

テイラー気泡後流が後続気泡速度変化に与える効果 についての研究

著者	中村 典子
発行年	2014-03-31
学位授与機関	関西大学
学位授与番号	34416甲第521号
URL	http://doi.org/10.32286/00000123

課程博士

論題

「テイラー気泡後流が後続気泡速度変化に
与える効果についての研究」

理工学研究科 総合理工学専攻

熱工学領域

11D6002 中村典子

博士論文要旨

理工学研究科 総合理工学専攻

11D6002

中村 典子

本論文は、火力、原子力発電等において重要となる気液二相流についての研究であり、気液二相流の主要な流動様式のうちの一つであるスラグ流中における、テイラー気泡後流が後続する気泡の上昇速度に与える影響についての研究である。スラグ流中における気泡後流による後続気泡速度変化は、この流動様式における気液流動を支配する主要な現象であり、その詳細な相関式を得ることは、工学上非常に有益になる。特に昨今では、東日本大震災における福島第一原発事故のため、自然エネルギーを利用した発電方式が注目を浴びている。自然エネルギーを利用した発電サイクルとしては、地熱発電や太陽熱発電、海洋温度差発電、バイオマス発電などが挙げられるが、これらの熱源は、一般に火力や原子力に比べはるかに温度が低く、そのため、従来の環状流を前提とした沸騰流モデルでは現象を的確に捕捉できない可能性がある。低加熱熱流束中のスラグ流のような流動では、個々の気泡の直接的な挙動把握が、モデリングの際に非常に重要となる。

連続テイラー気泡列中での気泡後流による後続気泡速度変化については、垂直上昇流中の2連続気泡、あるいは気相と液相を一定流量流すことで発生する自然発生スラグ流中について、気泡間距離と後続気泡速度の関係が、Moissisらの研究をを発端として、従来多くなされている。しかし、管が傾斜している場合や、先行気泡もまたその先行気泡の後流中にある場合などといった、より実用に即した状況で利用できるような相関式は、未だ見出されていない。本研究では、管傾斜角や先行気泡体積、先行気泡個数によらない連続テイラー気泡列中での気泡後流と後続気泡速度の関係についての包括的な知見を得るため、管傾斜角、先行気泡体積および先行気泡個数をパラメータとして実験を行い、速度分布についてその最大速度、最大速度位置、後流影響範囲および速度減衰率を体系的に整理する方法を見出した。また気泡周囲流動のPTVによる可視化を行い、気泡連続画像の観察だけでは解明できなかった気泡速度の種々の特異な傾向について、特に乱流成分に着目しながら解明を行った。

第一章は、本論文の緒言および研究動機、研究目的であり、昨今の自然エネルギー利用の広がりの中でのスラグ流の知見の有用性、気泡後流と後続気泡速度に対するこれまでの大域的な研究概要の説明、また本研究が傾斜スラグ流、先行気泡が気泡後流中にある場合の後続気泡速度分布に注目している点の説明によって構成されている。

第二章は理論説明であり、垂直管内テイラー気泡の単一気泡速度から始まり、気泡液膜流の流速相関式、傾斜流中での単一テイラー気泡速度、気泡形状等の諸特性について、現在明らかになっている項目について述べている。傾斜流中に関しては、特にZukoskiとBendiksenらによる研究は重要であり、前者は様々な液体中を上昇するテイラー気泡速度を調べ、気泡速度が管傾斜角に対し山なりの分布となることを明らかにした。またBendiksenらは液相に流速がある場合についての顕著な業績を残しており、傾斜流中でのテイラー気泡上昇速度の簡易推算式を提案している。また連続テイラー気泡列中における気泡後流と後続気泡速度変

化について、これまでに明らかにされている項目について述べており、現在知られている種々の後続気泡速度相関式について列挙している。またテイラー気泡周囲流動の可視化実験の代表例について挙げ、気泡が気泡先端部の最も流速の大きい部位に沿う事、また気泡後流が気泡後端直下では軸対称のトロイダル渦を形成しており、そのより後方では、管中心部が進行方向とは逆向きの流速となる渦が発生するケースがあることについて述べている。

第三章は実験装置と実験方法についての説明を述べている。実験は二種類行い、高速度カメラによって取得された気泡連続画像からの気泡速度計測と、液相に粒子を混濁させて流動の可視化を行った PTV 可視化計測とに分けられる。実験系は空気 - 水等温二相流場であり、リザーバータンクに溜めた水道水を、ポンプにより一定流量供試管へと流入させ、気泡は専用の分岐管に、シリンジによって体積を測定した空気を注入し、分岐管付け根付近のボールバルブを開くことにより、所定の体積、所定の個数のテイラー気泡を、供試管へと流入させることができる仕組みである。供試管には観察部が取り付けられており、アクリル円管をアクリル矩形管で覆い、円管と矩形管の隙間に水を満たすことにより、光の屈折を極力抑える構造としている。またカメラスペック（型番、レンズ名、露光時間、撮影レート等）についての詳細を記述している。可視化計測については、使用流路はそのままであり、水道水に径 $50\mu\text{m}$ のナイロン球を混濁させ、アルゴンレーザーを厚さ 2mm のシート光にして観察部管軸面に照射し、その散乱光を高速度カメラにより撮影することにより、管軸断面における流速分布を得た。実験は単一気泡、2 連続気泡後続気泡について行い、2 連続気泡列では気泡速度と気泡間距離を保証するため、第二の高速度カメラを用意し、観察部の広範囲について、可視化測定用カメラと同期しながら撮影を行った。また管傾斜角は $\phi = 30, 45, 60, 75, 90^\circ$ の 5 条件、液流束は単一気泡では $j_L = 0.011 \sim 0.053 [\text{m/s}]$ の数条件、連続気泡列では $j_L = 0.01 [\text{m/s}]$ で固定、気泡体積は、気泡の球体積等価直径を管内径で除した無次元気泡径を標準として、単一気泡では気泡速度を 8 条件、後流流速を 6 条件で取得し、2 連続気泡列では先行気泡体積を 3 条件で取得した。3 連続気泡列では中間の気泡体積を 3 条件変えたケースと、先頭の気泡体積を 2 条件で行ったケースとで取得した。

第 4 章は、気泡速度計測実験の結果について述べている。まず垂直流中での傾向について述べている。単一気泡速度は層流条件であるため、玉井らによる式によく一致した。また体積による違いは見られなかった。この傾向は傾斜管においてもほぼ同じであり、単一気泡速度式中の分布パラメータ C_0 とフルード数 Fr を算出した。両者の分布は、既存の式に定性的に一致した。

垂直流中 2 連続気泡速度分布は、先行気泡は後続気泡の影響を受けず、単一気泡速度のままであった。後続気泡は、気泡間距離が狭まるほど速度が増加し、ある極大値をとった後、先行気泡速度である単一気泡速度まで急激に減速するという分布であった。また速度分布が特に玉井らによる式によく一致した。先行気泡体積が大きいほど、最大速度が大きくなり、気泡速度の値のばらつきが大きくなった。値の変動が大きくなったのは、Tomiyama らによって確認されているように、後流が Open wake となったために、渦の構造が非定常となり、後続気泡速度に大きな変動が出たためと考えられる。また Open wake 条件において、気泡間距離 $z = 2D$ 付近において、後続気泡速度が単一気泡速度より下回る傾向が見られた。この傾

向は、Pinto らを初めとして、いくつかの文献において見られる傾向である。この傾向については、気泡後流流速分布を踏まえ、次章にて詳しく述べている。

傾斜上昇流中 2 連続気泡列については、垂直流中と同じく、気泡間距離の近い位置で後続気泡速度は最大値をとり、さらに先行気泡に近づくと先行気泡速度すなわち単一気泡速度まで減速する分布であった。垂直流中との違いは、最大値が大きく減少したことと、気泡速度が増大する後流影響範囲が大きく伸長した事である。

垂直流中と傾斜流中とを含めた評価を行うため、後続気泡速度分布の最大速度、最大速度距離、後流影響範囲、そして気泡間距離に対する後続気泡速度の減衰を調べるため、Moissis らの式を基に、指数関数で減衰する相関式を新たに作成し、分布に最もよく合う減衰率 ψ について調べた。

最大速度については、先行気泡体積・管傾斜角両方の増大に対し、ほぼ線形に増大した。しかし 75° から 90° にいたる際に、値が約 3/2 倍と大きく増大した。最大速度距離と後流影響範囲については、両者は似たような分布となり、先行気泡体積に対して、垂直流中ではほぼ一様な値、傾斜流中では単調増加となった。また管傾斜角に対しては、山なりの分布となった。ここで $\phi = 60^\circ$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の条件の時のみ、最大速度距離および後流影響範囲が短くなったのは、気泡底面の界面形状が原因であり、次章にて述べる液膜流速分布からもわかるが、気泡底面に気泡側へ向かう起伏があり、液膜流はそのくぼみを通して、気泡後端射出後は壁面へ向かうような流速となったために、壁面抗力による抵抗が大きく、速めの減衰となったものと考えられる。また最大速度位置と後流影響範囲の相関をとったところ、両者にはほぼ線形のかんけいがあり、最大速度距離が求まれば、相関式等により後流影響範囲も自動的に求められる可能性があることが分かった。速度減衰率については、管傾斜角に対してはあまり良い相関が得られず、先行気泡体積に対しては、体積増加に伴い減少、すなわちなだらかな速度減衰となる傾向であった。減衰率に関してより良い相関を得るために、噴流速度分布等で、流速分布を、最大速度と代表長さ（半値幅など）によって無次元化した分布に対する減衰率を算出する、という方法を考慮して、後続気泡速度分布を最大速度と最大速度距離で無次元化した分布に対する減衰率 Ψ を算出した。その分布は、管傾斜角に対してはほぼ山なりの分布、先行気泡体積に対してはほぼ一定の分布となり、 ψ よりも整理のしやすい分布であった。

以上のパラメータについて、最大速度と最大速度距離、そして速度減衰率が、傾斜角などの条件値から算出できれば、今回作成した相関式に代入して、任意の条件に関して気泡速度分布が求められる。そのため、上記のパラメータに対して良い相関を与える物理量を考えたい。最大気泡速度は主に先行気泡後端直下であり、後端直下では気泡の先端速度は、液相流れ場の流速に沿うことが知られている。そのため、気泡速度には気泡背後の後流流速が大きく効いていると思われるが、気泡背後の断面での質量流束保存を考えた時、気泡後端から射出される液膜流が断面を通過した分、気泡側へ向かう同流量の流れが発生しなければならない。そのため、気泡背後の流速には液膜流速が直接に関連していると考えられ、よって最大気泡速度との関連も強いと思われる。そこで最大気泡速度と液膜平均流速との相関をとったところ、垂直流中、傾斜流中それぞれで線形の相関が得られた。垂直流中と傾斜流中とで分布に

ずれが生じた理由については次章にて流速分布等を交えて述べている。また最大速度位置、後流影響範囲については、再び管断面での質量流束保存を考えた際、気泡後端からの液膜流が断面を通過すれば、その分だけ気泡へ向かう流れが発生しないといけないため、気泡後端から射出された液膜流が、どの程度遠方まで及ぶかによって、最大速度位置及び後流影響範囲は決定されると思われる。そして液膜流を阻害する大きな要因として、管壁近傍での摩擦損失が考えられる。そのため、気泡後端から射出された液膜流の持つ運動エネルギー、すなわち慣性エネルギーと、管壁での粘性せん断による抗力とのバランスが、後流影響範囲に影響していると考えられる。そこで、流体の慣性力とせん断力の比であるレイノルズ数を、代表速度を液膜平均流速、代表長さを液膜断面積と気液界面を除く管壁の濡れぶち長さから定義される水力等価直径とした液膜レイノルズ数 Re_L と、最大速度距離、後流影響範囲との相関をとったところ、いずれもほぼ線形の関係が得られ、両者が Re_L によって整理できることが明らかとなった。最後に速度減衰率 ψ , Ψ であるが、相関を持つ物理量が見当たらなかったため、速度分布のアスペクト比と相関をとったところ、特に Ψ に関しては指数対数の良い相関が得られた。この時、アスペクト比から得られる変数に z_w/z_{max} があるが、この値は、先述の最大速度距離と後流影響範囲の相関をとった際の相関係数に他ならず、角度に対しては、 60° の時もっとも低い値であり、 Ψ の分布ともよく一致した。この非は、気泡後流の渦構造を定量的に表すもっとも簡便な変数であると考えられ、この変数により、液膜流の最大速度と影響範囲との関係が定量的に評価できるものとする。

最後に、垂直流中において 3 連続気泡列についての実験結果について述べている。先行気泡が二つ、すなわち先行の気泡もまたその先行の気泡の後流の影響を受けているとき、後流流速は、いずれの先行気泡体積においても、最大速度が減少し、 $z=2D$ 辺りで気泡速度の顕著な増加が見られ、その傾向は先頭の気泡体積の大きい方がより顕著であった。この理由を探るため、最後尾の気泡速度の大きい場合と小さい場合とで、定電流法によって得られたボイド率波形の代表値を 3 つずつ取り出し、波形を比較したところ、中間気泡のボイド率波形に目立った違いは見られなかった。そのため、最後尾気泡の速度変化の要因は、中間気泡の激しい変形にあるのでは無く、気泡周囲液膜流の流れの変化に原因があると見られた。これ以上の考察は、周囲流れの可視化を行わなければ不可能である。

第 5 章では、気泡後流の流速分布を、PTV 法にて計測した。単一気泡流速分布は、垂直流中では特に気泡体積が大きい時、気泡後端直下に現れる強力なトロイダル渦の後方に、それとは逆回転の渦が確かに観測され、これが後続気泡速度の $z=2D$ 付近でのマイナス化の原因であることが分かった。またその領域では逆に壁面近傍での流速が増大しており、連続写真からも多くみられるように、後続の気泡は先行気泡体積の大きい時、管中心の強い下向き流れに押し返されながらも、管壁付近の上向き流速をとらえ、管壁から先行気泡へと急速に近づくことが分かった。

傾斜流流については、液膜厚さが大きく、大質量の液膜流が、管底部を $z=5D$ 付近まで緩やかに減衰しながら到達する様子が見られた、また気泡中心軸上のレイノルズ応力が、垂直流中と比べると高い値を保ったまま遠くまで続いていた。この結果より、傾斜流中では気泡背後の後流はかなり乱流性の強いものとなり、それが大きな流速の阻害、そして気泡背後の

抗力の低下につながり、垂直流中に対して後続気泡最大速度が大きく低下した理由ではないかと推察される。

最後に、3連続気泡列中の最後尾気泡速度分布の特異性の解明を行うため、2連続気泡列後続気泡の後流流速分布を、垂直流中について計測した。結果、気泡がその先行する気泡の後流中にあることにより、まず気泡後端直下の渦流れが大きく崩れ、管軸中心軸上の高流速部が鈍化され、後流の最大流速が大きく低下した。これが最後尾気泡最大速度の低下の原因であると考えられる。また各乱流成分分布を調べると、単一気泡後流に比べ、乱流成分の値の増加が見られ、特に管軸上での流れの平均エネルギーと乱流エネルギーの収支を比較したところ、単一気泡後流でも見られた $z=2D$ 付近における、乱流エネルギーの支配的となる領域が、先行気泡が後流中にあることにより増大しており、乱流による流体駆動力により、後流の影響が、より広範囲にまで渡ったのではないかと推察される。

また先行気泡先端の乱流度が高い場合と低い場合とで速度分布の比較を行い、乱流度が高い方が、気泡後端直下の渦構造の歪みが激しく、また管断面最大速度分布が増すことが分かった。このため、 $z=2D$ 付近での後続気泡速度増加は、先行気泡先端の乱流度が高いほど、つまり先行気泡とそのさらに先行する気泡との間隔が近いほど大きいと言え、前章にて述べたボイド率波形比較の結果とも一致する。

また単一気泡の液膜流速に対する、2連続気泡後続気泡液膜流速の比を比較し、気泡体積が小さいほど速度の増加率が増すことを明らかにした。

以 上

目次

1章 緒論	1
2章 理論	6
2.1 単一気泡速度	6
2.2 気泡周囲液膜流速	7
2.3 連続テイラー気泡列	8
2.4 傾斜管内テイラー気泡	10
2.4.1 単一気泡速度	10
2.4.2 管断面気泡界面形状	12
2.4.3 連続気泡列	12
2.4.4 その他の研究	13
2.5 気泡周りの流動の可視化	13
2.6 流れの乱流成分	15
3章 実験装置	17
3.1 気泡速度測定実験	17
3.1.1 装置概要	17
3.1.2 測定方法	17
3.1.3 測定条件・測定項目	18
3.2 気泡後流可視化実験	19
3.2.1 装置概要・測定方法	19
3.2.2 測定条件・測定項目	20
4章 気泡速度計測	21
4.1 単一気泡	21
4.1.1 単一気泡速度	21
4.1.2 気泡形状	23
4.2 2連続気泡列	25
4.2.1 垂直上昇流内での後続気泡速度分布	25
4.2.2 傾斜流内での後続気泡速度分布	26
4.2.3 最大速度	28
4.2.4 最大速度距離と後流影響範囲	28
4.2.5 気泡速度減衰率	30
4.2.6 気泡周囲液膜流速からの考察	32
4.3 3連続気泡列	38
4.4 結言	41

5章 気泡周囲流動可視化計測	44
5.1 液膜流速	44
5.2 垂直管内単一気泡後流	45
5.2.1 流速・乱流エネルギーの管断面分布	45
5.2.2 管軸および管壁流速分布	47
5.2.3 管径方向分布	48
5.2.4 乱流成分比較	49
5.3 傾斜管内テイラー気泡後流	54
5.3.1 管軸中心断面流速・乱流エネルギー分布	54
5.3.2 気泡中心軸・管底部流速分布および管断面最大流速分布	59
5.3.3 気泡中心軸・管底部・管径方向乱流成分分布	59
5.4 2連続気泡列後続気泡後流	69
5.4.1 管軸方向断面流速分布	69
5.4.2 管中心・壁面近傍・断面最大流速分布および管断面流速分布	71
5.4.3 各乱流成分の比較	72
5.4.4 気泡先端乱流度の影響	72
5.4.5 液膜流速の変化	73
5.5 結言	78
6章 結論	81
参考文献一覧	86

記号一覧

A	管断面積	$[\text{m}^2]$
A_B	管断面気相面積	$[\text{m}^2]$
A_L	管断面液相面積	$[\text{m}^2]$
C_1	Dumitrecku の式(1)における係数	$[-]$
C'_1	Dumitrecku の式(1)における係数	$[-]$
C_0	分布パラメータ	$[-]$
C_1	Nicklin らの式(2)における係数	$[-]$
C_2	Nicklin らの式(2)における係数	$[-]$
C_a	Griffith らの式(2)における係数	$[-]$
C_b	Griffith らの式(2)における係数	$[-]$
d	気泡球体積等価直径	$[\text{m}]$
D	管内径	$[\text{m}]$
f	ナビエーストークス方程式中の外 式(14)	$[-]$
$f(r)$	管径方向の流速分布を表す関数 式(14)	$[-]$
g	重力加速度	$[\text{m}/\text{s}^2]$
j_G	気相流束	$[\text{m}/\text{s}]$
j_L	液相流束	$[\text{m}/\text{s}]$
j_T	総流束	$[\text{m}/\text{s}]$
\bar{k}	平均流の運動エネルギー	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
k'	乱流エネルギー	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
k^*	流体の運動エネルギーを単一気泡速度の二乗 u_{B0}^2 で無次元化した値	$[-]$
k_{all}	全体流の運動エネルギー	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
L_m	V_w が V_{\max} となる位置	$[\text{m}]$
r	管径方向距離	$[\text{m}]$
u	管軸方向流速	$[\text{m}/\text{s}]$
u^*	管軸方向流速を単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値	$[-]$
u_B	気泡速度	$[\text{m}/\text{s}]$
u_{B0}	単一気泡速度	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_{B\infty}$	十分発達したスラグ流中での気泡速度	$[\text{m}/\text{s}]$
u_{BT}	静止液中単一気泡速度	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_{B,\text{trail}}^*$	後続気泡速度を単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値	$[-]$
u_f	液膜流速	$[\text{m}/\text{s}]$
u_{\max}^*	後続気泡最大速度を単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値	$[-]$
$-u'v'$	レイノルズ応力	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
$(-u'v')^*$	レイノルズ応力を単一気泡速度の二乗 u_{B0}^2 で無次元化した値	$[-]$
v	管径方向流速	$[\text{m}/\text{s}]$

v^*	管径方向流速を単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値	[-]
V_{\max}	後流流速最大値 式(14)	[m/s]
V_w	後流流速 式(14)	[m/s]
Q	フルード数を補正する関数 式(16)	[-]
R	管半径	[m]
t_f	気泡周囲液膜厚さ	[m]
v_{GL}	ドリフト速度	[m/s]
w_L	大気泡周囲液膜流速 (気泡に対する相対座標)	[m/s]
y	気泡先端からの距離	[m]
z	気泡後端からの距離	[m]
z^*	気泡後端からの距離を管内径 D で無次元化した値	[-]
z_{\max}^*	無次元最大速度位置	[-]
z_w^*	無次元後流影響範囲	[-]

無次元数

Eo	エトベス数	[-]
Fr	フルード数	[-]
Re_L	液相レイノルズ数	[-]

ベクトル

\mathbf{u}	流速ベクトル	[m/s]
\mathbf{x}	位置ベクトル	[m]

ギリシア文字

α_{TB}	気泡断面ボイド率	[-]
ΔFr	$Fr_v - Fr_h$	[-]
ϕ	管傾斜角	[°]
λ	気泡無次元径 d/D	[-]
Σ	表面張力パラメータ	[-]
ν_L	液相粘性係数	[m/s]
ρ_G	気相密度	[kg/m ³]
ρ_L	液相密度	[kg/m ³]
τ_T	せん断応力	[kg m/s ²]
ψ	速度減衰率 式(14)、式(26)	[-]
Ψ	速度減衰率 式(27)	[-]

添字

-	アンサンブル平均
---	----------

'	アンサンブル平均からの変動値
btm	最後尾
<i>h</i>	水平
<i>i</i>	指標
<i>j</i>	指標
<i>k</i>	指標
lead	先行
mdl	中間
rms	rms 値
top	先頭
trail	後続
<i>v</i>	垂直

1 章—— 緒論

人類が生きていくうえで、エネルギーは無くてはならないものである。新石器時代、人類は火を使うことを覚えた。火を使うことで、寒暖の調節、食物の調理、また道具の加工などを行うことが可能となり、人類としての活動の幅が大きく広がった。また風車、水車の発明により、自然エネルギーを動力に替えること成功した。18世紀に入り、ワットにより蒸気動力の実用化がなされると、主に産業・物流において、人類の活動範囲とエネルギー消費量が大きく増大した。さらに電気の発明により、様々なエネルギー源を自由に変換できるようになると、石油・石炭を中心として人類のエネルギー消費は爆発的に増大した。第二次世界大戦後には、原子力発電の実用化がなされた。我が国においても主にベース電源としての利用がなされている。

しかし2011年3月11日の東日本大震災における福島第一原発事故を境として、我が国では原子力発電に頼る姿勢について、大きく見直しを迫られた。原子力発電の利用は、2011年度には国内供給全体の4.2%と、前年の半分以下となり[1]、代わって地熱、太陽光、風力に代表される自然エネルギーの利用拡大が図られている。現在、太陽光、風力といった、蒸気動力を利用しない形の発電方式が多く普及しつつあるが、太陽熱、地熱、地中熱、海洋温度差等を利用して蒸気動力として利用する発電方式についても、多く開発がなされている。そのため蒸気動力についての技術は、今なお重要である。

水管ボイラー内で水を沸騰させた際、水管内では気相である蒸気と、液相である水が混合して流れる気液二相流という現象が見られる。気液二相流には様々な流動様式が見られ、特に沸騰流中では、図1-1に示すように、下流に向かうほど加熱による相変化によって気相の流量比率が増すため、流れ方向で流動様式が変わるのが特徴である。気液二相流の代表的な流動様式としては、図1-2に示す気泡流(Bubbly flow)、スラグ流(Slug flow)、チャーン流(Churn flow)、環状流(Annular flow)の4つが挙げられる。図は右に行くほど気相の流量比が増している。気泡流では、小気泡群が液相中にほぼ一様に分布して流動する。スラグ流では、気泡径が管直径よりも大きくなり、そのためテイラー気泡(Taylor bubble)と呼ばれる弾丸状の気泡となって流動する。チャーン流では気泡の形が崩れ、液塊と気相塊が交互に流れる流動となる。環状流では、管中心に高速で気相の流れる気相コアができ、液相は管壁面に薄膜状となって流動する。気泡流や環状流の様に、管断面での気相の体積比率、すなわちボイド率が、時空間で一様となるような流動については、これまでに多くの推算モデルが提案されている。しかしスラグ流の様に、時空間で局所ボイド率が大きく変動するような流動については、その非定常性のため、従来の定常流を前提としたアプローチでは適切な推算モデルの構築は難しい。また沸騰流の様に、流れ方向に流動様式が進展するような流れでは、マクロな系における二流体モデルや、ドリフトフラックスモデルなどに代表されるような、流動様式別の推算モデルを用いると、局所の時空間的なボイド率変動には対応できず、そのため内部流動の詳細な把握は難しい。よって、沸騰流のより詳細な情報を得るためには、気泡の挙動自体を直接シミュレートする必要がある。Tomiyamaら[2]は各種の気泡形状、気泡速度を詳細にモデル化することにより、気泡が相互に干渉・合体することにより発展成長する気泡

追跡モデルを提案した。また伊藤ら[3]は、局所のボイド率分布を集中乗数系として取り扱うことにより、管径オーダーの気泡の連続として取り扱う分散気泡モデルを提案した。分散気泡モデルでは、気相の一次元質量保存則による各セルでのボイド率伝播に加え、気相の静圧変動による膨張、気泡後方に発生する後流による、後続気泡速度の増加、そして各セルでの幾何学的体積制限による隣接セルへの気相の再配分機構の3つが支配方程式として組み込まれている。本研究は分散気泡モデルの支配方程式のうち、気泡後流による後続気泡の速度増加に関する相関式、特に、本モデルにて対象となる管径オーダーの気泡、すなわちテイラー気泡列での、気泡後流の効果についての検討が発端となっている。

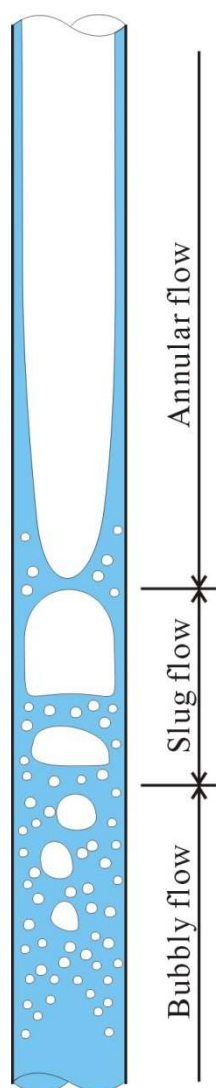


Fig. 1-1 Schematics of boiling flow.

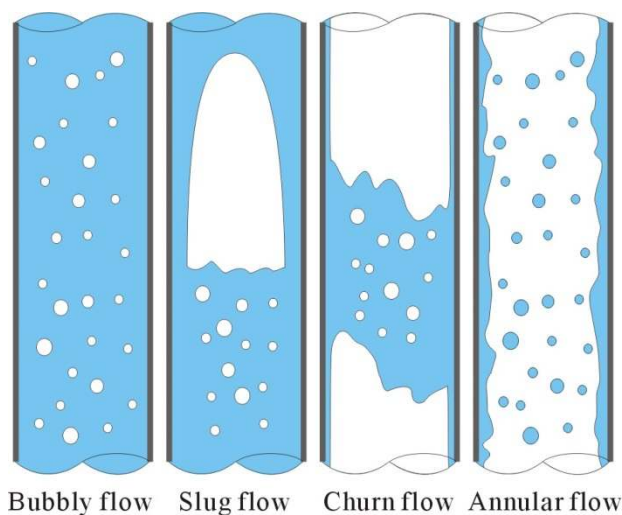


Fig. 1-2 flow patterns.

連続するテイラー気泡列中における、気泡後流の後続気泡へと及ぼす影響については、従来いくつかの研究がなされている。一般に、テイラー気泡が管内を上昇することにより、図1-3に示すように、気泡前方の液相が、管内の質量保存則に則って気泡後方へ輸送され、その際に気泡後端から射出される液膜流れが、気泡後方にて軸対称の渦を形成することが知られ

ている。この渦流れは管中心部にて気泡側へ向かう高速の流れを形成しており、後続の気泡はこの流れに吸い寄せられるように加速され、場合によっては先行の気泡と合体する。この時の後続気泡の加速について、初めに定量的に測定したのは Moissis ら [4] である。彼らは気相と液相を同時に一定量流入させることにより発生する自然発生スラグ流において、気泡速度と先行する気泡間との距離との相関関係を測り、図 1-4 に示す相関式を得た。図は横軸が気泡間距離を管内径で無次元化した値、縦軸が気泡速度を十分に発達したスラグ流中での気泡速度で無次元化した値を示している。図より、気泡間距離が狭まるにつれ、後続の気泡は先行の気泡の後流により加速され、合体に至ることが分かる。Moissis らの研究は、自然発生スラグ流中にて得られた平均的な値であり、気泡の体積や主流流速による影響についての検討には至っていない。Tomiyama ら [5] は上記の気泡追跡モデル構築にあたって、図 1-5 に示すように、特定の体積の気泡を 2 個連続して流入させられる装置を作成し、テイラー気泡について、気泡体積、液相流束を変化させて、気泡間距離と後続気泡速度との相関を計測し、またレーザードップラー計測を用いて、各条件下での気泡後流流速を計測している。その結果、ある気泡の速度は、その流速中における単一気泡速度に、先行気泡後流流速を足し合わせることで表せられること、後流流速は、気泡間距離が管内径の約 1 倍となる付近で最大値をとり、その最大値および最大値位置は、先行気泡体積に依存することなどを明らかにしている。

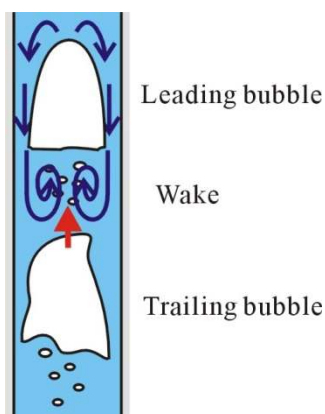


Fig. 1-3 Bubble wake and effect for trailing bubble.

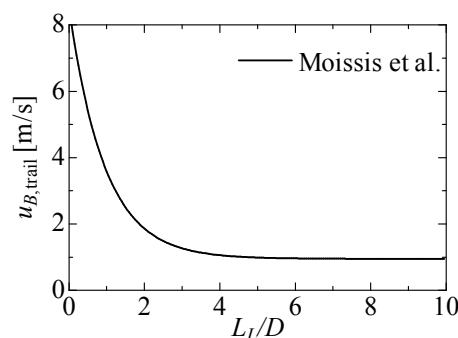


Fig. 1-4 Relationship between trailing bubble velocity and separation distance.

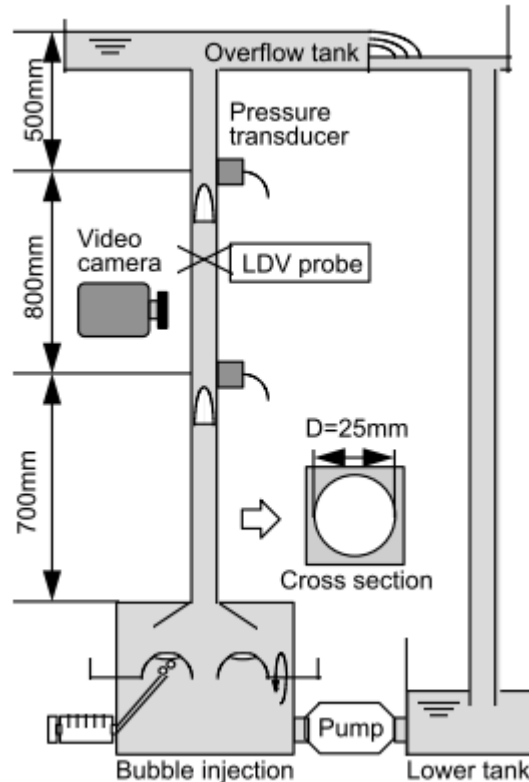


Fig. 1-5 Schematics of Tomiyama's experimental facility.

以上の様に、自然発生スラグ流中あるいは任意に流入させた二連続のテイラー気泡列中における、気泡間距離と後続気泡速度の相関については多く知見が得られている。しかし、自然発生スラグ流中において、先行気泡もまたその先行する気泡の後流を受け、加速・変形している場合の影響について、定量的に評価した研究は見られない。また、気泡後流と後続気泡速度の相関に関して、垂直上昇流中についてはその研究が多くなされているものの、傾斜上昇流中ではその実験がほとんどなされていない。傾斜上昇流は、従来の工業用プラントではあまり用いられてこなかったが、地熱発電や海洋温度差発電等の自然エネルギーを利用した発電プラント等では、地形や自然環境に配慮するため、傾斜配置にならざるを得ない可能性も考えられる。現に地熱発電では、その熱源が主に国定公園などの地下に存在するため、環境保全に配慮するため、傾斜上昇流にて蒸気を引き出す例が多く見受けられる。また地下の地熱貯留層から引き出された蒸気は、管内で穏やかに冷却されながら引き出されるため、管長の多くの割合で、スラグ流となることが知られている。自然エネルギーを利用する際、その熱源のほとんどは、火力・原子力と比べ低温である。従来の高温熱源を想定したボイラーでは、管内流動として環状流を想定しており、そのため環状流での流動モデル、沸騰現象の解明が、従来多くなされてきた。しかし自然熱エネルギーを利用する場合、加熱熱流束の低さから管内流が環状流に至るのは難しく、主にスラグ流・チェーン流が支配的な流動様式となる可能性が高い。水野ら[6]はその点を考慮し、低質量流束、低加熱熱流束における沸騰実験を行い、管内流が環状流に至らずに、管断面ボイド率が1になる（全ての液相が気相に相変化する）ドライアウト(Dryout)に至ることを見出している。そのため、低加熱熱流束中

での沸騰効率改善を考える際、スラグ・チャン流中での気泡・気液界面挙動と伝熱との因果関係は重要になると予測され、従ってスラグ流中で気泡挙動に関する知見は今後増々重要になると考えられる。

そこで本研究では、気泡後流と気泡速度との関連について、管傾斜角、及び先行気泡体積、先行気泡個数による違いを実験的に比較し、またそれらの違いについて、PTVによる可視化計測を用いて、液相流速分布より現象の解明を行ったのでここに報告する。

2章—— 理論

2.1 単一気泡速度

単一テイラー気泡の垂直管内における上昇速度については、これまでに多くの研究が報告されている。代表的なものを挙げると、Dumitresku[7]が最初に単一テイラー気泡の上昇速度を理論、実験の両面から求めている。彼は静止液中単一気泡速度が、以下の式で整理できることを見出した。

$$u_{BT} = C_1' \sqrt{gR} = C_1 \sqrt{gD} \quad (1)$$

上式中係数 C_1 は、式の定義上、浮力と慣性力の比であるフルード数 Fr ともみなせるため、一般にフルード数としてもまとめられる。後に Davies & Taylor[8]が理論解として、同様の結論を得、解析的に C_1 の値を得ている。また Brown[9]はテイラー気泡が上昇するときの液膜流れに着目し、水の粘性の効果を取り入れた式を提案している。上記に挙げた式を Table 2-1 にまとめる。

気液に流速が付加されている場合の単一気泡速度については、まず Griffith ら[10]が、Dumitresku の式を改良して Table 2-1 に挙げるように、係数を二つの要素 C_a 、 C_b に分割している。 C_a は静止液中終端速度を支配する係数であり、 C_b は液相流束によって変わる係数である。彼らは両係数の分布を実験的に求めた。後に Nicklin ら[11]の実験により、液相ないし気相に流速がある場合、単一気泡速度は以下の式のように、式(1)に流速による項を加算した形で与えられることが明らかになった。

$$u_{B0} = C_2 j_T + u_{BT} = C_2 j_T + C_1 \sqrt{gD} \quad (2)$$

ここで $j_T = j_L + j_G$ である。彼らまた実験的に、係数 $C_2 = 1.2$ 、 $C_1 = 0.35$ の値を算出している。ここで Nicklin らによって得られた係数 C_2 は、乱流中でのみ定義された値である。層流中の値については、Collins ら[12]によって、液相レイノルズ数 $Re_L = 1070$ において、 $C_2 = 1.87$ の値を得ている。層流中にて値が大きくなるのは、大気泡先端の界面速度が、常に管断面の液相流速分布において最大流速となる値に沿うからである。そのため、層流中では C_2 は、ポアズイユ流れを仮定した場合の液相管断面最大流速と平均流速の比である 2.0 に、乱流中では 1/7 乗則を仮定した場合の液相管断面最大流速と平均流速の比である $8/7 = 1.14$ によく一致する。また玉井ら[13]は、実験によって得られた値を基に、液相レイノルズ数 Re_L の値によって変動する係数式(3)を提案している。

$$C_2 = \begin{cases} 1.18 + 0.32 \exp[0.0017(2300 - Re_L)] & \text{for } Re_L > 2300 \\ 1.5 - 0.5 \exp(-4.0 \times 10^{-4} Eo_D^{2.36}) & \text{for } Re_L < 2300 \end{cases} \quad (3)$$

なお上式中 Eo_D は管内径 D を代表長さとするエトベス数である。

また、上式(3)中の係数 C_2 と第二項は、それぞれドリフトフラックスモデルにおける分布パラメータ C_0 と、ドリフト速度 v_{GL} に一致するため、係数 C_2 は分布パラメータとも呼ばれる。上記の結果を Table 2-1 にまとめる

Table 2-1 Single bubble velocities.

In stagnant liquid	
$u_{BT} = 0.496\sqrt{gR}$	Dumitresku
$u_{BT} = 0.464\sqrt{gR}$	Taylor
$u_{BT} = 0.496\sqrt{gR}\sqrt{1 - \frac{-1 + \sqrt{1 + 2NR}}{NR}}$ $N = \sqrt[3]{14.5 \frac{\rho^2 g}{\mu^2}}$	Brown
In flow	
$u_{B0} = C_a C_b \sqrt{gR}$	Griffith et al.
$u_{B0} = C_2 j_T + u_{BT} = C_2 j_T + C_1 \sqrt{gD}$ ($Re_L > 7000$) $C_1 = 0.35$, $C_2 = 1.2$	Nicklin et al.
$C_2 = 1.87$ ($Re_L > 7000$)	Collins
$C_2 = \begin{cases} 1.18 + 0.32 \exp[0.0017(2300 - Re_L)] & \text{for } Re_L > 2300 \\ 1.5 - 0.5 \exp(-4.0 \times 10^{-4} Eo_D^{2.36}) & \text{for } Re_L < 2300 \end{cases}$	玉井ら

また古川ら[14]は、テイラー気泡の先端および後端の速度を計測し、先端の速度が気泡長さに比例することを明らかにした。この効果は、気泡が上昇する際の膨張が、気泡先端界面速度に影響するためである。深野らはその効果を加味し、気泡膨張を考慮した補正式を提示している。

本研究では、単一気泡速度は分布パラメータとフルード数を用いて、以下の式のように表すものとする。

$$u_B = C_0 j_T + Fr \sqrt{gD} \quad (4)$$

2.2 気泡周囲液膜流速

テイラー気泡周りの液膜の断面平均流速は、管断面での気液の質量保存を仮定すれば、以下の要領で求まる。

速度 u_{B0} で上昇する気泡の、ある断面における液膜流速を u_f 、気相断面積を A_B 、液相断面積を A_L とする。主流相体積流束を j_T とすると、連続の式より、

$$\begin{aligned} u_{B0} A_B + u_f A_L &= j_T A \\ A &= A_B + A_L \end{aligned} \quad (5)$$

なお u_f は下向きのため負の値をとる。これを $-u_f$ について解くと、

$$-u_f = \frac{u_{B0}A_B - j_L A}{A_L} \quad (6)$$

が得られる。この値は絶対座標系での値である。

なお、テイラー気泡周りの液膜流は、一般に自由落下流れであると仮定される。深野ら[15]は粘性を無視した自由落下モデルを用いて、大気泡周囲液膜速度（気泡に対する相対座標系）を導出している。

$$w_L = \sqrt{(u_G - j_T)^2 + 2gy} \quad (7)$$

ここで y は気泡先端からの距離を表す。

また Fernandes ら[16]により、円管内自由落下液膜流速の実験式である Brotz[17]の式

$$t_f \left(\frac{g}{\nu_L^2} \right)^{1/3} = \left(\frac{3Re_f^2}{590} \right)^{1/3} \quad (8)$$

を利用した式が提案されている。ここで t_f は液膜厚さ、 ν_L は液相粘性係数を表す。式中 Re_f は液膜レイノルズ数であり、

$$Re_f = \frac{t_f u_f}{\nu_L} \quad (9)$$

で与えられる。式(9)を式(8)に代入し、液膜厚さ t_f に断面ボイド率で表される以下の式

$$t_f = \frac{D}{2} (1 - \sqrt{\alpha_{TB}}) \quad (10)$$

を代入すると、Brotz の式から得られる液膜流速の平均速度は、

$$u_f = 9.916 \sqrt{gD(1 - \sqrt{\alpha_{TB}})} \quad (11)$$

となる。

2.3 連続テイラー気泡列

連続テイラー気泡列中において、前章でも述べたように、Moissis らによって、気泡間距離が小さくなるほど、気泡後流の影響を受け後続の気泡の速度が増大することが始めて明らかにされた。彼らの実験によって得られた自然発生スラグ流中気泡速度 u_B の相関式は、以下の式で表される。

$$\frac{u_B}{u_{B\infty}} = 1 + 8 \exp\left(-1.06 \frac{z}{D}\right) \quad (12)$$

ここで $u_{B\infty}$ は十分に発達したスラグ流中での気泡速度を表し、一般に Nicklin らによる単一気泡速度(2)が当てはめられる。また z は先行気泡後端から後続気泡先端までの距離である。

Mayor ら[18]は、様々な流速中の連続テイラー気泡における、後続気泡速度の気泡間距離に対する分布を得ており、その結果から Moissis らの式(12)を基にした以下の相関式を求めている。

$$\frac{u_{B, trail}}{u_{B0}} = 1 + 2.4 \exp \left[-0.8 \left(\frac{z}{D} \right)^{0.9} \right] \quad (13)$$

前章で述べたように、Tomiyama ら[5]は連続テイラー気泡列中の後続気泡速度が、同条件中の単一気泡速度に、気泡後流流速を足し合わせた値で表せられることを明らかにしている。また彼らは、気泡の球体積等価直径 d を管内径 D で除した値 λ を指標とし、 $\lambda \leq 1.2$ の時、テイラー気泡後流は、図 2-1 で示すような軸対称の Closed wake になり、 $\lambda \geq 1.6$ の時、渦が非対称となる Open wake となることを、気泡後流の可視化計測から明らかにしている。

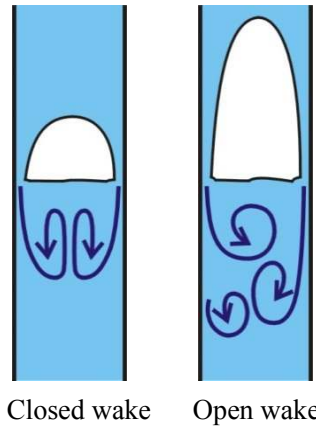


Fig. 2-1 The wake structure of the closed wake and the open wake.

また玉井ら[13]は、Tomiyama ら[5]によって得られた式を改良し、以下の相関式を提示している。

$$u_{B, trail} = u_{B0} + u_w$$

$$u_w = \begin{cases} \left[u^* - (u^* - 1) \left(1 - \frac{z}{L_m} \right)^2 \right] f(r) & \text{for } 0 \leq z \leq L_m \\ \frac{1}{\psi \left(\frac{z - L_m}{D} \right)^2 + \frac{1}{u^*}} & \text{for } z > L_m \end{cases} \quad (14)$$

$$u^* = \frac{u_{\max}}{u_{BT}} = 3.5 - 2.6 \exp \left[-2.3 \left(\frac{d}{D} \right)^3 \right]$$

$$\frac{L_m}{D} = \begin{cases} \frac{d}{D} - 0.40 & \text{for } 0 \leq \frac{d}{D} \leq 1.35 \\ 590 \exp \left(-5.5 \frac{d}{D} \right) + 0.60 & \text{for } \frac{d}{D} > 1.35 \end{cases}$$

$$\psi = \begin{cases} 0.81\left(\frac{d}{D}\right)^2 + 0.20\frac{d}{D} & \text{for } 0 \leq \frac{d}{D} \leq 1.4 \\ 58 \exp\left(-3.0\frac{d}{D}\right) + 1.0 & \text{for } \frac{d}{D} > 1.4 \end{cases}$$

$$f(r) = \begin{cases} \cos \frac{\pi r}{2R_w} & \text{for } 0 \leq r \leq R_w \\ -\frac{(2-4/\pi)R_w^2}{R^2 - R_w^2} \sin \frac{r - R_w}{R - R_w} \pi & \text{for } R_w < r \leq R \end{cases}$$

$$R_w = \left(-0.025 \frac{z}{D} + 0.668\right)R$$

上式中 u_w は気泡後流流速を表す。 U_{\max} は後流流速最大値、 L_m は u_w が u_{\max} となる位置、 ψ は減衰率、 λ は気泡の球体積等価直径を表す。また $f(r)$ は関係方向の流速分布を表す関数である。上式から、後流流速最大値、最大値となる距離、また速度減衰率が、先行気泡体積に依存することが分かる。

Pinto ら[19]は、管内径と液体の粘性を変えて、連続テイラー気泡列における後続気泡速度と気泡間距離の関係を求めている。いくつかのケースでは、気泡間距離が $5D$ から $25D$ の間で、後続気泡速度が単一気泡速度を下回った。つまり、実験条件によっては、後続気泡は先行の気泡よりも速度が遅くなり、先行気泡に追いつくことができなくなる場合が見られることを示唆している。

Tudose ら[20]は、テイラー気泡の、管径方向への偏りと界面変形とが、気泡後端の抗力に与える影響について実験的に解明するため、アクリル製の模擬テイラー気泡を用いて、気泡先端形状を変化させた場合、また管径方向に気泡位置をシフトさせた場合、また気泡が先行気泡の後流中にある場合の、それぞれにおける気泡後端の抗力および抗力係数を求めている。その結果、

- ① 気泡位置を変化させた場合、気泡が管中心にある場合が抗力最大であり、管壁に近づくほど抗力は低下する
- ② 気泡先端形状が非軸対称の場合の方が、軸対称の場合に比べ、抗力が低下する
- ③ 気泡が先行気泡の後流中にある場合、先行気泡からの距離が $2D$ の点で抗力は最大となり、それより近づくと効力は大きく減少する。また $2D$ より遠ざかると効力は緩やかに減少するが、気泡間距離 $3D$, $5D$, $7D$ について、単一気泡の場合の抗力と比較すると、いずれの場合も単一気泡の場合よりも抗力は高い。

事を明らかにしている。

2.4 傾斜管内テイラー気泡

傾斜管内を遡行するテイラー気泡は、おもに石油パイプライン内部流動などで見られ、単一気泡速度を中心として、多く研究がなされている。

2.4.1 単一気泡速度

はじめに傾斜管内のテイラー気泡速度を測定したのは Zukoski[21]である。彼は鉛管内に各

種液体を満たし、その中を上昇するテイラー気泡の速度を、水平から垂直までの幅広い角度で測定している。その結果、気泡速度は管傾斜角に対し山形の分布となり、 $30\sim 60^\circ$ の間に極大値を持つこと、表面張力パラメータ Σ が小さい、つまり浮力に対する表面張力の寄与が少ないほど、気泡速度は速くなり、また、その場合の方が、垂直管内よりも水平管内の方が気泡速度が速くなること、また水平管内速度が垂直管内速度よりも下回る場合、各傾斜角における気泡速度から、垂直流中における気泡速度を引いた値は、いずれの条件においても一致することなどを見出している。

Bendiksen ら[22]は気液が流速を持つ場合について、顕著な実験結果を残している。彼らは管傾斜角 $-30^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ 、液相レイノルズ数 $0.6 \times 10^4 \leq Re_L \leq 10.4 \times 10^4$ と広範囲の条件で単一気泡速度の測定を行い、気泡速度の分布パラメータおよびフルード数の、管傾斜角に対する分布を得ている。また、静止液中における気泡速度が、同条件における水平管内での気泡速度 u_B^h と垂直管内での気泡速度 u_B^v および管傾斜角 ϕ を用いて、以下の式で整理できることを明らかにしている。

$$u_{BT} = u_{BT}^h \cos \phi + u_{BT}^v \sin \phi \quad (15)$$

Weber ら[23]は水よりも粘性の高い流体で実験を行い、液相のモルトン数が大きくなるとフルード数が減少すること、また同じモルトン数でもエトベス数が大きければフルード数は増大すること、エトベス数が小さくなるとフルード数は0に向かうことなどを明らかにしている。またエトベス数 $EO \leq 50$ の比較的低い値の条件でもよく一致するように Bendiksen の式(3)に補正項を導入した以下の式を提案している。

$$Fr = Fr_h \cos \phi + Fr_v \sin \phi + Q$$

$$Q = \begin{cases} 1.37(\Delta Fr)^{2/3} \sin \phi (1 - \sin \phi) & \text{for } \Delta Fr > 0 \\ 0 & \text{for } \Delta Fr \leq 0 \end{cases} \quad (16)$$

$$\Delta Fr = Fr_v - Fr_h$$

ここで Fr_v 、 Fr_h はそれぞれ、水平管内および垂直管内でのフルード数である。

傾斜管内単一気泡速度を理論的に導出しようという試みもなされている。水平管内単一気泡速度の理論解については、Benjamin[24]が、水平管内気泡速度は液体で満たされた水平管から液体を排出したときの界面の進展速度に等しいとして算出した。Alves ら[25]はその式を改良し、気泡界面と管壁との接触角による表面張力を加味し、傾斜管内での気泡形状と気泡速度の理論解を導出した。一方 Carew ら[26]は、Benjamin の式に気泡下部流れの壁面せん断による抗力を加味した傾斜管内気泡速度の理論解を導出している。またニュートン流体と非ニュートン流体とで気泡速度の測定を行っており、非ニュートン流体では粘性が大きいため、傾斜角を低くしていったときに早い段階でフルード数が0に収束することを示した。

傾斜管内をテイラー気泡が上昇する場合、条件によっては、気泡の管頂部側が、表面張力により乾くことがある。この現象は気泡速度にも影響することが考えられ、いくつかの実験がなされている。

福士ら[27]は、管内面の濡れ性を変えて実験を行い、濡れ性の良い傾斜円管内における気泡の上昇速度は、Bendiksen らの式にほぼ一致すること、濡れ性の悪い傾斜円管内での気泡の上昇速度は、管内径 $D = 1.0, 1.5\text{cm}$ の時に、Bendiksen らの式を補正した以下の式

$$u_B = 2.3 \left[(\rho_w - \rho_g) g D / \rho_w \right]^{1/2} (Fr_h \sin \theta + Fr_v \cos \theta) \quad (17)$$

で整理することができることなどを明らかにしている。

管材質を変えた実験としては他に Cavanagh ら[28]が挙げられ、固定した傾斜管の上方から液体を流入させ、その中にテイラー気泡を留置させることでフルード数等を測定する実験を行っている。彼らはガラス管、アクリル管の二材質で実験を行っており、気泡が管壁にへばりついた時に、アクリル管の方が気泡を移流させるのにより大きな流速を必要とすることを明らかにしている。

2.4.2 管断面気泡界面形状

管断面気泡界面形状に関する実験として、Cook ら[29]は、傾斜管内気泡の管軸断面上での形状を、平行ワイヤプローブを用いて計測した。また VOF 法を用いた数値計算も行っており、気泡形状について両者の比較を行っている。また数値計算で管断面気泡形状を算出し、図 2-2 に示すように、気泡先端から 100mm 程の位置で、気泡下部が気泡側へ凹む現象を確認している。また Barnea ら[30]は、 2° から 90° までの様々な管傾斜角において、テイラー気泡とその周囲のボイド率の 3 次元分布を、ワイヤメッシュ計測により詳細に求めている。

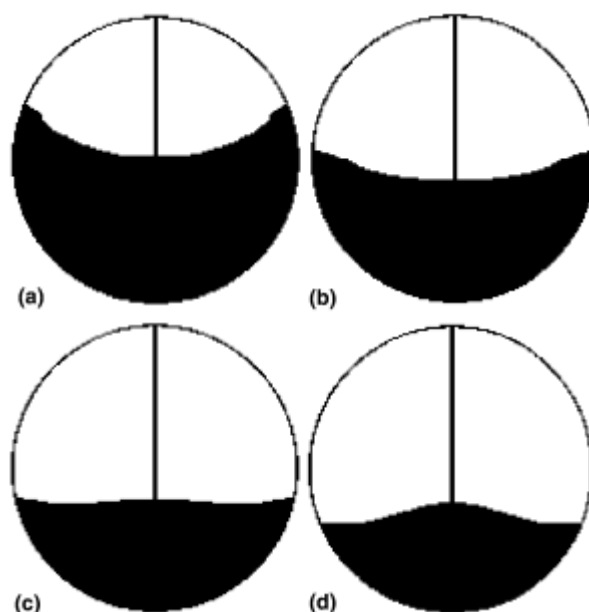


Fig. 2-2 Progression of transverse interface shape along length of bubbles.
($D = 44.5\text{mm}$, $\phi = 45^\circ$).

