

単一上昇気泡の界面運動とジグザグ上昇運動との相互関係*

宮本 悠樹^{*1}, 齋藤 隆之^{*2}Relationship between Interface Motion of an Isolated Bubble
and Its Zigzagging Motion of the Center of GravityYuki MIYAMOTO and Takayuki SAITO^{*3}^{*3} Department of Mechanical Engineering, Shizuoka University,
3-5-1 Johoku, Hamamatsu-shi, Shizuoka, 432-8561 Japan

The motion of the center of gravity and the interface motion of a bubble are essential for deep understanding of the mass transfer mechanism between gas and liquid phases in a bubble column, a gas-lift reactor, and so on. Since the two-phase flows have the hierarchical structure, the interaction between the interface motion of the individual bubbles and the local-scale motion of the surrounding liquid plays a role important for the mass transfer process in the vicinity of their surfaces. In the present study, the interrelation between the motion of the center of gravity and the interface motion of a zigzag rising bubble in rest water has been investigated. The bubble of 2.64 mm in equivalent diameter was microscopically visualized by high-speed video camera, in order to catch minute interface motion. Statistical analysis of the bubble interface motion has been achieved by maintaining the high reproducibility of bubble release with a hypodermic needle. Analyzing the fluctuation of the curvature in right-and-left bubble shape edges, the relationship between the asymmetrical interface motion and the zigzagging motion was elucidated.

Key Words: Multi-phase Flow, Bubble, Wake, Vortex, Zigzag Motion, Shape Deformation

1. 結 言

気液二相流は、熱交換器や反応装置など様々な工業プロセスで見られる。その流動は、単一の気泡浮力によって誘起される液相のローカルスケールの運動から、気泡群、さらには装置全域に及ぶグローバルな流動まで、複雑な階層構造を呈する。一般に、気泡を含んだ流れの構造が複雑であるのは、気泡が固体粒子とは異なり自由界面を有していることに起因する。界面変形運動と界面速度の存在、さらには気泡内部に循環流が存在することに因る。このため、分散気泡とその周囲の液相間に発生する相互干渉運動は非常に複雑となる。

単一気泡が上昇する際のジグザグまたはらせん運動を理解するため、様々な研究が進められてきた⁽¹⁾。Saffman⁽²⁾, Moore⁽³⁾らの理論的研究に始まり、近年では液相の可視化技術の飛躍的な発展により、気泡形状や周囲液相の流動構造を詳細に観察することが可能となっている⁽⁴⁾。

Saffman⁽²⁾および Tsuge and Hibino⁽⁵⁾は液相が精製系の場合、ジグザグ運動の周期は気泡径に因らずほぼ一定の周波数(7Hz 前後)を示すとしている。著者らが行った実験⁽⁶⁾(球等価径 2.27~3.26mm)のジグザグ運動の周期も同様の周波数 6.5Hz 前後をとり、かつ気泡径には依存しなかった。しかしながら、気泡径によらずほぼ一定周期となるジグザグ運動のメカニズムが十分に解明されているとは、言い難い。ジグザグ軌道を有する気泡に関して、Ellingsen and Risso⁽⁷⁾は球等価径 2.5mm の気泡が静止流体中を上昇運動する際の軌道の変動を詳細に論じている。ジグザグ運動の主たる誘因として、単一気泡が形成された直後の気泡界面におけるわずかな摂動を指摘している。しかしながら、Ellingsen らは気泡形状を楕円体と仮定したために、本来在るべき気泡形状の非対称性が欠如しており、気泡形状の考察に関しては不十分と言わざるを得ない。

Tomiyama ら⁽⁸⁾は、気泡の上昇速度は気泡射出時における初期の形状変形の影響を受けるとしている。さらに、周囲の液相が精製系あるいは汚染系に属するかによっても、上昇速度に変化が現れると述べている。高木ら⁽⁹⁾は、界面活性剤を含有した液相中の気泡挙動を、実験と数値計算を駆使して捉えている。

* 原稿受付 2004 年 10 月 1 日。

^{*1} 学生員, 静岡大学理工学研究科(〒432-8561 浜松市城北 3-5-1)。^{*2} 正員, 静岡大学工学部。

E-mail: ttsaito@ipc.shizuoka.ac.jp

本研究では、精製系の静止流体中をジグザグに上昇する単一気泡の微視的な界面運動を明らかにし、二次元のジグザグ運動とその界面運動との関係を考察する。気相と液相との密度差を考えれば、気泡界面運動と液相運動との関係を同時に論じる必要があるが、本論では、その前段階として、ジグザグ運動平面上における非対称な気泡界面運動を定量的に解明することを目的とする。気泡の界面運動に着目し、時間分解能と空間分解能を高めた可視化撮影を行うことで、瞬時の気泡画像を精度良く捉えて、定量化する。また、気泡形状の特徴付けにおいては、従来用いられていたアスペクト比だけではなく、気泡エッジの曲率を捉え、これを基にジグザグ運動と気泡界面運動との相互関係を論じる。

