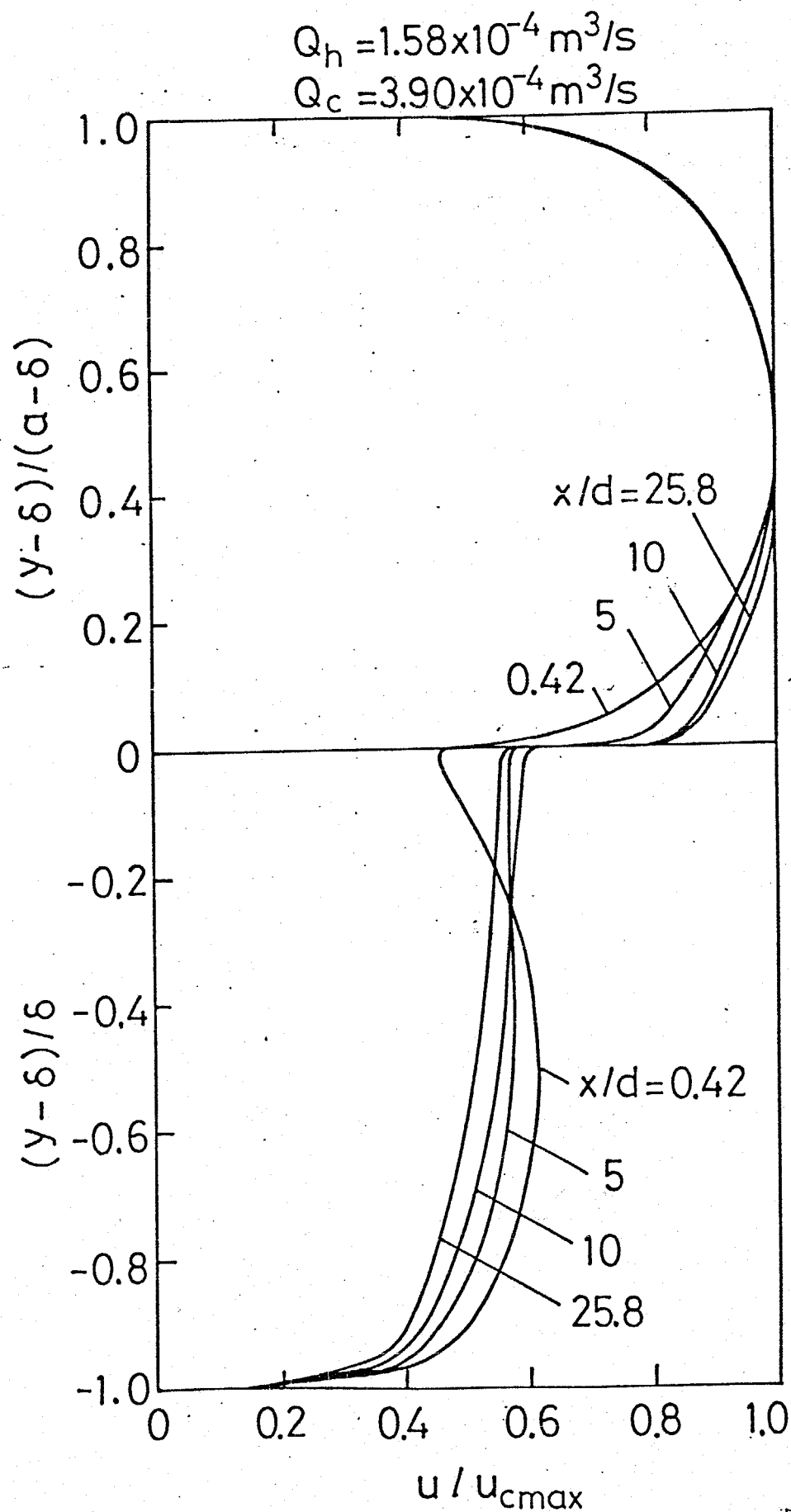


Fig.4-17(b) 速度分布 (解析結果)

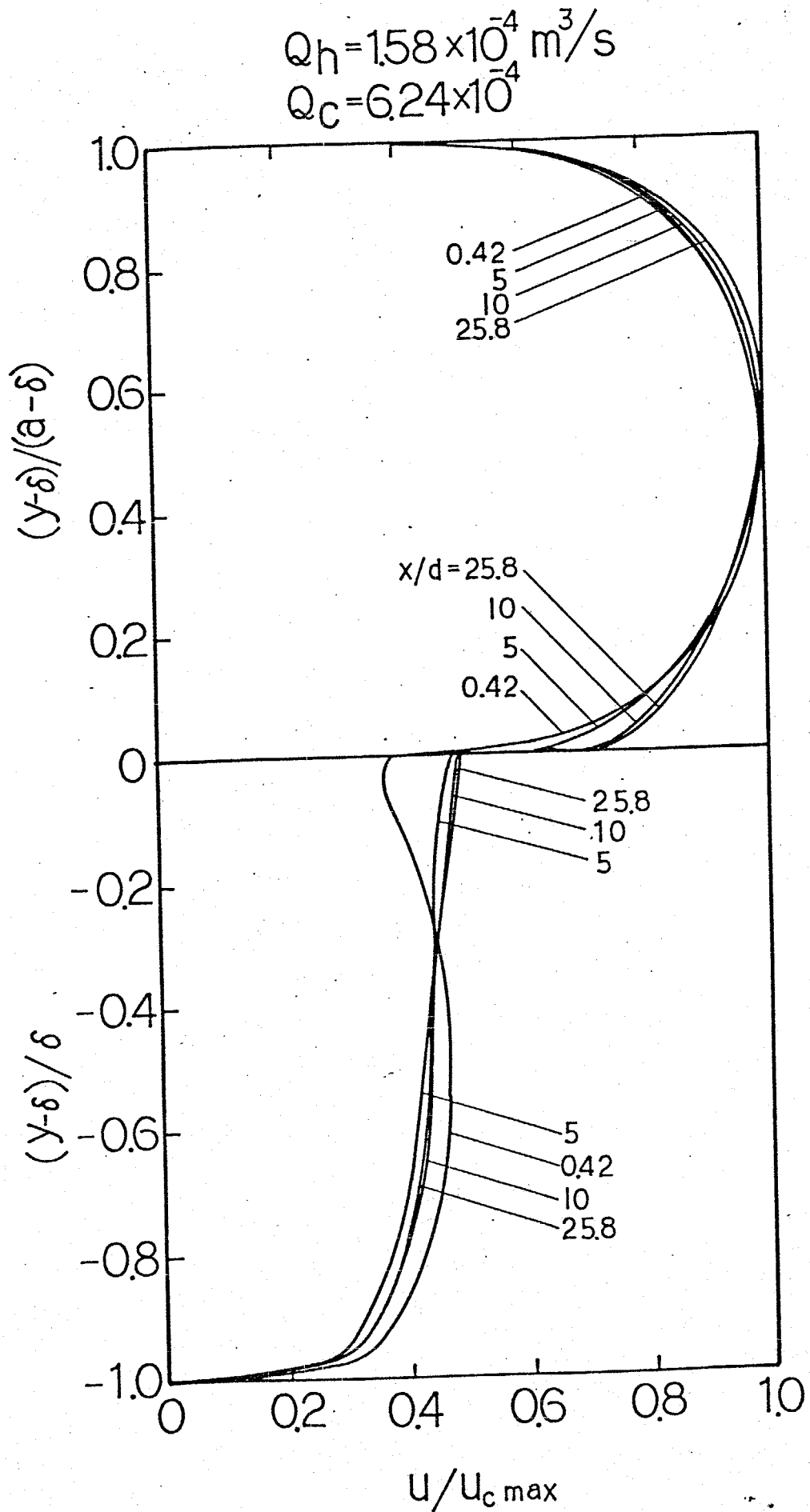


Fig.4-17(c) 速度分布 (解析結果)

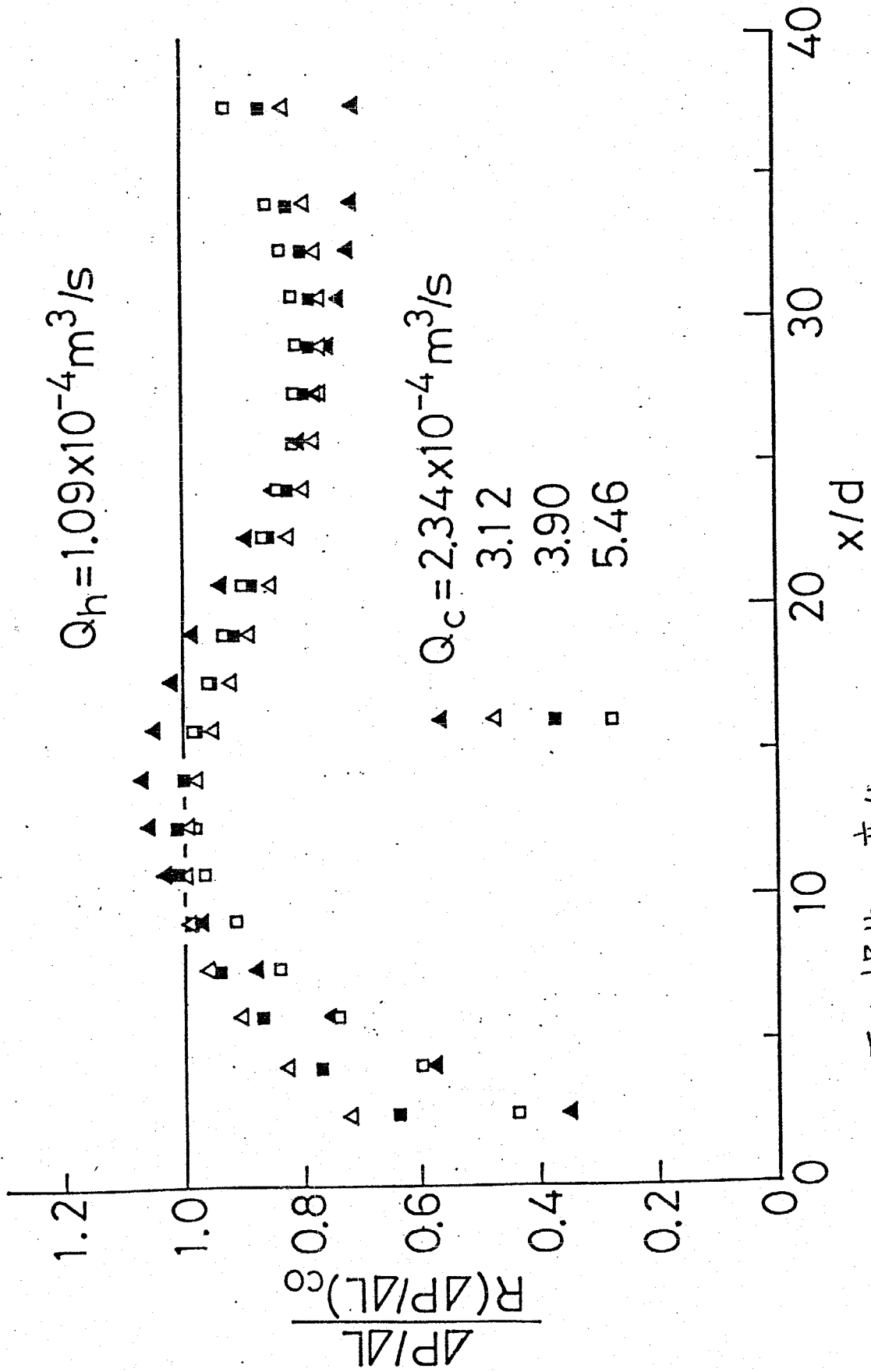


Fig.4-18 圧力損失の変化

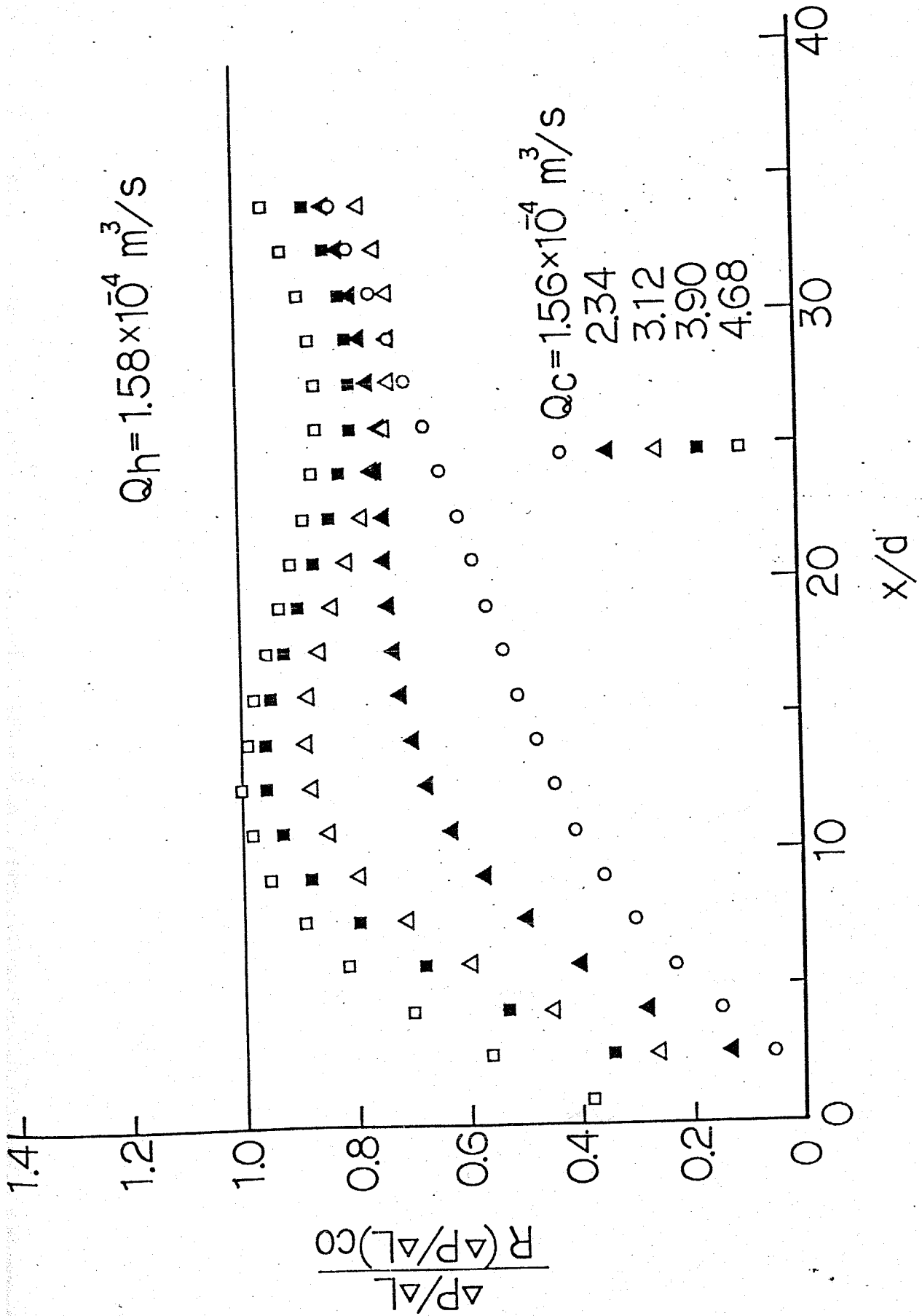


Fig.4-19 圧力損失の変化

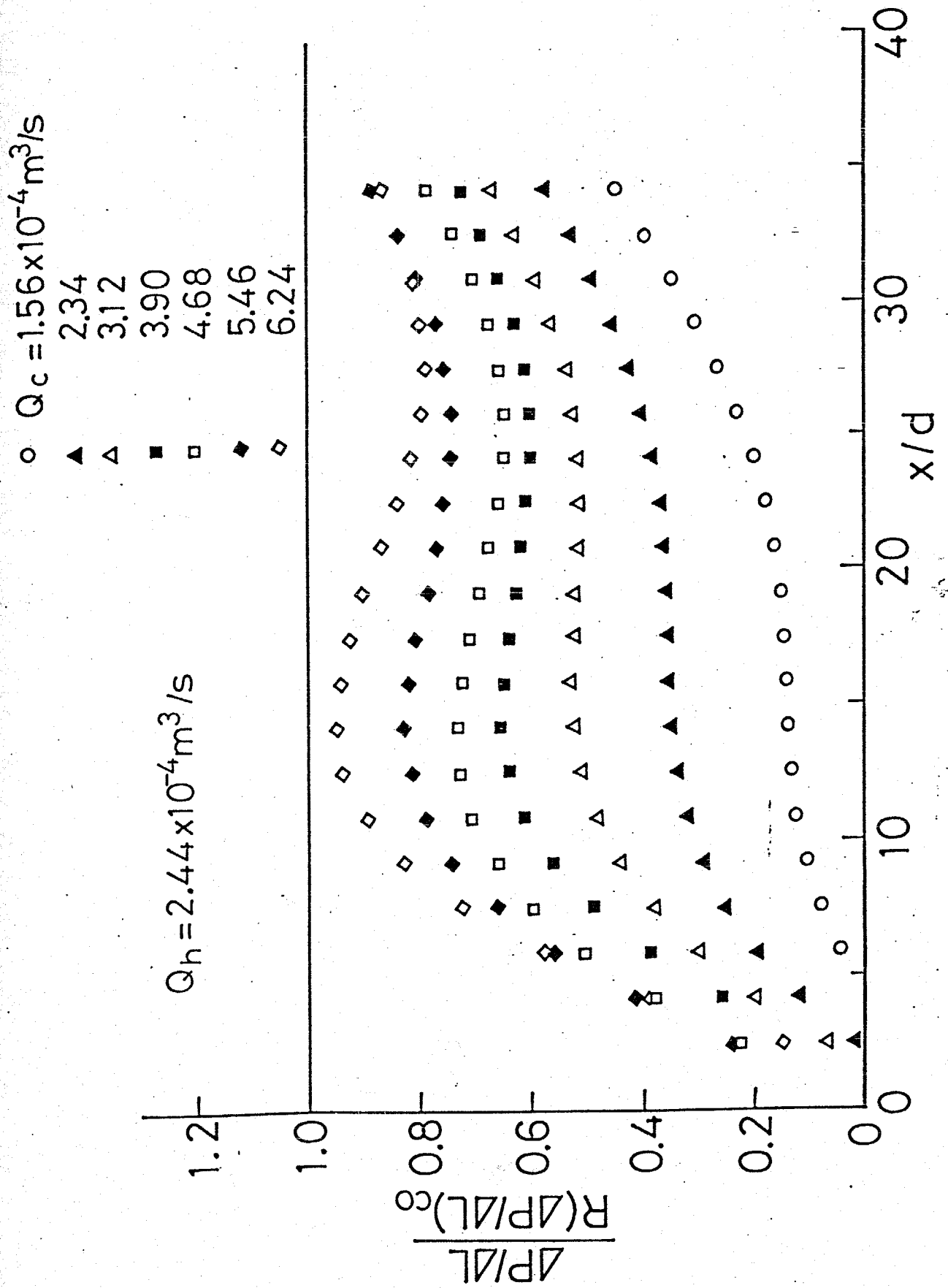


Fig.4-20 圧力損失の変化

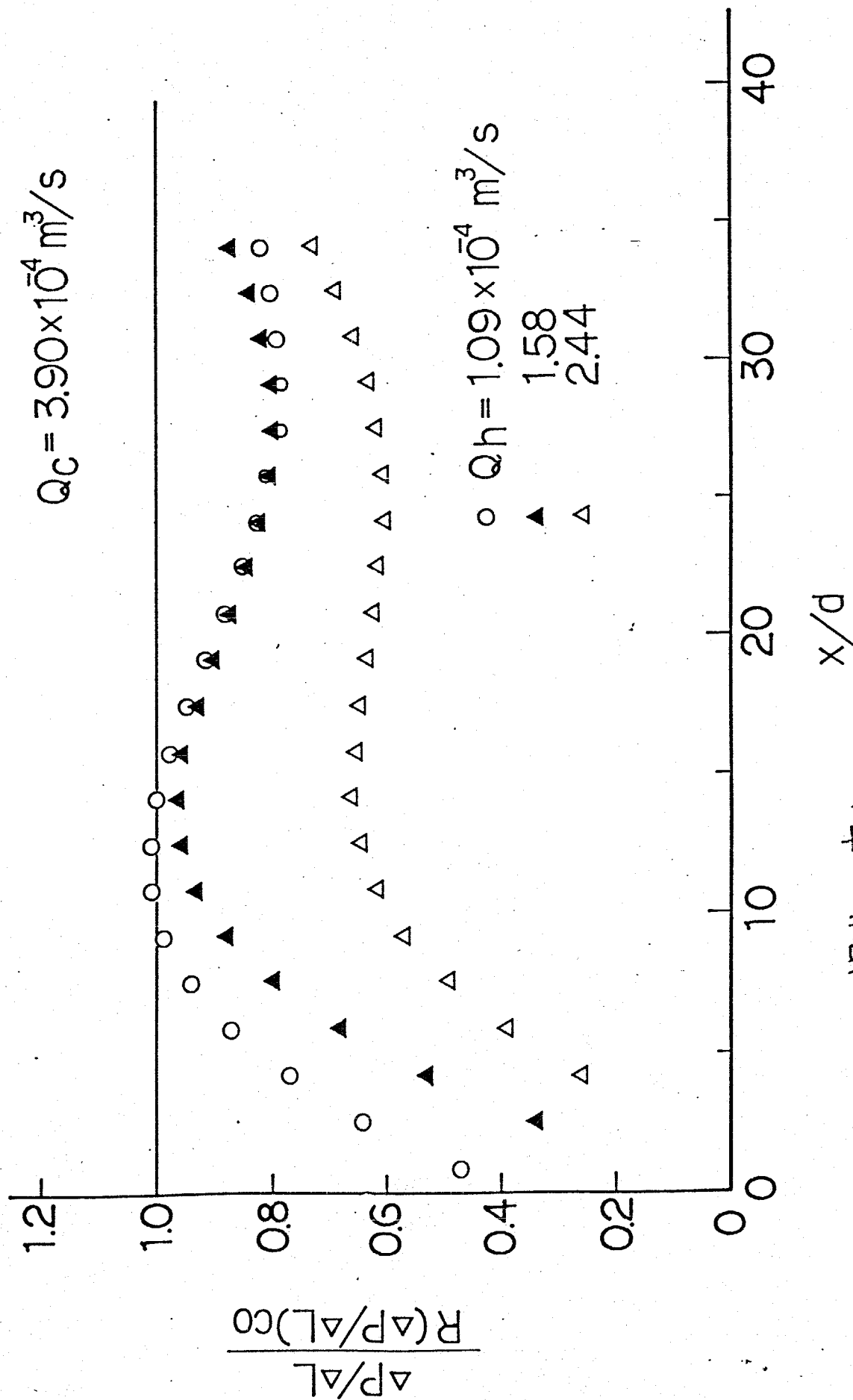


Fig. 4-21 圧力損失の変化

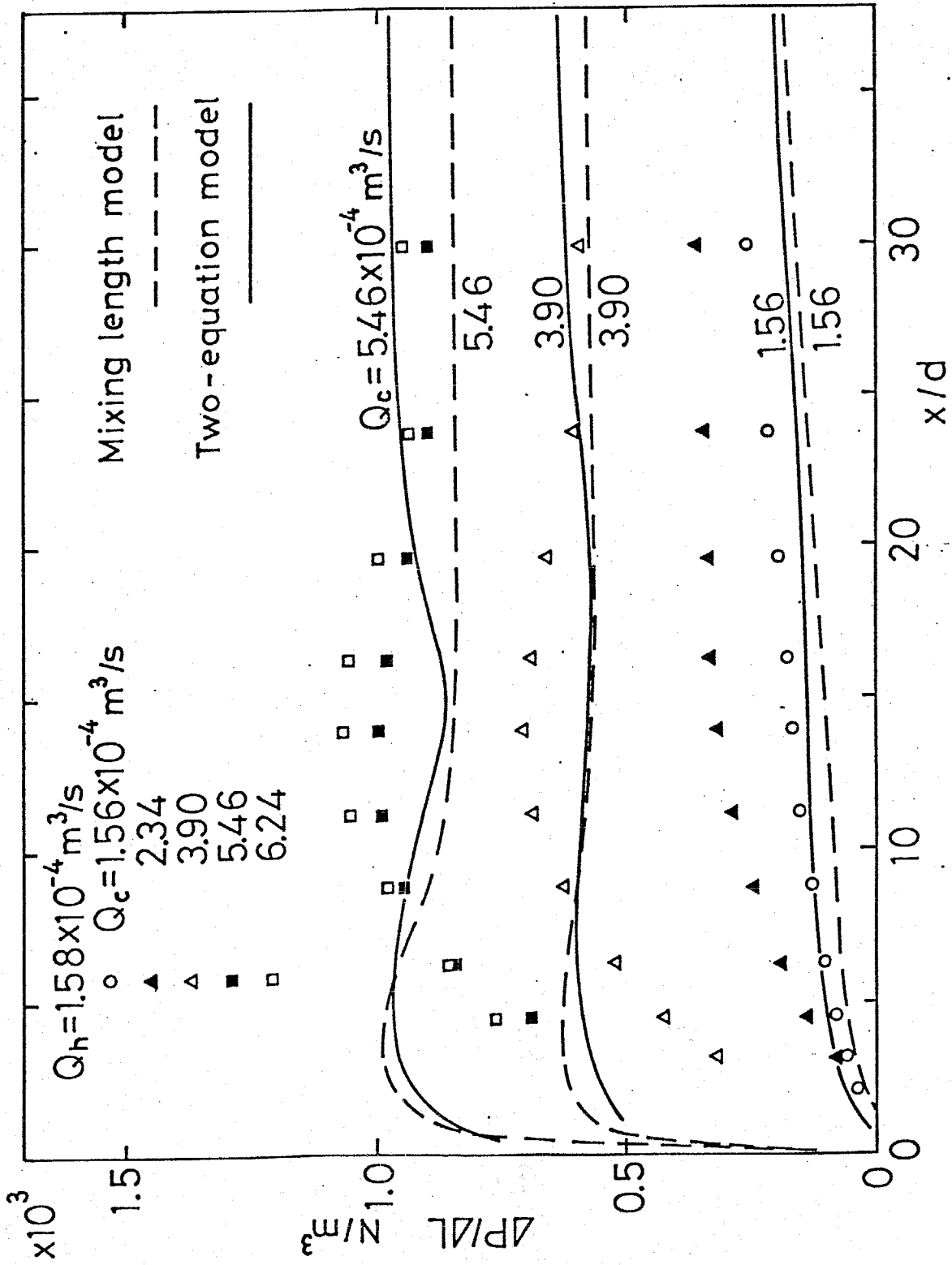


Fig.4-22 圧力損失の変化(実験結果と解析結果と比較)

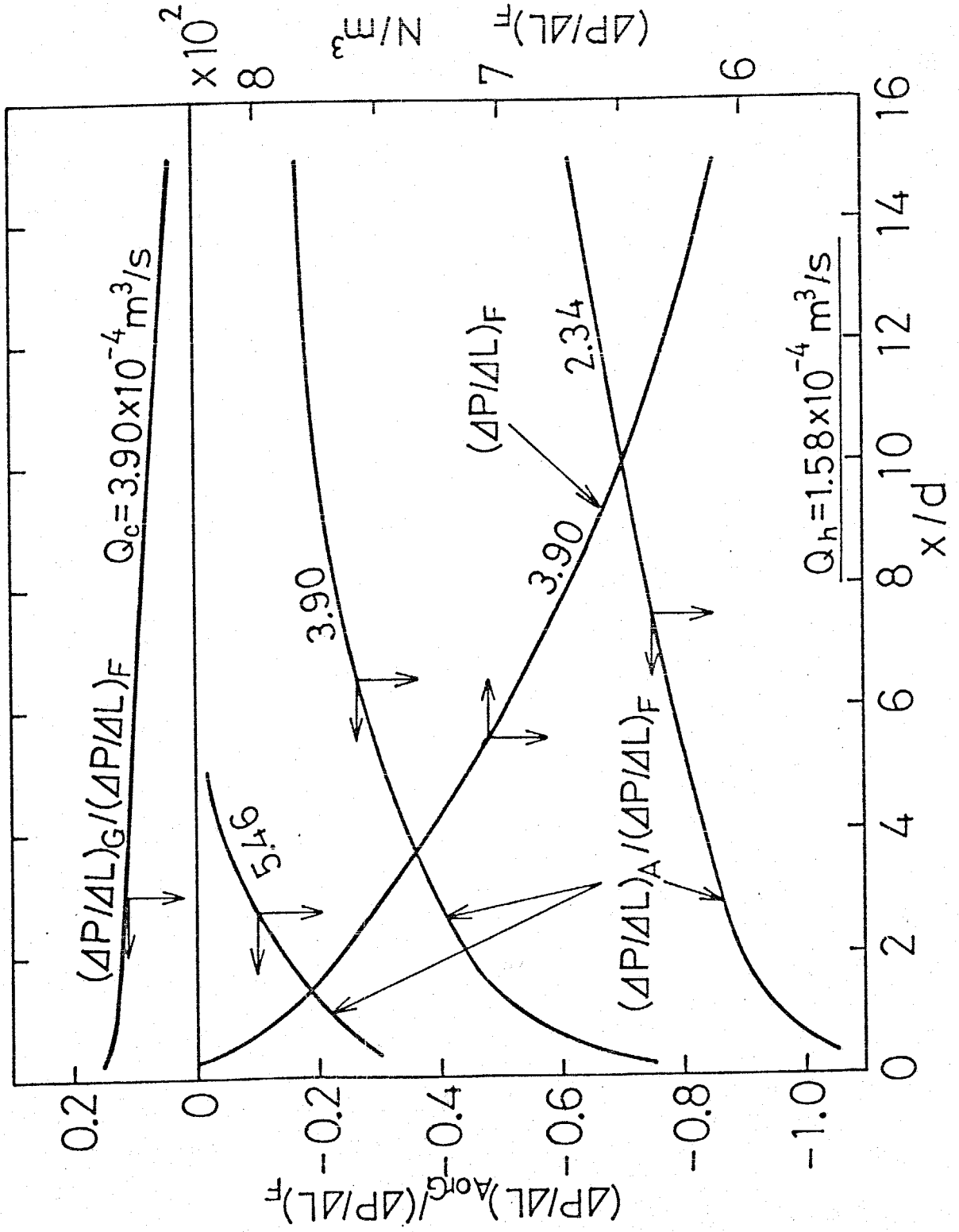
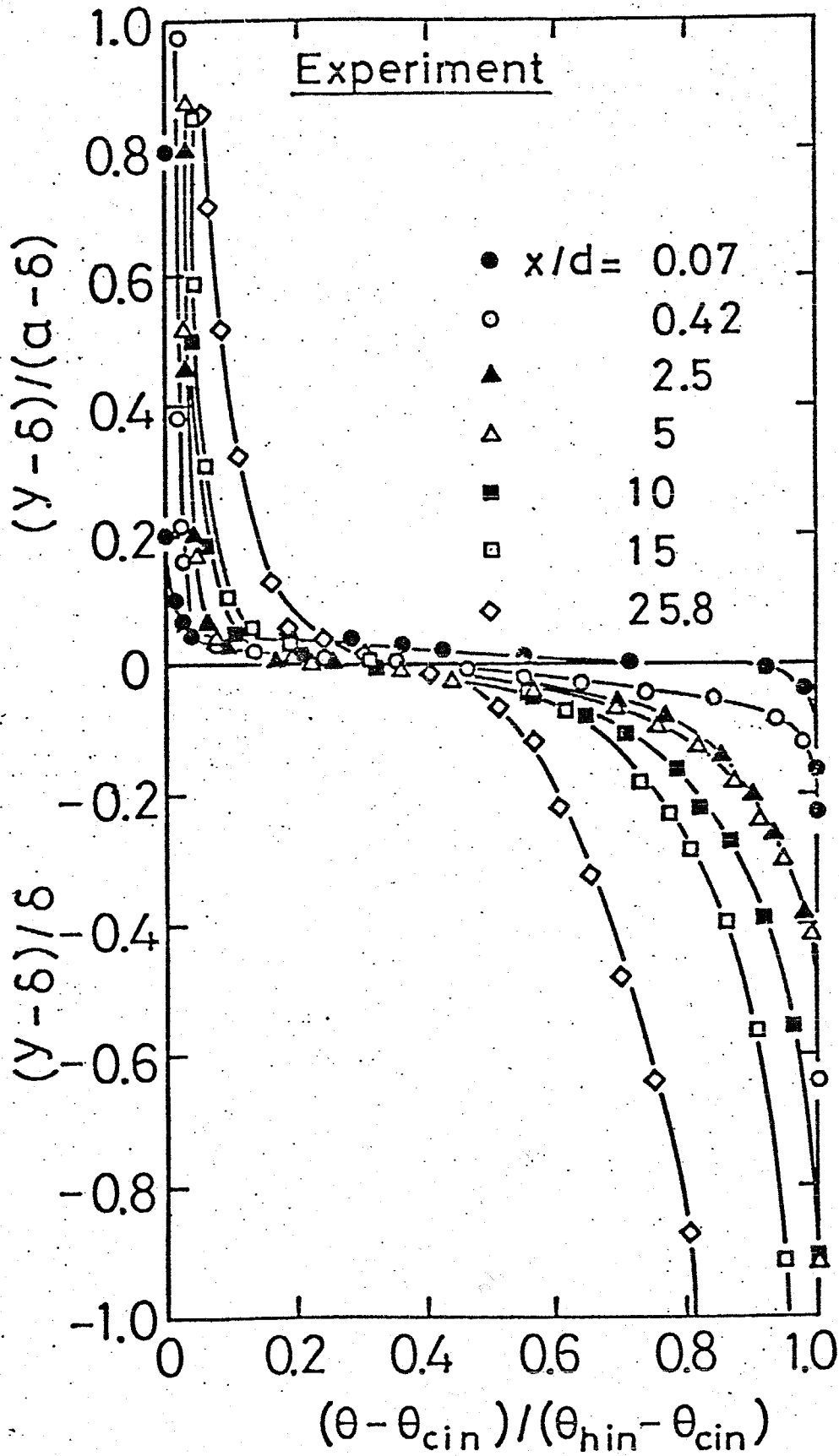