2.4.3 連続気泡列

Van Hout ら[31]は、傾斜管内における自然発生スラグ流中について、テイラー気泡先端の速

度を求め、Bendiksen の式には沿わないことを示した。また管傾斜角、管内径を変化させた場合の、液スラグ長さの確率密度分布、流入部からの距離に対する平均テイラー気泡速度、液スラグ長さ、スラグ周波数を計測した。特に、前方液スラグ長さ、つまり先行気泡後端からの距離に対する、大気泡先端速度の分布を、水平からの管傾斜角 10, 30° また垂直流中について求めており、それぞれの分布に適合する相関式を Moissis らの式を基に求めている。

$$\frac{u_{B, trail}}{u_{B0}} = 1 + 8 \exp\left(-1.5 \frac{z}{D}\right) + \frac{1}{z/D} \quad \text{for } \phi = 90^\circ \quad (18)$$

$$\frac{u_{B, trail}}{u_{B0}} = 1 + 0.75 \exp\left(-0.47 \frac{z}{D}\right) + \frac{1}{z/D} \quad \text{for } \phi = 30^\circ \quad (19)$$

$$\frac{u_{B, trail}}{u_{B0}} = 0.95 + 0.27 \exp\left(-0.51 \frac{z}{D}\right) + \left(\frac{1}{z/D}\right)^{1.4} \quad \text{for } \phi = 10^\circ$$

ここで、各式右辺第 3 項は、前方の液スラグが比較的長い場合の、緩やかな速度減衰を表現している。

2.4.4 その他の研究

Xu ら[32]によって、空気—非ニュートン流体傾斜二相流における流動様式、ボイド率、カイパラメータ等の計測がなされている。また James ら[33]は、傾斜管内に満たされた静止液中を、テイラー気泡が水面に向かって上昇する際の、水面近くおよび管内における差圧変動を計測している。また、テイラー気泡の先端が水面に到達し、液膜が破壊される瞬間の、水面近傍における差圧変動の計測も行っている。

2.5 気泡周りの流動の可視化

テイラー気泡の後流は、可視化計測の対象として、広く研究がなされている。初めてテイラー気泡後流の可視化実験を行ったのは Campos ら[34]であり、流路中から染料を流し込み、気泡後流の形、また後流の影響範囲等の計測を行っている。また Shemer ら[35]は水素気方法を用いて、水平および垂直流中においてテイラー気泡後流および後続気泡周囲流動の可視化実験を行い、後続気泡が常に、気泡先端部の流速分布の最大となる値に沿おうとすることを見出した。また後流の影響範囲についての実験も行い、既存式との比較を行っている。

気泡先端と最大流速との関係に関して、Poronsky ら[36]は PIV (Particle imaging velocimetry、粒子画像流速) 計測によって、単一気泡の先端流速分布と気泡速度との関係を測定しており、気泡速度の分布パラメータ C_0 が、常に先端断面における最大流速値と平均値の比で与えられることを明らかにしている。

南川、塩見ら[37][38]は、静止液中における単一テイラー気泡周りの流速分布を、PIV および UVP (Ultrasonic Velocity Profile monitor、超音波流速分布計) を用いて行った。その結果として、液膜流速分布について、管壁から気液界面に向かうほど大きくなり、その最大値は、自由落下モデルにより得られる値とほぼ一致すること、断面平均値と自由落下モデルとの差は大気泡後端に近くなるほど大きくなることを明らかにしている。また管内径を変えて後流

流速分布を計測しており、後流流速の鉛直方向速度成分は、管内径で無次元化した気泡長さが同じであれば、位置は管内径、値は大気泡上昇速度によって無次元化できることを明らかにした。またその中心流速は、Tomiyama ら[5]によって得られた相関式によく一致することを示した。

van Hout ら[39]はテイラー気泡後端の小気泡群の観察から、図 2-2 に示すように、気泡後流は気泡後端直下では双対のトロイダル渦を形成し、その直下に小気泡群が管中心に密集する領域があり、その後方部では、再び小気泡が管断面全体へと拡散していく現象を見出した。この現象は、気泡後端から流出する液膜噴流が、後方のある点で、管軸中心付近に下向き流速を作る可能性があることを示唆しており、先述の Pinto ら[19]によって得られた傾向とも合致する。この傾向を裏付ける実験として、van Hout ら[40]は、垂直管内単一テイラー気泡周りの流速分布を PIV により測定しており、図 2-3 に示すように、気泡後端直下のトロイダル渦の後方に、逆周り（すなわち管中心側が下向き流れ）となる領域を見出している。またその部分の中心流速はマイナスの値を示した。彼らは後流の乱流成分にも注目しており、

- ・鉛直方向成分変動量の RMS 値が、気泡後端直下では、液膜 Jet と気泡側へ向かう流れとの間に高くなる位置がある。また変動量は気泡後方へ向かうほど管中心値に近づく。
- ・レイノルズ応力は気泡後端から $1D \sim 1.5D$ の範囲で最大となり、 $2D$ 以降では層流化されていく。そのため $2D$ 以降での乱流性の寄与はあまり見られない。

ことを明らかにしている。

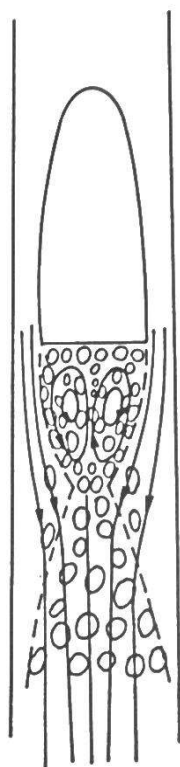


Fig. 2-3 The liquid streamline structure and the dispersed bubble distribution in the liquid slug.

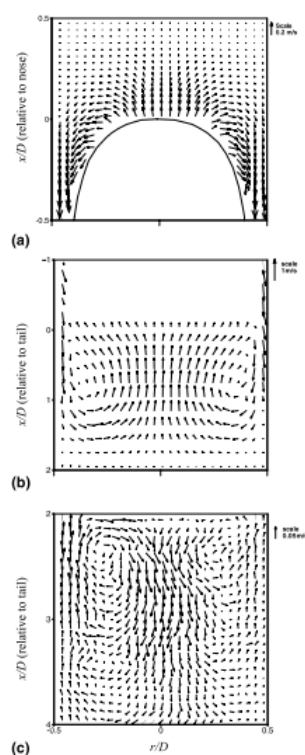


Fig. 2-4 Ensemble-averaged velocity vector plots around the Taylor bubble: (a) in front of the bubble, (b) in the liquid film and in the near wake region, (c) away from bubble.

2.6 流れの乱流成分

流れの乱流成分を表す方法としては、一般には流速ベクトルを、アンサンブル平均と、その値からの変動値との和として扱うことが多い。

速度場 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ と圧力場 $p(\mathbf{x}, t)$ のアンサンブル平均をそれぞれ $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ と $\bar{p}(\mathbf{x}, t)$ 、平均からの変動をそれぞれ $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ と $p'(\mathbf{x}, t)$ で表せば、

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \quad (20)$$

$$p(\mathbf{x}, t) = \bar{p}(\mathbf{x}, t) + p'(\mathbf{x}, t) \quad (21)$$

と書ける。もちろん、変動流の平均値はゼロである。

式(20)と(21)の分解を連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (22)$$

とナビエーストークス方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_k u_i}{\partial x_k} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i + f_i \quad (23)$$

に代入し、アンサンブル平均をとると、平均流に関して、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k \bar{u}_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_k u'_i} + \nu \nabla^2 u_i + f_i \quad (24)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0$$

変動流に関して、

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k u'_i + \frac{\partial}{\partial x_k} u'_k \bar{u}_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(u'_k u'_i - \overline{u'_k u'_i} \right) + \nu \nabla^2 u_i + f_i \quad (25)$$

$$\frac{\partial u'_k}{\partial x_k} = 0$$

平均流の式(24)はレイノルズ方程式と呼ばれている。この右辺第二項は、変動速度による平均流への付加的な力と考えられる。応力の表現と比較して、

$$(\tau_T)_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}$$

をレイノルズ応力、あるいは乱流応力という。

式(24)左辺第一項に \bar{u}_j をかけて変形すると、平均流の単位質量当たりの運動エネルギー、

$$\bar{k} = \frac{1}{2} \overline{u_i^2}$$

が得られる。また式(25)左辺第一項に u'_j をかけ、アンサンブル平均を取り、 $i=j$ として $i=1\sim 3$ にわたって和をとると、変動流エネルギー（乱流エネルギー）

$$k' = \frac{1}{2} \overline{u_i'^2}$$

の項が得られる。

ここで、ナビエーストークス方程式(23)の左辺第一項に u_j をかけアンサンブル平均を取り、

$i = j$ として $i = 1 \sim 3$ にわたって和をとると、全体流についてのエネルギー

$$k_{all} = \frac{1}{2} \overline{u_i^2}$$

が得られる。上式(26)に式(20)を代入すると、

$$k_{all} = \frac{1}{2} \overline{(\bar{u}_i + u_i')^2} = \frac{1}{2} \overline{(\bar{u}_i^2 + 2\bar{u}_i u_i' + u_i'^2)} = \frac{1}{2} \left(\bar{u}_i^2 + 2\bar{u}_i \overline{u_i'} + \overline{u_i'^2} \right)$$

ここで、 $\overline{u_i'} = 0$ より第二項目は消えるため、1, 3項目が残る。よって、

$$k_{all} = \frac{1}{2} \left(\bar{u}_i^2 + \overline{u_i'^2} \right) = \bar{k} + k'$$

となり、流れの平均エネルギーと乱流エネルギーを足すと、全体エネルギーとなる。

3 章—— 実験方法

3.1 気泡速度測定実験

3.1.1 装置概要

図 3-1 に実験装置概図を示す。実験系は等温系水-空気傾斜上昇流場であり、貯水槽に溜められた水道水をポンプで圧送し、供試管へと送る。供試管上流には、図 3-2 に示すような気泡流入用の分岐があり、分岐管内に任意体積の空気を注射器で注入し、バルブを開くことで、大気泡を供試管へと流入させることができる。流入した気泡は助走区間を通過したのち、観察部を通り、供試管下流の気液分離槽にて大気解放される。液相は気液分離されたのち再び貯水槽へと戻される。

供試管は内径 20mm のアクリル円管を用いた。観察部詳細を図 3-3 に示す。観察部は円管の周りをアクリル矩形管で覆う構造となっており、円管と矩形管の隙間に水を充填することで、光の屈折を抑える事が出来る。屈折の抑止効果を確認するため、図 3-4 に示すように、グリッドを書き込んだアクリル片を管内に挿入し、矩形管と円管内に水を満たした状態で、高速度カメラにて撮影した。撮影画像をともに示す。図より、撮影されたグリッドは、管軸断面および管径方向にわたってほぼ一定であり、屈折の効果を抑止できている事が分かる。

傾斜角を変更する際には、気液分離槽と供試管底部の高さは固定とし、供試管上端と気液分離槽をつなぐホースの長さを調整した。

また垂直流については、気泡速度の計測に、定電流法によるボイド率計測も用いた。定電流法は、気液二相流のボイド率を測定する方法の一つであるコンダクタンス法的一种であり、流路に取り付けたパワー電極から液相に一定電流を印加し、正と負のパワー電極の間に設置したセンサ電極にて測定される電圧変動より、ボイド率を測定する方法である。電極は厚さ 2mm、内径 20mm の環状銅電極であり、供試管の途中に管内径を変えないように設置した。センサ電極の正負の電極間隔は 10mm とし、センサ数は管軸方向に 10 個、センサ間隔は 50mm とした。定電流法による測定の際には、供試管における観察部と定電流法測定装置とを取り換え、供試管に設置されているパワー電極より 0.25mA の一定電流を印加して測定を行った。

3.1.2 測定方法

測定は、気泡速度と気泡間距離の 2 項目について行い、高速度カメラによって撮影した連続画像データより算出した。高速度カメラは IDT 社の Motion Pro X4、レンズはコニカ社の Micro Nikkor（焦点距離 105mm、f 値 1.8）、照明はハロゲンライトを使用した。撮影はサンプリング周波数 200fps で行った。

気泡間距離は同一画像上に撮影された先行気泡後端と後続気泡先端の距離を画像のピクセル数から算出した。なお管軸方向の撮影可能範囲は約 200mm であった。先行気泡後端については、図 3-5 に示すように、気泡径が最大となる点と、界面の最も下部となる点との中間位置とした。気泡速度については、4 フレーム毎、すなわち 1/50s の間隔で、連続二時刻間の画像の、気泡界面の先端部の位置の差を移動距離として、二時刻間の時間差で割った値とした。

3.1.3 測定条件・測定項目

実験は、管傾斜角、気泡体積をパラメータとし、単一気泡速度および、2連続気泡列、3連続気泡列における気泡速度と気泡間距離の関係について測定した。傾斜角は、水平からの角度 $\phi = 30, 45, 60, 75, 90[^\circ]$ の5条件で行った。気泡体積は、気泡の球体積等価直径を管内径で除した無次元気泡体積 λ を指標とした。一般にテイラー気泡と呼ばれるのは $\lambda \geq 0.6$ の領域であるため、単一気泡速度測定では $\lambda = 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ の8条件で速度測定を行った。2連続気泡列の場合は、後続気泡体積 λ_{trail} を1.4で固定し、先行気泡体積 $\lambda_{\text{lead}} = 1.0, 1.4, 1.8$ の3条件で測定した。3連続気泡列の場合は、先頭気泡無次元径 $\lambda_{\text{top}} = 1.8$ 、最後尾気泡無次元径 $\lambda_{\text{bum}} = 1.4$ で固定とし、中間気泡の無次元径を $\lambda_{\text{mdl}} = 1.0, 1.4, 1.8$ の3条件で行った場合と、中間気泡無次元径を $\lambda_{\text{mdl}} = 2.0$ 、最後尾気泡無次元径を $\lambda_{\text{bum}} = 1.4$ で固定とし、先頭気泡無次元径を $\lambda_{\text{top}} = 0.8, 2.0$ の2条件で行った場合との2通りの実験を行った。また、液相流速 j_L については、単一気泡実験では、 $j_L = 0.011, 0.032, 0.053[\text{m/s}]$ (レイノルズ数 $Re_L = 220, 640, 1060$)の3条件、2連続・3連続気泡実験では $j_L = 0.011[\text{m/s}]$ のみで行った。

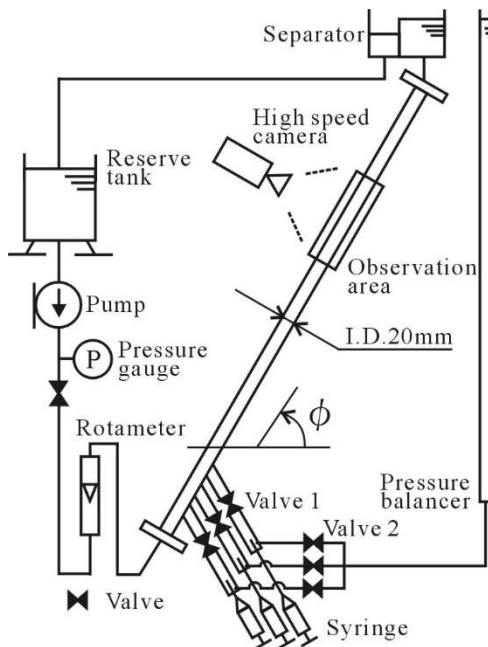


Fig. 3-1 The experimental facility.

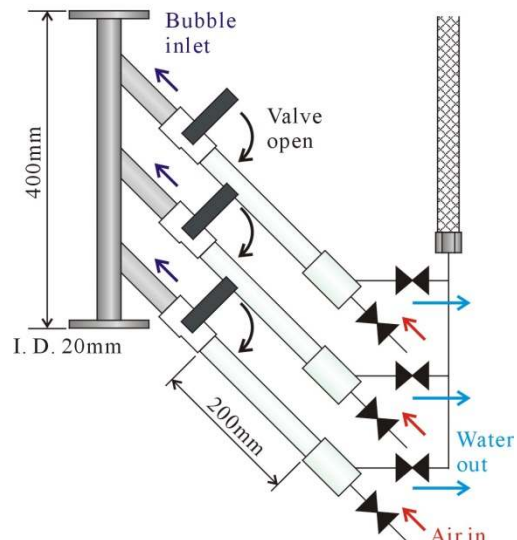


Fig. 3-2 The structure of the bubble inlet section.

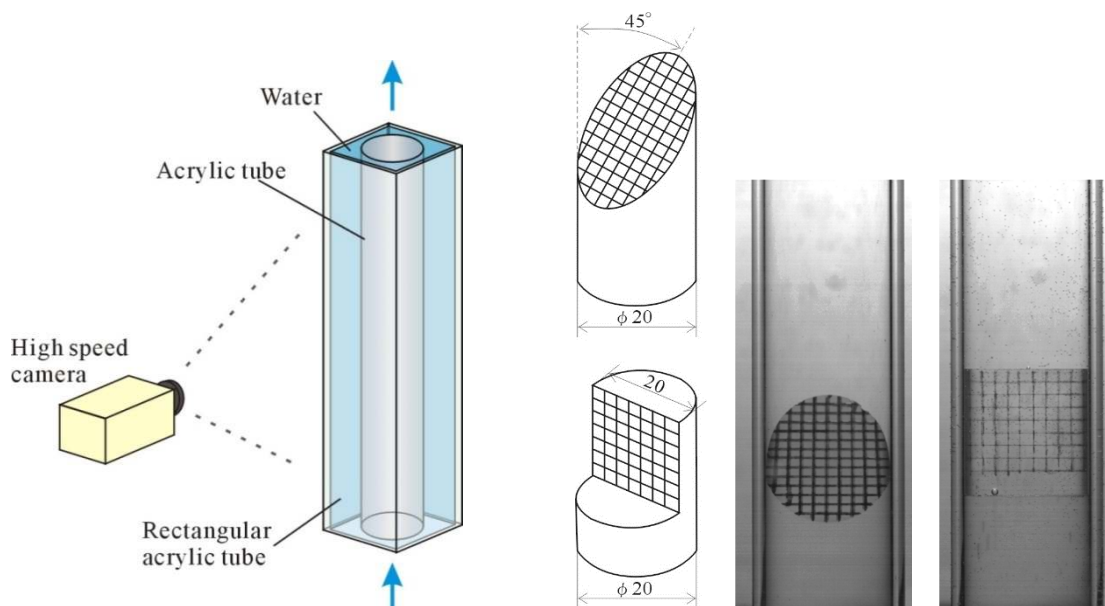


Fig. 3-3 The structure of the observation area.

Fig. 3-4 The verification of the refraction.

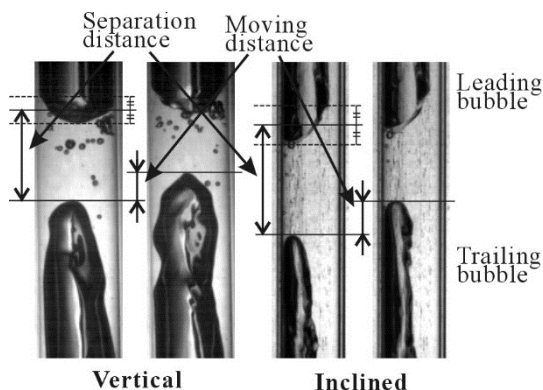


Fig. 3-5 Measurements of the separation distance and the moving distance.

3.2 気泡後流可視化実験

3.2.1 装置概要・測定方法

可視化実験は気泡速度測定実験と同じ装置にて行い、粒子追跡速度(PTV)計測にて流速分布を測定した。図 3-6 に概要を示す。可視化実験時には、リザーバータンクにて水道水に粒径 $50\mu\text{m}$ のナイロン粉を混濁させ、観察部管軸断面上に、アルゴンレーザーによって厚さ 1.5mm のシート光を照射し、その散乱光を、高速度カメラにて撮影した。

計測は単一気泡後流、2連続気泡列後続気泡後流について行った。2連続気泡の場合には、気泡間距離および後続気泡速度の補償を行うため、図 3-6 に示すように、高速度カメラを 2 台用意し、両カメラを同期させながら、カメラ 1 では可視化計測用画像、カメラ 2 では気泡間距離、後続気泡速度計測用画像を、それぞれ撮影した。またカメラ 2 の照明のため、色温度 5500K のレフランプを装置横に取り付け、白画用紙に反射させることで、観察部背面から照明を照射した。この照射光は流速可視化計測には影響を与えないことを確認している。

撮影環境は、カメラ1については、使用カメラはIDT社製 Motion Pro X4、レンズはコニカ社製 NIKKOR（焦点距離 135mm、f 値 2.0）と接写リング(PK-13)を組み合わせて使用した。カメラ2については、使用カメラはIDT社製 MotionProY3、レンズはコニカ社製 NIKKOR（焦点距離 50mm、f 値 1.2）を用いた。サンプリング周波数および露光時間については、カメラ1については、傾斜流中条件で 1000fps, 200 μ s、垂直流中条で 2000fps, 100 μ s、カメラ2は全条件でサンプリング周波数 200fps とした。また解像度および管軸方向の撮影可能範囲は、カメラ1で約 0.0476mm/pixel, 約 24mm、カメラ2で約 0.1935mm/pixel, 約 248mm であった。

流速計算は、関西大学植村研究室にて開発された PTV 解析ソフトを用いた。

3.2.2 測定条件・測定項目

実験条件については、液相流速は、気泡速度測定実験と同じく $j_L = 0.011$ [m/s] で行い、気泡の無次元径を変えて行った。単一気泡では、傾斜流中では $\lambda = 1.0, 1.4, 1.8$ の3条件、垂直流中では $\lambda = 0.8, 1.0, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ の6条件で行い、2連続気泡については、先頭の気泡無次元径を $\lambda_{lead} = 1.8$ で固定とし、後流を測定する後続気泡は $\lambda_{trail} = 1.0, 1.4, 1.8$ の3条件で行った。また全条件につき、試行回数は30回とした。

測定項目は、管軸断面における流速分布の、30回の試行のアンサンブル平均 $\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}, \bar{v})$ 、またそのアンサンブル平均に対する管軸方向、管径方向流速成分の変動値の rms 値 u'_{rms}, v'_{rms} 、平均レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ 、乱流エネルギー $k' = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ 、流れの平均エネルギー $\bar{k} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ 、そして両エネルギーの和である流れの全体エネルギー $k_{all} = k' + \bar{k}$ について求めた。

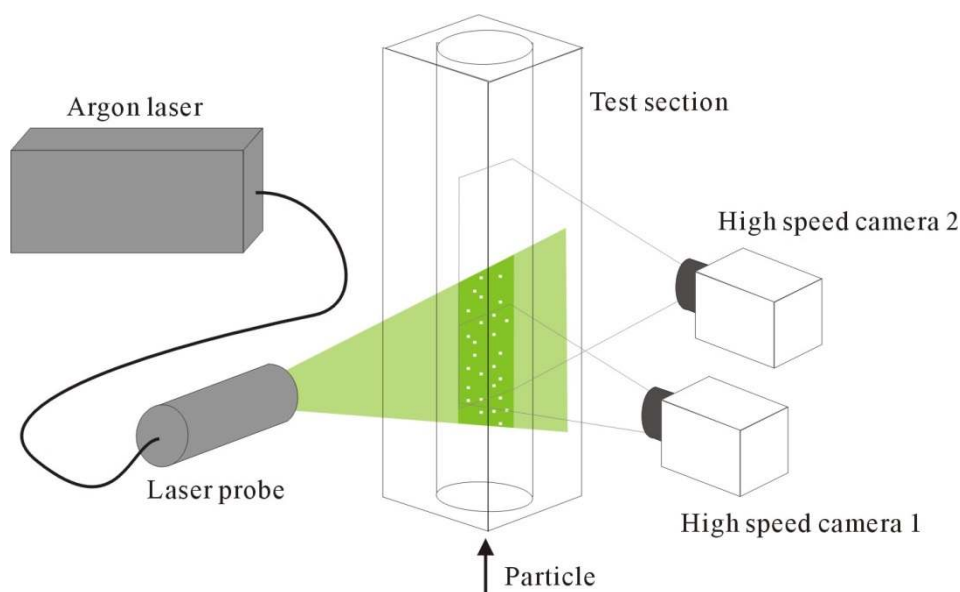


Fig. 3-6 The schematics of the flow visualization.

4 章—— 気泡速度計測

4.1 単一気泡

4.1.1 単一気泡速度

まず垂直流中単一気泡速度の傾向について述べる。図 4-1 に垂直上昇流中における単一気泡速度と液相流束との関係を示す。気泡無次元径は $\lambda = 1.4$ である。図より、液相流束の増大に伴い、気泡速度は線形に増加していることが分かる。これは前述の式(4)に一致する。また既存の垂直流中単一気泡速度相関式との比較を行ったところ、液相レイノルズ数 $Re_L > 7000$ の乱流条件にてよく一致することが知られている Nicklin らの式(2)とは一致せず、Tamai らの式(3)における $Re_L < 2300$ の場合の式によく一致した。これは 2 章で述べたように、ポアズイユ流れの最大速度に沿って移流したために、大きな C_0 となったのである。また、液相流束を $j_L = 0.011$ で固定とし、気泡無次元径 λ を変えた場合の気泡速度を図 4-2 に示す。図より、気泡体積による変化はほとんどないことが分かるが、 λ が増加した時に気泡速度が僅かに増加しているのは、本実験では気泡先端界面の速度を気泡速度としているため、深野ら[15]の実験でも見られたように、上昇による水頭圧の減少によって気泡が膨張したため、気泡先端界面が余剰に伸長したためである。

次に、傾斜上昇流中における、各傾斜角における各気泡体積ごとの液相流束 j_L と、気泡速度 u_{B0} との関係を図 4-3 に示す。単一気泡速度に対する気泡体積による影響は、 $\lambda = 0.6$ 以外ではほとんど見られなかった。気泡速度は液相流速 j_L に対して、いずれの体積でも線形に増加し、その増加率は体積に寄らず一定であった。そこで、管傾斜角による影響を比較するため、図 4-4 に $\lambda = 1.4$ の場合の値を代表として併記する。図中各線は、式(4)の C_0 と Fr 数を、分布に合わせて補正した結果得られる直線である。管傾斜角が増大するについて、式(4)の切片である Fr 数は減少し、変化率である C_0 は増加した。

C_0 と Fr 数の、管傾斜角に対する変化を図 4-5,6 に示す。 C_0 は管傾斜角が増大するにつれ、ほぼ S 字型に増大した。この傾向は、過去に得られた Bendiksen[23]の結果に定性的に一致した。垂直流側で高い値になったのは先述の理由の通りである。また水平側にて、 $30, 45^\circ$ において、 C_0 が 1 よりも小さくなる結果となった。この結果は、気泡の速度増加率が、液相流束の増加率よりも低いことを示しており、気泡が液相流束から得られる移流速度を十分に受けられなかったことを表している。その理由としては、管傾斜角 $30, 45^\circ$ の低い角度では、気泡の管頂部側の液膜が乾き、気泡が管壁にへばり付くために、気泡先端界面にて表面張力による抵抗が働くためと考えられる。あるいは別の理由としては、気泡が管上面に集中することにより、気泡先端部が、液相断面流速分布において、管壁付近の断面平均流速よりも遅い部位に存在したために、液相平均流速よりも遅い値となったものとも考えられる。

Fr 数については、管傾斜角に対して、ほぼ山なりの分布となり、本研究にて測定した範囲では、管傾斜角が減少するにつれて大きな値となった、またその結果を従来の相関式と比較すると、Weber らによる補正された相関式により近い値となった。

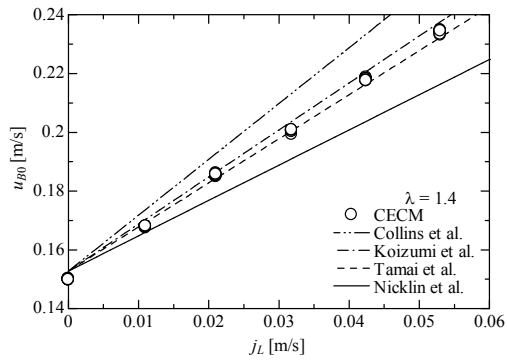


Fig. 4-1 Relationship between u_{B0} and j_L .

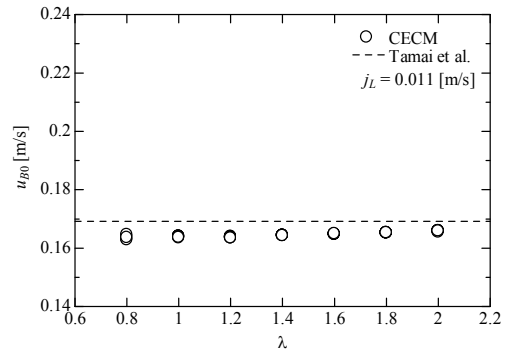


Fig. 4-2 Relationship between u_{B0} and λ .

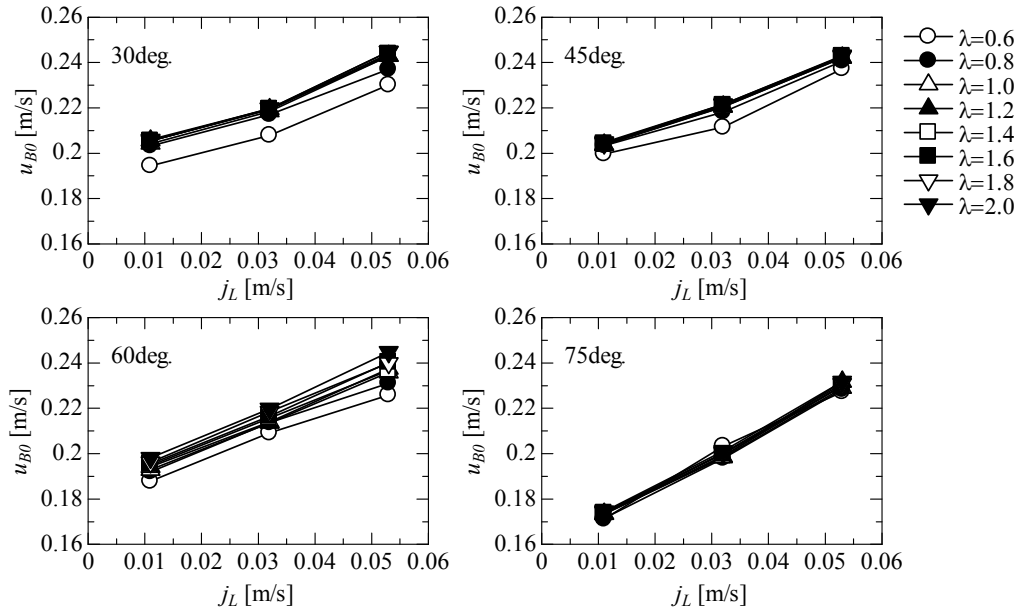


Fig. 4-3 The relationship between the bubble rising velocity and the liquid volumetric flux.

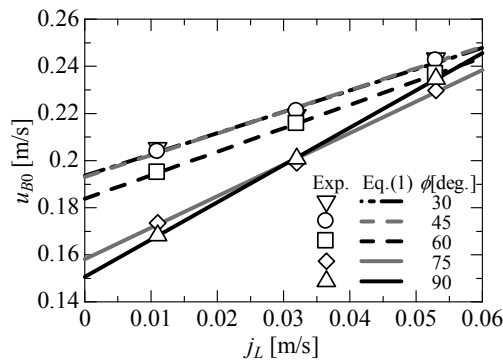


Fig. 4-4 The comparison of eq. (4).

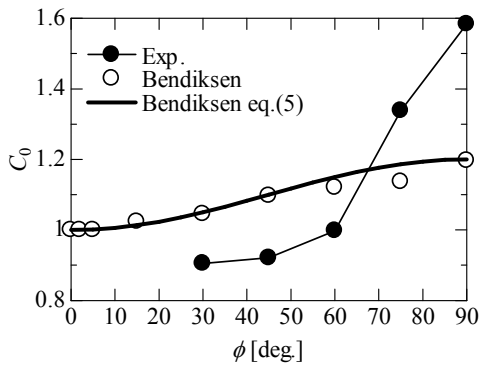


Fig. 4-5 C_0 as a function of the tube angle.

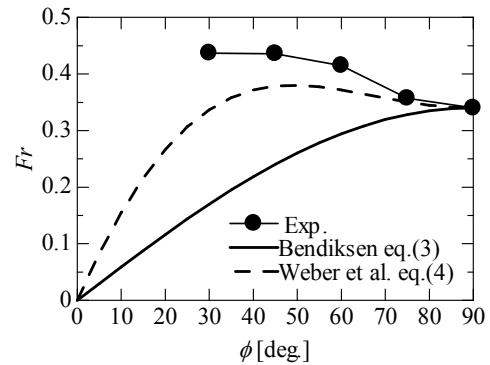


Fig. 4-6 Fr as a function of the tube angle.

4.1.2 気泡形状

ここで、傾斜管内におけるテイラー気泡形状について言及する。図 4-7 に、傾斜上昇流内を移流するテイラー気泡について、各条件にて横方向および下方向から撮影した写真を示す。図は左列が横方向、右列が下方向から撮影した写真を示す。各傾斜角ともに、気泡体積の小さい $\lambda = 1.0$ の条件で特に、トルミエン・シュレヒティング波(T-S 波)による平行な連続波が観察された。傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡体積、すなわち λ が大きくなるにつれて、T-S 波がその遷移形態である三角状のラムダ波に遷移していることが分かる。一般に、T-S 波およびラムダ波は、流体両相が層流であることが条件となっているため、傾斜管内テイラー気泡についても、その液膜流は層流であると推察される。管傾斜角が $60, 75^\circ$ になるにつれ、この液膜流が乱流遷移し、液膜が擾乱されるものと推測されたが、 $\phi = 60, 75^\circ, \lambda = 1.4, 1.8$ の条件では、液膜に目立った擾乱波は見られなかった。代わりに、気泡底部中央界面に、気泡に向かって臍上に隆起するような構造が見られた。その構造を詳しく見るために、気泡斜め後部から撮影した写真を図 4-8 に掲載する。 $\phi = 60^\circ, \lambda = 1.4$ と $\phi = 75^\circ, \lambda = 1.0$ の気泡後端部にて、Cookら[30]の数値計算結果に見られたような界面の隆起が見られた、この隆起は、気泡先端から一定の距離に見られ、 $\phi = 60^\circ, \lambda = 1.8$ と $\phi = 75^\circ, \lambda = 1.4$ では気泡底部に臍上の隆起となって表れている。特に $\phi = 60^\circ, \lambda = 1.8$ の条件ではこの大きなくぼみのため、液膜流はくぼみからスライダー上に加速され 3 次元的な流速分布を与える事が、次章に示す可視化計測より明らかになっている。そのためこの条件においては、以降に続く議論においても特異な傾向を示している。 $\phi = 75^\circ, \lambda = 1.4$ ではこの臍上隆起がさほど大きくないため、また垂直流に近く液膜はより高速に流れるため、この隆起の影響をさほど受けなかったものとみられる。









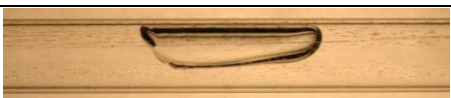

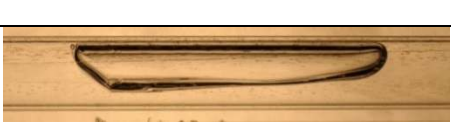





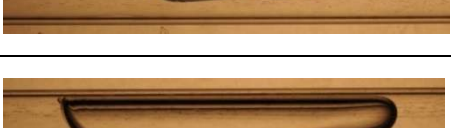

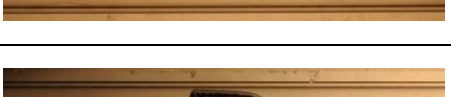


$\phi [^\circ]$	λ	Profile	Under
30	1.0		
	1.4		
	1.8		
45	1.0		
	1.4		
	1.8		
60	1.0		
	1.4		
	1.8		
75	1.0		No data
	1.4		
	1.8		

Fig. 4-7 The bubble shapes.

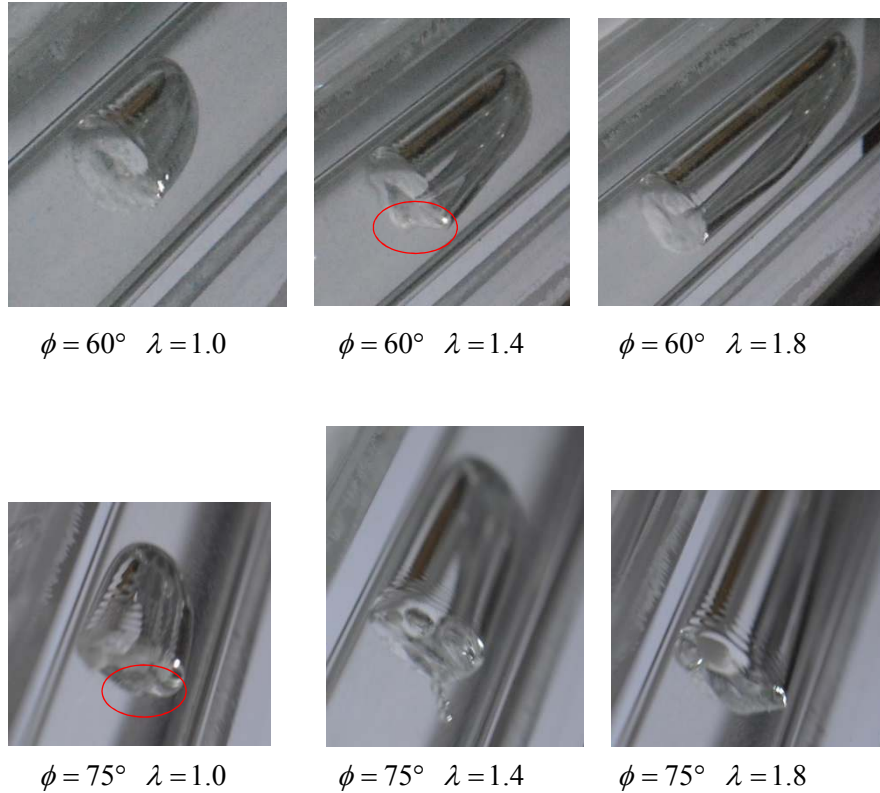


Fig. 4-8 The rear shape of the Taylor bubble in $\phi = 60, 75^\circ$

4.2 2連続気泡列

4.2.1 垂直上昇流内での後続気泡速度分布

次に、2連続気泡列中にて得られた値について論ずる。

初めに垂直冗長流中での傾向について述べる。図 4-9 は垂直上昇流中 2連続気泡列において、先行気泡速度 $u_{B,lead}$ と後続気泡速度 $u_{B,trail}$ の、気泡間距離 z に対する全条件で得られた分布を示したものである。 $u_{B,lead}^*$ 、 $u_{B,trail}^*$ は $u_{B,lead}$ 、 $u_{B,trail}$ をそれぞれ単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値、 z^* は z を管内径 D で無次元化した値である。先行気泡速度は、後続の気泡の影響を全く受けず、単一気泡速度で一定であった。後続気泡速度については、過去の実験と同じく、気泡間距離が狭まるにつれて値が増大する分布となった。また Tomiyama ら [5] によって得られた実験結果と同じく、気泡間距離の近い領域では、ある距離で極大値となった後、先行気泡後端速度である単一気泡速度に一気に減衰する分布となった。図 4-10 にて過去に得られた相関式との比較を示す。Moissis ら、van Hout らによる式(18)はやや過大評価となったが、分布の上端に沿う形となった。玉井らによる式は、気泡後端直下にて単一気泡速度に減速する部分まで、かなり精度よく予測できている。Mayor らによる式(13)は、分布の丁度真中を通る形となった。また各先行気泡体積にて比較したグラフを図 4-11 に示す。図中黒実線は分布の平均値、丸プロットは平均曲線の最大値、太破線は後続気泡速度が単一気泡速度よりも増加しだす距離を示し、後述する傾斜上昇流中での速度分布との比較に用いる。 $\lambda_{lead} \leq 1.2$ の Closed wake の条件においては、分布のばらつきが少なく、最大速度が低めの値であった。これは比較的流速の遅い後流が、軸対称の渦流れを気泡後端に形成しているから

である。 $\lambda_{\text{lead}} \geq 1.6$ の **Open wake** の条件では、分布のばらつきが大きく、最大速度も高い値となった。これは流速の大きい後流が、場合によっては非対称の渦流れを形成しているためであり、実現象においても後続の気泡が激しく変形されている様子が確認できた。また **Open wake** の条件において、気泡間距離 $z = 2D$ 付近にて、後続気泡速度が単一気泡速度よりも下回る傾向が見られた。この傾向は 2 章で述べた Pinto らによって得られた結果とも一致する。この傾向の要因に関しては、後流流速を踏まえて次章にて述べる。

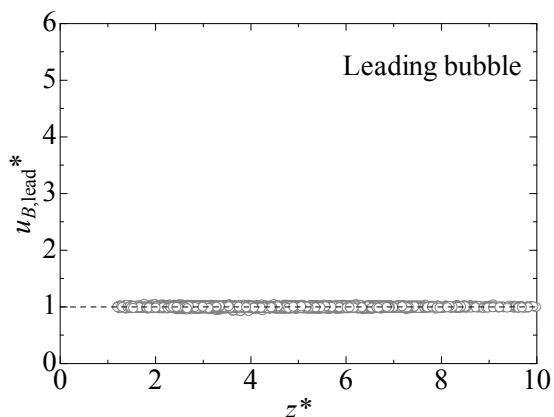


Fig. 4-9 The leading bubble velocity.

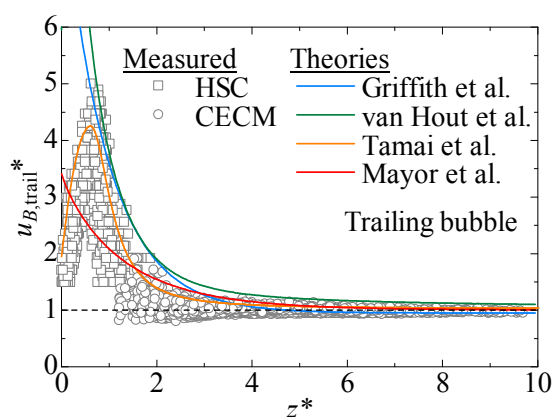


Fig. 4-10 The trailing bubble velocity.

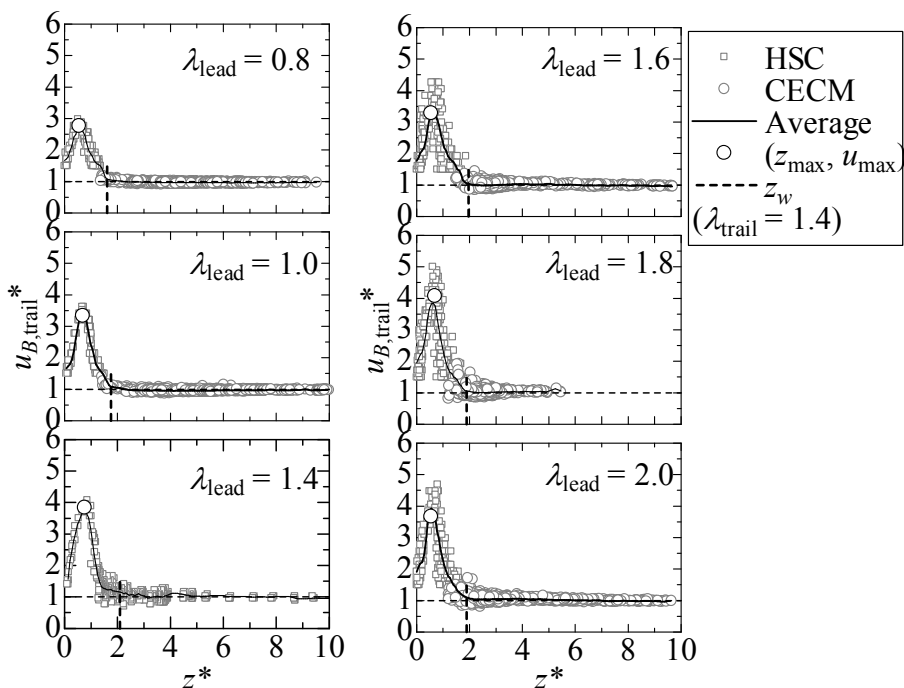


Fig. 4-11 Comparison of the trailing bubble velocity distributions.

4.2.2 傾斜流内での後続気泡速度分布

図 4-12 に、各傾斜角、各先行気泡体積における、後続気泡速度の気泡間距離に対する値を示す。後続気泡速度は、傾斜管内においても垂直上昇流中と同じく、気泡間距離が狭まるに

つれて後続気泡速度は増大し、ある距離で極大値となった後、先行気泡後端速度である単一気泡速度に一気に減衰する分布となった。垂直流中との違いは、最大速度の単一気泡速度に対する比率が低めであること、また最大値となる気泡間距離が遠めであること、また後続気泡速度の増大する距離が顕著に広がっている点である。全般的に、管傾斜角が増すにつれ、単一気泡速度に対する速度の増大率も大きくなるように見える。また先行気泡体積による影響は、垂直上昇流中と同じく、体積が増大するほど速度の最大値、及び速度増加領域の増大する事が分かった。

既存の式との比較であるが、傾斜角 $\phi = 30^\circ$ についての van Hout らの式(19)と、 $\phi = 30^\circ$ の全ての条件で得られた値との比較を図 4-13 に示す。図より、van Hout らの式(19)は、全ての先行気泡体積の場合についての速度分布のほぼ中央を通過しており、本実験値が、自然発生スラグ流と比較してもかなり妥当なものであることが分かる。

また先行気泡無次元径 $\lambda_{lead} = 1.0$ において、他の分布とは異なり、遠距離ではごくならかに気泡は加速され、気泡間距離 $z < 2D$ にて一気に山形に加速される特異な傾向が見られた。この傾向は、後述の特に速度減衰率に影響を与えるが、この分布の原因については次章にて流速分布を踏まえて説明する。

本研究では、上記の分布について体系的に整理するため、速度の最大値、及び最大値となった気泡間距離、気泡速度が単一気泡速度よりも増大する後流影響範囲、及び気泡速度の気泡間距離に対する減衰率をそれぞれ算出し、各物理量との比較を行った。

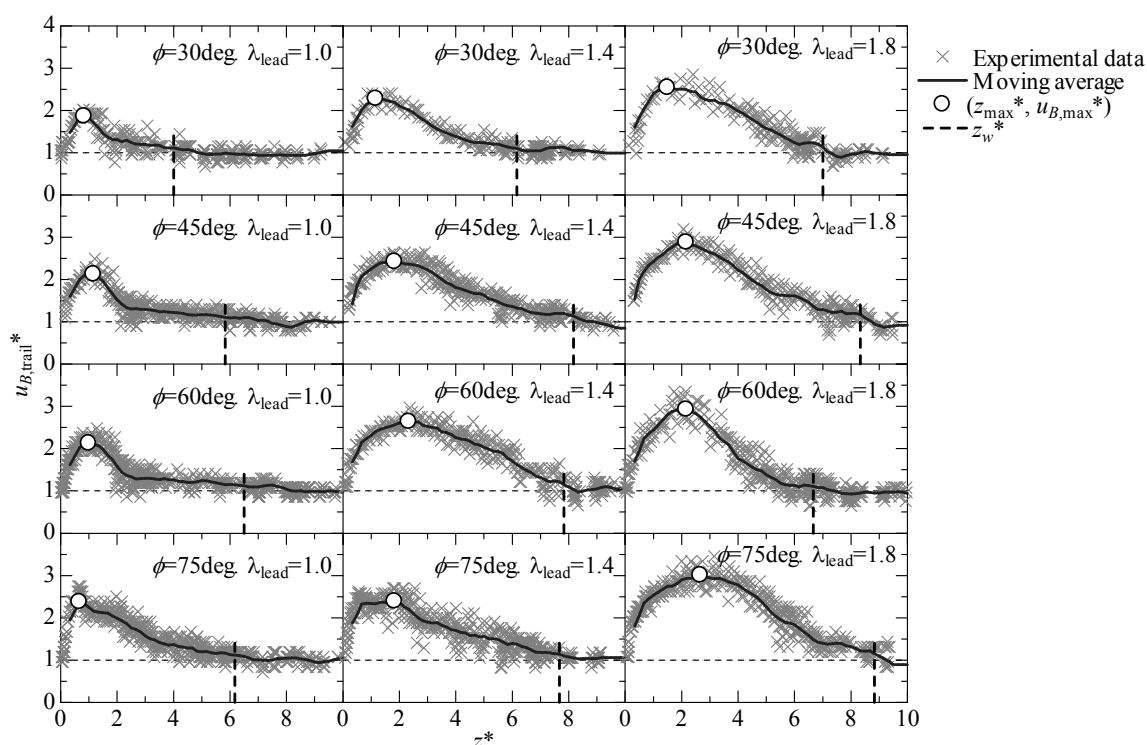


Fig. 4-12 The relationship between the trailing bubble velocity and the separation distance.

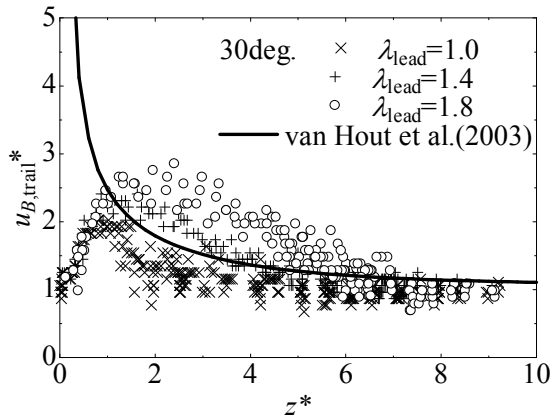
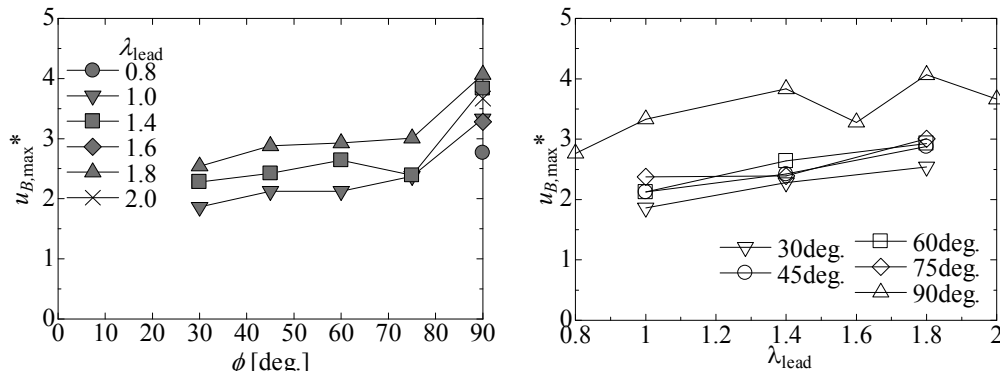


Fig. 4-13 The comparison between eq.19 and the measured values.

4.2.3 最大速度

後続気泡最大速度を先行気泡体積、及び管傾斜角に対してプロットした結果を図 4-14(a)(b) に示す。先行気泡体積に対しては、いずれの条件においても、体積が増加するにつれ最大速度比も増大する事が分かった、特に、その増加量が管傾斜角に寄らず一定である点は注目に値するところである。管傾斜角に対する分布は、垂直流中除く傾斜流中の条件では、管傾斜角増大に対し、緩やかに増加する傾向が見られた。またその増加率は、先行気泡体積に寄らずほぼ一定であった。垂直流中になるとその値は大きく増加し、傾斜流中の約 3/2 倍となる。



(a) As a function of the tube angle.

(b) As a function of the dimensionless diameter of leading bubble.

Fig. 4-14 The maximum trailing bubble velocity.

