非構造格子を用いた非球形気泡崩壊時の
内部温度場に関する数値解析*安田 章 宏^{*1}, 高比良 裕 之^{*2}Numerical Analysis of Temperature Fields inside Collapsing
Nonspherical Bubbles Using Unstructured GridsAkihiro YASUDA^{*3} and Hiroyuki TAKAHIRA^{*3} Department of Energy Systems Engineering, Osaka Prefecture University,
1-1 Gakuen-cho, Sakai-shi, Osaka, 599-8531 Japan

We have improved the numerical scheme based on the boundary element method combined with the finite volume method. Heat transfer inside the bubble is taken into account in this scheme. We apply unstructured adaptive grids inside the bubble, which are generated by Delaunay triangulation, to analyze the temperature field inside the collapsing bubble with the very large deformation. We compare the present numerical results with one-dimensional results for a spherical bubble and numerical results for a nonspherical bubble where the structured grids are used to calculate the heat transfer inside the bubble. The results show that the present method has sufficient accuracy to deal with thermal boundary layers both for spherical and nonspherical bubble collapses. It is also shown that the present scheme is effective for the analysis of a tiny bubble in which the thermal boundary layer near the bubble wall is relatively thick to its radius.

Key Words: Bubble, Cavitation, Numerical Analysis, Boundary Element Method, Unstructured Grid, Heat Transfer, Microjet

1. 緒 言

壁面近傍においては、気泡は並進運動を伴いながら変形する。特に剛体壁近傍では、その崩壊過程において壁に向かって液体マイクロジェットが発生し、材料損傷の原因となることが知られている⁽¹⁾。また、振動場中における気泡が崩壊時に形成する局所的に極めて高温・高圧な場を、化学反応の促進に利用する考えもみられる⁽²⁾。さらに超音波治療の分野では、生体内にマイクロバブルを注入し、その非線形振動特性を利用して、マイクロバブルを造影剤として用いる試みがある⁽³⁾。こうした気泡の崩壊や非線形振動により引き起こされる様々な現象を理解するため、これまでに多くの理論的、数値的解析がなされてきた^{(1),(4),(5)}。その際によく用いられる仮定の一つに「気泡内部の気体はポリトロプ変化する」という仮定があるが、この仮定には限界があり⁽⁶⁾、気泡の挙動を正しく把握するには、気泡内部気体の熱的効果を考慮することが重要

となる。著者らはこれまでに、気泡内部に構造格子を適用し、有限体積法を併用した境界要素法(BEM)を用いることにより、剛体壁近傍における気泡の挙動を解析し、内部の熱過程が気泡の変形に影響を与えることなどを示した^{(7),(8)}。しかし、構造格子を用いた場合、(i) 気泡内部の格子数を増減させるのが困難であり、そのため、(ii) 格子の歪みが大きく、再構成で対処できないことがある等の理由から、マイクロジェット貫通直前まで計算できないという問題点があった。一方、Yuan and Prosperetti⁽⁹⁾は気泡壁近傍にのみ構造格子を適用し、気泡内温度境界層が気泡半径に対して薄い場合について計算を行ったが、彼らの手法は、温度境界層が気泡半径に対して相対的に厚くなる初期半径の小さな場合には適用できず、汎用性に乏しい。

そこで、本研究では気泡内の計算格子に、(i) 複雑な形状に適する、(ii) 要素数を増減させることが可能であるといった特徴を持つ非構造格子を用いる。本報では、まず球形気泡に関する一次元解析ならびに構造格子を用いた従来法との比較を通して、本手法の計算精度を検討する。さらに本手法が大変形する気泡の崩壊問題に適用し、本手法がマイクロジェット貫通直前まで計算可能であることを示すとともに、気泡径に比

* 原稿受付 2000年10月23日。

^{*1} 正員、大阪府立大学大学院工学研究科(☎599-8531 堺市学園町1-1)。^{*2} 正員、大阪府立大学工学部(☎599-8531 堺市学園町1-1)。
E-mail: yasuda@fluid.energy.osakafu-u.ac.jp