2. 実験装置および方法

2・1 実験装置と可視化方法 実験装置の概略を図1に示す。アクリル製矩形水槽は高さ300mm、幅・奥行きは共に150mmである。これに、煮沸脱気したイオン交換水($25.8 \pm 0.3^\circ\text{C}$)を深さ270mmまで満たした。水槽底中央部に外径0.50mm、内径0.32mm、刃面角度 12° の注射針(TERUMO 25G \times 5/8")を取り付けて、ガスボンベから一定圧力・流量の乾燥空気(日本酸素株式会社 純空気 G3)を注入する。気泡、液相ともに精製系となるように十分に配慮した。注射針先端から一定間隔で単一の気泡を射出する。気泡射出間隔は、前気泡によって誘起される液相運動が十分に散逸し、その後流の影響が無視できる約3秒とした。

気泡径を算出するため、小型フラスコに気泡を150個採取し、その体積を計測した。平均値として得られる球等価径 D_{eq} は2.64mmであった。この気泡径は、Tomiya⁽⁸⁾および Wu and Gharib⁽¹⁰⁾の研究における初期変形が大きい気泡に相当する。すなわち、本条件下で射出された気泡は、初期変形が小さい場合と比較すると気泡形状は扁平となり終端速度は大きくなる。また、気泡界面振動を伴うジグザグあるいはらせん状の上昇軌道を呈する。本実験では二次元運動であるジグザグ運動領域を対象とし、注射針に注入される純空気の圧力および流量を、気泡がジグザグ上昇運動となるように適切に調整した。また、注射針の先端形状により、ジグザグ運動平面が一意に定まり、容易にジグザグ平面上の気泡の画像を捉えることが可能となる。このように注射針を用いた射出方法は、気泡の上昇運動に対して非常に高い再現性を得ることができ、実験データの統計的な処理が可能となる。

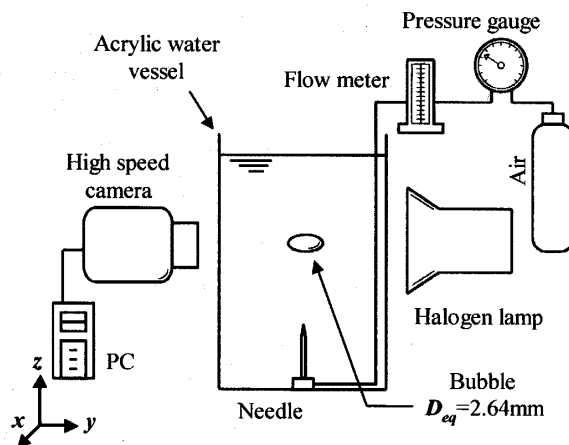


Fig. 1 Experimental setup

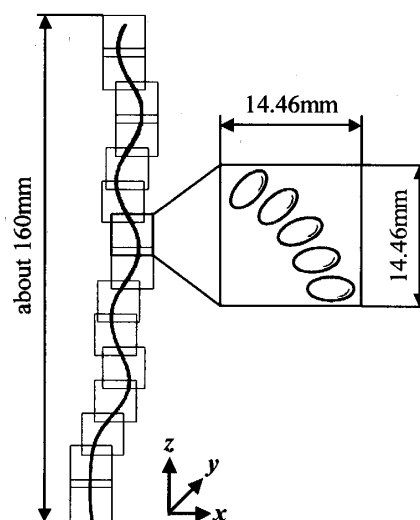


Fig. 2 Visualized sections

100Wのハロゲン光源による shadow image を、マイクロズームレンズを装着した高速ビデオカメラ(Phantom V5.0, 1000fps, $1024 \times 1024 \text{ pixel}^2$)により捉えて、時間・空間共に高分解能な撮影を行った。得られる気泡画像は、8bitのグレースケールである。また、カメラの撮影領域は $14.46 \times 14.46 \text{ mm}^2$ であり、 0.0141 mm/pixel の空間解像度となる。図2に示すように、注射針先端から約160mmを全テストセクションとし、1区間で気泡10個分を撮影した。同図に示すように気泡のジグザグ軌道に沿ってカメラの視野を移動させ、合計15区間で撮影を行った後に、気泡上昇軌道を再構成した。