4.2.4 最大速度距離と後流影響範囲

最大値となる気泡間距離と、単一気泡速度よりも速度の増大する距離の、先行気泡体積と管傾斜角に対する分布を図 4-15,16 に占めす。両者の分布は、先行気泡体積・管傾斜角いずれに対しても良く似た分布となった。先行気泡体積に対しては、垂直管内では低い値、すなわち、先行気泡体積に近い位置でほぼ横ばい、傾斜管内については、 $\phi = 60^\circ$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の条件を除き、先行気泡体積が大きくなるほど増大、つまり、先行気泡体積から遠い位置となっ

た。分布についてはばらつきが大きいものの、先行気泡体積が増大するにつれ、ある一定の値に収束するようにも見える。

管傾斜角に対しては、両値共に、管傾斜角に対してほぼ山なりの分布となった。その極大点は、両値共に $45\sim 75^\circ$ の間にある。傾斜流中については比較的大きなばらつきがあるものの、垂直流中となることで、ある一定の値に収束している。なお、 $\phi = 60^\circ, \lambda_{\text{lead}} = 1.8$ の条件において、特異な値となる点については、次章の可視化計測結果を踏まえて議論する。

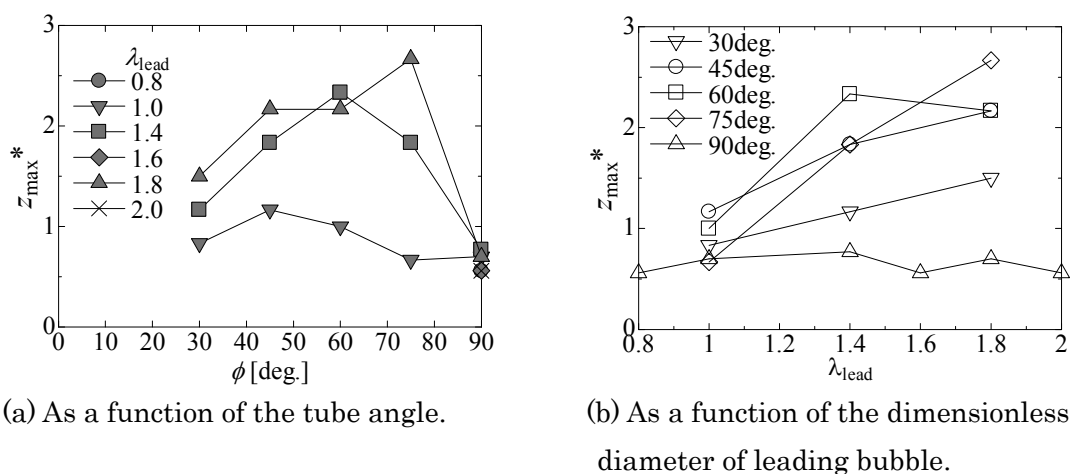


Fig. 4-15 The maximum velocity range.

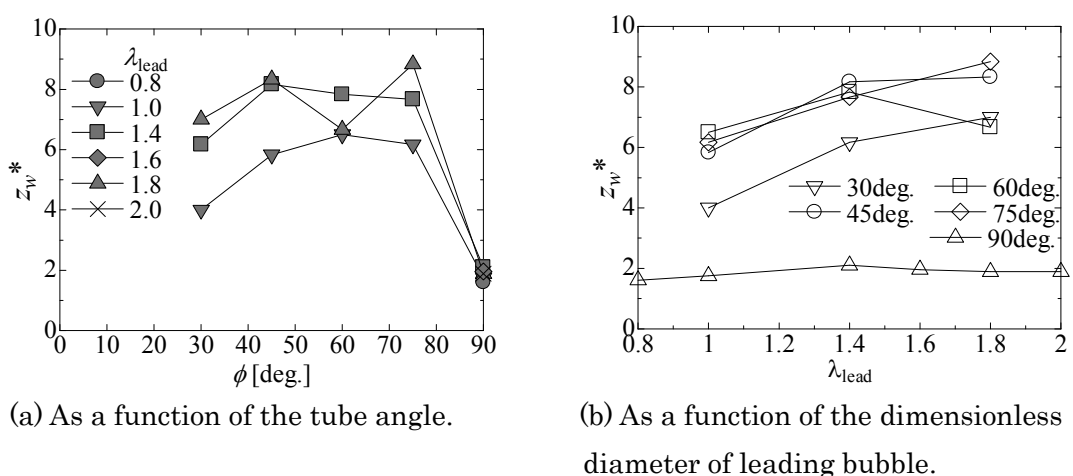


Fig. 4-16 The wake enhancement range.

また両値の相関度を示すため、横軸に気泡速度増加距離、縦軸に最大気泡速度位置を撮った相関を図 4-17 を示す。両者の間には垂直流中、傾斜流中両方を含む範囲で、ほぼ線形の相関がある。このことより、最大値位置を適切に見出す事により、気泡速度の増加する後流影響範囲を推定することが可能であると考えられる。

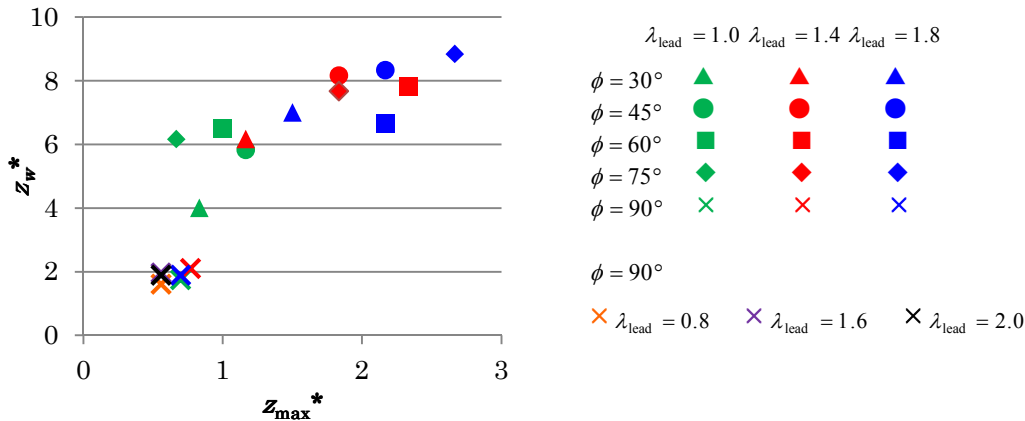


Fig. 4-17 The relationship between the wake enhancement range and the maximum velocity range.

4.2.5 気泡速度減衰率

次に気泡速度減衰率の傾向を示す。気泡速度の減衰率を算定するために、Moissis らの式(12)を参考に、以下に示す、後続気泡速度と気泡間距離の相関式を作成した。

$$u_{B, trail}^* = 1 + (u_{B, max}^* - 1) \exp \left[-\psi (z^* - z_{max}^*)^2 \right] \quad (26)$$

for $z^* \geq z_{max}^*$

上式は図 4-18 に示すように、最大速度の点を基準点とし、気泡間距離の二乗値についての指数関数で減衰する相関式となっている。なおこの式は、後続気泡速度が最大となる位置以遠にのみ適用される点に注意されたい。上式中、指数関数内の係数 ψ が、気泡速度の減衰係数に当たる。この値を、各条件における気泡速度分布に沿うようにフィッティングして得られた曲線を、図 4-19 に示す。上式は垂直、傾斜流両方の条件において、幅広く一致することを確認した。また以下のフィッティング結果より得られた、係数 ψ の分布を、図 4-20 に示す。傾斜角に対する分布についてはあまり有意な結果が得られたとは思われない。先行気泡体積に対しては、傾斜上昇流中にて管傾斜角に寄らず、ほぼ同様の振る舞いとなっており、先行気泡の増大するにつれ減衰率は減少、すなわち、より広い範囲まで速度増加の効果が及び、その値はある一定の値で底打ちとなるように推察される。

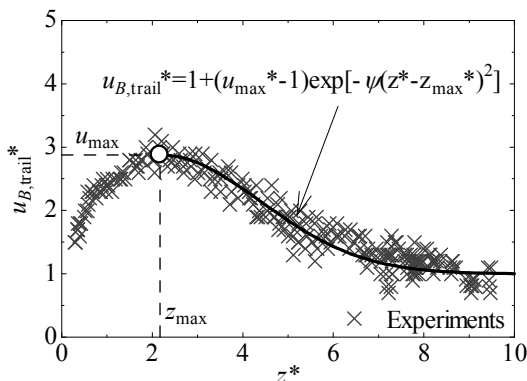


Fig. 4-18 The definition of eq. (26).

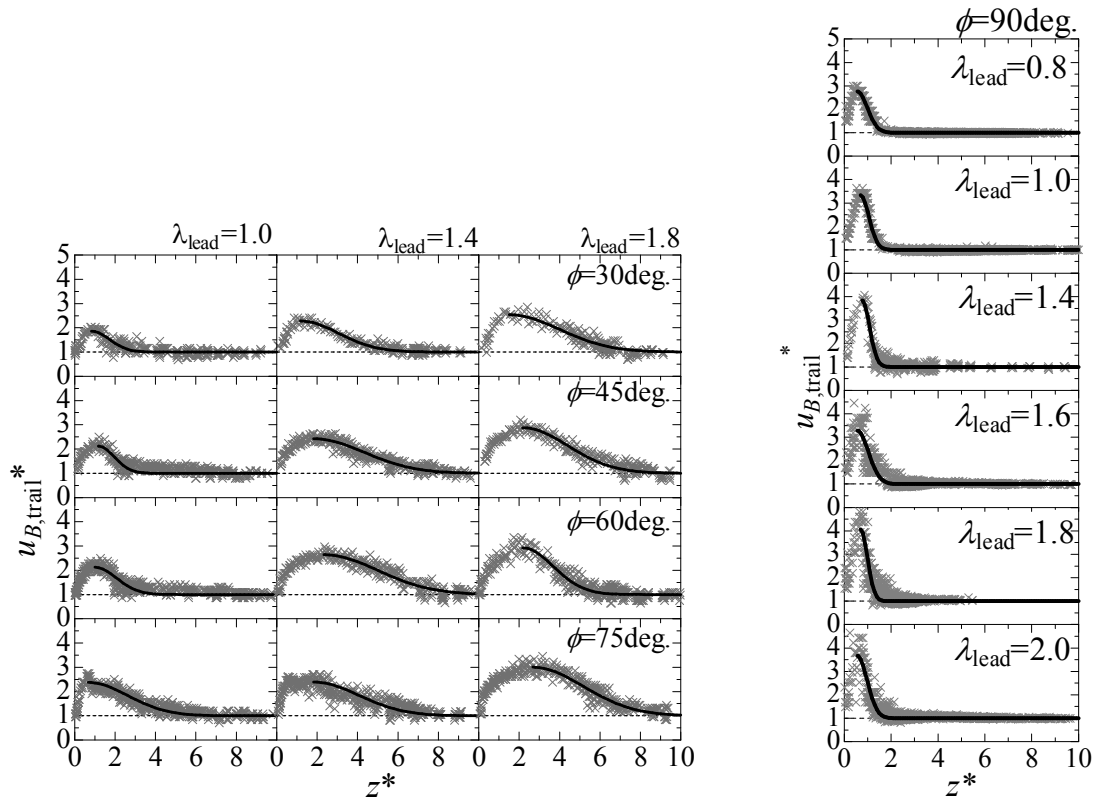
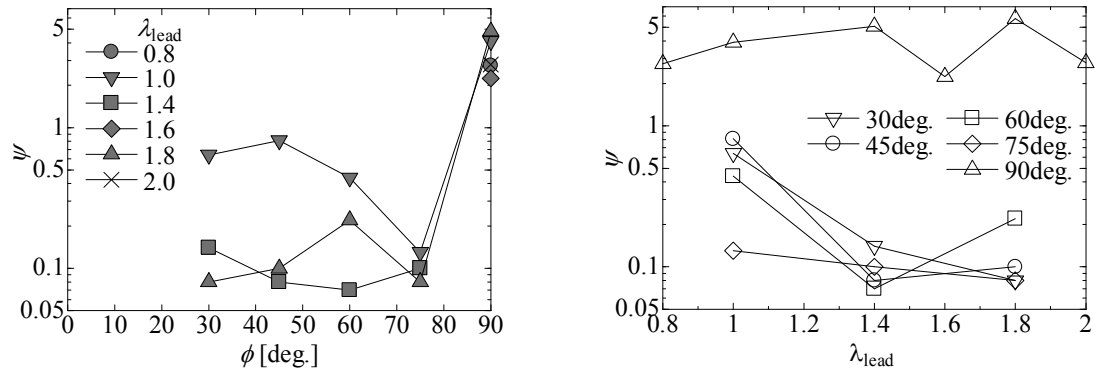


Fig. 4-19 The result of the revision of the coefficient ψ .



(a) As a function of the tube angle.

(b) As a function of the dimensionless diameter of leading bubble.

Fig. 4-20 The decay coefficient ψ .

また一般に、噴流等の速度減衰率を求める際、速度を最大速度、距離を速度半減距離などの代表長さでそれぞれ無次元化した分布に対して求める。その点を加味し、以下の図 4-21 に示すような定義

$$\frac{u_{B,\text{trail}}^* - 1}{u_{\text{max}}^* - 1} = \exp \left[-\psi \left(\frac{z^*}{z_{\text{max}}^* - 1} \right)^2 \right] \quad (27)$$

for $z^* \geq z_{\text{max}}^*$

の元、気泡速度分布に一致するような減衰率 Ψ を求めた。結果を、図 4-22 に示す。図 4-22 の分布は図 4-20 の分布と比較して、管傾斜角に対する分布では、垂直流中を除くと管傾斜角に対してほぼ同様の山なりの分布となること、先行気泡体積に対しては、体積に寄らずほぼ一定値となる点が、前述の図 4-20 の場合に比べて整理しやすい点である。一般に後続気泡速度の相関式は、Mayor らや van Hout らによって作られた式(13)(18)の様に、Moissis らの式(12)に改良を加えた形のものが多くみられるが、玉井らによって作られた式(14)では、噴流の流速分布式と同じ負の乗数式が使われており、噴流流速と同様の速度分布を仮定した方が、より精度の高い相関式が得られる可能性もある。

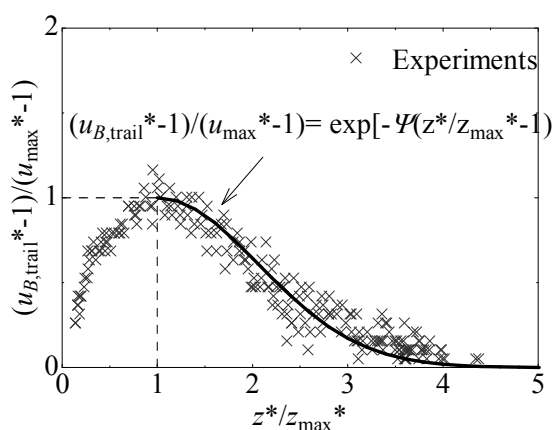


Fig. 4-21 The definition of damping equation.

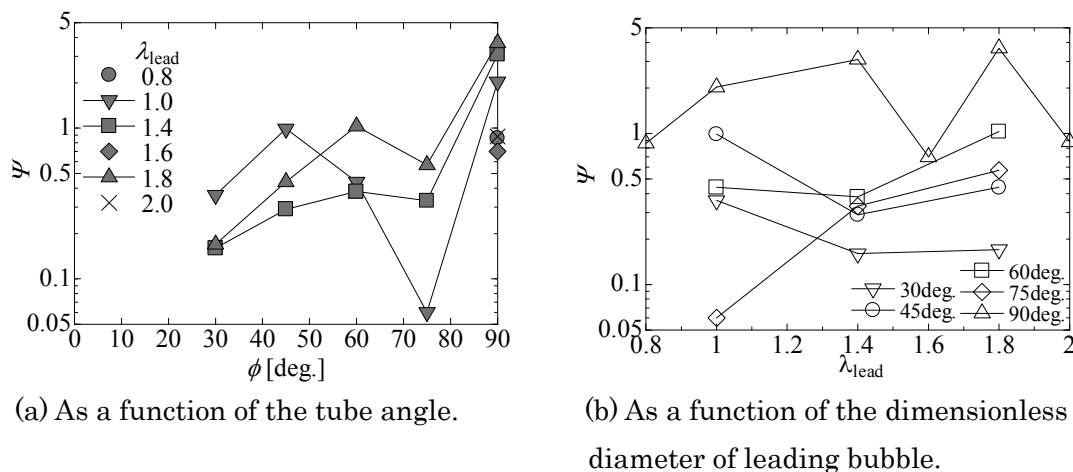


Fig. 4-22 The velocity decay ratio.

4.2.6 気泡周囲液膜流速からの考察

気泡後流における物理を考える際、気泡後流は、大気泡後端から噴出される環状壁面噴流により生成されることを考えると、気泡液膜速度との相関を考えることは、後続気泡速度分布の理解につながるものと考えられる。例えば、液膜噴流が、より気泡後方の遠き距離まで流速を保って届けば、気泡後端からその距離の間では、管断面での体積流速保存を考えると、噴流が気泡後方へ向かった分、必ず気泡後端側へと向かう流れが、管中心部に発生しなければ

ばならなくなる事が容易に想像できる。気泡後端直下について考えた時、後続気泡速度増加の著しいNear wake領域においては、気泡先端速度は、液相流速にほぼ沿うことがTomiyamaら[5]によって明らかにされている点を鑑みると、管断面における質量流量保存の法則を考えると、気泡後端直下において気泡へ向かって流れる流速は、気泡後端から噴出される液膜流速と密接に関連するものと考えられる。すなわち、後続気泡速度最大速度は、気泡後端液膜流速と直截的な関わりがあると考えられる。そこで各条件下における、気泡後端における液膜流速について、図4-23に示すように、管底部側に半月形の液相部があると仮定し、高速度カメラ画像より算出された液膜厚さより管断面液相面積を算出し、2章において述べた管断面液膜平均流速の式(6)を用いて、各条件における先行気泡後端液膜流速と後続気泡最大速度との相関関係をとった結果を図4-24に示す。図より、先行気泡後端液膜流速と、後続気泡速度最大値の間には、ほぼ線形の関係があることが明らかとなった。また垂直流中傾斜管内とでは値の相関にずれがあり、相関式等を作成する際には、傾斜管内と垂直管内とでは別々の相関式が必要になると思われる。その違いの要因として考えられるのは、傾斜管内では後流は、管軸を通る断面で見た時、管直径全体にわたって一つの大きな渦が形成されていると仮定され、一方垂直流中では、後流は管軸を中心とした双対渦であるトロイダル渦を形成する点である。傾斜管内では液膜噴流として管底部側から射出された液相が、管頂部側から気泡側へ回帰する際、管頂部との摩擦を起こすと考えられ、管壁近くの粘性せん断により、その流速は幾分減衰するものと考えられる。一方垂直流中の場合、管壁から環状噴流として流入した液膜流は、軸対称のトロイダル渦を形成し、管中心では四方を高速の渦流れに囲まれているため、渦流れは減衰せずに管軸部に大きな流速を形成するものと考えられる。そのため、その流れに沿う気泡先端流速も自然、高い値になるものと考えられる。

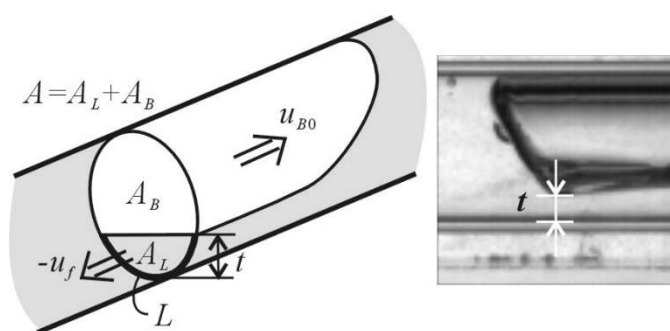
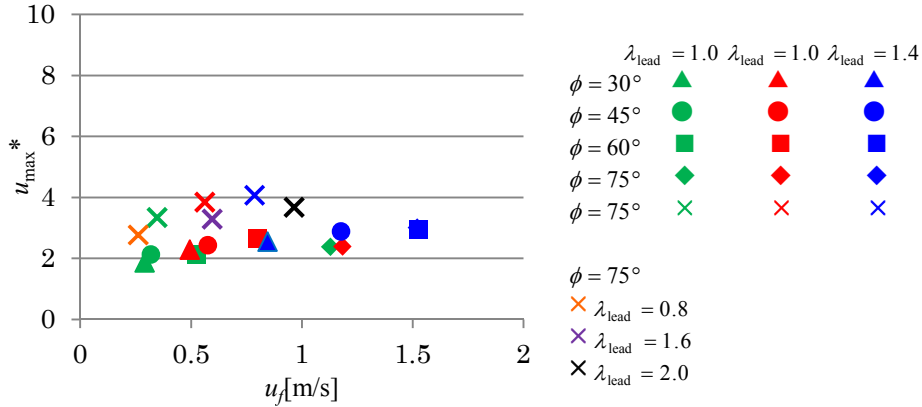


Fig. 4-23 The definition of the liquid film velocity and the liquid film Reynolds number.



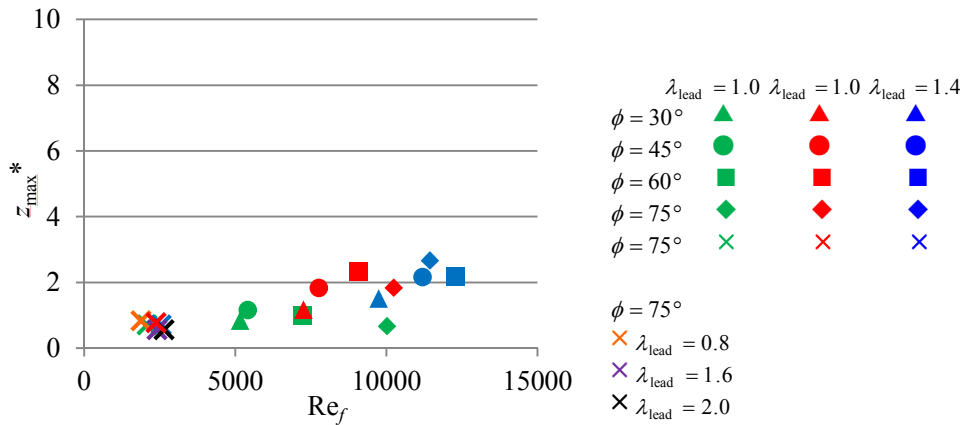


Fig. 4-25 The relationship between the maximum velocity range and the liquid film Reynolds number.

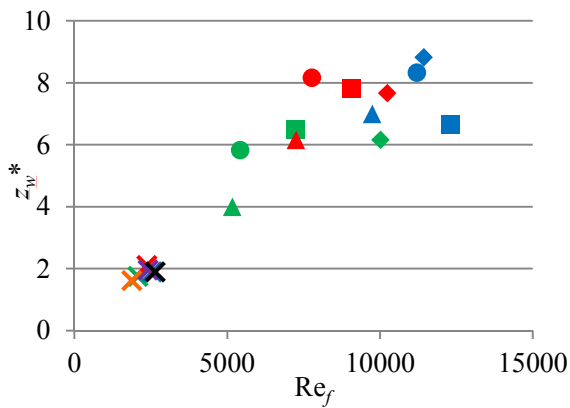


Fig. 4-26 The relationship between the wake enhancement range and the liquid film Reynolds number.

最後に気泡速度減衰率に関して述べる。速度減衰率に影響を与える物理量を探すことは難しい。一派に噴流流速分布等においても、速度減衰率は実験値として算出され、その物理的因果関係に迫った研究は少ない。しかし今回、速度減衰率は、後続気泡最大速度が大きくなるほど大きな値、すなわち急な減衰となり、後流影響範囲が増すほど小さな値、すなわちなだらかな減衰となり、幾何学的には後続気泡最大速度と速度増大距離のアスペクト比で与えられるとすると、減衰率は、最大気泡速度と、後流影響範囲の関数である最大速度位置とが分かれば推算できる可能性がある。そこで図 4-27 に示すように、最大値から単一気泡速度(すなわち 1) を引いた値と速度増大距離から最大値位置を引いた値との比と、式(26)によって定義される減衰率 ϕ について相関を調べた。その結果、傾斜管内における先行気泡体積 $\lambda = 1.0$ の条件を除けば、比に対して漸近的に増加するような分布となった。しかし今回得られた分布からははっきりとした相関関係が得られたとは言えない。

一方、図 4-28 に示す、気泡速度分布を最大速度と最大速度位置で無次元化した分布より得られる減衰率 ψ について、同様に幾何学的アスペクト比との相関を採ったところ、指数関数

の相関が得られた。ここで図横軸の変数 z_w/z_{max} は次元の無い変数であるが、先述の図 4-17 中で、相関を直線保管した際の係数に相当する値である。実際に、図 4-17 における z_w と z_{max} の相関係数は、傾斜流中においては、管傾斜角が大きくなるにつれ傾きが小さくなるように見られ、図 4-22 の傾向とも一致する。この変数 z_w/z_{max} は、物理的には図 4-29 に示すように、後流渦流れにおいて、管軸方向渦流れが最大となる位置と、渦流れの影響する最も端の位置との、気泡後端からの距離の比を表し、後流渦構造を定義する最も基本的な値とも考えられる。気泡速度減衰率を求める際には、直接にある物理量から求めるのは難しく、最大速度と最大速度距離、あるいは最大速度距離と後流影響範囲の比より求めるのが妥当であると考えられる。なぜ傾斜角や先行気泡体積に対して、これらの値が変わるのかに関しては、平均流モデルからの推察は限界があり、可視化測定などによって気泡周囲流動の多次元的な情報を得る必要があると考える。

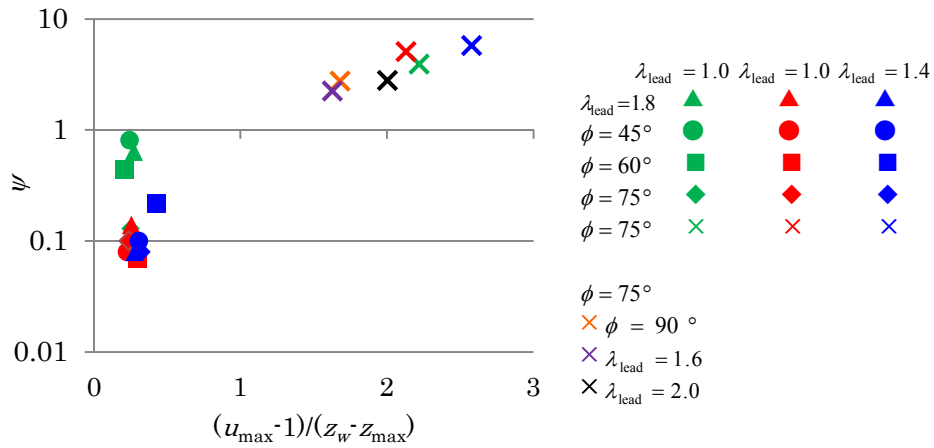


Fig. 4-27 The relationship between the velocity decay ratio and the aspect ratio of velocity profile.

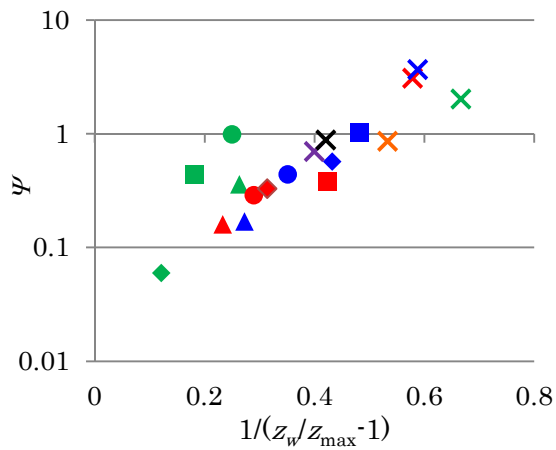


Fig. 4-28 The relationship between the non-dimensional velocity decay ratio and the aspect ratio of velocity profile.

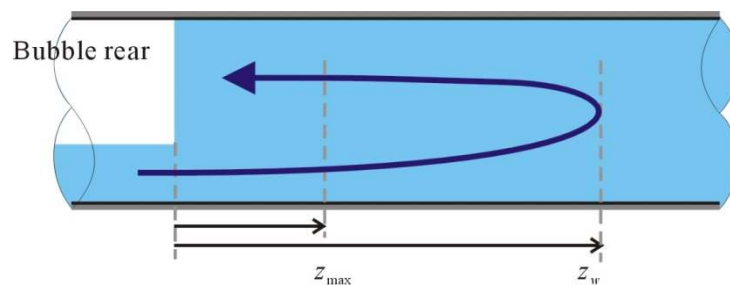


Fig. 4-29 The physical significance of z_w/z_{max} .

4.3 3連続気泡列

3連続テイラー気泡列における気泡間距離と気泡速度の関係について述べる。3連続気泡列では、図4-30に示すように、先頭から順に先頭気泡(Top bubble)、中間気泡(Middle bubble)、最後尾気泡(Bottom bubble)と呼称する。

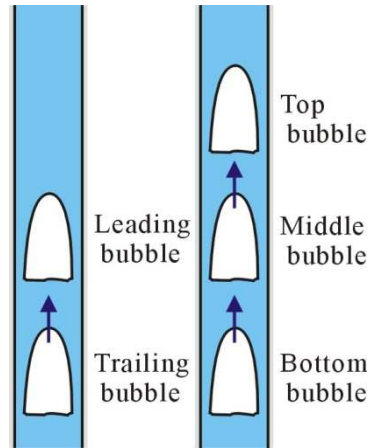


Fig. 4-30 The definition of the bubbles.

まず、先頭気泡の体積を固定とし、中間気泡の無次元径を $\lambda_{mdl}=1.0, 1.4, 1.8$ の3条件に変化させ、最後尾気泡の速度 $u_{B,btm}$ と、中間気泡後端から最後尾気泡先端までの距離 z_{m-b} との相関をとった結果を図4-31に示す。この実験は、すなわち4.2.1節にて対象とした2連続気泡列の先頭に、さらにテイラー気泡が追加された形であり、先行気泡がさらに先行する気泡の後流中にあることによる影響を比較することができる。比較のため、4.2.1節にて得られた2連続気泡列後続気泡速度分布の中の、 $\lambda_{lead}=1.0, 1.4, 1.8$ の条件についての後続気泡速度分布を、併記して示す。図中 $u_{B,btm}^*$ は $u_{B,btm}$ を同条件にて得られる単一気泡速度で序した値である。

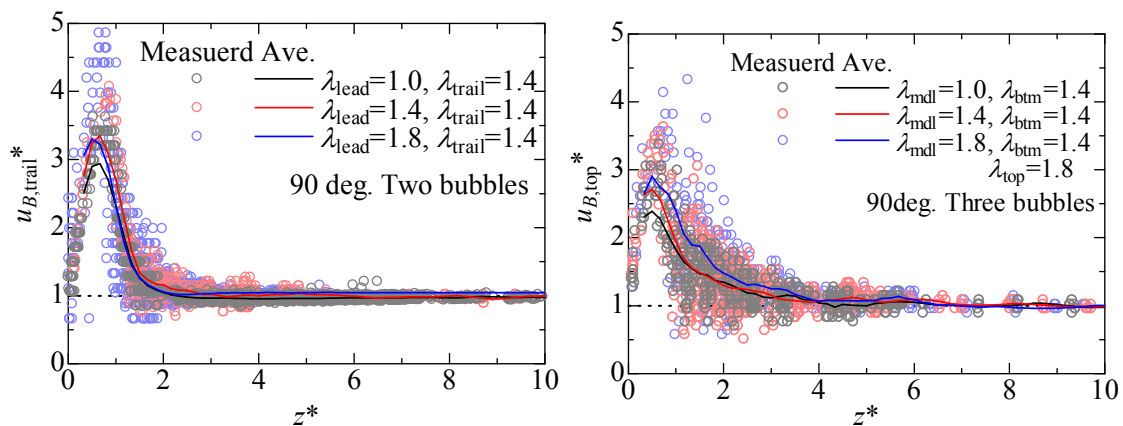


Fig. 4-31 The velocity distribution of the bottom bubble and the trailing bubble.

図より、いずれの条件においても、先頭気泡が追加されることにより、最大速度が減少し、後流影響範囲の増大が見られた。また特に、気泡間距離 $2D < z < 4D$ の範囲での速度増加が顕著である。この結果は、テイラー気泡後流の影響は、後流中にテイラー気泡があることによ

て、その気泡より後方へは影響を与えないという従来の仮説を覆すものである。

さらに先頭気泡体積の影響を調べるため、中間気泡および最後尾気泡の体積を固定し、先頭気泡の無次元径 $\lambda_{top} = 0.8, 2.0$ の 2 条件において、中間気泡速度 $u_{B,mdl}$ と先頭気泡後端、中間気泡先端間の距離 z_{t-m} との関係、および最後尾気泡速度 $u_{B,btm}$ と中間気泡後端、最後尾気泡先端間の距離 z_{m-b} との関係について測定した結果を、それぞれ図 4-32 に示す。図中 λ_{top} 、 λ_{mdl} および λ_{btm} は 3 連続気泡列における先頭気泡、中間気泡、最後尾気泡の無次元径を示す。また $u_{B,mdl}^*$ 、 $u_{B,btm}^*$ は $u_{B,mdl}$ と $u_{B,btm}$ をそれぞれ同条件の単一気泡速度で序した値である。

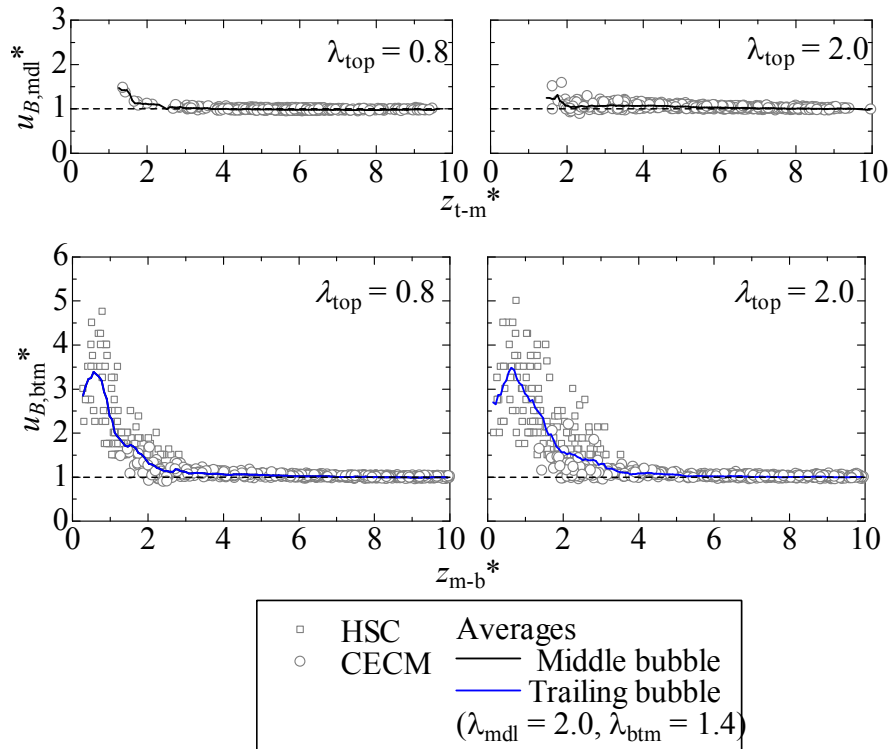


Fig. 4-32 The velocity distribution of the middle bubble and the bottom bubble in the three consecutive bubbles.

図中黒・青線はそれぞれ中間気泡・最後尾気泡の平均速度分布である。図より、いずれの気泡も、先行気泡の後流の影響を受けて、速度が増加していることが分かる。

上記の分布と、2 連続気泡列にて得られた速度分布との比較を行うため、平均速度分布を図 4-33 の様に、中間気泡、最後尾気泡両方について行った。結果、中間気泡については、その平均速度分布が、図中灰色破線で示す 2 連続気泡列後続気泡の平均速度分布とほぼ同じであり、現象としては同じものであると見なせる。すなわち、後続の最後尾気泡は、先行する中間気泡へは影響を与えないため、3 連続気泡列の先頭側 2 つの気泡列は、2 連続気泡列と現象として等価と見なせることが明らかとなった。一方最後尾気泡については、平均速度分布が 2 連続気泡列後続気泡の分布と一致せず、図 4-32 と同じく、最大速度が低下し、 $z = 2D$ 付近にて速度が増加する結果となった。特に $z = 2D$ 付近での速度増加は、先頭気泡の大きさが

大きいほど顕著であった。そのため、3連続気泡列の先頭気泡から最後尾気泡への後流の影響もまた、先頭気泡の体積が大きいほど顕著であることが分かった。

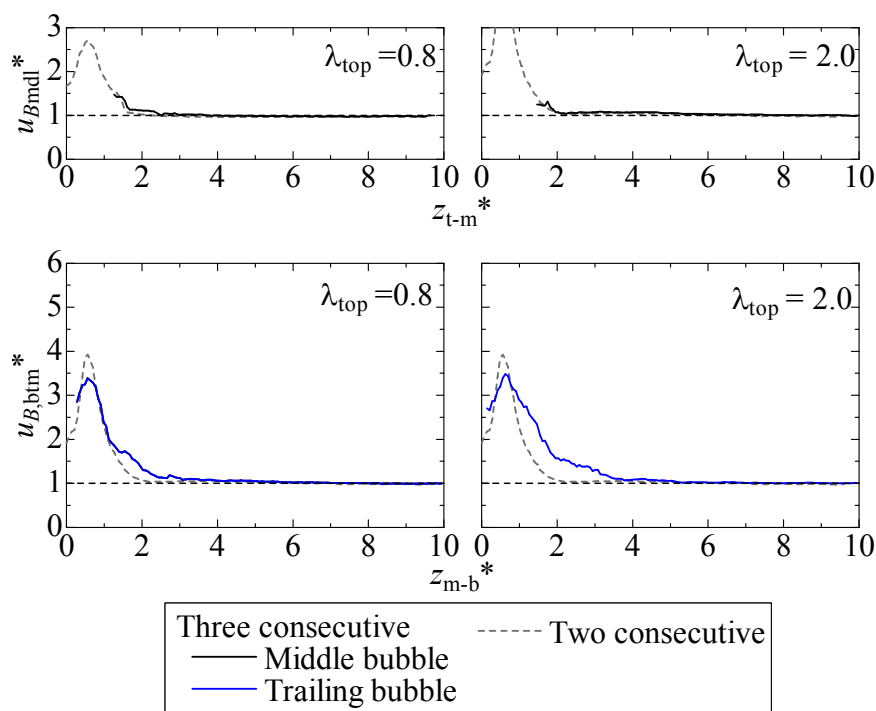


Fig. 4-33 The comparison of the averaged velocity distribution.

上記の様に、先行する気泡が気泡後流中にあることにより、後続の気泡の速度分布に差が出た要因として、先行気泡が気泡後流中にあることにより、界面が変形され、後流の基になる気泡周囲液膜流に変化が生じたためと考えられる。そこで、図 4-32 の $\lambda_{top} = 2.0$ の条件の場合の最後尾気泡速度分布について、玉井らの式(14)を基準とし、その式の値よりも上回った場合と下回った場合の、定電流法より得られたボイド率波形を、各 3 試行ずつ比較した結果を図 4-34 に示す。

図より、最後尾気泡速度の大きい場合と小さい場合とで、その先行気泡に当たる中間気泡のボイド率波形に、目立った違いは見られなかった。このことから、中間気泡が気泡後流中にあることによる激しい変形が、最後尾気泡の速度分布変化の要因にはならないことが明らかとなる。しかしながら、両者の場合を比較してみると、最後尾気泡速度の大きい方が、ボイド率波形上にて、先頭気泡と中間気泡の距離が短いことが分かる。そのため、最後尾気泡速度分布が大きく変化する際、中間気泡は先頭気泡後端直下に近い位置にある可能性が高いと言える。気泡が先行気泡後端直下にあるという事は、後端直下の強い後流の影響を受け、ボイド率には表れないような流速分布等の違いを、液膜流に与えている可能性が十分に考えられる。そのため、これ以上の物理的考察を進めるには、気泡周囲流動の可視化が必要不可欠であると結論する。

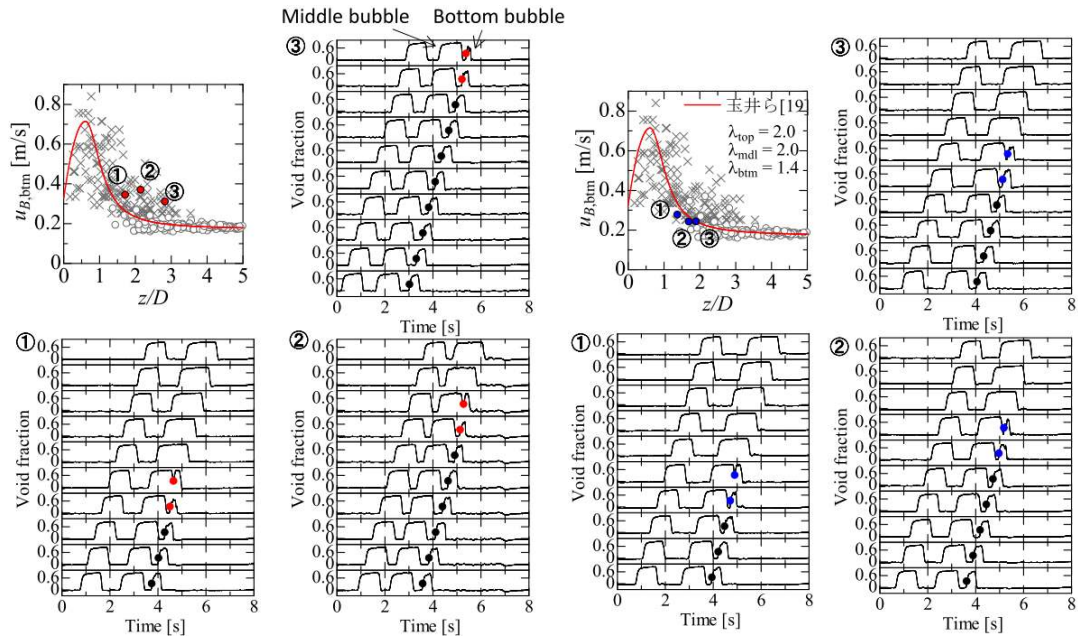


Fig. 4-34 The characteristics of the void fraction wave of the successive bubbles.

4.4 結言

単一・2連続テイラー気泡について、気泡速度分布を測定し、以下の知見を得た。

1) 単一気泡速度

- 単一テイラー気泡の速度は、垂直流中・傾斜流中にかかわらず、気泡体積に寄らずほぼ一定であり、液相流速が増大するほど、線形で増加する。その時のフルード数と分布パラメータの管傾斜角に対する分布は、既存の式に定性的に一致した。
- 傾斜管内テイラー気泡周囲液膜は、水平からの管傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡底部にトルミエン・シュリヒティング波およびその遷移形であるラムダ波が見られ、液膜流れが層流であることを示唆している。また $\phi = 60, 75^\circ$ の場合、気泡底部に臍上のくぼみが見られ、特に $\phi = 60^\circ$ の場合には、気泡後流に3次元的な流動を形成する様子が見られた。
- 傾斜管内テイラー気泡周囲液膜は、水平からの管傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡底部にトルミエン・シュリヒティング波およびその遷移形であるラムダ波が見られ、液膜流れが層流であることを示唆している。また $\phi = 60, 75^\circ$ の場合、気泡底部に臍上のくぼみが見られ、特に $\phi = 60^\circ$ の場合には、気泡後流に3次元的な流動を形成する様子が見られた。

2) 2連続気泡列

- 垂直流中における2連続気泡列後続気泡列について、先行気泡速度は、後続気泡の存在の影響を全く受けなかった。後続気泡速度は、気泡間距離が狭まるほど増大しており、既存の実験式によく一致した。また特に Open wake となる条件では、後流渦の非定常性による後続気泡速度のばらつきが見られた。
- 傾斜流中における2連続気泡列後続気泡の、気泡間距離に対する速度分布は、垂直流中と比べ、最大速度が低下し、最大速度距離と後流影響範囲が増大した。また $\phi = 30^\circ$ において、全気泡体積についての気泡速度分布と、van Hout らによる自然発生スラグ流中で

の気泡速度相関式とはよく一致した。

- 後続気泡最大速度は、先行気泡体積および管傾斜角に対して、線形に増加した。なお垂直流中に関しては、傾斜流中に比べ、約 3/2 倍の値となった。
- 最大速度距離と後流影響範囲は、管傾斜角・先行気泡体積いずれに対してもよく似た分布となり、管傾斜角に対しては山形の分布となり、先行気泡体積に対しては概ね単調増加となった。しかし垂直流中では先行気泡体積に対してほぼ一定の値であった。また両値の相関をとったところ、ほぼ線形の相関となり、傾斜流中では管傾斜角が大きいほど、最大速度位置に対する後流影響範囲の増加率が減少した。
- 気泡速度の減衰率を比較するため、Moissis らによる構造気泡速度相関式を基に、気泡間距離と後続気泡速度の相関式を独自に提案した。相関式は、減衰率を適当な値にすることで実験値に良く一致した。得られた減衰率は、管傾斜角に対しては主だった傾向は得られず、先行気泡体積の増加に対してはほぼ単調に減少し、ある値で底打ちとなった。そこでより良い相関を得るために、気泡速度を最大速度、最大速度距離で除した分布に対する減衰率を求めたところ、先行気泡体積に対してはほぼ一定値となり、管傾斜角に対しては山形の分布となった。
- 上記の傾向に対し、気泡後流が気泡周囲液膜より誘起されることを加味し、最大速度を気泡後端断面平均液膜流速 $-u_f$ 、最大速度距離と後流影響範囲を $-u_f$ と気泡後端断面水力等価直径によって定義される液膜レイノルズ数 Re_f に対してプロットしたところ、最大速度は $-u_f$ に、最大速度距離と後流影響範囲は Re_f に対し、それぞれ線形に増加する結果となった。
- 速度減衰率と良い相関の得られる物理量は見られなかった。そのため気泡速度分布のアスペクト比である。最大速度と後流影響範囲の比 $(u_{\max} - 1)/(z_w - z_{\max})$ と、式(26)によって定義される速度減衰率 ψ との相関をとったところ、傾斜流中の $\lambda_{\text{lead}} = 1.0$ の場合を除くとある値に漸近する分布となった。また式(27)によって定義される減衰率 Ψ と、最大速度、最大速度位置によって除された気泡速度分布におけるアスペクト比 $\frac{1}{z_w/z_{\max} - 1}$ との相関をとったところ、指数関数的な管径があることが分かった。 z_w/z_{\max} の値は、図 4-12 における相関係数に当たり、先行気泡体積による変化が少ない事、傾斜角に対する変化が、 $\phi = 60^\circ$ にて最も低い値となる点が、図 4-17 における Ψ の分布と良く合致した。

3)3 連続気泡列

- 垂直流中 3 連続気泡列について、中間気泡体積を、2 連続気泡列先行気泡体積の条件に一致するように変えて最後尾気泡速度の分布を測定したところ、その速度分布は、2 連続気泡列後続気泡のそれと比べ、最大速度が減少し、速度の増加範囲が増大し、特に $z = 2D$ 近傍において速度増加が顕著であった。また先頭気泡体積を変えて測定したところ、先頭気泡体積が大きいほど $z = 2D$ 近傍での速度増加が増大した。
- 上記の結果に対し、中間気泡の先頭気泡後流による気泡変形の影響を検証するため、 $z = 2D$ 近傍での速度増加が特に大きい場合とそうでない場合について、定電流法にて得られたボイド率波形を比較したところ、中間気泡のボイド率波形に、目立った違いは見

られず、中間気泡が気泡後流により変形されることが最後尾気泡速度に影響しているのではないことが明らかとなった。そのため、最後尾気泡の速度分布変化には、液膜流速分布の変化そのものが関与している可能性が高く、その影響を検証するには、粒子懸濁法などによる気泡周囲液相流速分布の可視化測定が不可欠である。

5章—— 可視化実験結果

可視化実験では、単一テイラー気泡、2連続テイラー気泡列中後続気泡の、気泡後流流速分布の計測を行い、得られた流速分布の各条件30試行分のアンサンブル平均と、その値に対する変動速度を算出し、さらに変動速度より各種乱流成分の算出を行い、比較の対象とした。なお本研究では、実験条件の呼称として、例えば単一気泡実験において、管傾斜角 $\phi = 30^\circ$ 、気泡無次元径 $\lambda = 1.4$ ならば、“30S14”、2連続気泡列実験において、管傾斜角 $\phi = 45^\circ$ 、先行気泡無次元径 $\lambda_{\text{lead}} = 1.8$ 、後続気泡無次元径 $\lambda_{\text{trail}} = 1.4$ ならば“45T1814”のように呼称するものとする。

5.1 液膜流速

初めに、前章にて、半月形の液膜断面形状を仮定して算出した液膜平均流速の値が、実現象と比較して妥当であるかどうかを検証する。図5-1に、傾斜管内テイラー気泡の項端部の流速分布の代表例を示す。図より、液膜流速分布は、断面全体にわたりほぼ一定値となっており、壁面粘性せん断による流速勾配の影響は、管壁のごく近傍に限られることが分かる。この傾向は、他の全ての条件についても同様であり、自由落下モデルなどの壁面せん断を考慮した流速分布推算式を使用する際には、注意が必要である。またこの結果より、液膜流速算出の際に、断面平均を用いるのが有効であることが明らかとなった。垂直流中については、液膜がごく薄いため、解像度の関係より断面分布を算出できなかった。そのため、傾斜流・垂直流ともに気泡後端部断面における最大の流速を、液膜流速として採用する。図5-2に、2章式(6)から算出される断面平均液膜流速と、PTV計測より得られた断面最大流速との相関を示す。横軸が断面平均値、縦軸が断面最大流速である。図より、式(6)で得られる平均流速は、流速の遅い領域では若干の過小評価となり、速い領域では大きく過大評価となった。流速の早い領域で過大評価となったのは、液膜流速が管壁抗力とバランスしたため、流速が頭打ちとなったためと考えられる。

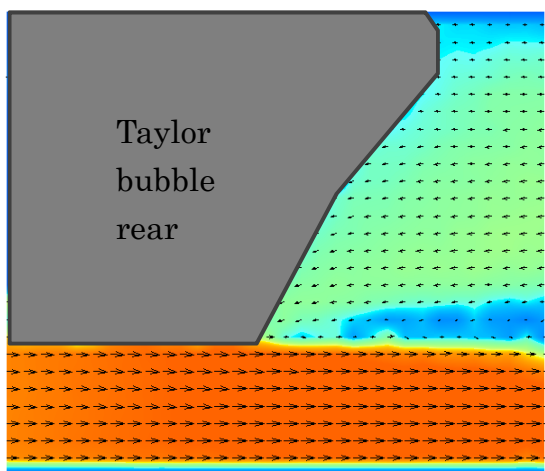


Fig. 5-1 The velocity distribution of liquid film.

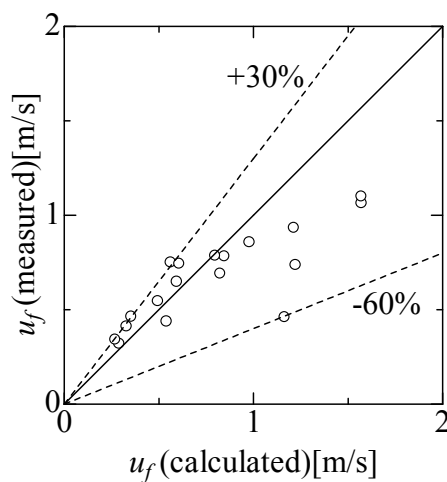
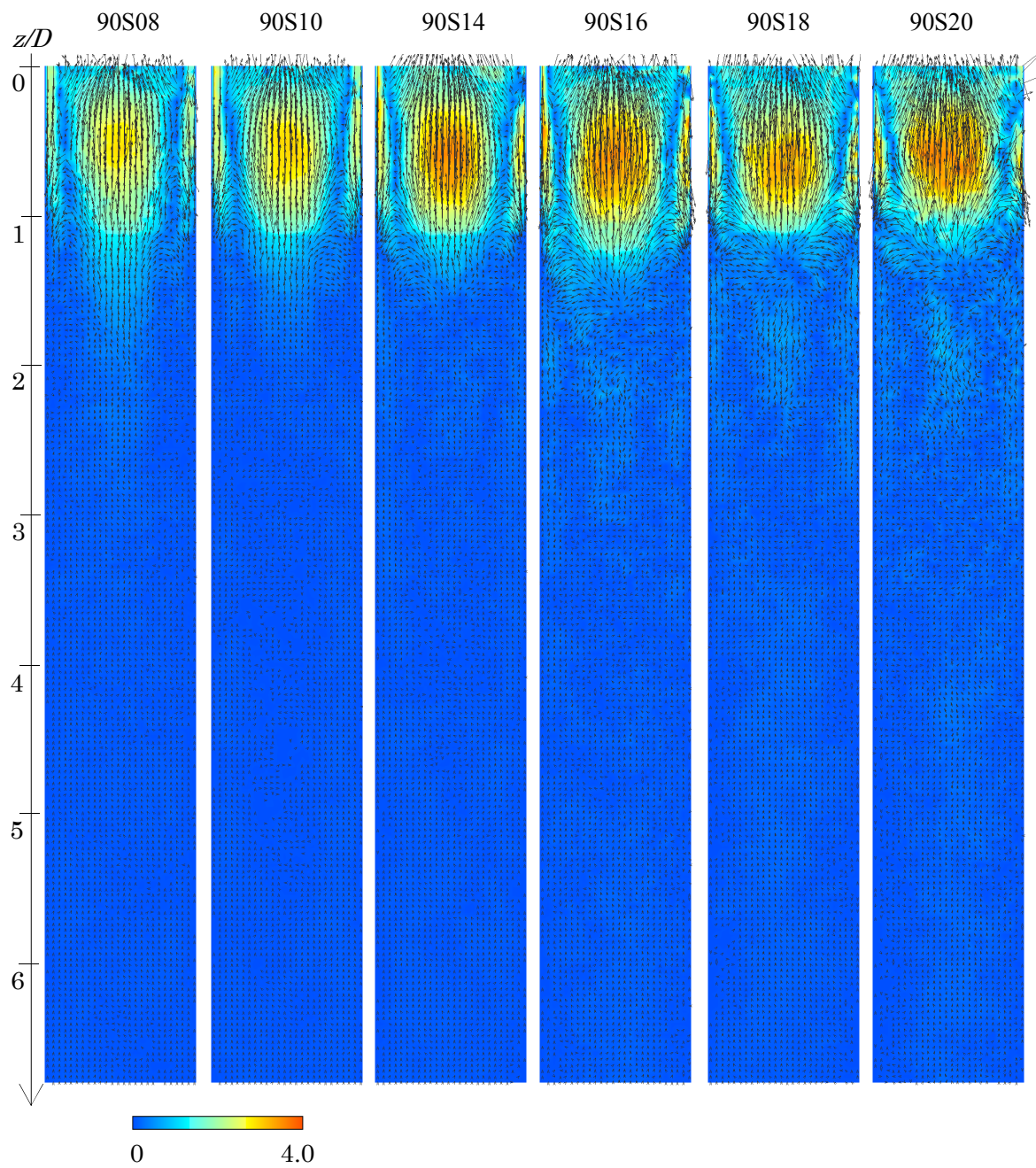


Fig. 5-2 The comparison of liquid film velocity.

