様 式 C−19、F−19−1、Z−19 （共通）

科研費
KAKENHI

科学研究費助成事業　　研究成果報告書

平成 ２９ 年　 ６ 月　 ２ 日現在

機関番号：２４４０３
研究種目：挑戦的萌芽研究
研究期間：2015～2016
課題番号：１５Ｋ１３８７６

研究課題名（和文）血管内での気泡群の力学の構築

研究課題名（英文）Dymamics of a cluser of bubbles in a blood vessel

研究代表者
高比良　裕之（Takahira, Hiroyuki）

大阪府立大学・工学（系）研究科（研究院）・教授

研究者番号：８０２０６８７０

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費）　　3,000,000円

研究成果の概要（和文）：血管内での超音波照射時の気泡群の振動特性を解明するために，単一気泡またはN個の気泡群の振動と，バネ－質量系でモデル化した弾性管壁の運動とを連成した三次元境界要素法による解析手法を提案し，系の特性方程式を導出した．様々な気泡配置の下での系の固有振動数と振動モードを調査し，管壁質量，管長，気泡配置が気泡群の共振振動数に及ぼす影響を明らかにした．また，定在音場および加圧した圧力場において同一の音響性リポソーム(ALs)の挙動を高速度ビデオカメラで観測した．その結果，ALs表面に3～7次の表面振動モードが観測され，表面振動がパラメータ励振の機構で起こっていること等が示された．

研究成果の概要（英文）：The present study deals with bubble oscillations in an elastic tube to understand the bubble dynamics in a blood vessel. An analytical model for N spherical bubbles interacting with the tube wall is developed, in which the bubbles and the tube wall are represented by sources and spring-mass system, respectively. The natural frequencies for a single bubble or N bubbles in the tube are derived by linearizing the governing equations. The resonance frequencies of bubbles in various configurations are discussed. The influences of mass of the side wall per unit area, tube length, and initial bubble arrangements on the resonance frequencies are clarified. Also, behavior of acoustic liposomes (ALs), which are microbubbles coated by lipid membrane, are observed in a standing sound field of 110 kHz with a high speed video camera. The ALs reveal the surface oscillations of nth mode (n= 3, 4, 5, 6, 7) with a half period of the sound field, which are induced by the parametric excitation.

研究分野：流体工学

キーワード：気泡　血管　共振振動数　線形振動　非線形振動

１．研究開始当初の背景

HIFU(高密度焦点式超音波法)や遺伝子治療などの超音波とナノ・マイクロバブルを用いた医療応用では，血管内での気泡の振動特性の把握が重要となる．従来この種の解析では，気泡を等価な体積を有する円筒に置き換えた一次元モデルが用いられてきた(Oguz & Prosperetti, 1998)．近年, Mio らは(2008), 境界要素法と有限体積法を組み合わせた手法で，血管内での超音波による気泡の軸対称変形挙動を明らかにした．一方，Jinbo & Takahira は(2010), 血管壁をバネ－質量系でモデル化し，気泡と血管壁との干渉を扱える三次元境界要素法による解析手法を考案した．しかし，有限差分法や境界要素法などの直接数値計算では，計算負荷や気泡変形に起因する数値的不安定などのために，多数の気泡(気泡群)の振動を長時間にわたって計算することは困難であった．そのため，血管壁と干渉する気泡群のシステムの解析は，未解決の問題として残されている．

２．研究の目的

超音波とキャビテーションを利用した医療応用では，血管内での気泡の振動特性の把握が不可欠となる．本研究では，有限差分法や境界要素法などの直接数値計算では，長時間に渡る解析が困難な気泡群の振動特性を解析することを主眼とし，気泡間の相互作用を考慮して導出された気泡群の運動方程式と，弾性変形を考慮した血管壁モデルとを結合した新しい解析手法を開発することを目的とする．そして，本手法を用いて，血管内での気泡群の線形ならびに非線形振動特性を解明するものである．また，医療で用いられる音響性リポソームの定在音場中での振動特性を実験により調査する．