Fig. 4-23 摩擦損失、加速損失および水頭損失

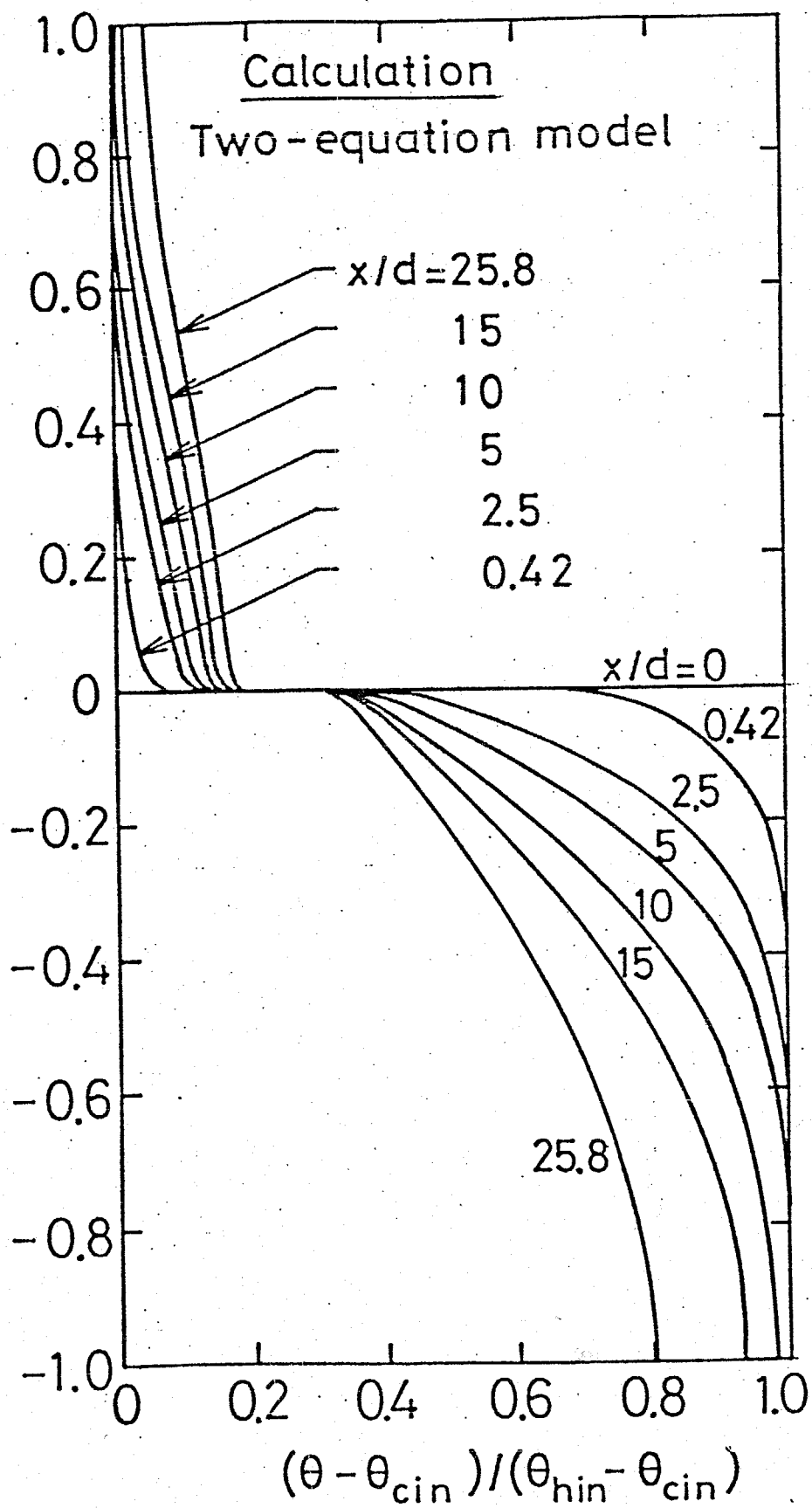


$$Q_h = 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_c = 3.90$$

温度分布の一例 (実験結果)

Fig. 4-24



$$Q_h = 1.58 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_c = 3.90$$

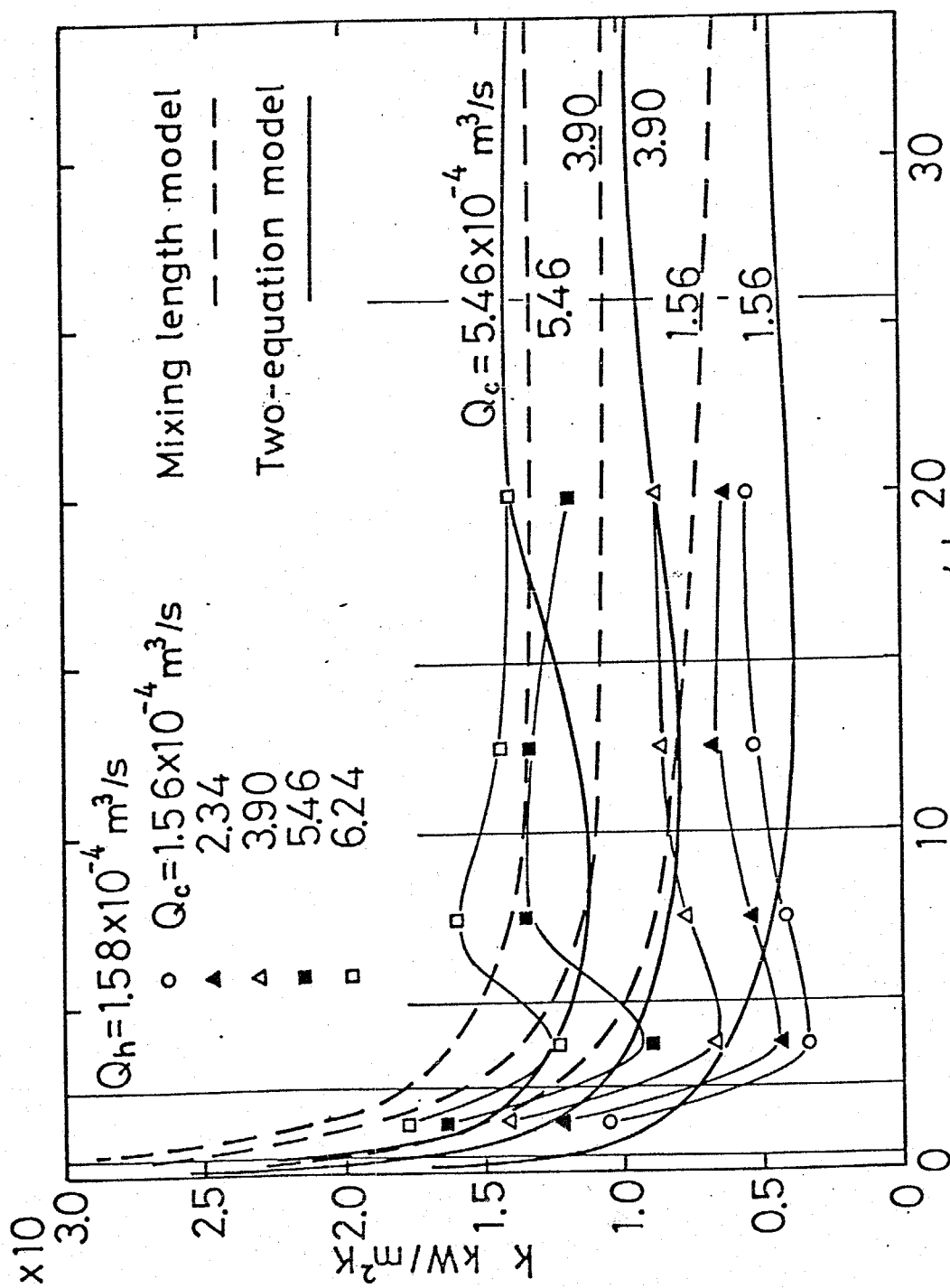
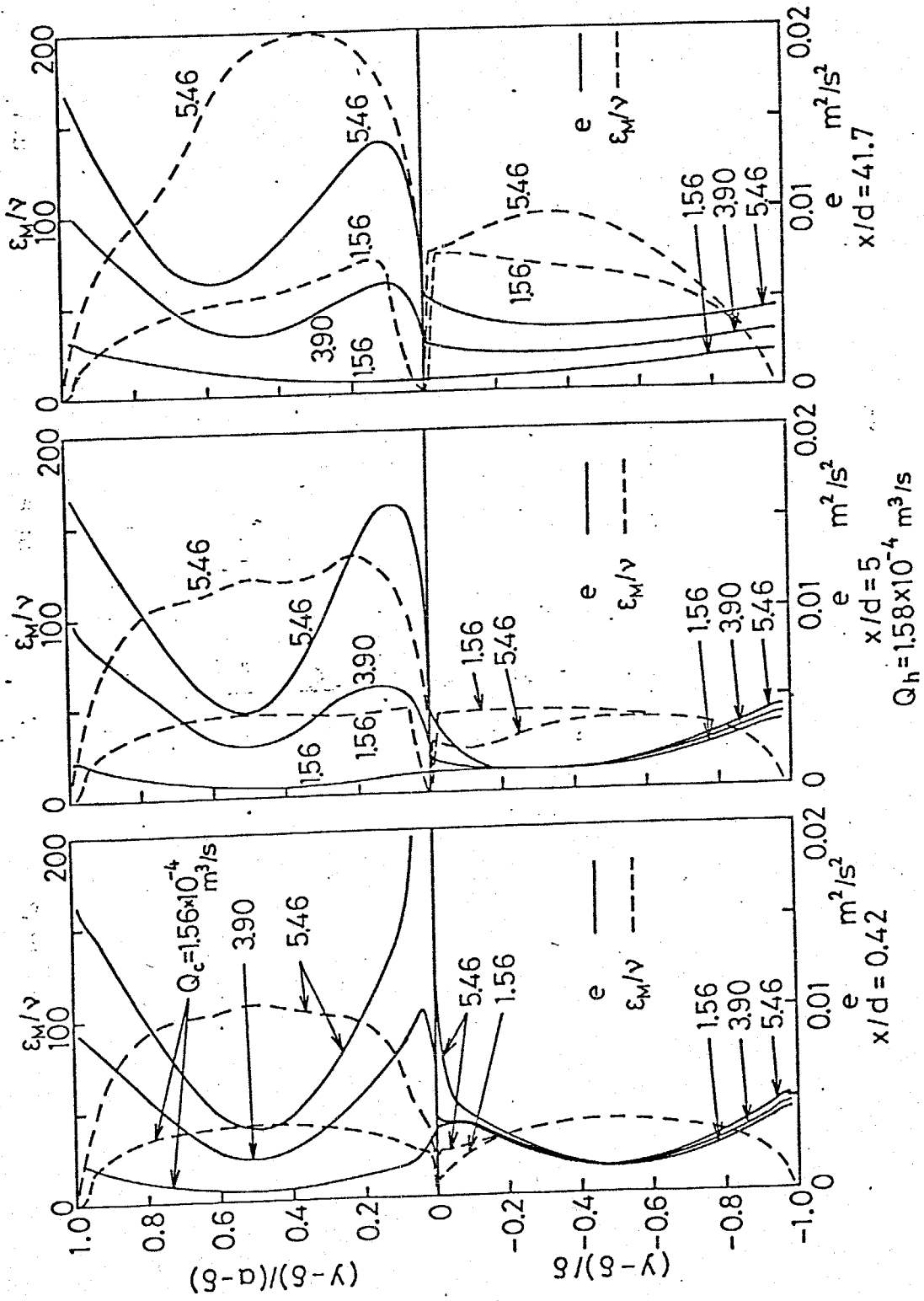


Fig.4-26 界面熱通過率の変化(実験結果と解析結果)



乱流運動工ネルギーと渦動粘性係数

Fig.4-27

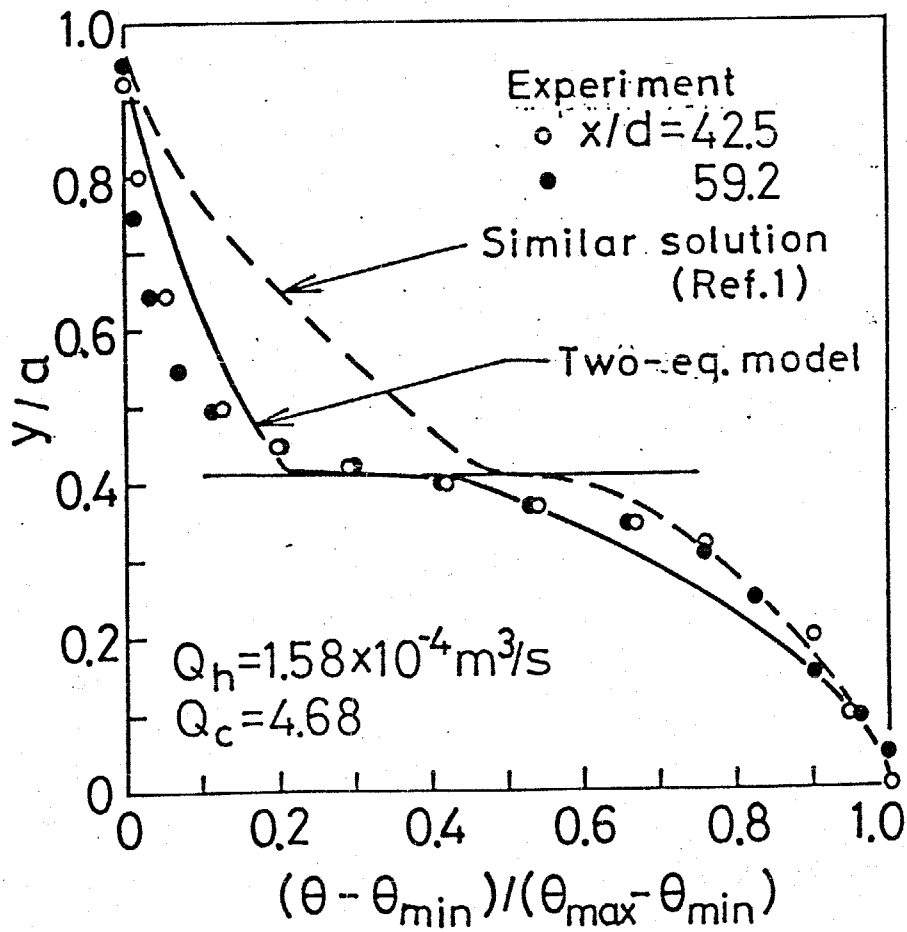


Fig.4-28 流れが十分発達した領域の温度分布

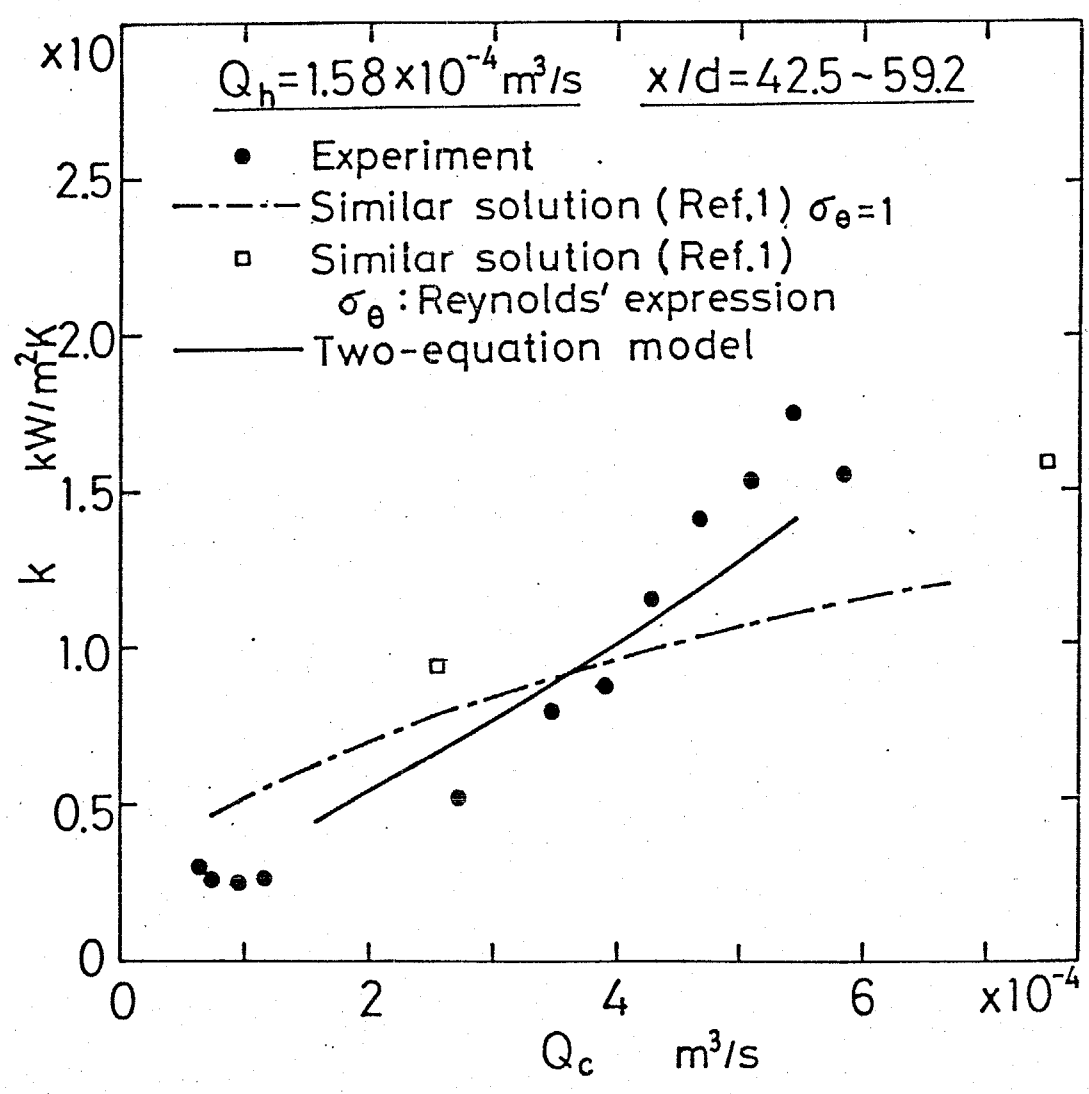


Fig.4-29 流れが十分発達した領域の界面熱通過率

第 5 章

沸騰を伴う

液-液接触流れに関する実験

第5章 沸騰を伴う液-液接触流れに

関する実験

5.1 緒言

高温液体の管内乱流中へ海水を流入・分散させることにより、加熱する新しいタイプの海水淡水化プロセスが Wilke ら⁽⁵³⁾により提案され、Hanson ら⁽⁵⁴⁾がこのような直接接触型熱交換器の利点・欠点を次のように指摘している。

- (i) 構造が簡単であり維持費が安い。
- (ii) 規模を大きくすることによって大きな処理能力が容易に得られる。
- (iii) 流体間に隔壁がないため隔壁の熱抵抗を除去することができ、高い熱伝達率が得られる。また隔壁がないため作動流体による腐食の問題が起らない。
- (iv) 伝熱表面が流体によって連続的に更新されるため、スケールの蓄積や汚染による伝熱性能の低下が起らない。
- (v) 液-液分離を行う必要があり、これが困難である。液-液分離は、作動流体として互いに溶け合わずしか

も密度差の大きい2液体を選択することによって容易になると考えられるが、その場合には熱交換器内で流れが層状流になり易く、液滴の分散に伴う伝熱面積の増大を利用した伝熱の促進は期待できない。それにもかかわらず第4章までで明らかにされた様に、単相液-液層状流は隔壁式並流型熱交換器に比べて伝熱性能をかなり高められることがわかった。沸騰伝熱を利用する多相液-液直接接触型熱交換器の場合にも、密度差の大きい2液体を作動流体とする層状流が実現し易い体系における沸騰伝熱を検討する必要があると考えられる。また液-液接触流れの沸騰伝熱の問題は、高速増殖炉において想定される溶融燃料と冷却材の熱的相互作用のメカニズムを解明する上でも重要であると考えられる。

そこで本章では、第2章から第4章までと同じ実験装置、作動流体、テスト部を用いて液体金属入口温度が高く水側で飽和沸騰が生ずる実験条件に対する流動と伝熱を明らかにする。この流れは液体金属-水・蒸気の二成分、液体金属・水-蒸気の二相より成る二成

分二相流であり、沸騰を伴う場合はもちろんのこと沸騰完了後の断熱二成分二相流の流動特性さえもこれまで研究されていない。そこで各流体の体積率分布及び平均体積率の流れ方向変化を測定することにより、沸騰を伴う二成分二相流動の様相を把握し、更に圧力損失の流れ方向変化と流入直後及び十分下流部の圧力損失について検討する。また温度測定によって沸騰伝熱が液-液直接接触流れの場合にどの程度促進されるかについて明らかにする。

5・2 実験装置と実験方法

5.2.1 循環ループ

循環ループは第2章に示したものとほぼ同様であるが、液体金属系の一部改造部について以下に記述する。

(1) 加熱器Ⅰ,Ⅱの改造と循環経路の変更

沸騰を伴う実験では加熱器内温度を水の飽和温度以上の高温まで上昇させる必要があるため、加熱器に万一微量の水が混入した場合これが急激に沸騰・蒸発し、カバーガス圧が増大して液体金属液面レベルが異常に低下する可能性がある。そこでこれを防ぐため、液体金属が加熱器の下部から流入し、上部側壁面出口から流出する循環経路に変更した。これによって液面レベルが加熱器出口部以下まで低下することはない。図5-1のように、加熱器Ⅱ→加熱器Ⅰ→テスト部系の配管を増設することによってこのような循環経路の変更を行った。

また加熱器上部の容積を約2.5倍増加し、この領域すなわち出口部より上方に液面レベルを設定した。また、外径1mm ϕ のテフロン被覆ステンレス探針3本を

挿入して液面レベルを監視した。更に図5-1のように、ブルドン管式圧力計によりカバーガス圧を監視し、窒素ガスによる圧力制御を行った。またこの圧力の異常な上昇を検知するため、 8 kg/cm^2 で圧カスイッチが作動して警報ブザーが鳴る回路を設け、更に約 15 kg/cm^2 を越えるとガスが大気に放出される破裂盤(ステンレス膜)を設けた。

装置の運転中は、加熱器内の圧力を $4 \sim 5 \text{ kg/cm}^2$ の一定値に保ったが、実際には水の混入による背圧変動や液面レベルの異常変化は殆んど起らず、流量一定の安定な流れ(定常流)が実現された。

(2) 循環ループの電気ヒータ加熱パワーの増加

本装置は液体金属温度を 200°C 以上まで加熱できるように設計されているが、局部的に高熱入力となり配管系の熱応力による破損・シール部の劣化等が起るのを防ぎ無理なく高温条件を得るため、加熱用電気ヒータを増設した。それらの最大ヒータ出力は、加熱器上部 2.08 kW 、配管増設部 2.36 kW 、加熱器内カートリッジヒータ 6 kW 、液-液分離器内 12 kW である。

5.2.2 測定系統

用いたテスト部流路は第2章と同じである。テスト部における測定項目は、断面内の各流体の体積率分布、圧力損失、温度分布及び液体金属温度変動の確率密度分布である。

沸騰を伴う場合の二相流流動・伝熱に対する実験パラメータは、液体金属と水の入口流量、入口温度の4つである。入口温度は第2章と同様に温度コントローラによって一定値に制御された。しかし更に入口温度の変動による影響を少なくするため、全プローブを自動的に同時にトラバースすることによって敏速に測定を行った。即ち図5-2のようにマイクロメータをモータで駆動してトラバースし、トラバース時に前の測定結果を記録する方式を取った。モータのスタート・ストップ操作によるプローブ先端位置設定の誤差は $\pm 0.05 \text{ mm}$ 以下である。

次に各測定項目の測定方法について述べる。

(1) 入口流量

液体金属流量はターゲット式流量計、水流量はオリ

フイ ス流量計によってそれぞれ測定した。測定方法の詳細は第2章と同様である。

(2) 入口温度

入口より上流 40mm の位置の上下から各流体内に C. A. シース熱電対 (JIS規格0.75級、シース外径 $1\text{mm}\phi$) を挿入し、入口温度を測定した。またこの位置から入口までの区間で隔壁を通じて流体間の伝熱が起らないことを確認するため、液体金属側の入口より上流 2.3mm 、 6.9mm における温度も測定した (下壁面から高さ 3.2mm の位置)。この測定に用いた熱電対は、流れに平行かつ上流向きにセットされた L 型の C. A. シース熱電対である (JIS規格0.75級、シース外径 $0.5\text{mm}\phi$)。以上3点の測定から、液体金属温度は入口から上流 $40\text{mm} \sim 2.3\text{mm}$ の区間において一定であることが確認された。

(3) 各流体の体積率分布

流路に鉛直に探針電極を挿入し、液体金属・水・蒸気の電気抵抗差を利用することによって、探針先端における各流体の存在時間率 (体積率) を測定した。図

5-3(a)(b)に探針の形状と回路を示す。探針には、液体金属(Woods Metal)に対する耐腐食性の良好なテフロン被覆タンゲステン細線(外径 $0.3\text{mm}\phi$)を用いた。

図5-4(c)~(d)に測定系を示す。探針と流路壁面(SUS304)を2電極とし、両極間に負荷抵抗 R を介してAC10V, 約1kHzの正弦波電圧を印加し(E_1)、その探針出力 E_2 を2段階のディスクリレベル E_2' , E_2'' を有するディスクリミネータによって波高弁別した。即ち蒸気に対応する信号 $E_2 > E_2'$ と水に対する信号 $E_2' < E_2 < E_2''$ が探針から出力されると、それぞれパルス波列が発生される。このパルス数を20bit Binary counterによって計数し、この計数値をD/A変換した後マルチペンレコーダに記録した。この波高弁別器のタイミング出力は信号 E_2 がクロスオーバーするときに発生されるため、探針先端にボイドが接触・離脱する場合に E_2 信号の変化の切れが多少悪くても精確なボイド率測定が可能である。

6点の測定を同時に行うために、波高弁別器6ch. 計数器とD/A変換器を各12ch. 設けた。モータ駆動(

探針トラバース) → 測定 → 記録操作をマスターコントローラによって自動化した。即ち 25 sec 測定後、モータを駆動して探針を 1 mm トラバースし、同時に f_g (蒸気体積率) と f_l (水体積率) を 6 ch. 直列出力方式によりマルチペンレコーダに記録した。

(4) 圧力損失

テスト部上部壁面に設けた静圧タップによって流れ方向の静圧分布を測定し、圧力損失を求めた。測定方法は第 2 章 2.2.4.1 と同様である。静圧タップ間の差圧を 0 ~ 13 mm Aq レンジ、共振周波数 1 kHz または 0 ~ 70 mm Aq レンジ、共振周波数 2 kHz の磁気抵抗変化型トランスデューサ (精度 $\pm 1\%$ FS) により電気信号に変換し、ペンレコーダに記録した。沸騰二相流の圧力変動が大きく、その平均値の読み取り誤差が大きい。圧力損失には 20% 程度の測定誤差が含まれている。

(5) 温度分布

シース径 $0.5\text{mm}\phi$ 、JIS規格0.75級のC.A.シース熱電対を用いて流路断面内の温度分布を測定した。測定方法は第2章と同様である。熱電対出力をローパスフィルターに通してノイズによる高周波成分を除去した後、直流増幅器により増幅し、データレコーダーに収録した。ローパスフィルター回路とその周波数特性を図5-4に示す。温度変動の周波数が高々数Hzであるため、ノイズ成分だけが良好に除去される。熱電対の自動トラバースも探針の場合と同様である。モーター駆動(トラバース)時に校正用基準電圧をデータレコーダーに記録した。収録されたデータを実時間確率密度計に入力して温度変動の確率密度分布解析を行い、そのピーク温度と半値幅を求めた。

(6) 液体金属温度変動の確率密度分布

流入直後の液体金属温度を調べるため、 $x=10\text{mm}$ ($x/d=0.42$)、 $y=3.54\text{mm}$ に直径 $0.5\text{mm}\phi$ のC.A.シース熱電対を挿入し、前述の(5)と同様の方法によって温度変動の確率密度分布を測定した。

5.2.3 測定位置と実験条件

図 5-5 に測定項目と測定位置を示す。また実験条件を表 5-1 に示す。

5.3 実験結果と考察

5.3.1 各流体の体積率分布

水入口温度が大気圧下の飽和温度にほぼ等しいため、高温の液体金属から水への伝熱量は殆んど全て沸騰・蒸気生成に費され、水側が気液二相流となる。この飽和沸騰を伴う液体金属-水-蒸気二成分二相流動特性を把握するため、各流体の体積率分布を測定した。図5-6に実験結果の一例を示す。ここで f は体積率、添字 l , g 及び m はそれぞれ水(液相), 蒸気, 液体金属を表している。 $x/d=1$ の f_g+f_l は見かけ上非常に大きく、液体金属は $y/a=0.15\sim 0.4$ の領域に僅かに検出されるに過ぎないが、 $x/d=10$ になると流路下側に液体金属の層が現われている。更に下流($x/d=10\sim 60$)に到ると f_g+f_l 分布の急変域の勾配が増し、徐々に液体金属表面が静定されていることがわかる。しかし十分下流でも下壁付近($y/a\approx 0.07$)の f_g+f_l が零にならず、液体金属側が完全な層状流を形成していない。 $x/d=1$ の f_g 分布は y が小さい程大きい分布を呈し、特に液体金属が占有する領域と考えられる $y/a < 0$.