べて相対的に温度境界層が厚くなる微小気泡の問題にも適用可能であることを示す。

2. 基礎方程式

最初、平面剛体壁近傍に初期半径 R_0 の球形ガス気泡が、平衡を保って静止している状況を想定する(壁面と気泡中心との距離 L_0)。ある瞬間に、気泡周囲の液体圧力がステップ状に変動する際の気泡の挙動を考える。

本研究では、以下の仮定のもとで解析を行う。用いた仮定は文献(7)、(10)と同様である。

(i) 計算は軸対称とし、重力を無視する。(ii) 液体の圧縮性・粘性を無視し、流れは渦なしとする。(iii) 気泡内部は、非凝縮性の理想気体のみからなり、気体圧力は空間に関して一様であるとする。また、気体の粘性を無視し、その流れは渦なしとする。(iv) 気泡壁を通しての気体の拡散を無視する。(v) 蒸発・凝縮を無視する。(vi) 液体側の温度境界層を無視し、液体の温度は一定とする。

なお、本解析では気泡形状の対称軸を z 軸とする円筒座標系 (r, z) を用いる。

これらの仮定から、内部気体に対する基礎方程式は、質量保存の式、エネルギー保存の式ならびに状態方程式を用いて、以下のように与えられる。その導出の詳細は文献(7)を参照されたい。

$$\nabla^2 \varphi_g = \frac{\kappa - 1}{\kappa p_g} \nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) - \frac{\dot{p}_g}{\kappa p_g} \quad (1)$$

$$\frac{DT_g}{Dt} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{T_g}{p_g} \{ \nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) + \dot{p}_g \} \quad (2)$$

ここで、 φ は速度ポテンシャル、 κ は比熱比、 p は圧力、 λ は熱伝導率、 T は温度、 $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{u} \cdot \nabla$ 、 t は時間、ドットは時間に関する微分、添字 g は気体を表している。なお、仮定(iii)より気体に関する運動量保存の式は不要となる。気体圧力は

$$\dot{p}_g = -\frac{2\pi\kappa p_g}{V_b} \int_{\Gamma} \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial n_g} - \frac{\kappa - 1}{\kappa p_g} \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial n_g} \right) r d\Gamma \quad (3)$$

で決定される。ここで、 V_b は気泡体積、 $\partial/\partial n_g$ は気体から外向きの法線ベクトル $\vec{n}_g$ の向きの微分、 Γ は気泡表面と z 軸を含む半平面との切り口である。一方、液体に関する基礎式は仮定(ii)より

$$\nabla^2 \varphi_l = 0 \quad (4)$$

$$\frac{D\varphi_l}{Dt} - \frac{1}{2} |\nabla \varphi_l|^2 + \frac{p_l - p_\infty}{\rho_l} = 0 \quad (5)$$

と書ける。ここで、 ρ は密度、添字 l は液体を表している。気泡壁での境界条件は、

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial n_g} = -\frac{\partial \varphi_l}{\partial n_l} \quad (6)$$

$$\frac{D\varphi_l}{Dt} - \frac{1}{2} |\nabla \varphi_l|^2 + \frac{p_g - 2\sigma H - p_\infty}{\rho_l} = 0 \quad (7)$$

$$T_g = T_l (= T_\infty) \quad (8)$$

となる。ここで、 $\partial/\partial n_l$ は液体から外向きの法線ベクトル $\vec{n}_l$ の向きの微分、 σ は表面張力係数、 H は平均曲率を表している。

3. 数値解析手法

数値計算の手順を以下に示す。

(a) 気泡内部の領域に計算格子を生成する。

(b) 式(4)から境界積分方程式を構成し、この方程式を境界要素法(BEM)を用いて解き、気泡壁における速度を決定する。ただし、境界要素としては一定要素を用いている。詳細は文献(11)を参照されたい。

