気泡流中における衝撃波の伝ば* (第 4 報, 均一気泡分布時の実験と理論との比較)

亀田 正 治^{*1}, 島 浦 直 人^{*2}
松本 洋一郎^{*3}, 東 野 文 男^{*1}

Propagation of Shock Waves in Dilute Bubbly Liquids (4th Report, Comparison between Theory and Experiment for a Uniform Bubbly Mixture)

Masaharu KAMEDA, Naoto SHIMAURA,
Yoichiro MATSUMOTO and Fumio HIGASHINO

Transient shock wave phenomena in a liquid containing non-condensable gas bubbles are studied experimentally and numerically. In order to obtain a uniform spatial distribution of bubbles experimentally, an upwardly directed bubbly flow, whose initial gas volume fraction is 0.2%, is generated in a shock tube. The liquid used is silicone oil. Nitrogen, argon, and SF₆ gas bubbles are tested to show the thermal effects of the bubble interior. The transient pressure profiles determined in the experiments for the upwardly bubbly flow agree well quantitatively with those obtained by numerical calculation using a uniform spatial distribution of bubbles. Since the thermal diffusivity of SF₆ is much lower than that of nitrogen and argon, the damping on the radial oscillation of the SF₆ bubble is mainly due to the compressibility of the liquid. Thus, the radial motion of the bubble should be estimated by solving an equation in which the liquid compressibility is taken into account.

Key Words: Multiphase Flow, Bubble, Shock Wave, Unsteady Flow, Numerical Analysis, Experimental Analysis, Spatial Distribution of Bubbles, Damping Mechanism

1. は じ め に

気泡を含む液体中における圧力波の伝ばは、混相流動場の中でも最も基礎的な現象の一つである。この挙動を解明することは、混相流体力学の物理に対して興味深い知見を提供するだけでなく、機械工学をはじめ、海洋工学、原子力工学、化学工学など幅広い工学の分野に対して大きく貢献することになる。そのため、過去数多くの解析が行われてきた。

低ボイド率気泡流中の波動伝ばの解析には、van Wijngaarden⁽¹⁾⁽²⁾ が提案したモデルがよく用いられる。このモデルでは、気泡を含む液体全体を連続体として取扱ひ、ボイド率を用いた平均化方程式を気泡流の質量・運動量保存式とする一方で、気泡の膨張・収縮運動については、単一気泡の半径方向の運動を表す Rayleigh-Plesset の式を適用する。Caflich⁽³⁾ は理論的にこのモデルの正当性を検証し、本モデルが妥当であることを示している。

上記の結果に対して、Beylich⁽⁴⁾ は衝撃波管を用

いた自らの実験結果をもとに反論を行っている。彼らは、実験結果を定量的に説明するためには、ボイド率が 0.3% 程度であっても、Rayleigh-Plesset の式を用いることは適切でなく、修正が必要であると述べている。また、その修正を行うことにより、異なる条件下で行われた実験結果と理論解析の結果が定量的によく一致することを示している。これに対して Watanabe⁽⁵⁾ は Beylich⁽⁴⁾ の主張に理論的根拠が薄いとして疑問を投げかけ、Rayleigh-Plesset の式を用いた理論解析で Beylich⁽⁴⁾ の実験結果を説明しようとした。しかし、Watanabe⁽⁵⁾ の解析結果は Beylich⁽⁴⁾ の実験結果と大きく異なり、どちらの主張が正しいかを判断することができなかった。

最近著者らは、Watanabe⁽⁵⁾ が直面した理論と実験結果との食い違いが、実験時に生じる気泡の空間分布の不均一性によるものと考えて解析を進め、この不均一性が実験結果に多大な影響を与えることを明らかにした⁽⁶⁾⁽⁷⁾。それと同時に、実験時に生じる不均一性を考慮することによって、実験結果と解析結果とがよく一致することを示し、Beylich⁽⁴⁾ の行ったモデルの修正は不必要であることを明らかにした。しかし、理論と実験との比較を厳密に行おうと考えると、気泡が不均一に分布している状況は必ずしも好ましくない。