３．研究の方法

(1) 弾性管内での単一気泡の振動解析

血管を模擬した弾性管内での単一気泡の力学の定式化する．気泡の体積振動をわき出しで，並進運動を二重わき出しで表現する．本気泡モデルと管壁をバネ－質量系で表現したモデルとを連成した境界積分方程式を導出する．気泡モデルによる解析結果と，三次元境界要素法を用いて直接数値計算により得られた結果とを比較し，導出した気泡モデルの妥当性を示す．また，得られた支配方程式を線形化し，血管壁の弾性特性が気泡の振動特性に及ぼす影響を明らかにする．

(2) 弾性管内での気泡群の振動解析

単一気泡モデルを拡張し，弾性管内のN個の気泡群モデルを構築する．導出した境界積分方程式を線形解析し，種々の気泡配置のもとでの，弾性管内での気泡の共振振動数を算出し，弾性管の壁面特性が気泡群の共振振動数に及ぼす影響を明らかにする．

(3) 音響性リポソームの表面振動

定在音場および加圧した圧力場において，音響性リポソーム(ALs)の挙動を高速度ビデオカメラで観測し，気泡表面を覆う脂質膜が気泡の表面振動に及ぼす影響を調査する．

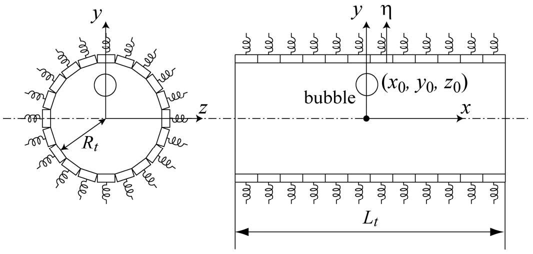

図1 解析モデル

４．研究成果

(1) 弾性管内での単一気泡の振動解析

(1-1) 気泡モデル

解析モデルを図１に示す．管の中心を原点とするデカルト座標系と円筒座標系を用いる．管内で単一の球形気泡が微小振動している状況を考える．気泡周囲流体は非圧縮性の渦なし流れとする．そのため，Laplace 方程式を満たす速度ポテンシャルφが定義できる．気泡の中心位置に Laplace 方程式を満たすわき出し(強さq_0)と二重わき出し(強さ$\boldsymbol{q}_1$)を定義し，これらにより気泡の体積振動と並進運動を模擬する．φに関する Laplace 方程式を Green の公式を用いて変換すると以下の境界積分方程式が得られる．

$$\frac{\Theta(\boldsymbol{x})}{4\pi}\varphi(\boldsymbol{x}) = \int_S \left\{ G_1(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial n'} - G_2(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\varphi(\boldsymbol{x}') \right\} dS' + \frac{q_0}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|} - \frac{\boldsymbol{q_1}\cdot(\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|^3} \quad (1)$$

ここで,

$$G_1 = \frac{1}{4\pi|\boldsymbol{x}'-\boldsymbol{x}|}, \quad G_2 = \frac{\partial G_1}{\partial n'}$$

Θ は評価点での立体角，$\boldsymbol{x}$は位置ベクトル，$\boldsymbol{x}_B$は気泡中心の位置ベクトル，上添字 $'$ は境界面上の動点，$\partial/\partial n'$は解析空間に対して外向きを正とする法線方向の微分を表す．式(1)の境界条件として，管壁では，以下の式(2)で示す法線方向速度の連続条件, 管両端の境界では, 式(3)の非定常ベルヌーイの式を時間発展して得られる速度ポテンシャルを与える．

$$\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})\cdot\nabla\varphi(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})\cdot\dot{\eta}\boldsymbol{e}_r(\boldsymbol{x}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x})}{\partial t} = -\frac{1}{2}|\nabla\varphi(\boldsymbol{x})|^2 \quad (3)$$

ここで，tは時間，$\boldsymbol{n}$は単位法線ベクトル，$\dot{\eta}$は管壁面の速度(ηは変位)，$\boldsymbol{e}_r$は円筒座標における半径方向の単位ベクトルである．