(c) 式(3)の積分を行い、圧力の時間微分を求める。

(d) 有限体積法を用いて式(2)を解き、気泡内部における温度の時間微分を求める。

(e) 式(1)を解き、気泡壁上の気体の速度ポテンシャルを求める。

(f) 式(1)を $\partial \varphi_g / \partial r$ 、 $\partial \varphi_g / \partial z$ に関する境界積分方程式に変換し、気泡内の速度場を求める。この計算を行う際、その面積分においては特異積分の取り扱い⁽¹²⁾に、境界に近い内点に関する表面積分においては近特異積分の取り扱い⁽¹³⁾に注意する必要がある。

(g) 各点をラグランジュ的に時間発展させる。

(h) 気泡内部の計算格子の歪みが大きくなっていけば、格子の再構成を行う。

(a)~(h)の計算手順において、主として従来法からの改良点について以下に述べる。それ以外の詳細は文献(7)、(11)を参照されたい。

格子生成

気泡内部の格子生成は、デローニー三角分割法⁽¹⁴⁾を用いた。また本計算においては、気泡内部の熱移動を正確に評価するため、温度境界層が発達する気泡壁近傍に格子を集中させる必要がある。そこで、Weatherillら⁽¹⁵⁾のソース点を用いた格子集中法を利用した。用いた格子集中法はソース点周辺に格子を集中させる手法であり、本解析では気泡壁上の境界要素の分割点をソース点とすることにより、気泡壁近傍に格子を集中させる。この手法においては、デローニー三角分割により生成された各三角形要素に対して

$$dp_j(x) = Ae^{B|X_j - x|} \quad (9)$$

という関数を考える。ここで A 、 B は、それぞれソース点における増幅、減衰係数パラメーター、 X_j はソー

Fig. 1 Initial computing grid (unstructured grid).

Fig. 2 Calculation of flux.

ス点の位置, x は三角形の重心を表わしている. そして, 各三角形要素に対して $dp_j(x)$ の最小値 dp_{min} を求める. 次に, 重心と各頂点との距離を計算し, その距離と dp_{min} の値を比較する. 3つの頂点のうち1つでも dp_{min} の方が小さい場合があれば, その要素の中心に新しく分割点を導入する. その際, $dp_j(x)$ がソース点近傍で小さい値をとるように A, B の値を与え, ソース点に近い領域に分割点が多く導入されるようにする.

本計算で用いた初期計算格子を図1に示す. z 軸が対称軸で, 式(2)の計算の際は z 軸まわりに単位方位角だけ回転させたセルを用いている. 本格子では, $A = 0.06$, $B = 14.0$ とし, 初期状態における要素数は1768, 気泡表面分割数は128とした. 要素数に関する計算結果への依存性は後述する.

気泡内部の温度場の計算

気泡内部の温度の時間微分を, 式(2)から有限体積法を用いて求める. その際, 隣り合う要素間の温度勾配は, 図2(a)のように求める. ここで, 図中 G_1, G_2 は三角形の重心を, M は PQ の中点を, d は G_1 を通り PQ に平行な直線と, G_2 を通り PQ に平行な直線との距離を表わしている. まず, G_1 を通り PQ に平行な直線と, M を通り PQ に垂直な直線の交点 C_1 を求める. 同様に G_2 を用いて C_2 を求める. 図2(a)に

Fig. 3 Calculation of temperature after grid re-generation.

において, C_1, C_2 での温度を T_1, T_2 とすると, 各セル内での温度は重心で定義されているため, T_1, T_2 は周囲セルを用いて Kobayashi ら⁽¹⁶⁾ の手法により内挿して求める. このとき, 温度勾配は次式で求められる.

$$\frac{\partial T}{\partial n} \approx \frac{T_2 - T_1}{d} \quad (10)$$

また, 気泡壁における温度勾配は, 図2(b)に示すように, 境界要素の中心 M を通り境界に垂直な直線上の2点 C_1, C_2 を等間隔に選び, C_1, C_2, M における温度を用いて, 次のように求めた.