* 原稿受付 1996 年 10 月 14 日。

^{*1} 正員, 東京農工大学工学部 (〒184 小金井市中町 2-24-16)。

^{*2} 東京農工大学大学院 [現: 旭硝子(株)]。

^{*3} 正員, 東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

以上を踏まえて本研究では、不凝縮ガス気泡を含む液体中における衝撃波の非定常な発達過程に関する実験および数値計算を行った。実験では、気泡の分布状況をより均一に近づけることを第1の目標とし、既存の実験装置⁽⁶⁾⁽⁷⁾の改良を行った。改良の結果得られた均一な気泡分布状況の下で、熱物性値の異なる3種類のガス(窒素, アルゴン, SF₆)気泡を用いて実験を行った。実験によって得られた圧力波形について、対応する数値解析結果と比較し、本研究で用いた解析モデルの正当性、および気泡流中の衝撃波に対する気泡内ガスの影響についての評価を行った。

2. 実験装置および実験方法

実験装置全体の概略図を図1に示す。実験にはガラス製縦型液体衝撃波管を用いた。本衝撃波管は、液体部(内径18 mm, 長さ2.0 m)、低圧気体部(内径52 mm, 長さ1.5 m)、高圧気体部(内径52 mm, 長さ1.9 m)の各部に分けられ、低圧気体部と高圧気体部との間に設置した隔膜を瞬時に破断することにより衝撃波を発生させる。発生した衝撃波は低圧気体部を伝ばし液面で反射する。このとき、気体と液体との音響インピーダンスの違いから、液体部には気体部における反射衝撃波と同じ強さの衝撃波が伝ばする。なお、隔膜にはルミラを用い、隔膜の破断は高圧直流電源およびニクロム線を用いた瞬間加熱法により行った。

気泡は衝撃波管底部に取付けた内径0.1 mm, 長さ

80 mmのガラス製毛细管より発生させた。気泡発生管部分の液体圧力よりチャンバの気体圧力を若干(2, 3 kPa)高め、その圧力を一定に保つことにより、均一サイズの気泡を等間隔で発生させることができる。

一方、実験的に気泡の分布状況を変化させるために、衝撃波管内に上昇気泡流を発生させた。ここでは、衝撃波管内における液体の流動速度の違いによって気泡分布状況が変化することを利用する。図1に示すように、リザーバタンク内の液体は、ポンプ、フィルタを通じて底部から衝撃波管に導入される。衝撃波管上部からあふれ出た液体は、低圧気体部下端にいったんためられ、その後リザーバタンクへ自然流下する。ところで、図1に示すように、液体部の最上部は低圧気体部に突き出す形になっている。この部分での気体衝撃波の反射状態の複雑化を避けるために、突き出た液体部の周囲の低圧気体部にも液体を満たし、液面が液体部最上端を若干越えた状態を維持して実験を行った。

圧力計測は、低圧気体部に1個、液体部に3個、計4個の水晶形圧力センサ(Kistler 603 B)を管壁に取付けて行った。各センサの出力はチャージアンプ(Kistler 5110)、トランジェントメモリー(Autonics APC 204)を通じて磁気ディスクに収録される。一方、液体の平均流速は体積形流量計を用いて計測し、ボイド率、平均気泡半径は衝撃波管最下部より0.824 m上方に設置した一眼レフカメラにより写真撮影結果をもとに算出した。

3. 理論および数値計算手法

3.1 基礎方程式 本研究が対象とするのは、多数の不凝縮ガス気泡が分散している液体中を、気泡サイズおよび気泡間距離のオーダーより十分波長が長い圧力波が伝ばする現象とする。この場合、気泡を含む液体全体を連続体として取扱うことができる。

気液混合物の密度、運動量を、ボイド率 α 、液相の密度 ρ_l 、運動量 $\rho_l U_l$ を用いてそれぞれ、 $(1-\alpha)\rho_l$ 、 $(1-\alpha)\rho_l U_l$ と表すと、気液混合物の質量・運動量保存式は以下のように書くことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_l] + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_l U_l] = 0, \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_l U_l] + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_l U_l U_l] = -\nabla P + (1-\alpha)\rho_l g, \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 t , P , g はそれぞれ、時間、圧力、重力の加速度ベクトルを表している。