管壁の運動を，以下の外力として流体の圧力を受けるバネ－質量系で記述する．

$$\ddot{\eta} = -\frac{k}{m}\eta + \frac{p_d - p_w}{m} \quad (4)$$

$$p_w = p_d - \rho\frac{\partial\varphi}{\partial t} - \rho\frac{1}{2}|\nabla\varphi|^2 \quad (5)$$

$$p_d = p_\infty - p_a(t) \quad (6)$$

ここで，$\ddot{\eta}$は管壁面の加速度，mは単位面積当たりの管壁面の質量，kは単位面積当たりの管壁面のバネ定数，ρは周囲流体の密度，p_∞は静止状態での液体圧力，$p_a(t)$は圧力変動である．管壁面に作用する圧力p_wを求めるためには，管壁面での$\partial\varphi/\partial t$が必要となる．$\partial\varphi/\partial t$は，以下の境界積分方程式により得られる．

$$\frac{\Theta(\boldsymbol{x})}{4\pi}\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x})}{\partial t} = \int_S\left\{G_1(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial}{\partial n'}\left(\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial t}\right) - G_2(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial t}\right\}dS' + \frac{\dot{q}_0}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|} - q_0\boldsymbol{v_B}\cdot\frac{(\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|^3}$$
$$\dot{\boldsymbol{q}}_\mathbf{1}\cdot\frac{(\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|^3} + (\boldsymbol{v_B}\cdot\boldsymbol{\nabla}_\mathbf{B})\left\{\frac{\boldsymbol{q}_\mathbf{1}\cdot(\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x_B}-\boldsymbol{x}|^3}\right\} \quad (7)$$

ここで，$\boldsymbol{\nabla}_\mathbf{B}$ は$\boldsymbol{x_B}$に関する勾配であり，$\boldsymbol{v_B}$は気泡の並進移動速度である．式(7)の管壁での境界条件は次式で与えられる．

$$\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) \cong \ddot{\eta}\boldsymbol{e_r}\cdot\boldsymbol{n} \quad (8)$$

わき出し強さq_0と二重わき出し$\boldsymbol{q}_\mathbf{1}$は

$$q_0 = -R^2\dot{R} \quad (9)$$

$$\boldsymbol{q}_\mathbf{1} = -\frac{R^3}{2}(\boldsymbol{v_B} - \boldsymbol{u_B}) \quad (10)$$

となる．ここで，Rは気泡半径，$\dot{R}$は気泡界面の半径方向速度である．また，$\boldsymbol{u_B}$は気泡中心位置での流体の速度であり，気泡中心位置での速度ポテンシャル$\tilde{\varphi}$を次式で定義すると，

$$\tilde{\varphi} = \int_S\left\{G_1(\boldsymbol{x_B},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(x')}{\partial n'} - G_2(\boldsymbol{x_B},\boldsymbol{x}')\varphi(\boldsymbol{x}')\right\}dS' \quad (11)$$

$\boldsymbol{u_B} = \boldsymbol{\nabla}_\mathbf{B}\tilde{\varphi}$となる．

気泡の体積振動と並進運動は，次式で与えられる．

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{p_g - \frac{2\sigma}{R} - p_B}{\rho} + \frac{1}{4}|\boldsymbol{v_B} - \boldsymbol{u_B}|^2 \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{1}{2}\rho V(\boldsymbol{v_B} - \boldsymbol{u_B})\right\} - \rho V\frac{d\boldsymbol{u_B}}{dt} = 0 \quad (13)$$

$\ddot{R}$は気泡界面の半径方向の加速度であり，p_gは気泡内部圧力，σは表面張力を表している．なお，気泡内気体はポリトロープ変化すると仮定する．式(12)の中のp_Bは，気泡周囲の流れ場が気泡中心に誘起する液体圧力であり，以下のように表される．

$$p_B = p_d - \rho\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t} - \rho\frac{1}{2}|\boldsymbol{u_B}|^2 \quad (14)$$

また，式(13)のVは気泡体積，$d\boldsymbol{u_B}/dt$は，気泡中心での流れ場の加速度である．

管内の気泡と管壁とを連成した系の固有振動数を求めるために，上述の支配方程式を線形化し特性方程式を導出した．弾性管壁はN_{elm}個の三角形要素$S_n(n = 1, 2, \ldots, N_{elm})$に分割されており，$N_{node}$個の節点があるとする．管壁の節点$i$の変位を$\eta_i$とする．気泡が，以下のように半径方向に微小振動していると仮定する．

$$R = R_0(1+\xi), (\xi \ll 1) \quad (15)$$

詳細は省略するが，上述の境界積分方程式を線形化すると，以下の特性方程式が得られる．

$$\boldsymbol{A}\ddot{\boldsymbol{\zeta}} = \boldsymbol{B}\boldsymbol{\zeta} \quad (16)$$

$$\det(-\omega^2\boldsymbol{E} - \boldsymbol{A}^{-1}\boldsymbol{B}) = 0 \quad (17)$$

$$\boldsymbol{\zeta} = [\zeta_1, \zeta_2, \ldots, \zeta_{N_{node}}]^T = [\xi, \eta_1, \eta_2, \ldots, \eta_{N_{node}}]^T \quad (18)$$