$$\frac{\partial T}{\partial n} \approx \frac{3T_\infty - 4T_2 + T_1}{2l} \quad (11)$$

C_2 の求め方は, 図2(a)の C_2 の求め方と同様である. 格子の再構成

気泡壁が変形するにつれて, 気泡内格子に歪みが生じ, 計算精度が得られなくなる. また, z 軸上における気泡壁間の距離が短くなるにつれて, その間にある要素を適切に減少させる必要がある. 本解析では, 気泡内格子全体を再構成することによりこの問題に対処した. マイクロジェットが発生する場合には, z 軸上において衝突する気泡壁間の温度は非常に急激な変化が予想される. そこで z 軸近傍において十分な格子の解像度を得るために, 再構成の際に気泡の変形度合いに応じて z 軸近くの境界要素の長さを短くした. そして, 境界要素を軸から遠ざかるにつれて等比級数的に大きくすることにより, マイクロジェット貫通部近傍の格子を細くするようにした. また, 前述の A, B の値についても, 気泡変形の度合いに応じて変化させた.

再構成された格子の温度は, 多重格子法において用いられている内挿法⁽¹⁷⁾により決定した. 図3にみられるように, 再構成前後の格子において, 重なり合った面積を重みとして温度を内挿した. すなわち, 再構成後の温度は次式で表わされる.

$$T_n = \sum_{\text{new cell}} \frac{T_o S_{on}}{S_n} \quad (12)$$

ここで, T は温度, S は面積, 添字 n は再構成後の格

子, 添字 o は再構成前の格子, 添字 on は再構成前後の重なりを表わしている。

時間発展方法

最初, Adams 法を用いて計算を開始させる。その後, 格子の再構成を行う段階では, 多段階法である Adams 法を用いることはできない。そこで, 格子の再構成を行なった後の時間発展には修正 Euler 法 (Heun 法) を用いた。その際, 時間刻み δt は次式で決定した。

$$\delta t = \frac{C}{\max(\frac{Df}{Dt})} \quad (13)$$

ここで, f は時間発展させる関数値である。また, $C = 5.0 \times 10^{-3}$ とした。なお, Adams 法から Heun 法に変更するタイミングは, 経験的に判断した。

4. 結果と考察

4.1 無限空間内における単一球形気泡の崩壊 本手法の精度を検討するため, 気泡周囲の液体圧力がステップ状に上昇する際の, 無限空間内における単一球形気泡の崩壊問題を解析する。計算条件は $R_0 = 500 \mu\text{m}$, $p_{g0}/p_\infty = 0.1$ とした。なお気泡内気体は空気として扱い, 比熱比 $\kappa = 1.4$ とし, 熱伝導率の値は次のように温度に対して線形に近似した⁽¹⁰⁾。

$$\lambda_g = \alpha T_g + \beta \quad (14)$$

ここで, $\alpha = 5.28 \times 10^{-5} \text{ W/mK}^2$, $\beta = 1.165 \times 10^{-2} \text{ W/mK}$ である。液体は水として扱い, $p_\infty = 101.3 \text{ kPa}$, $T_\infty = 293.15 \text{ K}$, $\rho_l = 998.2 \text{ kg/m}^3$, $\sigma = 7.275 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ と与えた。なお, 本計算条件は文献 (7) の Fig. 6 と同じである。これ以降に示す結果では, 長さ, 時間, 速度, 温度に関する諸量を, それぞれ, R_0 , $t_0 (= R_0 / \sqrt{p_\infty / \rho_l})$, $v_0 (= \sqrt{p_\infty / \rho_l})$, T_∞ で無次元化して表示する。

図 4(a) は気泡の等価半径 ($R_{eq} = \sqrt[3]{\frac{3V_b}{4\pi}}$, V_b : 気泡体積) の時間変化を表している。実線は本手法, 点線は一次元数値解析⁽⁷⁾, 一点鎖線は気泡内に構造格子を用いた結果⁽⁷⁾ をそれぞれ表している。点線の一次元数値解析の結果は以下の式から計算される。