ボイド率 α は、ある検査体積(体積 ΔV)およびその体積内に存在する気泡の個数 K を用いて、

Fig. 1 Experimental set-up

$$\alpha = \sum_{k=1}^K v_k / \Delta V, \quad \left(v_k = \frac{4}{3} \pi R_k^3 \right) \dots\dots\dots (3)$$

と表される。ただし、すべての気泡は球形を保つと仮定し、 R_k は k 番めの気泡の半径を表している。

本研究では、液体中に含まれる気泡の運動を個々に追跡する手法によって数値解析を行う。気泡の運動として考慮したものは、膨張、収縮運動、それに伴って生じる気泡内部の状態変化、および並進運動である。

気泡の膨張、収縮運動を記述する式として以下のものを用いる⁽⁸⁾。

$$R_k \frac{d^2 R_k}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_k}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c_l} \left[R_k^2 \frac{d^3 R_k}{dt^3} + 6 R_k \frac{dR_k}{dt} \frac{dR_k^2}{dt^2} + 2 \left(\frac{dR_k}{dt} \right)^3 \right] = \frac{1}{\rho_l} \left(P_{twk} - \frac{\rho_l |U_{gk} - U_l|^2}{4} - P_k \right) \dots\dots\dots (4)$$

式(4)中の左辺第3項は、気泡の膨張・収縮運動に対する液体の圧縮性の影響を表しており、 c_l は液体の音速である。液体の音速が無限度の場合、式(4)は Rayleigh-Plesset の式と等しくなる。また、 P_{twk} は気泡表面における液体側圧力であり、表面における気体側圧力 p_{gwk} 、表面張力 σ 、液体の粘度 μ_l を用いて、

$$P_{twk} = p_{gwk} - \frac{2\sigma}{R_k} - 4 \frac{\mu_l}{R_k} \frac{dR_k}{dt}, \dots\dots\dots (5)$$

と表される。

気泡内ガスに対する支配方程式として、熱伝導を考慮に入れた Euler 方程式を用いる。

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g u_g) = 0, \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g u_g^2) = - \frac{\partial p_g}{\partial r}, \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g e_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g e_g u_g) \\ = - \frac{p_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_g) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right), \end{aligned} \dots\dots\dots (8)$$

$$e_g = c_{vg} T_g. \dots\dots\dots (9)$$

ただし、添字 g は気泡内ガスを表し、 r , u , p , T , λ , c_v はそれぞれ、気泡内半径方向座標、流速、圧力、温度、熱伝導率、定積比熱を表す。気泡内ガスを理想気体と仮定すると、状態方程式は、

$$p_g = \rho_g \Re T_g, \dots\dots\dots (10)$$

と表される。ただし、 $\Re$ はガス定数である。

3・2 数値計算手法 上記の式を数値積分することにより、気泡を含む液体中における圧力波の伝ば挙動を解いた⁽⁷⁾。気泡流全体の状態変化の非定常計算は、スタッガード格子を用いて差分化した式(1)、(2)を、式(3)および式(4)と組合せて構築した圧

力・速度同時緩和法⁽⁹⁾を用いて行った。一方、気泡内ガスの各保存式および状態方程式は竹村らの解法⁽¹⁰⁾を用いて解いた。

4. 結果と考察

本実験では、液体としてシリコンオイル(信越化学 KF 96-50; $\rho_l = 960 \text{ kg/m}^3$, $\mu_l/\rho_l = 50.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $c_l = 976 \text{ m/s}$)を用いた。一方、気泡内部の熱的状态変化が衝撃波の伝ば挙動に与える影響を調べるため、熱物性値が互いに異なる窒素、アルゴン、六ふっ化硫黄(SF_6)を気泡内ガスとして用いた。なお、本実験では、気泡内ガス以外のパラメータはほぼ一定となるよう、初期ボイド率は約0.2%、気泡の初期半径は約0.6 mm、初期圧力は大気圧、圧力ステップは約100 kPa とした。