ここで，$\boldsymbol{A}$と$\boldsymbol{B}$は，支配方程式を線形化して得られる係数行列であり，$\boldsymbol{E}$は単位行列である．式 (17) の固有値 ω_j^2 ($\omega_j = 2\pi f_j$, $1 \le j \le N_{node}+1$)は，$\boldsymbol{A}^{-1}\boldsymbol{B}$の固有値から計算される．

(1-2) 単一気泡の振動解析

内径$R_t/R_0 = 6$の弾性管内の初期半径$R_0 = 1.5$ μmの気泡の振動を解析した．ここで，$p_\infty = 100$ kPa, $\rho = 998.2$ kg/m^3, $\sigma = 7.275 \times 10^{-2}$N/m，$\gamma = 1$とした．本解析では，長さ，

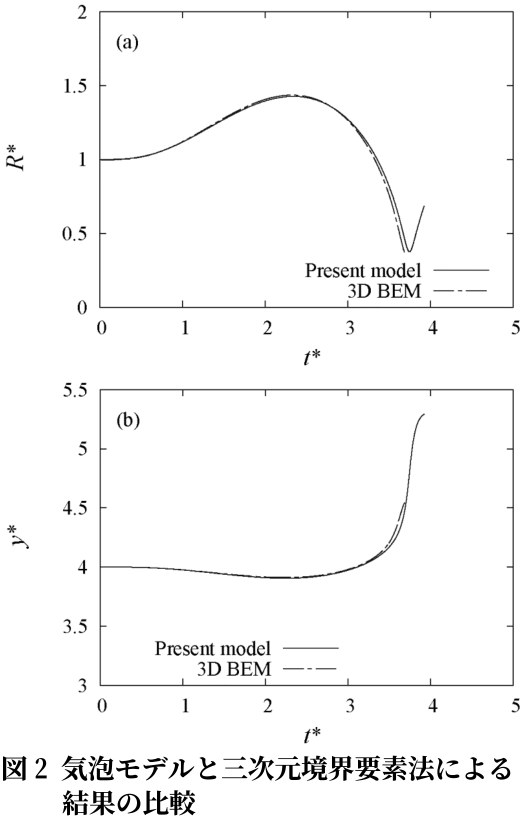

図 2 気泡モデルと三次元境界要素法による結果の比較

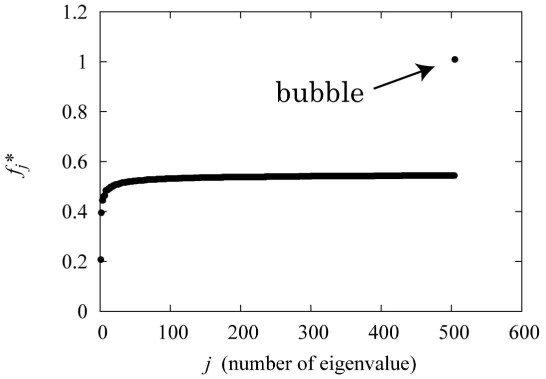

図 3 系の固有振動数(単一気泡)