得られた気泡画像を画像処理して、気泡の重心位置、弦長、輪郭座標等の各パラメータを得るが、その際にグレースケールの二値化処理が含まれる。この二値化処理のしきい値によって、気泡形状の誤差が生じるた

め、下記のように二値化しきい値を決定した。気泡形状が z 軸に対し軸対称となる射出直後の直線上昇区間において、気泡形状を撮影した。これを画像処理して、長軸および短軸を求め、さらに回転楕円体と仮定して求めた体積から球等価径を算出した。これを繰り返して、直接サンプリングによる気泡径とほぼ同じ球等価径を得るように二値化しきい値を決定した。その結果、画像から得た球等価径は平均値として2.67mmとなった。なお、誤差は ± 1 ピクセル、実長にして約 ± 0.03 mmであった。

2.2 気泡形状の特徴付け 本論ではジグザグ上昇運動する気泡形状の非対称性を論じるために、気泡画像の上下および左右の輪郭曲率の変動を捉えた。図3に示すように気泡画像の輪郭を四つの独立した円弧

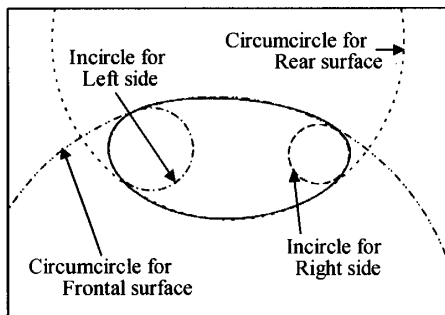


Fig. 3 Bubble shape characterized via four fitting circles

で表し、これら円弧の半径 r を曲率半径と定め、曲率 κ を次式で定義する。

$$\kappa = \frac{D_{eq}}{2r} \quad (1)$$

なお、 κ は球等価径で無次元化している。これは $\kappa = 1$ となるとき気泡形状は球形を保ち、 κ が大きくなるほどエッジの形状はより鋭くなることを意味している。なお、曲率の算出における精度を検証するため、既知の円画像を対象に同様の処理をした結果、誤差 $\pm 3\%$ 以内で円弧を当てはめられることを確認した。

3. 実験結果および考察

3.1 気泡の三次元形状 気泡の二次元ジグザグ上昇運動と界面運動との関係を考察する準備として、球等価径 $D_{eq} = 2.52$ mmを用い、ジグザグ上昇する気泡の投影画像を、直交する二方向から可視化撮影した。このとき、気泡レイノルズ数 $Re = 747$ 、ウェーバ数 $We = 3.06$ である。