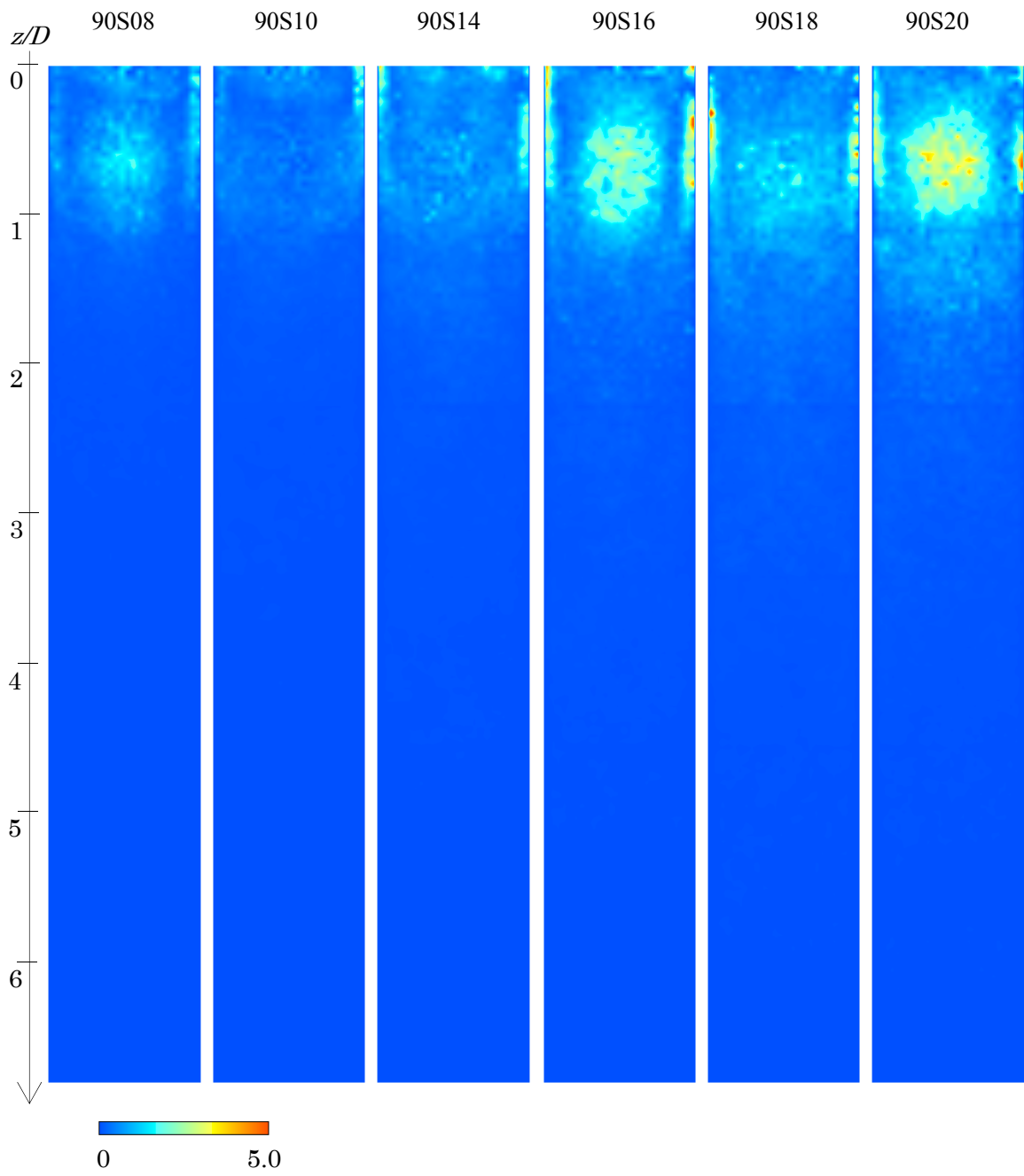
5.2 垂直管内単一気泡後流流速

5.2.1 流速・乱流エネルギーの管断面分布



(a) velocity distributions.

Fig. 5-3 The velocity distribution of the Taylor bubble wake in a vertical upward flow.



(b) distributions of the turbulence energy.

Fig. 5-3 The distribution of the turbulence energy of bubble wake in a vertical upward flow.

垂直管内単一気泡後流流速の管軸中心断面分布を、各気泡体積ごとに図 5-3(a)に示す。図は左から順に気泡体積が増加している。カラーバーは色が赤いほど早い速度、青いほど遅い速度を表す。図より、気泡後端直下に、管中心軸を中心としたトロイダル渦が発生していることが分かる。気泡体積が増加するほど、渦中心の気泡へと向かう流速が大きくなり、トロイダル渦の後方に発生する流速擾乱も大きくなる事が分かる。また、気泡体積が大きい場合に、気泡後端直下のトロイダル渦の後方に、それとは逆回りの、流速の弱いトロイダル渦が発生することが明らかとなった。これは 2 章で述べた van Hout ら[40]の実験結果と一致し、気泡後流の Near wake 領域の後方に、後続の気泡を進行方向とは反対側に押し返す流れが発生していることを示している。また図 5-4 に示すように、90S20 の特に気泡体積の大きい条件では、その逆回りのトロイダル渦の後ろに、さらに逆回り、つまり Near wake に発生するトロイダル渦と同じ回転方向の、さらに流速の弱いトロイダル渦が、かすかに確認された。この結果もまた van Hout らによって確認されている現象である。すなわち気泡後流は、回転方向の異なるトロイダル渦が交互に並ぶ構造となっていると言える。

また、乱流度の寄与を比較するため、乱流エネルギー $k' = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ を、垂直管内単一気泡速度の二乗で無次元化した値 $(k')^* = k'/u_{B0}^2$ の管断面分布を図 5-3(b)に示す。ここで、 $\overline{u'^2}$ および $\overline{v'^2}$ は、平均流速に対する管軸方向速度変動成分 u' 、管径方向速度変動成分 v' の 2 乗の平均である。図より、気泡後端直下 $1.5D$ 以内で、管中央部および管壁付近に、乱流エネルギーの高い領域があることが分かる。これは、トロイダル渦による管軸付近の強い渦流れと、気泡後端から流出する液膜 jet の擾乱によるものである。これらの乱流エネルギーは、 $\lambda = 2.0$ の場合でも気泡後端からの距離 $2D$ 以降になるとほぼゼロに減衰しており、乱流成分の影響範囲は約 $2D$ 以内であることが伺える。また管壁付近と管中央部の乱流エネルギーはほぼ同距離でゼロに減衰しており、液膜 jet による擾乱の影響が消えると同時に、管中央部の渦流れによる擾乱の影響も消えるものとみられる。

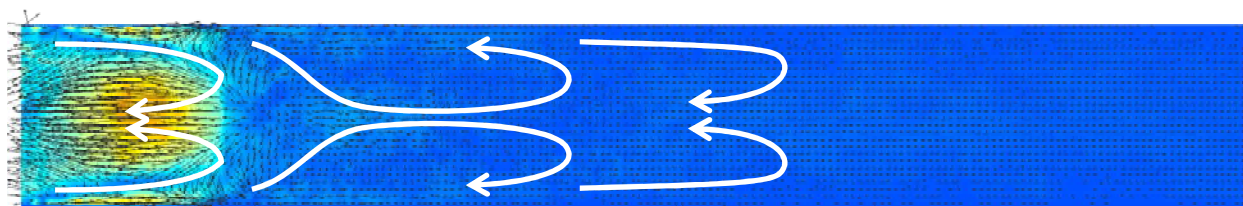


Fig. 5-4 The streamline structure of the large Taylor bubble wake.

5.2.2 管軸および管壁流速分布

図 5-3 の流速分布より得られる、管中心および壁面近傍での、気泡後端からの距離に対する管軸方向流速成分 u の分布を図 5-5(a)(b)に示す。なお u は、各条件約 30 回の試行の平均値を、各傾斜角における単一気泡速度にて無次元化した値 $\overline{u^*}$ として表している。また管内鉛直上向き（気泡の進行方向）が正である。図中破線は、液相平均流速を示している。

気泡体積の大きい条件の時、後流流速は $z = 2D$ 付近にて、液相平均流速 j_L を下回り、下向き速度成分となるのが見受けられる。これは前述の Near wake 領域とは反対周りの渦の影響であり、一方でその領域での壁面側の流速分布は顕著に増大している。このような条件の場合、後方からやってくる気泡は、中心の下向き流速により、前方の気泡には追いつけず、合体できないはずである。しかし、Shemer らによる、テイラー気泡先端界面は先行気泡後流中の上向き流速最大の流速に常に沿うという実験結果と、本実験の高速カメラ画像観察にて得られた、先行気泡体積が大きい場合、後続の気泡は、激しく変形しながらも管壁から小さなこぶ状の界面を表出させ、その点に浮力が集中し、一気に先行気泡に追いつく（図 5-6）という結果とを合わせると、後続気泡は中心流速の強い押し返しに阻まれながらも、ある一定の確率で、管壁側の上向き流れに乗り、管壁側の隙間を通過してさらに前方のトロイダル渦に引き込まれるものと推察される。そこで、図 5-7 に示すように、van Hout ら[40]が行ったように、各距離の管断面にて上向き最大流速となる値を得た結果、流速分布は、気泡後端へ近づくにつれ滑らかに増加する分布となり、後続気泡平均速度分布に酷似する結果となった。

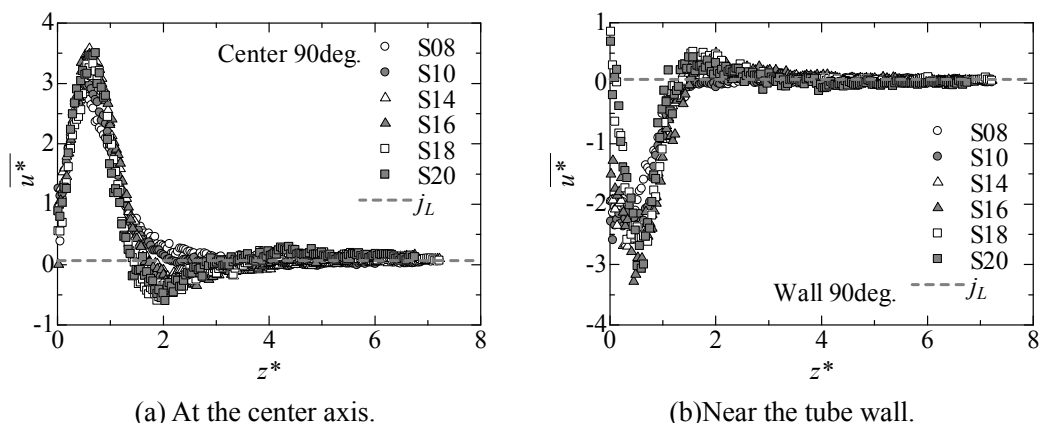


Fig. 5-5 The distribution of axial velocity.

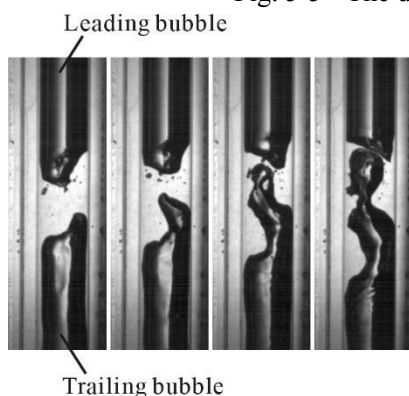


Fig. 5-6 The deformation of the trailing bubble.

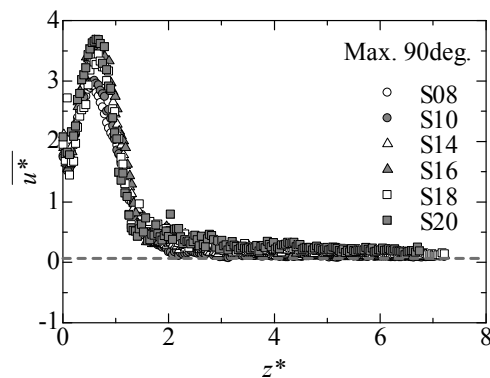


Fig. 5-7 The distribution of the maximum axial velocity in the cross-section.

5.2.3 管径方向分布

鉛直方向流速成分の、気泡後端からの距離に応じた各断面における管径方向分布を図 5-8 に示す。いずれの条件でも、 $z < 1.5D$ の領域において、管軸付近にて下向き流速、管中央部にて上向き流速が見られ、気泡後端からの距離 $1.5D$ において、それらはほぼ完全にゼロに減衰している事が分かる。また $z = 0.5D$ における流速の最大値は、気泡無次元径 λ が大きいほど大きい。また $\lambda \geq 1.6$ では流速分布に擾乱が見られる。これは Open wake 構造となることにより、渦の非対称性が崩れたためである。

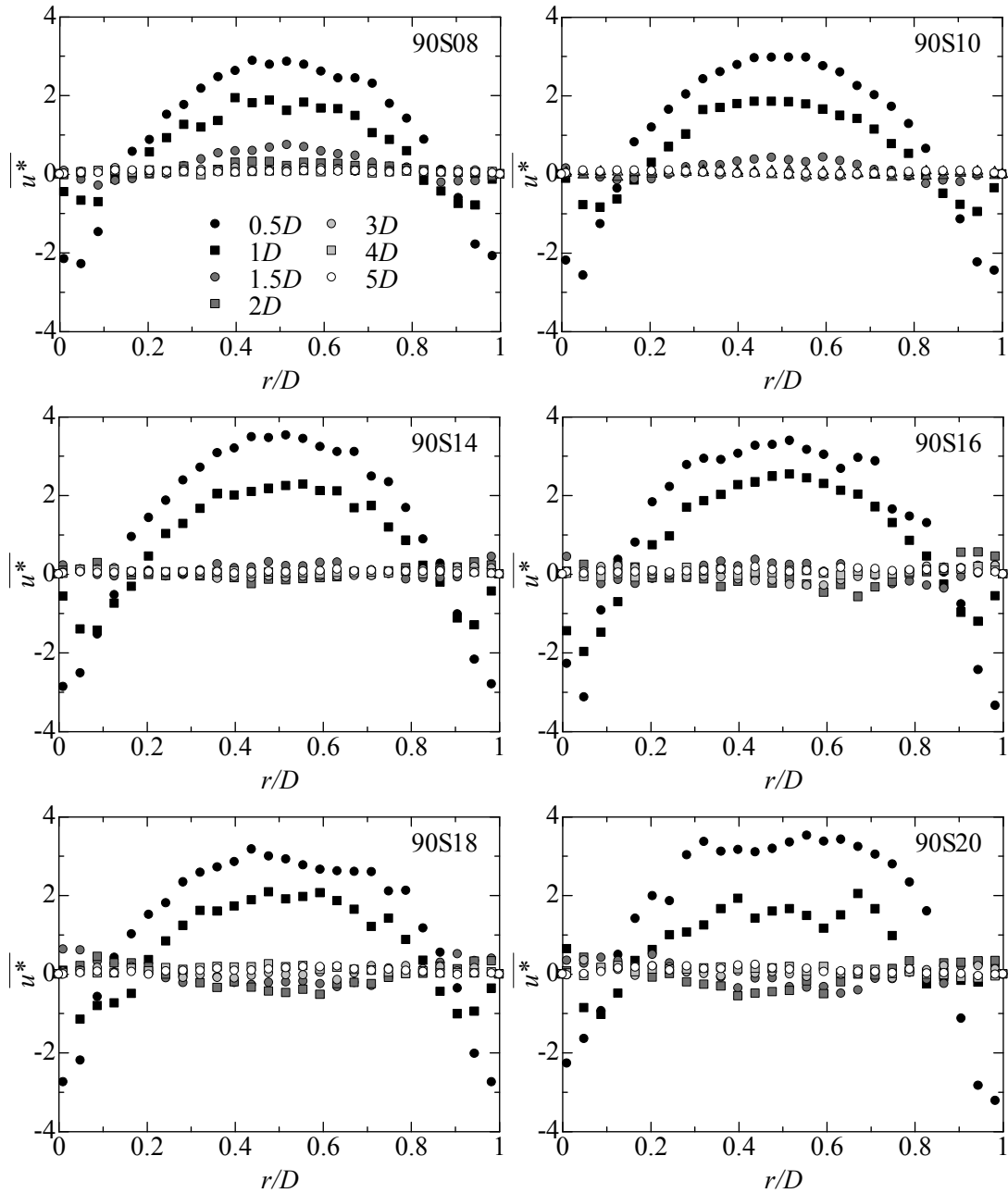


Fig. 5-8 The radial distribution of the axial velocity in a vertical upward flow.

5.2.4 乱流成分比較

傾斜流中との比較のため、各乱流成分の管軸および管壁付近の分布を図 5-9 に示す。グラフは上段から順に、管軸方向速度成分変動値の rms 値 u'_{rms} 、管径方向速度成分変動値の rms 値 v'_{rms} 、レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ 、乱流エネルギー k' の分布を示し、 $u'_{\text{rms}}, v'_{\text{rms}}$ は u_{B0} で、 $-\overline{u'v'}, k'$ は u_{B0}^2 で無次元化した値 $(u'_{\text{rms}})^*, (v'_{\text{rms}})^*, (-\overline{u'v'})^*, (k')^*$ で表している。また煩雑さを避けるため、傾斜上昇流中と同じ条件である $\lambda = 1.0, 1.4, 1.8$ の条件のみ掲載する。

図より、気泡後端直下 $z = 1D$ 付近にて、 u 方向、 v 方向いずれの速度変動も顕著に大きいことが分かる。またこの影響が、レイノルズ応力と乱流エネルギー双方の分布にも表れている。また特に $z < 1D$ では、液膜 jet が気泡後端から噴き出された直後であるため、管径方向の速度変動が激しく、 $2D < z < 4D$ では、 u 方向、 v 方向それぞれの変動成分が、ほぼ均等に影響している事が分かる。いずれの乱流成分も、 $z > 4D$ ではほぼ完全に減衰しており、 $4D$ 以遠では層流になっていると思われる。またこれらの乱流成分は、気泡体積が大きくなるほど増大している。これは気泡体積が大きくなり液膜 jet 流速が増大する事により、後流の乱流度が増した為と見られる。

また図 5-10 は各乱流成分の管径方向分布を示す。管中心部は u'_{rms} 、管壁付近は v'_{rms} が高めであるが、全体として管径全体に乱流成分は均等に分布している。

最後に、管中心部での流れの平均エネルギーを含むエネルギー収支を、図 5-11 に示す。図より、流れエネルギー全体に対する乱流エネルギーの寄与は比較的少ないことが分かる、乱流エネルギーの寄与率は、気泡体積が大きくなるほど大きくなり、特に $z < 1D$ の壁面近傍で大きい、これは図 5-9 からわかるように、 λ が大きくなるにつれ、壁面近傍で v'_{rms} が顕著に増大する事に起因している。いずれの条件でも、全体エネルギーは $z = 3D$ 付近でほぼゼロに減衰しており、それ以遠では後流による流れエネルギーの発生がほとんどないことが分かる。しかし、S18 の条件において、 $1D < z < 2D$ にて流れエネルギーの若干の増加が見られ、その値のほとんどが乱流エネルギーである点は注目に値する。この結果より、乱流擾乱により、気泡後方で流体駆動力の伝播が行われ、後流範囲が増大している事が分かる。これは後流影響範囲に乱流擾乱が関与していることを示し、前章にて気泡速度減衰率に関係することが分かった z_w / z_{max} の値が、気泡体積の大きい場合、乱流擾乱により増大する事を示唆している。

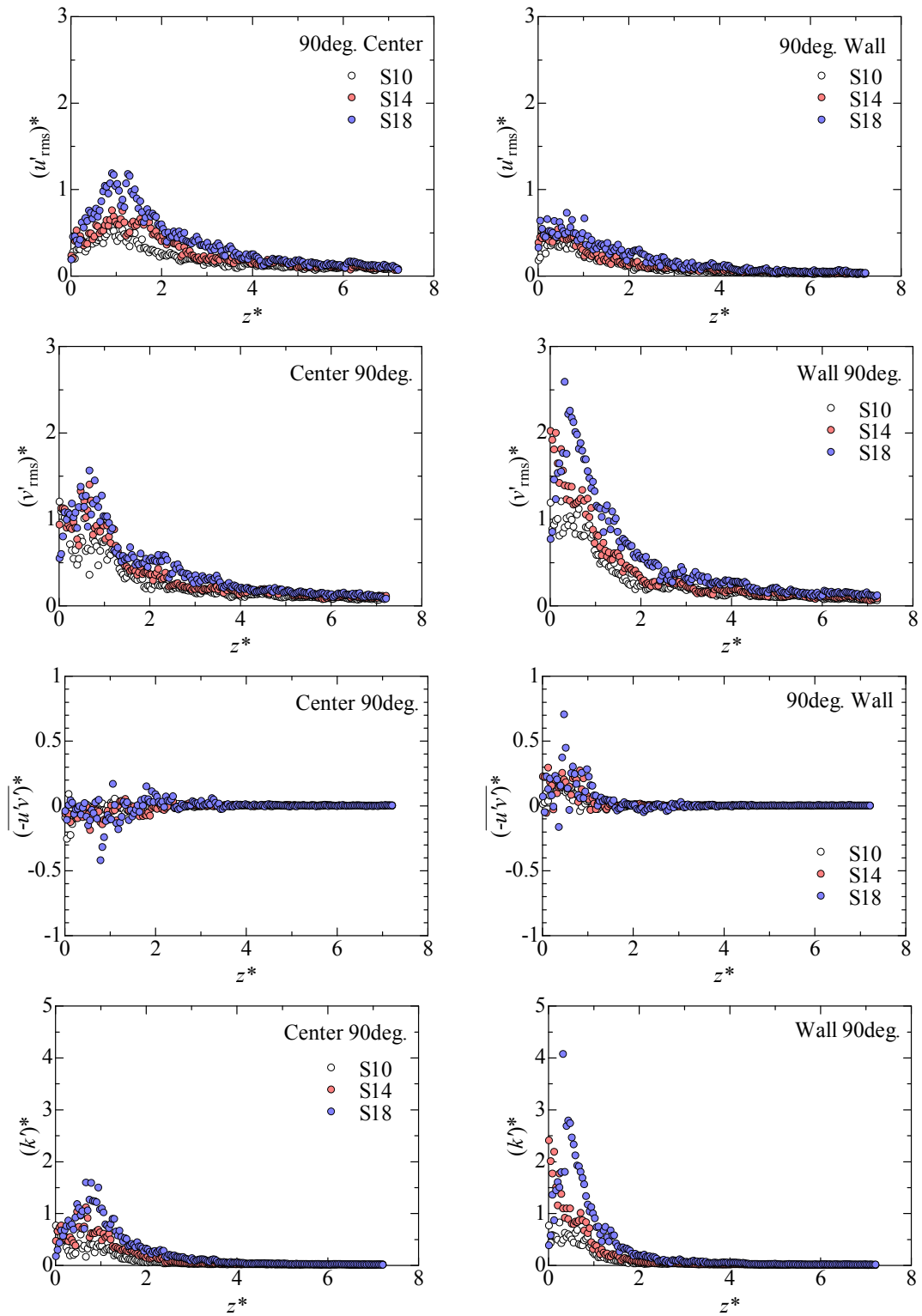


Fig. 5-9 The axial distribution of the turbulence components.

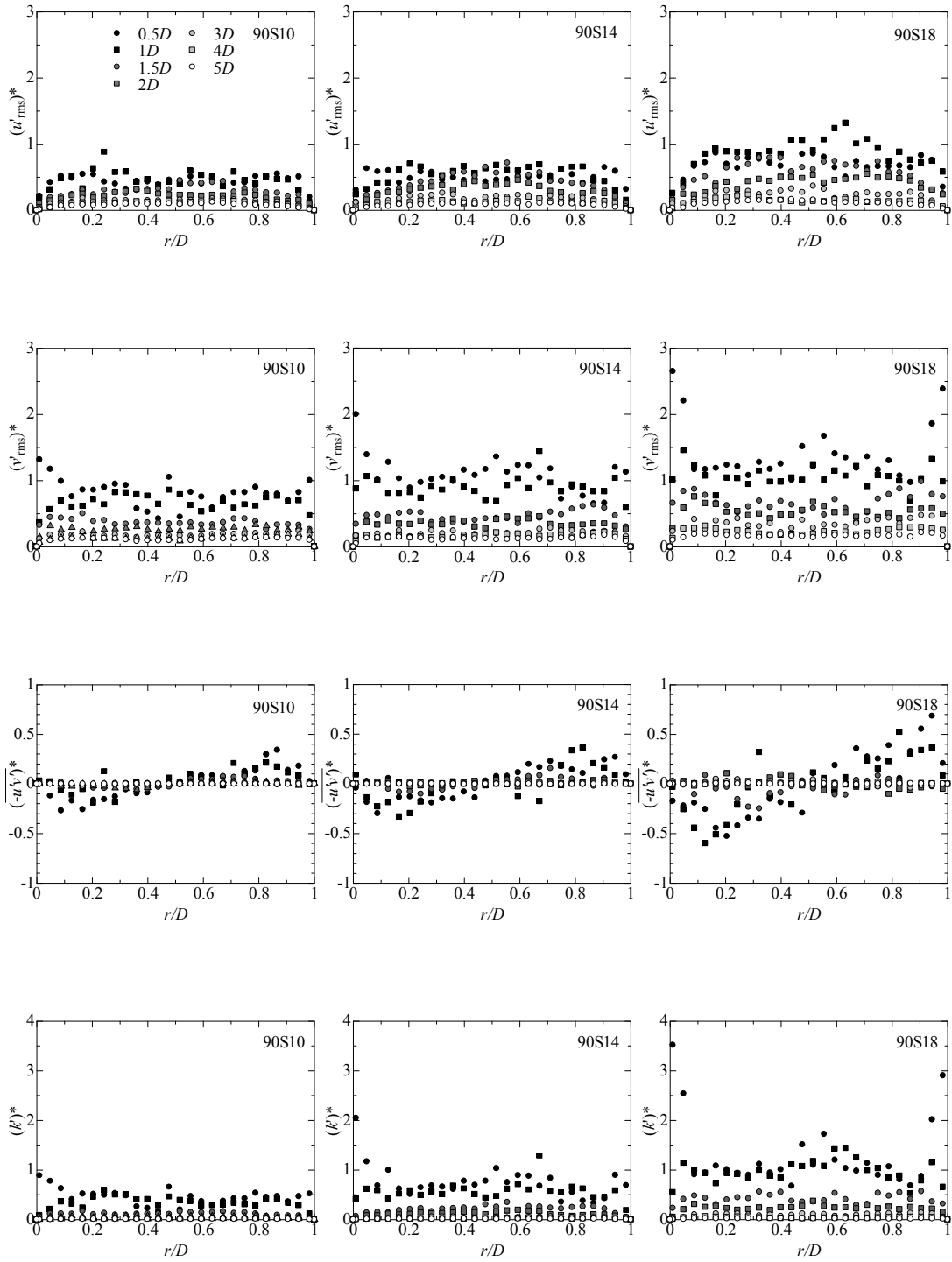


Fig. 5-10 The radial distribution of the turbulence components.

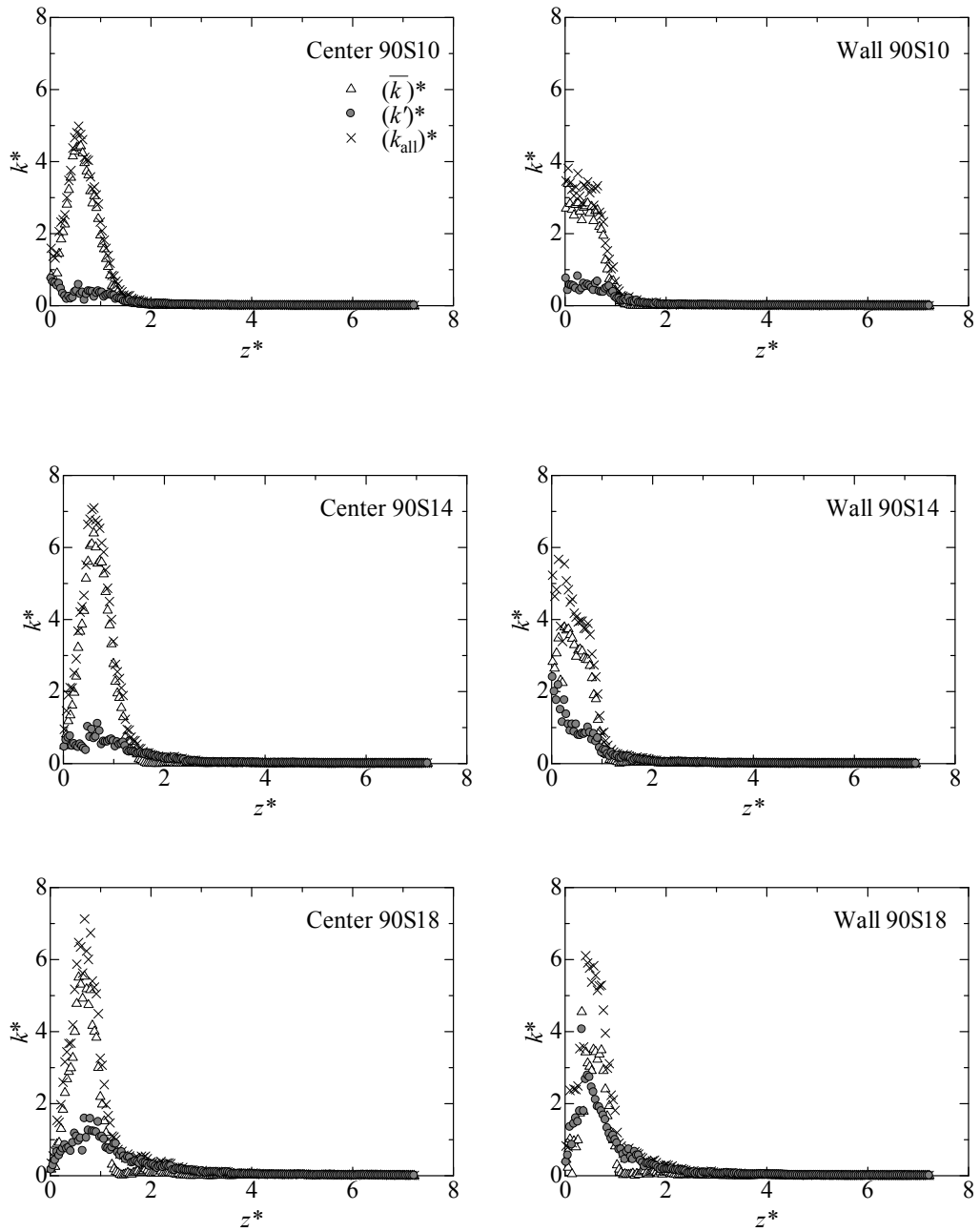
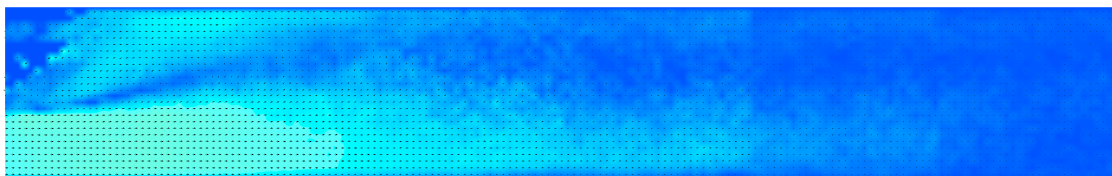


Fig. 5-11 The energy balances at the center axis of tube.

5.3 傾斜管内テイラー気泡後流流速

5.3.1 管軸中心断面流速・乱流エネルギー分布

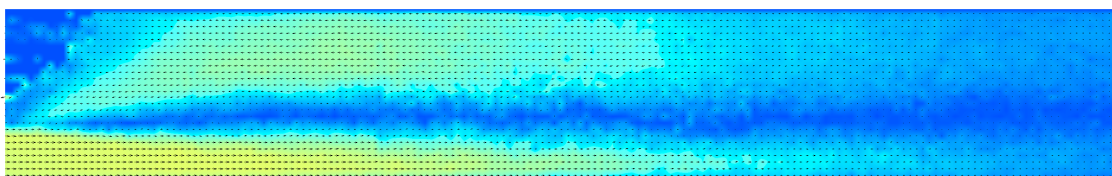
30S10 Velocity



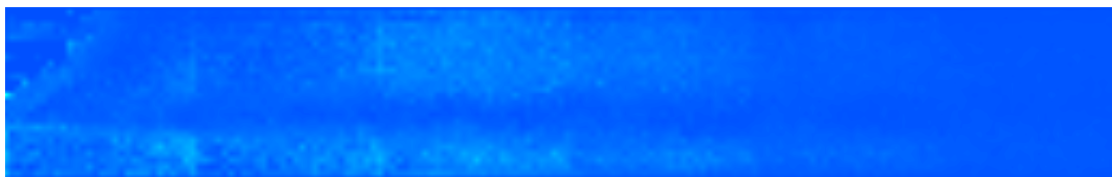
Turbulence energy



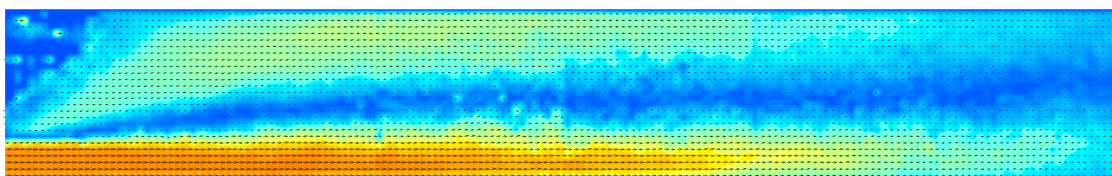
30S14 Velocity



Turbulence energy



30S18 Velocity



Turbulence energy

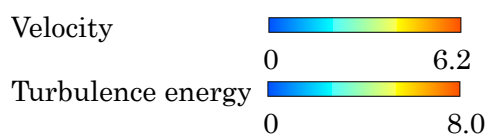
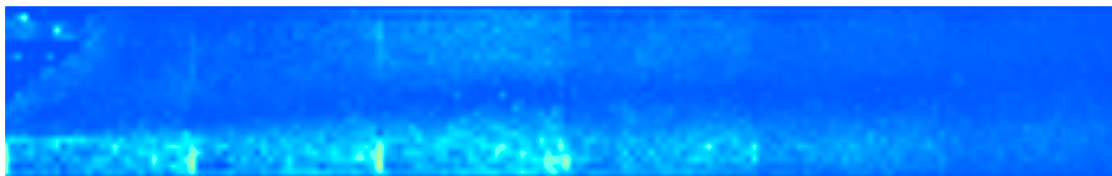
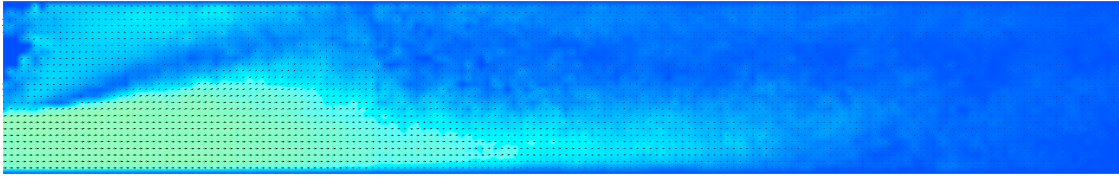


Fig. 5-12(a) The velocity distribution and the turbulence energy distribution in an inclined upward flow ($\phi = 30^\circ$).

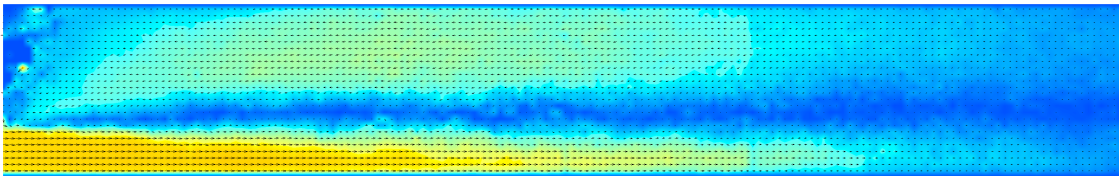
45S10 Velocity



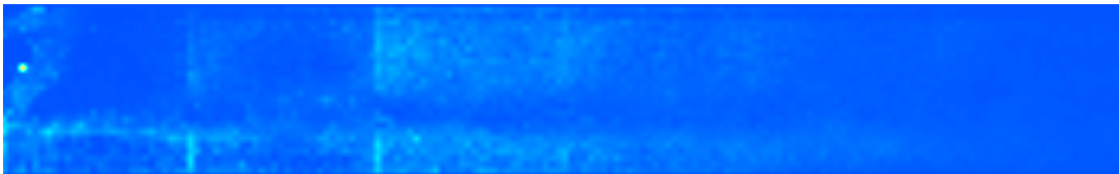
Turbulence energy



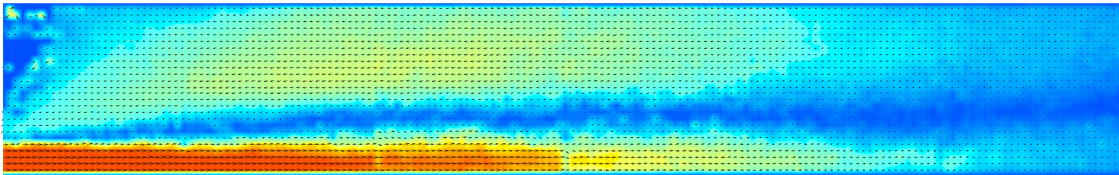
45S14 Velocity



Turbulence energy



45S18 Velocity



Turbulence energy

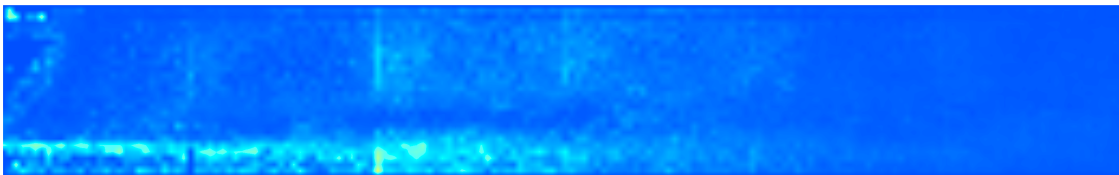
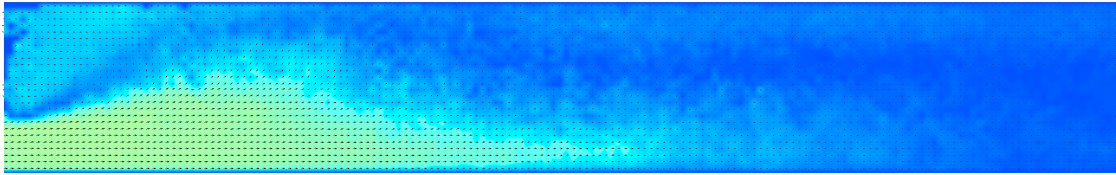


Fig. 5-12(b) The velocity distribution and the turbulence energy distribution in an inclined upward flow ($\phi = 45^\circ$).

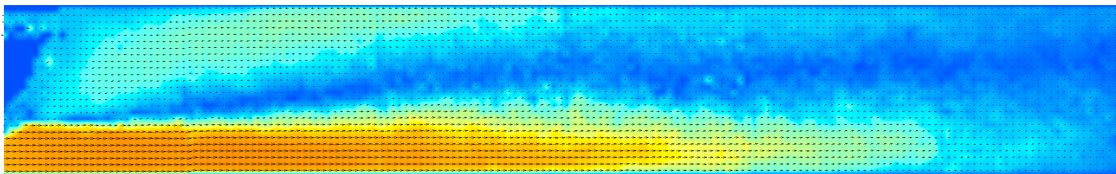
60S10 Velocity



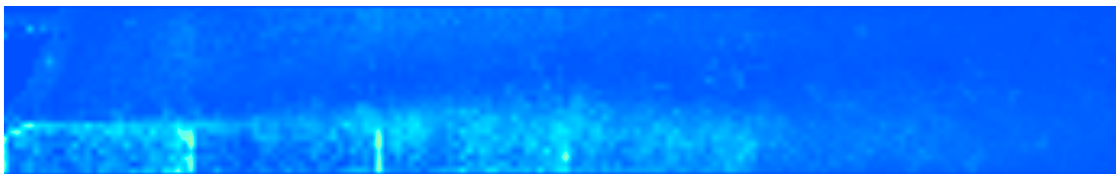
Turbulence energy



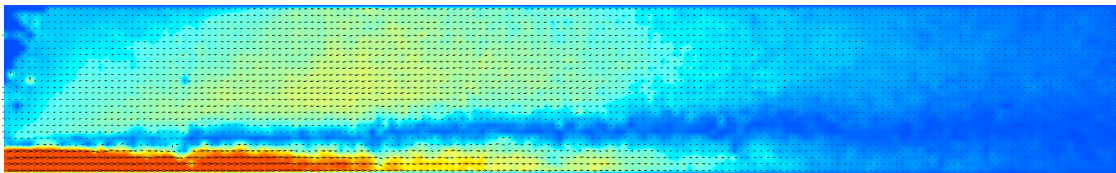
60S14 Velocity



Turbulence energy



60S18 Velocity



Turbulence energy

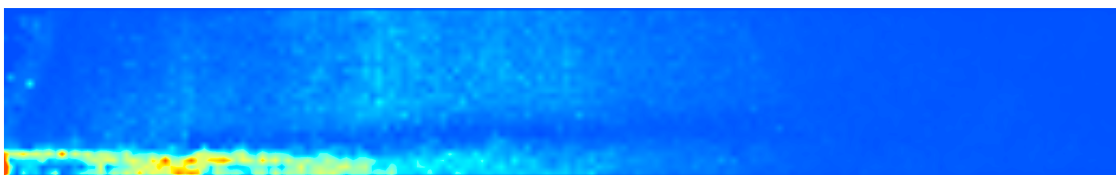
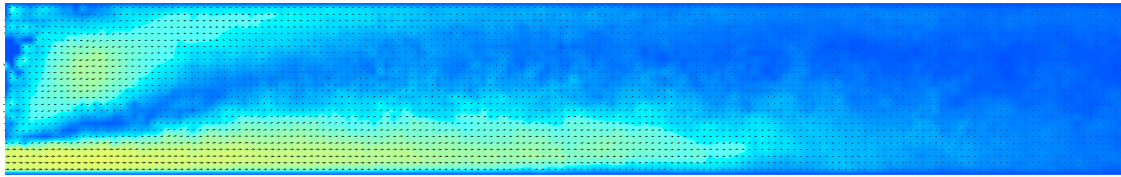


Fig. 5-12(c) The velocity distribution and the turbulence energy distribution in an inclined upward flow ($\phi = 60^\circ$).

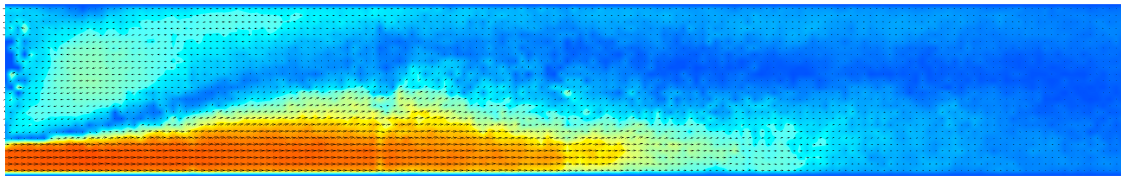
75S10 Velocity



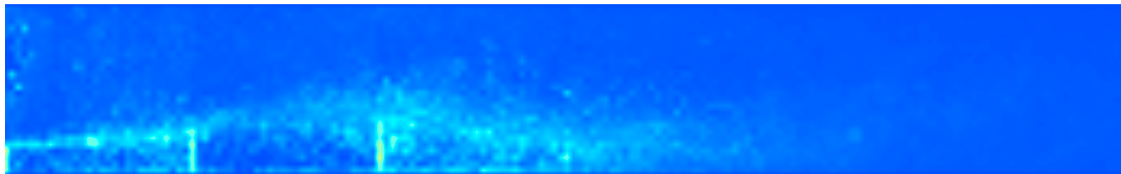
Turbulence energy



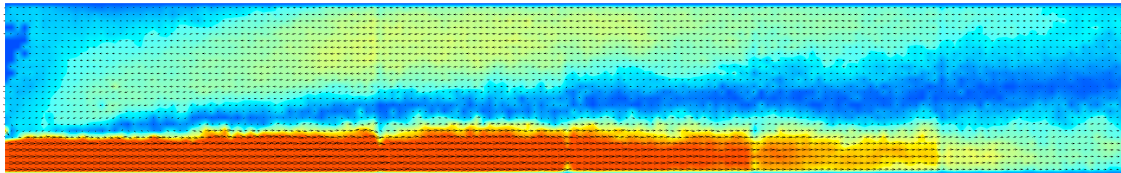
75S14 Velocity



Turbulence energy



75S18 Velocity



Turbulence energy

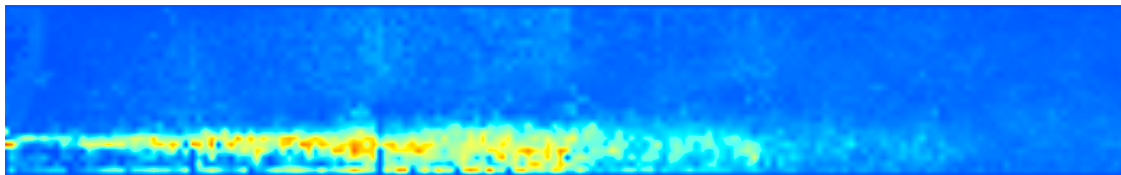


Fig. 5-12(d) The velocity distribution and the turbulence energy distribution in an inclined upward flow ($\phi = 75^\circ$).

傾斜管内テイラー気泡後流流速分布と、乱流エネルギー分布を図 5-12 に示す。図より、気泡後端から強い壁面 Jet が噴出されており、その上をやや流速の遅い気泡側へと向かう流速が発生していることが分かる。後流の渦は片渦であり、垂直流中と比較すると、液膜 Jet の流速がかなり遠くまで及んでいることが分かる。そのため、後続の気泡はかなり遠方から、先行気泡へ向かう流れ場を形成している管上部の比較的断面積の大きい部分を通り、先行気泡へ接近する事ができる。また、各下段に示す乱流エネルギー分布より、壁面 Jet 界面近傍あるいは Jet 部に、最も乱流エネルギーの強い層が発生していることが分かる。

また前章にて、 $\phi = 60^\circ$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の条件にて、最大速度位置および後流影響範囲が著しく減少した理由について、図 5-12、60S18 の条件にて、液膜流速が比較的速いにもかかわらず、その到達距離が短い様子が観察される。この理由は図 5-13 に示すように、液膜流速に管壁側へ向かう成分が見られるためと思われる。この流速の下向き成分は気泡後端から離れてもしばらく見られる。このような流速分布となった理由としては、前章図 4-2 にて説明した、気泡下部の凹みの影響と考えられる。気泡下部の凹みからスライダー上に流出した液膜が管壁にこすれ、壁面粘性効力の効果により減衰したため、大きく Jet の到達距離が縮んだものと考えられる。この結果より、条件によっては、気泡の 3 次元形状まで勘案した流速分布を推定しなければならないことが分かる。

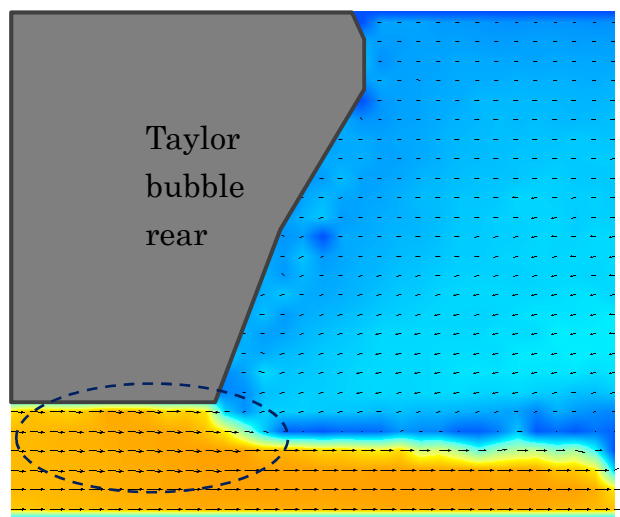


Fig. 5-13 The velocity distribution of the liquid film at the bottom of Taylor bubble in an inclined tube.