4・1 流動状況による気泡分布の変化 図2は、衝撃波管内における瞬間的な気泡の分布状況を写真によって示したものである。図2(a)は静止液体中の場合を、(b)は上昇気泡流の場合をそれぞれ示している。それぞれの平均ボイド率、平均気泡半径はそれぞれ図2(a)0.15%、0.60 mm、(b)0.18%、0.58 mm である。両者の平均ボイド率、気泡半径はほぼ等しいにもかかわらず、気泡状況は大きく異なることがわかる。

静止液体中では気泡は浮力によって上昇していく。このとき生じるわずかな乱れのために、気泡分布は不均一となる。一方、上昇気泡流で液体の流速がある程度大きい場合、気泡の上昇過程に対する浮力の影響が相対的に低下する。図2(b)の場合、液体の平均流速は134 mm/s であり、この場合の静止液体中における気泡の上昇速度16 mm/s に比べて十分大きい。そのため、気泡は液体の流動に追従するトレーサとみなせる。また、平均流速および管径(18 mm)を基準としたレイノルズ数は約50である。したがって、管内の流れは層流とみなせる。以上のことから、気泡は発生時

Fig. 2 Spatial distribution of bubbles in the shock tube

の配列を崩さずに衝撃波管上方まで達することができる。

ただし、このような状況を実現するためには、すべての気泡発生管を一つの同心円上に均等に設置する必要がある。管内の液体の流速分布は放物分布をなしているため、異なる同心円上に気泡発生管を配置すると、それぞれの位置から発生した気泡の上昇速度が違ってくる。その結果、上昇速度の異なる気泡同士の相互作用によって乱れが生じるために、液体の流速を浮力の効果を打ち消す程度に大きくしても気泡分布は均一にはならない。

4・2 分布状況の違いによる圧力波形の変化 図3に、図2(a)、(b)に対応する気泡分布状況の下での実験結果を示す。図では、二つの異なる位置に取付けた圧力センサからの出力をもとに、個々の圧力波形の例、およびそれらの平均値と標準偏差を示した。平均値および標準偏差は同一条件で行われた10回の実験結果から算出した。図3から、気泡の分布状況が衝撃波波形に大きく影響を与えていることがわかる。図3(a)の場合、個々の実験ごとに得られた圧力波形は互いに大きく異なり、平均値に対する標準偏差の大きさも11%程度と大きなものとなっている。これに対して、気泡の分布状況がより均一な図3(b)の場合の圧力波形には、実験ごとの違いがほとんど見られず、平均波形に対する標準偏差を見ても2%程度である。以上の結果から、図2(b)で見られる気泡分布は、本実験で取扱う衝撃波の伝ば現象に対して十分な均一性を有していることがわかる。

Fig. 3 Average and overlay of pressure profiles with standard deviation

4・3 理論と実験との比較 3章で示した理論の妥当性を検討するために、気泡流状態における実験結果と均一気泡分布を仮定した数値計算結果との比較を行う。計算では、実験状況を忠実に再現するために重力の影響を考慮して初期条件を設定し、気泡流に入射する衝撃波の圧力波形は実験値をもとに時刻の関数として与えた⁽⁷⁾。

窒素およびアルゴンの熱伝導率 λ_g は次の Sutherland 式⁽¹¹⁾によってその温度依存性を評価した。

$$\lambda_g = \lambda_{g0} \frac{273.15 + C}{T_g + C} \left(\frac{T_g}{273.15} \right)^{3/2} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 λ_{g0} は0°Cにおける熱伝導率であり、Cは Sutherland 定数である。窒素、アルゴンに対する λ_{g0} 、Cはそれぞれ $23.97 \times 10^{-3} \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ 、114 K(窒素)、 $16.32 \times 10^{-3} \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ 、135 K(アルゴン)とした。一方、SF₆の熱伝導率は、 $\lambda_g = 14.0 \times 10^{-3} \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ で一定とした。また、ガス定数 R 、定積比熱 c_{vg} および比熱比 γ は計算中一定であるとし、窒素、アルゴン、SF₆それぞれに対して、296.8 J/(kg·K)、742.0 J/(kg·K)、7/5(窒素)、208.1 J/(kg·K)、312.2 J/(kg·K)、5/3(アルゴン)、56.9 J/(kg·K)、633 J/(kg·K)、1.09(SF₆)とおいた。