$$Re = \frac{wD_{eq}}{\nu} \quad (2)$$

$$We = \frac{\rho_L w^2 D_{eq}}{\sigma} \quad (3)$$

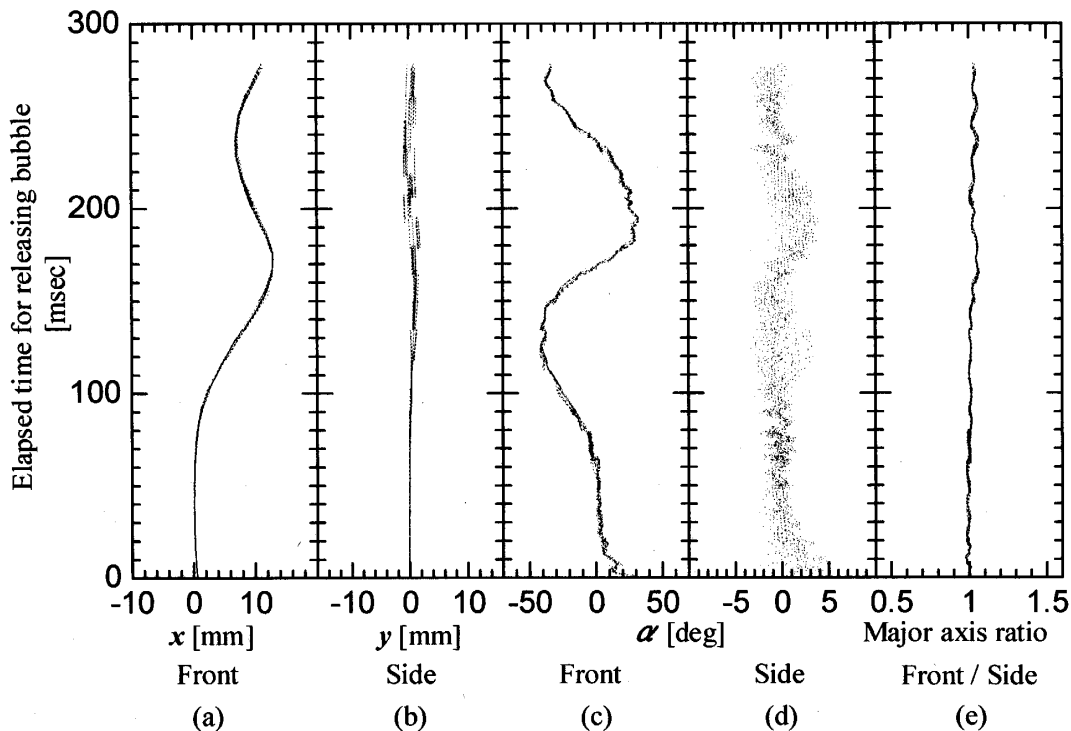


Fig. 4 Bubble trajectory, angle of major axis and ratio of major axis to front and side images

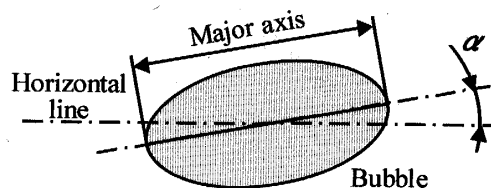


Fig. 5 Inclination of major axis

ここで w は鉛直上昇速度, ν は動粘度, ρ_L は液相密度, σ は表面張力である. ジグザグ運動平面を front, その直交面を side とし, 上昇軌道および気泡形状の微視的解析を試みた. 図 4 にその実験結果を示す. 図 4 (a) および (b) から, 典型的なジグザグ上昇運動を有していることが確認される. また図 4 (c) および (d) は, それぞれ front, side の気泡画像における長軸と水平軸とのなす角度 α (図 5 参照) の経時変化を示している. front における α は 40° 前後と比較的大きく, ジグザグ運動との位相差は Tsuge and Hibino⁽⁵⁾ が論じた $1/4$ 波長である. ここで注目すべき点は, side における α が大きく見積もっても $\pm 5^\circ$ の範囲に収まることである.

気泡の可視化に投影画像を用いると, その傾きに応じた見かけ上の気泡変形が生じ, 真の気泡形状を得ることは困難となる. Fan and Tsuchiya⁽¹¹⁾ はらせん, ジグザグおよび rocking 運動する系に対して, アスペクト比といった気泡形状の変動の信頼性ある測定は, 概して, 不可能であると指摘している. 本実験でも front の気泡の傾斜が著しく, side の気泡画像に見かけ上の変形を与えている. 一方で, side の傾斜が僅かであるため, front に与える影響は, 気泡を回転楕円体と仮定した場合, 1% 程度と見積もることができる. すなわち, ジグザグ平面上 (front) においては, 本来の気泡形状に非常に近い投影画像が得られると考えてよい. さらに, 図 4 (e) は front, side の長軸の比を示している. この比は変動幅が小さく, かつ 1 をとることから, ジグザグ上昇する気泡の長軸方向の断面は, 円形に近い形状を保持すると考えてよい. このことに関して, Brucker⁽¹²⁾ は気泡球等価径 6mm の実験を行い, 変向点 (Inversion point) において, 軸長比が最大約 1.1 の扁平した断面形状を得ている. 本予備実験では, Brucker⁽¹²⁾ の実験結果とのよい一致は得られていないが, これは気泡径の差異に起因しており, 彼の実験条件では気泡の形状変化がより顕著であったためと思われる. なお, ジグザグ平面で長軸の傾斜角が 0° 付近となる変向点において, 水槽上方から気泡の可視化を行ったところ, 図 6 (c) に示すようにその断面が真円に近い (円形度 0.989) 扁平回転楕円体であることを確認した. 図 6 (a) のジグザグ運動平面 (front) を可視化した画像から, 気

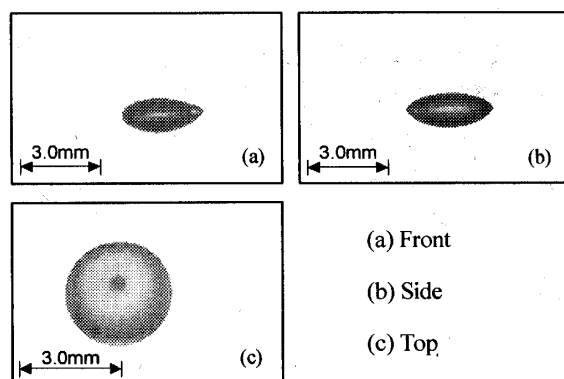


Fig. 6 Typical bubble images at inversion point

泡形状は左右非対称性を示している. また, 図 6 (b) におけるジグザグ運動平面に直交する面 (side) においては, 気泡形状の対称性が確認できる. 従って, 気泡形状はジグザグ平面に対して, 面对称性を有することとなる. ジグザグ運動のメカニズムの解明には, このようなジグザグ運動平面における気泡形状の非対称性を論ずることが必要となる.