5.3.2 気泡中心軸、管底部、管断面最大流速分布

上記のような流速分布より得た各条件における気泡中心軸、管底部側壁面流速分布を図 5-14 に示す。

中心流速分布において、S10 の条件で、中心流速が負となる領域があるのは、図 5-12 速度分布図より明らかなように、液膜 jet が管底部から管中心部まで吹き上がるためである。このため、後続の気泡は緩やかな対向流に押し返され、前章にて述べた、先行気泡無次元径 $\lambda_{lead} = 1.0$ の時の特異な速度分布が形成されたものと考えられる。一方、壁面流速分布は、垂直流中では、気泡後端直下の最大流速から一気にゼロまで減衰し、逆回転渦のため一旦負方向流れになった後、再び流速ゼロに減衰するのに対し、傾斜管内では、壁面 jet 流速は最大値からなだらかに減衰され、比較的遠い距離でゼロに減衰する。また最大流速は、主に S14, S18 の条件で、垂直流中の場合よりも大きい値となった。

また断面最大流速分布と、後続気泡速度分布とを図 5-15 に示す。両者を比較すると、その分布形状が酷く一致していることが確かめられる。よって、傾斜管内流れにおいても、気泡は先端断面において、常に進行方向に最大の速度となる点に沿いながら先行気泡に追いつくものと考えられる。

また各条件における管径方向流速分布を図 5-16 に示す。管傾斜角による違いはさほどなく、気泡体積による分布の変化が顕著である。また条件によらず、気泡後端からの距離 $z = 5D$ にて u 方向流速がほぼゼロに減衰している点が注目に値する。

5.3.3 気泡中心軸、管底部、管径方向乱流成分分布

気泡中心軸および壁面近傍における、各乱流成分の分布を図 5-17 に示す。前述の垂直流中での分布 5-7 と比較すると、傾斜管内では、底面近傍の方がより乱流エネルギーが高くなる事が分かり、気泡下部から流出された壁面 jet は、強い乱流エネルギーを保ちながら、比較的遠方までその影響を持続させることが分かる。またいずれの条件でも、気泡中心軸でレイノルズ応力の値が大きく、管底部では乱流エネルギーの値が大きいという傾向が見られた。気泡中心軸上の気泡側へ向かう流れの乱流度の高さは、抗力の低下、すなわち後続気泡最大速度の低下の一因とも考えられる。

また図 5-18 に各条件における管径方向についての乱流エネルギーの分布を示す。ここで $r = 0$ のとき管底部、 $r = 1$ のとき管頂部である。管底部側での乱流エネルギーの各条件における増大率は、前章にて示した後流影響範囲の分布によく似ており、後流影響範囲と乱流エネルギーとの因果関係が伺える。

最後に、各条件における平均流・乱流エネルギー及び全エネルギーの気泡中心軸における収支を図 5-19 に示す。図より、気泡中心軸においては、 $\phi = 45, 60^\circ$ の、気泡無次元径 λ の大きい時に、流れのエネルギーが大きくなる結果となった。流れエネルギーに対する乱流エネルギーの寄与率はさほど高くなく、垂直流中にて見られた後流影響範囲の端の方で乱流エネルギーが支配的となる領域も傾斜流中では見られなかった。よって、前章にて述べた後流影響範囲最大速度距離との比 z_w/z_{max} は、流れの構造そのものによって決まり、乱流による後流影響範囲の伸長は特に見られないことが分かった。

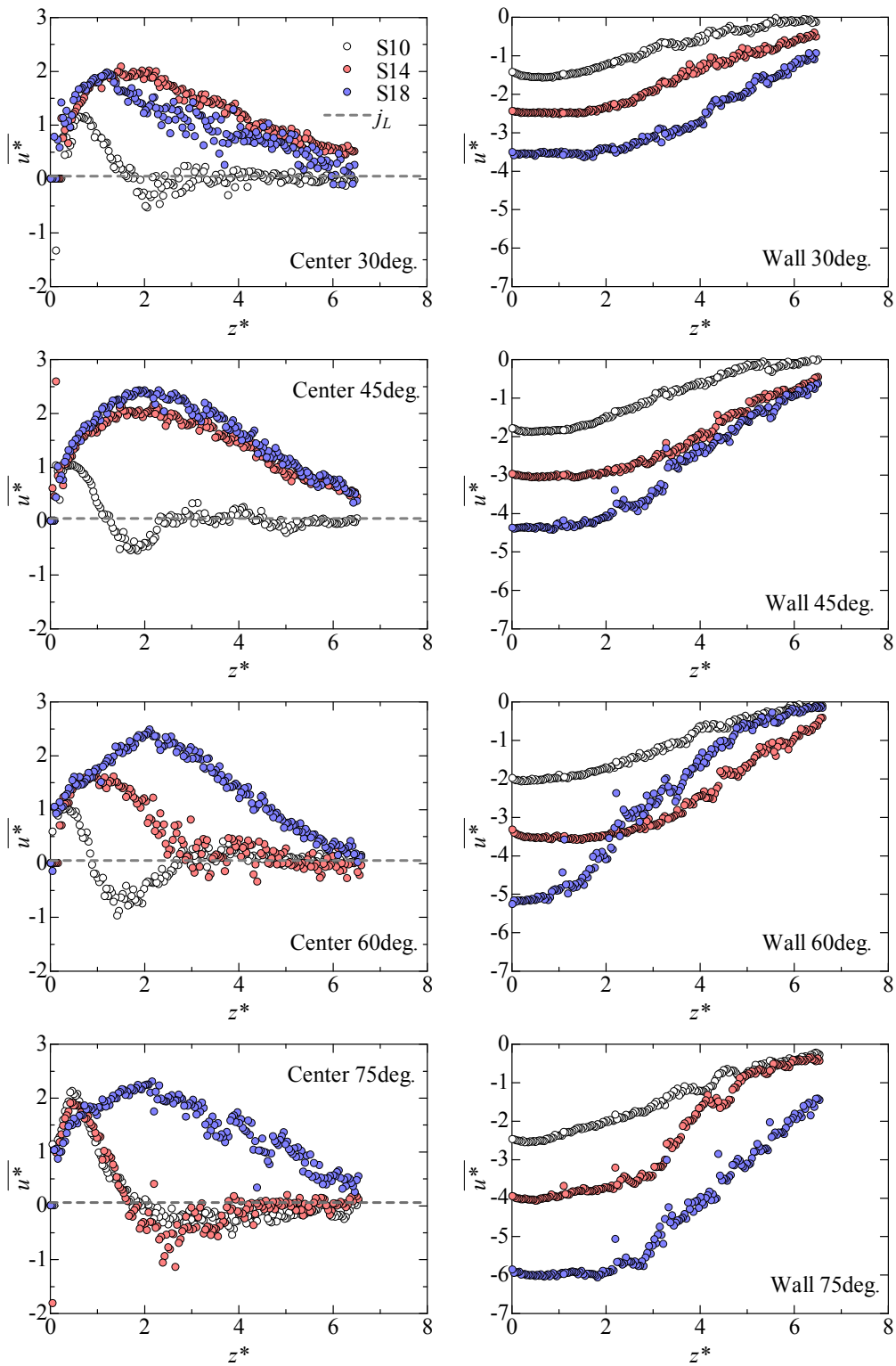


Fig. 5-14 The axial velocity distribution at the center axis of bubbles and at near of the tube wall in inclined upward flow.

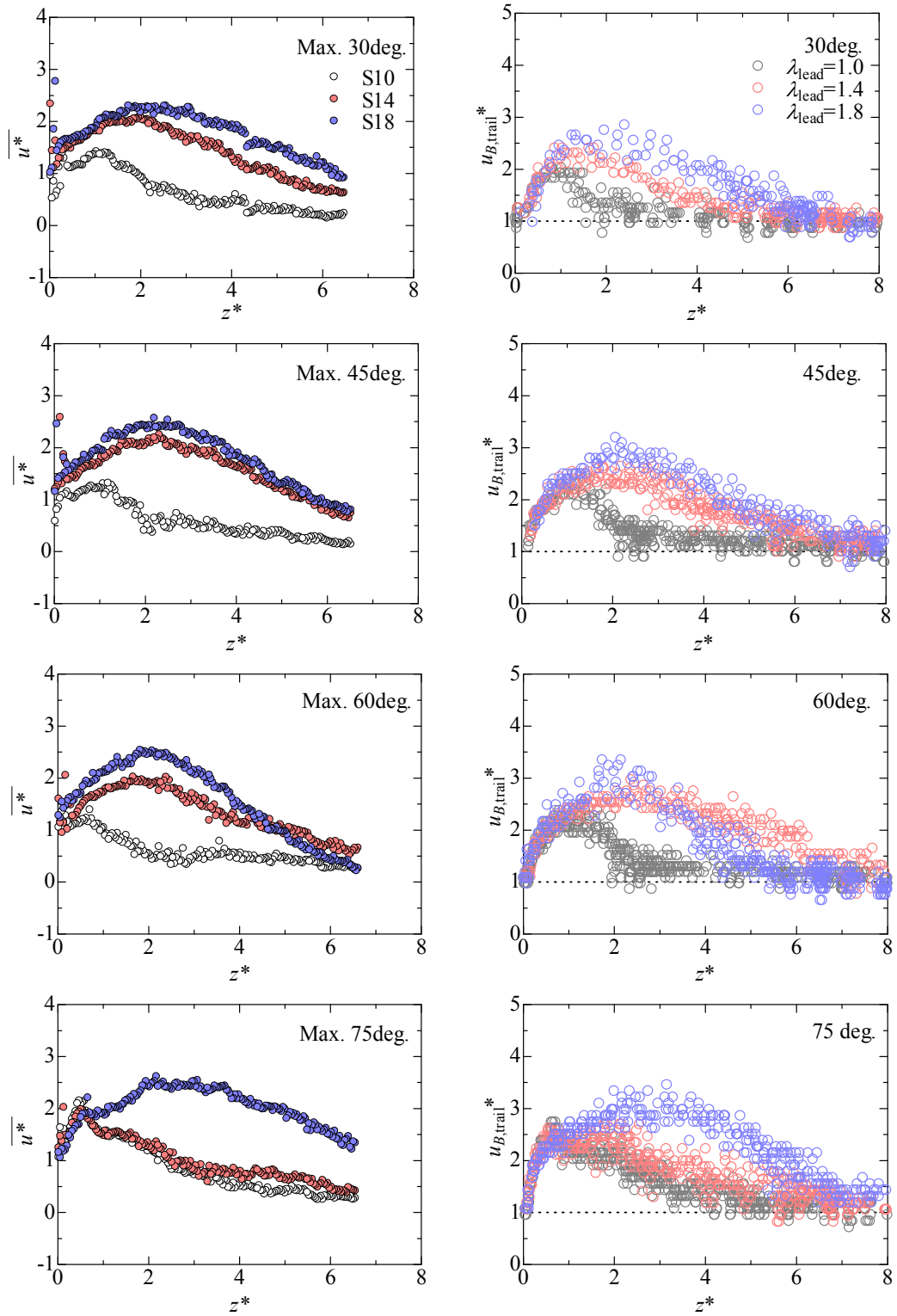


Fig. 5-15 The distribution of the maximum axial velocity in the cross-section and the trailing bubble velocity in inclined upward flow.

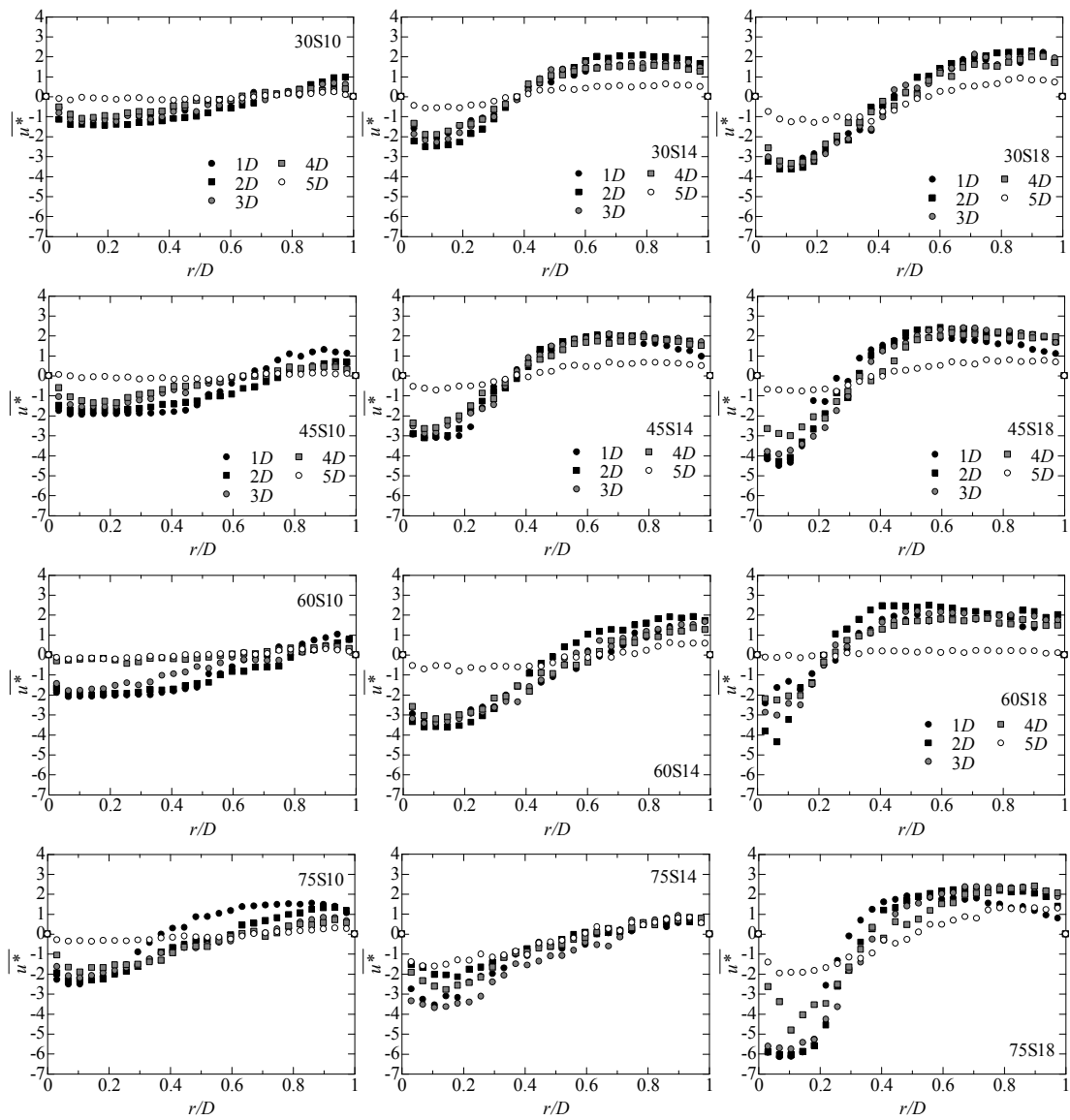


Fig. 5-16 The radial distribution of the axial velocity in inclined upward flow.

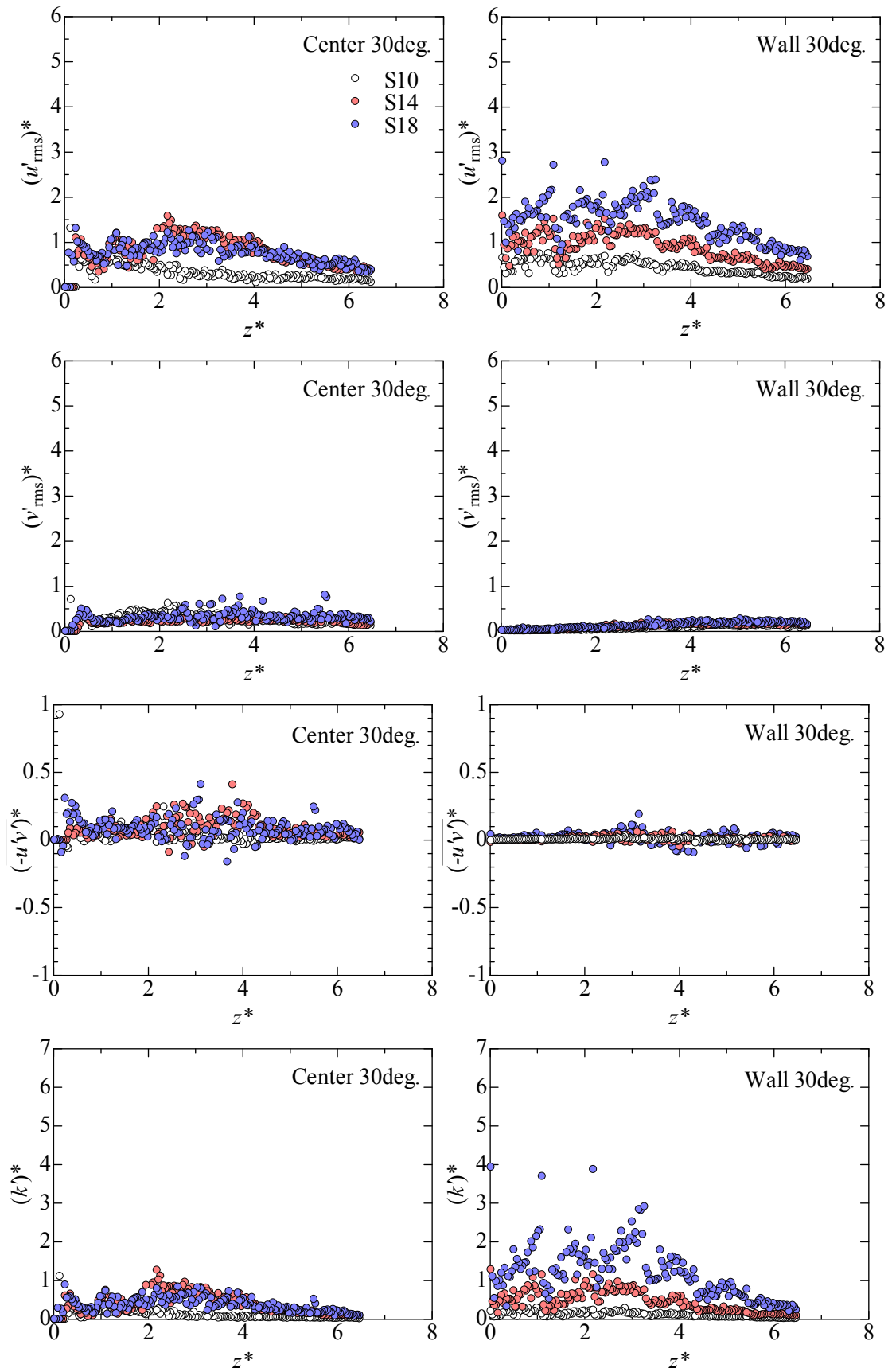


Fig. 5-17(a) The axial distribution of the turbulence components in an inclined upward flow ($\phi = 30^\circ$).

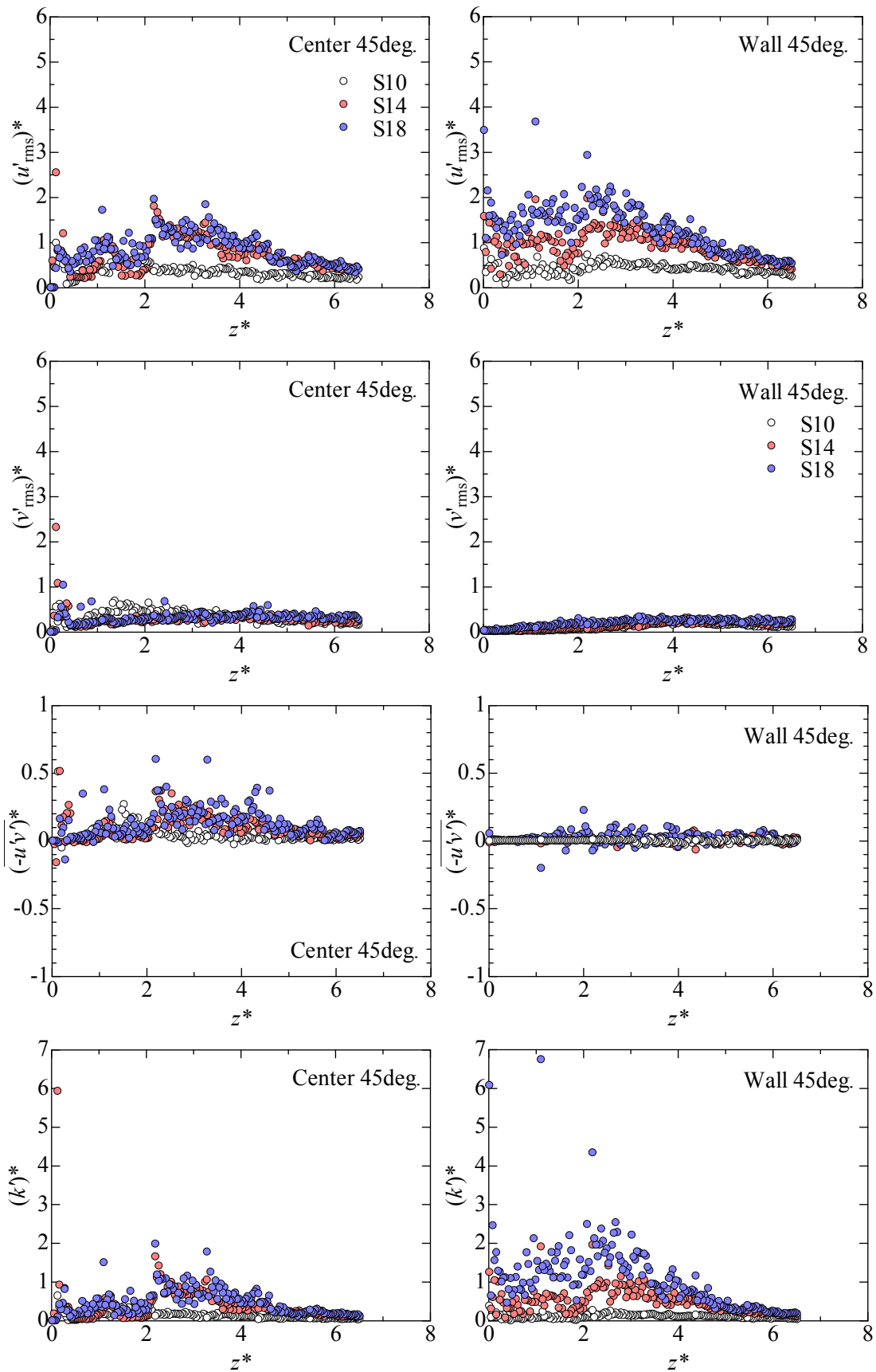


Fig. 5-17(b) The axial distribution of the turbulence components in an inclined upward flow ($\phi = 45^\circ$).

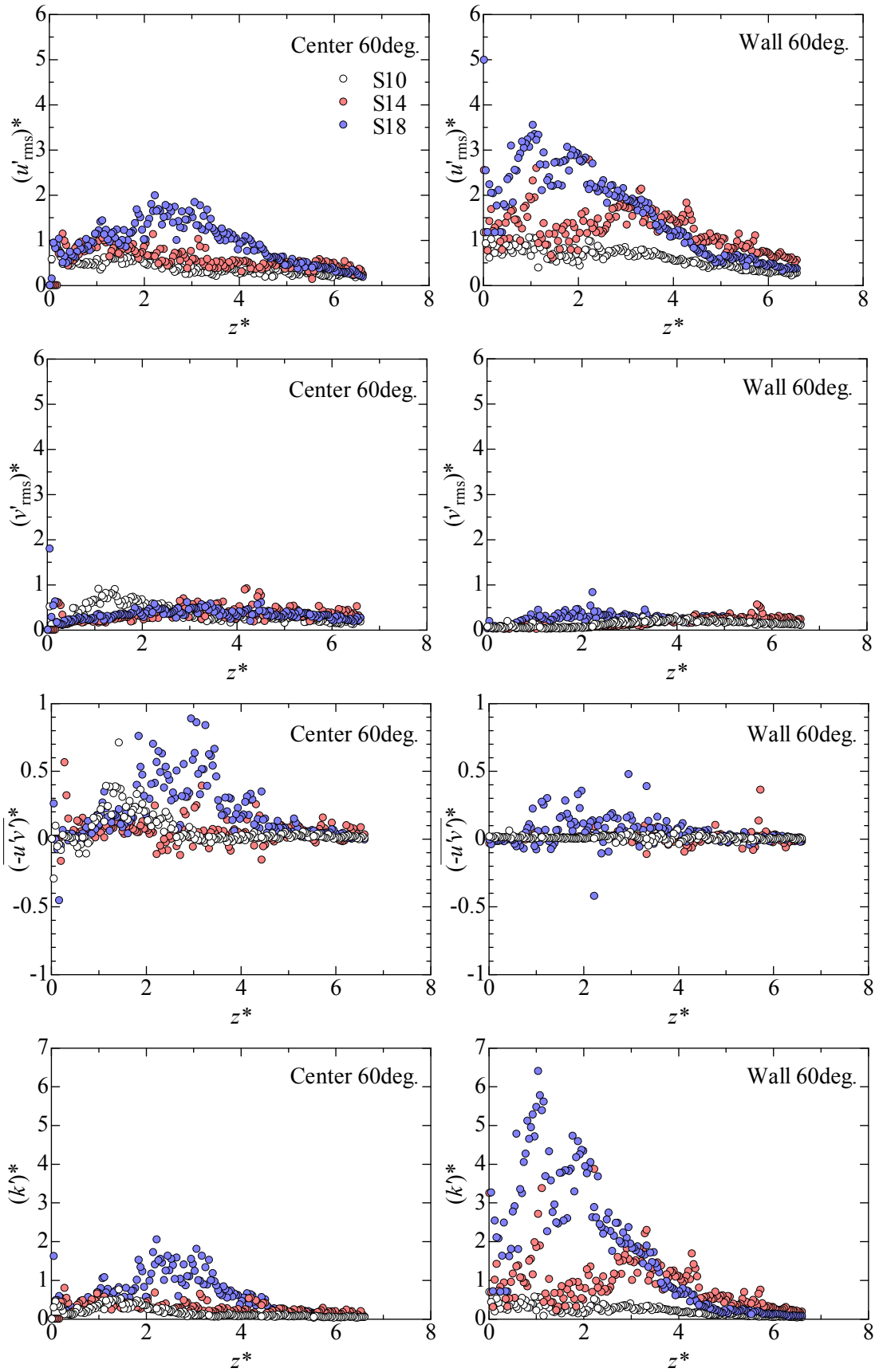


Fig. 5-17(c) The axial distribution of the turbulence components in an inclined upward flow ($\phi = 60^\circ$).

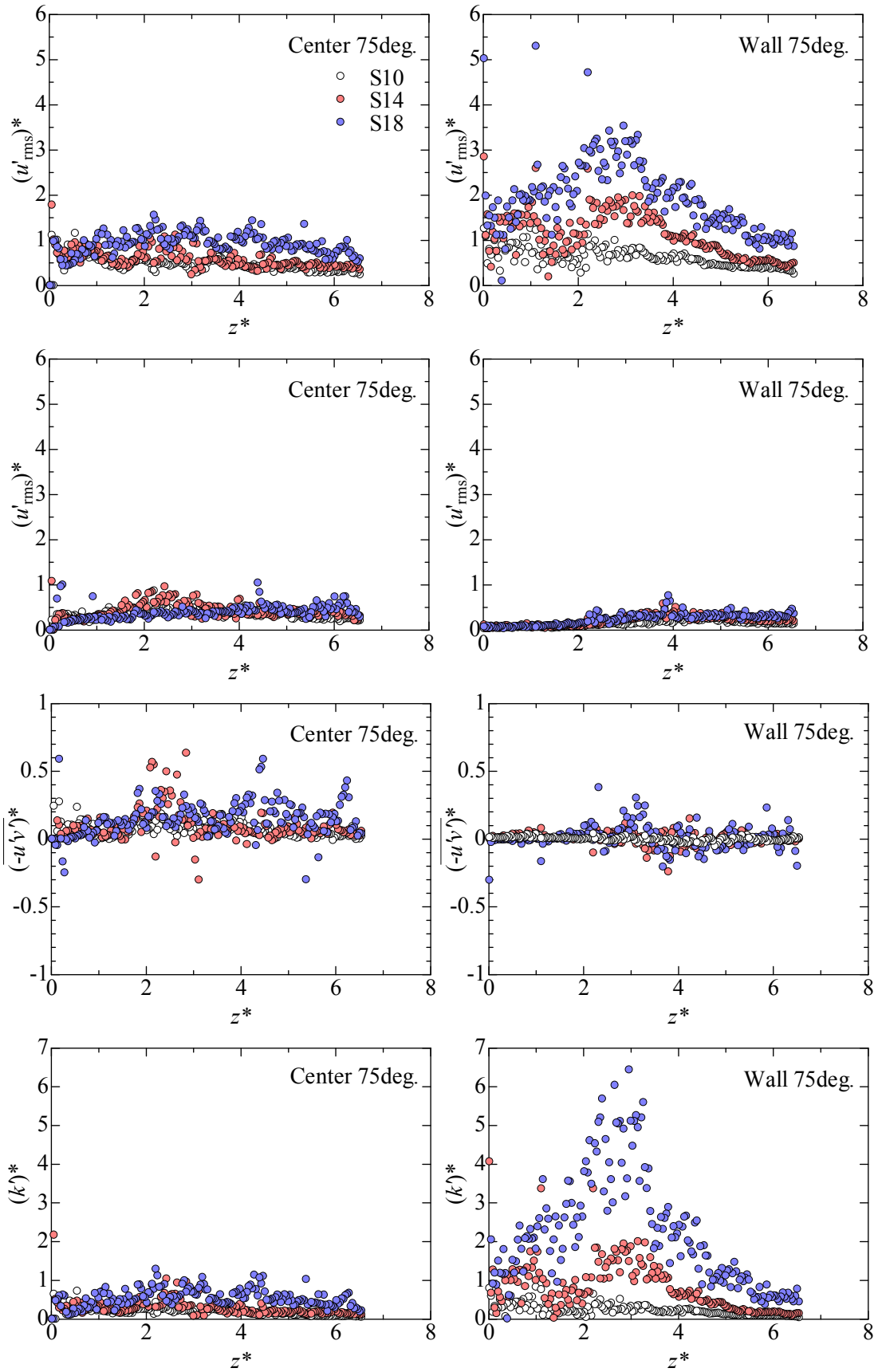


Fig. 5-17(d) The axial distribution of the turbulence components in an inclined upward flow ($\phi = 75^\circ$).

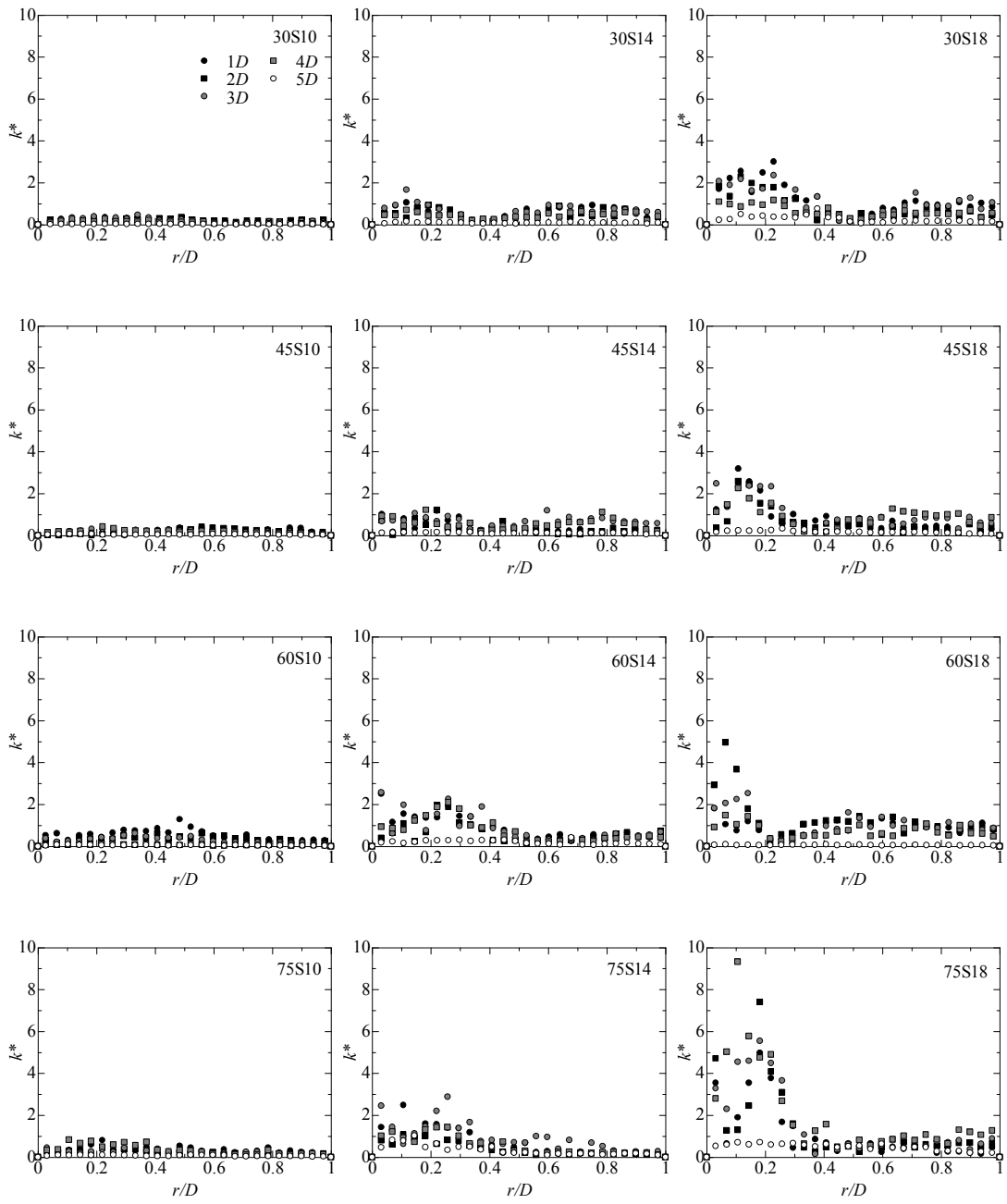


Fig. 5-18 The radial distribution of the turbulence energy in inclined upward flow.

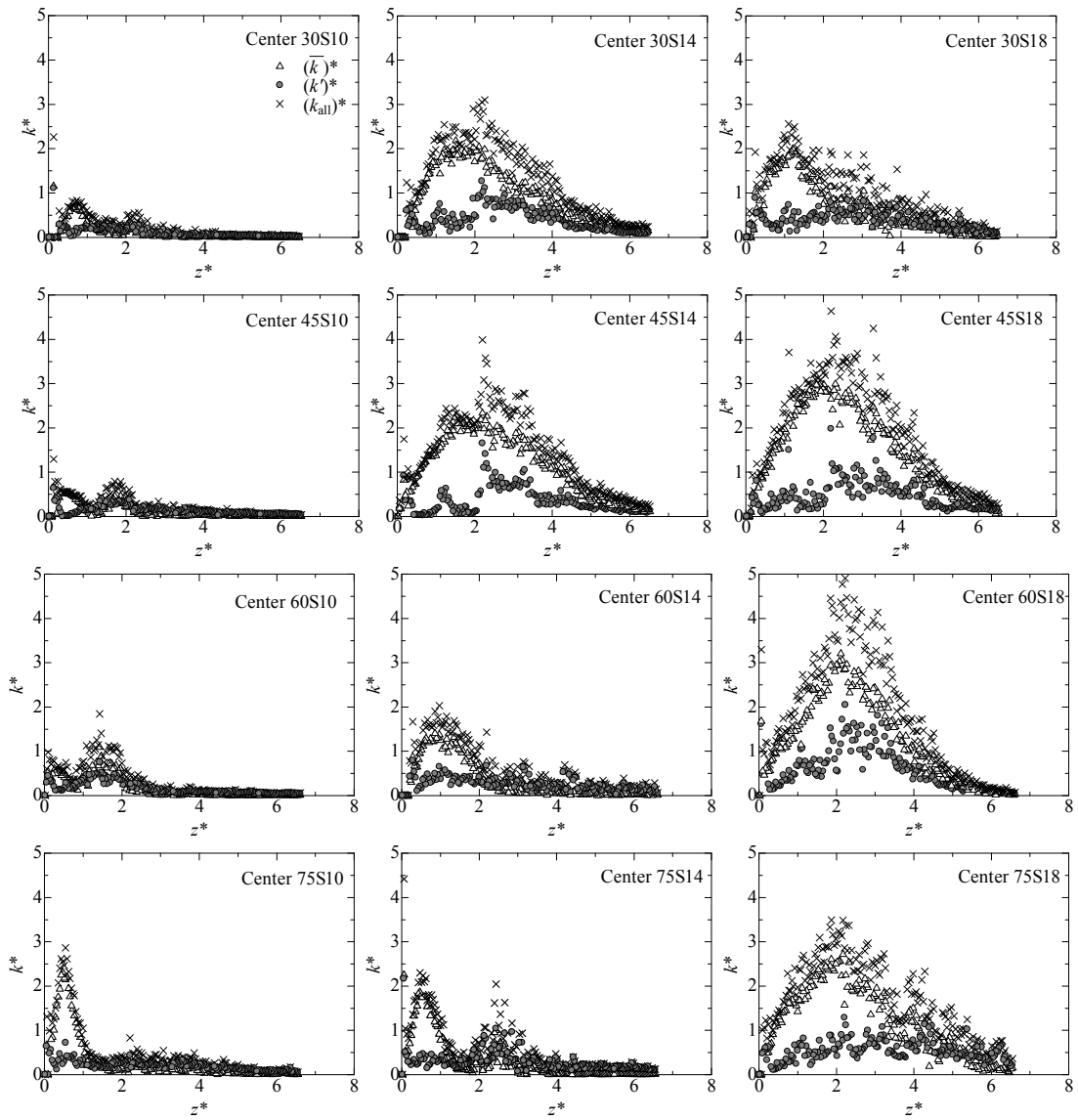


Fig. 5-19 The energy balance at the center axis of bubbles in inclined upward flow.

5.4 2連続気泡列後続気泡後流

第一章にて述べたように、連続テイラー気泡列中の気泡間距離と後続気泡速度の相関をとったとき、先行気泡がそのまた先行する気泡の後流中にある場合には、後続気泡速度分布は、最大値が減少し、気泡間距離 $2D < z < 4D$ の範囲で増大する傾向であることを、過去の研究において明らかにしている。この傾向について、2連続気泡後続気泡の後流を可視化計測することにより、その機構解明を目指した。以下にその結果を示す。

5.4.1 管軸方向断面流速分布

図 5-21 に各条件における、管軸方向流速成分および乱流エネルギーの断面分布を示す。単一気泡の場合の図 5-3 と比較すると、Near wake における中心流速が下がり、Far wake での流速がわずかに増大しているように見られる。また気泡がその先行気泡の後流により擾乱・変形されているため渦構造が大きくゆがんでいる様子が見られた。また T1810 の流速分布において、S10 の時には見られなかった、逆回転渦が見られた。これは気泡が後流中にあるため、液膜流速が増大し、液膜 jet が管中心部にまで到達するようになったためと考えられる。この結果から、逆回転渦が発生するには、液膜 jet がある流速以上になる必要があることが推察される。また乱流エネルギー分布は単一気泡の場合と比較し、やや管径全体にわたり扁平な分布となり、その影響範囲がわずかに増大した。

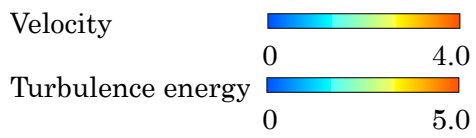
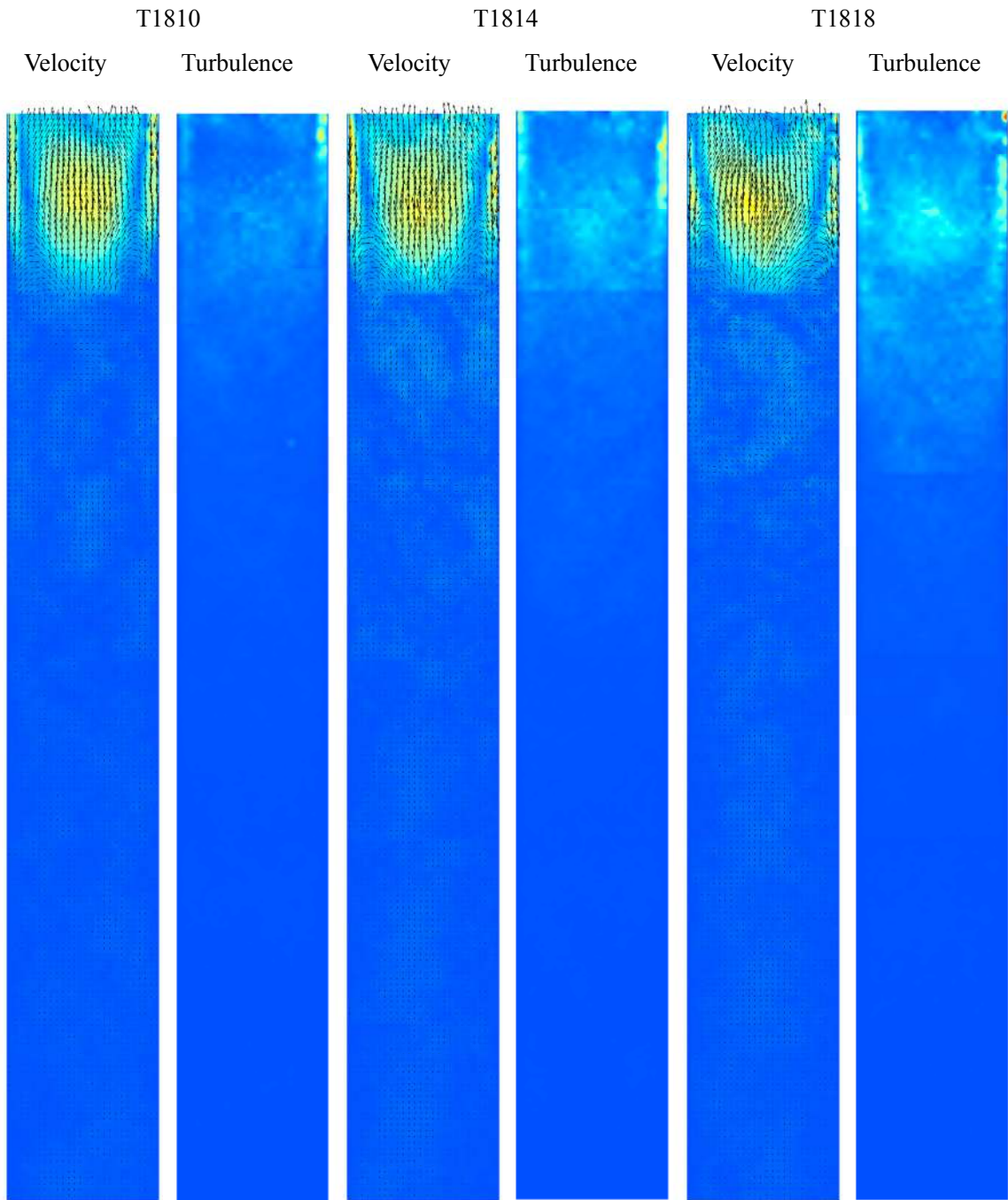


Fig. 5-21 The velocity and turbulence energy distribution of the trailing bubble wake in vertical upward flow.

5.4.2 管中心・壁面近傍・断面最大流速分布および管断面流速分布

図 5-21 から得られる管軸部、壁面近傍および断面最大の管軸方向流速分布を図 5-22 に示す。単一気泡の場合と比較すると、最大速度が大きく低下している。これは、後流渦構造が安定せず、管軸部に気泡へ向かう強い流れが形成されなかったためと考えられる。T1810 では逆回転渦の影響により、管中心部で速度が負になる領域があった。単一気泡と比べると、マイナス方向流速の大きさがわずかに減少し、またその影響を受け、管壁近傍の鉛直上向き成分の大きさもわずかに減少した。それらの結果、管断面最大流速分布は、単一気泡速度と比較して、ほぼ同じか若干流速が下がる結果となった。これは中距離部での後続気泡速度増加をうまく説明できない。

一方、管径方向流速分布を図 5-23 に示す。単一気泡の場合と比較して、速度分布が扁平になる結果となった。これは気泡が後流中にあることにより気泡界面が変形、あるいは液膜流が擾乱され、気泡後流が満遍なく攪拌されているからである。

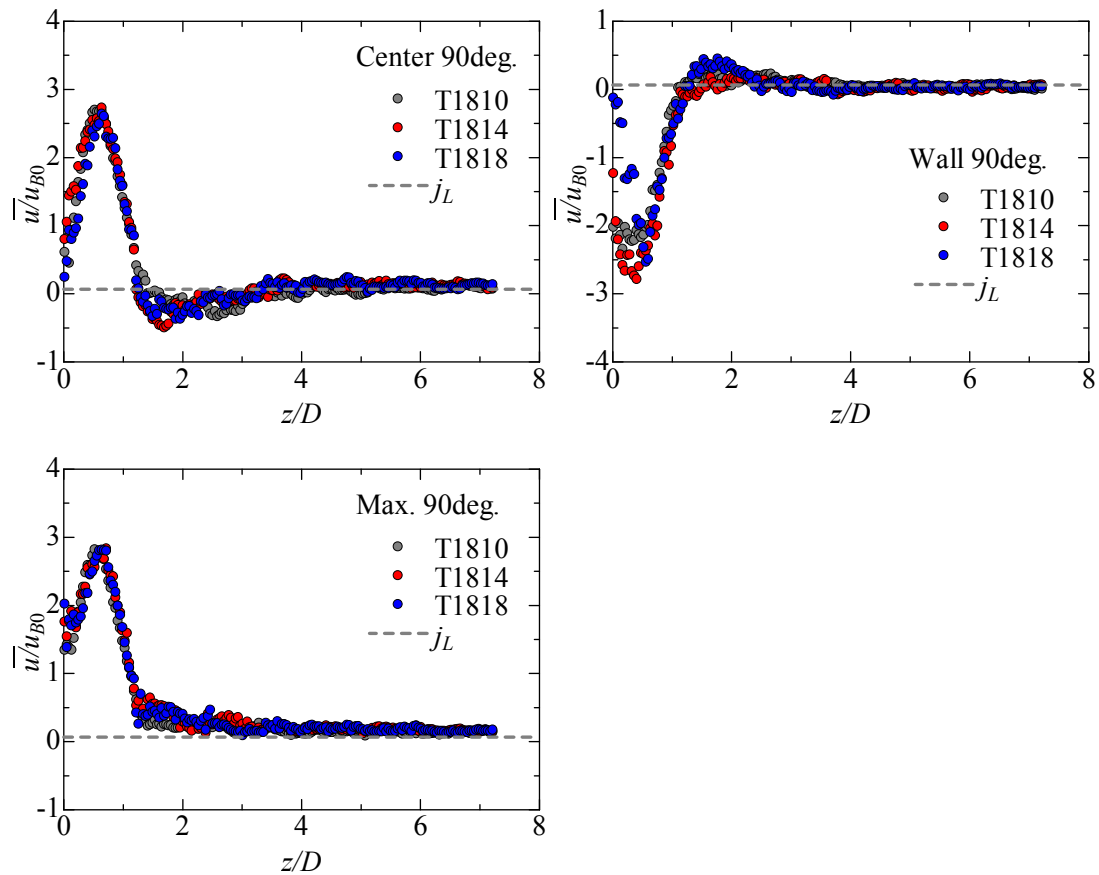


Fig. 5-22 The distribution of the axial velocity at the center of tube and near the wall and the maximum velocity distribution in the cross-section of the trailing bubble wake in vertical upward flow.

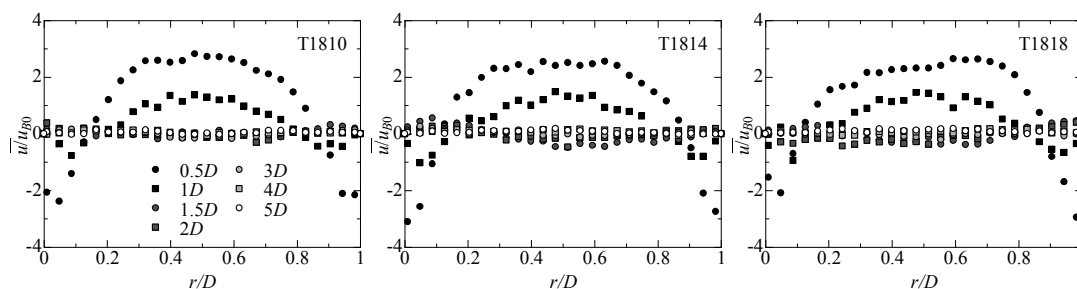


Fig. 5-23 The radial velocity distribution of the trailing bubble in vertical upward flow.

5.4.3 各乱流成分の比較

次に管軸部、管壁近傍における各乱流成分の分布を図 5-24 に示す。いずれの条件においても、単一気泡の場合と比べ、レイノルズ応力および乱流エネルギーの増大が見られ、流れの乱流度が大きくなっていることが分かる。また特に T1814, T1818 において壁面 $z < 1D$ 、および管軸部 $z = 2D$ 付近において、乱流エネルギーの増大が見られた。壁面 $z < 1D$ での乱流エネルギーの増大は、気泡変形あるいは液膜流速擾乱の影響を受け、液膜 Jet の初期速度が大きく変動したためと考えられる。

また乱流度の寄与を比較するため、図 5-25 に管中心部における流体の全体エネルギー、平均エネルギーおよび乱流エネルギーの管軸方向分布における収支を示す。図 5-11 に示す単一気泡の場合と比較すると、いずれの場合も $1.5D < z < 2D$ の領域において、乱流エネルギーが支配的となる領域が見られた。この結果は、乱流による後流影響範囲の伸長を直接的に示すものであり、流速の増大が見られなくとも、乱流エネルギーにより流体が駆動され、 $z = 2D$ 付近での後続気泡速度増大につながったものと考えられる。

以上の考察により、先行気泡が後流中にあることにより、後続気泡速度の最大値が低下し、後流影響範囲が増大したのは、気泡変形ないし液膜流擾乱の影響を受け、Near wake では渦構造が激しくゆがみ、そのため管軸部にて先行気泡へ向かう流れが大きく阻害されたため、最大流速が減少したが、後流の激しい乱流擾乱により、流体駆動は単一気泡後流に比べさらに遠方までおよび、そのため後続の気泡は早くから速度が増大したためと結論付けられる。

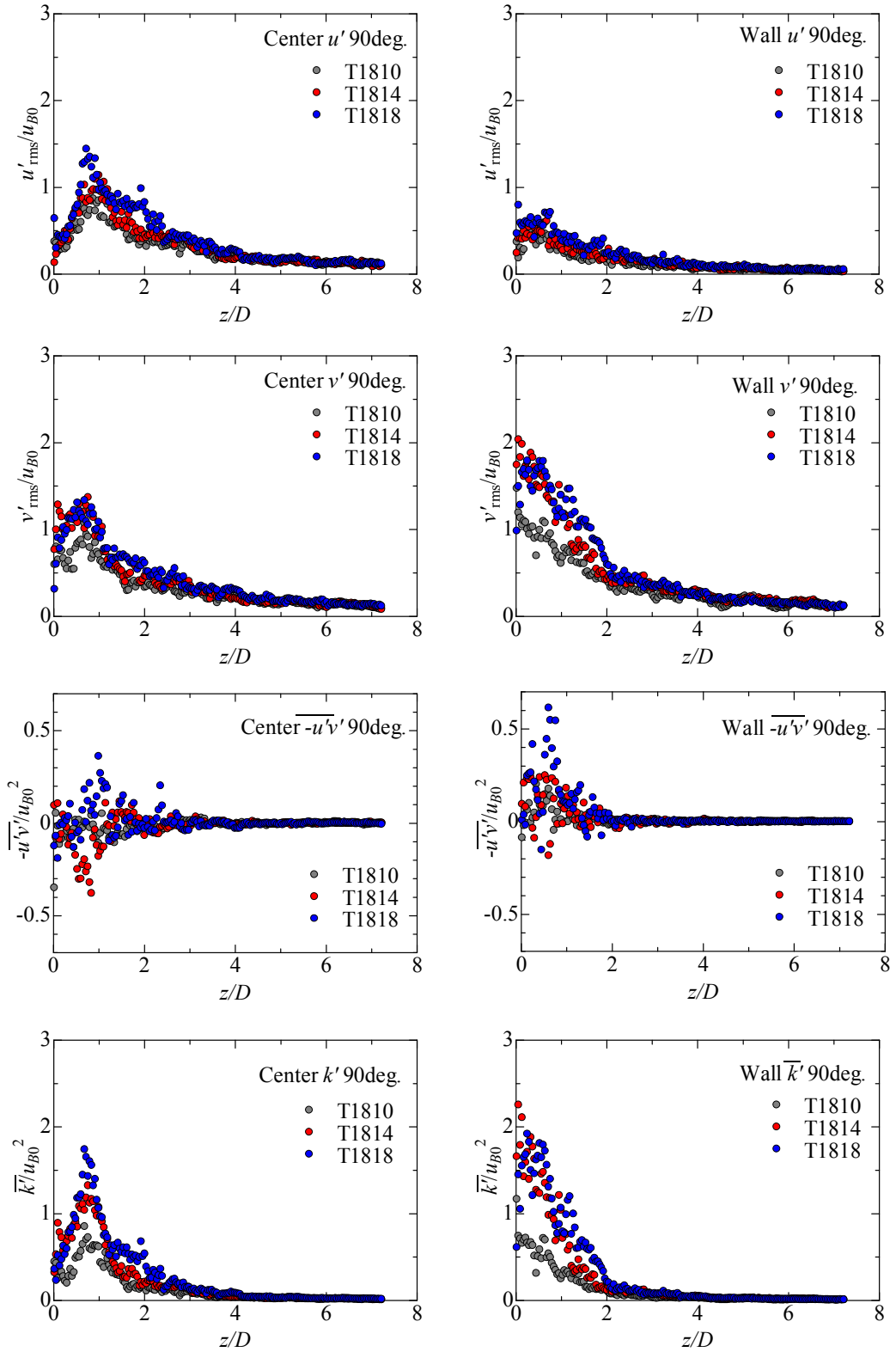


Fig. 5-24 The distribution of the turbulence components of the trailing bubble wake in vertical upward flow.