27において f_g がかなり大きい。これは沸騰によって下側に蒸気が蓄積されるためと考えられる。 $x/d=10$ では y が大きい程 f_g が大きい分布を示して居り、^滞カによるボイドの上昇が認められる。更に x が増すとボイドの上昇がさらに進み、蒸気-水-液体金属の3層からなる層状流に近い流動様式に移行していることがわかる。

図5-7~16に $x/d=1, 10, 20, 30, 60$ のそれぞれにおける $f_g + f_l$ と f_g の分布を、液体金属入口温度 θ_{in} をパラメータとして示す。 $x/d=1$ の $f_g + f_l$ 分布から顕著に観察されることは、 θ_{in} が小さく u_{in} が大きい一部の条件を除き、液体金属の存在が検出されないことである。しかも液体金属が存在すると推定される下部壁面付近の f_g が非常に大きい。この原因については次節以後で考察する。

図5-9, 10は $x/d=10$ における $f_g + f_l$ と f_g の分布である。 $f_g + f_l$ は y が大きいほど大きい分布となり、下部壁面付近に f_l の大きい領域が現われている。また θ_{in} が大きいほど液体金属は下方に押しやられている。

$\theta_{hin} = 121^\circ\text{C}, 132^\circ\text{C}$ の f_g 分布は、 $y/a = 0.2 \sim 0.3$ にピークが存在する。これは発生直後でまだ浮力による上昇が起っていないボイドの滞留によるものと思われる。しかし更に高温になると激しい沸騰による攪乱効果によって、このような f_g 分布の明瞭なピークが現われなくなり、 y が大きい程 f_g が大きい分布となっている。

x が更に増すと ($x/d = 20 \sim 60$, 図 5-11~16)、前述のように 3 層から成る層状流に似た流動様式へ移行していくことがわかる。

5.3.2 各流体の断面平均体積率

図5-17と図5-18に蒸気、水、液体金属の断面平均体積率 \bar{f}_g , \bar{f}_l , \bar{f}_m の流れ方向変化を示す。 $x/d=1$ の \bar{f}_g は 0.35 ± 0.1 の範囲にあり、 $x/d=10$ で急増しているが、更に下流では沸騰による増加が殆んど認められない。また \bar{f}_l と \bar{f}_m も $x/d=1 \sim 10$ の区間における変化が大きく、これに比べて $x/d > 10$ における変化は小さい。また θ_{hin} 依存性に注目すると、 θ_{hin} が高い程蒸気発生量が大きいので $x/d > 10$ における \bar{f}_g が大きい。それに対して \bar{f}_l と \bar{f}_m は逆に小さくなっている。これは蒸気流量が増す程、これに引張られて水と液体金属の流速が増加するためと考えられる。以上の結果から、液-液接触による沸騰現象が $x/d=10$ までの区間でほぼ完了していると推定される。

$x/d=1$ における \bar{f}_g と \bar{f}_m は特異な値を示している。即ち入口形状から、流入時の平均体積率は $\bar{f}_{hin}=0.35$, $\bar{f}_{lin}=0.65$, $\bar{f}_{gin}=0$ (図5-17のXFP) であり、入口から僅か 24mm の \bar{f}_g , \bar{f}_m , \bar{f}_l は当然流入時の値に近いと考えられる。しかし $x/d=1$ において $\bar{f}_m \approx 0$, $\bar{f}_g \approx$

0.35となっており、両者の値は流入時のそれ \bar{f}_{Ru} , \bar{f}_{gR} と反対である。このように入口近傍で \bar{f}_R が急減し、液体金属の流速が急増することは物理的に考えにくい。むしろ激しい攪乱を伴う沸騰のために液体金属が微粒化し、その粒子の周囲が蒸気で覆われることによって、探針先端に液体金属が接触しても蒸気が接触する場合と同じ信号が出力されていると考えられる。この事は前節にも述べたように、液体金属が占有していると推定される下部壁面付近で蒸気体積率 f_g 分布が100%に近くなっていることから推察される。

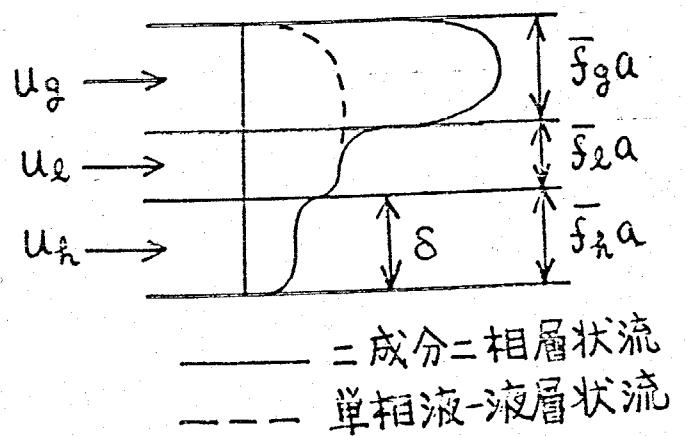
5.3.3 液体金属平均体積率の考察

各流体の平均体積率の流れ方向変化から、 $x/d = 10$ までに沸騰がほぼ完了し、 $x/d \geq 10$ では沸騰を伴わない断熱二成分二相流として取り扱えることが前節で示された。そこで本節と次節では、 $x/d \geq 10$ における平均体積率を一括して検討する。

液体金属の流れは、これと接する水の流動との相互作用によって決定され、両者の相互作用は二成分二相層状流と単相液-液層状流とで類似していると考えられる。そこで第2章で求めた無次元界面高さ δ/a の実験式(2-12)を本体系に拡張することによって \bar{f}_R の流動パラメータによる整理を試みる。

右図のように蒸気-水-液体金属が層状に流れる場合を考えると

この \bar{f}_R は単相液-液層状流における δ/a に相



当する。このとき層層状流の \bar{f}_R は、これと u_R 及び u_w が等しい単相液-液層状流の δ/a にほぼ等しいと考え

られる。そこで蒸気の占める領域にも平均流速 u_e の水が流れているとして仮想の水流量 Q'_c を次のように表すと、液体金属流量 Q_h 、水流量 Q'_c の单相液-液層状流に対する δ/a の実験式から \bar{f}_h を表示することができる。

$$Q'_c = A (\bar{f}_g + \bar{f}_l) u_e \quad (5-1)$$

$$\bar{f}_h = -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_h} \frac{1}{X'_h} + \frac{X'_h}{1-X'_h} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\rho_l}{\rho_h} \frac{1}{X'_h} + \frac{X'_h}{1-X'_h} \right)^2 + \frac{X'_h}{1-X'_h} + \frac{\rho_l}{\rho_h}} \quad (5-2)$$

$$X'_h = Q_h / (Q_h + Q'_c) \quad (5-3)$$

ここで X'_h は、单相流に換算した仮想の液体金属体積流量率を表している。また \bar{f}_g 、 \bar{f}_l には実験値を代入し、さらに u_e は $x/d = 10$ までで沸騰伝熱が完了しているものとして次式から求めた。

$$Q_g = \int_{\theta_s}^{\theta_{kin}} \rho_h c_{p,h} Q_h d\theta / \rho_g L' \quad (5-4)$$

$$Q_l = Q_c - Q_g \rho_g / \rho_l \quad (5-5)$$

$$u_e = Q_l / A \bar{f}_l \quad (5-6)$$

ここで θ_s は水の飽和温度、 L' は蒸発潜熱である。

図 5-19 に実験結果と式 (5-2) を示す。両者はほぼ

一致していることがわかる。この事は、沸騰を伴う流れの液体金属の平均流速と水の平均流速の関係が、单相液-液層状流のそれにほぼ等しいことを意味している。

5.3.4 各流体の平均体積率の Lockhart -

Martinelli パラメータによる整理

蒸気-水=相流部に着目し、この hold-up を Lockhart - Martinelli パラメータ χ_{lg} によって整理する。ここで χ_{ij} は次式によって定義される。

$$\chi_{ij}^2 = (\Delta P / \Delta L)_{i0} / (\Delta P / \Delta L)_{j0} \quad (5-7)$$

$(\Delta P / \Delta L)_{i0}$ は、流体 i が流路断面全体を満たして流れる場合の圧力損失を表し、Blasius の壁面摩擦係数の実験式から算出した。図 5-20 に $\bar{f}_l / (\bar{f}_l + \bar{f}_g)$ と χ_{lg} の整理結果を示す。実験結果はほぼ一本の直線でましまり、次のような実験式が得られた。

$$\frac{\bar{f}_l}{\bar{f}_l + \bar{f}_g} = 0.303 \chi_{lg}^{1.06} \quad (5-8)$$

同図に Lockhart-Martinelli の関係⁽⁶⁶⁾を併記した。実験結果は χ_{lg} が小さい場合 L-M の関係と一致しているが、 χ_{lg} が増加するとこれよりかなり大きくなっていく。これは層状流の場合の hold-up が L-M の関係よりかなり大きくなることを示した Bergelin⁽⁶⁷⁾, Govier⁽⁶⁸⁾, Hoogendoorn⁽⁶⁹⁾らの実験結果や第 2 章図 2-32 の結果

と同様であり、二相流部が気-液層状流に近いためと考えられる。

図5-21に水-蒸気側だけに着目した場合の平均ボイド率とクオリティ α' の関係を示す。実験結果は式(5-8)から得られる曲線によって良く近似されていることがわかる。またこの結果は Levy⁽⁸⁶⁾の運動量交換モデルによる予測値等従来の二相流で得られている結果ともほぼ一致していることがわかった。

次に \bar{f}_h の Lockhart-Martinelliパラメータによる整理を試みる。 \bar{f}_h は水及び蒸気の流動の影響を受けて決定されるため、 χ_{hl} と χ_{hg} を共に含む流動パラメータに支配されていると考えられる。そこで種々の整理を行った結果、図5-22のように横軸に $\sqrt{\chi_{hl}\chi_{hg}}$ を取ると $\pm 20\%$ 以下の範囲で \bar{f}_h の実験結果が一本の直線にまとまることがわかった。即ち次の実験式を得た。

$$\bar{f}_h = 0.159 \left(\sqrt{\chi_{hl}\chi_{hg}} \right)^{0.468} \quad (5-9)$$

式(5-8)と式(5-9)を用いると \bar{f}_l と \bar{f}_g がそれぞれ次のように表される。

$$\bar{f}_l = 0.303 \chi_{lg}^{1.06} \left\{ 1 - 0.159 (\sqrt{\chi_{hl} \chi_{hg}})^{0.468} \right\} \quad (5-10)$$

$$\bar{f}_g = (1 - 0.303 \chi_{lg}^{1.06}) \left\{ 1 - 0.159 (\sqrt{\chi_{hl} \chi_{hg}})^{0.468} \right\} \quad (5-11)$$

これらの実験式の妥当性を吟味するため、図5-23と図5-24に横軸に実験式を取って実験結果を整理し直した結果を示す。式(5-10)、式(5-11)はいずれも実験結果を良く近似していることがわかる。

5.3.5 圧力損失の流れ方向変化

図5-25~27 に圧力損失 $\Delta P/\Delta L$ の流れ方向変化を示す。いずれも入口付近の圧力損失が極めて大きく、特に液体金属入口温度 θ_{in} が大きいほどこれが大きい。 x/d が20以上では x の増加と共に $\Delta P/\Delta L$ が急速に減少し、 x/d が約40を越えるとほぼ一定となっている。またこの下流部の $\Delta P/\Delta L$ は入口付近のそれより約1桁小さいことがわかる。このように入口付近（特に $x/d \leq 10$ ）の圧力損失が非常に大きいのは、この領域で激しい沸騰が生じているためと考えられる。また、入口液体金属温度が低い場合及び水の入口平均流速が大きい場合には、 $x/d=1$ から $x/d=10$ までの圧力損失が増加する傾向にある。このような入口付近における圧力損失の増大は、単相液-液層状流の助走区間でも観察された（第4章）。従って水-蒸気部のクオリティがあまり大きくない場合には、入口付近の圧力損失は単相流と同様の機構（負の加速損失の絶対値が減少する）に支配されて流れ方向に増加すると考えられる。またクオリティが大きい場合にも、沸騰とその後の流れの

発達に伴う $\Delta P/L$ の流れ方向減少が、上記の圧力損失増加効果と重なり合っており、前着が支配的であるために入口付近の圧力損失が流れ方向に減少していると考えられる。

図 5-28 と図 5-29 に入口付近の圧力損失と水の単位長さ当りの運動量変化の関係を示す。両着の間には一定の相関があることがわかる。この事から入口付近の圧力損失が非常に大きいのは、滞騰に伴う水の加速によるものであることがわかる。

5.3.6 下流部の摩擦損失

前述のように下流部の圧力損失が流入直後に比べて非常に減少し、ほぼ一定となっていることから、この領域では摩擦損失支配と考えられる。しかしこのような断熱二成分二相流(気-液-液)の摩擦損失に関する検討はこれまで殆んど行われていない。そこで本節では、この体系の摩擦損失がどのような流動パラメータに依存しているかを検討する。

図5-30に Lockhart-Martinelli の方法による摩擦損失の整理を示す。ここで ϕ_g は次の式によって定義される。

$$\phi_g^2 \equiv (\Delta P / \Delta L) / (\Delta P / \Delta L)_{g0} \quad (5-12)$$

X_{lg} が約 2 より小さい領域で ϕ_g は X_{lg} によってほぼ一本の直線にまとまっている。しかし Lockhart-Martinelli の関係よりかなり低い値を示している。これは第2章に記述されているのと同様に、蒸気-水が層状流に近い流動様式にあるためと考えられる。また、 X_{lg} が約 2 を越えると ϕ_g が減少して他の曲線に分布が遷移している。この領域は、二相流部が気泡流やプラグ流

となる低クオリティ域である。従ってこのような ϕ_g の遷移は流動様式の遷移によるものと考えられる。

まず $\chi_{tg} \leq 2$ の ϕ_g について、第2章2.3.4.2と同様の分離流モデルによる予測を行う。蒸気-水-液体金属層層状流を考えると、蒸気部の運動量バランスから、

$$A \bar{f}_g \frac{\Delta P}{\Delta L} = (2a \bar{f}_g + b) \tau_{wg} + b \tau_{gl} \quad (5-13)$$

ここで τ_{wg} は壁面摩擦応力、 τ_{gl} は蒸気-水間の界面剪断応力、 $2a \bar{f}_g + b$ は蒸気-壁間のぬれぶち長さ、 b は蒸気-水間のぬれぶち長さ、 A は流路断面積を表している。 τ_{wg} 、 τ_{gl} は式(2-17)と同様に与えられる。

$$\tau_{wg} = f'_g \rho_g u_g^2, \quad \tau_{gl} = f'_{gl} \rho_g (u_g - u_l)^2 \quad (5-14)$$

ここで摩擦係数 f'_g にBlasiusの式⁽⁶⁵⁾を適用し、更に $f'_{gl} = f'_g$ と近似する。即ち、

$$f'_g = 0.03955 \left(\frac{u_g d_g}{\nu_g} \right)^{-0.25} \quad (5-15)$$

ここで d_g は蒸気部の水力等価直径である。式(5-14)に式(5-15)を代入すると、

$$\tau_{wg} = \frac{4}{d} \left(\frac{d}{d_g} \right)^{0.25} \left(\frac{u_g}{u_{g0}} \right)^{1.75} \left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_{g0} \quad (5-16)$$

$$\gamma_{gl} = \left(1 - \frac{u_l}{u_g}\right)^2 \frac{4}{d} \left(\frac{d}{d_g}\right)^{0.25} \left(\frac{u_g}{u_{g0}}\right)^{1.75} \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{g0} \quad (5-17)$$

ここで $(\Delta P/\Delta L)_{g0}$ は次のように表される。

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{g0} = \frac{4}{d} \frac{0.03955}{\left(\frac{u_{g0} d}{\gamma_g}\right)^{0.25}} \rho_g u_{g0}^2 \quad (5-18)$$

また d_g , u_{g0} 及び u_l/u_g は次のように与えられる。

$$d_g = 2ab \bar{f}_g / (a \bar{f}_g + b) \quad (5-19)$$

$$u_{g0} = \bar{f}_g u_g \quad (5-20)$$

$$\frac{u_l}{u_g} = \frac{\bar{f}_g u_{l0}}{\bar{f}_l u_{g0}} \quad (5-21)$$

$$= \frac{\bar{f}_g}{\bar{f}_l} \left\{ \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{\nu_g}{\nu_l}\right)^{0.25} \chi_{lg}^2 \right\}^{\frac{4}{7}} \quad (5-22)$$

式(5-19)~式(5-22)を式(5-16), 式(5-17)に代入し、
この結果を式(5-13)に代入すると、 ϕ_g^2 が \bar{f}_g , \bar{f}_l と χ_{lg}
により、次のように表される。

$$\phi_g^2 = \frac{d^{1.25} (a \bar{f}_g + b)^{0.25}}{2^{2.25} A^{1.25} \bar{f}_g^3} \left[2a \bar{f}_g + b + b \left\{ 1 - \frac{\bar{f}_g}{\bar{f}_l} \left[\frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{\nu_g}{\nu_l}\right)^{0.25} \chi_{lg}^2 \right]^{\frac{4}{7}} \right\}^2 \right] \quad (5-23)$$

この式の \bar{f}_g , \bar{f}_l には次の実験式を適用する。

$$\bar{f}_g = 0.303 \chi_{lg}^{1.06} (1 - \bar{f}_l) \quad (5-24)$$

$$\bar{f}_R = (1 - 0.303 \lambda_{lg}^{1.06})(1 - \bar{f}_R) \quad (5-25)$$

図5-30に計算結果を \bar{f}_R をパラメータとして示す。

本実験範囲 $\bar{f}_R = 0.14 \sim 0.26$ の ϕ_g の計算結果は、実験値とほぼ一致していることがわかる。従って $\lambda_{lg} \leq 2$ における ϕ_g は分離流モデルによって比較的良く説明できることがわかる。

次に $\lambda_{lg} \geq 2$ の摩擦損失について検討する。この領域の二相流は気泡流またはプラグ流に類似しており、その流速も小さいことから、その摩擦損失はボイド容積分だけ水流量が増加したと考えると单相液-液層状流の摩擦損失から推定できる。单相流の摩擦損失比 R の実験式を示す(第2章)。

$$R = 1 + 7.71 \left(\frac{u_{R0}}{u_{c0}} \right)^{1.08} \quad (5-26)$$

ボイドが占める容積を水で置き換えたみかけの速度は

$$u_{c0} = u_{g0} + u_{l0} \quad (5-27)$$

これを式(5-26)に代入することによって圧力損失が計算できる。この結果を図5-30上で実験値と比較するため、次のように ϕ_g と λ_{lg} の関係に書き直す。

$$\phi_g = R^{\frac{1}{2}} \chi_{lg} \quad (5-28)$$

式(5-26)~式(5-28)の計算結果を、 U_{cin} をパラメータとして図5-30に示す。 χ_{lg} が約2を越えると ϕ_g の実験結果は上記計算結果とほぼ一致していることがわかる。この事は、低クオリティ範囲の圧力損失がこの蒸気体積分だけ水流量が増した場合の单相液-液層状流の圧力損失に対応していることを意味している。

5.3.7 液-液接触沸騰熱伝達

各流体の平均体積率や圧力損失の流れ方向変化に関する実験結果から、 $x/d=10$ までの領域で急激な沸騰熱伝達が起っていることが示されたが、これを温度分布の測定結果によってより詳しく調べる。

図5-31に $x/d=1, 10, 20$ における温度分布の測定結果の一例を示す。黒丸は温度の確率密度分布のピーク値を、実線は同分布の半値幅を表している。過熱度 $\Delta\theta_{sat}=62^\circ\text{C}$ で流入した液体金属の温度は、入口から僅か 24mm ($x/d=1$) の区間で急減し、 $\Delta\theta_{sat}=2\sim 4^\circ\text{C}$ まで下降している。また半値幅もあまり大きくなり、大きな温度変動は認められない。これに比べると、 $x/d=1\sim 30$ における液体金属温度の下降はそれほど大きくない。その他の実験結果 ($u_{rim}=0.5\text{m/s}$, $u_{cim}=0.5, 1.0, 1.5\text{m/s}$, $\theta_{rim}=121\sim 172^\circ\text{C}$) もこれとほぼ同様であり、いずれも $x/d=1$ までの区間において液体金属過熱度が数 $^\circ\text{C}$ まで急減していることがわかった。

そこで更に入口に近い領域の液体金属温度を調べるため、図5-32と図5-33に $x=10\text{mm}$ ($x/d=0.42$) ^{$y=3.5\text{mm}$} にお

ける温度変動の確率密度分布を示す。これらは実験条件にかかわらず $\Delta\theta_{\text{sat}}$ が $0 \sim 10^\circ\text{C}$ にある確率が非常に高いことを示している。入口温度による分布の違いも小さく、この位置までで液体金属温度がかなり下降している。また $u_{\text{cin}} = 1.0 \text{ m/s}$ の場合に比べて $u_{\text{cin}} = 0.5 \text{ m/s}$ の方が液体金属温度の降下がやや大きいという、通常の伝熱とは逆の傾向も観察される。

もし液体金属がこの領域で層状に流れているとすれば、界面沸騰熱伝達が液体金属側の乱流伝熱に律達されるため、このような温度の急減は起り得ないであろう。また $x/d = 1$ の液体金属平均体積率がほぼ零となる測定結果とも矛盾している。この事は、流入直後における急激な沸騰に伴い 2 流体が激しく混合し、探針電極法によって液体金属の存在が検知できないほどに液体金属が離散・微粒化し、そのため伝熱が極めて促進されることを示唆している。

そこで層状流が保持される場合及び液体金属が微粒化する場合の沸騰伝熱量を次に示す簡単な仮定の下に概略の計算を行い、実験結果との比較を行う。

1) 液体金属が層状流を保って流れる場合

液体金属が入口近傍で層状流を保持して流れると仮定した場合の伝熱及び液体金属の温度降下を次の仮定の下に算定する。

(i) 液体金属の平均流速は入口平均流速に等しい。

(ii) 液体金属内の熱抵抗を無視する。即ち液体金属温度は鉛直断面内で均一である。

(iii) 界面沸騰熱伝達には、従来から得られている固体壁面の沸騰熱伝達に関する経験式を適用する。本計算に使用した式を次に示す⁽⁵⁶⁾ (以下工学単位系)。

・核沸騰域: Jens-Lottes の式

$$\Delta \theta_{\text{sat}} = 0.821 q^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{P}{633}} \quad (5-29)$$

・膜沸騰域: Berenson の式

$$\frac{\alpha_c L_a}{\lambda_g} = 0.425 \left[\frac{\gamma_g (\gamma_l - \gamma_g) L' L_a^3}{\rho_g \lambda_g \Delta \theta_{\text{sat}}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5-30)$$

$$L_a \equiv \sqrt{\frac{\sigma_{g-l}}{\gamma_l - \gamma_g}}$$

・遷移沸騰域: 両対数沸騰曲線を表す $q - \Delta \theta_{\text{sat}}$ グラフ上において、バーアウト熱流束点と極小熱流束点の間を直線で結んだ

ライン上

- ・ バーンアウト熱流束: Rohsenow-Griffith の式及び Zuber-Kutateladse の式により、決定した。その結果は大気圧下の水の場合に $q_{BO} = 1.35 \text{ MW/m}^2$ であった。

・ 極小熱流束

$$q_{\min} = (0.09 \sim 0.131) L' \rho_g [\sigma_{g-l} g^2 (\gamma_l - \gamma_g) / (\gamma_l + \gamma_g)]^{\frac{1}{4}} \quad (5-31)$$

本計算では $q_{\min} = 0.136 \text{ MW/m}^2$ とした。

(2) 液体金属が微粒化する場合

以下の仮定の下に、液体金属が一様に直径 D の球形粒子に微粒化するとした場合について、液体金属の温度降下及びみかけの熱流束 q_a を算定する。ここで q_a は、 $x \sim x + \Delta x$ の区間における伝熱面積を $\rho \Delta x$ としたときに換算される熱流束である。

- (i) 液体金属平均流速は入口平均流速に等しい。
- (ii) 微粒子は剛体球とする。即ち液体金属内の伝熱は熱伝導支配である。
- (iii) 微粒子表面における沸騰熱伝達には、従来から得

られている固体壁面沸騰熱伝達の経験式が適用できる。使用したバーンアウト熱流束、極小熱流束及び遷移沸騰域の沸騰曲線は(1)と同様である。核沸騰域及び膜沸騰域に対して適用した式を以下に示す。(56)

- ・核沸騰域：西川・山形のプール核沸騰熱伝達の式
- ・膜沸騰域：西川・伊藤の水平円柱まわりの膜沸騰

熱伝達の式

球座標系の非定常熱伝導方程式を数値的に解き、液体金属微粒子内部の温度分布を計算した。 $x=0$ において微粒子内の温度は θ_{lim} に等しい均一な温度分布にあるとし、微粒子表面で熱流束が連続であるとした。数値計算を行うため、微粒子内部を半径方向に148分割した。

図5-34に、(1)及び(2)による液体金属温度の x 方向変化と $x=10\text{mm}$ 、 $x=24\text{mm}$ における実験値を示す。ここで $x=10\text{mm}$ における実験値は、温度の確率密度分布のピーク値、 $x=24\text{mm}$ における実験値は、同分布のピーク値のうちで流路断面内の最大値である。液体金属が層状に流れると仮定すると液体金属の流れ方向温度

降下が実験結果に比べて極めて小さいことがわかる。

このような急激な液体金属温度の降下は、直径 $1\text{mm}\phi$ 以下の剛体球に微粒化する場合の温度降下に相当する。

図5-35はこの結果をみかけの熱流束 q_a の x 方向変化に書き直したものである。実験値として示されている値は、 $x/d=0\sim 1$ における平均値である。実験結果は層状流と仮定した場合の q_a より非常に大きいことがわかる。

図5-36に、 $x/d=0\sim 1$ における q_a の平均値 $[\bar{q}_a]$ $x/d=0\sim 1$ に関する実験結果と計算結果の比較を示す。実験結果は、層状流と仮定する場合の計算結果より非常に大きく、液体金属が直径 $0.4\sim 0.6\text{mm}\phi$ の剛体球に微粒化する場合の熱流束に匹敵する。

実際の現象は、微粒子に種々の形状・寸法が存在すること、微粒子内の流動や形状変化が起ること、微粒子とその周囲の水に相対速度があること、液-液界面沸騰熱伝達は固体壁面上の沸騰熱伝達と異なることなど(2)の仮定と異なると考えられるが、沸騰に伴い液体金属が激しく微粒化・離散し、伝熱が極めて促進され

ること、そして入口のごく近傍において沸騰伝熱がほぼ完了することが以上の結果から明らかとなった。

5.4 結 言

高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内における界面沸騰を伴う液-液接触流れについて、各流体の体積率分布及び平均体積率、圧力損失及び液体金属の温度降下を実験的に検討し、次の結論を得た。

- (1) 各流体の体積率分布は $x/d=1\sim 10$ の区間で急変し、更に下流では蒸気-水-液体金属~~層~~の層から成る層状流に似た流動様式に移行して行く。
- (2) 各流体の断面平均体積率は入口から $x/d=10$ までに急変するが、それ以後の変化は小さい。
- (3) $x/d \geq 10$ における水-液体金属間の相対速度は、単相液-液層状流のそれと同様である。
- (4) $x/d \geq 10$ における各流体の断面平均体積率に関する式(5-9)～式(5-11)の実験式を得た。
- (5) 圧力損失は、沸騰に伴う水の加速のため入口付近で非常に大きく、下流部では減少して一定値に近づく。
- (6) 下流部の摩擦損失は、流動様式が層状流に近い場合一次元分離流モデルにより説明できる。

(7) 沸騰に起因する激しい攪乱効果のため沸騰伝熱が極めて促進され、入口のごく近くで伝熱がほとんど完了する。

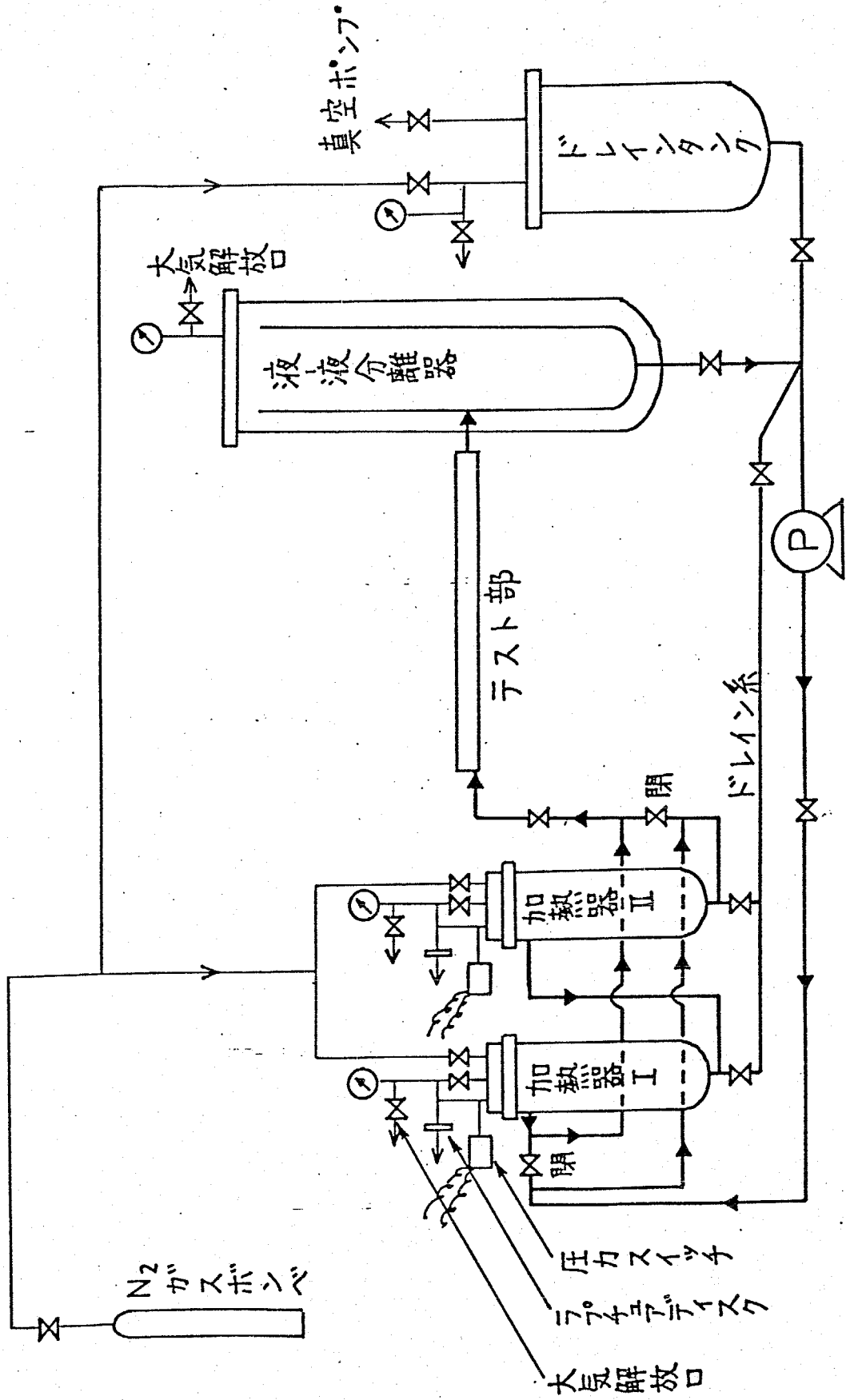


Fig.5-1 液体金属循環ループと圧力制御系

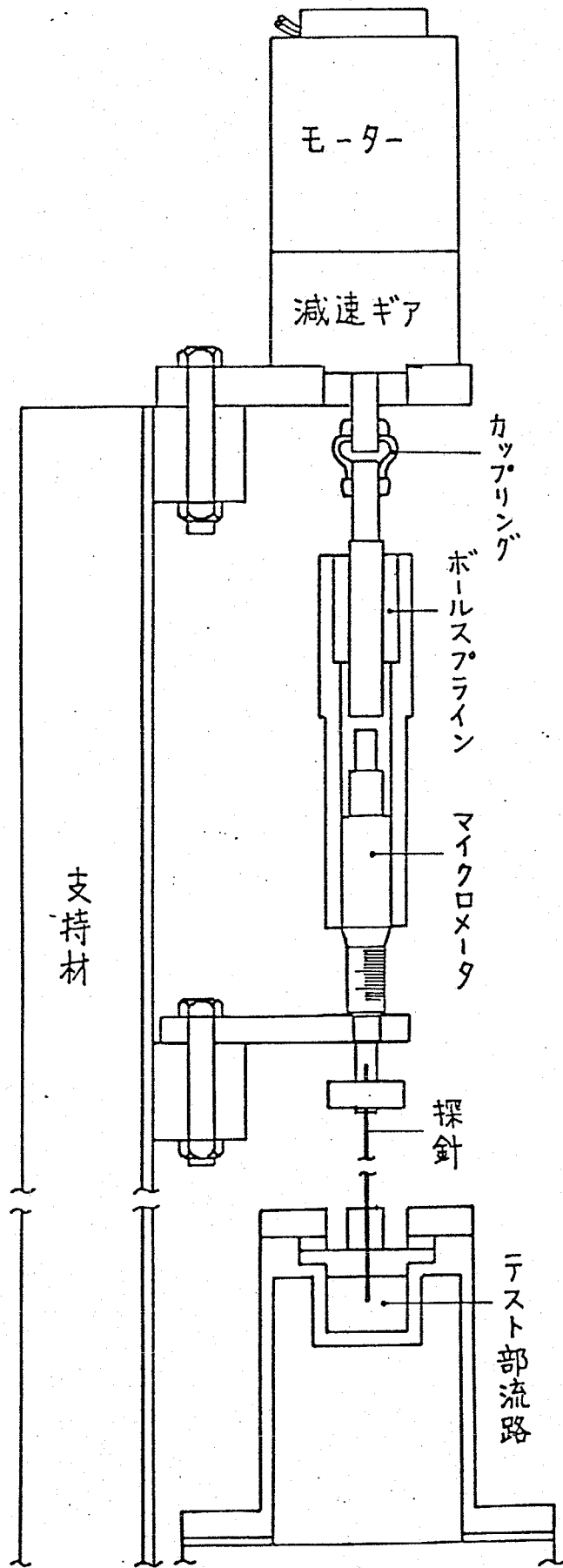
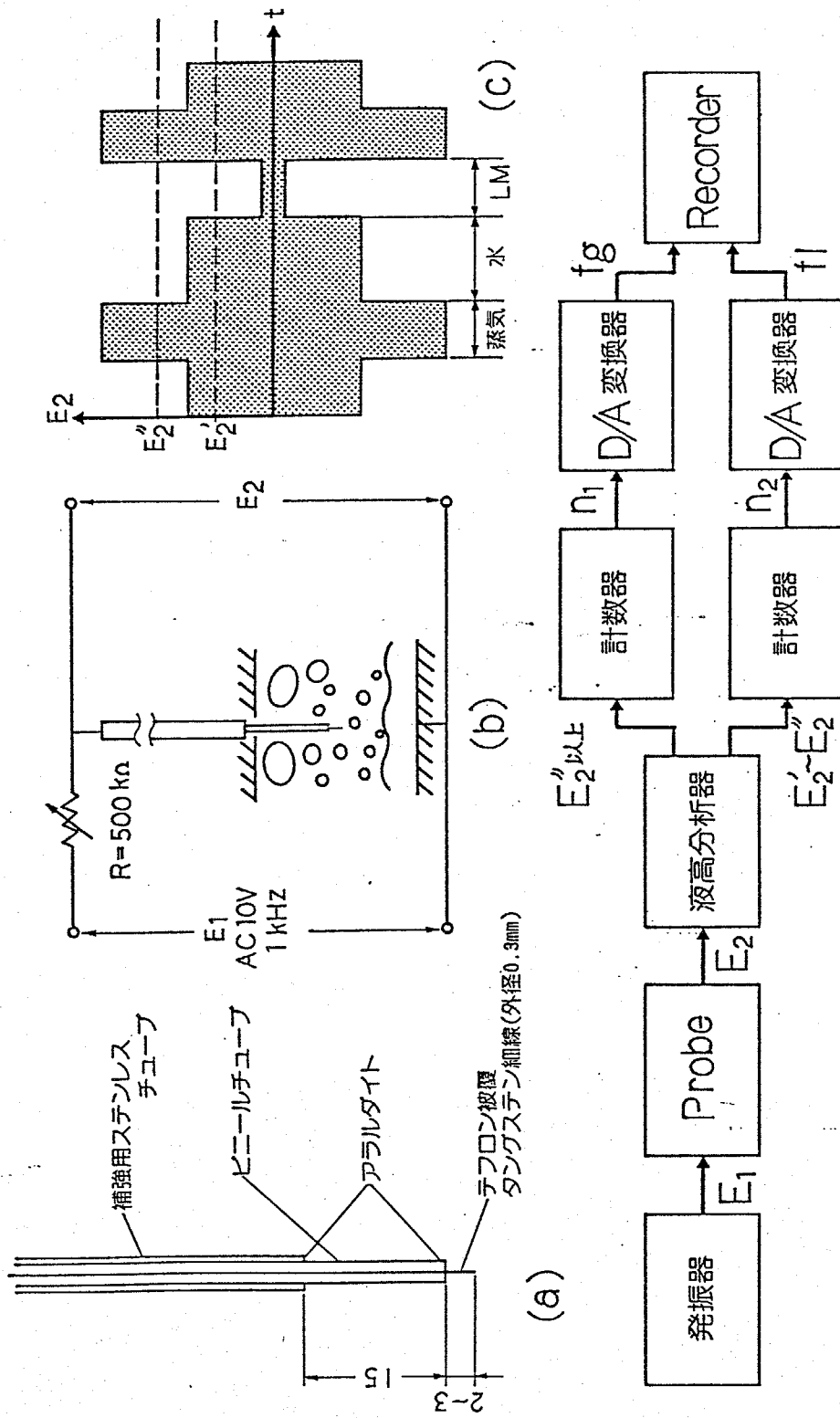