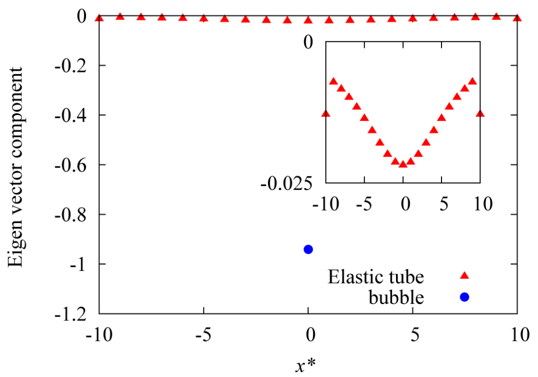

図 4 f_Bに対する気泡半径と管壁面変位の固有ベクトルの成分

速度，圧力，時間の代表量をそれぞれR_0，$\sqrt{p_\infty/\rho}$，p_∞，$t_0 = R_0/\sqrt{p_\infty/\rho}$と定義し，主としてこれらの代表量を用いて諸量を無次元化する．バネ定数と質量はそれぞれ$k^* = kR_0/p_\infty$，$m^* = m/(\rho R_0)$と無次元化する(*は無次元量を表す)．固有振動数は，無限空間内での単一気泡の固有振動数f_0で無次元化する．

まず，本モデルによる解析結果と，三次元境界要素法による直接数値計算結果を比較し，モデルの妥当性について調べた．計算条件は，$L_t/R_0 = L_t^* = 20$，$k^* = 15$，$m^* = 30$，$\sigma = 0$，$(x_0^*, y_0^*, z_0^*) = (0, 4, 0)$とし，振幅$0.8p_\infty$，振動数1.72 MHzの正弦波を印加した．図2(a)は，気泡半径の時間変化，図2(b)は，気泡の並進移動量の時間変化である．図の比較から明らかなように，本モデルによる解析結果と，三次元境界要素法による直接数値計算結果は，よく一致しており，本モデルにより気泡運動を予測できることがわかる．

図 3 に$L_t^* = 20$，$m^* = 10$の時の系の固有振動数f_jを示す．横軸jは，固有値の番号を表しており，f_jが低い順となっている．縦軸f_jは，無限空間内での単一気泡の固有振動数f_0で無次元化されている．$f_j^* = 1$付近に見られる固有振動数が気泡の共振振動数に対応しており，f_Bと表記する．図 4 は，図 3 のf_Bに対応する管壁の固有ベクトル成分（変位）と気泡振動の固有ベクトル成分（振動振幅）を示し

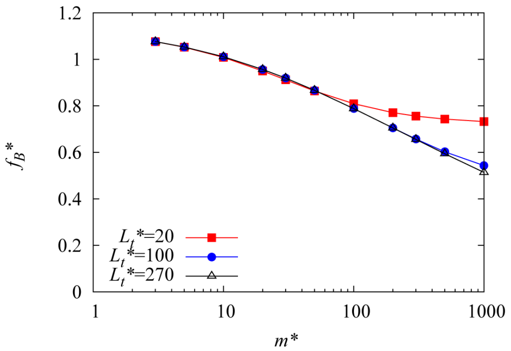

図 5 管壁の質量と管長が共振振動数に及ぼす影響

ている．本モードでは，気泡の振動振幅が管壁の振幅に比べて十分大きいことから，本モードが気泡の主たる共振のモードであることがわかる．その際，気泡と管壁とは同位相で振動する．

管壁の質量と管長が気泡の共振振動数に及ぼす影響を図5に示す．管長は，$L_t^* = 20, 100, 270$の3種類としている．図より，気泡の共振振動数は，管の質量が重くなるにつれて，単調に減少している．管長の影響は，管壁の質量が大きいほど，その影響が現れるが，$m^* < 50$では，管長が共振振動数に及ぼす影響が小さいことがわかる．これは，m^*が小さいほど，気泡に近い管壁の振幅が大きくなることから，気泡は近接の管壁の振動の影響をより強く受け，気泡から遠い管壁の影響が小さくなるためと考えられる．

また，気泡のy方向の初期位置が，共振振動数に及ぼす影響を調査した結果，質量が大きい場合には，気泡が管壁に近づくにつれて，共振振動数が低下するが，逆に，小さい場合には，気泡が管壁に近づくにつれて，共振振動数が高くなることが示された．また，その中間の質量の場合には，共振振動数が管壁と気泡との距離に依存しない中立のモードが存在することが確認された．

さらに，気泡の非線形振動について調べた結果，$\sqrt{k/m}/(2\pi) = f_B/n$，$(n = 1, 2, \cdots)$の関係を満たす際に，$n$次のハーモニック振動が生じる可能性が示された．