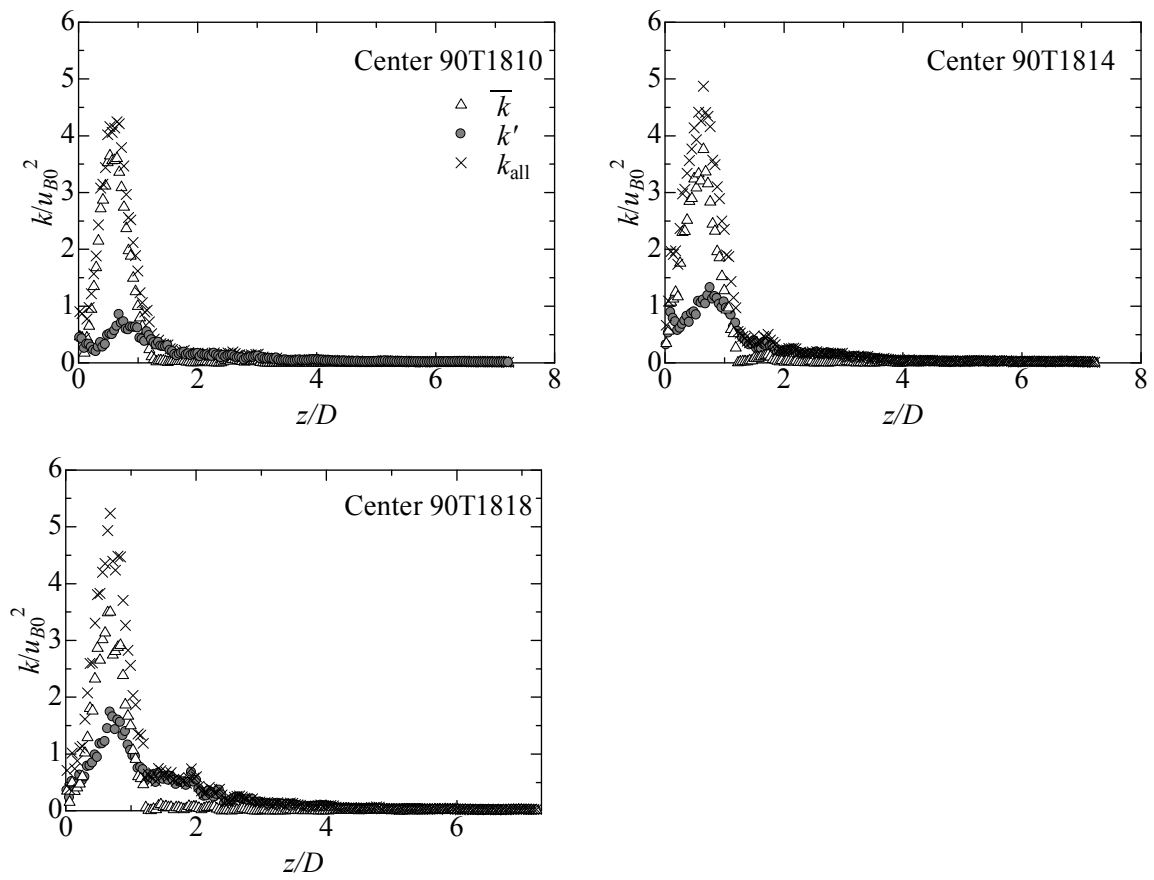


Fig. 5-25 The energy balance of the trailing bubble wake at the center axis of tube in vertical upward flow

5.4.4 気泡先端乱流度の影響

2連続気泡列中後続気泡について、その先端における空間平均乱流エネルギーを算出し、その値が0.05以下である場合と、0.05以上であった場合に分けて、流速分布を算出した結果が、以下の図5-26である。左図が先端乱流エネルギーが小さい場合、右図が大きい場合を示す。その結果より、明らかに気泡先端の乱流エネルギーの大きい方が、Near wakeにおける流速分布の擾乱も大きく、速度の高い値が遠距離まで見られていることが分かる。また各場合における、管断面最大流速の管軸方向分布について、図5-27に示すように比較すると、 $2D < z < 4D$ の範囲で、 $k' > 0.05$ の方が流速が大きくなった。この結果より、気泡先端の乱流度の高さが、 $2D < z < 4D$ の領域における断面最大流速の増大につながり、よってこの範囲での後続気泡速度の増大につながったと言える。

5.4.5 液膜流速の変化

最後に、気泡が後流中にあった場合と無い場合についての、気泡後端部液膜流速の比較について説明する。図5-28は、各気泡体積にて、単一気泡における気泡後端液膜流速に対する、後流中気泡の液膜流速の流速比を示す。図より、特に気泡体積の小さい場合に、気泡後流中にあることにより液膜流速の増大が見られた。これは気泡体積が小さいほど、気泡の変形が顕著となり、液膜流速の増大につながったためと考えられる。また前項と同様、気泡先端の乱流エネルギーの大きい場合と小さい場合とで比較すると、 $k' > 0.05$ のときに、全体平均値に比べ、液膜流速の増大が見られ、その傾向は気泡体積が大きいほど顕著であった。これは、気泡体積が大きい時、薄い液膜流中を長距離にわたり流下することで、気泡先端部の乱流エネルギーが、流れエネルギーに変換されるためであると推察される。また $\lambda = 1.0$ の条件にて乱流エネルギーの大きい方が液膜流速が低下したのは、液膜流下長さが小さすぎるために、乱流度がうまく流れエネルギーに変換されず、却って流れを阻害してしまったためと考えられる。

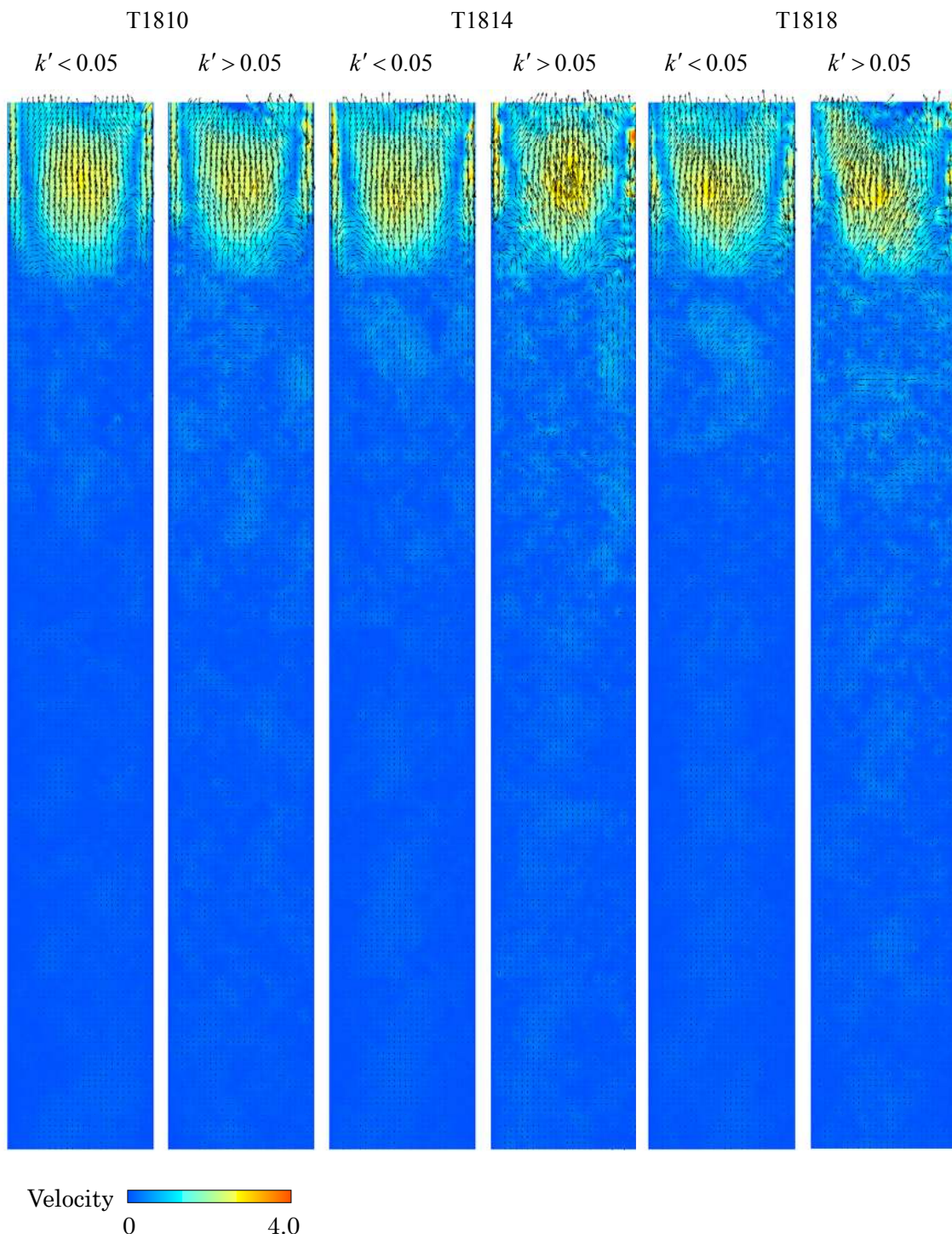


Fig. 5-26 The comparison of the velocity distribution between $k' < 0.05$ and $k' > 0.05$ at the front of the trailing bubble.

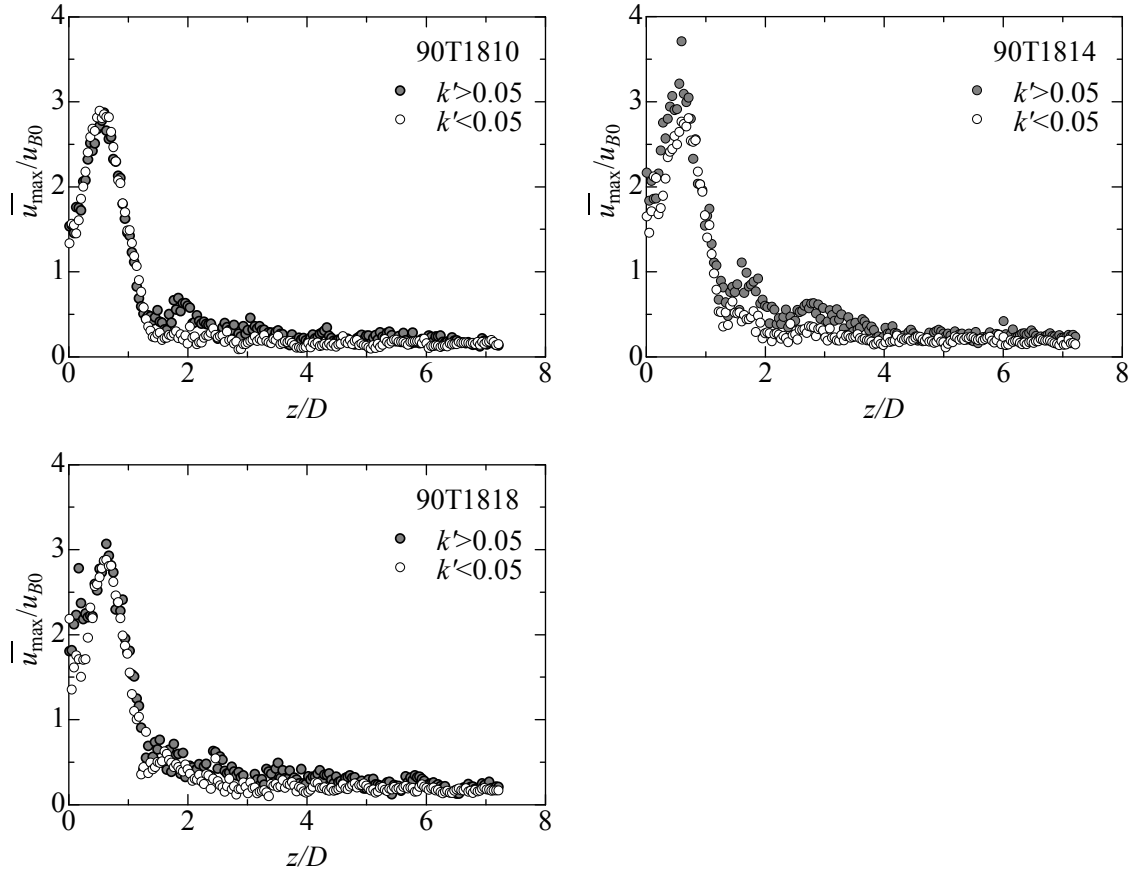


Fig. 5-27 The comparison of the axial velocity distribution of the trailing bubble wake between $k' < 0.05$ and $k' > 0.05$ at the front of the trailing bubble.

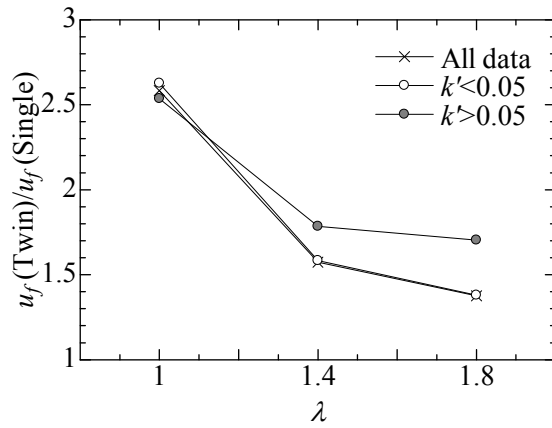


Fig. 5-28 The comparison of the liquid film velocity of the trailing bubble.

5.5 結言

垂直管内単一テイラー気泡、傾斜管内単一テイラー気泡、及び垂直管内 2 連続テイラー気泡列後続気泡の後流を PTV 計測により測定し、以下の知見を得た、

1) 垂直管内単一テイラー気泡後流

- PTV 計測の結果得られたテイラー気泡後端液膜最大流速は、半月形断面を仮定した平均断面流速に比べ、流速が大きくなるほど過小となった。これは壁面抗力により、液膜流速が頭打ちとなったためと考えられる。
- 垂直流中気泡後流の管軸断面平均流速分布は、気泡体積が大きい時、気泡後端直下のトロイダル渦の後方に、それとは逆回転の軸対称渦が発生する様子が観察された。この渦列は、先行気泡体積が大きいほど多く連なっていた。また乱流エネルギー分布は、気泡後端からの距離 $z < 2D$ の範囲では、管中央部および管壁近傍に値の大きい領域が見られた。しかし $z > 2D$ では管中央、管壁ともにゼロ近くに減衰し、後流による攪拌の影響は $z > 2D$ では見られないことが分かった。
- 管中心軸における管軸方向速度分布は、気泡体積の大きい時、 $z = 2D$ 近傍で鉛直下向き流速となる領域が見られた。これは前項に挙げた逆回転渦の為であり、それに対応するように管壁近傍での速度分布は、鉛直上向きとなった。中心軸流速分布の身を見ると、先行気泡体積が大きい時、後続の気泡は下向き流れに押し返され、先行気泡には追いつけないように見えるが、気泡速度計測において、先行気泡体積が大きい時、後続の気泡は管壁付近から小さなこぶ状の界面を出し、そこに浮力が集中することにより先行の気泡と急速に合体するという観察結果、また Polonsky らによって観察されたように、気泡は気泡先端の最も上向き流速の大きい流速に合わせて移流することを考えると、後続気泡は常に管断面内の最大流速に乗って移流するものと考えられる。そのため各管断面における最大流速を管軸方向にプロットしたところ、後続気泡の平均速度分布によく一致する結果となった。
- 各乱流成分は、 $z > 4D$ ではほぼ完全に減衰していた。また管軸部でのエネルギー収支を比較したところ、気泡体積が大きくなるほど、 $0 < z < 2D$ において乱流エネルギーの寄与率の増加が見られ、特に $1D < z < 2D$ において、乱流エネルギーが支配的となる領域が見られた。これは後流構造を表す z_w/z_{\max} の値に乱流成分が関与していることを示唆している。

2) 傾斜管内テイラー気泡後流

- 傾斜管内テイラー気泡後流管軸断面分布は、全ての条件において片渦となり、液膜 jet の影響が、垂直流中に比べかなり遠くまで及んでいた。また 60S18 の条件において、液膜流速が大きいにも関わらず、その影響範囲が狭いのは、前述の気泡底面の凹みにより、管壁へ向かうような流速成分が与えられているためである。また乱流エネルギー分布は、液膜 jet の流速が遅い場合には jet 界面近傍、流速が速い場合には jet 部において高い値が

見られた。

- 管軸部流速分布は、垂直流中に比べ、最大流速が減少し、流速増加範囲が大きく伸長した。また S10 の条件において、流速が大きく気泡後方側へ落ち込む傾向が見られた。これは液膜 jet が管断面全体に広がったためであり、この流速分布が、後流速度の特異な分布につながったと推察される。また管壁近傍流速は、垂直流中とは違い、なだらかに減衰しながら、比較的遠い位置でゼロに減衰した。また管断面最大流速の管軸方向分布は、後続気泡速度分布に酷似し、傾斜流中においても、気泡は先端部にて常に最大の流速となる部位に即することが明らかとなった。また管径方向流速分布より、いずれの条件においても、管軸方向流速は $z > 5D$ ではほぼゼロに減衰することが明らかとなった。
- 各乱流成分の気泡中心軸、管底部近傍軸方向分布は、管底部において乱流エネルギーが、垂直流中に比べ高いことが分かった。このため、液膜 jet は乱流エネルギーにより遠くまで流速を伝播させられるものと考えられる。また気泡中心軸上ではレイノルズ応力が、垂直流中と比べ高い値が遠距離まで持続しており、この乱流性の高さは、気泡後流の抗力の低下、すなわち後続気泡最大速度の低下の一因ではないかと考えられる。
- 気泡中心軸におけるエネルギー収支の比較より、垂直流中にて見られた乱流エネルギーの支配的となる領域は見られなかった。よって、傾斜流中における z_w/z_{\max} の値は、流れの構造そのものによって決まることが明らかとなった。
- 以上の結果より、傾斜流中において垂直流中に比べ、最大気泡速度が減少し、後流影響範囲が増大した理由は、後流流速の構造そのものに原因があり、具体的には片渦であることが影響していると結論付けられる。

3) 垂直流中 2 連続気泡列後続気泡後流

- 気泡後流は、先行気泡後流中にあることにより、管中心部の気泡側へ向かう流速が顕著に減少した。これは気泡変形、液膜流速擾乱等により、後流構造が激しく乱れたため、管中心部に流速の大きい構造を作れなかったためと推察される。また T1810 の条件において、S10 では見られなかった逆回転渦が見られ、このことより、逆回転渦が発生するには、気泡後端液膜流速がある値以上になることが条件であることが推察される。また乱流エネルギー分布は、単一気泡の場合に比べ、管径方向の分布が扁平となり、管軸方向にやや分布が増大した。
- 管中心および管壁近傍流速分布は、単一気泡の場合と比べ、 $z = 2D$ 付近における逆回転渦による影響が弱まり、最大流速が減少した以外、目立った変化はなかった。しかし管軸方向流速分布は、単一気泡と比べると、やや扁平な分布となり、非定常な渦構造による攪拌の影響が表れている。
- 管軸部・管壁近傍の各乱流成分分布は、いずれの条件においても単一気泡の場合に比べ、レイノルズ応力と乱流エネルギーの増加が見られた。特に気泡体積が大きい場合、壁面気泡後端直下、管軸部 $z = 2D$ 付近において乱流エネルギーの増大が見られた。これは気泡後端直下での液膜 jet 流速の激しい変動が原因であると考えられる。

- 管軸部でのエネルギー収支を比較したところ、いずれの条件においても $1.5D < z < 2D$ において、乱流エネルギーの支配的となる領域の増大が確認された。これは後続気泡速度の増大範囲の伸長の直接の原因であると思われ、液膜 jet の乱流性の増大により、流体駆動力が増し、より遠方まで後流の影響が伝播したものと考えられる。この現象は、連続気泡列中において、 z_w/z_{max} の値が乱流成分の影響を受けて増大することを示している。
- 以上の結果より、気泡が気泡後流中にあることにより、後続気泡の最大速度が低下し、後流影響範囲が伸長した理由は、気泡液膜および液膜 jet の乱流性の増大が原因であることが明らかとなった。
- 気泡先端乱流エネルギーの低い場合と高い場合に分類して平均流速分布を算出したところ、いずれの条件においても、気泡先端乱流エネルギーの大きい方が、気泡後端直下の渦構造の歪みが激しく、流速の大きい部分が遠方まで見られた。また $2D < z < 4D$ の範囲で気泡先端乱流エネルギーの大きい方が管断面最大流速が大きく、気泡先端乱流度が、この領域における後続気泡速度増加に直接に影響している様子が見られた。
- 連続気泡列中と単一気泡とで、液膜流速の比較を行った。いずれの気泡体積においても、気泡後流中にあることにより液膜流速が増加した。この傾向は気泡体積が小さいほど顕著であり、後流による気泡変形が、気泡体積が小さい方が顕著であるためと思われる。また気泡先端乱流エネルギーの違いに着目すると、気泡体積の大きい方が、先端乱流エネルギーの大きいときの液膜流速増加率が増大した。これは先端の乱流エネルギーが、気泡周囲液膜を落下する最中に、平均流エネルギーに変換されるためと思われ、T1810の場合には、流下距離が短いために、却って液膜の乱流度が上がり、液膜流速の低下につながったと考えられる。

6 章—— 結論

1. 気泡速度計測実験

1.1 単一気泡速度

- 単一テイラー気泡の速度は、垂直流中・傾斜流中にかかわらず、気泡体積に寄らずほぼ一定であり、液相流束が増大するほど、線形で増加する。その時のフルード数と分布パラメータの管傾斜角に対する分布は、既存の式に定性的に一致した。
- 傾斜管内テイラー気泡周囲液膜は、水平からの管傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡底部にトルミエン・シュリヒティング波およびその遷移形であるラムダ波が見られ、液膜流れが層流であることを示唆している。また $\phi = 60, 75^\circ$ の場合、気泡底部に臍上のくぼみが見られ、特に $\phi = 60^\circ$ の場合には、気泡後流に 3 次元的な流動を形成する様子が見られた。
- 傾斜管内テイラー気泡周囲液膜は、水平からの管傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡底部にトルミエン・シュリヒティング波およびその遷移形であるラムダ波が見られ、液膜流れが層流であることを示唆している。また $\phi = 60, 75^\circ$ の場合、気泡底部に臍上のくぼみが見られ、特に $\phi = 60^\circ$ の場合には、気泡後流に 3 次元的な流動を形成する様子が見られた。

1.2 2 連続気泡列

- 垂直流中における 2 連続気泡列後続気泡列について、先行気泡速度は、後続気泡の存在の影響を全く受けなかった。後続気泡速度は、気泡間距離が狭まるほど増大しており、既存の実験式によく一致した。また特に Open wake となる条件では、後流渦の非定常性による後続気泡速度のばらつきが見られた。
- 傾斜管内テイラー気泡周囲液膜は、水平からの管傾斜角 $\phi = 30, 45^\circ$ の場合、気泡底部にトルミエン・シュリヒティング波およびその遷移形であるラムダ波が見られ、液膜流れが層流であることを示唆している。また $\phi = 60, 75^\circ$ の場合、気泡底部に臍上のくぼみが見られ、特に $\phi = 60^\circ$ の場合には、気泡後流に 3 次元的な流動を形成する様子が見られた。
- 傾斜管内単一テイラー気泡の速度は、垂直流中と同じく、気泡体積に寄らずほぼ一定であり、液相流束が増大するほど、線形で増加する。その時のフルード数と分布パラメータの管傾斜角に対する分布は、既存の式に定性的に一致した。
- 2 連続気泡列後続気泡の、気泡間距離に対する速度分布は、傾斜流中となることで、垂直流中と比べ、最大速度が低下し、最大速度距離と後流影響範囲が増大した。また $\phi = 30^\circ$ において、全気泡体積についての気泡速度分布と、van Hout らによる自然発生スラグ流中での気泡速度相関式とはよく一致した。
- 後続気泡最大速度は、先行気泡体積および管傾斜角に対して、線形に増加した。なお垂直流中に関しては、傾斜流中に比べ、約 $3/2$ 倍の値となった。
- 最大速度距離と後流影響範囲は、管傾斜角・先行気泡体積いずれに対してもよく似た分布となり、管傾斜角に対しては山形の分布となり、先行気泡体積に対しては概ね単調増加となった。しかし垂直流中では先行気泡体積に対してほぼ一定の値であった。また両値の相関をとったところ、ほぼ線形の相関となり、傾斜流中では管傾斜角が大きいほど、

最大速度位置に対する後流影響範囲の増加率が減少した。

- 気泡速度の減衰率を比較するため、Moissis らによる構造気泡速度相関式を基に、気泡間距離と後続気泡速度の相関式を独自に提案した。相関式は、減衰率を適当な値にすることで実験値に良く一致した。得られた減衰率は、管傾斜角に対しては主だった傾向は得られず、先行気泡体積の増加に対してはほぼ単調に減少し、ある値で底打ちとなった。そこでより良い相関を得るために、気泡速度を最大速度、最大速度距離で除した分布に対する減衰率を求めたところ、先行気泡体積に対してはほぼ一定値となり、管傾斜角に対しては山形の分布となった。
- 上記の傾向に対し、気泡後流が気泡周囲液膜より誘起されることを加味し、最大速度を気泡後端断面平均液膜流速 $-u_f$ 、最大速度距離と後流影響範囲を $-u_f$ と気泡後端断面水力等価直径によって定義される液膜レイノルズ数 Re_f に対してプロットしたところ、最大速度は $-u_f$ に、最大速度距離と後流影響範囲は Re_f に対し、それぞれ線形に増加する結果となった。
- 速度減衰率と良い相関の得られる物理量は見られなかった。そのため気泡速度分布のAspect比である。最大速度と後流影響範囲の比 $(u_{\max} - 1)/(z_w - z_{\max})$ と、式(26)によって定義される速度減衰率 ψ との相関をとったところ、傾斜流中の $\lambda_{\text{lead}} = 1.0$ の場合を除くとある値に漸近する分布となった。また式(27)によって定義される減衰率 Ψ と、最大速度、最大速度位置によって除された気泡速度分布におけるAspect比 $\frac{1}{z_w/z_{\max} - 1}$ との相関をとったところ、指数関数的な管径があることが分かった。 z_w/z_{\max} の値は、図 4-12 における相関係数に当たり、先行気泡体積による変化が少ない事、傾斜角に対する変化が、 $\phi = 60^\circ$ にて最も低い値となる点が、図 4-17 における Ψ の分布と良く合致した。
- 垂直流中 3 連続気泡列について、中間気泡体積を、2 連続気泡列先行気泡体積の条件に一致するように変えて最後尾気泡速度の分布を測定したところ、その速度分布は、2 連続気泡列後続気泡のそれと比べ、最大速度が減少し、速度の増加範囲が増大し、特に $z = 2D$ 近傍において速度増加が顕著であった。また先頭気泡体積を変えて測定したところ、先頭気泡体積が大きいほど $z = 2D$ 近傍での速度増加が増大した。
- 上記の結果に対し、中間気泡の先頭気泡後流による気泡変形の影響を検証するため、 $z = 2D$ 近傍での速度増加が特に大きい場合とそうでない場合について、定電流法にて得られたボイド率波形を比較したところ、中間気泡のボイド率波形に、目立った違いは見られず、中間気泡が気泡後流により変形されることが最後尾気泡速度に影響しているのではないことが明らかとなった。そのため、最後尾気泡の速度分布変化には、液膜流速分布の変化そのものが関与している可能性が高く、その影響を検証するには、粒子懸濁法などによる気泡周囲液相流速分布の可視化測定が不可欠である。

1.3 3 連続気泡列

- 垂直流中 3 連続気泡列について、中間気泡体積を、2 連続気泡列先行気泡体積の条件に一致するように変えて最後尾気泡速度の分布を測定したところ、その速度分布は、2 連続気泡列後続気泡のそれと比べ、最大速度が減少し、速度の増加範囲が増大し、特に

$z=2D$ 近傍において速度増加が顕著であった。また先頭気泡体積を変えて測定したところ、先頭気泡体積が大きいほど $z=2D$ 近傍での速度増加が増大した。

- 上記の結果に対し、中間気泡の先頭気泡後流による気泡変形の影響を検証するため、 $z=2D$ 近傍での速度増加が特に大きい場合とそうでない場合について、定電流法にて得られたボイド率波形を比較したところ、中間気泡のボイド率波形に、目立った違いは見られず、中間気泡が気泡後流により変形されることが最後尾気泡速度に影響しているのではないことが明らかとなった。そのため、最後尾気泡の速度分布変化には、液膜流速分布の変化そのものが関与している可能性が高く、その影響を検証するには、粒子懸濁法などによる気泡周囲液相流速分布の可視化測定が不可欠である。

2. 気泡後流可視化計測

2.1 垂直管内単一テイラー気泡後流

- PTV 計測の結果得られたテイラー気泡後端液膜最大流速は、半月形断面を仮定した平均断面流速に比べ、流速が大きくなるほど過小となった。これは壁面抗力により、液膜流速が頭打ちとなったためと考えられる。
- 垂直流中気泡後流の管軸断面平均流速分布は、気泡体積が大きい時、気泡後端直下のトロイダル渦の後方に、それとは逆回転の軸対称渦が発生する様子が観察された。この渦列は、先行気泡体積が大きいほど多く連なっていた。また乱流エネルギー分布は、気泡後端からの距離 $z < 2D$ の範囲では、管中央部および管壁近傍に値の大きい領域が見られた。しかし $z > 2D$ では管中央、管壁ともにゼロ近くに減衰し、後流による攪拌の影響は $z > 2D$ では見られないことが分かった。
- 管中心軸における管軸方向速度分布は、気泡体積の大きい時、 $z=2D$ 近傍で鉛直下向き流速となる領域が見られた。これは前項に挙げた逆回転渦の為であり、それに対応するように管壁近傍での速度分布は、鉛直上向きとなった。中心軸流速分布の身を見ると、先行気泡体積が大きい時、後続の気泡は下向き流れに押し返され、先行気泡には追いつけないように見えるが、気泡速度計測において、先行気泡体積が大きい時、後続の気泡は管壁付近から小さなこぶ状の界面を出し、そこに浮力が集中することにより先行の気泡と急速に合体するという観察結果、また Polonsky らによって観察されたように、気泡は気泡先端の最も上向き流速の大きい流速に合わせて移流することを考えると、後続気泡は常に管断面内の最大流速に乗って移流するものと考えられる。そのため各管断面における最大流速を管軸方向にプロットしたところ、後続気泡の平均速度分布によく一致する結果となった。
- 各乱流成分は、 $z > 4D$ ではほぼ完全に減衰していた。また管軸部でのエネルギー収支を比較したところ、気泡体積が大きくなるほど、 $0 < z < 2D$ において乱流エネルギーの寄与率の増加が見られ、特に $1D < z < 2D$ において、乱流エネルギーが支配的となる領域が見られた。これは後流構造を表す z_w/z_{\max} の値に乱流成分が関与していることを示唆している。

2.2 傾斜管内テイラー気泡後流

- 傾斜管内テイラー気泡後流管軸断面分布は、全ての条件において片渦となり、液膜 jet の影響が、垂直流中に比べかなり遠くまで及んでいた。また 60S18 の条件において、液膜流速が大きいにも関わらず、その影響範囲が狭いのは、前述の気泡底面の凹みにより、管壁へ向かうような流速成分が与えられているためである。また乱流エネルギー分布は、液膜 jet の流速が遅い場合には jet 界面近傍、流速が速い場合には jet 部において高い値が見られた。
- 管軸部流速分布は、垂直流中に比べ、最大流速が減少し、流速増加範囲が大きく伸長した。また $\lambda_{lead} = 1.0$ の条件において、流速が大きく気泡後方側へ落ち込む傾向が見られた。これは液膜 jet が管断面全体に広がったためであり、この流速分布が、後流速度の特異な分布につながったと推察される。また管壁近傍流速は、垂直流中とは違い、なだらかに減衰しながら、比較的遠い位置でゼロに減衰した。また管断面最大流速の管軸方向分布は、後続気泡速度分布に酷似し、傾斜流中においても、気泡は先端部にて常に最大の流速となる部位に即することが明らかとなった。また管径方向流速分布より、いずれの条件においても、管軸方向流速は $z > 5D$ ではほぼゼロに減衰することが明らかとなった。
- 各乱流成分の気泡中心軸、管底部近傍軸方向分布は、管底部において乱流エネルギーが、垂直流中に比べ高いことが分かった。このため、液膜 jet は乱流エネルギーにより遠くまで流速を伝播させられるものと考えられる。また気泡中心軸上ではレイノルズ応力が、垂直流中と比べ高い値が遠距離まで持続しており、この乱流性の高さは、気泡後流の抗力の低下、すなわち後続気泡最大速度の低下の一因ではないかと考えられる。
- 気泡中心軸におけるエネルギー収支の比較より、垂直流中にて見られた乱流エネルギーの支配的となる領域は見られなかった。よって、傾斜流中における z_w/z_{max} の値は、流れの構造そのものによって決まることが明らかとなった。
- 以上の結果より、傾斜流中において垂直流中に比べ、最大気泡速度が減少し、後流影響範囲が増大した理由は、後流流速の構造そのものに原因があり、具体的には片渦であることが影響していると結論付けられる。

2.3 垂直流中 2 連続気泡列後続気泡後流

- 気泡後流は、先行気泡後流中にあることにより、管中心部の気泡側へ向かう流速が顕著に減少した。これは気泡変形、液膜流速擾乱等により、後流構造が激しく乱れたため、管中心部に流速の大きい構造を作れなかったためと推察される。また T1810 の条件において、S10 では見られなかった逆回転渦が見られ、このことより、逆回転渦が発生するには、気泡後端液膜流速がある値以上になることが条件であることが推察される。また乱流エネルギー分布は、単一気泡の場合に比べ、管径方向の分布が扁平となり、管軸方向にやや分布が増大した。
- 管中心および管壁近傍流速分布は、単一気泡の場合と比べ、 $z = 2D$ 付近における逆回転渦による影響が弱まり、最大流速が減少した以外、目立った変化はなかった。しかし管軸方向流速分布は、単一気泡と比べると、やや扁平な分布となり、非定常な渦構造によ

る攪拌の影響が表れている。

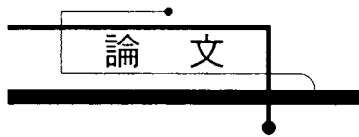
- 管軸部・管壁近傍の各乱流成分分布は、いずれの条件においても単一気泡の場合に比べ、レイノルズ応力と乱流エネルギーの増加が見られた。特に気泡体積が大きい場合、壁面気泡後端直下、管軸部 $z = 2D$ 付近において乱流エネルギーの増大が見られた。これは気泡後端直下での液膜 jet 流速の激しい変動が原因であると考えられる。
- 管軸部でのエネルギー収支を比較したところ、いずれの条件においても $1.5D < z < 2D$ において、乱流エネルギーの支配的となる領域の増大が確認された。これは後続気泡速度の増大範囲の伸長の直接の原因であると思われ、液膜 jet の乱流性の増大により、流体駆動力が増し、より遠方まで後流の影響が伝播したものと考えられる。この現象は、連続気泡列中において、 z_w/z_{\max} の値が乱流成分の影響を受けて増大することを示している。
- 以上の結果より、気泡が気泡後流中にあることにより、後続気泡の最大速度が低下し、後流影響範囲が伸長した理由は、気泡液膜および液膜 jet の乱流性の増大が原因であることが明らかとなった。
- 気泡先端乱流エネルギーの低い場合と高い場合に分類して平均流速分布を算出したところ、いずれの条件においても、気泡先端乱流エネルギーの大きい方が、気泡後端直下の渦構造の歪みが激しく、流速の大きい部分が遠方まで見られた。また $2D < z < 4D$ の範囲で気泡先端乱流エネルギーの大きい方が管断面最大流速が大きく、気泡先端乱流度が、この領域における後続気泡速度増加に直接に影響している様子が見られた。
- 連続気泡列中と単一気泡とで、液膜流速の比較を行った。いずれの気泡体積においても、気泡後流中にあることにより液膜流速が増加した。この傾向は気泡体積が小さいほど顕著であり、後流による気泡変形が、気泡体積が小さい方が顕著であるためと思われる。また気泡先端乱流エネルギーの違いに着目すると、気泡体積の大きい方が、先端乱流エネルギーの大きいときの液膜流速増加率が増大した。これは先端の乱流エネルギーが、気泡周囲液膜を落下する最中に、平均流エネルギーに変換されるためと思われ、T1810 の場合には、流下距離が短いために、却って液膜の乱流度が上がり、液膜流速の低下につながったと考えられる。

参考文献一覧

- [1] 経済産業省 編、『エネルギー白書 2013年版』
- [2] Tomiyama, A., Miyoshi, K., Tamai, H., Zun, I. and Sakaguchi, T., A bubble tracking method for the prediction of spatial-evolution of bubble flow in a vertical pipe, Third International Conference on Multiphase Flow, Lyon(1998).
- [3] 伊藤 浩二、井上 満、小澤 守、庄司 正弘、気液二相流の流動様式の簡易遷移モデル、機論 B、70 巻、689 号、pp.151-158(2004)
- [4] Moissis, R. and Griffith, P., Entrance effect in a two-phase slug flow, Journal of Heat Transfer, vol. 84, pp.29-38 (1962).
- [5] Tomiyama, A., Tamai, H. and Hosokawa, S., Velocity and pressure distributions around large bubbles rising through a vertical pipe, 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans(2001).
- [6] 水野 知博、新井 隆景、杉山 弘、内山 尚、垂直円管内の沸騰を伴う流動の可視化実験（小質量速度、小加熱熱流束の場合）、機論 B、62 巻、595 号、pp.913-918(1996)
- [7] Von Dumitrescu, D. T., Stromung an einer Luftblase im senkrechten Rohr, Z. angew. Math. Mech., Bd. 23, Nr. 3, pp.139-149(1943).
- [8] Davies, R. M., and Taylor, G., The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes, Proceedings of the Royal Society, A, vol. 200, pp.375-390(1950)
- [9] Brown, R.A.S., The mechanics of large gas bubbles in tubes; part I, The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 43, no. 5, pp.217-223(1965).
- [10] Griffith, P. and Wallis, G. B., Two-phase slug flow, Journal of Heat Transfer, vol. 83, no. 3, pp.307-320(1961).
- [11] Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. and Davidson, J. F., Two-phase flow in vertical tubes, Trans. Instn. Chem. Engrs, vol. 40, pp.61-68(1962).
- [12] Collins, R., The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube, Journal of Fluid Mechanics, vol. 89, part 3, pp. 497-514 (1978).
- [13] 玉井 秀定、富山 明男、三次元 One-Way 気泡追跡法に基づく未発達気泡・スラグ流の予測（第 1 報）、機論 B、70 巻 692 号、pp.880-887 (2004)
- [14] 古川 徹、深野 徹、静止液中における単一大気泡の上昇速度並びにスラグ流の流動パラメータに及ぼす液体年度の影響、混相流、10 巻、2 号、pp. 154-170 (1996)
- [15] 深野 徹、松村 公治、川上 靖、世古口 言彦、スラグ流の非定常現象に関する研究（第 2 報）、機論 B、46 巻、412 号、pp.2412-2419 (1980)
- [16] Fernandes, R. C., Semiat, R. and Dukler, A. E., Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes, AIChE Journal, vol. 29, no. 6, pp. 981-989 (1983).
- [17] Brotz, W., Uber die vorausberechnung der Absorptiongeschwindigkeit von Gasen in Stromenden Flussigkeitsschichten, Chem. Ing. Tech., vol. 26, 470 (1954).

- [18] Mayor, T. S., Ferreira, V., Pinto, A. M. F. R. and Campos, J. B. L. M., Hydrodynamics of gas-liquid slug flow along vertical pipes in turbulent regime—An experimental study, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, pp.1039-1053 (2008).
- [19] Pinto, A. M. F. R. and Campos, J. B. L. M., Coalescence of two gas slugs rising in a vertical column of liquid, *Chemical Engineering Science*, vol. 51, no. 1, pp. 45-54 (1996).
- [20] Tudose, E. T. and Kawaji, M., Experimental investigation of Taylor bubble acceleration mechanism in slug flow, *Chemical Engineering Science*, vol. 54, pp. 5761-5775 (1999).
- [21] Zukoski, E. E., Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 25, part 4, pp. 821-837 (1966).
- [22] Bendiksen, K. H., An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 10, no. 4, pp. 467-483 (1984).
- [23] Weber, M. E. and Alarie, A., Velocities of extended bubbles in inclined tubes, *Chemical Engineering Science*, vol. 41, pp. 2235-2240 (1986).
- [24] Benjamin, T. B., Gravity currents and related phenomena, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 31, part 2, pp. 209-248 (1968).
- [25] Alves, I. N., Shohan, O. and Taitel, Y., Drift velocity of elongated bubbles in inclined pipes, *Chemical Engineering Science*, vol. 48, pp. 3063-3070 (1993).
- [26] Carew, P. S., Thomas, N. H. and Johnson, A. B., A physically based correlation for the effects of power law rheology and inclination on slug bubble rise velocity, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 21, no. 6, pp. 1091-1106 (1995).
- [27] 福士 恵介、井口 学、傾斜円管内静止水中を上昇する大気泡に及ぼす濡れ性の影響、*実験力学*、vol. 6, no. 4, pp. 412-417 (2006)
- [28] Cavanagh, D. P. and Eckmann, D. M., Interfacial dynamics of stationary gas bubbles in flows in inclined tubes, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 398, pp. 225-244 (1999).
- [29] Cook, M. and Behnia, M., Bubble motion during inclined intermittent flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 22, pp. 543-551 (2001).

- [30] Barnea, D., Roitberg, E. and Shemer, L., Spatial distribution of void fraction in the liquid slug in the whole range of pipe inclinations, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 52, pp. 92-101 (2013).
- [31] van Hout, R., Shemer, L. and Barnea, D., Evolution of hydrodynamic and statistical parameters of gas-liquid slug flow along inclined pipes, *Chemical Engineering Science*, vol. 58, pp. 115-133 (2003).
- [32] Xu, J., Wu, Y., Shi, Z., Lao, L. and Li, D., Studies on two-phase co-current air/non-Newtonian shear-thinning fluid flows in inclined smooth pipes, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33, pp. 948-969 (2007).
- [33] James, M. R., Lane, S. J., Chouet, B. and Gilbert, J.S., Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, vol.129, pp. 61-82 (2004).
- [34] Campos, J. B. L. M. and Guedes de Carvalho, J. R. F., An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 196, pp. 27-37 (1988).
- [35] Shemer, L. and Barnea, D., Visualization of the instantaneous velocity profiles in gas-liquid slug flow, *PhysicoChemical Hydrodynamics*, vol. 8, no. 3, pp. 243-253 (1987).
- [36] Polonsky, S., Shemer, L. and Barnea, D., The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 957-975 (1999).
- [37] 南川 久人、山田 哲史、安田 孝宏、塩見 洋一、静止水中を上昇する単一大気泡周囲液相流れ場への管内径の変化が及ぼす影響、*混相流*、22 卷、2 号、pp. 154-160 (2008)
- [38] 塩見 洋一、野口 佳樹、南川 久人、田中 康恵、静止液中における単一大気泡周囲液相部の PIV 計測、*混相流*、22 卷、3 号、pp. 273-279 (2008)
- [39] van Hout, R., Shemer, L. and Barnea, D., Spatial distribution of void fraction within a liquid slug and some other related slug parameters, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18, pp. 831-845 (1992).
- [40] van Hout, R., Gulitski, A., Barnea, D. and Shemer, L., Experimental investigation of the velocity field induced by a Taylor bubble rising in stagnant water, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28, pp. 579-596 (2002).



連続スラグ気泡の相互干渉に関する評価*

Evaluation of Interaction Characteristics of Successive Large Bubbles

中村 典子** 網 健行*** 梅川 尚嗣*** 小澤 守†
NAKAMURA Noriko AMI Takeyuki UMEKAWA Hisashi OZAWA Mamoru

Abstract An experimental investigation about the interaction among successive large bubbles in the vertical upward flow was conducted. In the experiment, single and two/three consecutive rising bubbles were artificially made, and the velocities of large bubbles flow were measured by using the CECM (Constant Electric Current Method) and a high speed camera. In the case of two consecutive bubbles, the maximum velocity was influenced by the volume of the leading bubble. In the case of three consecutive bubbles, the former two bubbles, i.e. “Top bubble” and “Middle bubble”, showed the same characteristics with two successive bubbles, but later two bubbles, i.e. “Middle bubble” and “Bottom bubble”, showed the different tendency with two successive bubbles. The effect of the difference especially was observed in the deformation of the bottom bubbles.

Keywords: Slug flow, Bubble velocity, Wake, Void fraction, CECM

1. 緒言

現在、高い省エネルギー性から国内に普及するボイラのほとんどが小型貫流ボイラであり、販売シェアで90%以上、発生蒸気容量で85%以上、国内に約25万台程度普及している[1]。貫流ボイラはその構造上、伝熱面当たりの保有水量が極めて少なく、各種ボイラの中では起動速度が最も速いという利点があるが、その反面、僅かな負荷変動によって大きな圧力変動が生じるという、他の形式のものに比べセンシティブかつ不安定なボイラとなっている。またその起動速度の速さ、速応性の高さを活かし、省エネルギー利用のためDSS(Daily Start and Stop)運転、部分負荷運転、また変圧運転などの不安定流動が発生しやすい運転が採用されている。以上の背景により、管内沸騰流の動特性、特に脈動流を含む不安定流動の解

析の必要性が高まりつつある。しかしながら、現行主に用いられる二流体モデルに代表されるような、流動様式の同定後、それに対応した構成式を選択し計算する形式のモデルでは、そもそも流動様式自体が不定であり、既存のモデルでは想定もしないような現象が生じうる不安定流動の解析には不向きである。不安定流動の解析のためには、可能な限り厳密な仮定を排除したフレキシブルなモデルが必要となる。そこで Ozawa らは、気液二相流を、単純なボイド率の伝播と僅かなローカルルールのみで表す離散気泡モデルを提唱した[2]。過去の研究において、垂直等温空気-水系で意図的に脈動流を発生させた場合[3]、またCO₂を作動流体とする水平細管強制流動沸騰系において[4]、当モデルは実験結果と良い一致を見ている。しかしながら、当モデルのローカルル

* 2010.11.29 受付

** 関西大学大学院理工学研究科 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35

*** 関西大学システム理工学部

TEL: (06)6368-0804 FAX: (06) 6368-0804 E-mail: umekawa@kansai-u.ac.jp

† 関西大学社会安全学部 〒569-1098 大阪府高槻市白梅町 7-1

ルのうち、気泡 wake による後続気泡の速度増加量についての知見が現行では不十分である。

気泡 wake による後続気泡加速についての最初の研究は Griffith ら[5]によるが、その研究により、後続気泡速度は、先行気泡との気泡間隔が狭まるほど加速されるという知見が得られている。その後 Shemer ら[6]は、水素微細気泡を用いた流動場可視化計測により、上昇流中の大気泡先端は、その周りの流動場に合わせて変形し、特に上昇する流れに引き寄せられる傾向があることを明らかにした。すなわち後続気泡先端は、先行気泡の wake 流動場により大きく影響されるということである。最近の研究としては、Tomiyama ら[7]が気泡追跡法の構成式の一部として、気泡 wake に関する研究を行っており、後続気泡の wake による速度変化には、先行気泡の体積が大きく影響しており、形成される wake の溝構造により、Open wake と Closed wake に分類されることを明らかにしている。また van Hout ら[8-10]は一連の研究

において、PIV 計測を用いた垂直上昇流中の気泡 wake 流動場の詳細な観察、また光ファイバプローブを用いた傾斜上昇流内での連続スラグ気泡の観察を行っており、その成果は Brauner ら[11]による TBW (Taylor bubble wake)モデルに反映されている。このように、気泡挙動のモデリングにおいて、wake による気泡挙動の変化は重要な因子である。離散気泡モデルにおいては、一つのセル上の仮想気泡が発生させる wake 流速は Schlichting[12]による円柱後方の wake 流速の式で与えており、連続する仮想気泡後方に及ぼされる wake 流速は、前方に存在する仮想気泡列が発生させる wake 流速の積算で与えている。なお連続する気泡列上での wake 流速の取り扱いについては、確立された手法は存在せず、また三連続以上の大気泡間の相互作用についての詳細な観察もあまり行われていない。そこで本研究では、連続大気泡列上での wake による引き込み効果の積算方法を検討することを目的に、単一気泡、二連続気泡、三連続気泡の挙動を、定電流法[13]によるボイド率測定、およびハイスピードカメラによる画像観察を用いて評価したのでここに報告する。

2. 実験方法

実験には、Fig. 1 に概略図を示すように、作動流体に常温の水道水と空気を用いた大気圧下の鉛直等温二相流実験装置を使用した。装置は主に、リザーバタンク、ポンプ、面積式流量計、テストセクション、セパレータ、気泡装填部で構成され、テストセクションには観察部と、定電流法によるボイド率測定部が設置されている。

ポンプで送水されたリザーバタンク内の水は、面積式流量計で流量を測定した後、テストセクション下部から供給される。一方コンプレッサより供給された空気は、ミストセパレータ、オイルキャッチャーを通過した後、三つの気泡装填部へと流入する。なお、気泡充填部の後端には背圧調整用に水封したホースを接続している。また、テストセクション通過後の気液二相流をセパレータにてオーバーフローさせることでテストセクション内の圧力を一定に保っている。

気泡はボールバルブの操作により気泡装填装置部に任意の大きさで作成でき、装填後ボールバルブ 2、3 を閉じ、テストセクションとの連結部にあるボールバルブ 1 を順次開くことによって、

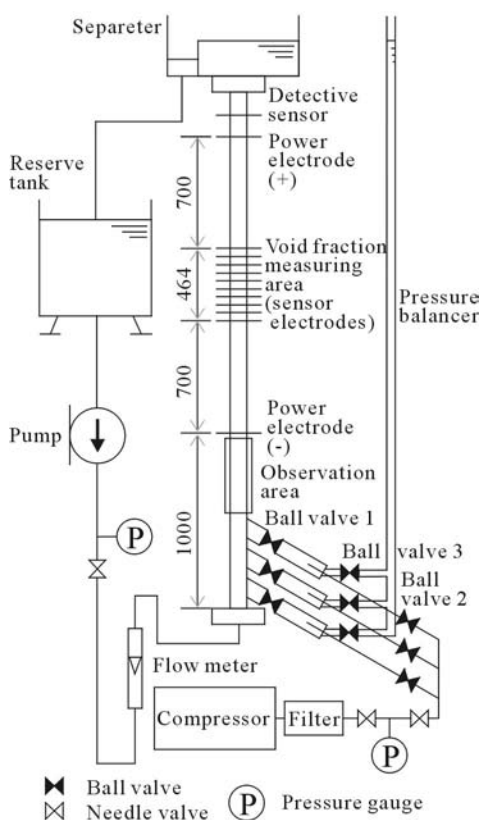


Fig. 1 Experimental apparatus.

任意の気泡間隔で気泡列が生成できる。なおバルブ操作はチャタリングの影響を排除するため全て手動で行った。

テストセクションは管内径 $D = 20\text{mm}$ であり、絶縁性を確保するために主にアクリルによって作成されている。しかし、観察部では水とほぼ同じ屈折率を持つ FEP 製の管を流路に用い、その周りをアクリル矩形管で覆って隙間に水を充填することで、光の屈折を気にすることなく観察が行える構造となっている。この観察部においてハイスピードカメラを用いて撮影を行った。

定電流法はコンダクタンス法的一种であり、パワー電極から液相に一定電流を印加し、パワー電極間にあるセンサ電極での電圧変動よりボイド率を測定する方法である。定電流法を用いる主な利点としては、電流密度が管断面内で一様なため、センサ電極の出力が気相の管断面での位置に影響されず、また電極を流路に対して滑らかに設計すれば、流れを乱さずに測定できるという点が挙げられる。本研究ではセンサ電極を 10 個設置し、各センサ間隔は 50mm、センサ電極一對の電極間隔は 10mm、供給電流量は 0.5mA とした。

本研究では単一気泡実験、二連続気泡実験、そして三連続気泡実験を行った。単一気泡実験では液相流速 j_L と気泡体積 λ を変化させた。ここで λ

は気泡の球体積等価直径 d を管内径 D で除した無次元量である。またここでは二連続のスラグ気泡に対して得られている知見を、多数の気泡が連続する条件に適用する場合の課題を検討することを目的としており、データ取得が比較的容易な層流域で実験を行った。二連続気泡実験及び三連続気泡実験では、液相流速を固定し、各気泡体積を変化させた。Table 1 に実験条件の詳細を示す。

本報では気泡を、二連続気泡では先頭から順に先行気泡 (Leading bubble)、後続気泡 (Trailing bubble)、三連続気泡では先頭から順に先頭気泡 (Top bubble)、中間気泡 (Middle bubble)、最後尾気泡 (Bottom bubble) と呼称する。

3. 実験結果

3.1 単一大気泡の特性

連続気泡の諸特性についての考察を行う前に、まず本実験系での単一気泡の特性について述べる。Fig. 2 に示すのは、各液流束での単一気泡の速度であり、各実線は各種実験式を示す。本実験

Table 1 Experimental conditions.

Single bubble

j_L [m/s]	λ
0 - 0.053	0.8 - 2.0

Two consecutive bubbles

j_L [m/s]	λ_{lead}	λ_{trail}
0.011	0.8	1.4
0.011	1.0	1.4
0.011	1.6	1.4
0.011	1.8	1.4
0.011	2.0	1.4
0.011	2.0	0.8
0.011	2.0	2.0

Three consecutive bubbles

j_L [m/s]	λ_{top}	λ_{mdl}	λ_{btm}
0.011	0.8	2.0	1.4
0.011	2.0	2.0	1.4

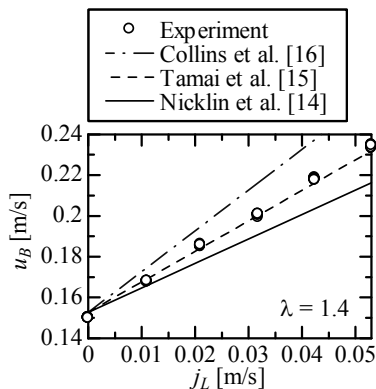


Fig. 2 Relationship between volumetric liquid flux and bubble velocity.

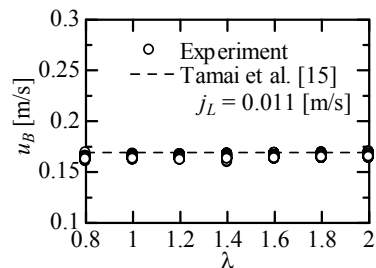


Fig. 3 Relationship between bubble volume and bubble velocity.