Fig.5-2 自動トラバース装置



(d)

Fig.5-3 探針形状と流体体積率測定系

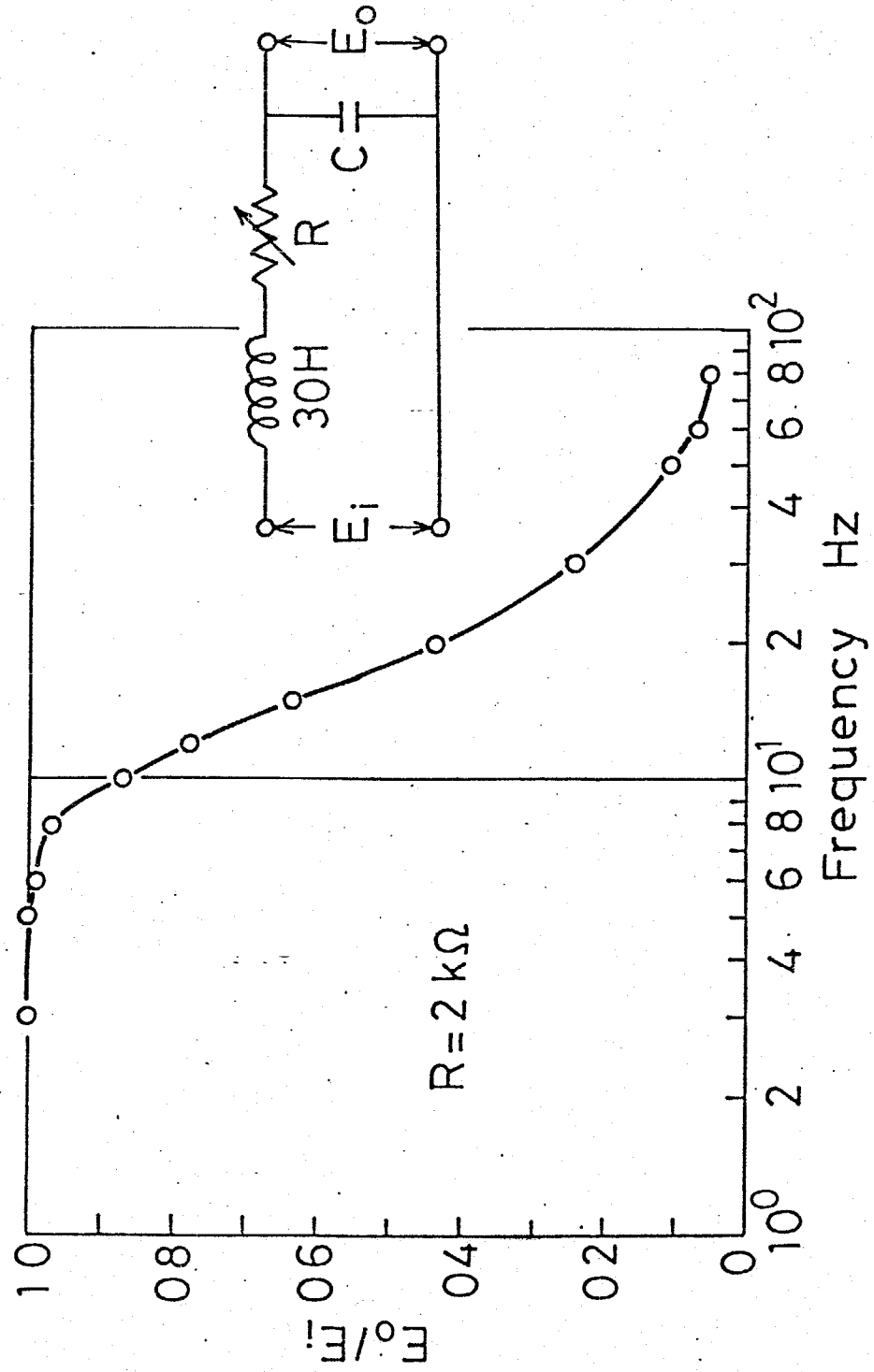


Fig.5-4 ローパスフィルターの周波数特性

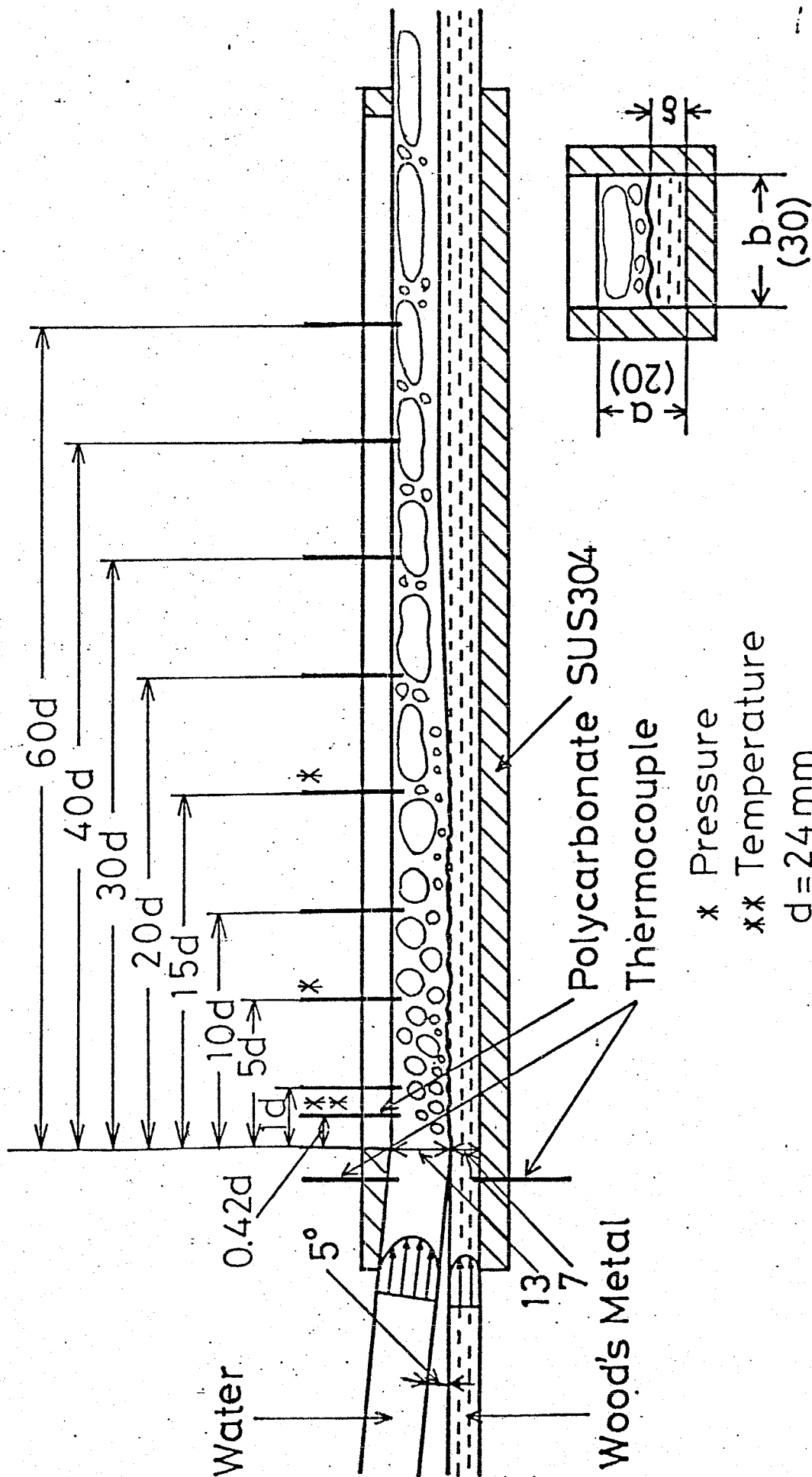


Fig.5-5 圧力、温度及び流体体積率の測定位置

Table5-1 実験条件

	Wood's Metal	水
入口温度	121~172 °C	99.8 °C
流量 Q	$1.05 \sim 2.1 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$	$1.95 \sim 5.85 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
入口平均速度 u_{in}	0.5~1.0 m/s	0.5~1.5 m/s
みかけの速度 u_0	0.18~0.35 m/s	0.33~0.98 m/s

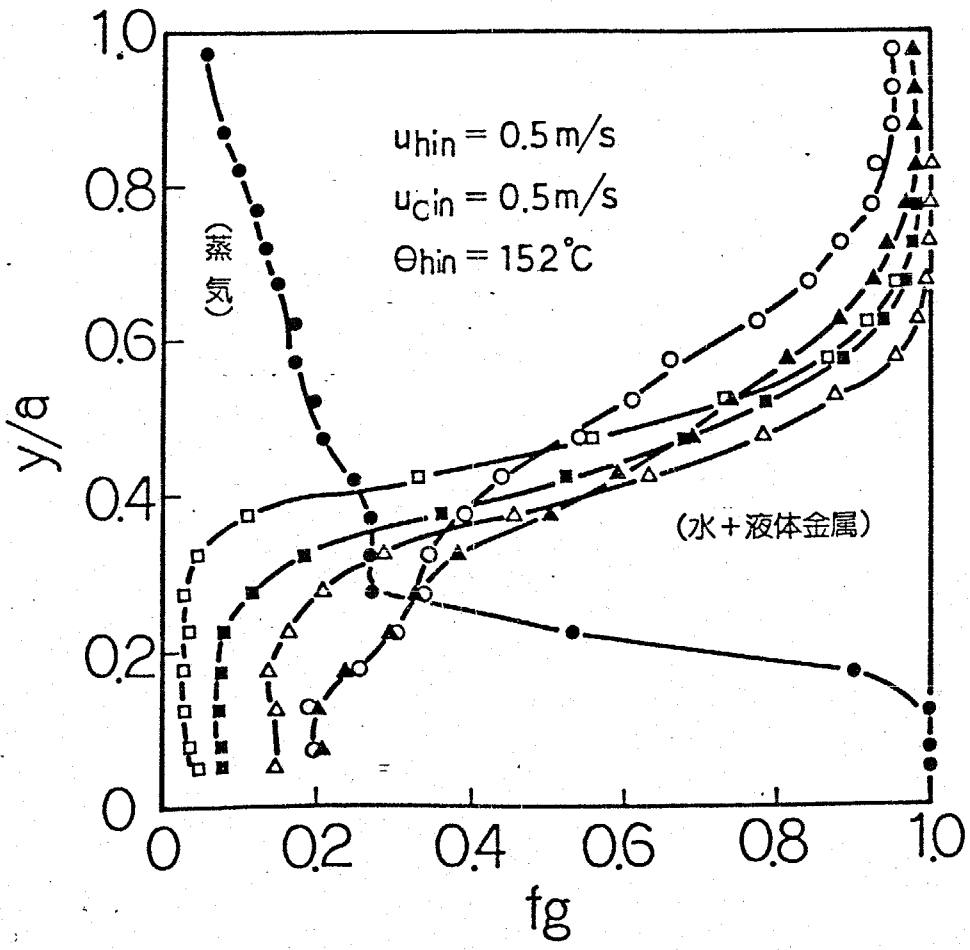
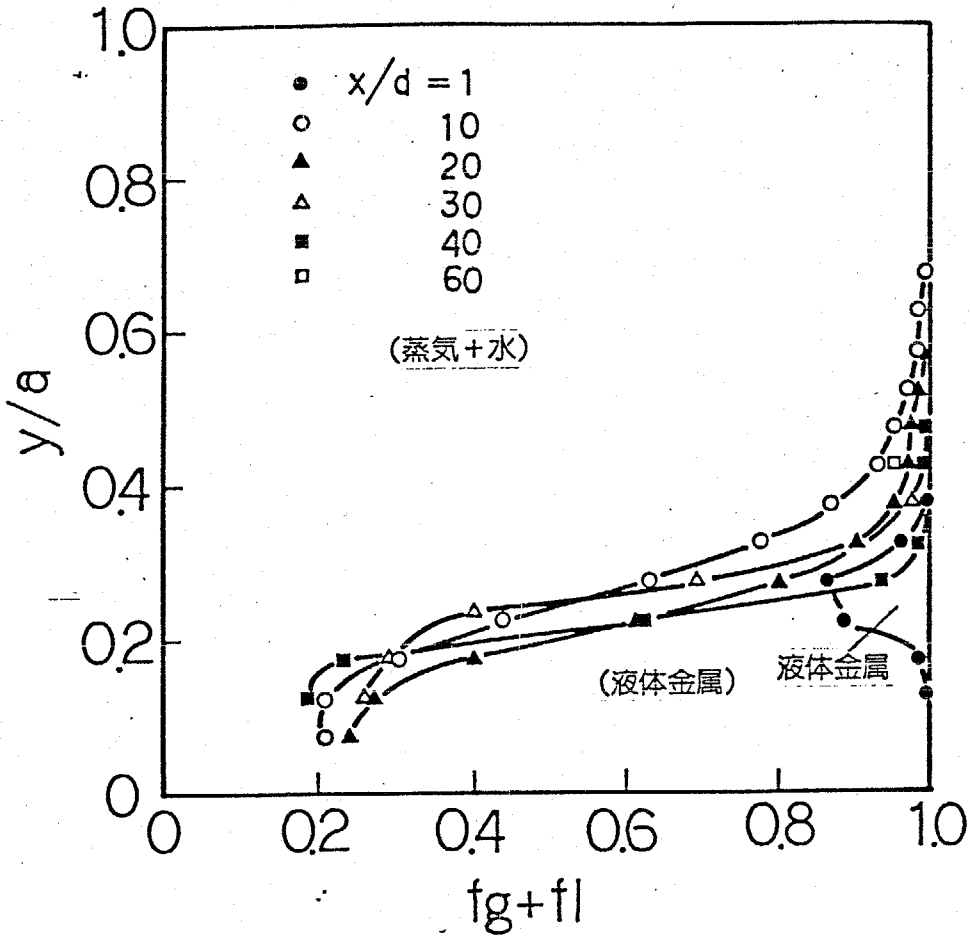
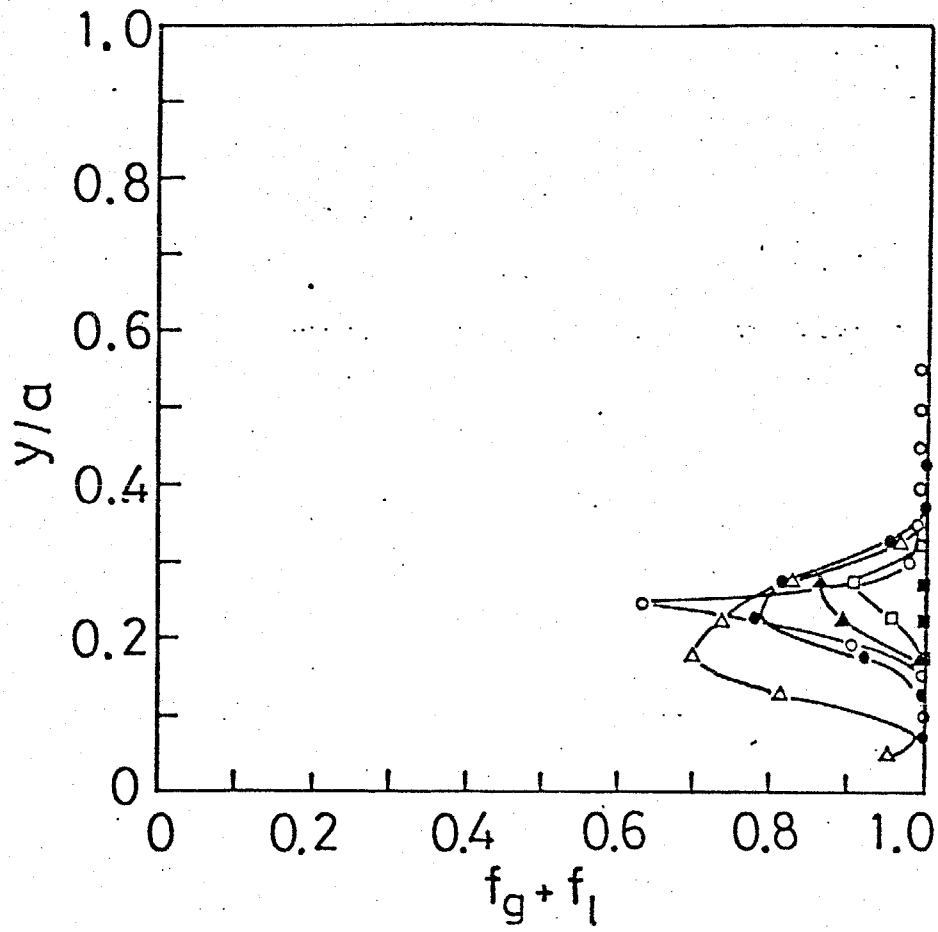


Fig.5-6 各流体の体積率分布



$x/d = 1$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 0.5 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 \bullet 131
 \triangle 142
 \blacktriangle 152
 \square 162
 \blacksquare 172

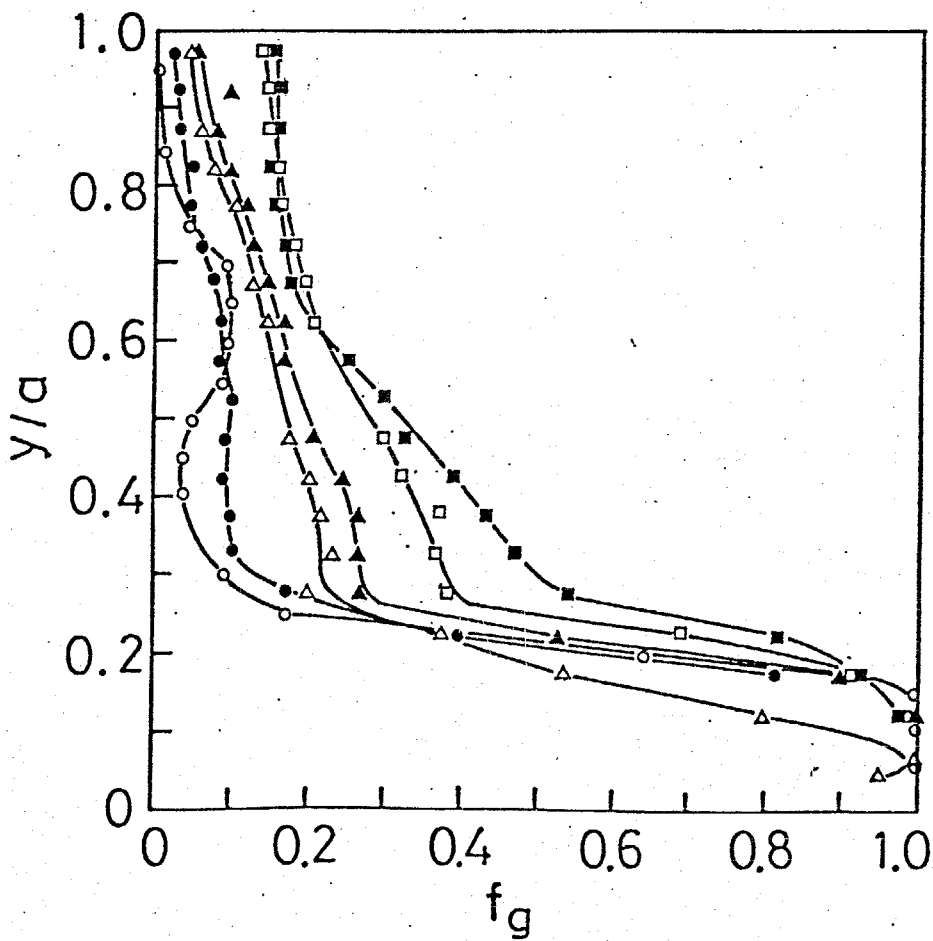
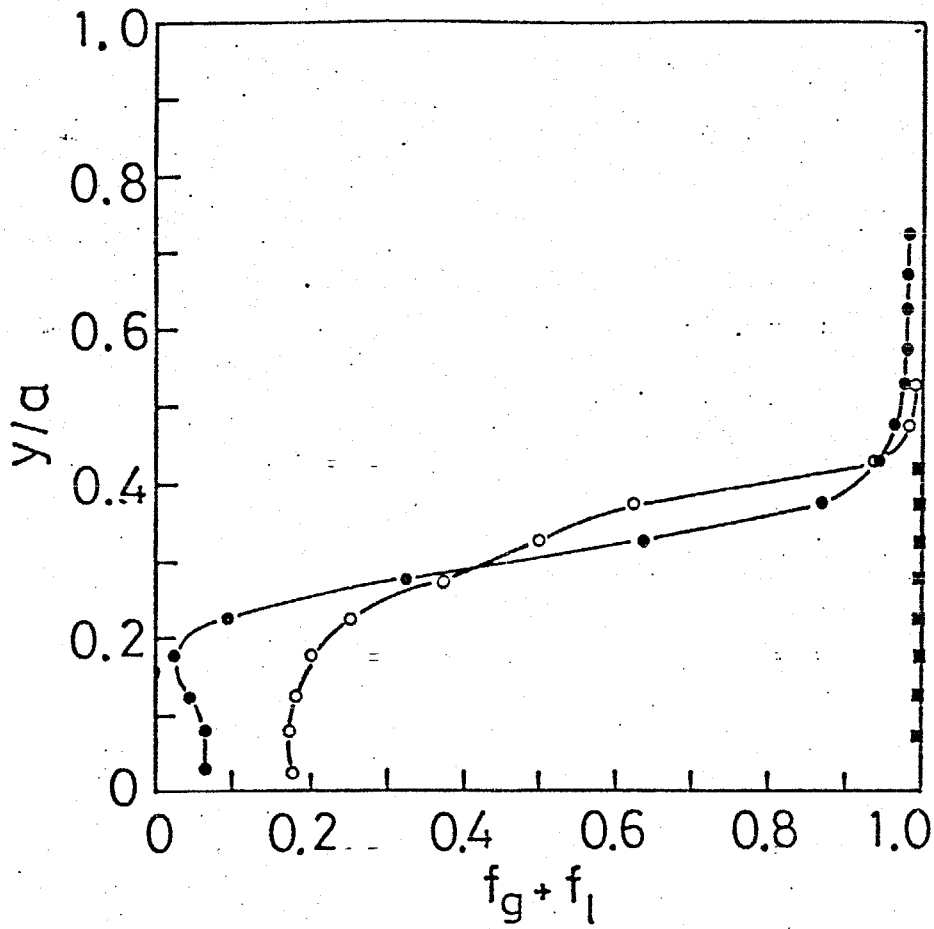


Fig.5-7 各流体の体積率分布



$x/d = 1$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 1.0 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 \bullet 132
 \triangle 142
 \blacktriangle 152
 \square 162
 \blacksquare 172

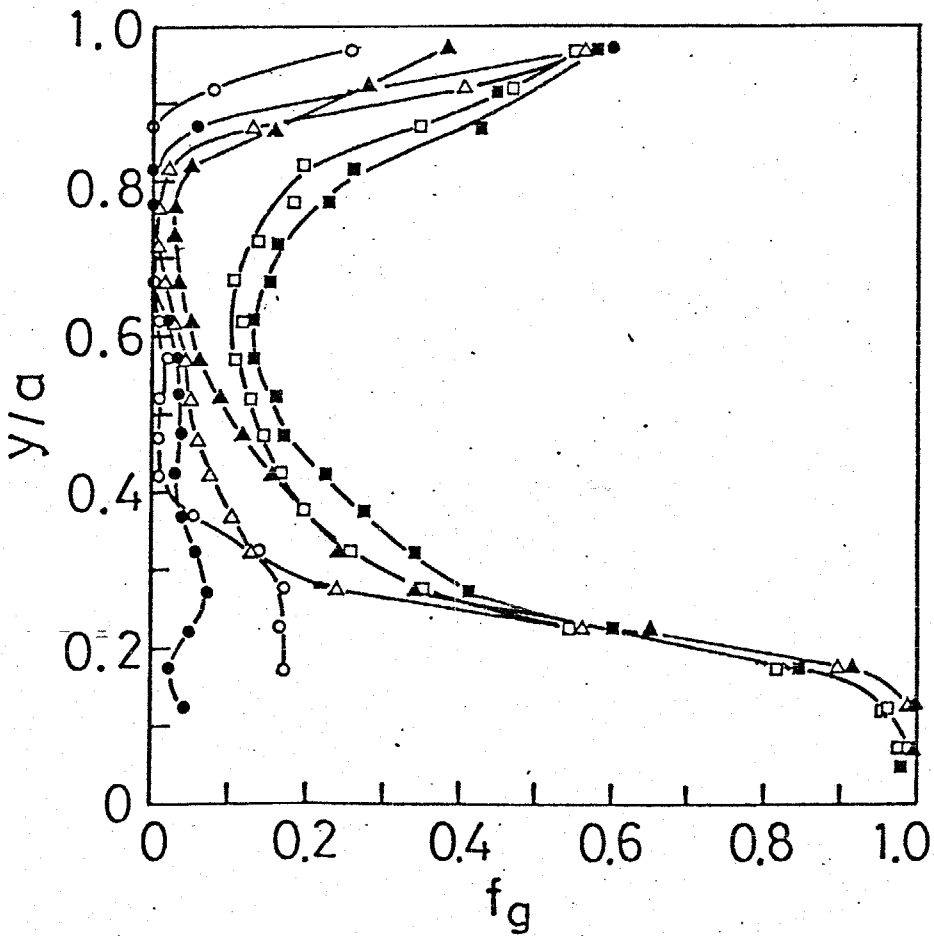
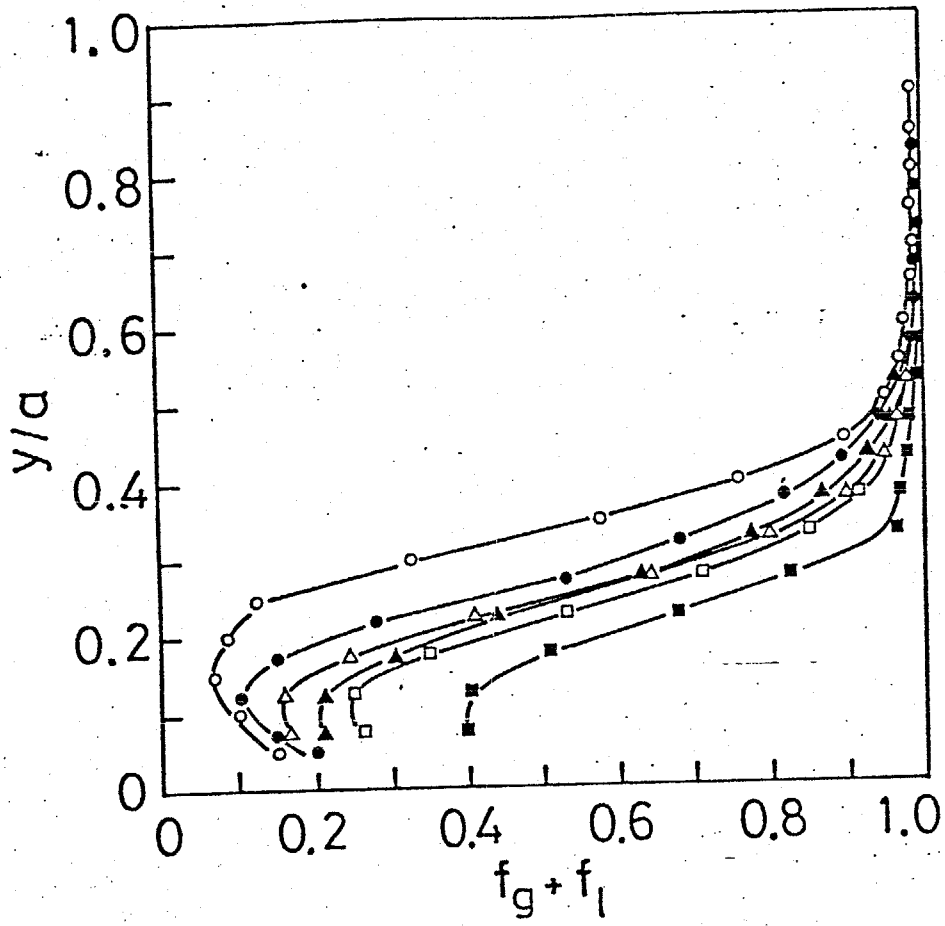


Fig.5-8 各流体の体積率分布



$x/d=10$
$u_{hin}=0.5\text{ m/s}$
$u_{cin}=0.5\text{ m/s}$
$\theta_{cin}=99.8^\circ\text{C}$
$\circ \theta_{hin}=121^\circ\text{C}$
$\bullet \quad 131$
$\triangle \quad 142$
$\blacktriangle \quad 152$
$\square \quad 162$
$\blacksquare \quad 172$

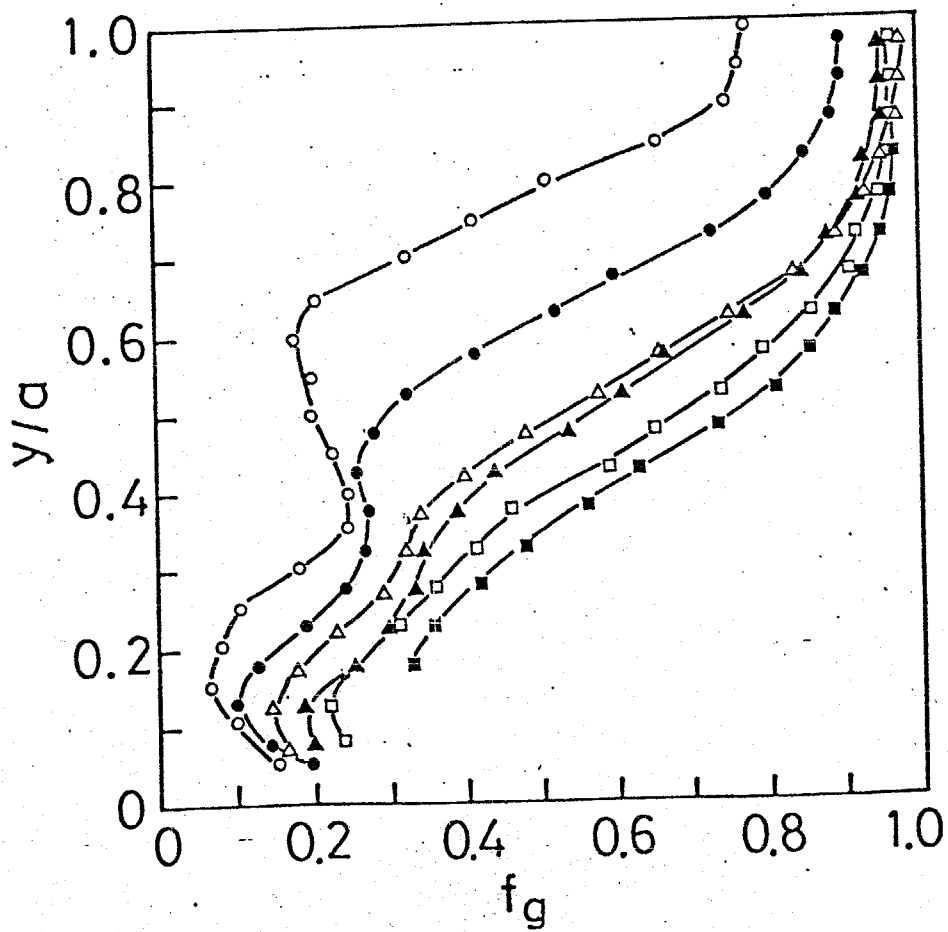
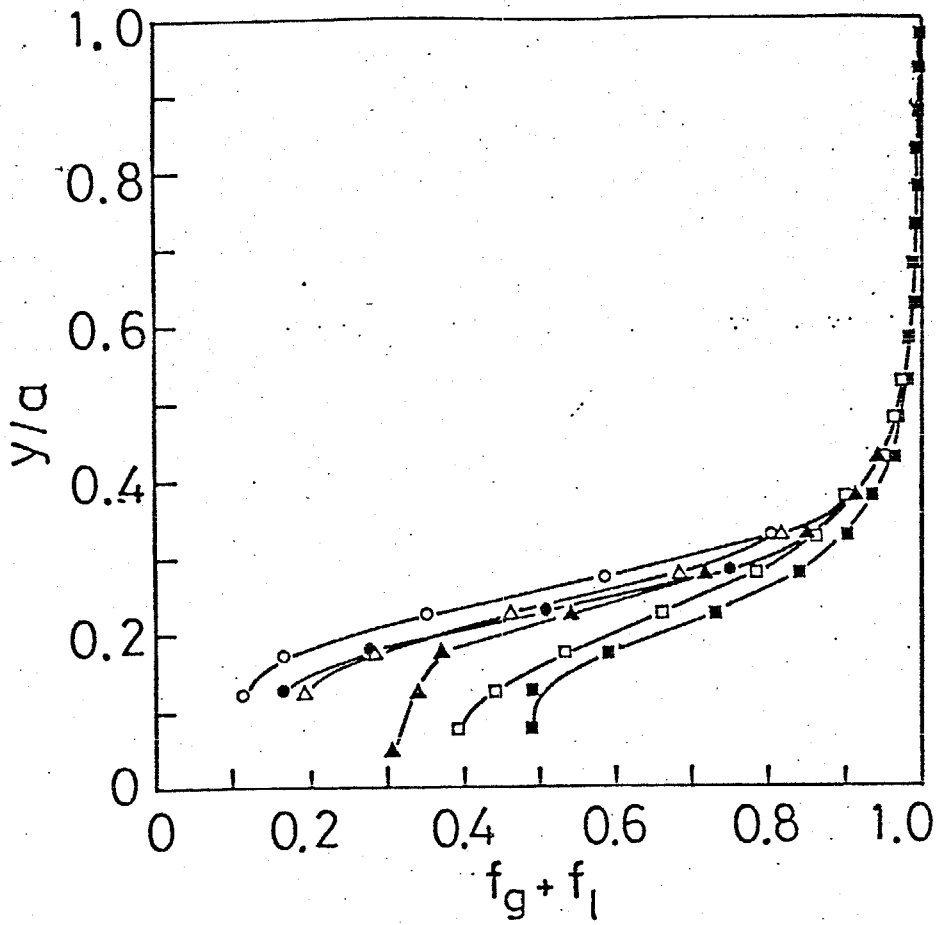