(2) 弾性管内での気泡群の振動解析

(2-1) 気泡群モデル

単一気泡モデルをN個の気泡モデルに拡張した．図 1 と同様に管の中心を原点とするデカルト座標系と円筒座標系を用いる．管内でN個の球形気泡が微小振動している状況を考える．気泡周囲流体は非圧縮性の渦なし流れとする．そのため，Laplace 方程式を満たす速度ポテンシャルφが定義できる．気泡I $(I = 1, 2, \ldots, N)$の中心位置に Laplace 方程式を満たすわき出し(強さq_{0I})を定義し，これらにより球形気泡の体積振動を模擬する．φに関する Laplace 方程式を Green の公式を用

いて変換すると以下の境界積分方程式が得られる．

$$\frac{\Theta(\boldsymbol{x})}{4\pi}\varphi(\boldsymbol{x})=\int_S\left\{G_1(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial n'}-G_2(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\varphi(\boldsymbol{x}')\right\}dS'+\sum_{I=1}^{N}\frac{q_{0I}}{|\boldsymbol{x}_{BI}-\boldsymbol{x}|} \tag{19}$$

ここで，$\boldsymbol{x}_{BI}$は気泡Iの中心の位置ベクトルであり，気泡運動を表すわき出し強さq_{0I}は以下のように与えられる．

$$q_{0I}=-R_I^2\dot{R}_I \tag{20}$$

R_Iと$\dot{R}_I$はそれぞれ気泡Iの半径ならびに半径方向速度を表している．式(19)の境界条件は，式(2)，(3)で与えられる．管壁の運動は，単一気泡と同様に式(4)～(6)で記述される．

$\partial\varphi/\partial t$は，以下の境界積分方程式により得られる．

$$\frac{\Theta(\boldsymbol{x})}{4\pi}\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x})}{\partial t}=\int_S\left\{G_1(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial}{\partial n'}\left(\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial t}\right)-G_2(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial t}\right\}dS+\sum_{I=1}^{N}\frac{\dot{q}_{0I}}{|\boldsymbol{x}_{BI}-\boldsymbol{x}|} \tag{21}$$

個々の気泡の体積振動は，以下の運動方程式から決定される．

$$R_I\ddot{R}_I+\frac{3}{2}\dot{R}_I^2=\frac{1}{\rho}\left(p_{gI}-\frac{2\sigma}{R_I}-p_{BI}\right) \tag{22}$$

式(22)は，拡張された Rayleigh-Plesset の式であり，$\ddot{R}_I$は気泡Iの界面の半径方向加速度，p_{gI}は気泡Iの内部圧力を表している．p_{BI}は，気泡周囲の流れ場が気泡Iの中心に誘起する液体圧力であり，以下のように表される．

$$p_{BI}=p_d-\rho\frac{\partial\tilde{\varphi}_I}{\partial t}-\rho\frac{1}{2}|\nabla\tilde{\varphi}_I|^2 \tag{23}$$

ここで，$\tilde{\varphi}_I$は，気泡I以外の気泡ならびに管壁によって決定される気泡Iの中心位置での速度ポテンシャルであり，次のように記述される．

$$\tilde{\varphi}_I=\int_S\left\{G_1(\boldsymbol{x}_{BI},\boldsymbol{x}')\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{x}')}{\partial n'}-G_2(\boldsymbol{x}_{BI},\boldsymbol{x}')\varphi(\boldsymbol{x}')\right\}dS'+\sum_{\substack{J=1\\J\neq I}}^{N}\frac{q_{0J}}{|\boldsymbol{x}_{BJ}-\boldsymbol{x}_{BI}|} \tag{24}$$

詳細は省略するが，以上の支配方程式を線形化すると，単一気泡の場合(式(16)，(17))と同様に系の特性方程式が導かれる．ただし，気泡Iは，$R=R_{0I}(1+\xi_I)$，$(\xi_I\ll 1)$で微小振動しているとし，式(18)のζは次式で与えられる．

$$\boldsymbol{\zeta}=[\zeta_1,\zeta_2,\ldots,\zeta_{N_{node}+N}]^T=[\xi_1,\xi_2,\ldots,\xi_N,\eta_1,\eta_2,\ldots,\eta_{N_{node}}]^T \tag{25}$$