条件は液相レイノルズ数 $Re_L < 1060$ の層流条件下であるため、一般に $Re_L > 8000$ の乱流条件下でよく一致する Nicklin らの式[14]には沿わず、Tamai ら[15]の提唱する層流条件下での式によく一致した。また一般に層流条件下で用いられる Collins ら[16]による値は過大評価であった。次に気泡体積が気泡速度に与える影響について評価した。各気泡体積についての単一気泡速度の測定結果を Fig. 3 に示す。また破線は前述の Fig. 2 で最も良い一致を見た Tamai らによる式である。図より、気泡体積は単一気泡速度に影響は与えないことが分かる。

3.2 二連続大気泡の特性

本節では二連続気泡の上昇速度の特性について述べる。Fig. 4 に先行気泡と後続気泡それぞれの上昇速度の、気泡間隔 L_L を管内径 D で無次元化した値に対する全実験条件についての分布特性を示す。また特に後続気泡については、Near wake 領域のより詳細なデータを、ハイスピードカメラで撮影した動画より取得した。なお定電流法とハイスピードカメラとで同一の単一気泡の速度を測定した場合、誤差は±5%程度であった。図中×プロットはハイスピードカメラ(HSC)画像より得られた値、○プロットは定電流法(CECM)によるボイド率測定から得られた値である。また図中に過去の研究において得られた後続気泡速度の式を併記する。上段に示す先行気泡速度は、気泡間隔に関わらず単一気泡速度と同一の値を取るのに対し、下段に示す後続気泡速度は、気泡間隔の近い領域で速度が上昇している様子が見られる。またその分布特性は Tamai らによる式[15]とよく一致した。

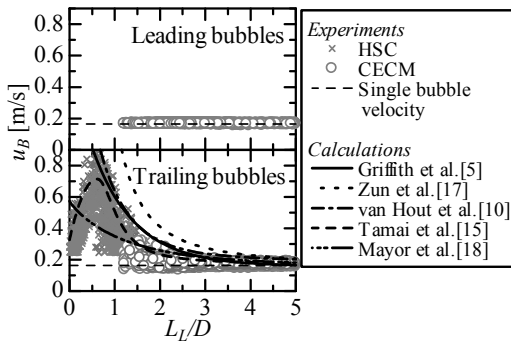


Fig. 4 Velocity profiles of leading bubbles and trailing bubbles.

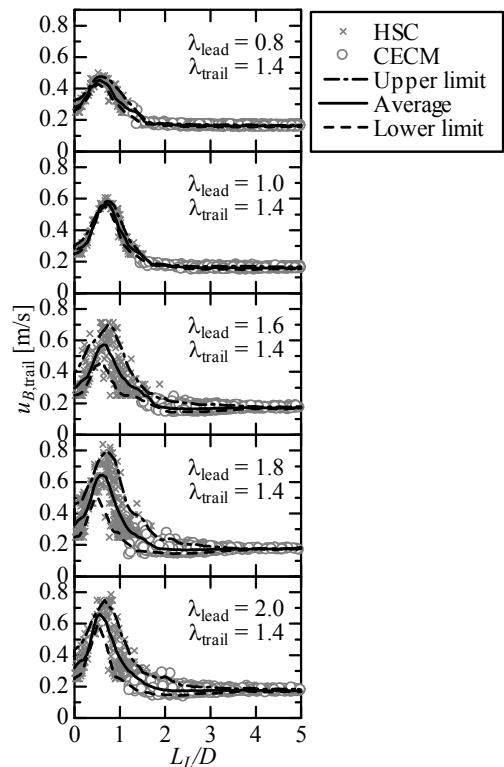


Fig. 5 Velocity profile of trailing bubbles (Influence of leading bubble volume: $\lambda_{\text{trail}} = 1.4$).

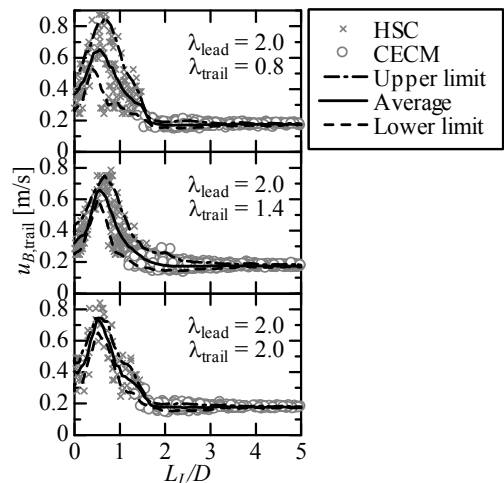


Fig. 6 Velocity profile of trailing bubbles (Influence of trailing bubble volume: $\lambda_{\text{lead}} = 2.0$).

Fig. 5、Fig. 6 に実験条件ごとの後続気泡の速度の分布を示す。各線は気泡間隔に対する速度分布の平均値、上限値、下限値を示す。

まず後続気泡体積一定条件下($\lambda_{\text{trail}} = 1.4$)で、先行気泡体積を変化させた Fig. 5 の傾向としては、Closed wake と呼ばれる先行気泡体積 $\lambda_{\text{lead}} < 1.2$ の条件ではプロットの分散が比較的少なく、また速度のピーク値も低めの値をとる。一方 Open wake と呼ばれる先行気泡体積 $\lambda_{\text{lead}} > 1.6$ の条件ではプロットの分散が比較的大きく、ピーク値も高めの値となる。これは Closed wake の場合、先行気泡体積が小さいためその後端液膜流速が小さい。従ってその最大 wake 流速は小さく wake 流れ場は綺麗な軸対象を形成する。そのため、後続気泡は軸対称の wake 流れの中を静かに引き込まれることとなる。一方 Open wake の場合には、先行気泡体積が大きいためその後端液膜流速も大きくなる。それゆえ最大 wake 流速が大きくなり、wake の軸対象が崩れた非対称な渦流れ場が構築されることとなり、この中を通過する後続気泡は大きく攪乱されるが、最終的には強い wake 流れに引き込まれると考えられる。

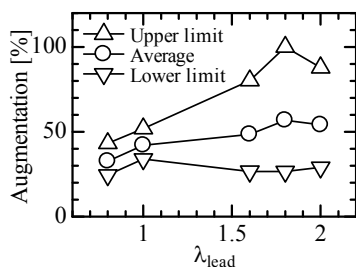


Fig. 7 Comparison of augmentation of trailing bubble velocity (Influence of leading bubble volume: $\lambda_{\text{trail}} = 1.4$).

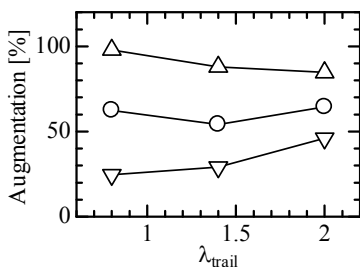


Fig. 8 Comparison of augmentation of trailing bubble velocity (Influence of trailing bubble volume: $\lambda_{\text{lead}} = 2.0$).

先行気泡体積一定条件下($\lambda_{\text{lead}} = 2.0$)で、後続気泡体積を変化させた Fig. 6 では、プロットの分散に違いが見られた。一般に後続気泡体積の違いは、その速度に影響は与えないと考えられるのに対し、本実験結果で差が見られたのは気泡体積の違いによって生じる気泡の引き込まれ方の差異を検知したためと考えられる。具体的には、後続気泡体積の小さい $\lambda_{\text{trail}} = 0.8$ の場合には、wake による後続気泡の変形が大きいため、先端位置の位相差から算出する気泡速度の評価に影響したものである。

二連続気泡の結果を単一気泡の結果と、各条件での平均、上限、下限値を基に比較し、 $L_L < 5D$ の範囲で単一気泡速度に対する平均増加率の形で Fig. 7、Fig. 8 に示す。○プロットは平均値、△プロットは上限値、▽プロットは下限値の増分を示す。Fig. 7 に示す先行気泡体積を変化させた場合では、下限値の平均増分は約 30% でほぼ一定であるが、上限値に関しては先行気泡体積が増大するほど単一気泡速度から増加する傾向を示す。後続気泡体積を変化させた Fig. 8 では、平均値に関しては増分約 60% で気泡体積に関わらず一定値を取るが、後続気泡体積が増加するほど、上限値の増分と下限値の増分の差異が狭まる。

3.3 三連続大気泡の特性

本節では、三連続気泡の速度分布特性について述べる。

Fig. 9 に示すのは、三連続気泡のうち前方二つの気泡間について、横軸に気泡間隔、縦軸にそれぞれの気泡速度を取り示したものである。また後方二つの気泡間について、横軸に気泡間隔、縦軸に最後尾気泡速度を取り示したものを Fig. 10 に示す。特に最後尾気泡については、Near wake 領域のより詳細なデータを、ハイスピードカメラで撮影した動画から取得した。Fig. 9 上段に示す先頭気泡速度は、気泡間隔に関わらず単一気泡速度と同様の値を取り、後続気泡となる中間気泡は、気泡間隔の近い領域で速度が増大している様子が見られる。図には比較対象として二連続気泡実験で同じ先行気泡体積を有する気泡の速度分布の上限値と下限値を併記している。図より中間気泡速度分布は、二連続気泡実験における後続気泡速度の上限値と下限値の間に収まっており、よって三連続気泡の前方二連の気泡の速度特性は、二連続気泡の特性と同様であることが分かる。

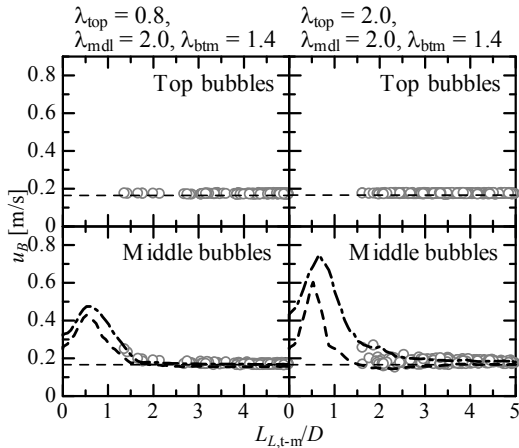


Fig. 9 Velocity profiles of top bubbles and middle bubbles.

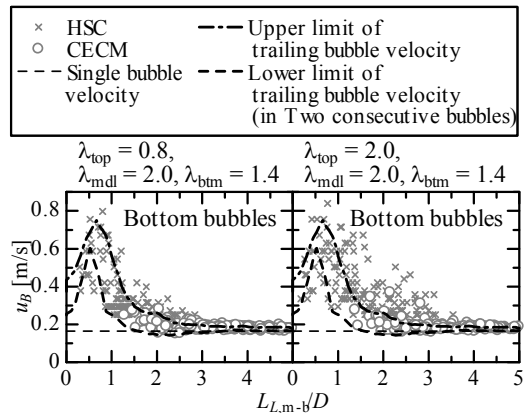


Fig. 10 Velocity profiles of bottom bubbles.

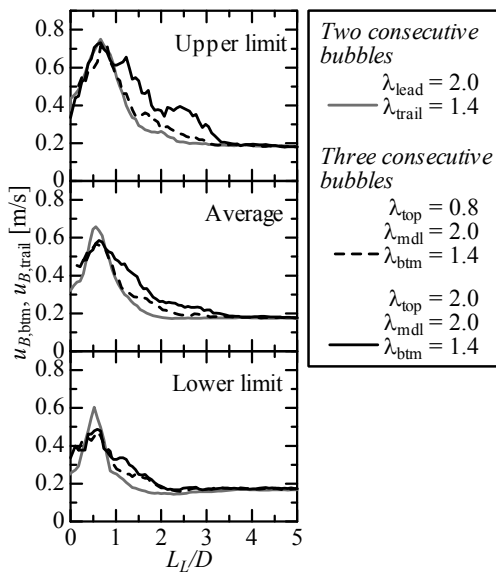


Fig. 11 Comparison of velocity profiles of bottom bubbles with trailing bubbles in two consecutive bubbles.

続いて Fig. 10 に示す最後尾気泡の速度は、二連続気泡の場合の後続気泡とほぼ同様の傾向を示しているが、図中一点鎖線で示した二連続気泡実験で同様の条件（先行気泡体積 $\lambda_{lead} = 2.0$ 、後続気泡体積 $\lambda_{trail} = 1.4$ ）で得られた上限値曲線を、さらに上回るようなプロットが多数見られる。二連続気泡との比較のため、三連続気泡の最後尾の気泡についても平均値、上限値、下限値を算出して

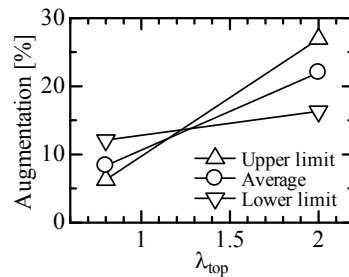


Fig. 12 Comparison of augmentation of bottom bubble velocity

比較を行った結果を Fig. 11 に示す。図中灰色実線は二連続気泡、黒破線および実線は三連続気泡（先頭気泡体積 $\lambda_{top} = 0.8$ と 2.0 ）の結果を示す。図より平均値、上限値、下限値全てで、気泡間隔 $1D < L_L < 3D$ の領域で速度の増加が見られ、またその増加は先頭気泡体積の大きい $\lambda_{top} = 2.0$ でより顕著である。この特性を定量的に評価するために、それぞれの曲線の、 $L_L < 5D$ の範囲での二連続の条件に対する増分の形で求めた結果を Fig. 12 に示す。横軸は先頭気泡体積を示す。全般的に先頭気泡体積の大きい方が増分は大きく、平均値としては $\lambda_{top} = 0.8$ で8%、 $\lambda_{top} = 2.0$ で22%増加している。これは先頭気泡が追加されたことにより、先頭気泡の wake が中間気泡へ影響を与え、そのため中間気泡の作りだす wake 流れ場に変化が生じたため、最後尾気泡の速度の分布も変化したものと考えられる。先頭気泡の追加による中間気泡へ及ぼす影響としては、先頭気泡の wake による引

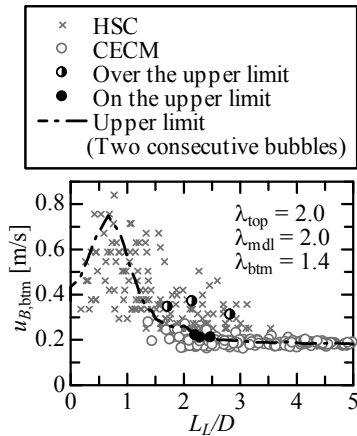


Fig. 13 Experimental data of Fig.14

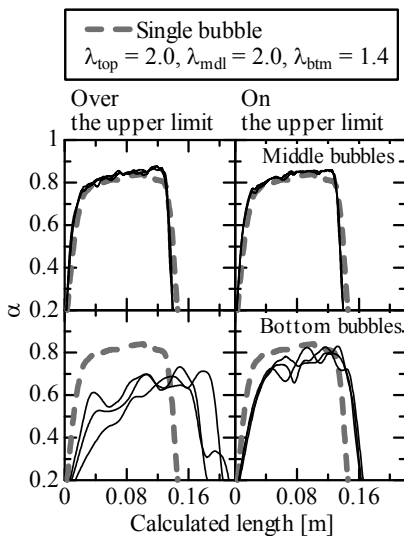


Fig. 14 Comparison of void fraction waves.

き込みによる中間気泡そのものの加速、そして先頭気泡の wake 流れ場による中間気泡の変形、あるいは中間気泡液膜流れの速度場の変化が考えられる。一般に、大気泡後端の液相は大気泡と同じ速度で上昇するため、後続気泡の wake 流速には先行気泡の速度は直接影響する。しかし中間気泡が先頭気泡の wake の効果によって加速する分を単純に加算すると実験結果に対して過大評価になる。つまり三連続気泡での最後尾気泡の速度の増大、特に気泡間隔 $1D < L_L < 3D$ での緩やかな増大を説明するには、中間気泡の wake 流れ場の性状の変化が加味されているものと考え、ここで

は中間気泡が先頭気泡の wake により受ける変形度合いを二連続気泡の場合の速度に対する変化度合別に評価してみる。Fig. 13 に示す先頭気泡体積 $\lambda_{top} = 2.0$ の三連続気泡条件での最後尾気泡速度の中で、二連続気泡条件 ($\lambda_{lead} = 2.0, \lambda_{trail} = 1.4$) で得られた速度の上限値 (図中一点鎖線) に対して、大きく上回る場合 (○プロット)、ならびに同じ程度の速度をとる場合 (●プロット) の条件をそれぞれ3条件選定し、各場合の中間気泡のボイド率波形と最後尾気泡のボイド率波形の比較を行った。その結果が Fig. 14 である。上段は中間気泡、下段は最後尾気泡、灰色破線は同体積の単一気泡波形である。なお定電流法から得られるボイド率波形は時間に対して取得しているため、気泡速度を基に実長に換算するとその影響を受ける。ここでは流入させた気泡体積とボイド率波形の積分値が一致する気泡長さを算出し、横軸とした。この所作によって、気泡の圧力変化による膨張の情報は失われてしまうが、大気泡液膜部の擾乱具合を評価する上では特に問題は無いと考えている。Fig. 14 左列は上限値曲線を上回ったプロット、右列は上限値相当のプロットに対応する波形である。まず上段の中間気泡波形に注目すると、両条件とも違いが見られず、単一気泡に近い形状を示している。しかし下段の最後尾気泡波形に注目すると、左側の上限値を上回る条件では形状が大きく変形しているのに対し、右側の上限値付近の値をとる条件では、中間気泡の wake の効果を受けてある程度変形しているもののその変形度合いは小さく単一気泡に近い値を保っている。この結果より、三連続気泡条件での結果が二連続気泡条件下で得られる速度分布を大きく逸脱する場合にも、先行気泡による中間気泡には顕著な変形は見られないことが分かった。また、それにも関わらず最後尾気泡の変形ならびに速度分布に違いが生じるのは、中間気泡周囲を流れる液膜の速度分布の変化が要因と考えられる。

4. 結 言

垂直上昇流内での単一大気泡および連続大気泡列に関する実験を行い、以下の知見を得た。

- (1) 単一気泡速度は既存の式に一致した。また気泡体積の気泡速度への影響は見られなかった。
- (2) 二連続気泡列での後続気泡速度は、先行気泡体積の影響を大きく受け、特にその影響は最大速

度、速度の分散に顕著に見られた。

(3) 三連続気泡列での前方二連の気泡は、二連続気泡の結果と同様の傾向を示した。最後尾気泡速度は、二連続気泡の後続気泡とほぼ同様の傾向を示したが、速度分布の平均値、上限値、下限値いずれも二連続気泡後続気泡のそれを上回り、その傾向は先頭気泡の体積が大きいほど顕著であった。これは先頭気泡の wake の効果により、中間気泡の形成する wake 流れ場に変化が生じたためと考えられる。

(4) 最後尾気泡を、二連続気泡の後続気泡速度の上限値との大小関係で分類した上で、中間気泡と最後尾気泡の形状の比較を行った結果、wake を発生させている中間気泡の形状にはほとんど変化が見られなかった。つまり先頭気泡の影響は、中間気泡の形状ではなく、その周りの液相流動場に影響を与え、最後尾気泡の速度および形状変化に影響を与えたものと考えられる。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり多大な助力をいただいた、元関西大学工学部の大藪明久氏、大艸博之氏、中尾行宏氏、関西大学システム理工学部の広瀬由宗氏に感謝の意を示す。

本研究の一部は科研費(19360104)の助成をうけたものである。

Nomenclature

d	: volume-equivalent diameter	[m]
D	: inner diameter of pipe	[m]
j_L	: volumetric liquid flux	[m/s]
L_L	: distance between bubbles	[m]
Re_L	: Reynolds number of liquid phase	[-]
u_B	: bubble velocity	[m/s]

Greek letters

α	: void fraction	[-]
λ	: dimensionless bubble volume	[-]

Subscripts

btm	: bottom bubble
lead	: leading bubble
mdl	: middle bubble
top	: top bubble
trail	: trailing bubble

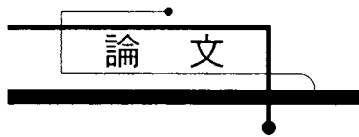
参考文献

[1] Mitsuda, M., Kobayashi, T., Kuwabara, H. and

Furutani, H., 100kW Power Generation System with Small Flowing-through Boiler, Proc. the Annual Meeting of Japan Institute of Energy(in Japanese), Vol. 15, 311-312 (2006).

- [2] Ozawa, M., Ami, T., Umekawa, H. and Shoji, M., Pattern Dynamics Simulation of Void Wave Propagation, Multiphase Sci. and Tech., Vol. 19(4), 343-361 (2007).
- [3] Ami, T., Umekawa, H., Ozawa, M. and Shoji, M., Investigation on Two-phase Flow Dynamics with Discrete Bubble Model, Thermal Sci. & Eng., Vol. 15, No. 4, 197-209 (2007).
- [4] Ami, T., Umekawa, H., Ozawa, M., Shoji, M., Traveling Void Wave in Horizontal Two-phase Flow, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 52, 5682-5690 (2009).
- [5] Moissis, R. and Griffith, P., Entrance Effects in a Two-phase Slug Flow, Journal of Heat Transfer, Vol. 84, 366-370 (1962).
- [6] Shemer, L. and Barnea, D., Visualization of the Instantaneous Velocity Profiles in Gas-liquid Slug Flow, PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol. 8(3), 243-253 (1987).
- [7] Tomiyama, A., Tamai, H. and Hosokawa, S., Velocity and Pressure Distributions around Large Bubbles Rising through a Vertical Pipe, 4th ICMF-2001, New Orleans (2001), CD-ROM.
- [8] van Hout, R., Gulitski, A., Barnea, D. and Shemer, L., Experimental Investigation of the Velocity Field Induced by a Taylor Bubble Rising in Stagnant Water, I. J. Multiphase Flow, Vol. 28, 579-596 (2002).
- [9] van Hout, R., Barnea, D. and Shemer, L., Translational Velocities of Elongated Bubbles in Continuous Slug Flow, I. J. Multiphase Flow, Vol. 28, 1333-1350 (2002).
- [10] van Hout, R., Shemer, L. and Barnea, D., Evolution of Hydrodynamic and Statistical Parameters of Gas-liquid Slug Flow along Inclined Pipes, Chem. Eng. Sci., Vol. 58, 115-133 (2003).
- [11] Brauner, N. and Ullmann, A., Modelling of Gas Entrainment from Taylor Bubbles. Part A: Slug Flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 30, 239-272 (2004).
- [12] Schlichting, H., Boundary-Layer Theory 6th edition (1968), 685-695, McGraw-Hill.
- [13] Fukano, T., Measurement of Time Varying Thickness of Liquid Film Flowing with High Speed Gas Flow by a Constant Electric Current Method (CECM), Nuclear Eng. Design, Vol. 184, 363-377 (1998).
- [14] Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. and Davidson, J. F., Two-phase Flow in Vertical Tubes, Trans. Instn. Chem. Engrs., Vol. 40, 61-68 (1962).
- [15] Tamai, H. and Tomiyama, A., Three-dimensional One-way Bubble Tracking Method for the Prediction of Developing Bubble-slug Flows in a

- Vertical Pipe (1st Report, Models and Demonstration), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 70(692), 880-887 (2004).
- [16] Collins, R., De Moraes, F. F., Davidson, J. F. and Harrison, D., The Motion of a Large Gas Bubble Rising through Liquid Flowing in a Tube, J. Fluid Mech., Vol. 89(3), 497-514 (1978).
- [17] Zun, I., Kljenak, I. and Mose, S., Space-time Evolution of the Nonhomogeneous Bubble Distribution on Upward Flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19(1), 151-172 (1993).
- [18] Mayor, T. S., Ferreira, V., Pinto, A. M. F. R. and Campos, J. B. L. M., Hydrodynamics of Gas-liquid Slug Flow along Vertical Pipes in Turbulent Regime – An Experimental Study, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 29, 1039-1053 (2008).
-



傾斜管内における連続スラグ気泡列中の後続気泡速度特性*

Characteristics of Trailing Bubble Velocity in Consecutive Large Bubbles

Rising through a Inclined Tube

中村典子**

NAKAMURA Noriko

広瀬由宗**

HIROSE Yoshimune

網健行**

AMI Takeyuki

梅川尚嗣**

UMEKAWA Hisashi

小澤守***

OZAWA Mamoru

Abstract In this study, the rising velocity of Taylor bubbles in inclined tube was investigated. In the experiment, the air-water two-phase flow system equipped with the Taylor bubble injector, which can inject arbitrary size Taylor bubble with a certain distance, was used. The inclined angle was 30-90 degree, the tube inner diameter was 20mm, the dimensionless bubble diameter λ was 0.6-2.0 and liquid velocity was 0.011-0.053m/s. As the result, the influence of the tube inclination and bubble size on the correlation for the bubble velocity with the separation distance of two consecutive bubbles was presented. On the basis of these results, the characteristics of the Taylor bubble movements were explained. Moreover, the fundamental data of two consecutive bubbles, i.e. the maximum trailing bubble velocity, the location of maximum velocity, the effective range of velocity and the damping ratio of velocity were reported.

Keywords: Inclined slug flow, Bubble wake, Trailing bubble velocity, Liquid film

1. 緒言

気液二相スラグ流は、管内に弾丸状の大気泡（テイラー気泡）と液スラグが交互に流れる流動様式であり、ボイラ、原子炉、石油パイプライン、化学プラント、熱交換器等様々な工業機器で見られる。気泡流、環状流と異なる点は、その流れが間欠的、非定常的であるため、現象によっては均質流モデルでは表現できない流動特性、例えば自然循環ボイラ等で流動不安定を誘起したり、ボイラ・原子炉内の蒸発管管壁を間欠的に除熱するなど、熱物質輸送の点で異なる傾向を示す点である[1,2]。そのためスラグ流のモデリングでは、大気泡と液スラグの局所的な挙動の把握が重要となる。

スラグ流の特性を測る上で重要となる指標の一つが、気泡上昇速度である。一般に、管内を移流するテイラー気泡の速度は、主流流束に対する変化率を表す C_0 とフルード数 Fr を用いて、以下の式で表される[3]。

$$u_{B0} = C_0 j_T + Fr \sqrt{gD} \quad (1)$$

ここで j_T は気相と液相の体積流束の和、 g は重力加速度、 D は管内径を表す。フルード数 Fr は気泡に作用する慣性力と浮力の比を表す。

$$Fr = \frac{u_{BT}}{\sqrt{gD}} \quad (2)$$

ここで、 u_{BT} は静止液中における単一気泡終端速

* 2013.2.26 受付

** 関西大学大学院理工学研究科 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35

TEL,FAX: (06)6368-0804 E-mail: umekawa@kansai-u.ac.jp

*** 関西大学社会安全学部

度を表す。C₀は垂直流の乱流条件下では一般に1.2[4]、層流条件下では2.0[5]になることが知られている。

傾斜管内テイラー気泡についての研究はZukoski[6]から始まる。Zukoskiは様々な気相、液相を密閉した任意角度の管内を流れるテイラー気泡について、気液の物性と傾斜角が気泡上昇速度に与える影響をまとめている。特に気泡速度が水平からの管傾斜角 ϕ に対し、30[deg.] $\leq\phi\leq$ 60[deg.]で極大点を持つ山なりの分布となることを明らかにしている。その後Bendiksen[7]が、管傾斜角-30[deg.] $\leq\phi\leq$ 45[deg.]、液相レイノルズ数 $0.6\times 10^4\leq Re_L\leq 10.4\times 10^4$ の広範囲の条件で傾斜上昇流中のテイラー気泡の速度計測を行い、ドリフト速度、C₀、Fr数が傾斜角およびRe_Lでどのように変わるかをまとめた。また傾斜管内単一気泡速度を表す式として、垂直管内気泡速度 u_B^v と水平管内気泡速度 u_B^h 、管傾斜角 ϕ を用いて以下の式で整理した。

$$u_{BT} = u_{BT}^h \cos \phi + u_{BT}^v \sin \phi \quad (3)$$

Weberら[8]は水よりも粘性の高い流体で実験を行い、液相のモルトン数が大きくなるとFr数が減少すること、また同じモルトン数ならエトベス数が大きくなるとFr数は増大し、逆にエトベス数が小さくなるとFr数は0に向かうことなどを明らかにした。またエトベス数が50以下の条件でもよく一致するようにBendiksenの式(3)に補正項を導入した以下の式を提案している。

$$Fr = Fr_h \cos \phi + Fr_v \sin \phi + Q$$

$$Q = \begin{cases} 1.37(\Delta Fr)^{2/3} \sin \phi (1 - \sin \phi) & \text{for } \Delta Fr > 0 \\ 0 & \text{for } \Delta Fr \leq 0 \end{cases} \quad (4)$$

$$\Delta Fr = Fr_v - Fr_h$$

以上の実験的研究に対して、傾斜管内単一気泡速度を理論的に導出しようという試みもなされている。水平管内単一気泡速度の理論解については、Benjamin[9]が、液体で満たされた水平管から液体を排出したときの界面の進展速度に等しいとして算出した。Alvesら[10]はその式を改良し、気泡界面と管壁との接触点による表面張力を加味し、傾斜管内での気泡形状と気泡速度の理論解を導出した。一方Carewら[11]は、Benjaminの式

に気泡下部流れの壁面せん断による抗力を加味した傾斜管内気泡速度の理論解を導出している。彼らはまたニュートン流体と非ニュートン流体とで気泡速度の測定も行っており、非ニュートン流体では粘性が大きいため、傾斜角を減少させると早い段階でFr数が0に収束することを示した。また植田ら[12]は、気液界面の不安定性から垂直管内と傾斜管内でのスラグ気泡速度式を算出しており、水およびソルベン溶液中での実験値と良い一致を得ている。またCavanaghら[13]が、傾斜管の上方から液体を流入させ、その中にテイラー気泡を停滞させた時のFr数を測定する実験を行っている。彼らはガラス管、アクリル管で実験を行っており、アクリル管では気泡が管壁に付着した時に、気泡を移流させるのにより大きな流速が必要となることを示した。Cookら[14]は、傾斜管内気泡の管軸断面上での形状を、パラレルワイヤープローブを用いて計測した。この測定結果を、VOF法を用いた数値計算による気泡断面形状と比較し、気泡先端から約100mmの位置で、気泡下部(鉛直下向きの界面)が気泡内側へ凹む現象を確認している。

一方傾斜流中の連続スラグ気泡についての研究では、van Houtら[15]が自然発生スラグ中での気泡速度と直前の液スラグ長さを光ファイバープローブで測定している。彼らは気泡長さ、液スラグ長さ分布の標準偏差を求めており、傾斜流では供試管入口付近での液スラグ長さが短めになること、水平からの角度60deg.で最も気泡長さが短くなることなどを示した。また傾斜角10, 30deg.について気泡間距離と後続気泡速度の相関式を作成している。しかし自然発生スラグ流での実験であるため、個々の傾向がどのような物理現象に依存しているかの検討は不十分である。

以上に示したように、傾斜上昇流については、単一気泡速度に関する知見が多く得られているが、連続スラグ気泡列中で先行気泡後流が後続気泡に与える影響を定量的に評価した研究はほとんどない。

そこで本研究では、傾斜上昇流中での大気泡後流の後続気泡速度への影響を定量的に評価し、スラグ流の局所挙動のモデリングに有用なパラメータを見出す事を目的として、傾斜上昇流中に任意体積の気泡を1個ないし2個流入させ、気泡速度の特性評価を行ったのでここに報告する。

2. 実験方法

2.1 実験装置概要

Fig. 1 に実験装置概図を示す。実験系は等温系水-空気傾斜上昇流場であり、貯水槽に溜められた水道水をポンプで圧送し、供試管へと送る。供試管上流には、気泡流入用の分岐があり、分岐管内に任意体積の空気を注射器で注入し、バルブを開くことで、大気泡を供試管へと流入させることができる。流入した気泡は助走区間を通過したのち、観察部を通り、供試管下流の気液分離槽にて大気解放される。液相は気液分離されたのち再び貯水槽へと戻される。

供試管は内径 20mm のアクリル円管である。観察部については、円管の周りをアクリル矩形管で覆い、隙間に水を充填することにより、光の屈折を抑えた。

また傾斜角を変更する際には、気液分離槽と供試管底部の高さは固定とし、供試管上端と気液分離槽をつなぐホースの長さを調整した。これによって、気泡注入部にかかる水頭圧は、各角度でほぼ同じとなり、注入時の気泡の水頭圧による体積の違いを抑えることができる。

2.2 測定方法

測定は、気泡速度と気泡間距離の 2 項目について、

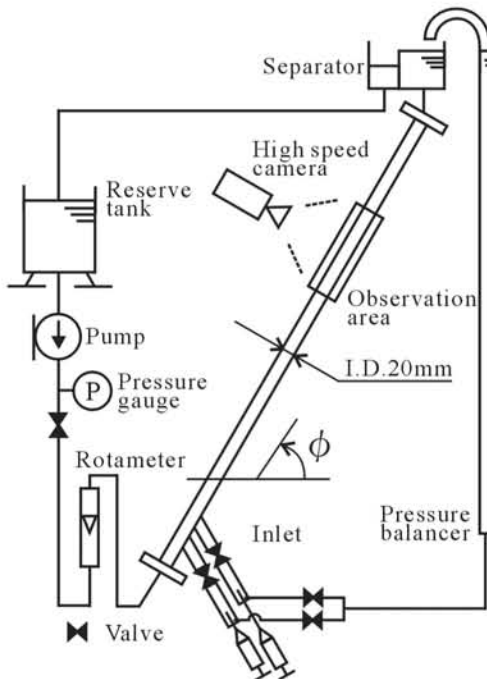


Fig. 1 Experimental facility.

て、高速度カメラによって撮影された連続画像データを基に計測した。高速度カメラは IDT 社の Motion Pro X4 を使用し、レンズはコニカ社の Micro Nikkor (焦点距離 105mm、f 値 1.8)、照明にはハロゲンライトを用いた。撮影はサンプリング周波数 200fps で行い、デジタル画像として記録した。

気泡間距離は同一画像上に撮影された先行気泡後端と後続気泡先端の距離を画像から計測した。なお画像サイズから最大約 200mm までが測定対象となる。先行気泡後端については Fig. 2 に示すように、気泡-管壁間の距離が増加に転じる点と、大気泡最後端部の中間位置とした。気泡速度については、連続する二時刻の画像間で、気泡界面の最上部の位置の差を移動距離として、二時刻間の時間(1/50[s])で割った値とした。

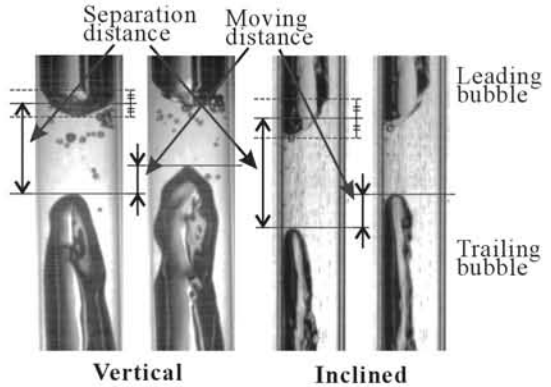


Fig. 2 Measurements of the separation distance and the moving distance.

2.3 実験条件

実験は、それぞれの管傾斜角と気泡体積での単一気泡速度の傾向を確認した上で、気泡が二個連続で流れる事による影響を、後続気泡の速度変化と気泡間距離の関係で評価した。傾斜角は、水平からの角度 $\phi = 30, 45, 60, 75[\text{deg.}]$ の 4 条件で行った。気泡体積は気泡の球体積等価直径を管内径で除した無次元気泡径 λ を指標とした。一般にテラール気泡と呼ばれるのは $\lambda \geq 0.6$ の領域であるため、単一気泡速度測定では $\lambda = 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ の 8 条件で速度測定を行い、二連続気泡では後続気泡無次元径 λ_{trail} を 1.4 で固定し、先行気泡無次元径 λ_{lead} を 1.0, 1.4, 1.8 の 3 条件で測定した。また単一気泡実験では液相流速 $j_L = 0.011$,

0.032, 0.053[m/s] (レイノルズ数 $Re_L=220, 640, 1060$) の3条件、二連続気泡実験での液相流速は $j_L = 0.011$ [m/s]のみで行った。

3. 実験結果および考察

3.1 単一気泡速度特性

まず、基準となる単一気泡の気泡速度 u_{B0} と液相速度 j_L の関係を、各傾斜角について Fig. 3 に示す。なお $\phi < 30$ [deg.] の条件では気泡が管上面に付着し流れなかったためデータは得られなかった。

図より、いずれの傾斜角においても、管軸方向への気泡速度は液相流速に対してほぼ線形に増加することが分かる。また $\phi = 30, 45, 60$ [deg.] の条件では $\lambda = 0.6$ の場合に気泡速度は他と比べて低めの値を取るが、他の条件では気泡体積による気泡速度の違いはほとんど見られなかった。そこで、後述の二連続気泡の実験にて後続気泡無次元径とした $\lambda = 1.4$ の場合を代表として、実験値に最も合うように式(1)の係数 C_0 と Fr 数を決定した。Fig. 4 にその結果から得られる直線を、既報[16]の傾斜角 90deg. (垂直流) での実験結果とあわせて示す。傾斜角の増大 (垂直に近づく) につれて勾配 (C_0) は増加するが、切片 (Fr 数) は低下した。 C_0 、 Fr を傾斜角に対してプロットしたものを Fig. 5 に示す。Fig. 5(a)には、 C_0 に対する傾斜角の影響

を Bendiksen[7]の実験値および実験式

$$C_0(\phi) = C_0(0_{\text{deg.}}) + \{C_0(90_{\text{deg.}}) - C_0(0_{\text{deg.}})\} \sin^2 \phi \quad (5)$$

を併記して示す。本実験値は Bendiksen の場合と同様に S 字状のカーブを描くが、その変化幅はかなり大きな値となった。本実験範囲は Bendiksen の実験範囲と異なり、層流となる低流速域であるため、 $\phi = 90$ [deg.] で C_0 が約 1.6 と大きめの値をとる。この傾向は $\phi = 75$ [deg.] でも確認でき、層流条件下で C_0 が増大する傾向は、傾斜流にも当てはまるものと考えられる。一方 60deg. を下回ると逆に低めの値となり、1.0 を下回っている。これは液相流速 j_L による移流の効果を気泡が十分に受けられていないことを示しており、供試管がアクリル材質であるため、Cavanagh ら[13]の結果と同様、気泡が管上面に付着したことにより、界面と管壁の接触線での表面張力が抵抗となったためと考えられる。そのため、本実験結果では、Bendiksen の結果よりも高い傾斜角で C_0 が大きく変化している。

次に Fig. 5(b) に Fr 数の遷移を示す。また図中には式(3)の Bendiksen の値を \sqrt{gD} で除したもの、および Weber らによる式 (4) を併記した。なお本実験では水平条件で移流しなかったため水平管内テイラー気泡速度 $u_{BT}^h = 0$ として計算した。こ

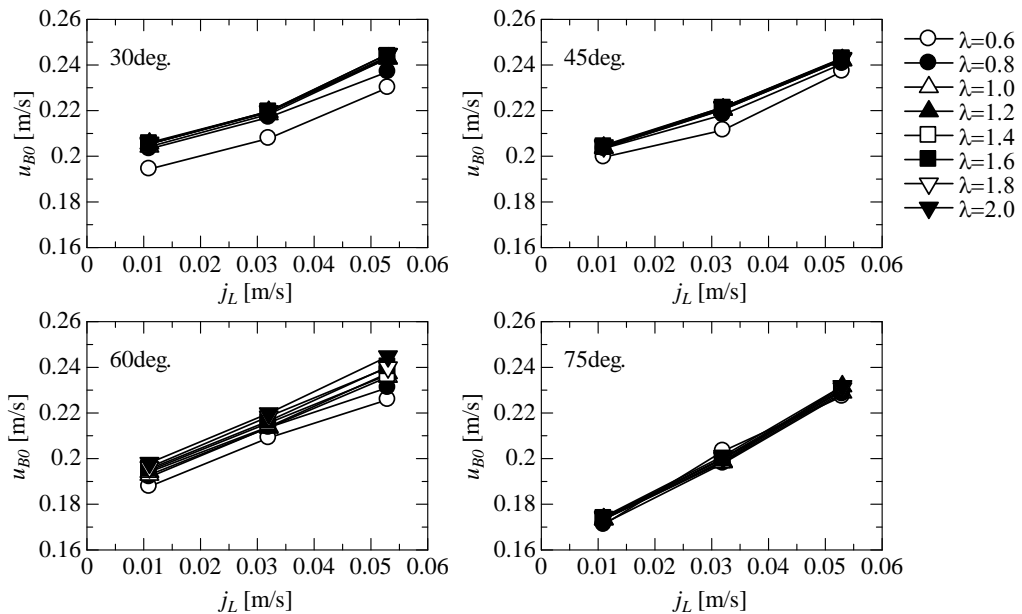


Fig. 3 Comparison of single bubble velocity.

のため定量的な評価は難しいが、定性的には Zukoski[6]同様に 30-45deg. でピークを持つ傾向を示しており、式(4)に近い値をとる。

また気泡の断面形状を目視にて観察すると、 $\phi = 45, 60$ [deg.] の時、 $\lambda \leq 1.2$ 付近の小気泡の場合には、気泡下面は液相側へ膨らむが、 $\lambda \geq 1.4$ にな

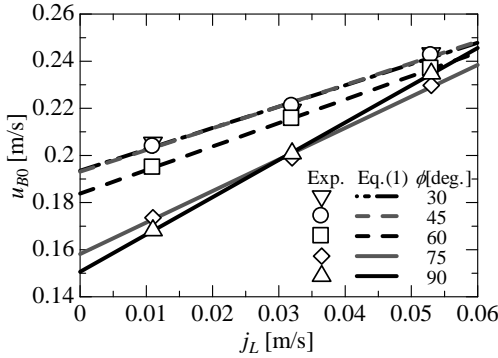
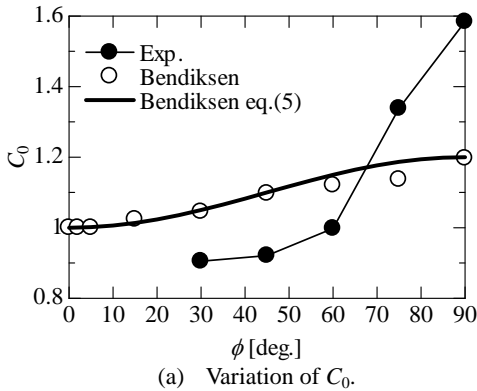
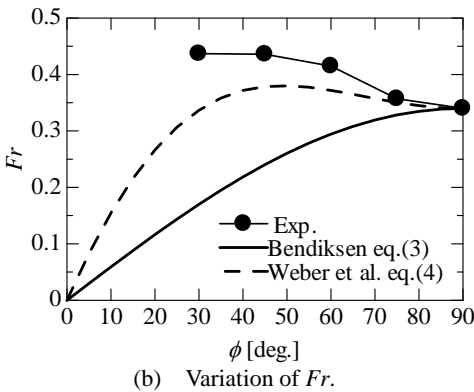


Fig. 4 Single bubble velocity of $\lambda = 1.4$.



(a) Variation of C_0 .



(b) Variation of Fr .

Fig. 5 Variation of C_0 and Fr compared with previous studies.

ると、Cook ら[14]が数値計算にて示したような、気泡後部の下面が気泡側へ凹む現象が見られた。しかし気泡体積が大きい場合でも、30deg. では下面はほぼ平ら、75deg. では液相側へ丸くなる形状であった。

3.2 二連続気泡後続気泡の速度特性概要

次に二連続気泡時に先行気泡が後続気泡に対して与える影響について評価する。なお先行気泡については、後続気泡の影響を受けず、単一気泡と同様の特性を示した。

Fig. 6 に各条件において、後続気泡先端速度 $u_{B, \text{trail}}$ を同傾斜角での単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値 $u_{B, \text{trail}}^* = u_{B, \text{trail}} / u_{B0}$ と、先行気泡後端からの距離 z を管内径 D で無次元化した値 $z^* = z/D$ との関係、垂直管での結果[16]と共に示す。図中実線で示す平均値曲線は、 $\Delta z^* = 1/6$ の間隔で平均値を算出し、さらに近接する5点の値に移動平均を施すことで求めた。全体の傾向として、傾斜することで、速度の最大値が減少するものの、最大速度位置は後方へ移動し、速度上昇範囲が広がる傾向がある。また垂直流では気泡間隔 $2D$ あたりから急速に気泡先端が加速して合体するのに対し、傾斜流では、緩やかな速度変化で先行気泡へと近づく。以上の速度分布は、最大値 $u_{B, \text{max}}^*$ とその時の気泡間距離 z_{max}^* 、単一気泡速度よりも速度が上昇する範囲 z_w^* 、後述する最大値から遠方へ向かう時の速度減衰率 ψ で特徴づけられると思われる。ここで z_w^* は、各傾斜角での後続気泡の無次元径、すなわち $\lambda = 1.4$ の気泡の上昇速度に、最大測定誤差を足し合わせた値を閾値とし、その閾値を平均値曲線が上回る範囲として定義する。閾値との交点が複数発生する場合は、先行気泡に最も近い点を採用した。最大測定誤差は画像の解像度から算出した。以下の議論では、上記の4つのパラメータを比較、検討してゆく。

3.3 最大後続気泡速度

Fig. 7(a)に先行気泡無次元径 λ_{lead} および管傾斜角 ϕ の後続気泡無次元速度の最大値 $u_{B, \text{max}}^*$ に対する影響を示す。なお $u_{B, \text{max}}^*$ は Fig. 6 にて白丸で示す平均値曲線の最大値とした。図より、 $u_{B, \text{max}}^*$ は傾斜流では垂直流に比べ、約 $2/3$ の値となった。また λ_{lead} に対しほぼ線形に増加しており、その勾配は管傾斜角によらずほぼ一定であった。上記結果を傾斜角に対して示したものが下段の図であり、傾斜流では ϕ の増大に伴い緩やかに増加し、

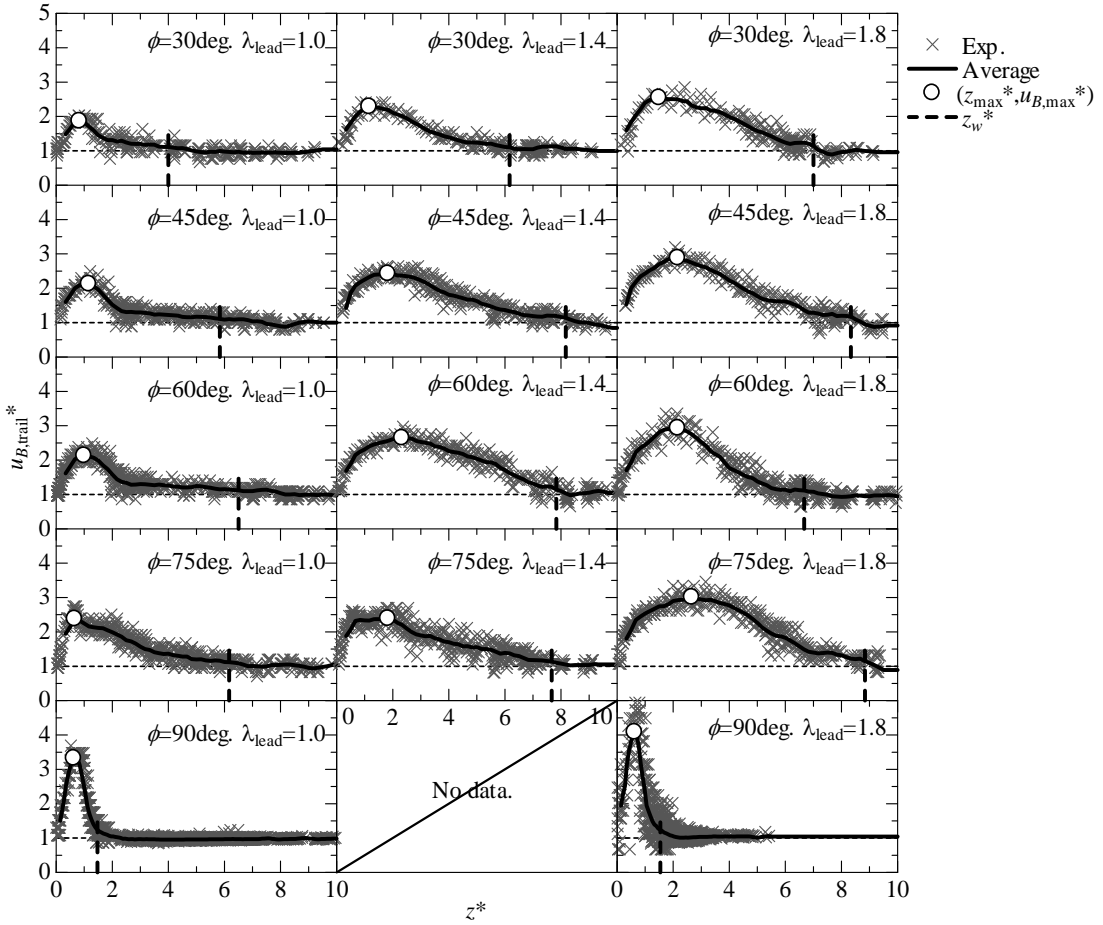


Fig. 6 Variations of trailing bubble velocity in two consecutive bubbles.

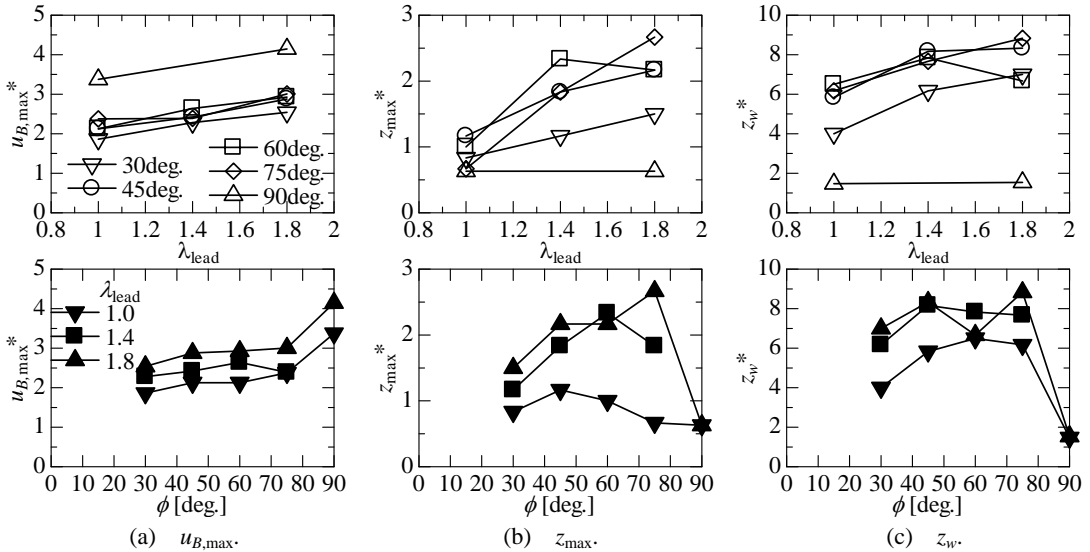


Fig. 7 Characteristics of $u_{B, max}$, z_{max} and z_w .

その勾配もまた λ_{lead} によらずほぼ同じであった。

気泡後流は、気泡後端から排出される液膜噴流により誘起されるが、先行気泡後端における気相の管断面占有率が大きくなると、その液膜流れの流速も大きくなる。管内流れは、密度一定ならばいたる断面で体積流量が同じであるため、気泡直下のある断面を液膜流れが上流へ向けて通過したとき、それと等しい体積流量が気泡へ向かう方向に断面を通過しなければならず、それによって気泡へと向かう強い流れが発生する。よって気泡後端部での液膜流速分布が、後続気泡速度に直接に影響すると考えられる。同じ傾斜角なら、 λ_{lead} が大きいほど液膜の流れる断面が狭まって流速が上がり、 $u_{B,max}$ は増加することが予想できる。 ϕ に対しては、垂直に近づくにつれて気泡の管断面占有率が増加するため、液膜の流速も増大するように思われるが、Fig. 4に示すように、同時に気泡速度も低下するため、気泡が単位時間あたりに後方へ排出する液流量が減少する。よって、傾斜角増大により一概に液膜流速が上がるとは限らない。

そこで気泡後端での液膜流速を、以下の要領で求めた。速度 u_{B0} で上昇する気泡の後端部液膜流速を u_f 、気相断面積を A_B 、液相断面積を A_L とする。気相流速がゼロで、かつ液スラグ部での液相流速が j_L で一定であるとすると、連続の式より、

$$\begin{aligned} u_{B0}A_B + u_f A_L &= j_L A \\ A &= A_B + A_L \end{aligned} \quad (6)$$

なお u_f は下向きのため負の値をとる。これを $-u_f$ について解くと、

$$-u_f = \frac{u_{B0}A_B - j_L A}{A_L} \quad (7)$$

となる。 $-u_f$ を求めるために、Fig. 8に示すように、気泡後端では気相と液相とが層状分離していると考えて、気泡写真から液膜厚さ t を測定することで求めた気相断面積 A_B と液相断面積 A_L 、そして前項の単一気泡速度 u_{B0} を式(7)に代入し求めた。結果をFig. 9に示す。傾斜角の増大に伴い $-u_f$ が増大するが、垂直では低い値に戻った。つまり傾斜流の $u_{B,max}$ については説明できるものの、垂直流での $u_{B,max}$ の大幅な増加は液膜流速では説明できない。垂直流の特異性は、後述する他の値でも現れ、気泡の断面形状の違いによる後流構造

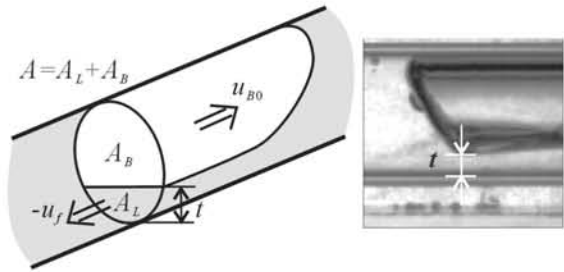


Fig. 8 Calculation of liquid film velocity.