図4に窒素気泡を用いた場合の結果を示す。図4では異なる2箇所に設置したセンサから得られる圧力波形について比較を行っているが、いずれの場合も実験と計算結果とは定量的によく一致している。著者らが以前行った不均一分布状態での実験結果は、均一分布

Fig. 4 Comparison between theory and experiment (1)

を仮定した解析結果と大きく異なっていたが⁽⁶⁾⁽⁷⁾, 実験条件を整えることによって, この違いを除くことができることがわかる。なお, 実験では1 μ s 間隔で, 圧力センサ出力を記録しており, 図4および図5, 6では, 実際に得られたデータに対して20点おきにプロット点を記してある。

次に, 気泡内ガスをアルゴンとした場合の結果を図5に示す。これについても計算結果と実験結果は定量的によく一致しており, 気泡内ガスを変更しても解析結果の妥当性に変わりがないことがわかる。

一方, 気泡内ガスをSF₆にした場合の結果を図6に示す。ガス以外の実験条件はほぼ等しいのにもかかわらず, 窒素, アルゴンの結果と圧力波形が大きく異なっていることがわかる。これは, SF₆の熱物性値が窒素, アルゴンと大きく異なることが原因である。SF₆の温度伝導率は窒素のそれに比べて約1/5であるため, 気泡の膨張・収縮過程において生じる気泡内部の温度分布の様子が両者で大きく異なる。このことは4・4節で詳細に検討を行う。

図4から図6より, どのような種類の気泡内ガスに対しても, 3章で示した数値的モデルに基づく数値解析結果は, 実験結果と定量的に一致することがわかる。このことから, 気泡流中における圧力波の伝ば挙動に対して, 本解析モデルが適切であると結論するこ

とができる。

4・4 圧力波形に対する液体の圧縮性, 粘性, 気泡内熱拡散の影響 ここでは, 窒素気泡とSF₆気泡を用いた実験で見られた圧力波形の顕著な変化がどのようなメカニズムによって生じているかを調べていく。

図7に, 式(4)中の液体音速を無限大, すなわちRayleigh-Plessetの式を気泡の膨張・収縮運動の式として用いた場合と, 図4, 6に示した液体の音速を考慮した場合を比較した結果を示す。図7(a)が窒素に, (b)にはSF₆にそれぞれ対応している。窒素気泡の場合, 液体の圧縮性の有無による圧力波形の違いはほとんど見られない。これに対してSF₆気泡の場合, Rayleigh-Plessetの式を用いた数値解析結果は, 圧力波形の振幅, 周期ともに圧縮性を考慮した場合に比べて大きくなっている。

気泡の膨張・収縮運動を減衰させる要因として, 液体の圧縮性, 粘性, 気泡内熱拡散の三つがあげられる。図7で見られた現象は, それぞれの実験条件でこれら三つの減衰要因のどれが支配的となっているかを明らかにすることで説明できる。すなわち, 窒素気泡を用いた場合は液体の圧縮性の影響は少ないと見られるのに対して, SF₆気泡ではその影響が顕著である, と予測されるわけである。

三つの減衰要因の大きさを評価する前に, 衝撃波通過時に気泡内部に生じる温度分布の時間変化について述べる。気泡半径と周囲圧力の変化の関係およびいくつかの瞬間の気泡内温度分布について, 図8に窒素の場合, 図9にSF₆の場合をそれぞれ示す。ただし, いずれも図4(b), 6で示した圧力波形の計測位置に存

Fig. 5 Comparison between theory and experiment (2)

Fig. 6 Comparison between theory and experiment (3)