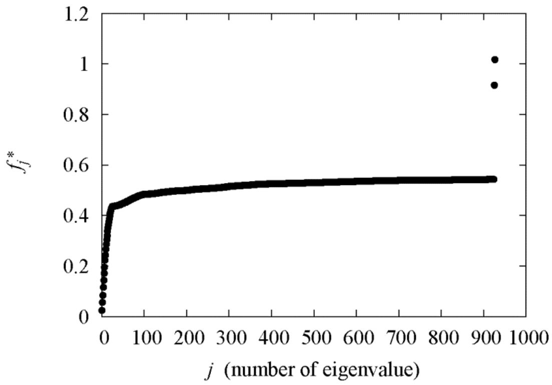

図 6 系の固有振動数(二個の気泡)

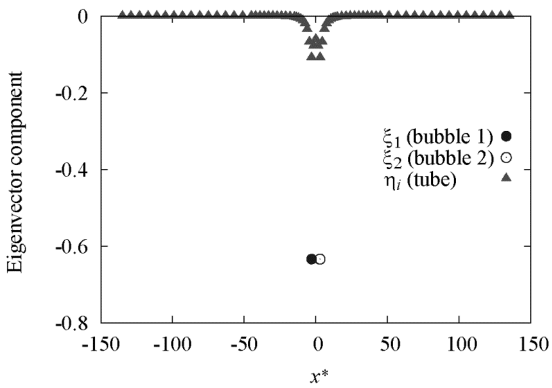

図 7 二個の気泡振動と管壁面変位の固有ベクトルの成分(f_{BL})

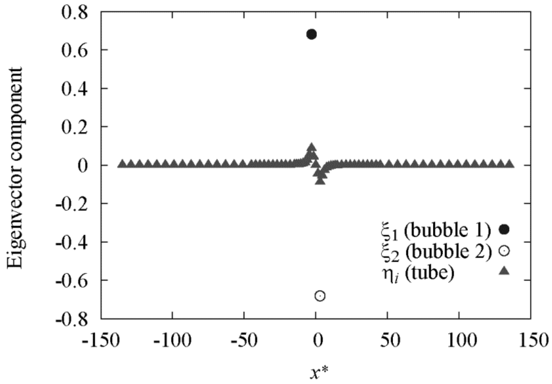

図 8 二個の気泡振動と管壁面変位の固有ベクトルの成分(f_{BH})

(2-2) 二個の気泡の振動解析

内径$R_t/R_0=6$，長さ$L_t/R_0=270$の弾性管内の初期位置$\boldsymbol{x}_{B1}/R_0=(-3,\ y_0/R_0,\ 0)$，$\boldsymbol{x}_{B2}/R_0=(3, y_0/R_0,\ 0)$に配置された初期半径$R_0=1.5$ μmの二個の気泡の振動を解析した．バネ定数と質量はそれぞれ$k^*=15$, $m^*=3,5,10$と設定した．