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{-p_\infty + p_g}{\rho_l} \quad (15)$$

$$\dot{p}_g = \frac{3}{R} \left\{ (\kappa - 1) \left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial s} \right)_{s=R} - \kappa p_g \dot{R} \right\} \quad (16)$$

$$u_g = \frac{1}{\kappa p_g} \left\{ (\kappa - 1) \left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial s} \right) - \frac{1}{3} s \dot{p}_g \right\} \quad (17)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial T_g}{\partial s} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{T_g}{p_g} \{ \dot{p}_g + \nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) \} \quad (18)$$

ここで, R は気泡半径, $s = \sqrt{r^2 + z^2}$ である。気泡内部の分割数は半径 (s) 方向に 200 とし, 微分方程式

Fig. 4 Comparison of equivalent radii and temperature distribution along the z axis.

Fig. 5 Initial computing grid (structured grid)⁽⁷⁾.

の時間発展には Gear 法を使用した。また, 一点鎖線の構造格子を用いた解析では図 5 の計算格子を用いた。分割数は気泡の半径方向に 16, 気泡の円周方向に 32 (格子数 = $16 \times 32 = 512$) としている。図 4(a) よりわかるように本手法による結果は, 他の手法と良く

Fig. 6 Comparison of successive bubble shapes.

一致しており、気泡の半径方向の運動を正しく評価できていることがわかる。

図 4(b) は、気泡の半径が最小時の気泡内部の温度分布の比較図を表している。図 4(b) において、構造格子による手法では、気泡内部の分割数の粗さにより、気泡壁近傍で温度勾配を若干小さめに、最大温度を低めに評価していた。一方、本手法においては、気泡壁近傍に格子を集中させているため、気泡壁近傍における温度勾配ならびに最大温度をより正確に評価できていることがわかる。

4.2 剛体壁近傍における単一気泡の崩壊 次に、剛体壁近傍における単一気泡の崩壊問題について、気泡内部における要素数の計算結果への依存性および、構造格子を用いた手法による結果とを比較検討する。計算条件は $R_0 = 100 \mu\text{m}$, $L_0/R_0 = 1.5$ とし、そのほかの条件は図 4 と同様である。なお、剛体壁は鏡像の気泡を用いて表現した。

図 6 に気泡形状の時間変化を示す。Case A は本手法において初期計算格子に図 1 (気泡内要素数 1768, 気泡表面分割数 128) を用いた場合の計算結果を、Case B は初期計算格子に図 7 (気泡内要素数 790, 気泡表面分割数 64) を用いた場合の計算結果を、Case C は図 5 の構造格子を用いた場合の計算結果を表している。また、図 8 に N, S 点における気泡壁速度 (液体に対して外向きを正) の時間変化を示す。図中において、実線は Case A, 一点鎖線は Case B, 点線は Case C による結果を表している。

図 6 からわかるように、気泡は収縮しながら壁に向かって並進加速度運動を行い、剛体壁と反対側の気泡壁に変形が生じ、マイクロジェットが発生する。さて、要素数の異なる Case A, B を比較してみると、気泡

Fig. 7 Initial computing grid (unstructured grid).

形状、気泡壁速度のどちらも両者は良く一致しており、気泡形状および気泡壁速度を議論する上では Case B 程度の分割数で十分と考えられる。また図 6, 8 において、本手法による結果と構造格子を用いた Case C の結果とを比較すると、構造格子で計算可能な範囲内では良く一致していることがわかる。

図 9 に図 6 の $t/t_0 = 1.117, 1.120$ における気泡内温度分布を、図 10 に図 9 の各時刻における計算格子を示す。図 9 からわかるように、気泡内部の気体は圧縮されるため、内部温度は上昇する。ただし、N 点側の気泡壁速度は熱の拡散速度に比べて非常に速いため、N 点側に形成される温度境界層は S 点側に比べて非常に薄くなる。図 9 の Case A と B を比べてわかるように、要素数が多い Case A の結果の方が全盤に幾分温度分布が滑らかであるが、両者に大きな差異は見られない。また、Case C の結果と Case A, B の結果を比較すると、Case A, B の結果は z 軸と遠い側の気泡壁周辺の温度境界層が若干厚くなっている。一方、 z 軸近傍および、変形の進んでいる気泡壁周辺の温度境

Fig. 8 Comparison of bubble wall velocity.