Fig.5-9 各流体の体積率分布



$x/d=10$
 $u_{hin}=0.5\text{m/s}$
 $u_{cin}=1.0\text{m/s}$

$\theta_{cin}=99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin}=121^\circ\text{C}$
 $\bullet \quad \quad 132$
 $\triangle \quad \quad 142$
 $\blacktriangle \quad 152$
 $\square \quad \quad 162$
 $\blacksquare \quad 172$

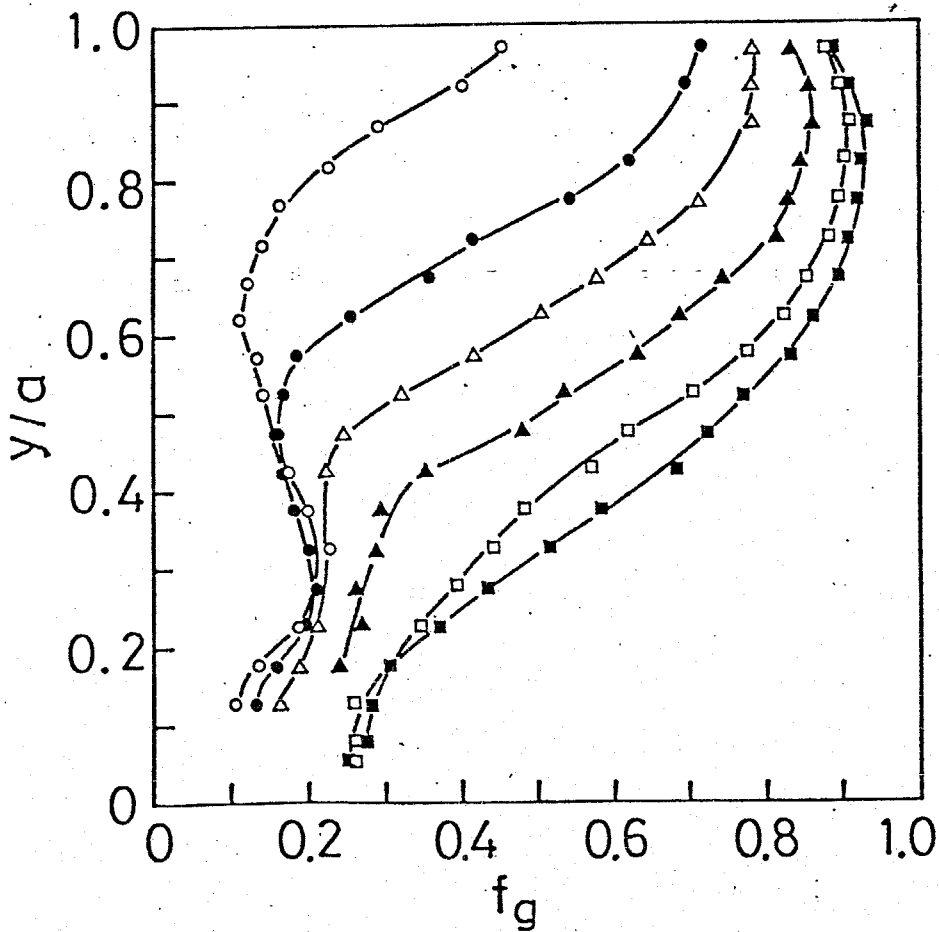
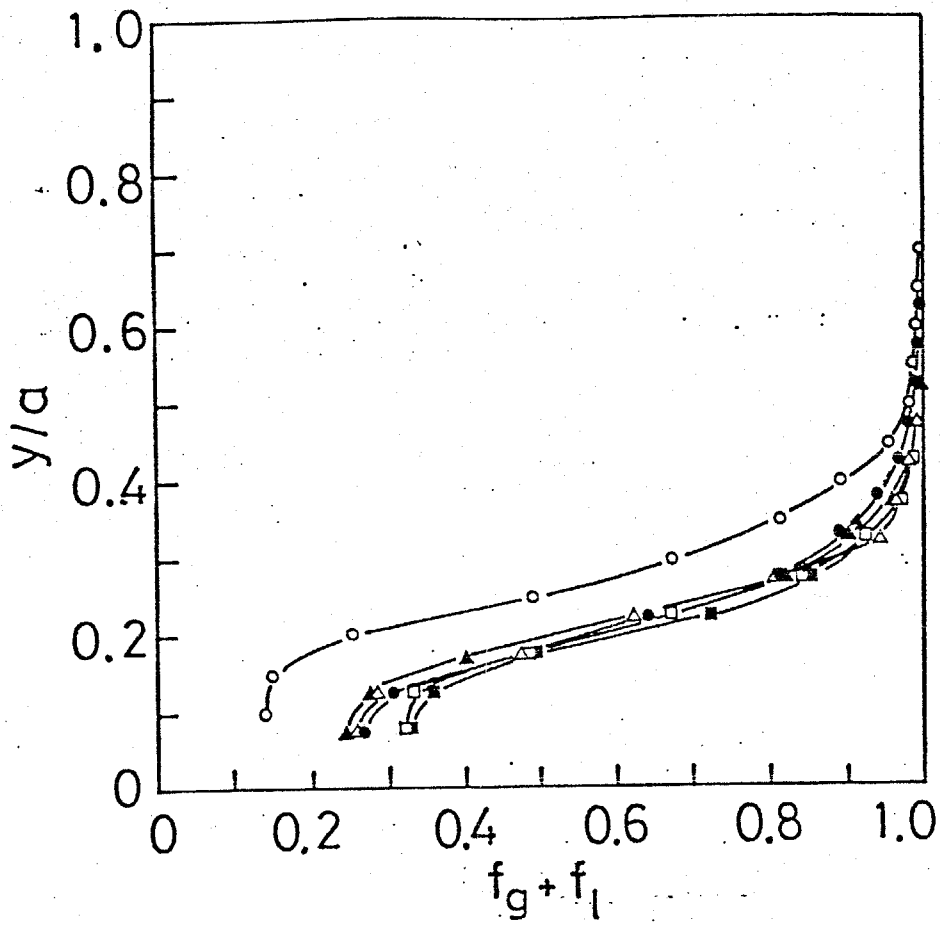


Fig.5-10 各流体の体積率分布



$x/d = 20$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 0.5 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet \quad 131$
 $\triangle \quad 142$
 $\blacktriangle \quad 152$
 $\square \quad 162$
 $\blacksquare \quad 172$

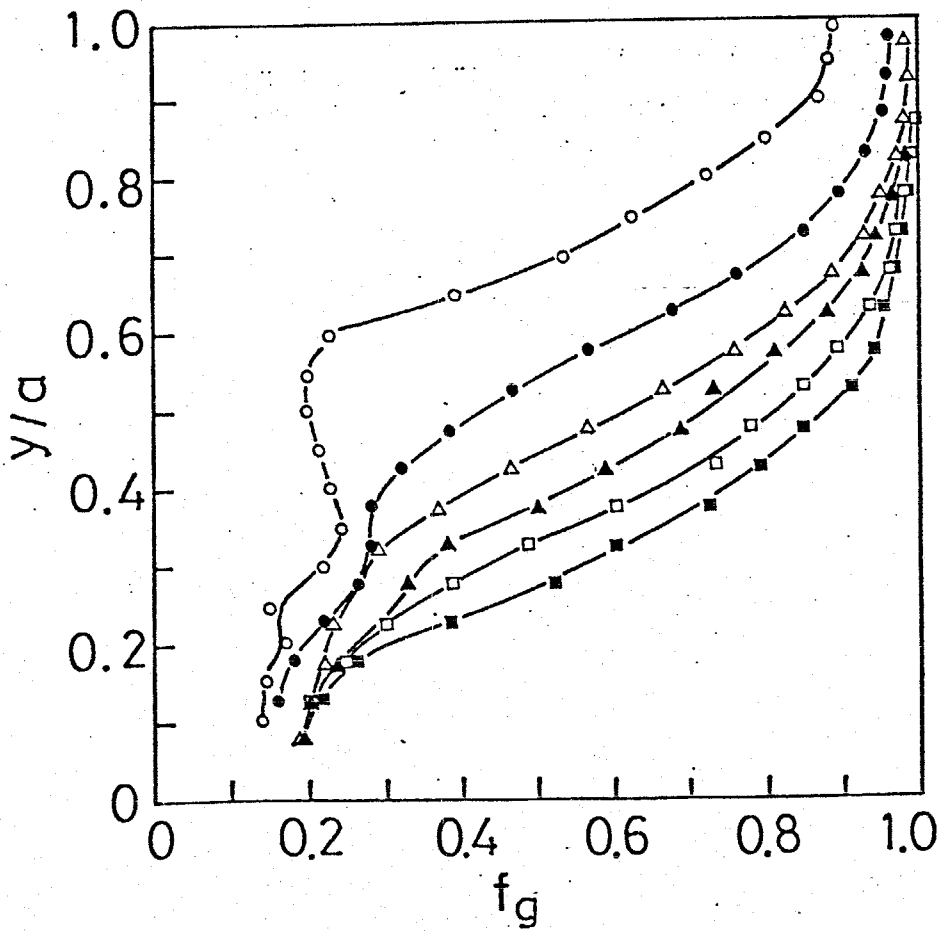
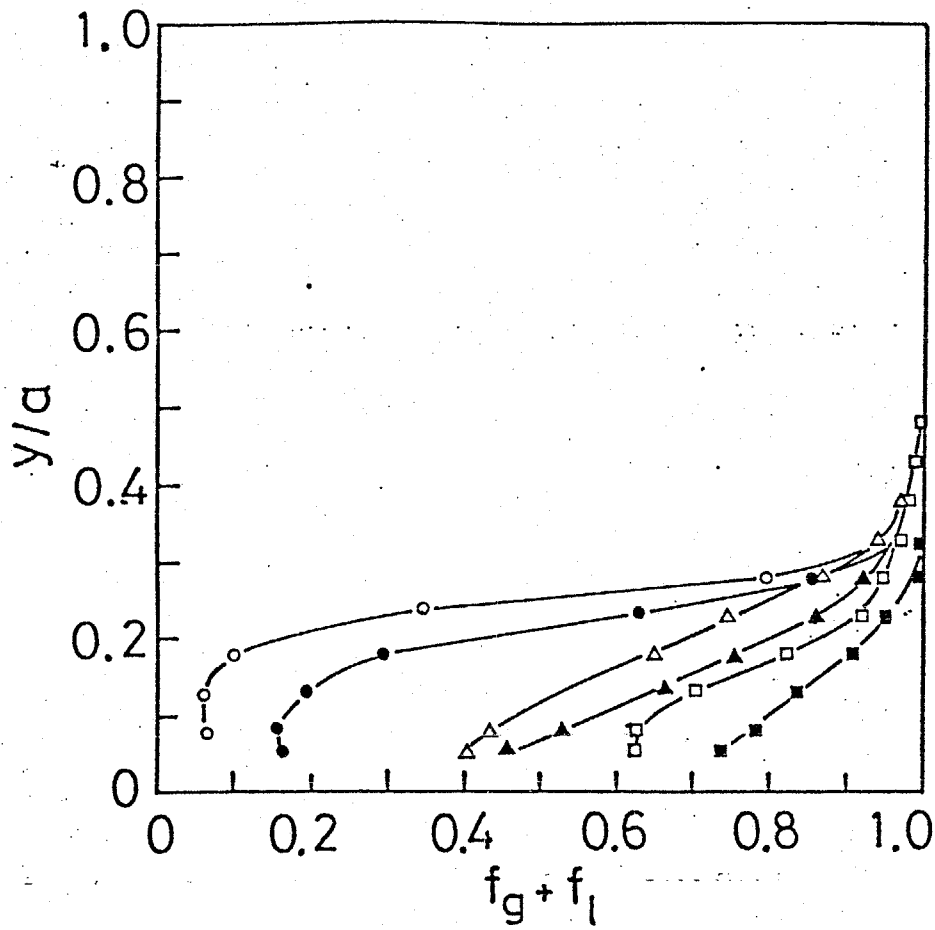


Fig.5-11 各流体の体積率分布



$x/d = 20$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 1.0 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet \quad 132$
 $\triangle \quad 142$
 $\blacktriangle \quad 152$
 $\square \quad 162$
 $\blacksquare \quad 172$

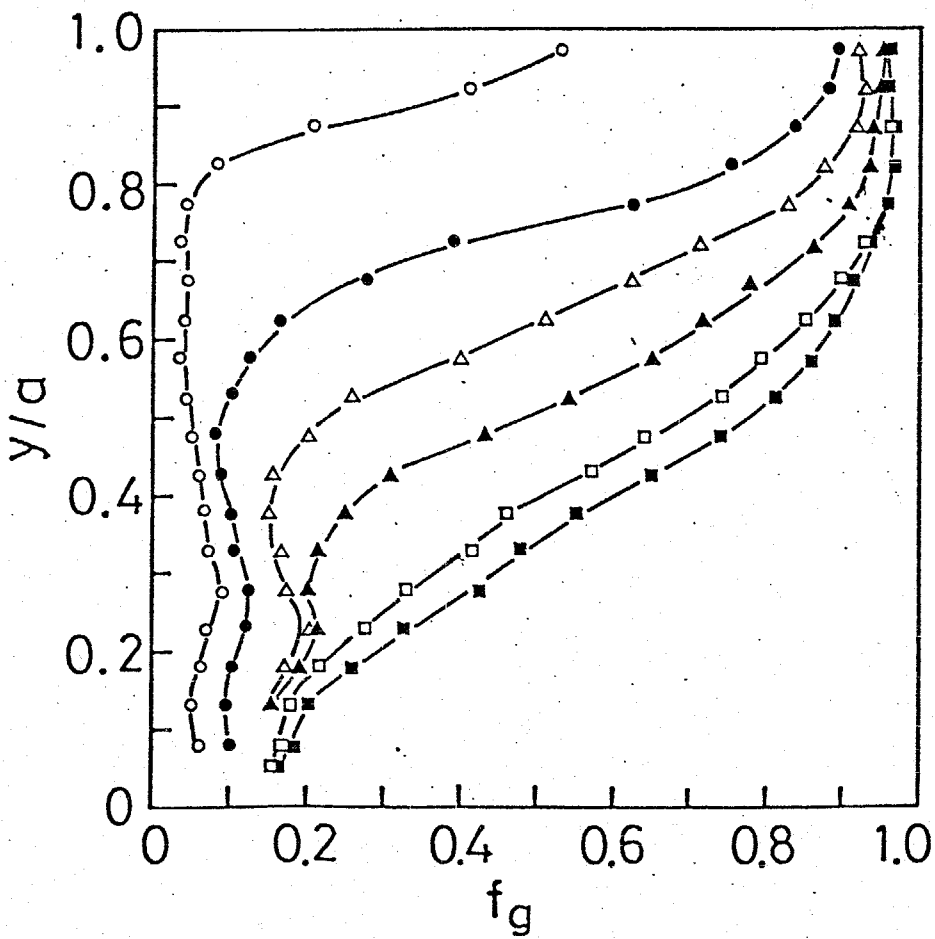
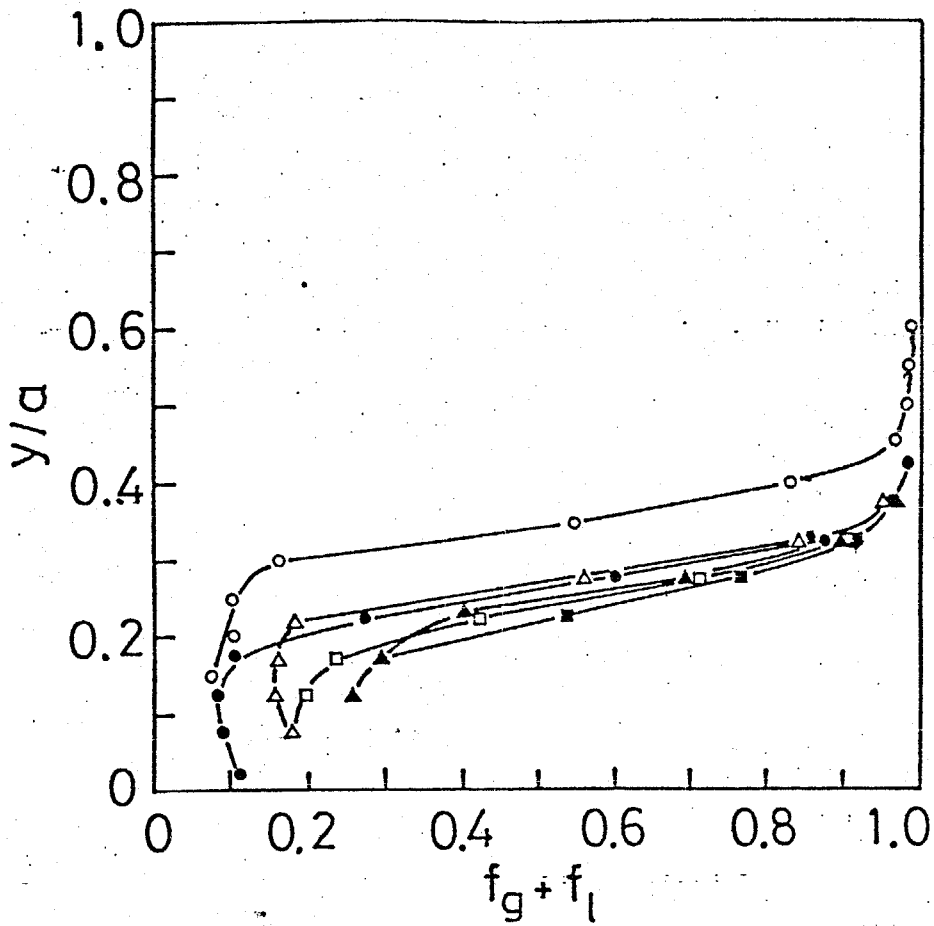


Fig.5-12 各流体の体積率分布



$x/d = 30$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 0.5 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet 131$
 $\triangle 142$
 $\blacktriangle 152$
 $\square 162$
 $\blacksquare 172$

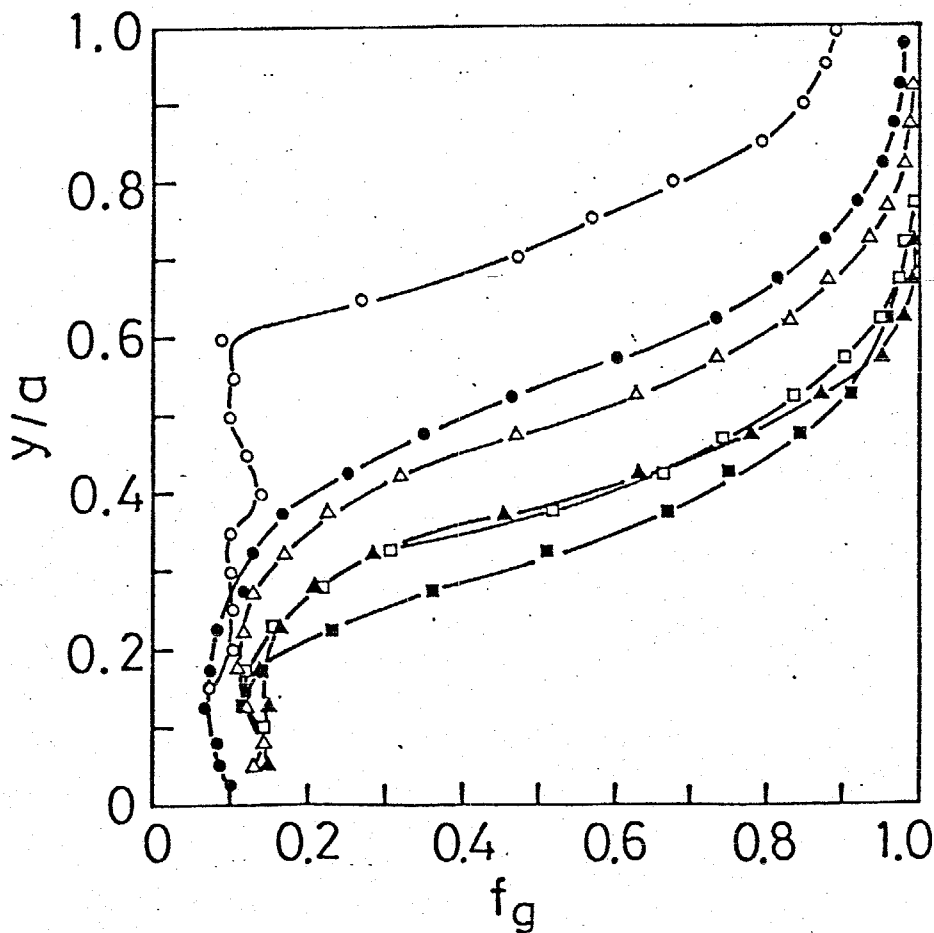
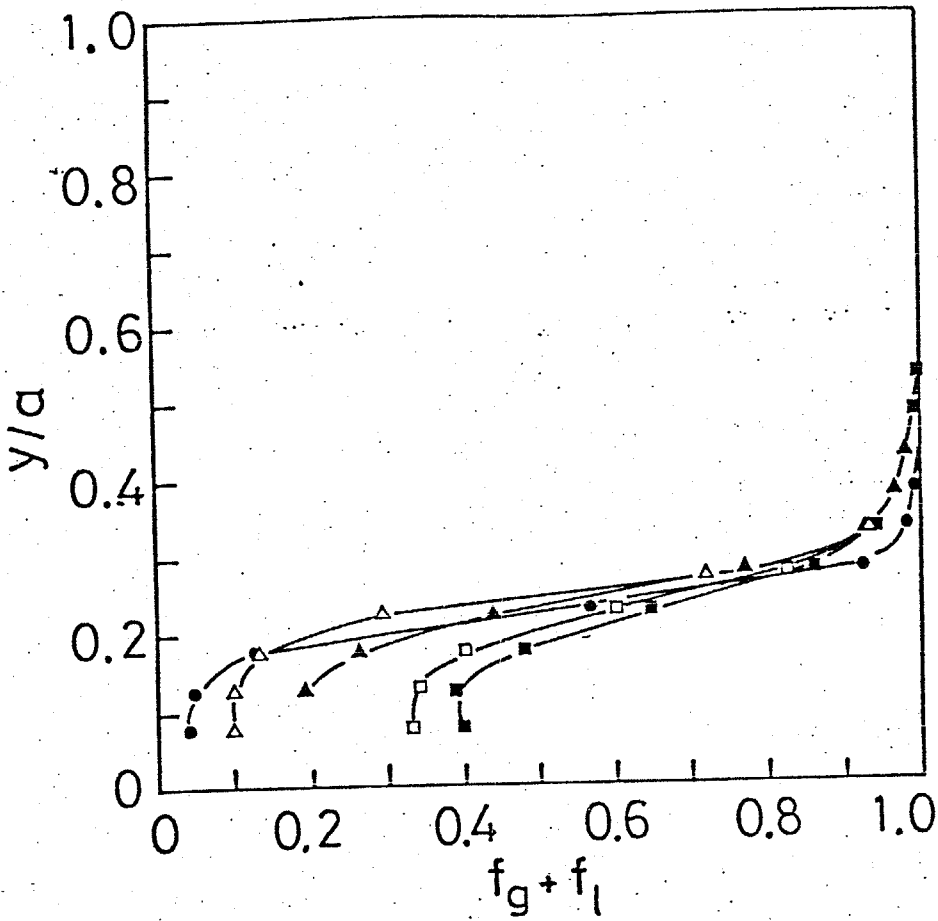


Fig. 5-13 各流体の体積率分布



$x/d = 30$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 1.0 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet \quad 132$
 $\triangle \quad 142$
 $\blacktriangle \quad 152$
 $\square \quad 162$
 $\blacksquare \quad 172$

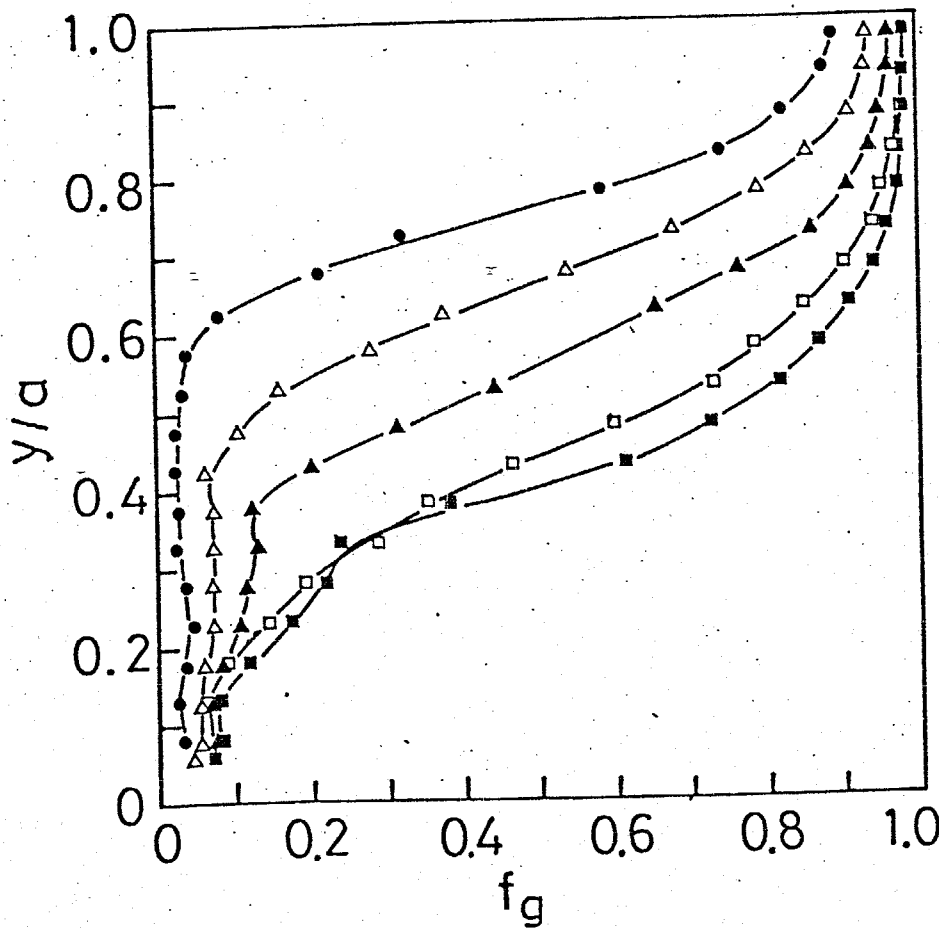


Fig.5-14 各流体の体積率分布

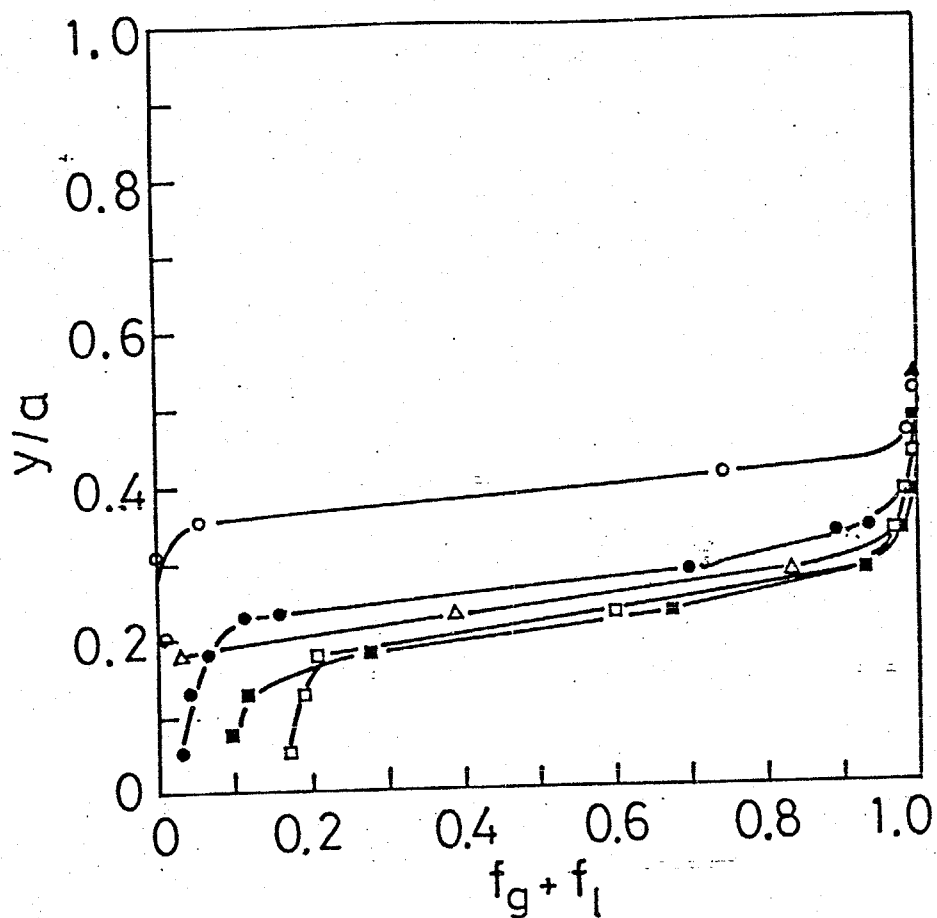
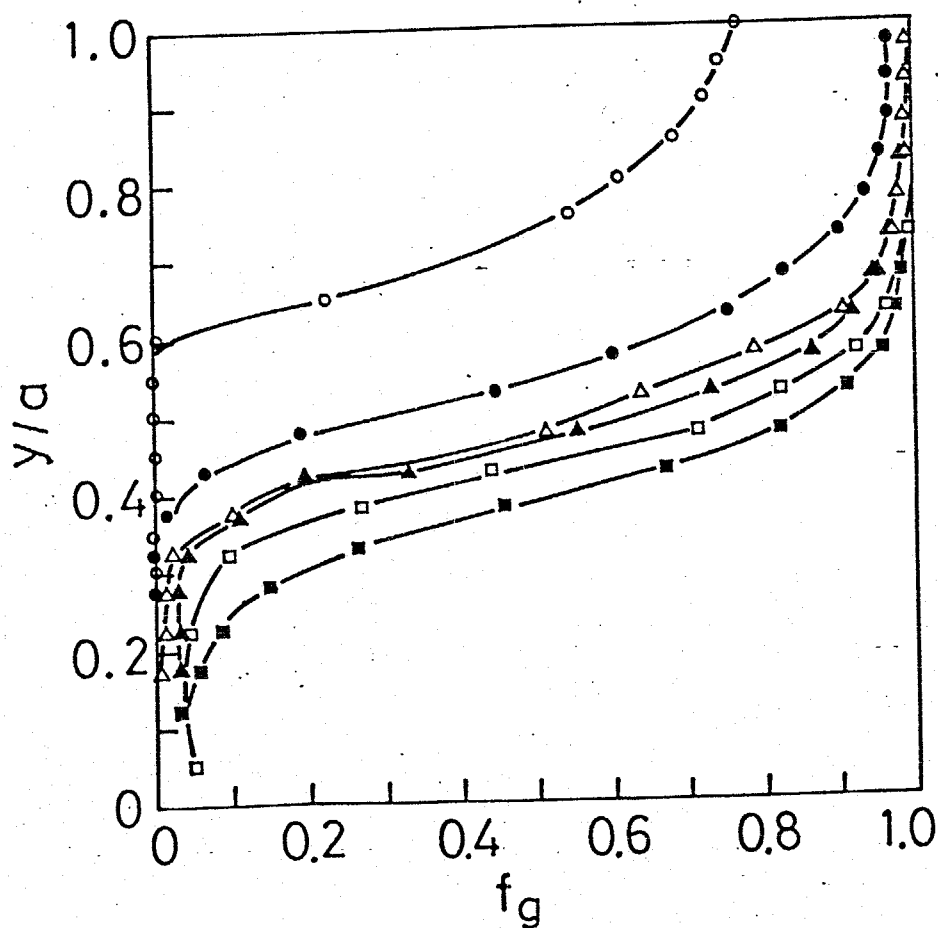
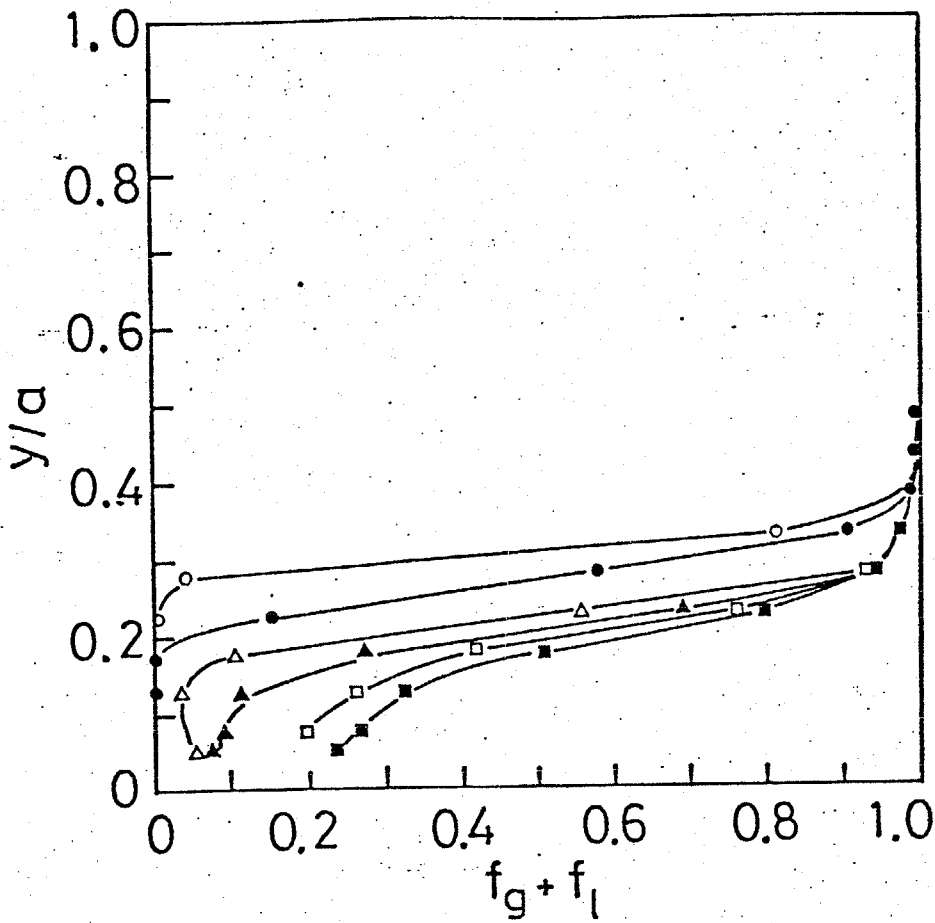