図 6 に$y_0=4.5$，$m=10$の時の系の固有振動数f_jを示す．$f_j/f_0=1$付近に見られる二つの固有振動数が気泡の主たる共振振動数に

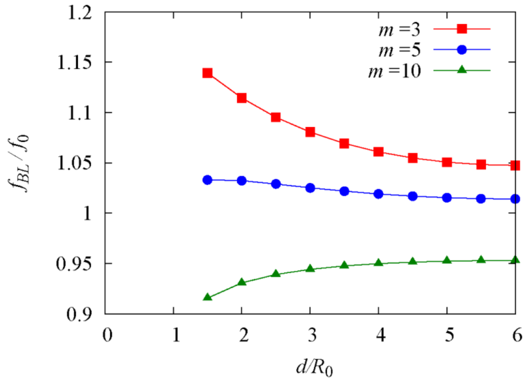

図 9 f_{BL}の管壁面と気泡中心との距離に対する依存性

対応しており，そのうち低い方の固有振動数をf_{BL}，高い方をf_{BH}と呼ぶ．

図 7, 8 はそれぞれ，図 6 の$f_{BL}/f_0 = 0.916$および$f_{BH}/f_0 = 1.02$に対する$(y^*, z^*) = (6, 0)$の位置での管壁の固有ベクトル成分（変位）と二個の気泡振動の固有ベクトル成分（振動振幅）を示している．f_{BL}のモードでは，bubble 1 と bubble 2 の振動振幅（固有ベクトル成分：ξ_1とξ_2)は同じ値をとり，その値は管壁の固有ベクトル成分（変位）と比べて十分大きい．このことから，この振動モードは気泡の振動が支配的な振動モードであり，気泡の共振振動数に対応していることがわかる．また，このモードは，ξ_1, ξ_2が同符号であることから，一方の気泡が収縮するときに他方も収縮するという同位相の振動モードである．さらに，気泡振動と管壁振動の固有ベクトル成分の符号は同符号であるため，気泡が収縮すると管壁も縮む振動モードであることがわかる．一方，f_{BH}のモードでは，ξ_1とξ_2が異符号であることから，一方の気泡が膨張するときに他方は収縮する逆位相の振動モードであることがわかる．また，$x < 0$の領域では，ξ_1と管壁の固有ベクトル成分は正であり，$x > 0$の領域では，ξ_2と管壁の固有ベクトル成分は負である．このことは管の左側半分と右側半分とで位相が反転し，それぞれの側で気泡と管壁が同位相で振動することを示している．

管壁面と気泡中心との距離を$d = R_t - y_0$と定義した時，$m^* = 3$，5，10の 3 種類のm^*に対するf_{BL}のdに対する依存性を図 9 に示す．図 9 からmが大きく壁面の特性が剛体壁の特性に近づくと，dが短くなるにつれて共振振動数は低くなるが，逆にmが小さく壁面の特性が自由境界の特性に近づくと，dが短くなるにつれて共振振動数は高くなることがわかる．そのため，その中間のmの場合には，共振振動数がdに依らない中立条件が存在することとなる．

(3) 音響性リポソームの表面振動

110 kHz の定在音場および加圧した圧力場において同一の ALs の挙動を観測し，以下の知見を得た．(a) 実験容器内を加圧した際，ALs の表面に Buckling が観測され，ALs 表面の脂質膜の存在が保証された．(b) 110 kHz の定在音場において，ALs 表面に 3～7 次の表面振動モードが観測され，表面振動がパラメータ励振の機構で起こっていることがわかった．(c) 各振動モードが観測された ALs の表面張力を見積もった結果，脂質膜の効果を気泡表面の表面張力の低下として物理的に解釈できる可能性が示された．

5．主な発表論文等

〔雑誌論文〕（計６件）

1. 高比良裕之，北原達也，小笠原紀行，弾性管内での気泡群の振動特性に関する解析，キャビテーションに関するシンポジウム(第18回) 講演論文集 (CD-ROM)，全6ページ，(2106)，査読無．
2. H. Takahira, T. Kitahara and T. Ogasawara, Modelling of two spherical oscillating bubbles in an elastic tube, Proc. 9th International Conference on Multiphase Flow, USB-flash (No. 330), Total 5 pages (2016), 査読無．
3. T. Kitahara, N. Makihara, T. Ogasawara, H. Takahira, Boundary element analysis of bubble oscillations in elastic tubes, Proc. the ASME/JSME/KSME 2015 Joint Fluids Engineering Conference, Total 6 pages, (2015), doi:10.1115/AJKFluids2015-05256, 査読有．

〔学会発表〕（計６件）

1. 藤本陽，小笠原紀行，高比良裕之，脂質膜に覆われたマイクロバブルの表面振動に関する実験的解析，混相流シンポジウム 2016，2016 年 8 月 8 日，同志社大学，京都市．
2. H. Takahira, T. Kitahara and T. Ogasawara, Modelling of two spherical oscillating bubbles in an elastic tube, 9th International Conference on Multiphase Flow, 2016 年 5 月 24 日, Palazzo dei Congressi, Firenze (Florence), Italy.
3. 北原達也，小笠原紀行，高比良裕之，弾性管内での二個の球形気泡の固有振動数，日本機械学会第 93 期流体工学部門講演会，2015 年 11 月 7 日，東京理科大学，東京都．
4. 藤本陽，今井大介，小笠原紀行，高比良裕之，音響性リポソームの表面振動およびバックリング挙動の観測，日本機械学会 21015 年度年次大会，2015 年 9 月 15 日，北海道大学，札幌市．

６．研究組織

(1)研究代表者

高比良　裕之（TAKAHIRA HIROYUKI）
大阪府立大学・工学研究科・教授
研究者番号：80206870