Fig. 7 Effect of liquid compressibility

Fig. 8 Radius- and pressure-time curves of the bubble located at the specific position with temperature distribution of the bubble interior (1)

在する気泡の運動を追跡した数値計算結果である。

図8(a), および図9(a)を見ると, 気泡半径の時間変化は周囲圧力の変化と同期していることがわかる。これは, 気泡流中の圧力波が気泡の膨張・収縮運動に伴って伝ばしていくことによる。次に気泡内温度分布に注目する。図8(b), 9(b)にいくつかの瞬間における気泡内の温度を示した。最初の圧力上昇に伴って, 気泡中心部の温度は断熱的に上昇する。ところが, 気液の熱容量差によって気泡壁(気液界面)の温度が一定に保たれるために, 気泡壁近傍に温度境界層が生じる[図8(b), 9(b)中のA-C]。この温度境界層は, 再膨張, 再収縮を繰返す間に徐々に気泡中心部に向かって発達する(同D)。ところが, 図8, 9を見るとわかるように, 窒素とSF₆ではこの温度境界層の発達の様子が大きく異なる。窒素では数回の膨張・収縮運動で気泡の中心付近まで境界層が発達するのに対して, SF₆では気泡壁のごく近傍にしか存在しない。このような気泡内部の温度変化の様子の違いが, 気泡の膨張・収縮運動に対する気泡内熱拡散の影響の多寡に関係している。

気泡の膨張・収縮運動に対する液体の圧縮性, 粘性, 気泡内熱拡散の影響については, Prosperetti⁽¹²⁾が詳細な理論的考察を行っている。ここでは, Prosperettiによって導かれた結果をもとに, 本実験における窒素およびSF₆気泡の運動に対するそれぞれの因子の影響を定性的に評価する。

Fig. 9 Radius- and pressure-time curves of the bubble located at the specific position with temperature distribution of the bubble interior (2)

Prosperettiによれば, 圧力変動の角振動数を ω , 温度伝導率を χ_0 , 気泡の平衡半径を R_0 , 平衡状態における気泡内ガス圧力を p_{g0} とおくと, 液体の圧縮性, 粘性, 気泡内熱拡散による減衰の大きさは, 以下に示す無次元数($\beta_A, \beta_V, \beta_T$)で評価することができる。

$$\beta_A = \frac{\omega^2 R_0}{2c_l}, \quad (12)$$

$$\beta_V = \frac{2\mu_l}{\rho_l R_0^2}, \quad (13)$$

$$\beta_T = \frac{p_{g0}}{2\rho_l \omega R_0^2} \text{Im} \tilde{F}\left(\frac{i}{D}\right). \quad (14)$$

ただし, 式(14)中の関数 $\tilde{F}$ および D はそれぞれ,

$$\tilde{F}\left(\frac{i}{D}\right) = \frac{3\gamma\eta^2}{\eta[\eta + 3(\gamma - 1)A_+] - 3i(\gamma - 1)(\eta A_+ - 2)}, \quad (15)$$

$$D = -\frac{\chi_0}{\omega R_0^2}, \quad \eta = \left(\frac{2}{D}\right)^2, \quad A_+ = \frac{\sinh \eta \pm \sin \eta}{\cosh \eta - \cos \eta}, \quad (16)$$

で表される。

式(12)から式(14)で表される減衰係数を図4, 6の状況に当てはめた結果を図10に示す。本現象の場合, 最初の圧力立上り後の圧力変動に対する減衰の影響を調べることが適当であると考え, 式中の平衡半径および平衡圧力として衝撃波通過後の平衡半径 R_{H0} , 平衡圧力 p_{gH0} を用いた。図10では, それぞれの減衰定数を角振動数の関数として表し, 三つの値の合計も合せて示した。図10を見るとわかるように, 気泡の膨

Fig. 10 Damping constant β for (a) N_2 and (b) SF_6 bubbles in silicone oil according to Eqs. (12) ~ (14)