3・2 上昇速度およびアスペクト比 図 7 に本実験で得られた気泡の上昇軌道, 各速度成分およびアスペクト比 (縦横比) を示す. 図 7 (a) は気泡画像の重心座標の軌跡を示しており, ジグザグ運動の平均振幅および周期はそれぞれ 8.24mm, 6.49Hz である. 図 7 (b) および (c) は重心座標の軌跡から, 水平方向および垂直方向の速度成分 (u, w) を算出したものである. この瞬時の速度は, 各フレーム間における気泡の重心位置の移動量から算出されるが, 前述のように ± 1 ピクセルの誤差により, 瞬時の速度には最大 $\pm 15\text{mm/s}$ (気泡平均速度の $\pm 4.7\%$) の誤差が生じる. 水平方向成分 u はジグザグ運動に対して $1/4$ 波長の位相差およびジグザグ周期と同周期の変動を有し, 一方 w はジグザグ周期の半周期で変動する. u, w 共に, ジグザグ運動に伴う変動より高周波な振動成分が確認される. また u の絶対値が極大となる時, w は極小値, w が極大となる時 u は 0 となることから, 直交する二成分は相反の関係にある. したがって, 両者から得られる速度ベクトルの絶対値は図 7 (d) で見られるように, 300~350mm/s において周期的な変動を呈する. ここで見られる変動は, 瞬時速度の算出による誤差とは考え難い. 仮にバラツキの要因が速度算出の誤差とするならば, 規則性を持った変動をせず, 一様分布を示さなければならない. この高周波な周期的変動は, 気泡形状の周期的変動に起因すると考えられる. すなわち, 周期的な気泡変形により重心座標が変動することで, 図 7 (b)~(d) で示される高周波の振動が生じたと判断することが妥

当である。

図7(e)はアスペクト比の変化を示している。変動周期は上昇運動の1/2である。気泡射出後の直線運動の領域において、約0.4まで急激な減少を表しており、Aybers and Tapucu⁽¹³⁾の実験結果と一致する。この気泡が最も扁平になる状態が、直線上昇運動に不安定さをもたらすと考えられる。また、変向点では気泡形状は扁平となり、変向点通過後に、アスペクト比は直ちに増加を示す。このような変動はTomiyamaら⁽⁸⁾の初期変形が大きい場合におけるアスペクト比の変化の様子と非常に似ている。

以上より、代表速度を平均上昇速度($w = 296\text{mm/s}$)、代表長さを球等価径($D_{eq} = 2.64\text{mm}$)とした場合、 $Re = 774$ 、 $We = 3.15$ となる。本実験条件に類似の研究として、Ellingsen and Risso⁽⁷⁾ ($D_{eq} = 2.5\text{mm}$ 、 $Re = 800$ 、 $We = 3.6$ 、気泡上昇速度: 309mm/s 、上昇軌道の振動周波数: 6.27Hz 、上昇軌道の振幅: 8.6mm)が挙げられる。ウェーバ数に若干の差異が見られるものの、気泡上昇速度、上昇軌道の振動周波数ならびに振幅を考慮すれば、両者はほぼ同条件にあると考えてよい。さらに、Ellingsenらの実験条件においてもアスペクト比が0.488を呈したことから、ジグザグ上昇運動時の形状変形は同程度であったと考えられる。しかし、Ellingsenらの可視化実験における解像度は 0.13mm/pixel であったことから、気泡形状を精密に捉えて気泡界面運動を解明するには

不十分な空間解像度であり、形状変形の非対称性を論じるには至らなかったものと思われる。本論文では、気泡形状の非対称性と気泡重心運動との関係に着目し、その非対称性を次節に詳述する。