界層厚さはほぼ一致している,

構造格子を用いた場合には, 図 10 の Case C において, N 点側の気泡壁近傍の要素の歪みが大きくなり, この時刻をすぎてしばらくすると格子の再構成に失敗した. また, z 軸上においては, 初期に与えた要素数を変更できないため要素が集中しすぎ, 過度に時間刻み幅が小さくなり計算を進展するのが困難になる. 一方, 非構造格子を用いた場合には, z 軸上の要素を適切に減らすことができるため, 図 11(a) に示すように従来よりも大きな変形に対応できるようになり, マイクロジェット貫通直前まで計算を行うことが可能となった. 図 11(b) は図 11(a) の z 軸近傍部における格子の拡大図を示している. 図 11(b) からわかるように, 衝突する気泡壁近傍における格子の解像度は良好と考えられる. 図 12 に図 11 と同じ時刻の気泡内部の温度分布を示す. 図 12 からわかるように, z 軸近傍の狭い領域においても滑らかで良好な温度分布が得られている.

4.3 Yuan and Prosperetti の解析結果⁽⁹⁾との比較 本節では文献 (9) の結果と本手法による結果とを比較する. 彼らの手法では, 気泡壁近傍にのみ構造格子を適用し, 気泡内部の格子をはらない領域では温度が空間的に一様となっている.

比較対象とした文献 (9) の Fig. 6 と Fig. 11 は, 剛体壁近傍において周囲液体圧力 $P_a (=1 \text{ atm})$ で平衡状態にある気泡の周囲圧力が, ある瞬間に $p_\infty = P_a + \Delta P$ ($\Delta P = 10 \text{ atm}$) となる場合の崩壊問題である. 計算条件は $R_0 = 1 \text{ mm}$, $L_0 = 1.2R_0$, 周囲液体は Liquid Gun Propellant 1845 ($\rho_l = 1,452 \text{ kg/m}^3$) とし, $T_\infty = 293.15 \text{ K}$ である. なお, 文献 (9) では気泡表面は 64 分割, 気泡表面から内側に向かって 40 分

Fig. 9 Comparison of temperature distributions.

割して計算されている.

図 13 と図 14 に気泡形状の時間変化, z 軸上の温度分布の比較を示す. 図 13 は文献 (9) の Fig. 6 と, 図 14 は Fig. 11 との比較を表している. 図 14 では実線で本手法による結果を, 点線で Yuan and Prosperetti による結果を表している. 図中の時刻は $t_R = 0.915R_0\sqrt{\rho_l/\Delta P}$ で無次元化されている. ただし, 図 14 に関しては, 文献中に時刻の記載が見られなかったため, 同程度気泡が変形した時刻と比較している.

図 13 からわかるように, 剛体壁に向かってマイクロジェットが発生する. 気泡形状に関しては, 両者の一致は良好と思われる. また, 初期半径が 1 mm という比較的大きな気泡半径のため, 気泡内に形成される温度境界層は図 14 のように非常に薄くなる. 本手法による結果は, 文献 (9) に比べ気泡崩壊末期に z 軸上最大

Fig. 10 Comparison of computing grids.