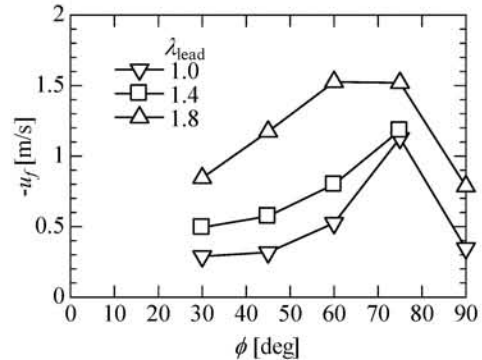


Fig. 9 Relationship between $-u_f$ and ϕ .

の違いによると考えられる。なおここで行った液膜流速の評価は概算で在り、詳細については別途評価が必要と考える。

3.4 最大速度位置と速度上昇範囲

Fig. 7(b)(c)に最大速度位置 z_{max}^* と後続気泡速度の増加が確認された範囲 z_w^* を、先行気泡無次元径および管傾斜角に対して示す。 z_{max}^* 、 z_w^* は、垂直流ではほぼ一定値を取るのに対し、傾斜流では λ_{lead} の増大に伴い増加し、その値も垂直流よりも大きい。また $45[\text{deg.}] \leq \phi \leq 75[\text{deg.}]$ の範囲に極大点を持つ山形の分布であり、両者は定性的には同様の傾向を示す。なお $\phi = 60[\text{deg.}]$ 、 $\lambda_{lead} = 1.8$ の場合では他と異なる傾向を示したが、これについては後述する。

前項に述べたように、液膜流速が増加すると、その運動量も増大する。運動量が増大する事により、液膜噴流が液相の粘性に抗して流速分布を形成する距離も伸びると考えられ、それに伴って後続気泡速度の頂点と速度上昇範囲も遠方に移動したものと思われる。Fig. 7(b)(c)で傾斜流の場合に λ_{lead} に対して増加する傾向も同様の理由と考えられる。一方 ϕ に対して山形の分布となるのは、 ϕ の増加による $-u_f$ の増加の一方で水平から垂直

に近づくと、先行気泡後端の断面形状が、層状分離から円形に近づき、液膜噴流が管壁に接する面積が広くなり、壁面せん断力の抵抗を強く受けるためと考えられる。

またここで、 z_{max} , z_w の減退が見られた $\phi = 60[\text{deg.}]$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の連続写真を $\lambda_{lead} = 1.4$ の場合と共に Fig. 10 に示す。図を見ると $\lambda_{lead} = 1.4$ の場合は気泡底面側 (図右) のみに界面の変形が確認され、上面側 (図左) は滑らかな構造を保っているのに対し、 $\lambda_{lead} = 1.8$ では頂部も含めて全体が変形している。つまり、 $\phi = 60[\text{deg.}]$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の条件では、発達した後流が管上面にまで達したため、後続気泡の速度増加が阻害されたと考えられる。

3.5 速度減衰率

最後に、 z_{max}^* 以遠での気泡速度の減衰特性を評価する。ここで減衰率を評価するために、Moissisら [1] による式を参考に Fig. 6 の速度分布を補間する以下の関数を作成した。

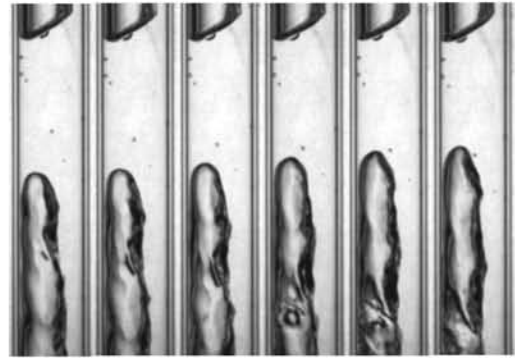
$$u_{B, \text{trail}}^* = 1 + (u_{B, \text{max}}^* - 1) \exp \left[-\psi (z^* - z_{\text{max}}^*)^2 \right] \quad (8)$$

for $z^* \geq z_{\text{max}}^*$

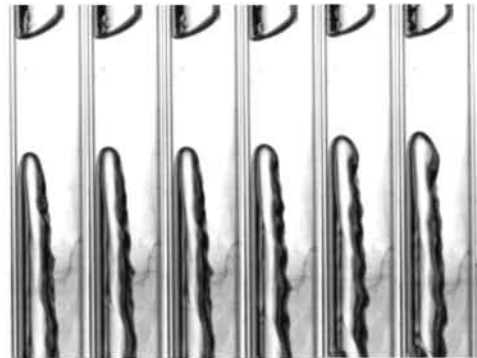
上記の関数が速度分布に合うよう最小二乗法で減衰率 ψ を決定し、これを比較する。Fig. 11 に関数のフィッティング結果、Fig. 12 に傾斜角と先行気泡無次元径に対する減衰率 ψ の変化を示す。 ψ が大きいほど、液膜流の初速に対し後流の影響範囲が狭いことを表すが、垂直流では傾斜流に比べ ψ の値が著しく大きかった。これは前項に述べた理由により、液膜流の初速の大きさに対し、その流速伝播範囲が小さかったことを示す。また先行気泡無次元径に対しては減少する傾向であったが、 $\phi = 60[\text{deg.}]$, $\lambda_{lead} = 1.8$ の条件で顕著に増大するのは後続気泡変形の影響により速度上昇範囲が狭まったためである。この減衰率は、後続気泡速度のモデル化の上で重要な指標であると考えられる。

4. 結 言

管内径 20mm の傾斜円管内上昇流において、単一ならびに二連続のテイラー気泡を流入させ、その速度特性を評価した。とくに傾斜流中での二連続気泡の詳細なデータは報告が少なく、今後これらの結果を基に、気泡後流に関する詳細な検討を



(a) $\phi = 60[\text{deg.}]$, $\lambda_{lead} = 1.8$.



(b) $\phi = 60[\text{deg.}]$, $\lambda_{lead} = 1.4$.

Fig. 10 Sequences of bubble images.

行う予定である。

単一気泡

- ・単一気泡速度は $\lambda \geq 0.8$ では気泡体積の影響は受けない。また液相流束に対する変化量は、Bendiksen らの式に定性的に一致した。

- ・気泡速度の変化率 C_0 は、管傾斜角が大きいたと、層流条件下のため 1.6 近くと大きめの値となった。低傾斜角では、管上部が乾くため、表面張力の影響により液相主流の流速を十分に受けられなかったため、1 以下の低い値になったのではないかと考えられる。

- ・単一気泡の Fr 数は Weber らによる式に定性的に一致した。

二連続気泡後続気泡

- ・後続気泡速度最大値は、傾斜流中では垂直流中の約 2/3 の値となった。また先行気泡体積と管傾斜角に対して線形増加し、その勾配は、条件に寄らず一定であった。

- ・後続気泡最大速度位置と速度上昇範囲は、傾斜流中では垂直流の場合より遠方であり、その値は

先行気泡体積に対しては単調増加し、傾斜角に対しては山なりの分布となった。しかし条件によっては、後続気泡の変形が激しくなり両者は減少することがある。

・速度減衰率は垂直流で高く、傾斜流では低い。
また先行気泡体積が増大すると減少する。

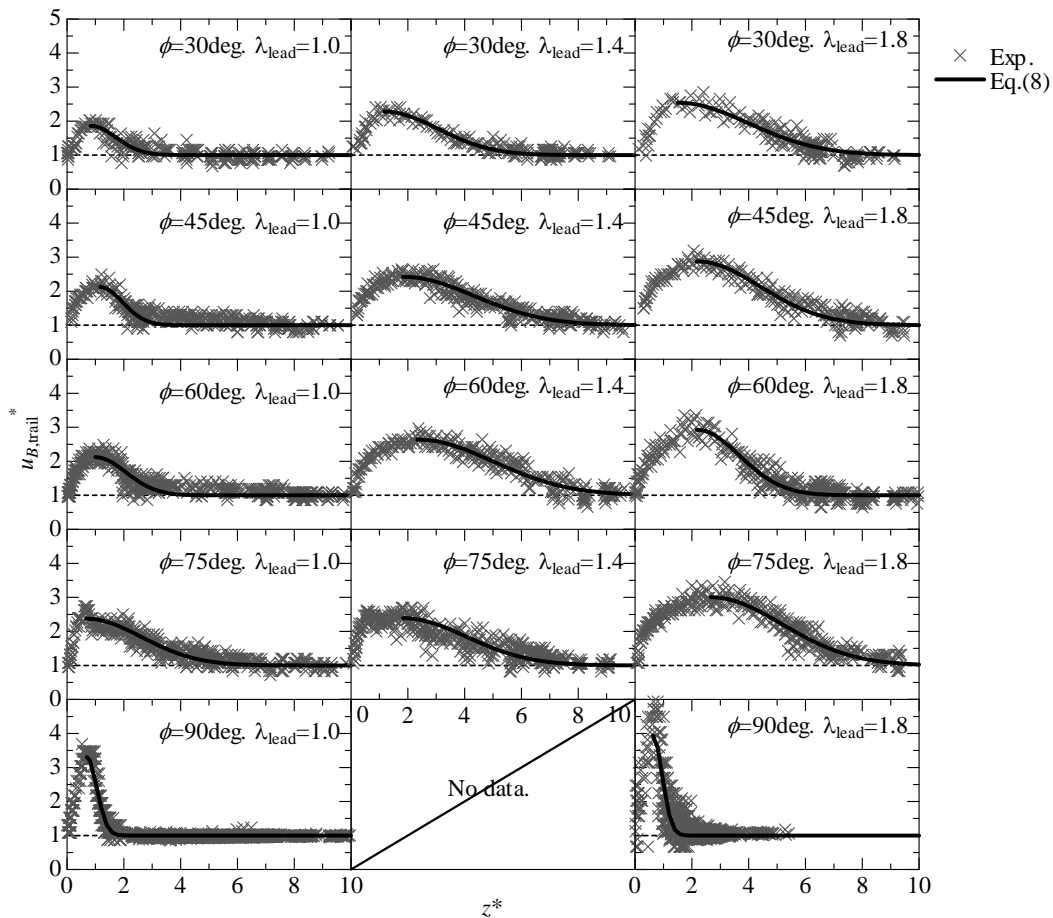


Fig. 11 Comparison of Eq.(8) with experimental data.

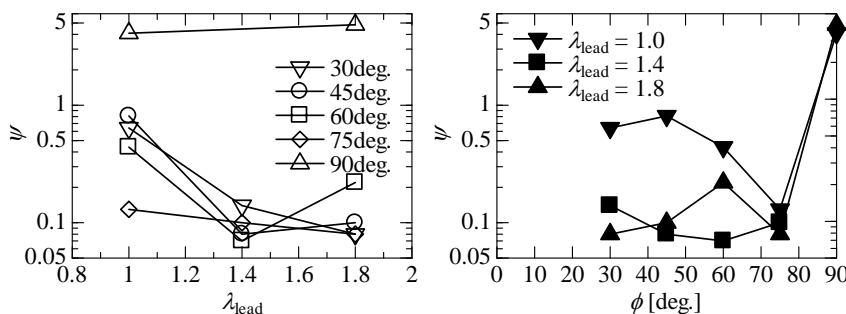


Fig. 12 Characteristics of the damping ratio as a function of the inclination and the leading bubble volume.

Nomenclature

A	: cross-sectional area of tube	[m ²]
A_B	: cross-sectional area of gas phase	[m ²]
A_L	: cross-sectional area of liquid phase	[m ²]
C_0	: variation of bubble velocity	[-]
D	: tube diameter	[m]
Fr	: Froude number	[-]
g	: gravity acceleration	[m/s ²]
j_T	: total volumetric flux	[m/s]
Q	: correction term	[-]
Re_L	: Reynolds number of liquid phase	[-]
t	: liquid film thickness	[m]
u_{B0}	: single bubble velocity	[m/s]
$u_{B, trail}$: trailing bubble velocity	[m/s]
u_{BT}	: single bubble velocity in a stagnant liquid	[m/s]
$u_{B, max}$: maximum trailing bubble velocity	[m/s]
u_f	: velocity of liquid film	[m/s]
z	: distance from leading bubble tail	[m]
z_{max}	: location of maximum velocity	[m]
z_w	: effective range of velocity	[m]

Greek letters

ΔFr	: difference between Fr number in vertical tube and one in horizontal tube	[-]
Δz^*	: small dimensionless distance	[-]
ϕ	: inclination angle from horizon	[deg.]
λ	: dimensionless bubble diameter	[-]
ψ	: damping ratio	[-]

Subscripts

*	: dimensionless
h	: horizontal
lead	: leading bubble
trail	: trailing bubble
v	: vertical

参考文献

- [1] Moissis, R. and Griffith, P., Entrance Effect in a Two-Phase Slug Flow, *J. Heat Trans.*, Vol. 84, 29–38 (1962).
- [2] Tudose, E. T. and Kawaji, M., Experimental Investigation of Taylor Bubble Acceleration Mechanism in Slug Flow, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 54, 5761–5775 (1999).
- [3] van Hout, R., Barnea, D. and Shemer, L., Translational Velocity of Elongated Bubbles in Continuous Slug Flow, *Int. J. Multiph. Flow*,

- Vol. 28, 1333–1350 (2002).
- [4] Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. and Davidson, J. F., Two-Phase Flow in Vertical Tube, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, Vol. 40, 61–68 (1962).
- [5] Collins, R., de Moraes, F. F., Davidson, J. F. and Harrison, D., The Motion of a Large Gas Bubble Rising through Liquid Flowing in a Tube, *J. Fluid Mech.*, Vol. 89(3), 497–514 (1978).
- [6] Zukoski, E. E., Influence of Viscosity, Surface Tension, and Inclination Angle on Motion of Long Bubbles in Closed Tubes, *J. Fluid Mech.*, Vol. 25(4), 821–837 (1966).
- [7] Bendiksen, H. K., An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes, *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 10(4), 467–483 (1984).
- [8] Weber, M. E., Alarie, A. and Ryan, M. E., Velocities of Extended Bubbles in Inclined Tubes, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 41(9), 2235–2240 (1986).
- [9] Benjamin, T. B., Gravity Currents and Related Phenomena, *J. Fluid Mech.*, Vol. 31(2), 209–248 (1968).
- [10] Alves, I. N. and Taitel, Y., Drift Velocity of Elongated Bubbles in Inclined Pipes, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 48(17), 3063–3070 (1993).
- [11] Carew, P. S., Thomas, N. H. and Johnson, A. B., A Physically Based Correlation for the Effects of Power Law Rheology and Inclination on Slug Bubble Rise Velocity, *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 21(6), 1091–1106 (1995).
- [12] Ueda, T., and Hanaoka, M., Analysis of Relative Velocity in Slug Flow (1st report), *Proc. JSME conference*, N150, 129–132 (1966).
- [13] Cavanagh, D. P. and Eckmann, D. M., Interfacial Dynamics of Stationary Gas Bubbles in Flows in Inclined Tubes, *J. Fluid Mech.*, Vol. 398, 225–244 (1999).
- [14] Cook, M. and Behnia, M., Bubble Motion during Inclined Intermittent Flow, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, 543–551 (2001).
- [15] van Hout, R., Shemer, R. and Barnea, D., Evolution of Hydrodynamic and Statistical Parameters of Gas-Liquid Slug Flow along Inclined Pipes, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 58, 115–133 (2003).
- [16] Nakamura, N., Ami, T., Umekawa, H. and Ozawa, M., Evaluation of Interaction Characteristics of Successive Large Bubbles, *Japanese J. Multiph. Flow*, Vol. 24(5), 549–557 (2010).

連続スラグ気泡間の相互干渉について

(離散気泡モデルによる気泡伝播シミュレーションの評価)

Interaction between consecutive slug bubbles
(Comparison of bubble-propagation characteristics with the Discrete Bubble Model)

中村 典子 (関西大院), 広瀬 由宗 (関西大院), 網 健行 (関西大),

梅川 尚嗣 (関西大), 小澤 守 (関西大)

NAKAMURA Noriko, HIROSE Yoshimune, AMI Takeyuki, UMEKAWA Hisashi, OZAWA Mamoru

Abstract Coefficients for wake velocity equation of the Discrete Bubble Model(DBM) were estimated by comparing with the experimental results. The estimated result of two bubbles took a different value with that of three bubbles, and the three bubbles results have shown a good agreement with the correlations for the naturally occurring continuous slug flow. These results suggested that the decay of the wake velocity decreases owing to the existing of plural leading bubbles. Some DBM simulations of consecutive bubble propagation were carried out using revised equations, and some static propagation of bubble column and some patterns like a coalescence of bubbles were obtained.

Keywords: Bubble wake, consecutive bubbles, bubble velocity, slug flow, Discrete Bubble Model

1. 緒言

主に産業用動力として用いられている貫流ボイラは、敏感な運転特性をもつために潜在的には不安定流動が発生しやすく、ゆえに大気泡の停滞による局所的バーンアウトのような現象も発生しやすくなる。このような従来の二相流モデルでは表現が困難であった局所的な時間変動現象の簡易予測が可能なモデルとして離散気泡モデルがある。ここでは離散気泡モデルで重要となる、連続スラグ気泡列中の Wake 効果による気泡上昇速度の加速量の定量評価を目的として、垂直等温上昇流中で連続スラグ気泡の上昇速度の計測を、定電流法及びハイスピードカメラ動画より行い、本モデルにおける Wake 効果式及びシミュレーション結果との比較検討を実施したのでここに報告する。

2. 実験概要

実験装置は既報[1]と同様、常温、大気圧下の空気 - 水系垂直上昇流である。ポンプにより一定流量下で圧送された水単相流に任意体積、任意個数の大気泡を流入させることで連続スラグ気泡列を模擬する。テストセクションを上昇するスラグ気泡列の速度の測定は、遠距離の気泡間隔 (Far wake 領域) については、定電流法(CECM)で得られるボイド率波形から気泡速度、気泡先端後端間の距離を算出し、近距離の気泡間隔 (Near wake 領域) では細かな気泡形状の変化に対応するため、ハイスピードカメラ(HSC)動画から各値を算出した。なお撮影に用いた観察部は、光の屈折を最小限に抑えるため、内管にFEP(フッ化エチレンプロピレン)円管、外管にアクリル矩形管を用い、隙間に水を充填した構造とした。テストセクション内径は20mmである。本研究では各気泡の呼称を、二連続気泡列では先頭から先行気泡(Leading bubble)、後続気泡(Trailing bubble)、三連続気泡列では先頭から先頭気泡(Top bubble)、中間気泡(Middle bubble)、最後尾気泡(Bottom bubble)とする。

3. 実験結果

離散気泡モデル中にて、セル*i*の気相に及ぼされる Wake 速度 $u_{w,i}$ は、以下に示す最大 wake 速度 $u_{w,max,i}$ に関する式(1)、そして Wake 速度の距離による減衰と、複数個の先行気泡の発生させる Wake 速度が積算されるとする重ね合わせ効果とを組み合わせた式(2)により決定される[2]。

$$u_{w,max,i} = c_1 u_{r,i+1} \left(C_D D_{b,i+1}^2 / \Delta y^2 \right)^{1/3} \quad (\alpha_{i+1} \geq \alpha_i) \quad (1)$$

$$u_{w,max,i} = 0 \quad (\alpha_{i+1} < \alpha_i)$$

$$u_{w,i} = u_{w,max,i} + \sum_{j=1}^{c_3} u_{w,max,i+j} \exp[-c_2(j+1)] \quad (2)$$

ここで u_r はスリップ速度、 C_D は抗力係数、 D_b はセル内の仮想気泡直径、 Δy はセル高さ、 α はボイド率、指数*j*はセル*i*から数えたセル数を示す。

Fig. 1 に二連続気泡列における後続気泡速度 $u_{B,trial}$ の、気泡間隔 L_L/D に対する分布を示す。なお実験は先行気泡体積5条件で行ったが、煩雑となるのでここでは1条件のみを示す。□および○プロットで示す実験値は、気泡間隔の減少に従い Wake 流速による影響を受け、図中破線で示す単一気泡速度から加速される傾向を示す。これらの速度分布を元に、各係数 c_1 、 c_2 の最適値を算出した結果、 $c_1 = 0.7$ 、 $c_2 = 1.1$ の値が得られた。これらの値を用いて前述の式(1),(2)より算出される Wake 速度に、単一気泡速度を足した値が図中黒丸プロットであり、実験値と良い一致をみている。

続いて式(2)における Wake 速度の重ね合わせ効果の妥当性を評価するため、先行気泡を二つに増加させた三連続気泡列中最後尾気泡の速度分布との比較を行った。Fig. 2 に実験により得られた最後尾気泡速度 $u_{B,btm}$ の、中間気泡との気泡間隔 $L_{L,m-b}/D$ に対する分布を示す。図に示すように $u_{B,btm}$ は $u_{B,trail}$ に比べて若干速い値を取る。この速度分布に対し、 $u_{B,trail}$ に対して最適化を行った係数を用いて、重ね合わせ効果により二つの先行気泡の Wake 速度を積算した式(2)との比較を行った結果、Wake 速度の積算による効果はほとんど現れなかった。そこでこの $u_{B,btm}$ の速度分布をもとに、Wake 速度減衰に係数 c_2 を再評価した結果、やや減衰率の落ちる $c_2 = 0.8$ の値が得られた。この時の式(1),(2)により得られる Wake 速度に単一気泡速度を足した値を図中三角プロットで示す。また Fig. 3 には $u_{B,trail}$ 、 $u_{B,btm}$ に対して求めたこれらの計算値と、自然発生スラグ流にて得られた気泡速度と気泡間隔の各種相関式[3]-[5]との比較を行った。三連続気泡列実験で得られた値は、従来の式に非常によく一致した。三連続気泡列では、先行気泡である中間気泡の液膜流が、先頭気泡の Wake により擾乱され、後続気泡に及ぼされる Wake 効果の減衰率が低下すると考える。多連続スラグ気泡列の結果が二連続気泡ではなく三連続気泡の結果と一致することは、二連続気泡の結果にはこの先行気泡液膜部の擾乱が後続気泡に影響が含まれていないためと考えられる。

また上記の要領で算出された係数に基づき分散気泡モデルによる連続気泡伝播シミュレーションを行った結果を Fig. 5 に示す。シミュレーションは常温・大気圧の空気-水等温系を模擬し、管内径、液相流速、気相投入体積等は実験とほぼ同様の値である。横軸に経過時間、縦軸にテストセクション入口からの距離、ボイド率をグレースケールで示す。なおボイド率 0 の箇所は白で示す。上流部に設けたボイド率印加部は 200mm 間隔で四か所であるが、先頭のボイド波は数値拡散し、後続する三つのボイド波が等速を保ちながら伝播し、経過時間 18s 付近で最後尾気泡が先行気泡に追いつき合体するようなパターンが見られた。

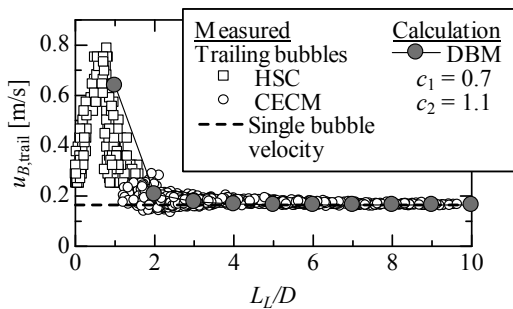


Fig. 1 Trailing bubble velocity in two consecutive bubbles.

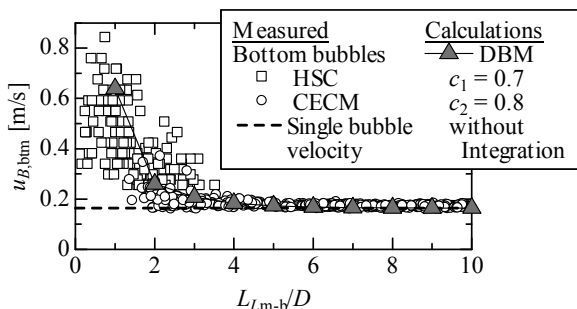


Fig. 2 Bottom bubble velocity in three consecutive bubbles.

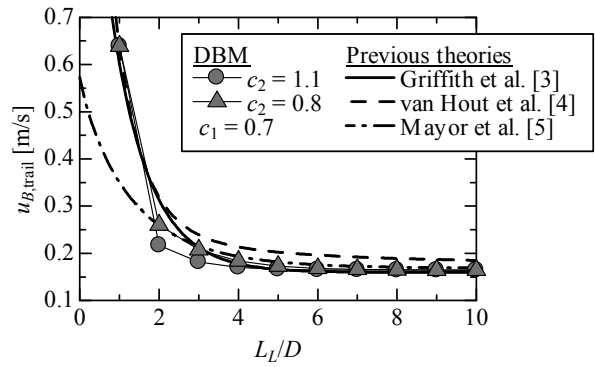


Fig. 3 Comparison of equations of trailing bubble velocity.

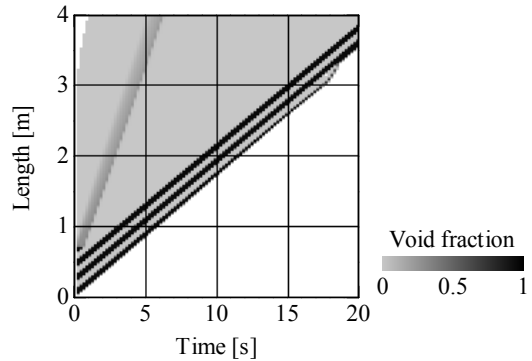


Fig. 4 DBM simulation of consecutive bubble propagation.

4. 結言

空気-水等温垂直上昇流にて得られた二連続気泡列後続気泡ないし三連続気泡列最後尾気泡の速度分布から、分散気泡モデル中の Wake 効果式の有効性検証を行い、以下の知見を得た。

- (1) 二連続気泡列後続気泡速度分布から算出された各係数の値は、 $c_1 = 0.7, c_2 = 1.1$ であった。
- (2) 三連続気泡列最後尾気泡速度分布に分散気泡モデルにおける Wake 速度の重ね合わせ効果を適用したところ、実現象ほどの速度の上昇がみられなかった。
- (3) 三連続気泡列最後尾気泡速度分布に合わせて再計算した減衰率は $c_2 = 0.8$ であり、この時の Wake 効果式は既存の自然発生スラグ流で得られた気泡速度式によく一致した。この結果よりスラグ気泡列における気泡速度には、先行気泡液膜流の擾乱が大きく影響していると考えられる。

参考文献

- [1] 中村ら, 混相流, Vol. 24, No. 5, 549-557(2010).
- [2] Ami, T. et al., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 52, 5682-5690 (2009).
- [3] Moissis, R. and Griffith, P., J. Heat Transfer, Vol. 84, 366-370 (1962).
- [4] van Hout, R. et al., Chem. Eng. Sci., Vol. 58, 115-133 (2003).
- [5] Mayor, T. S. et al., Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 29, 1039-1053 (2008).

Effect of Taylor Bubble Wake on the Trailing Bubble in a Inclined Upward Flow

○正 中村 典子 (関西大院)
 正 網 健行 (関西大)
 正 小澤 守 (関西大)

学 広瀬 由宗 (関西大院)
 正 梅川 尚嗣 (関西大)

Noriko NAKAMURA, Yoshimune HIROSE, Takeyuki AMI, Hisashi UMEKAWA and Mamoru OZAWA, Kansai University, 3-3-35, Yamate-cho, Suita-shi, Osaka

The influence of Taylor bubble wake on the trailing Taylor bubble velocity in an upward inclined flow was studied. One or two large bubbles which had certain volumes were injected into an upward inclined water flow, and the bubble velocity and the bubble separation distance were obtained by the high-speed camera images. From the obtained relationship between the trailing bubble velocity and the bubble separation distance, the maximum bubble velocity, u_{max} , the separation distance where the bubble velocity is maximal, z_{max} , the range where the bubble velocity is increased, z_w and the decay ratio of bubble velocity with the separation distance, ψ were estimated. u_{max} increases with increasing ϕ and λ_{lead} . z_{max} and z_w increase with increasing λ_{lead} and have a peak between $\phi = 45-75$ [deg.]. ψ decreases with increasing λ_{lead} and bottomed out at a certain value. It was appeared that u_{max} is related to the liquid film velocity of the leading bubble and z_{max} and z_w are related to the liquid film Reynolds number of the leading bubble.

Key Words: Inclined Slug Flow, Bubble Wake, Trailing Bubble Velocity, Liquid Film

1. 緒言

気液二相スラグ流は、様々な産業機器、特に石油パイプラインにて見られる流動であるが、火力・原子力など高密度エネルギーを利用した蒸気発生プラントでは、環状流が流動の大半を占めるため、その存在割合は低い。しかしながら、再生可能エネルギーなどの低密度エネルギーを利用する際には、低質量流速・低加熱熱流速で稼働させる必要があるため、流動が環状流に至らない場合も考えられる。実際に、質量流速 $10\text{kg/m}^2\text{s}$ 以下、加熱熱流速 10kW/m^2 以下の条件にて、環状流に至らずにドライアウトするケースが確認されている⁽¹⁾。そのため、スラグ流の流動解明は、今後重要になると考えられる。

本研究では、スラグ流で重要となる各種パラメータのうち、気泡後流による後続気泡速度の変化に着目し、気泡間距離と後続気泡速度の相関に、管傾斜角と先行気泡体積の与える影響について、高速度カメラ撮影により検証した。傾斜スラグ流は、地熱発電プラントにおいて、地熱貯留層から蒸気を取り出す抗井内などで見られるが、傾斜管内における気泡後流中の後続気泡速度の相関に関しては、特定の角度での実験式が数個あるのみに留まっており、管傾斜角・先行気泡体積に対して汎用的な相関式は見当たらない。本研究では、管傾斜角・先行気泡体積をパラメータとして組み込んだ後続気泡速度式の作成を目的として、後続気泡速度の各パラメータに、先行気泡液膜の流速等が与える影響について検討を行ったのでここに報告する。

2. 実験方法

本実験系は、空気・水道水を作動流体とした、等温傾斜上昇流場である。図1に概観を示す。貯水槽に溜められた水は、ポンプにより圧送され、面積式流量計を通過した後、供試管下部へと供給され、傾斜上昇流場を形成する。供試管通過後は、気水分離槽にてオーバフローし、貯水槽へと循環する。供試管の下部は、気泡流入用の分岐があり、

分岐管内にシリンジにて体積を測った空気を注入し、バルブ1を開放することで、供試管へと気泡を流入させる。この時、分岐管に接続されている背圧調整部に、予め気水分離槽の水面と同じ高さまで水を満たしておき、バルブ1を閉じ、バルブ2を開いた状態で空気を注入することで、主流部と分岐管との内圧が、ほぼ一定となるようにした。なおバルブ1解放時にはバルブ2は閉じるため、背圧調整部が主流に影響を与える事は無い。供試管を通過した気泡は、気水分離槽にて大気解放される。

高速度カメラ撮影を行った観察部は、アクリル円管の周りをアクリル矩形管で覆い、隙間に水を満たした構造とし

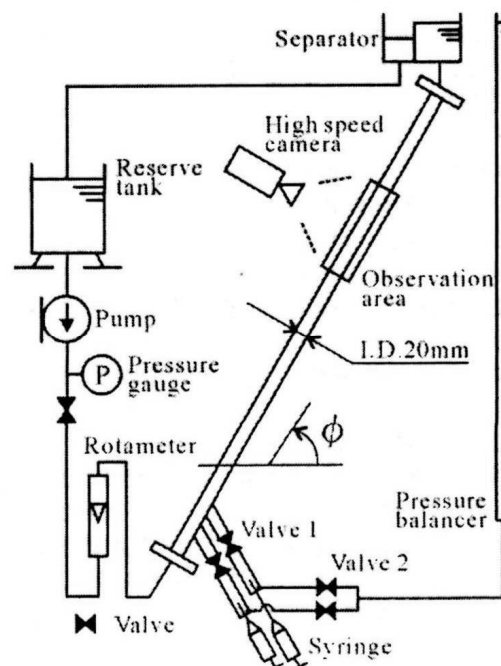


Fig.1 Experimental facility.

ており、これにより光の屈折を極力抑えるようにした。撮影には IDT 社の Motion Pro X4、レンズはコニカ社の Micro Nikkor (焦点距離 105mm, f 値 1.8) を使用した。照明にはハロゲンライトを用い、流路を挟んでカメラ正面から、トレーシングペーパーを通して照射した。撮影時のフレーム数は 200frame/s、撮像範囲は、流れ方向に約 200mm、ピクセル数 512 で行った。得られた画像から、各時間での気泡間距離と後続気泡速度を求めた。気泡間距離は、各画像での先行気泡後端と後続気泡先端との距離とし、後続気泡速度は、後続気泡の最も先端となる界面の移動距離より算出した。なお速度算出の際の時間刻みは 1/50 秒とした。

実験条件は、水平からの管傾斜角 ϕ が 30, 45, 60, 75 deg. の 4 条件で行った。単一気泡速度計測では、気泡の球体積等価直径を管内径で無次元化した値 λ を 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0 の 8 条件、液相流速 j_L を 0.011, 0.032, 0.053 m/s (液相レイノルズ数 $Re_L = 220, 640, 1060$) の 3 条件で行い、2 連続気泡後続気泡速度計測では、先行気泡の無次元体積 λ_{lead} を 1.0, 1.4, 1.8 の 3 条件、後続気泡の無次元体積 λ_{trail} を 1.4, 液相流速 j_L を 0.011 m/s (液相レイノルズ数 $Re_L = 220$) で一定とした。

なお、実験結果は過去に得られている垂直上昇流 ($\phi = 90$ [deg.]) における実験結果⁽²⁾とも比較、検討した。

3. 実験結果

3.1 単一気泡速度

図 2 に、各傾斜角での、液相流速に対する単一気泡速度の分布を示す。なお気泡体積による速度の違いは殆ど見られなかったため、 $\lambda = 1.4$ の場合の値を代表例として示す。単一気泡速度は垂直上昇流中と同様、液相流速に対し線形に増加していたが、その切片と増加率に違いが見られた。一般に、テイラー気泡の上昇速度は以下の式で与えられる。

$$u_{B0} = C_0 j_L + Fr \sqrt{gD} \quad (1)$$

ここで C_0 は j_L に対する増加率、 Fr はフルード数、 g は重力加速度、 D は管内径を表す。管傾斜角に対する C_0 と Fr の分布を、既存の式及びデータと共に図 3, 4 に示す。 C_0 が管傾斜角に対し S 字状に変化する点は Bendiksen⁽³⁾ の式と同じ傾向であったが、その値には大きな違いが見られた。これはまず、本実験の液相主流が層流であるため、垂直上昇流での C_0 が約 1.6 と高めの値となったことが原因として挙げられる。一般に、 C_0 は乱流中よりも層流中の方が大きな値となることが知られているが、その傾向は 75 deg. の結果でも確認できることから、傾斜上昇流中でも同様であることが分かる。一方で低傾斜角では、 C_0 が 1 を下回る場合が見られた。これは気泡が液相流速の効果を十分に受けていない事を表しており、気泡上面の管壁が $\phi = 30$ [deg.] で一部乾くことも観察されている事から、表面張力による抵抗があるものと思われる。一方フルード数は、管傾斜角に対し山なりの分布となり、Weber ら⁽⁴⁾ の式と定性的に一致した。

3.2 2 連続気泡後続気泡速度

図 5 に、各傾斜角、先行気泡体積での、後続気泡速度 $u_{B, trail}$ と気泡間距離 z の相関を示す。×プロットが実験値を示す。なお図中 $u_{B, trail}^*$ は $u_{B, trail}$ を各条件での単一気泡速度 u_{B0} で無次元化した値、 z^* は z を管内径 D で無次元化した値を示す。全体として、気泡間距離 z^* が小さくなるにつれ $u_{B, trail}^*$ は増加し、ある極大値をとった後、再び単一気泡速度に収束する分布となった。垂直上昇流中での分布と比較したところ、その最大値が減少し、速度増加範囲が大幅に増加した。こ

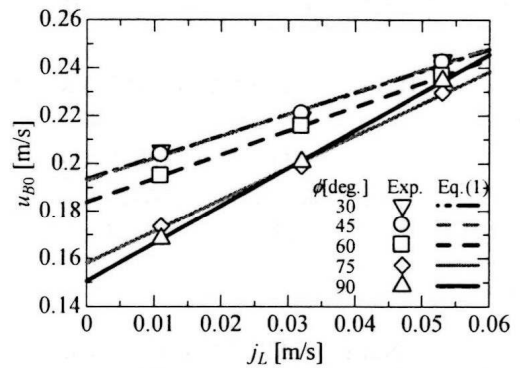


Fig. 2 Comparison of single bubble velocities.

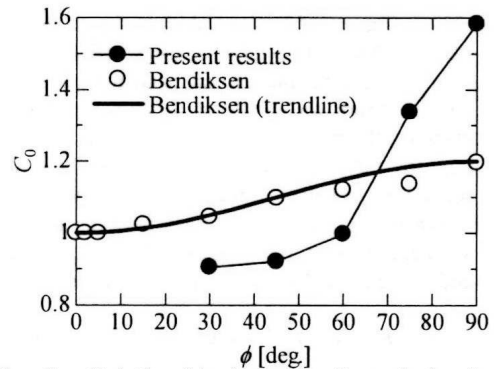


Fig. 3 Relationship between C_0 and the inclination angle

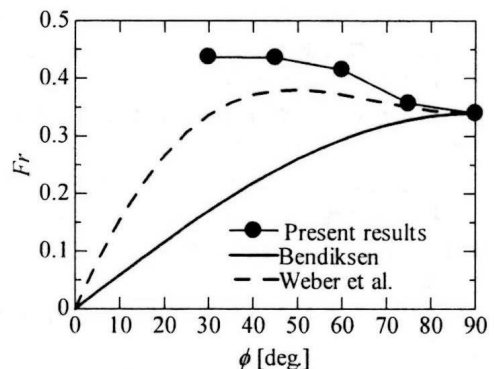


Fig. 4 Relationship between Fr and the inclination angle.

の速度分布について、気泡間距離に対する各分布の移動平均を求めたものを図中灰色実線で示す。この移動平均曲線から、最大後続気泡速度 u_{max} 、 u_{max} となる位置 z_{max} 、速度上昇範囲 z_w を求めた。結果を図 5 白丸、太破線にて示す。また分布の減衰率を調べるため、Moissis ら⁽⁵⁾ の式を参考に以下の後続気泡速度と気泡間距離についての相関式を作成し、各分布に対し最小二乗法にて最適となる減衰率 ψ を決定した。

$$u_{B, trail}^* = 1 + (u_{B, max}^* - 1) \exp[-\psi(z^* - z_{max}^*)^2] \quad (2)$$

for $z^* \geq z_{max}^*$

上式のフィッティング結果を図 5 細破線にて示す。

以上 4 パラメータについて、それらの管傾斜角、先行気泡体積に対する分布を図 6 に示す。左端から順に、最大後続気泡速度、最大速度位置、速度上昇範囲、減衰率を示す。最大速度は傾斜上昇流中では垂直上昇流中の値に対し 2.3 程度の値となり、先行気泡体積、管傾斜角いずれに対しても単調に増加した。最大速度位置と速度上昇範囲は同様の

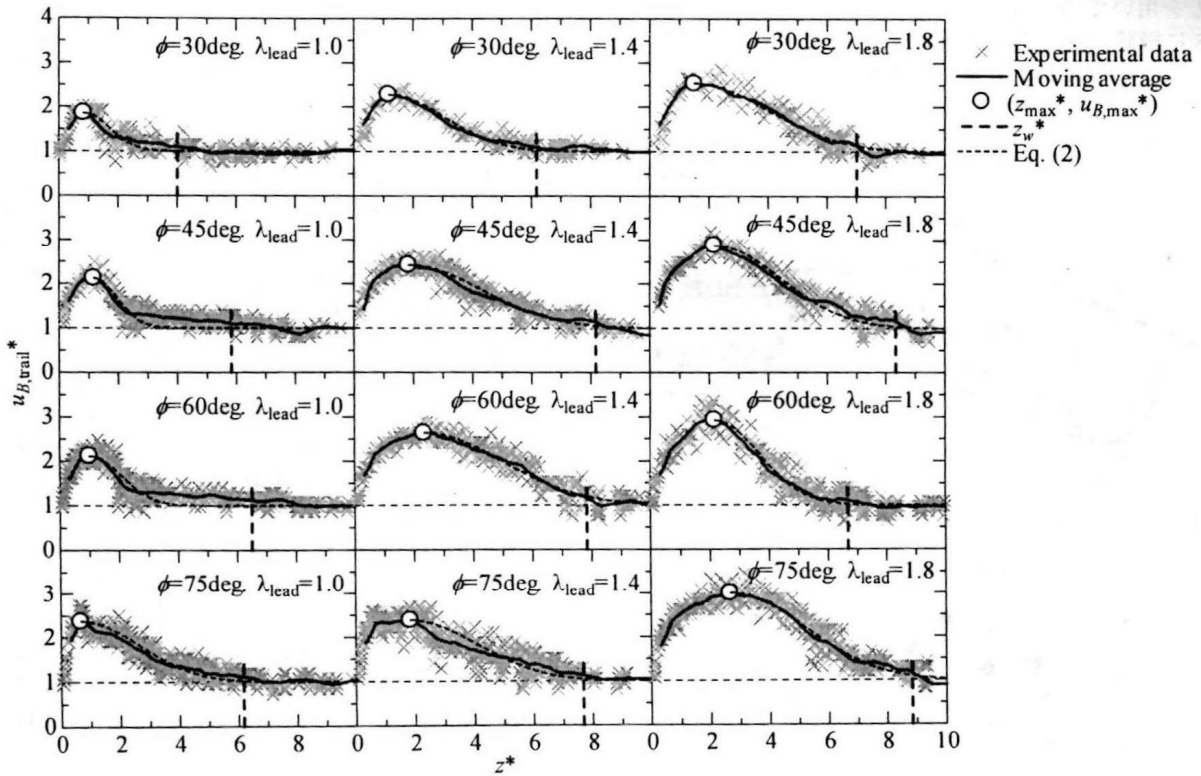


Fig. 5 Profiles of the trailing bubble velocity.

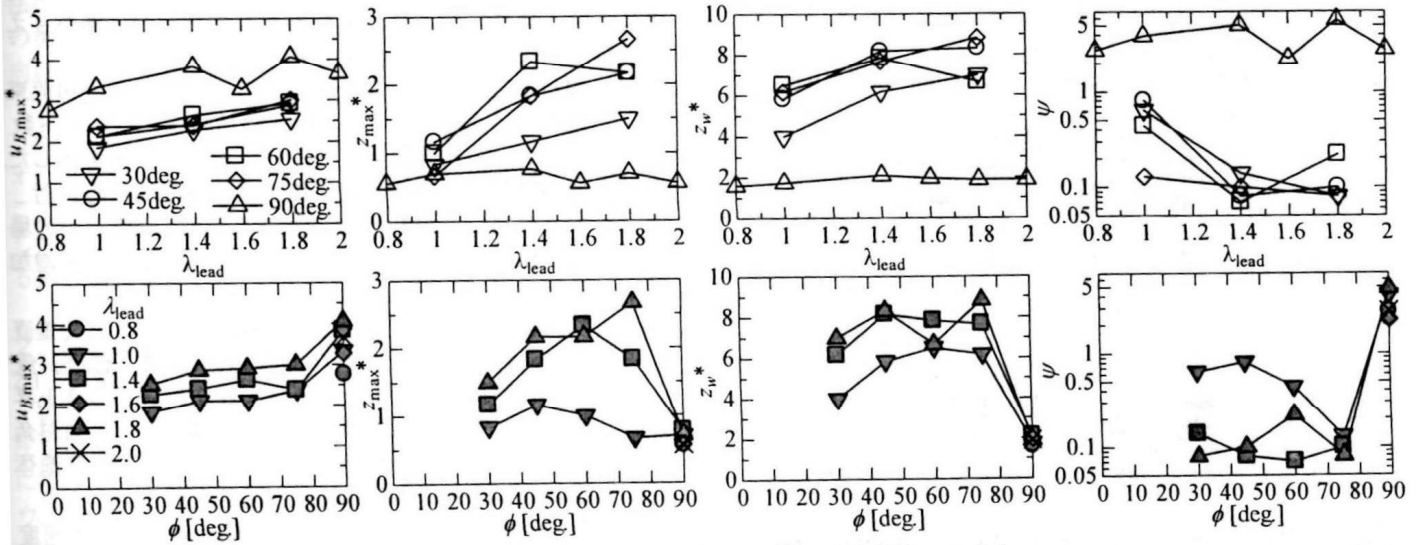


Fig. 6 Profiles of u_{max}^* , z_{max}^* , z_w^* and ψ as a function of λ_{lead} and ϕ .

分布を示しており、垂直上昇流中では低い値でほぼ一定値を取る、傾斜上昇流中では先行気泡体積に対し単調増加、管傾斜角に対しては山なりの分布となり、45~75deg.の間に極大値を持った。なおここで $\phi = 60$ [deg.], $\lambda_{lead} = 1.8$ のみ異なる傾向となっているが、これは後続気泡の変形から見て、先行気泡後流が管頂部まで吹き上っているものと思われる、それが後続気泡の上昇を阻害したためと思われる。減衰率については、垂直流中では先行気泡体積に対し、緩やかな山なりの分布であるのに対し、傾斜流中では垂直流中に対し低い値を取ると共に、先行気泡体積が増大する事により減少し、ある値で下限値をとる結果となった。

3.3 最大速度、最大速度位置、速度上昇範囲、減衰率の傾向

上記の4パラメータの分布傾向について、物理的な要因を調べるため、先行気泡液膜流速 $-u_f$ と液膜レイノルズ数 Re_f を、図7に示すように高速度カメラ画像から得られる液膜厚さより、傾斜流中では半月形の液膜断面形状、垂直流中では環状の液膜断面形状を仮定し、以下の式より求めた。

$$-u_f = \frac{u_{B0}A_B - j_L A}{A_L} \quad (3)$$

$$Re_f = \frac{-u_f D_e}{\nu} \quad (4)$$

ここで A は管断面積、 A_B, A_L はその断面での気相、液相の断面積を表す。 D_e は液膜の水力等価直径を表し、濡れぶち

長さ L を用いて $D_e = 4A_f/L$ で表される。

図 8 に液膜流速に対する後続気泡最大速度の分布を示す。中空プロットは傾斜上昇流中、中実プロットは垂直上昇流中の結果を示す。いずれの場合も、液膜流速に対し単調増加する結果となった。これは、気泡後端直下の断面での質量保存を考えた際に、上流方向へ断面を通過する液膜噴流

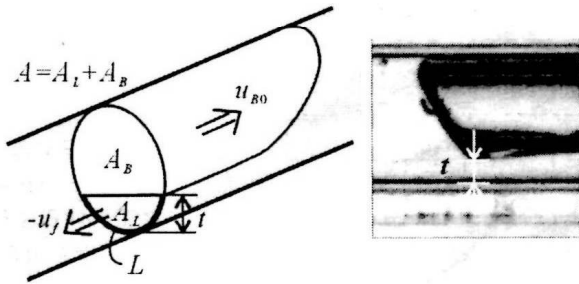


Fig. 7 Calculation method of the liquid film velocity.

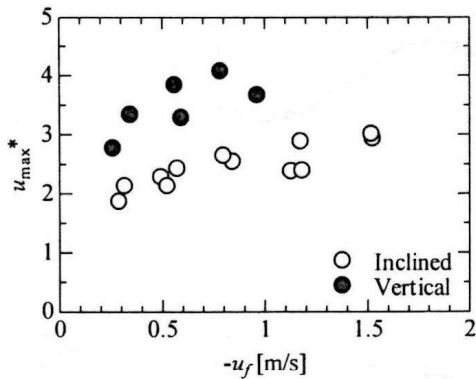


Fig. 8 Distribution of u_{max}^* as a function of the liquid film velocity.

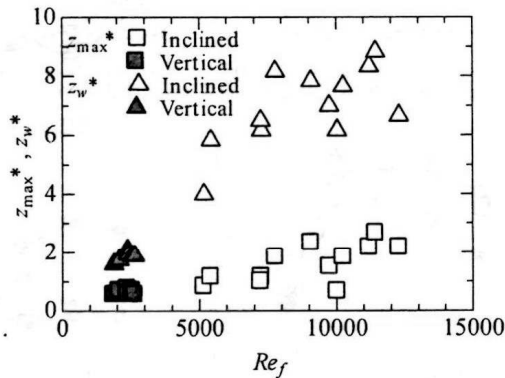


Fig. 9 Distribution of z_{max}^* and z_w^* as a function of the liquid film Reynolds number Re_f .

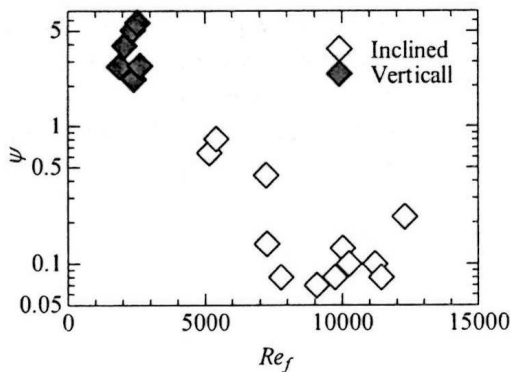


Fig. 10 Distribution of ψ as a function of the liquid film Reynolds number Re_f .

の流速が増加する分、下流方向へ誘起される流速も増大するためと考えられる。なお垂直流と傾斜流では液膜の断面形状が異なるために傾向も異なり、同一の評価方法では整理が困難であると思われる。次に図 9 に、液膜レイノルズ数に対する最大速度位置、速度上昇範囲の分布を示す。いずれも液膜レイノルズ数に対し、単調増加する結果となった。先行気泡液膜噴流の流速分布がどこまで及ぶかにより、先行気泡へと向かう流れの発生する範囲が決定されるが、液膜噴流の到達距離は、流れの慣性力が大きければ増大し、液膜が接する管壁のせん断力が大きければ減少する。そのため、液膜噴流の慣性力と壁面せん断力の比、すなわち液膜レイノルズ数によって、気泡後流の範囲が決定されると考えられる。以上の結果より、後続気泡速度分布を見積もる際に重要となる最大後続気泡速度、最大速度位置が、それぞれ液膜流速、液膜レイノルズ数で整理できることが明らかとなった。次に図 10 に、液膜レイノルズ数に対する減衰率の分布を示す。傾斜上昇流中では、液膜レイノルズ数の値が小さい時に減衰率が増加する傾向が見られた。これは減衰率が高めとなる、先行気泡体積 λ_{lead} の値が小さい時、液膜流速 $-u_f$ が低い値となるため、 Re_f も低い値である事が影響したためと考えられる。減衰率の評価についてはまた途中段階であり、今後液相流束を変えて実験を行うなどして検討する予定である。

4. 結言

スラグ流中で見られる、テイラー気泡後流が後続気泡速度に与える影響に対して、管傾斜角と先行気泡体積が与える影響を検証し、以下の知見を得た。

- (1) 傾斜上昇流中での単一気泡速度を測定し、液相流束に対する増加率が Bendiksen の結果と、フルード数が Weber らの結果と定性的に一致することを示した。
- (2) 傾斜上昇流中での後続気泡速度の気泡間距離に対する分布は、垂直流中と同様であり、垂直流中の場合と比較して、最大値と減衰率が減少し、速度増加範囲が増加した。
- (3) 最大後続気泡速度は、傾斜上昇流となることで垂直流中の約 2/3 の値となり、先行気泡体積、管傾斜角に対し単調増加であった。最大速度位置と速度上昇範囲は、先行気泡体積に対し単調増加し、管傾斜角に対し山なりの分布となった。減衰率は先行気泡体積に対し減少し、ある値で下限値を取った。
- (4) 最大後続気泡速度は先行気泡液膜流速で、最大速度位置と速度上昇範囲は先行気泡液膜レイノルズ数で整理することが可能である。

参考文献

- (1) 水野ら, 機論 (B 編), 62-593 (1996), 913-918
- (2) Nakamura, N. et al., Japanese J. Multiph. Flow, 24-5 (2010), 549-557.
- (3) Bendiksen, H. K., Int. J. Multiph. Flow, 10-4 (1984), 467-483.
- (4) Weber, M. E. et al., Chem. Eng. Sci., 41-9 (1986), 2235-2240.
- (5) Moissis, R. et al., J. Heat Trans., 84 (1962), 29-38.