張・収縮運動では一般に、振動数の低い圧力変動に対しては、気泡内熱拡散によるダンピングが支配的であるのに対して、振動数が高くなると液体の圧縮性に伴う減衰が支配的となる。図10をもとに、実験で見られた圧力変動の周期における減衰定数の大きさを比較すると、

$$N_2 \rightarrow \beta_A : \beta_V : \beta_T \approx 15 : 15 : 70, \dots \quad (17)$$

$$SF_6 \rightarrow \beta_A : \beta_V : \beta_T \approx 45 : 45 : 10, \dots \quad (18)$$

という結果が得られる。ただし、実験で得られた圧力変動の周期 τ は図4(b)および図6で示したものをいい、それぞれ、 $\tau = 0.184$ ms (窒素), $\tau = 0.180$ ms (SF_6) である。式(17), (18)に示した結果から、図7の説明ができる。すなわち、窒素気泡では、気泡内熱拡散による気泡の膨張・収縮運動の減衰が支配的で、液体の圧縮性の影響は軽微であるのに対して、 SF_6 気泡では、液体の圧縮性、粘性の減衰が支配的で、気泡内熱拡散の影響はほとんどない、ということである。

5. 結 論

不凝縮気泡を含む液体中を伝ばする衝撃波の変動圧力波形に関する実験的、数値的研究を行った。縦型液体衝撃波管を用いた実験を行う際に、特に管内における気泡の空間分布に注意を払い、管内に上昇気泡流を

作ることにより、均一な分布状態を得た。その状態を利用し、窒素、アルゴン、 SF_6 の3種類のガスを用いて衝撃波の伝ば挙動を調べ、対応する数値解析結果との比較を行った。その結果以下の結論を得た。

(1) いずれの実験結果も、均一分布を仮定した数値解析結果と定量的に一致した。このことは、本解析で使用した数学的モデルが気泡流中の圧力波伝ば挙動に対して適切であることを示している。

(2) 気泡内ガスの熱物性値の違いにより、圧力波形に大きな変化が現れる。これは、ガスの違いによる気泡の膨張・収縮運動に対する減衰要因の変化を考慮することで説明できる。本実験で取扱った範囲内では、窒素気泡では気泡内熱拡散が減衰の支配的因子であるのに対して、 SF_6 の場合は液体の粘性、圧縮性が支配的となる。このため、気泡流中における圧力波の伝ば挙動を定量的に予測するためには、これらの減衰因子を適切に取扱うことができる数学的モデルと適用することが重要である。

本研究の遂行にあたり、仲摩裕司、青木祐一、マズキモハammadの各氏に、卒論生として実験面において多くの協力を得た。また、必要経費の一部は文部省科学研究費補助金 [奨励研究(特別研究員)No. 05003524, 奨励研究(A)No. 07750181, No. 08750188] によった。関係各位に対し記して謝意を表す。

文 献

- (1) van Wijngaarden, L., *J. Fluid Mech.*, **33**(1968), 465-474.
- (2) van Wijngaarden, L., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**(1972), 369-396.
- (3) Caffisch, R. E., Miksis, M. J., Papanicolaou, G. C. and Ting, L., *J. Fluid Mech.*, **153**(1985), 259-273.
- (4) Beylich, A. E. and Gülhan, A., *Phys. Fluids, A*, **2**(1990), 1412-1428.
- (5) Watanabe, M. and Prosperetti, A., *J. Fluid Mech.*, **274**(1994), 349-391.
- (6) 亀田正治・松本洋一郎, 機論, **61-584 B**(1995), 1238-1245.
- (7) Kameda, M. and Matsumoto, Y., *Phys. Fluids*, **8**(1996), 322-335.
- (8) Prosperetti, A., *Phys. Fluids*, **30**(1987), 3626-3628.
- (9) 松本洋一郎・西川秀次・大橋秀雄, 機論 **56-525, B**(1990), 1237-1242.
- (10) 竹村文男・松本洋一郎, 機論, **58-551, B**(1992), 2060-2067.
- (11) 佐藤一雄, 物性定数推算法 (第6版), (1972), 111-112, 丸善.
- (12) Prosperetti, A., *J. Fluid Mech.*, **222**(1991), 587-616.