3.3 曲率の変動 図8は球等価径で無次元化された左右のエッジの曲率 κ_L 、 κ_R の変動、ならびにこれらの比(κ_L/κ_R)を示している。ジグザグ上昇運動する気泡において、その界面運動は左右のエッジで、明らかに相異なる挙動を示している。気泡射出直後からジグザグ運動開始点までの直線軌道範囲では、両エッジともに曲率がしだいに大きくなり、かつ左右対称な形状変形を示す。しかし、ジグザグ運動が開始すると、左右の対称性は破綻する。ジグザグ運動の外側に位置する右エッジの曲率が直ちに振動するのに対し、内側の左エッジではそのような振動は発生しない。

この非対称な現象は、ジグザグ運動の進行方向が転換する変向点に達するまで継続する。変向点では外側エッジの κ_R が極大となる。図8(d)より本実験条件において、内側に位置する κ_L と比較すると約2倍の差が生じている。この曲率比は球等価径の増減、すなわちエトベス数 EO に応じて変化すると考えられる。

$$EO = \frac{g(\rho_L - \rho_G)D_{eq}^2}{\sigma} \quad (4)$$

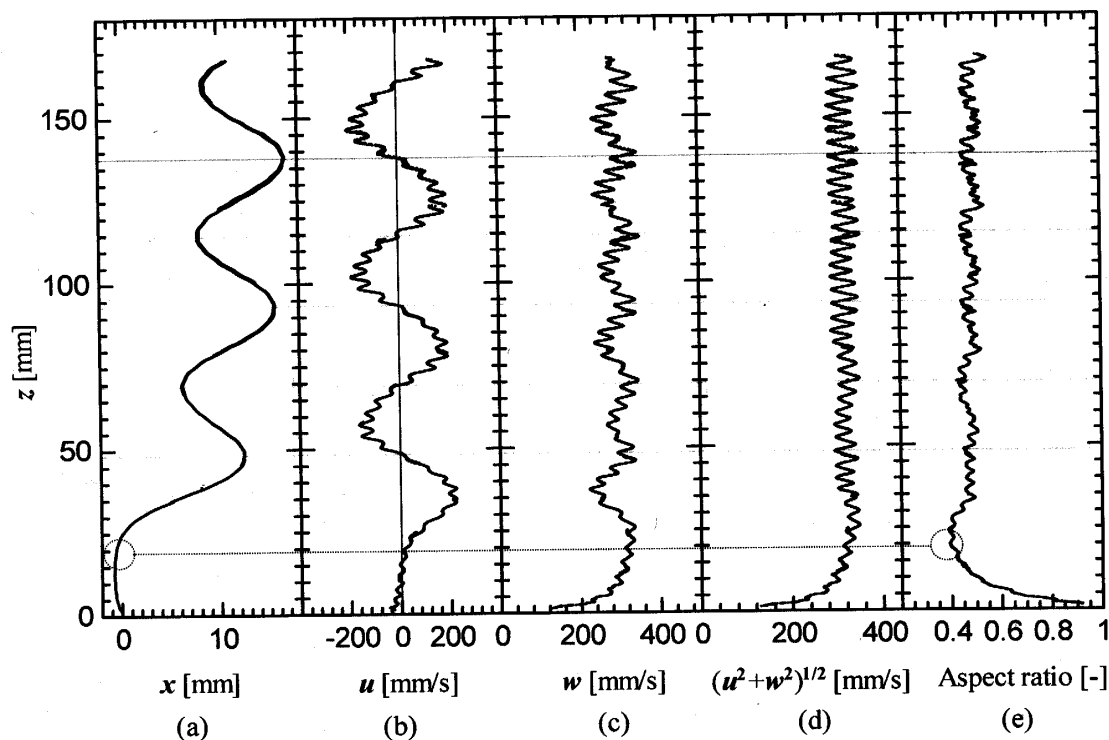


Fig. 7 Instantaneous velocities and aspect ratio

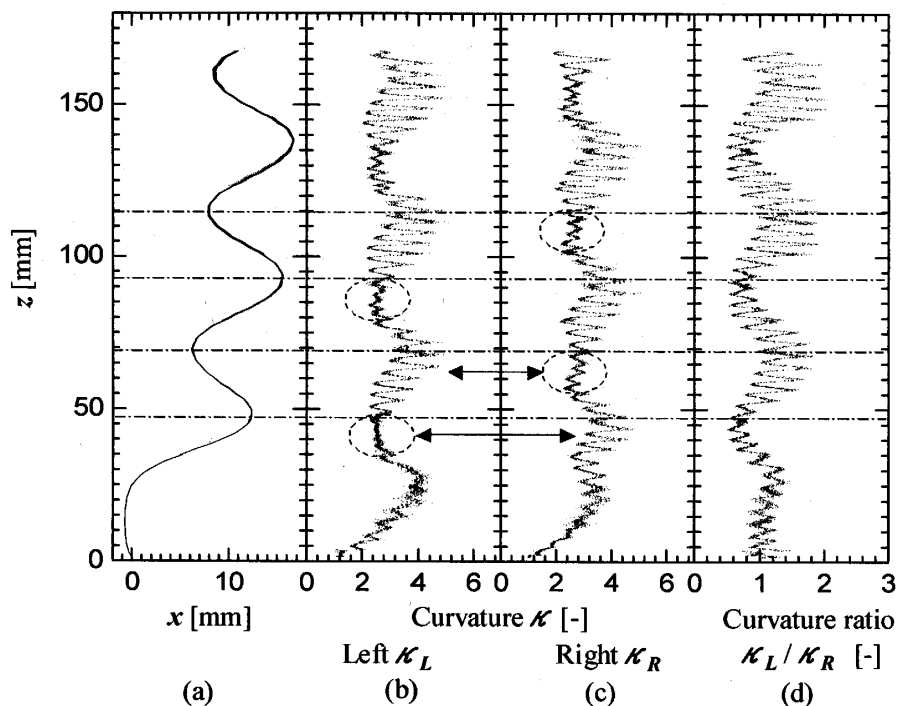


Fig. 8 Curvature of left and right edges

ここで g は重力加速度, ρ_G は気相密度を示す. これは, Eo が増加するにつれて形状変形が大きくなるためであり, 気泡の形状変化における非対称性が強くなるからである. また, 変向点は気泡形状の非対称性が最も強く現れる位置であり, 気泡が不安定な状態にあると考えられる.