 $\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet 131$
 $\triangle 142$
 $\blacktriangle 152$
 $\square 162$
 $\blacksquare 172$


Fig.5-15 各流体の体積率分布



$x/d = 60$
 $u_{hin} = 0.5 \text{ m/s}$
 $u_{cin} = 1.0 \text{ m/s}$

$\theta_{cin} = 99.8^\circ\text{C}$
 $\circ \theta_{hin} = 121^\circ\text{C}$
 $\bullet \quad 132$
 $\triangle \quad 142$
 $\blacktriangle \quad 152$
 $\square \quad 162$
 $\blacksquare \quad 172$

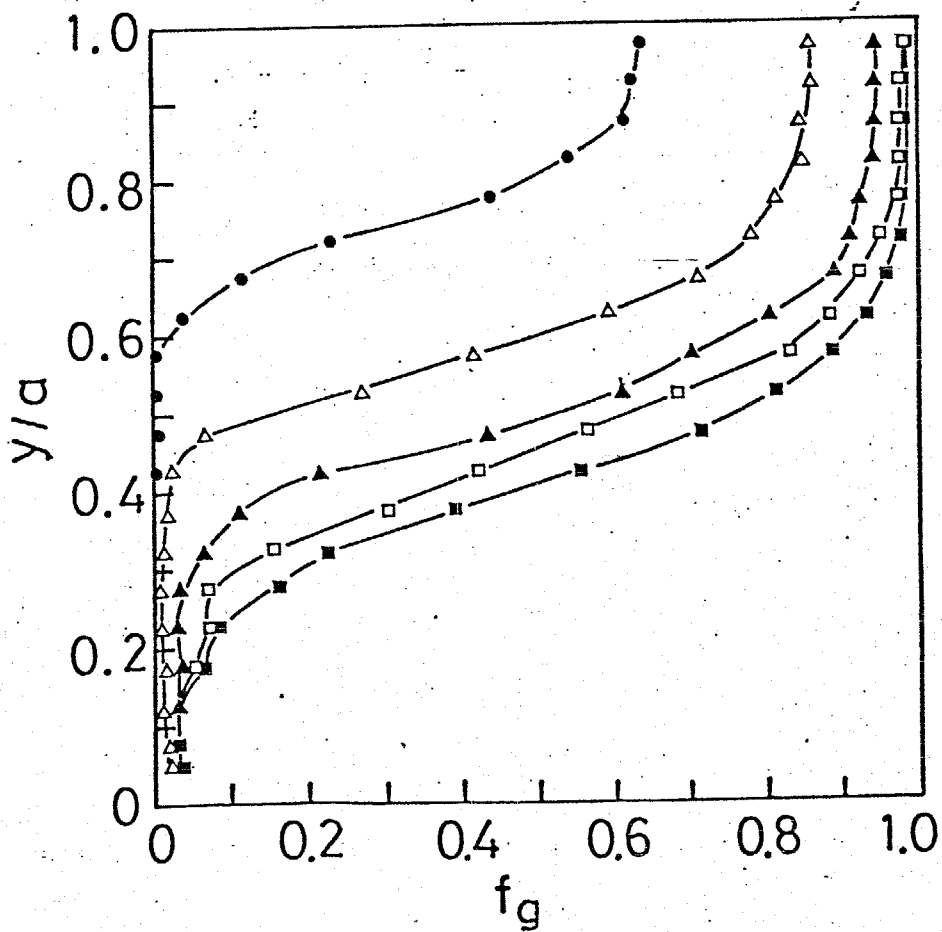


Fig.5-16 各流体の体積率分布

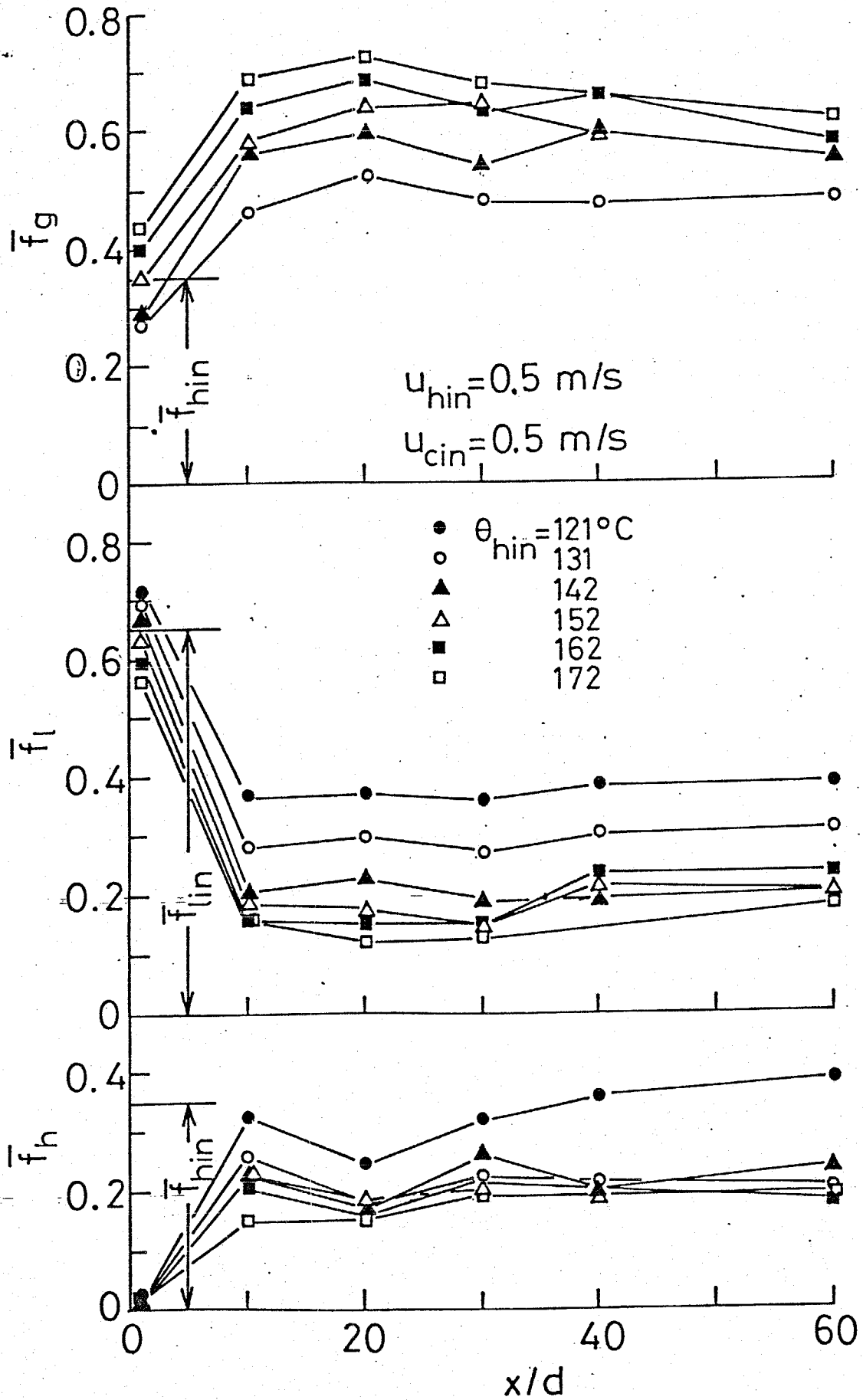


Fig 5-17 各流体の平均体積率の変化

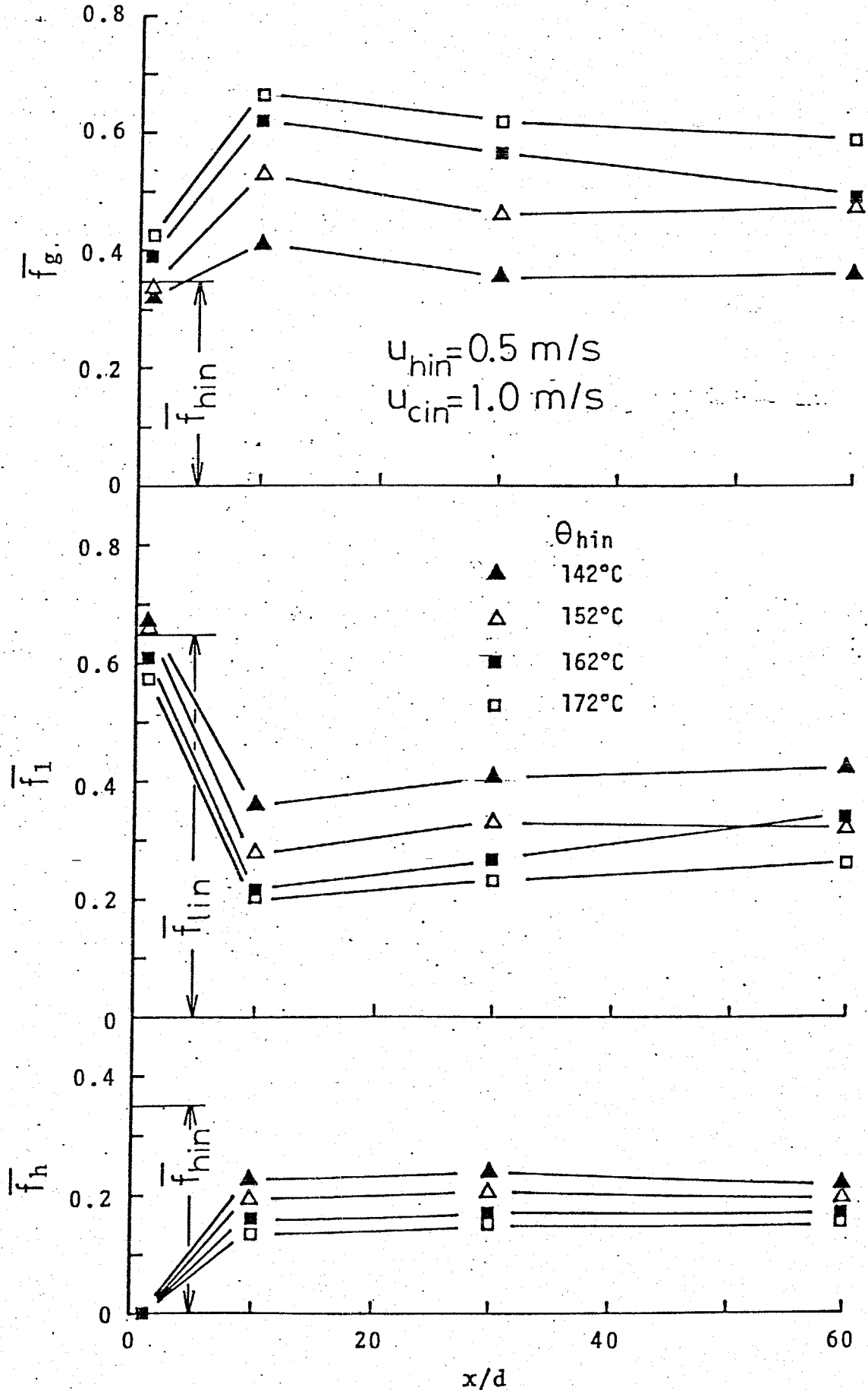


Fig.5-18 各流体の平均体積率の変化

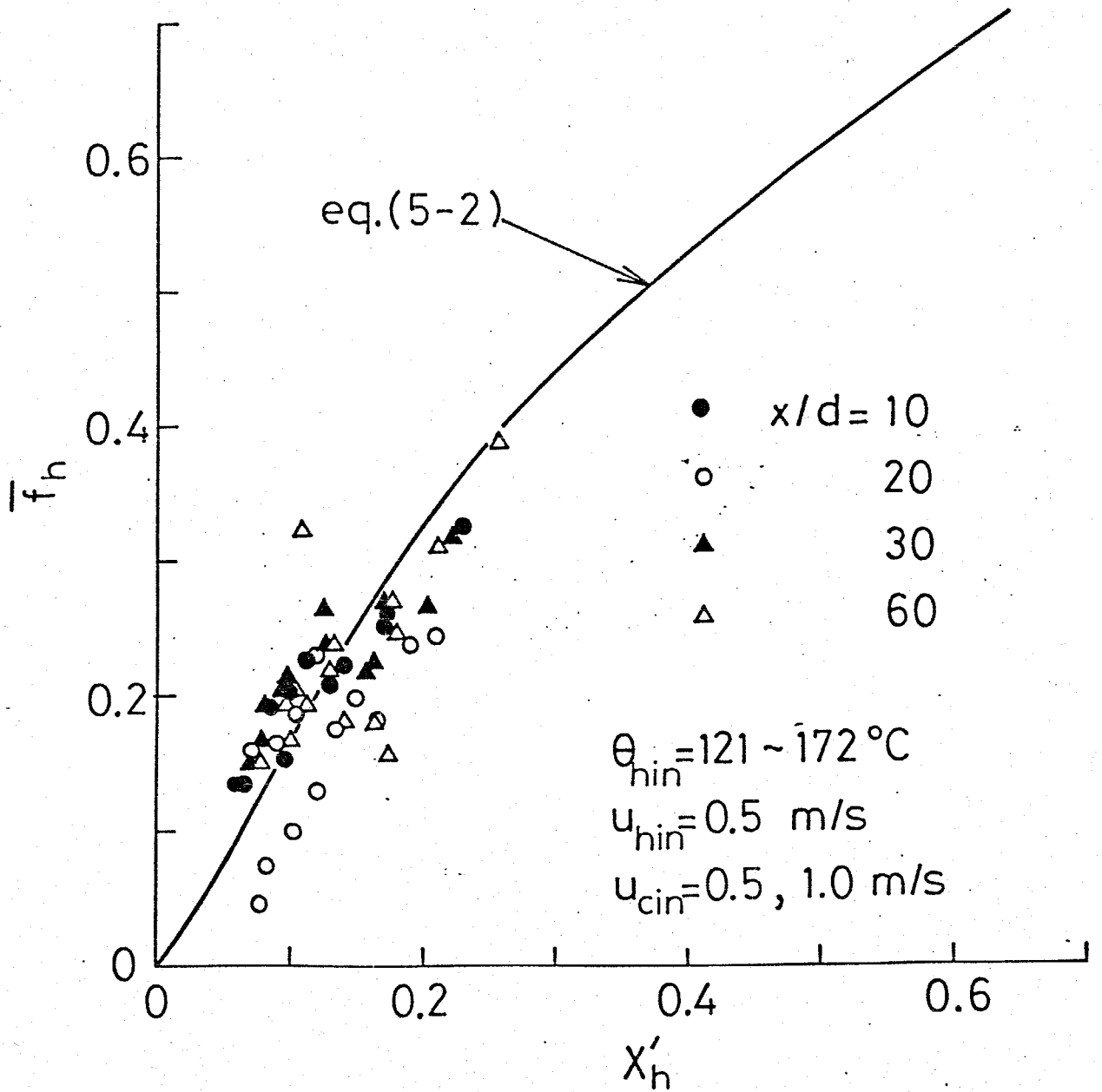


Fig.5-19 液体金属平均体積率の整理

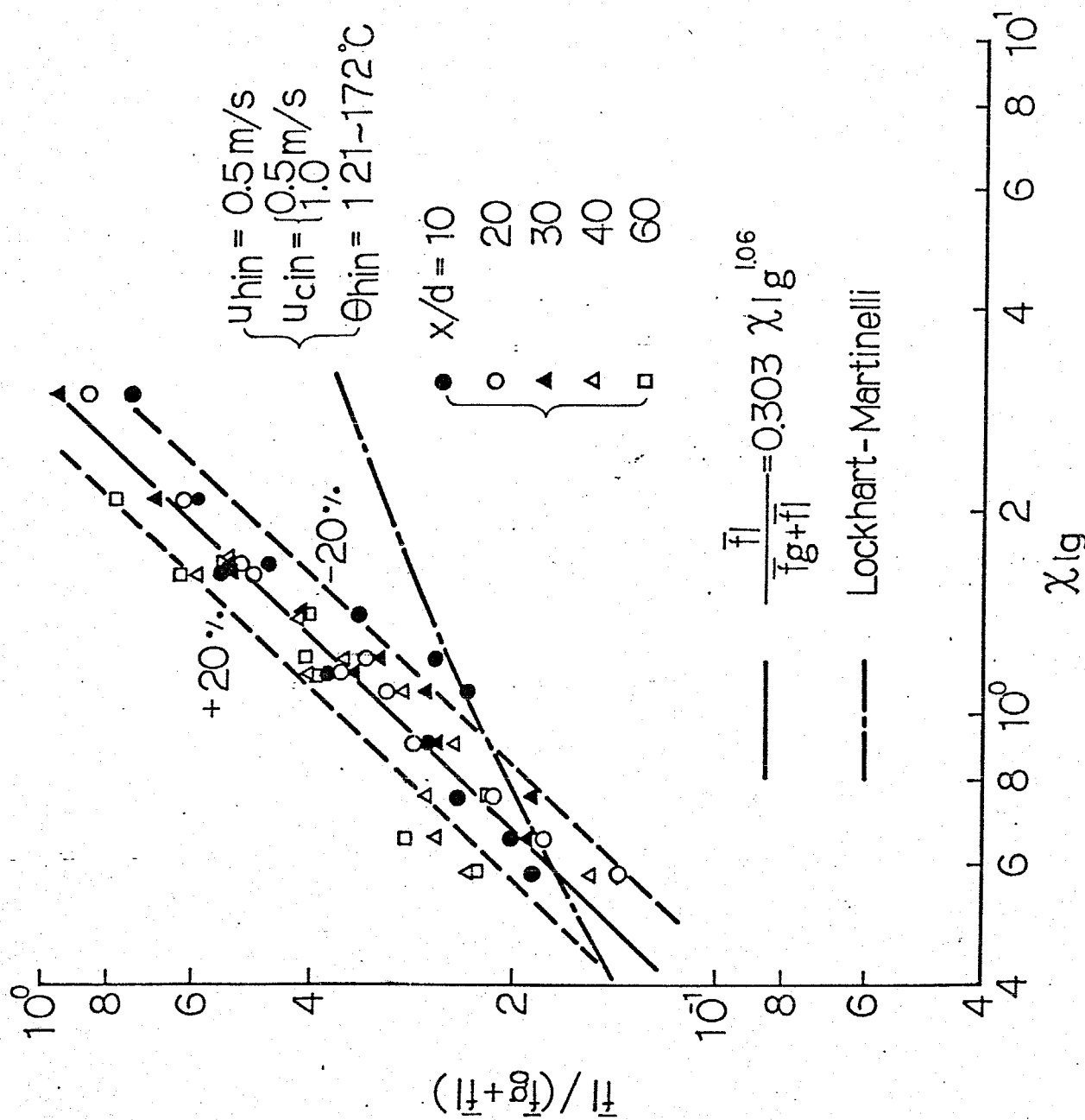


Fig.5-20 水側ホルドアップの整理

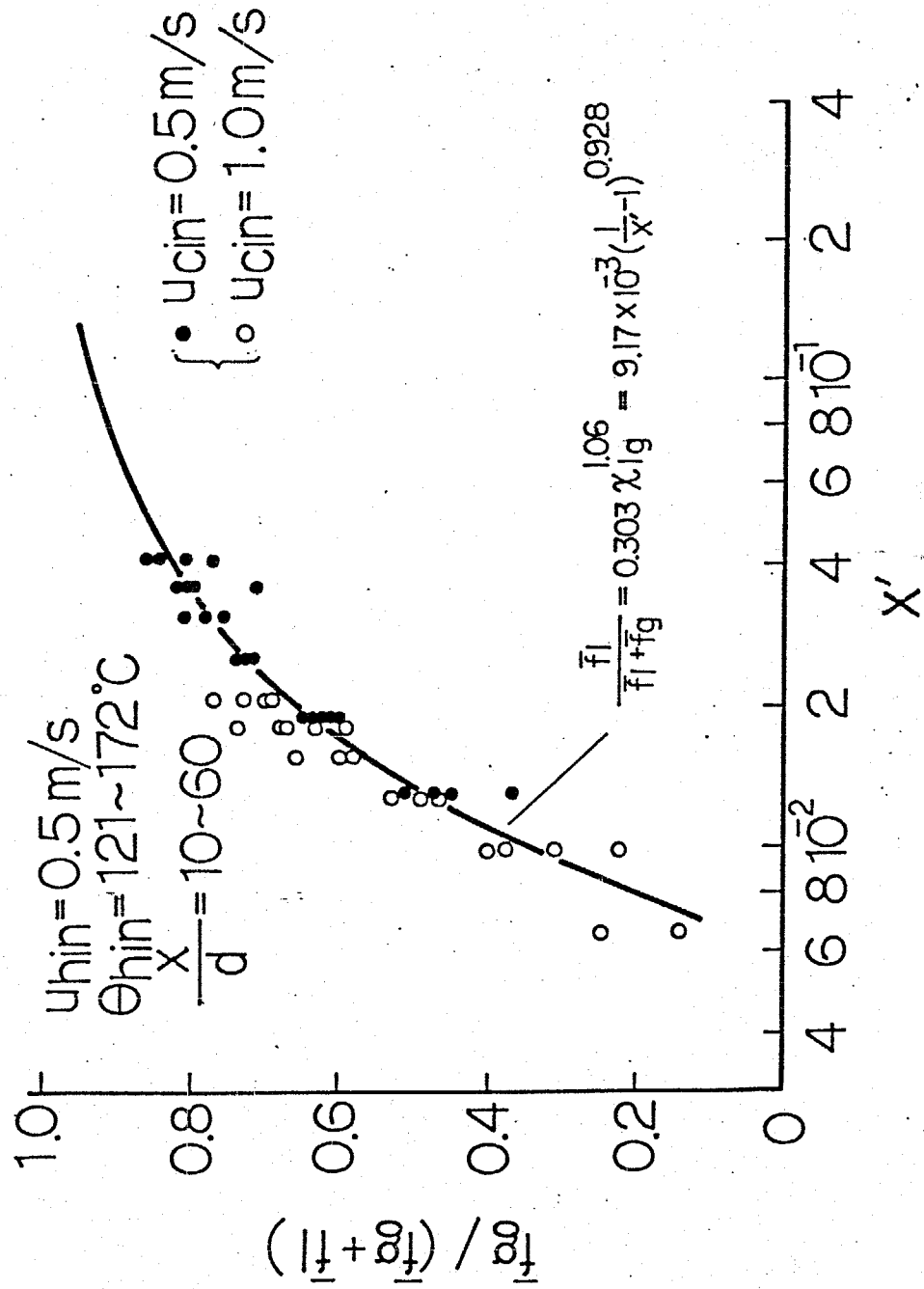


Fig.5-21 水側ボイド率とクオリティの関係

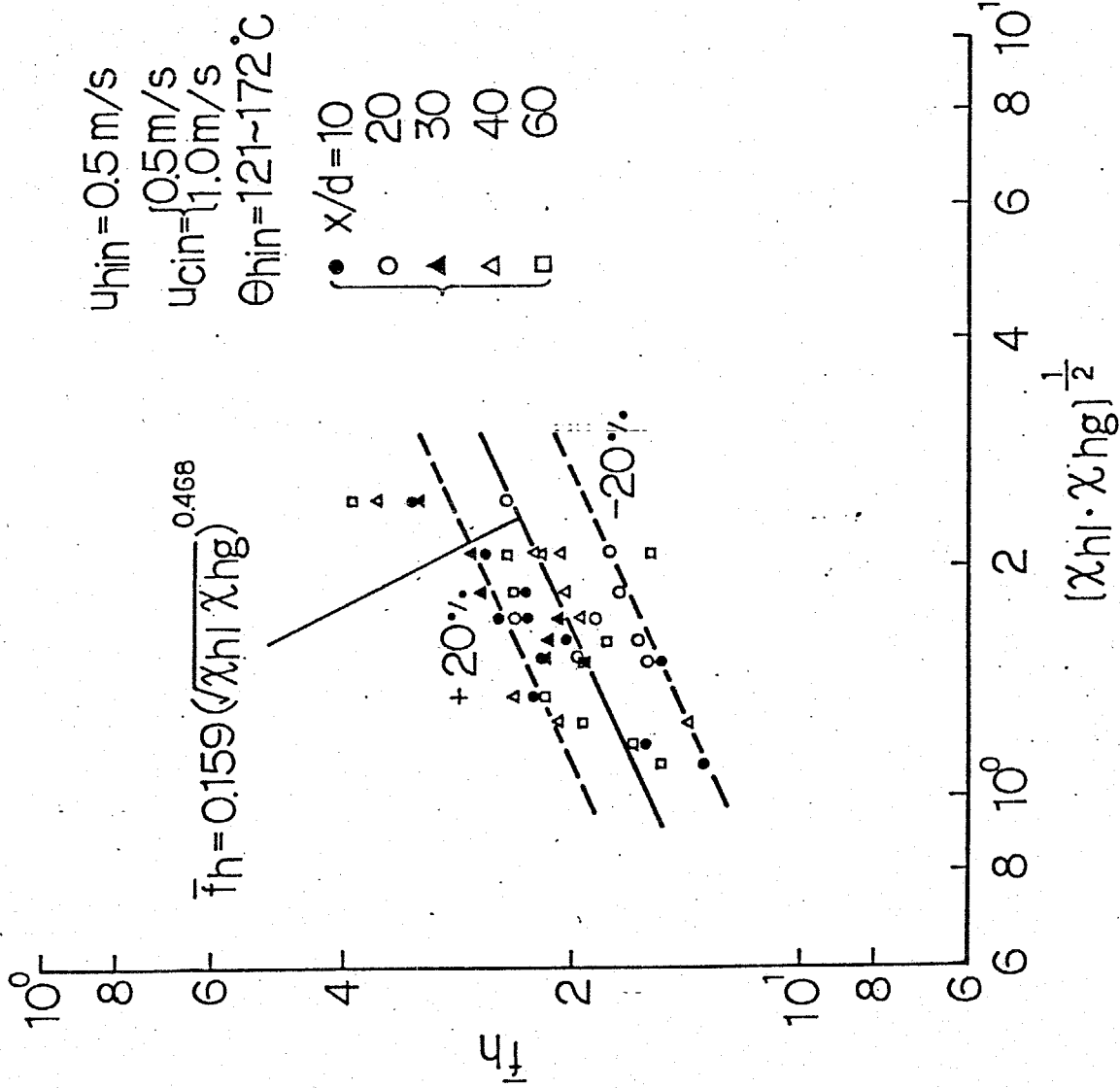


Fig.5-22 液体金屬平均体積率の整理

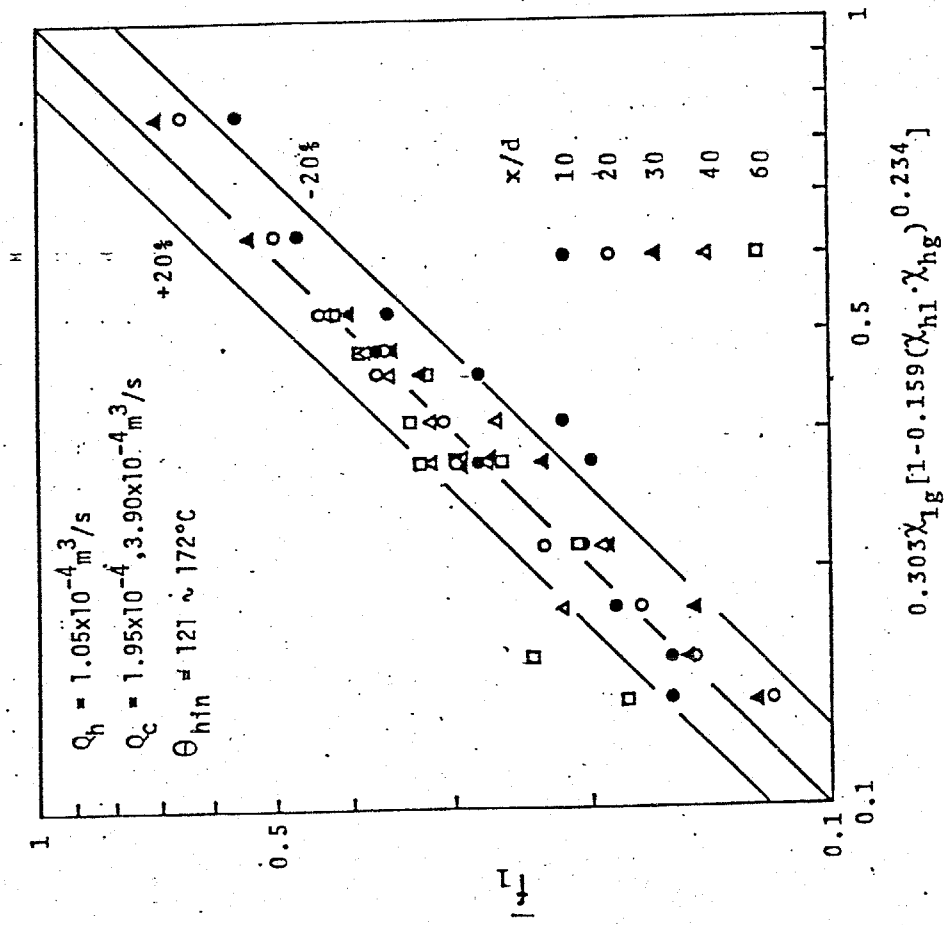
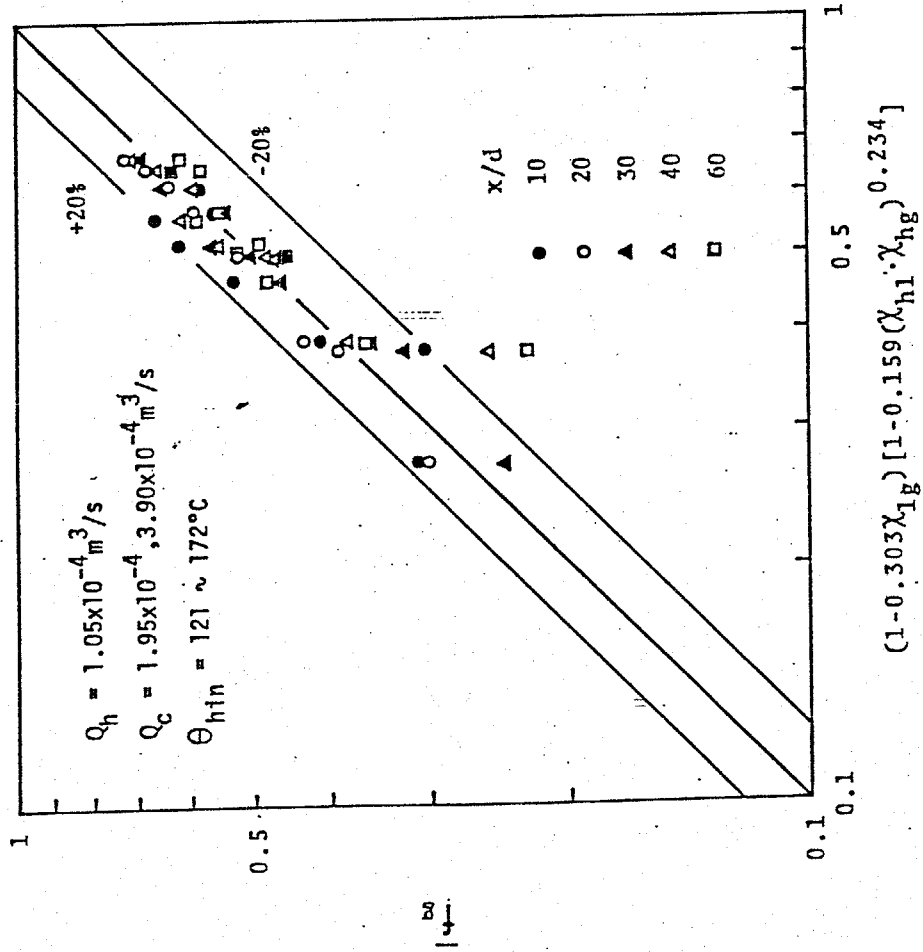