温度が約4%小さくなっているが、図13(viii)の後に約1350 Kまで上昇する。またYuan and Prosperettiの方法は、初期温度境界層厚さをあらかじめ想定し、境界層の外側では温度分布が一樣と仮定している。その際、気泡内部の温度が一樣な領域と温度境界層との境界では、熱流束が零（すなわち $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ ）という境界条件を用いている。そのため、気泡の崩壊問題では境界条件 $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ が満足されるだけの十分な温度境界層厚さを想定しないと、内部温度を高めに評価する可能性がある。以上より、こうした両者における解析手法の相違点を鑑みると、本手法による結果は、文献(9)による結果とそん色なく、本手法が温度境界層が薄い問題にも十分適用可能であると考えられる。

4.4 初期半径の小さな気泡の解析結果 最後に初期半径の小さな気泡の計算結果を一例示す。計算条件は $R_0 = 30 \mu\text{m}$ とし、そのほかの条件は図9と同じである。図15は気泡内温度分布を表している。ただし、(a)は図9と同程度変形した時の、(b)はマイクロ

Fig. 11 Computing grids in the final stage of bubble collapse.

Fig. 12 Temperature distribution in the final stage of bubble collapse.

ジェット貫通直前における気泡内温度分布である。図15より、温度境界層が気泡内部深くまで発達している様子が見てとれる。Yuan and Prosperettiの方法では、図15のように温度境界層が発達し、境界層が気泡径に比べて相対的に厚くなるような解析は不可能であることから、本手法の有効性が確認できる。

以上、本研究では、マイクロジェット貫通直前まで

Fig. 13 Comparison of successive bubble shapes.

Fig. 14 Comparison of temperature distributions along the z axis.

の気泡の崩壊過程を解析したが、非構造格子を用いて大変形する気泡内部の温度場を解析するという基本的な考え方は、マイクロジェット貫通後のトロイダル気泡に対しても適用可能であると考えられる。

5. 結 言

気泡内部の計算格子に非構造格子を適用した有限体積法と境界要素法を用いて、内部の熱過程と気泡の大変形を扱う計算手法を提案し、剛体壁近傍の気泡の崩壊問題を解析した。その結果、以下の知見を得た。

1. 本手法はマイクロジェット貫通直前まで計算可能かつ、初期半径の小さな気泡にも応用できる、より汎用性のある手法である。
2. 構造格子を用いた2種類の手法による結果と比較検討を行い、本手法による結果が気泡の挙動を解析する上で十分な計算精度があることを示した。

Fig. 15 Temperature distributions ($R_0 = 30 \mu\text{m}$).

文 献

- (1) Blake, J. R. and Gibson, D. C., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**(1987), 99.
- (2) Suslick, K. S., *Scientific American*, (1989), February, 80.
- (3) de Jong, N., et al., *Ultrasonics*, **29**, (1991), 324.
- (4) Plesset, M. S. and Prosperetti, A., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **9**(1977), 145.
- (5) Feng, Z. C. and Leal, L. G., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **29**(1997), 201.
- (6) 亀田・ほか2名, 機論, **64**-622, B(1998), 1650.
- (7) 高比良・ほか2名, 機論, **61**-592, B(1995), 4249.
- (8) 高比良・ほか2名, 機論, **64**-628, B(1998), 3992.
- (9) Yuan, H. and Prosperetti, A., *Phys. Fluids*, **9**-1, (1997), 127.
- (10) Prosperetti, A., et al., *J. Acoust. Am.*, **83**-2, (1988), 502.
- (11) 高比良, 京都大学博士論文, 1992.
- (12) Hayami, K. and Brebbia, C. A., *Boundary Elements X, Vol. I*, ed. Brebbia, C. A., (1988), 237, Springer-Verlag.
- (13) Telles, J. C. F., *Int. J. Num. Meth. Eng.*, **24**, (1987), 959.
- (14) 谷口, FEMのための要素自動分割: デローニー三角分割法の利用, (1992), 森北出版.
- (15) Weatherill, N. P., et al., *Int. J. Num. Meth. Fluids*, **19**, (1994), 739.
- (16) Kobayashi, M. H., et al., *J. Comput. Phys.*, **150**, (1999), 40.
- (17) Mavriplis, D. J., *AIAA J.*, **26**-7, (1988), 824.