最初の変向点を過ぎると, 振動が明瞭に現れていた右エッジの界面振動は減衰し, 第二の変向点に向かう変曲点で, 左右エッジの挙動は逆転し, 外側に位置するエッジで大きな振幅の振動が急速に発達し始める. エッジの変動が逆転したこと以外に, 第一および第二の変向の際で異なることは, 軌道の内側に面するエッジの振動現象である. 第一の変向の際, 軌道の内側となる κ_L には, 振動がほとんど現れていなかったが, 第二の変向点で軌道内側となる κ_R には, 振動が現れている. これは, κ_R が第一の変向の際に発生した振動の影響を受けていたためと考えられる. このような第一, 第二の変向における外側および内側の形状変形の差異が, 気泡の上昇軌道のドリフト効果を生じさせていると考えられる. この点に関しては, 別報にて詳細に報告する.

図 8 (d) で示される気泡の左右エッジにおける曲率比の推移は, ジグザグ運動に伴った低周波の正弦波変動と気泡界面の振動による高周波変動とが観察される. このように, 大別すると二種類の振動成分が含まれている. この振動特性を明らかにするため, 高速フーリ

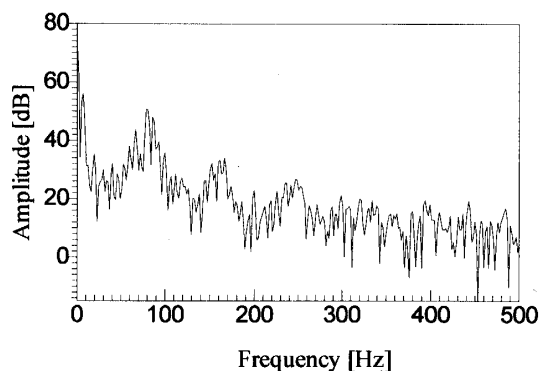


Fig. 9 Spectrum of curvature ratio

エ変換により周波数解析を行った. 図 9 は, 左右の曲率比に関する解析結果を示している. 横軸に周波数, 縦軸にデシベル表示されたパワースペクトルを示す. なお基本周波数は 1.75Hz であるため, その高調周波数成分のみが有効値である. 6.5Hz のジグザグ運動周期に因るものと思われる 7.0Hz に低周波域のピークを有し, 一方, 界面振動に起因した高周波成分は 78.7Hz においてピークを確認できる. また, 78.7Hz の整数倍に相当する 155Hz および 230Hz の前後の周波数に, ピークが見られる. この高周波域におけるピーク値, すなわち, 気泡界面に固有な振動数は, Eo に依存して変化すると考えられる. 表面張力が支配的な領域である Eo が小さい場合, 見かけ上, 気泡界面は張力が強い状態となり, 高周波および振幅の小さな振動現象となる. また, Eo の増加に伴い, 低周波かつ振幅の大きな変動