Fig.5-23 水平均体積率



蒸汽平均体積率

Fig.5-24

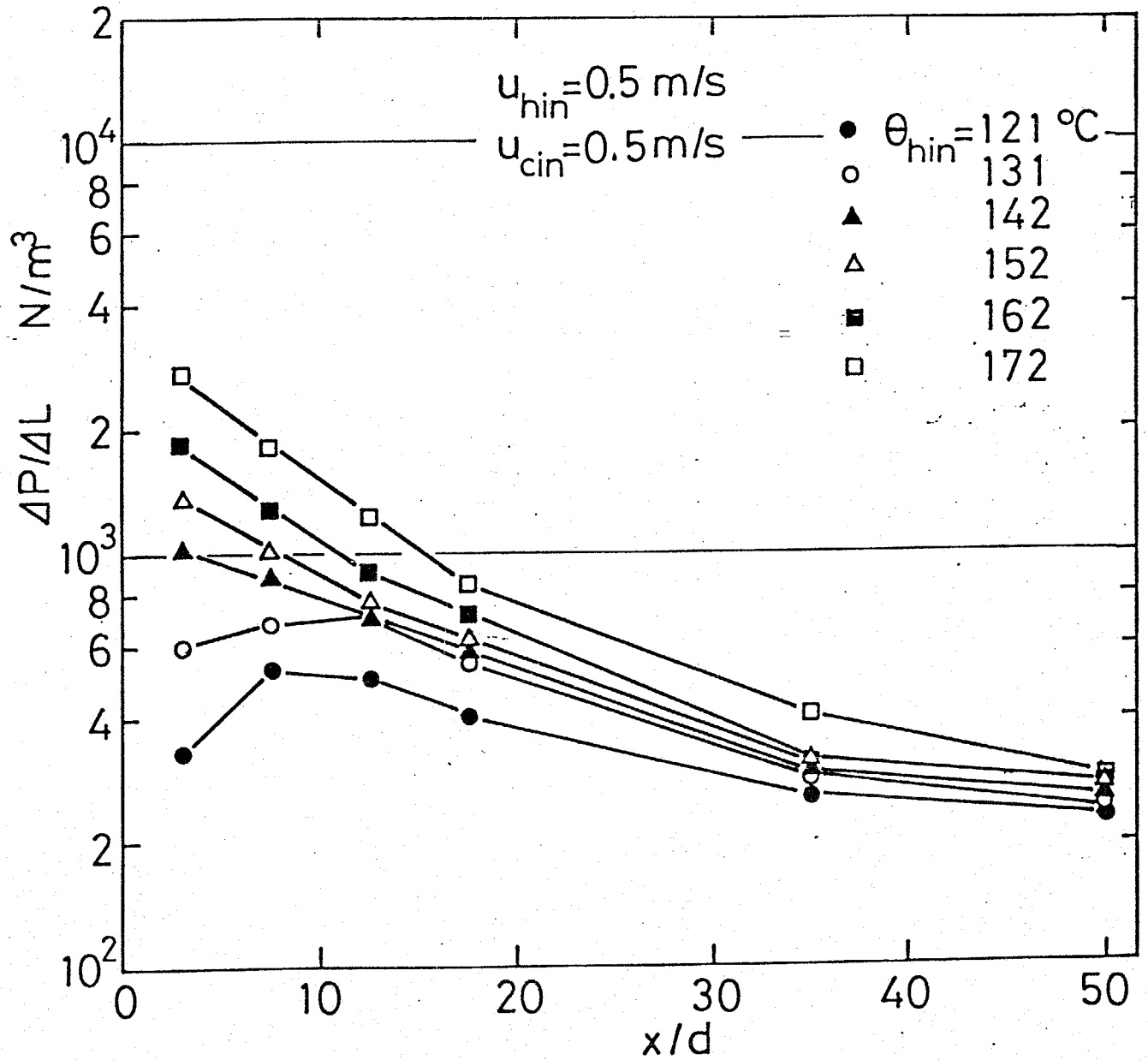


Fig.5-25

圧力損失の変化

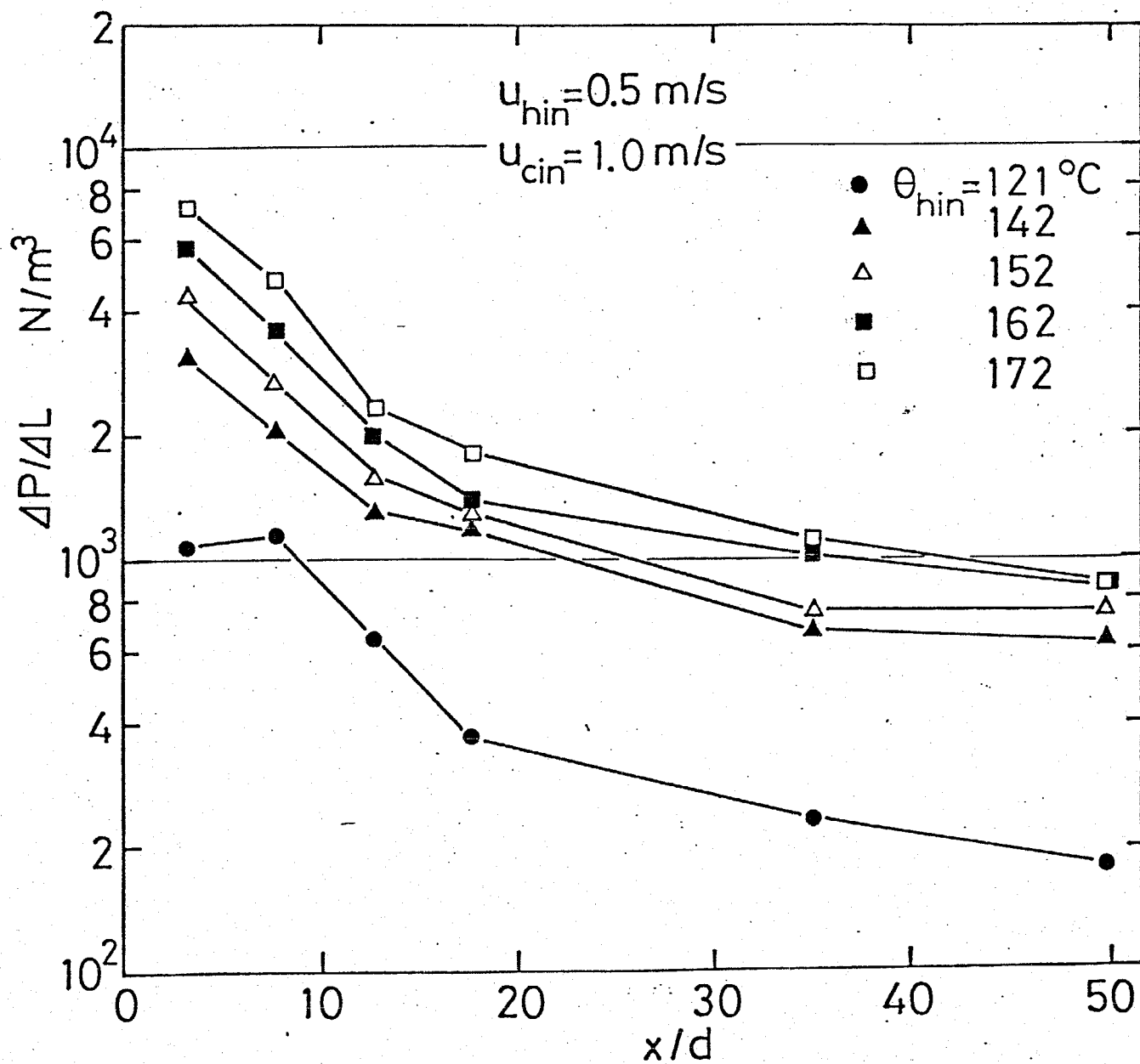


Fig.5-26

圧力損失の変化

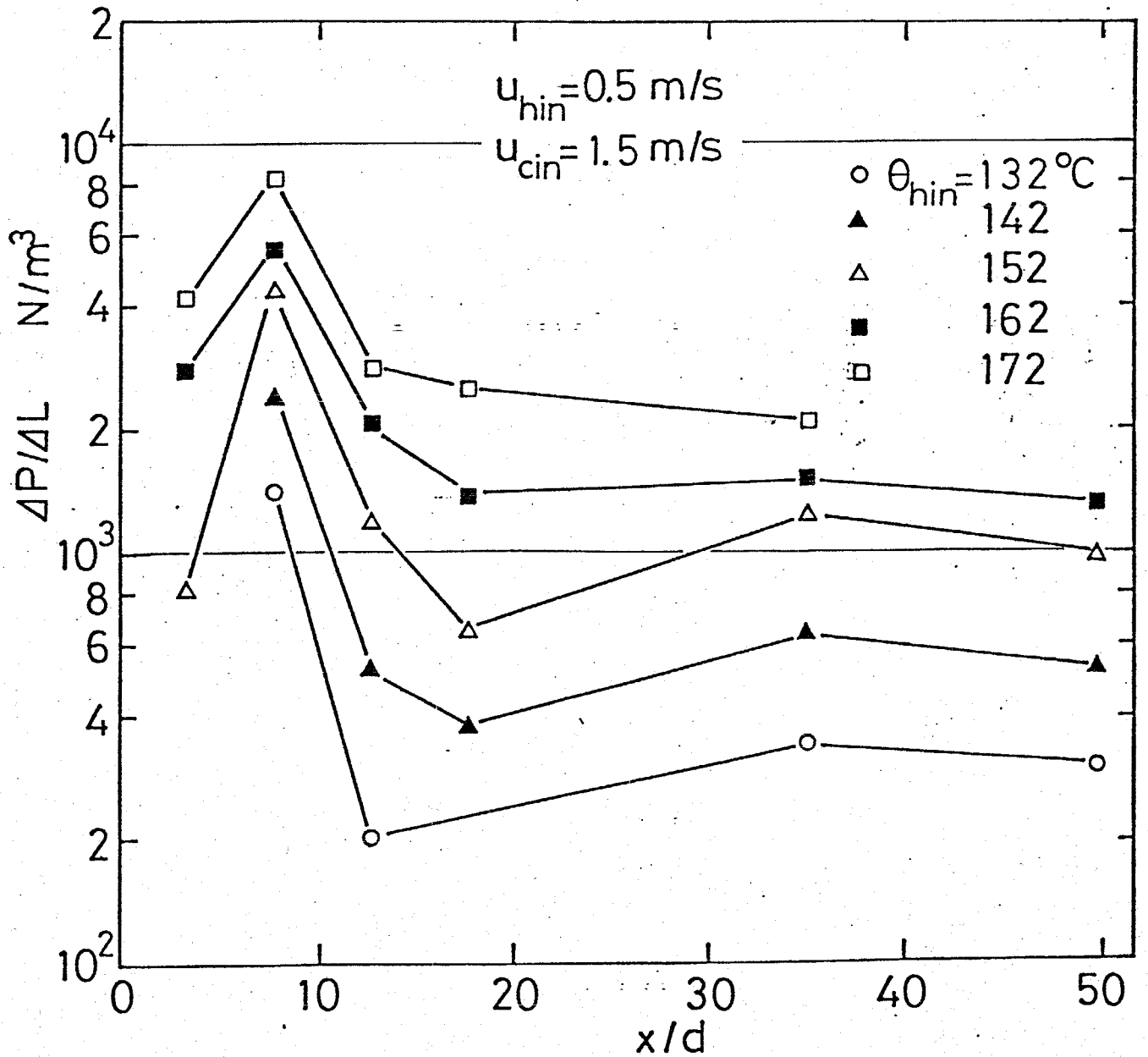


Fig. 5-27

圧力損失の変化

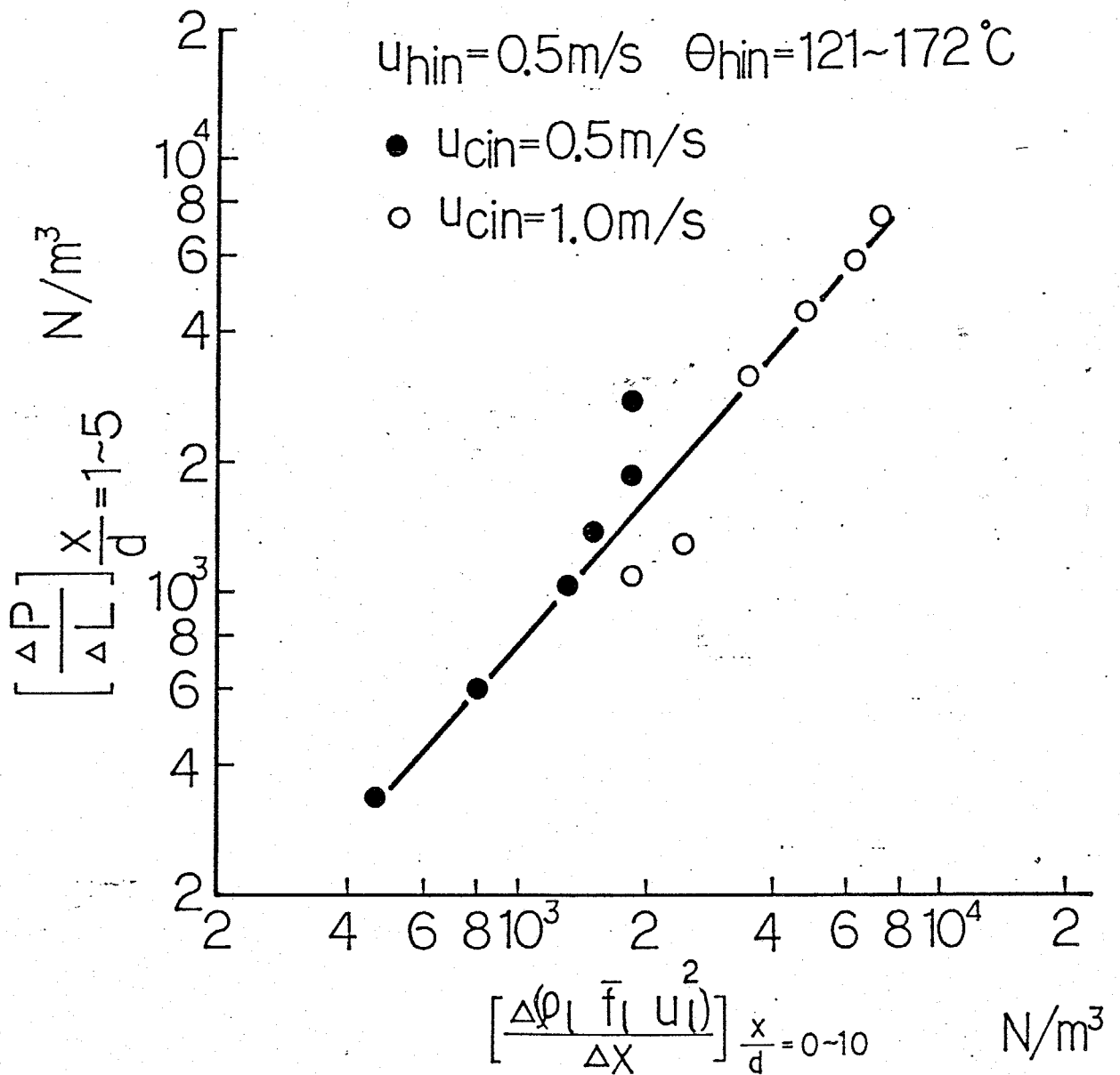


Fig.5-28 加速損失 (水運動量変化の影響)

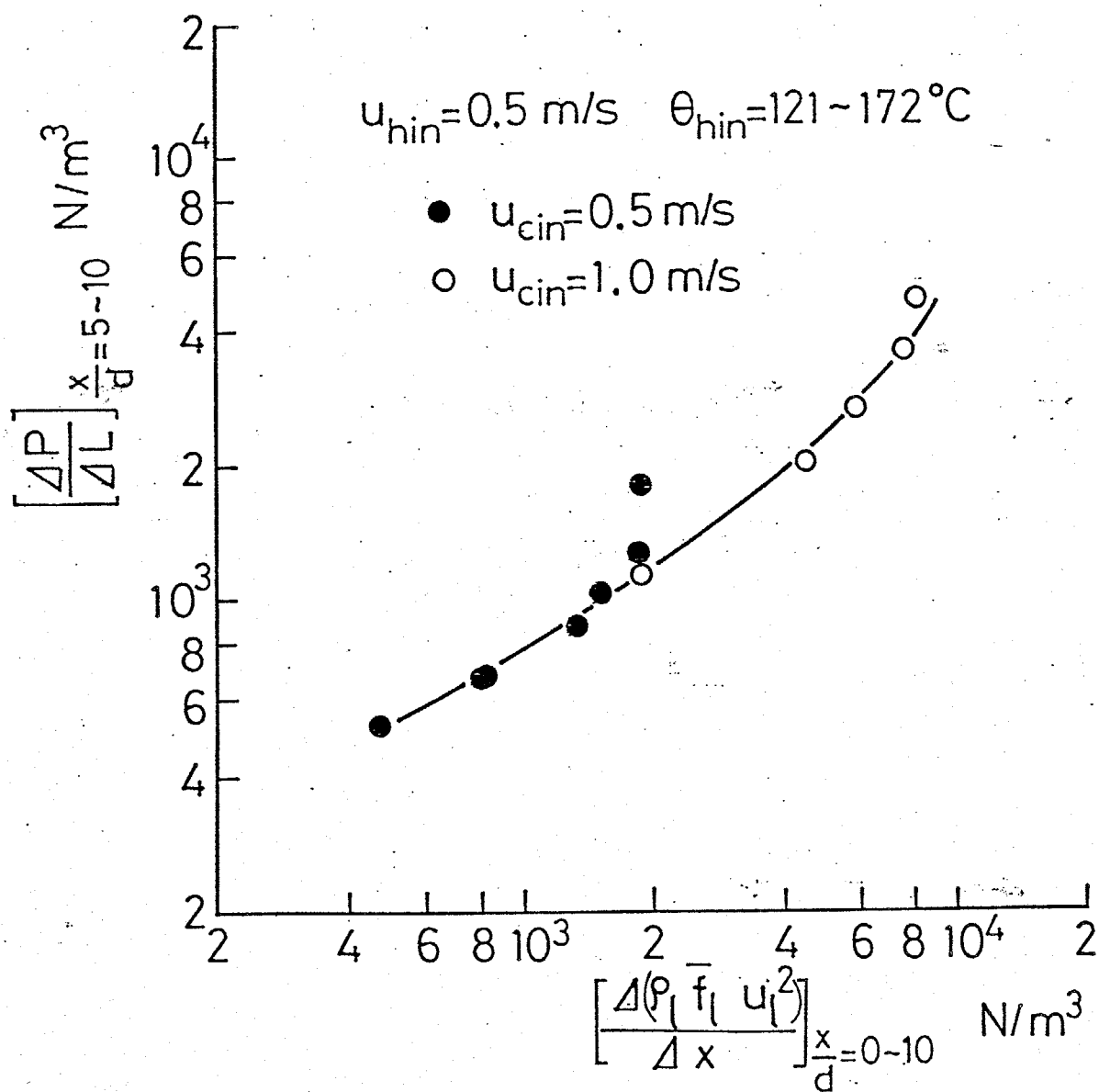


Fig.5-29 加速損失(水運動量変化の影響)

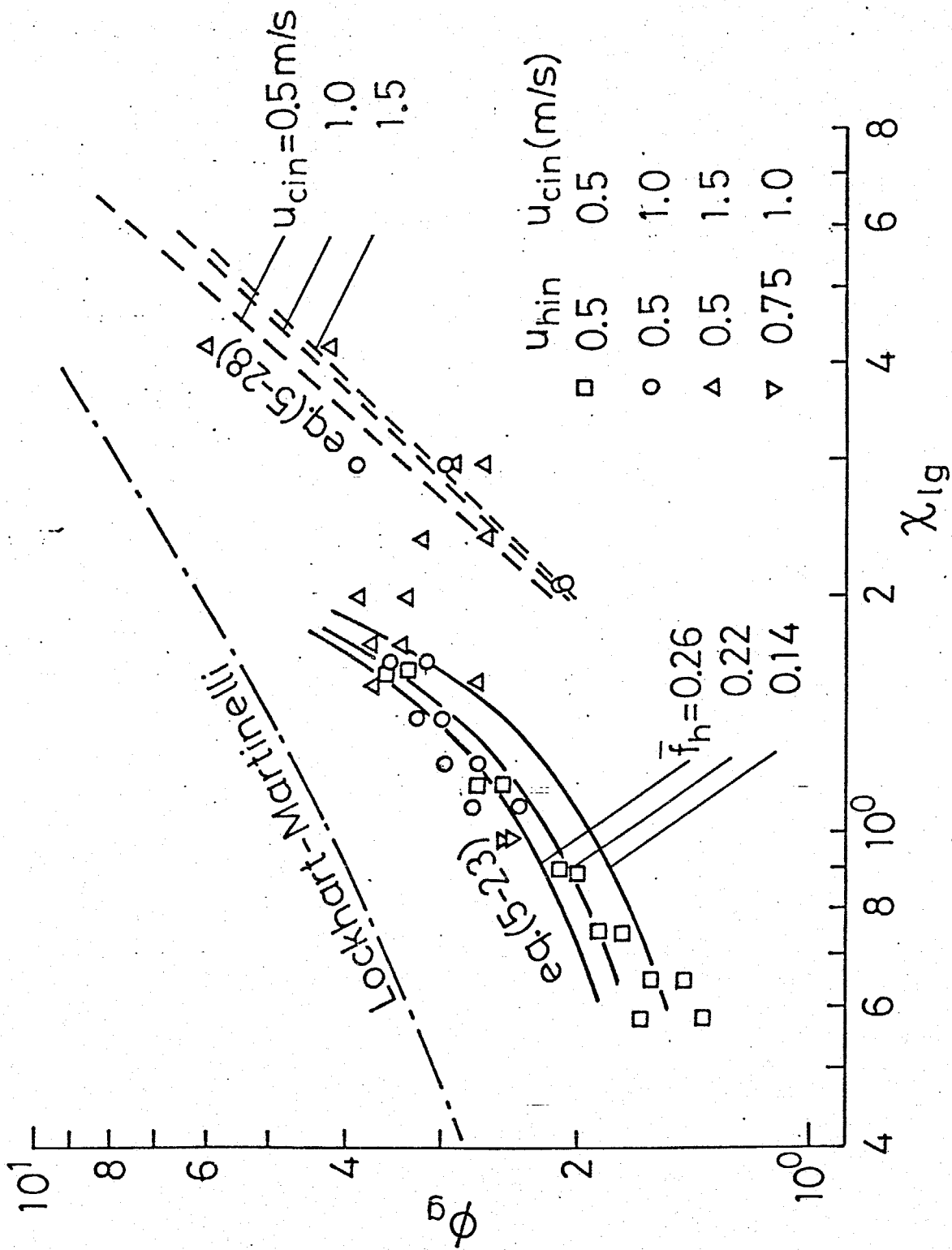


Fig.5-30 摩擦損失 (Lockhart-Martinelli パラメータによる整理)