となると考えられる。気泡の界面振動の存在が、気泡径に因らずジグザグ運動の周期をほぼ一定の 7Hz に保持する役割を果たす要素の一つではないかと考えられる。

次に気泡界面の振動の左右エッジ間の位相を考察するため、ジグザグ運動と κ_L ならびにジグザグ運動と κ_R の相互相関係数を調べた。その結果、各々の相関係数の極大が、ジグザグ運動の半周期に相当する約 0.08sec の遅れ時間で発生していることがわかった。即ち、気泡両エッジの形状変動は、ジグザグ運動の約半周期の位相差を生じる。この位相差は気泡エッジ部で放出された渦に起因すると考えられる。また、外側に面するエッジの κ_R に、振幅の大きな振動が発生することから、気泡近傍の周囲液相に発生する圧力変動が顕著であったと考えられる。このような気泡エッジの左右非対称な圧力変動は、渦の発達および放出に起因している。なお、安間ら⁽¹⁴⁾ならびに Saito ら⁽¹⁵⁾が PIV 計測により、単一上昇気泡に誘起される速度場情報から渦度を算出しており、ジグザグ運動周期に付随した渦度の変動を指摘している。彼らは、非対称な周囲液相の流動構造を可視化しており、ジグザグ運動に伴った左右非対称に発達する渦を確認している。この非対称な渦の構造が、気泡の形状変形に非対称性をもたらしたものと考えられる。

最後に、気泡の上下面について述べる。気泡の左右エッジにおいては、曲率が比較的大きいため、円弧による近似が有効である。しかしながら、上下の曲率変動はその形状変形が著しいため、その輪郭形状を円弧では正確に近似することが不可能であった。左右エッジで発生した界面振動が、気泡の上下面へ伝播する様子を画像から確認しており、その界面現象は円弧で近似できるほど単純ではなく、さらに高次の振動成分が含まれたより複雑な現象であった。気泡の上下エッジにおける界面現象の定量的な理解は、今後の最重要課題としたい。

4. 結 言

本研究では、空間・時間分解能を高めて気泡界面運動を捉え、気泡のジグザグ運動との相互関係を論じた。その結果、気泡の界面は、気泡のジグザグ上昇運動に

伴って変動し、ジグザグ運動面において左右非対称であることを定量的に明らかにした。ジグザグ軌道の外側および内側に位置する気泡エッジは相異なる曲率変動を示した。左右エッジ部の界面振動には、ジグザグ運動のおよそ半周期の位相差があった。また、気泡界面にはジグザグ運動に起因した低周波振動と高周波域の振動成分が存在することが明らかとなった。これらから、気泡の界面振動とジグザグ運動との間に見られる相関性を定量的に明らかにした。

参 考 文 献

- (1) Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., *Bubbles, Drops, and Particles.*, (1978), Academic Press, N. Y.
- (2) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, **1** (1956), 249-275.
- (3) Moore, D. W., *J. Fluid Mech.*, **23** (1965), 749-766.
- (4) Tsuge, H. and Hibino, S., *Kagaku Kogaku*, **35** (1971), 65-71.
- (5) Fujiwara, A., Danmoto, Y., Hishida, K. and Maeda, M., *Exp. Fluids*, **36** (2004), 157-165.
- (6) 宮本悠樹・安間優・齋藤隆之, 日本混相流学会 年会講演会 講演論文集, (2004), 223-224.
- (7) Ellingsen, K. and Risso, F., *J. Fluid Mech.*, **440** (2001), 235-268.
- (8) Tomiyama, A., Celata, G. P., Hosokawa, S. and Yoshida, S., *Int. J. Multiphase Flow*, **28** (2002), 1497-1519.
- (9) 高木周・宇田東樹・渡邊祐二・松本洋一郎, 機論, **69-686**, B (2003), 2214-2220.
- (10) Wu, M. and Gharib, M., *Phys. Fluid*, **14-7** (2002), L49-L52.
- (11) Fan, L. S. and Tsuchiya, K., *Bubble Wake Dynamics in Liquid and Liquid-Solid Suspensions*, (1990), Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering.
- (12) Brückner, C., *Phys. Fluid*, **11-7** (1999), 1781-1796.
- (13) Aybers, N. M. and Tapucu, A., *Wärme-Stoffübertrag*, **2** (1969), 171-177.
- (14) 安間優・熊谷彰哲・宮本悠樹・齋藤隆之, 日本混相流学会 年会講演会 講演論文集, (2004), 277-278.
- (15) Saito, T., Tsuchiya, K. and Kajishima, T., *Exp. Therm Fluid Sci.*, **29-3** (2005), 305-313.