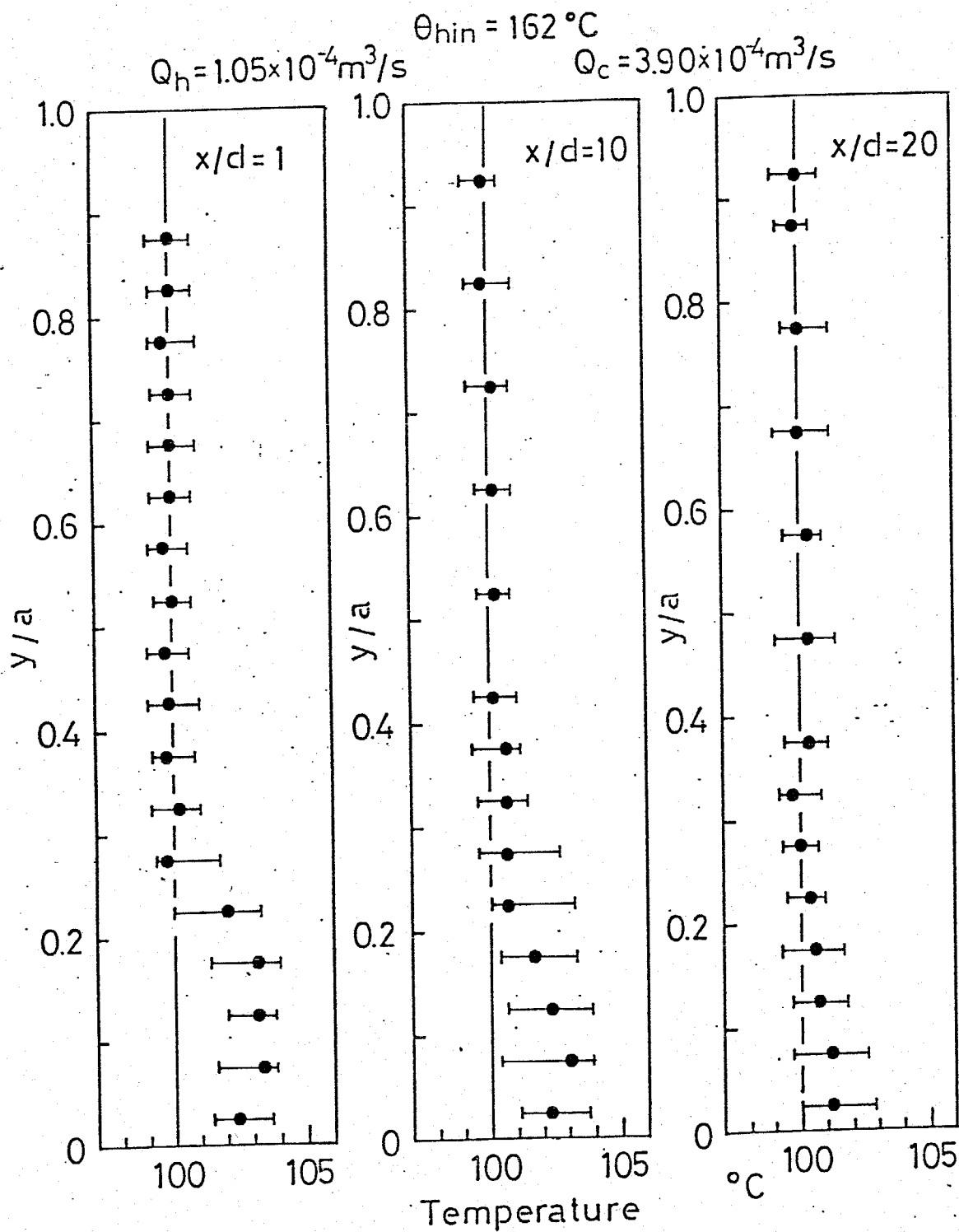


Fig. 5-31

温度分布の代表例

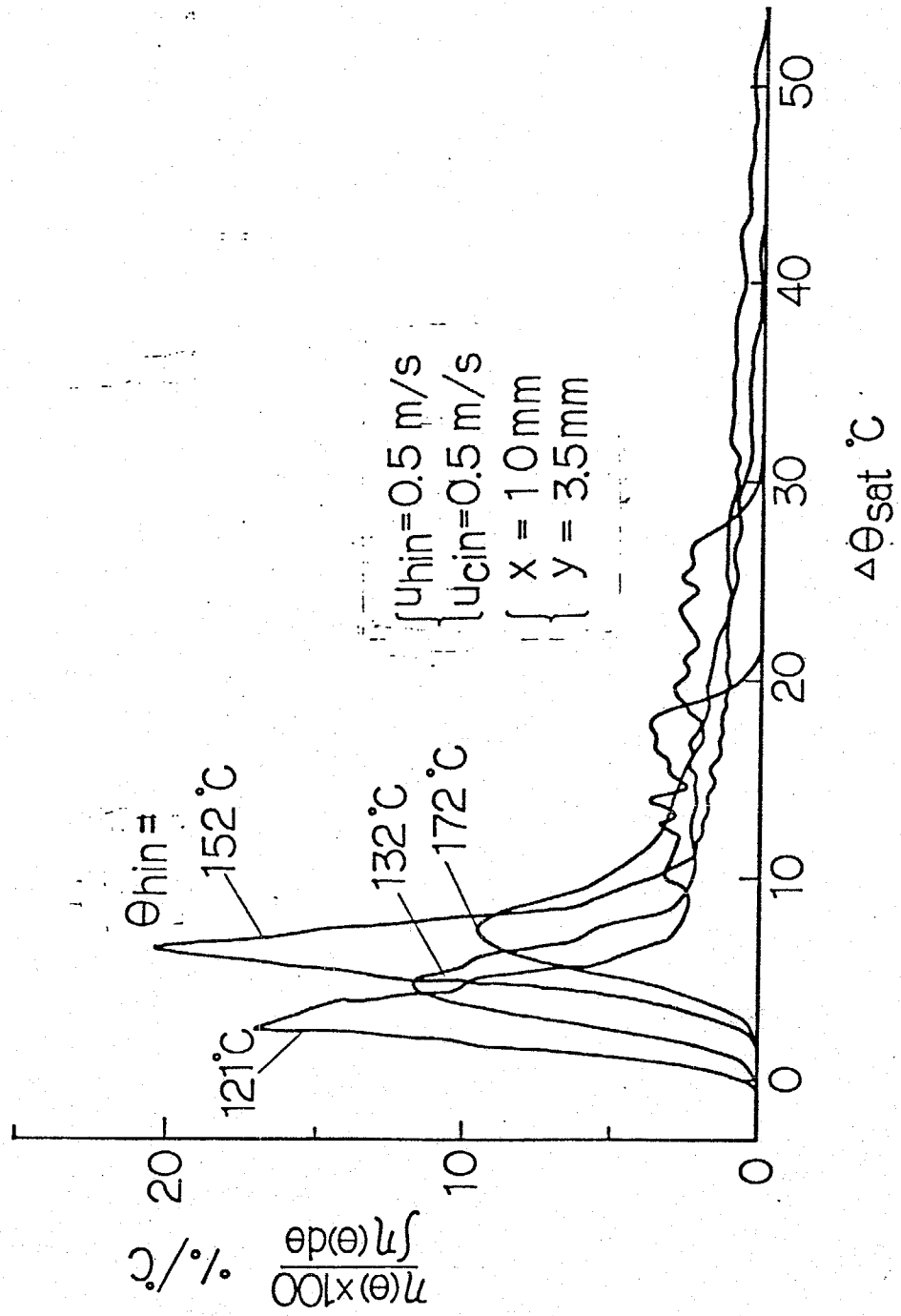


Fig.5-32 流入直後の液体金属温度

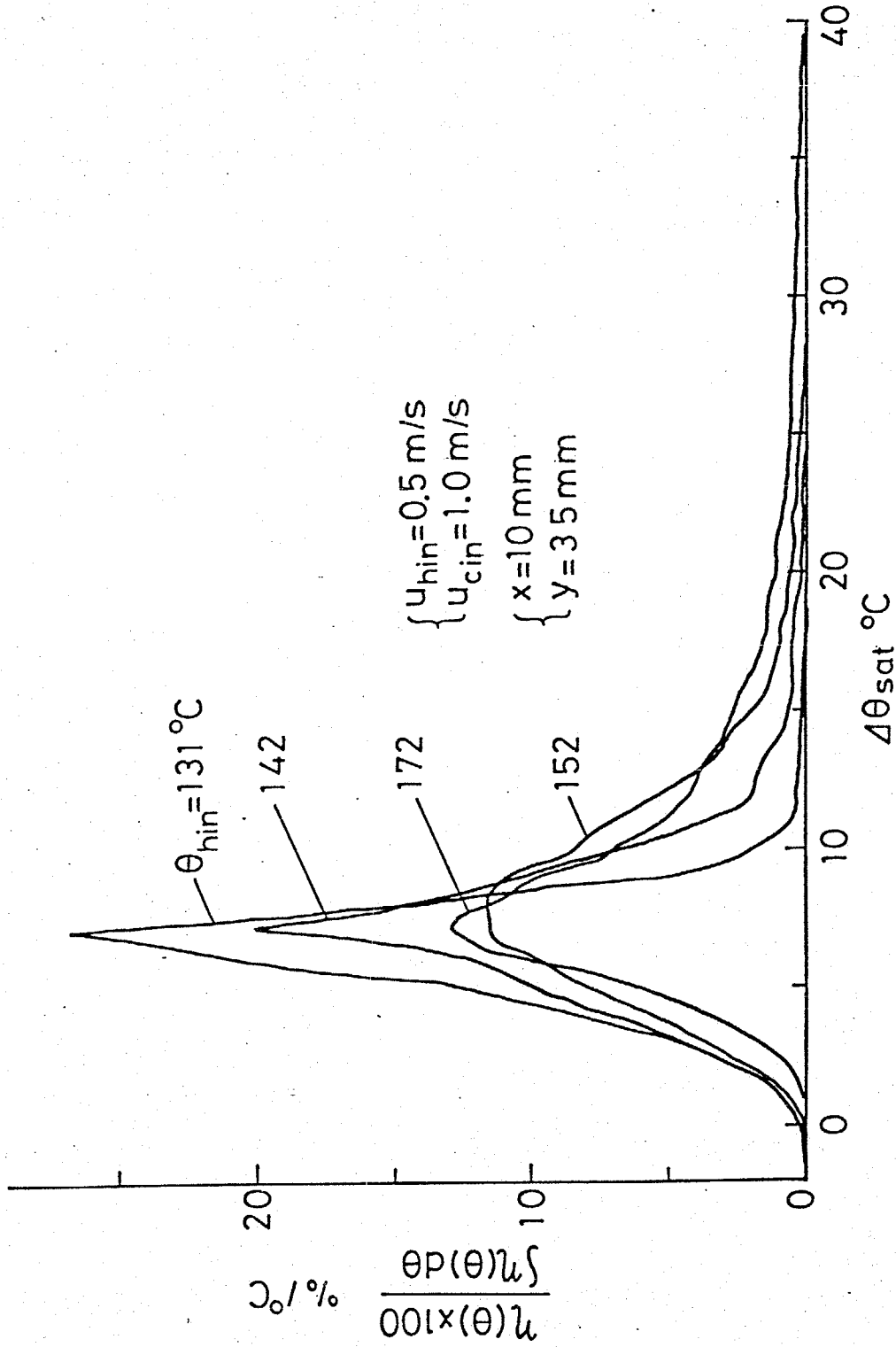


Fig.5-33 流入直後の液体金属温度

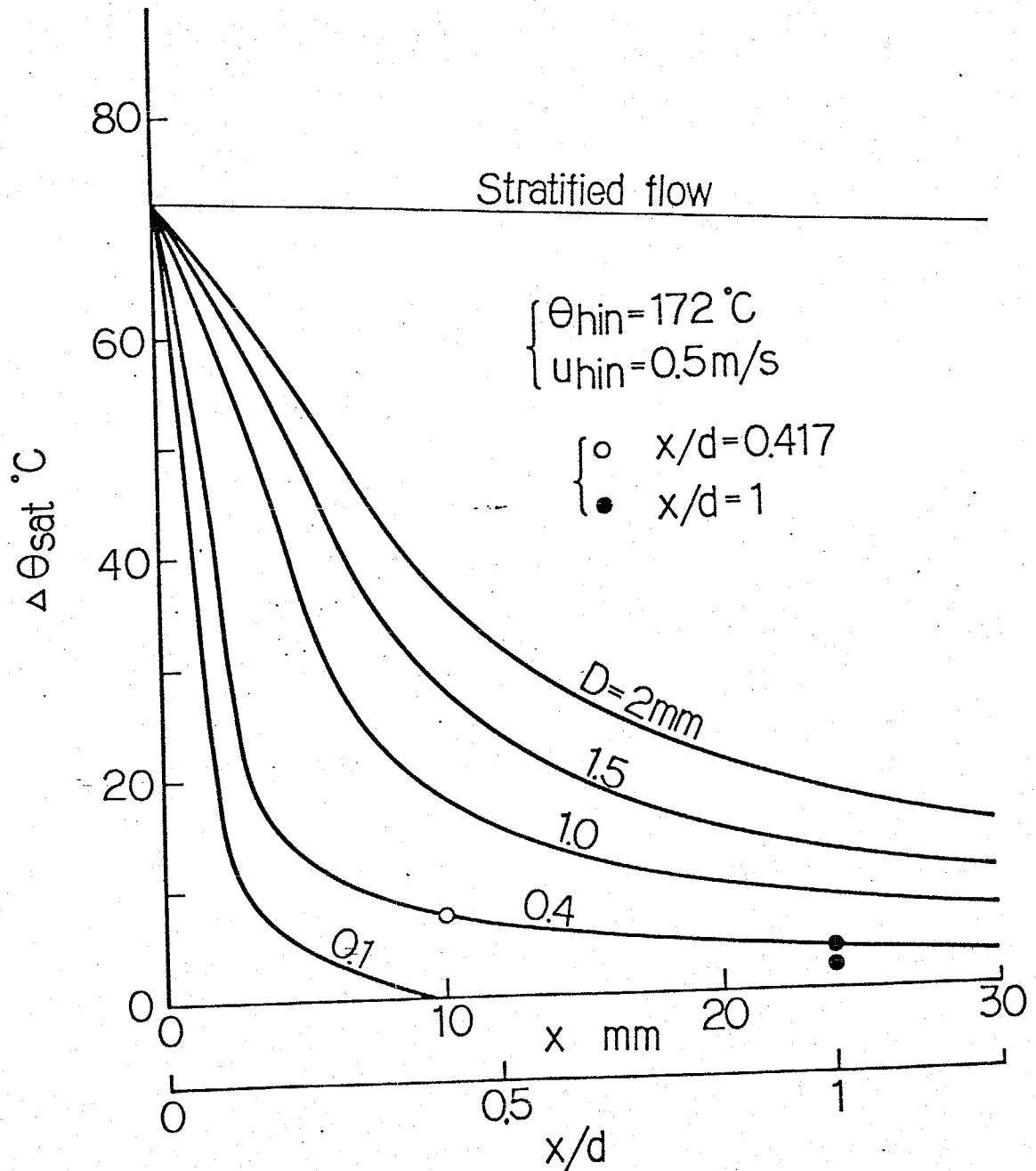


Fig. 5-34 液体金属の温度変化

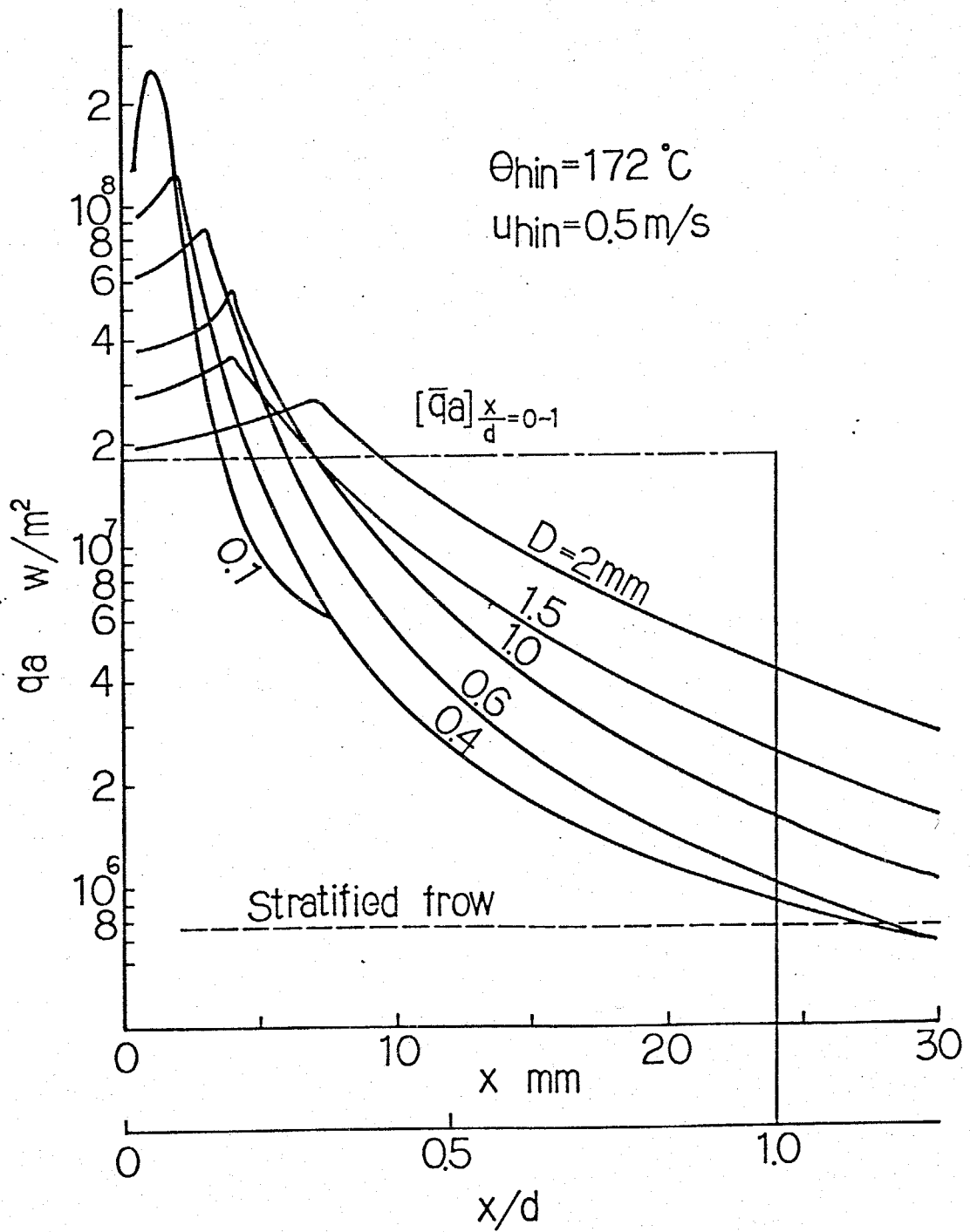


Fig.5-35 みかけの熱流束

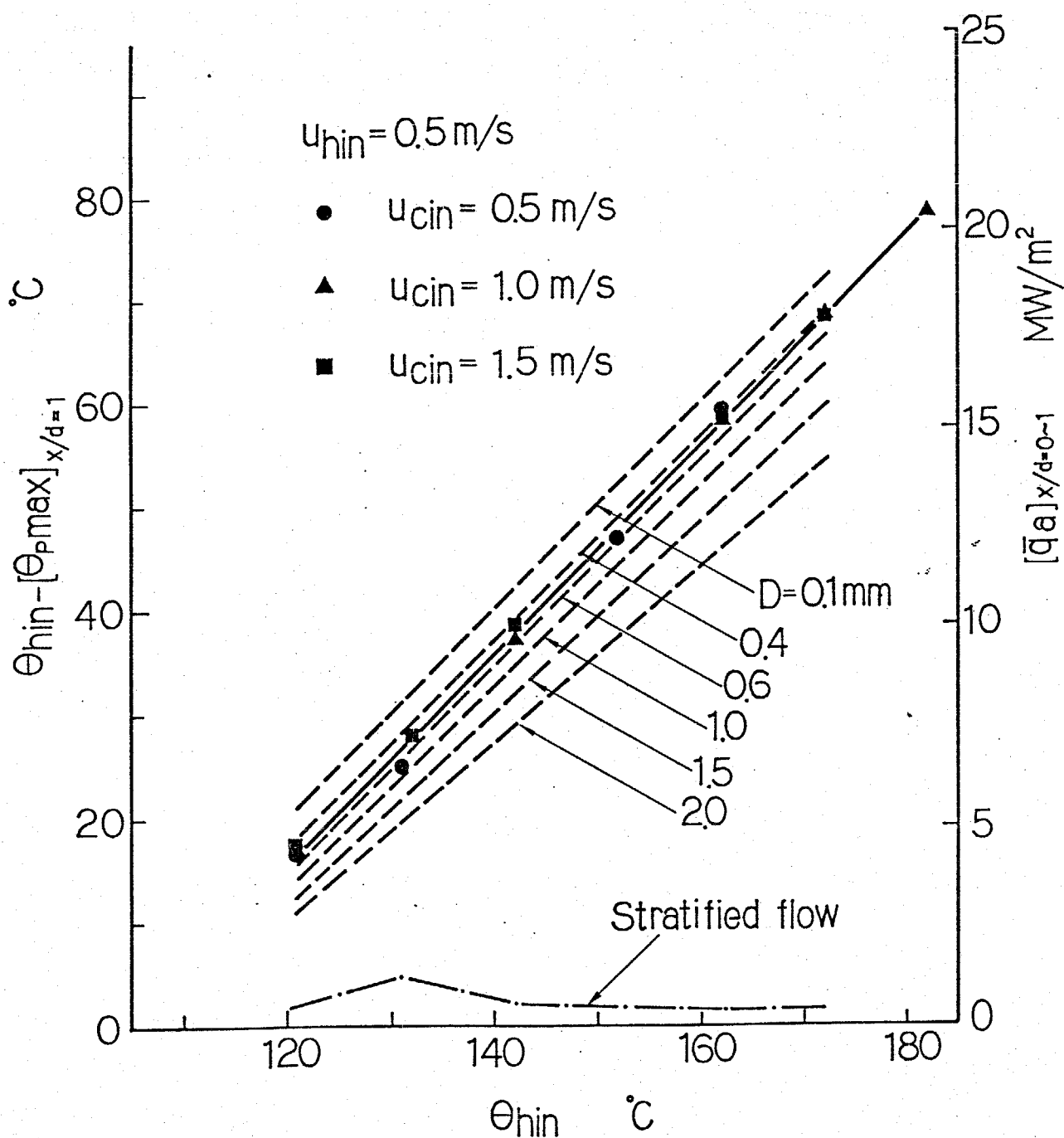


Fig.5-36 $x/d = 0 \sim 1$ に於る液体金属温度降下
(みかけの熱流束の平均値)

第 6 章

結 論

第6章 結論

液-液接触流れの流動及び流体間の熱伝達・物質伝達の問題は、原油輸送パイプラインの圧力損失低減化、直接接触型熱交換器の開発、低温燃料輸送系や LMFBR における液-液接触事故時の熱的相互作用に対する安全性の評価、化学プラントの設計等において近年益々重要な課題となっている。

液-液界面における熱・物質伝達に関する種々のモデルが化学工学の分野で提案され、他方管内流の液-液直接接触熱伝達、液滴の沸騰熱伝達、円管内層流液-液層状流の流動等に関する研究もこれまでにいくつか行われている。しかしこれらは界面近傍における輸送、全体的な流動・伝熱・物質伝達などのうちでその一部を扱ったものが殆んどであり、前述の種々の工業上の諸問題に適用し得る基礎的知見を得るためには、特定の流動様式に着目し流動・界面における輸送・沸騰現象について一貫性のある検討が必要である。

このような観点から、本研究では最も単純な流動様式として水平矩形管内の液体金属-水乱流液-液層状

流を取り上げ、单相流の助走区間・流れが十分発達した領域及び沸騰を伴う二成分二相流についての巨視的な流動特性と流体間の伝熱特性を系統的に考察した。

第1章「緒論」

液-液系の流動と界面における輸送に関する研究の現状を概観し、本研究の目的及び方針について述べた。

第2章「单相液-液接触層状流に関する実験

(流れが十分発達した領域)」

高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内における乱流液-液層状流について、流れが十分発達した下流部の流動と流体間の伝熱について実験的な検討を行った。まず界面の状況について明らかにし、界面高さが液体金属体積流量率に、圧力損失が水側平均流速にそれぞれ支配されていることを示し、更にこれらが Lockhart-Martinelli パラメータにより整理され、一次元分離流モデルを用いることによって比較的良く説明できることを示した。また界面高さと摩擦損失比の実験式を提示した。液-液界面熱通過率は固体平板を介する

熱通過率より非常に大きく、界面近傍の乱れが表面張力と重力によって減衰されると仮定した伝熱モデルによってこれを支配する流動パラメータを導くことができることを明らかにした。

第3章「単相液-液接触層状流に関する解析

(流れが十分発達した領域)」

第2章で得られた流動・伝熱の実験結果を、2次元乱流モデルによって解析的に考察した。まず、界面近傍の乱れが表面張力と重力によって減衰されることと、乱流コアには一成分乱流の経験式が適用できることを基礎とした管断面全域にわたる乱流モデルを提示し、このモデルによって界面高さと摩擦損失をよく予測できることを示した。更に差分法及び変数分離法による伝熱の解析から、熱的に十分発達した領域の伝熱が相似解に一致することを示し、この相似解によって界面熱通過率の実験結果をほぼ説明できることを示した。以上の結果から、本乱流モデルによって流れが十分発達した領域の流動特性と伝熱特性を統一的に説明でき

ることが明らかになった。

第4章「単相液-液接触層状流に関する実験と解析 (流れの助走区間)」

高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内における単相液-液層状流について、流れの助走区間における巨視的な流動と流体間の伝熱を実験的及び解析的に検討した。まず、界面近傍に第3章と同じ乱流減衰モデルを、また乱流コアには二方程式乱流モデルまたは混合長理論を適用する流路断面全体の乱流モデルを提示し、流線座標系による流動・伝熱の数値計算方法を示した。界面高さの実験結果には流量条件によつて通りの変化が存在し、これらに対応する水側速度分布の変化も互いに異なる特徴を有していること、更に界面高さの流れ方向変化が緩やかな場合については上記の解析によりその流動特性を説明できることを示した。圧力損失の流れ方向変化は入口付近で加速損失にまた下流部で摩擦損失に支配されており、これを本解析によつて定性的に説明することができた。また界面熱通過

率が流入直後に大きく、流れ方向に減少して極小値を示した後ゆるやかに一定値に近づくことを実験的に示し、更にこの変化を二方程式乱流モデルによる解析によ、て定性的に説明できることを明らかにした。また、流れが十分発達した領域の界面熱通過率についても本解析による検討を行った。以上の解析的な検討から、混合長理論及び二方程式乱流モデルによる解析によ、て流れの助走区間の流動特性を定性的に説明できること、しかし界面熱通過率については助走区間から流れが十分発達した領域まで二方程式乱流モデルの方が実験結果をよく説明できることが明らかになった。

第5章「沸騰を伴う液-液接触流れに関する実験」

水側に飽和沸騰を伴う高温の液体金属と低温の水の水平矩形管内液-液接触流れについて、流動特性と沸騰伝熱特性を実験的に検討した。この結果、沸騰に起因する激しい攪乱効果によって沸騰伝熱が極めて促進され、入口のごく近くで伝熱がほぼ完了することが明らかにされた。また、蒸気-水-液体金属の各伴熱率

分布の変化から流動状態の流れ方向変化を明らかにし、さらに各流体の下流部における平均速度率を表す実験式を得た。また圧力損失は、沸騰に伴う水の加速のため入口近くで非常に大きく、流れ方向に減少して下流部で一定となることがわかり、下流部の摩擦損失を一次元分離流モデルにより予測可能であることを示した。

以上の研究によって、水平矩形管内の液-液接触層状流に関する巨視的な流動特性と流体間の沸騰・非沸騰伝熱特性が実験的にほぼ解明され、特に单相流については一貫性のある乱流モデルによって系統的に説明することができたと考えられる。また、高密度差の2液体の液-液層状流による直接接触型熱交換器は、液-液分離が容易である上に、従来の隔壁式並流型に比べて伝熱性能が良好であり、小型化することが可能であると考えられる。

謝 辞

本研究を遂行するに当り、研究テーマの選定から実験装置の製作、実験及び解析まですべてにわたって有益かつ多大なる御指導を賜わりました井上晃助教授に深く感謝致します。

また研究の当初から終始暖かくかつ厳しい御指導・御鞭撻を賜わりました青木成文教授に心より感謝致します。

さらに研究の細部にわたって助言を賜わった有富正憲助手、研究の方針に関し当初から助言を賜わった小沢由行助手に深く感謝致します。

また、実験装置の製作に御尽力戴いた坂井彰氏(石幡)、実験及び解析に協力して下さった吉田昌郎(東電)、遠藤秀男(本学大学院)の両氏、ボイド計等の製作に御尽力戴いた奈良林直氏(東芝)、並びに多くの御援助を賜わった鎌田しげ子さん、松崎充男君をはじめとする研究室の皆様になく感謝致します。

また物性値測定に関し鈴木・井関研究室の皆様のお援助を賜わったことを明記し、お礼申し上げます。

文 献

- (1) 日本機械学会誌, Vol.82-729(昭54-8), 74.
- (2) Bulička, J. & Procházka, J., Chem.Eng.Sci., Vol.31(1976), 137.
- (3) Sideman, S. & Uliss, I., Chem.Eng.Sci., Vol.27(1970), 1245.
- (4) Gollan, A. & Sideman, S., Int.J.Heat & Mass Transf., Vol.11(1968), 1761.
- (5) Hasson, D. et al., Can.J.Chem.Eng., Vol.48(1970), 514.
- (6) Hasson, D. & Nir, A., Can.J.Chem.Eng., Vol.48(1970), 521.
- (7) Sideman, S., Advances in Chem.Eng., Vol.6, Academic Press, N.Y. 1966.
- (8) Katz, D.L. & Sliepcevich, C.M., Hydrocarb. Process. Petrol. Refin., Vol.50(1971), 240.
- (9) 秋山, 日本原子力学会誌, Vol.20(1978), 379.
- (10) 原他4名, 日本機械学会論文集, Vol.41-349(昭50-9), 2691.
- (11) Novakovic, M. & Stefanovic, M., Int.J.Heat & Mass Transf., Vol.7 (1964), 801.
- (12) Dumitrescu, L. & Stanescu, C., Academie de Ia Republique Populaire Roumaine, Vol.2(1957), 2.
- (13) Charles, M.E. & Redberger, P.J., Can.J.Chem.Eng., Vol.40(1962), 70.
- (14) Gemmell, A.R. & Epstein, N., Can.J.Chem.Eng., Vol.40(1962), 215.
- (15) Bentwich, M., Trans. ASME, Series D, Vol.86(1964), 669.
- (16) Charles, M.E. & Lilleleht, L.U., Can.J.Chem.Eng., Vol.43(1965), 110.
- (17) Yu, H.S., & Sparrow, E.M., AIChE Journal, Vol.13(1967), 10.

- (18) Russell, T.W.F., et al., *Can.J.Chem.Eng.*, Vol.37(1959), 9.
- (19) Charles, M.E., et al., *Can.J.Chem.Eng.*, Vol.39(1961), 27.
- (20) Yu, H.S. & Sparrow, E.M., *Trans.ASME, Series C*, Vol.91(1969), 51.
- (21) Lewis, J.B., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.3(1954), 248, 260.
- (22) MacManamy, W.J., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.15(1961), 210.
- (23) MacManamy, W.J., et al., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.28(1973), 1061.
- (24) Davies, J.T. & Mayers, G.R.A., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.16(1961), 55.
- (25) Mayers, G.R.A., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.16(1961), 69.
- (26) Olander, D.R. & Reddy, L.B., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.19(1964), 67.
- (27) Sawistowski, H. & Austin, L.J., *Chem.Eng.Tech.*, Vol.39(1967), 224.
- (28) Higbie, R., *Trans.Am.Inst.Chem.Engrs.*, Vol.31(1935), 365.
- (29) Danckwerts, P.V., *Ind.Eng.Chem.*, Vol.43(1951), 1460.
- (30) Hanratty, T.J., *AIChE.Jl.*, Vol.2(1956), 359.
- (31) Perlmutter, D.D., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.16(1961), 287.
- (32) Procházka, J. & Buliřka, J., *Int.Solvent Extraction Conf., The Hague, Paper 27(1971)*.
- (33) Buliřka, J. & Procházka, J., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.31(1976), 137.
- (34) King, C.J., *Ind.Eng.Chem.Fundl.*, Vol.5(1965), 1.
- (35) Lamont, J.C. & Scott, D.S., *AIChE.Jl.*, Vol.16(1970), 513.
- (36) Prasher, B.D., *Chem.Eng.Sci.*, Vol.28(1973), 1230.

- (37) Fortescue, G.E. & Pearson, J.R.A., Chem. Eng. Sci., Vol. 22(1967), 1163.
- (38) Theofanous, T.G., et al., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 19(1976), 613.
- (39) Levich, V.G., Physicochemical Hydrodynamics, Prentice-Hall, N.Y. (1962).
- (40) Davies, J.T., Turbulence Phenomena, Academic Press, N.Y. & London (1972).
- (41) Brumfield, L.K., et al., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 18(1975), 1077.
- (42) Lamont, J.C. & Scott, D.S., Can. J. Chem. Eng., Vol. 44(1966), 201.
- (43) Davies, J.T. & Ting, S.T., Chem. Eng. Sci., Vol. 22(1967), 1539.
- (44) Davies, J.T. & Hameed, A., Chem. Eng. Sci., Vol. 26(1971), 1295.
- (45) Bentwich, M. & Sideman, S., Trans. ASME, Series C, Vol. 86(1964), 476.
- (46) Bentwich, M. & Sideman, S., Can. J. Chem. Eng., Vol. 42(1964), 9.
- (47) Sideman, S. & Uliss, I., Chem. Eng. Sci., Vol. 27(1972), 1245.
- (48) Grover, S.S. & Knudsen, J.G., Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., Vol. 51 (1955), 71.
- (49) Porter, J.W., et al., AIChE. J., Vol. 1(1968), 151.
- (50) Yalvac, S. & Kisakürek, B., Two Phase Flows and Heat Transfer, Vol. 3(1971), 1347.
- (51) Terefethen, L., J. Appl. Phys., Vol. 28(1957), 923.
- (52) Gordon, K.F., et al., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 3(1961), 90.
- (53) Wilke, C.R., Rep. to Univ. California Patent Board (Mar. 20, 1958).

- (54) Hanson, C. & Ingham, I., Brit. Chem. Eng., Vol. 6(1965), 391.
- (55) Fortuna, G. & Sideman, S., Chem. Eng. Sci., Vol. 23(1968), 1105.
- (56) 伝熱工学資料
- (57) Schriempf, J.T., Rev. Sci. Instruments, Vol. 43(1972), 781.
- (58) Bernard, G. & Lupis, C.H.P., Met. Trans., Vol. 2(1971), 555.
- (59) Butler, J.N. & Bloom, B.H., Surf. Sci., Vol. 4(1966), 1.
- (60) 植田・田中, 日本機械学会論文集, Vol. 39-325(昭48-9), 2842.
- (61) 赤川・二宮, 機械学会東海支部第17期講演会論文集, (1968), 33.
- (62) Hanratty, T.J. & Engen, J.M., AIChE. J., Vol. 3(1967), 299.
- (63) Jeffries, R.B., et al., Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 184 Bt3G (1969-70), 204.
- (64) 井上・青木, 日本機械学会論文集, Vol. 32-238(昭41-6), 940.
- (65) Blasius, H., Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten. Forsch. Arb. Inq.-Wes., No. 131, Berlin(1913).
- (66) Lockhart, R.W. & Martinelli, R.C., Chem. Eng. Prog., Vol. 45(1949), 39.
- (67) Bergelin, O.P. & Gazley, C., Proc. Heat Transf. and Fluid Mech. Inst., Vol. 29(1949), 5.
- (68) Govier, G.W. & Omer, M.M., Can. J. Chem. Eng., Vol. 40(1962), 93.
- (69) Hoogendoorn, C.J., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 15(1972), 1443.
- (70) Taitel, Y. & Dukler, A.E., Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2(1976), 591.
- (71) Wallis, G.B., One Dimensional Two-Phase Flow, N.Y., McGraw-Hill (1969).

- (72) Chisholm, D. & Laird, A.D.K., Trans. ASME, Vol. 80(1958), 276.
- (73) Aoki, S., Prog. in Heat & Mass Transf., Vol. 7(1973), 569.
- (74) Reynolds, A.J., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 18(1975), 1055.
- (75) Ueda, H., et al., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 20(1977), 1127.
- (76) Banks, R.B. & Bhavamai, A., J. Fluid Mech., Vol. 23(1965), 229.
- (77) 青木・他 2名, 第10回伝熱シンポジウム講演, (昭48-5), 177.
- (78) Saffmen, P.G. & Wilcox, D.C., AIAA J., Vol. 12(1974), 541.
- (79) Hanjalic, K. & Launder, B.E., J. Fluid Mech., Vol. 74(1976), 593.
- (80) Launder, B.E. & Spalding, D.B., Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London & N.Y. (1972).
- (81) Jones, W.P. & Launder, B.E., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 15(1972), 301.
- (82) Nikuradse, J., Forsch. Arb. Inq.-Wes. No. 356(1932).
- (83) Reichardt, H., Z. angew. Math. Mech., Bd. 31(1951), Nr. 7.
- (84) Patankar, S.V. & Spalding, D.B., Int. J. Heat & Mass Transf., Vol. 10(1967), 1389.
- (85) Razinsky, E. & Brighton, J.A., J. Basic Eng., Vol. 93(1971), 333.
- (86) Levy, S., Trans. ASME, Series C, Vol. 82(1960), 113.

記号表

A	流路断面積	m^2
a	流路の高さ ($= 0.02 m$)	m
b	流路の幅 ($= 0.03 m$)	m
c	定数	—
c_1, c_2	"	—
c', c''	"	—
c_{μ}	"	—
c_p	比熱	$J/kg K$
D	液滴直径	mm
d	水力等価直径 ($= 0.024 m$)	m
d_n	流体 n の水力等価直径	m
e	乱流運動エネルギー	m^2/s^2
e_{on}	領域 II の端における e の値	m^2/s^2
f_n	流体 n の体積率 (存在時間率)	%
f'	摩擦係数	—
g	重力加速度	m/s^2
k	界面熱通過率	$W/m^2 K$

L	乱れの減衰領域の厚さ	m
L'	蒸発潜熱	$kcal/kg$
l	乱れの特性格距離	m
l'	乱流渦のスケール	m
l_m	混合距離	m
P	圧力	N/m^2
P_{on}	領域IIの端における乱流圧力 変動	N/m^2
Pe	ペクレ数	—
Pr	プラントル数	—
$\Delta P/\Delta L$	圧力損失	N/m^3
$(\Delta P/\Delta L)_{co}$	式(2-26), 式(2-27), 式(5-18)	N/m^3
$(\Delta P/\Delta L)_{\infty}$	流れが十分発達した領域の圧 力損失	N/m^3
Q	体積流量	m^3/s
Q'_c	式(5-1)参照	m^3/s
q_s	熱流束	W/m^2
q_a	みかけの熱流束	W/m^2
q_i	界面熱流束	W/m^2

q_{BO}	バーンアウト熱流束	$W/m^2, kcal/m^2h$
q_{min}	極小熱流束	$W/m^2, kcal/m^2h$
R	摩擦損失比 (式 (2-33) 参照)	—
"	内管半径	m
"	電気抵抗	Ω
Re	レイノルズ数	—
S	ぬれぶち長さ	m
U	式 (2-44) ~ 式 (2-46) 参照	W/m^2K
u	速度	m/s
u_c	水側平均速度	m/s
u_h	液体金属側平均速度	m/s
u_s	相対速度 ($= u_c - u_h$)	m/s
u_{no}	みかけの速度 ($= Q_n/A$) ($n = c, g, h, l$)	m/s
v	y 方向速度	m/s
$\sqrt{v'^2}$	乱流変動速度	m/s
$\sqrt{v'_{on}{}^2}$	領域IIの端における $\sqrt{v'^2}$	m/s
W	質量流量	kg/s
X_h	液体金属体積流量率 ($= Q_h/(Q_h + Q_c)$)	—

X'_2	式(5-3)参照	—
X	(= x/δ') 図2-3(c)参照	—
x	流れ方向距離, 図3-1参照	m
y	図2-3(c)参照	m
z	下部壁面からの鉛直方向距離	m
Z	(= z/δ') 図2-3(c)参照	—
z	図2-3(c)参照	m
α	熱伝達率	W/m ² K
β	式(2-1)参照	—
γ	比重量	kg/m ³
θ	温度	°C
$\bar{\theta}$	混合平均温度	°C
θ_s	飽和温度	°C
θ_i	界面温度	°C
$\Delta\theta_{sat}$	過熱度	°C
$\Delta\bar{\theta}$	対数平均温度	°C
θ_c	水側温度	°C
θ_h	液体金属側温度	°C
σ	液体金属-水間の表面張力	N/m

σ_{eq}	等価表面張力	N/m
σ_{g-l}	蒸気-水間の表面張力	kg/m
σ_{θ}	乱流パラントル数 (= ϵ_M/ϵ_H)	—
$\sigma_{\epsilon}, \sigma_{\epsilon}$	渦拡散係数比	—
κ	Kármán 定数	—
ϵ	乱流散逸率	m^2/s^3
ϵ_H	渦温度伝導率	m^2/s
ϵ_M	渦動粘性係数	m^2/s
η	温度変動の確率密度	—
μ	粘性係数	$kg\,h/m^2$
ν	動粘性係数	m^2/s
ρ	密度	kg/m^3
ϕ_c	式 (2-24) 参照	—
ϕ_g	式 (5-12) 参照	—
ψ	流れ関数, 式 (4-26) 参照	$kg/m\,s$
ψ_E	式 (4-28) 参照	$kg/m\,s$
δ	界面高さ	m
δ_c, δ_h	図 3-1 参照	m
$\delta_{c1} \sim \delta_{c4}$	図 3-4 参照	m

δ_{in}	$x=10\text{ mm}$ に於る δ の値	m
δ_{∞}	$x=1420\text{ mm}$ に於る δ の値	m
$\delta_{max}-\delta_{min}$	波層の厚さ	mm
$\Delta\delta$	$x=1020\sim 1420\text{ mm}$ 間の δ の変化	mm
τ	剪断応力	N/m^2
τ_w	壁面摩擦応力	N/m^2
τ_{ws}	側壁面摩擦応力	N/m^2
τ_{gl}, τ_{ch}	2流体間の界面剪断応力	N/m^2
λ	熱伝導率	$\text{kcal/mh}^\circ\text{C}$
λ	抵抗係数	—
χ	Lockhart-Martinelli パラメータ (式(2-25), 式(5-7)参照)	—
z	界面からの法線距離	m
ω	無次元流れ関数, 式(4-27)	—

添字

c 水側