

超音波キャビテーション気泡の 分裂、崩壊、合一メカニズムの解明

山本 卓也

東北大学大学院工学研究科金属フロンティア工学専攻
東北大学大学院環境科学研究科先端環境創成学専攻

1. はじめに

熔融金属系でのプロセス技術の一つに超音波鋳造(Eskin and Eskin, 2014)がある。この鋳造方法では熔融金属へ超音波を照射することで、熔融金属中に含まれる不純物粒子や金属間化合物を微細化し、鋳造した金属の力学的特性を向上させることができる。このため、古くから研究が行われており、微細化する条件は調査されてきた。一方で、熔融金属中へ超音波を照射するので、現象をその場観察することは困難であり、諸説提案されているものの、その不純物や金属間化合物の微細化メカニズムは定かでない。

超音波を液体中へと照射した場合、キャビテーションと呼ばれる現象が発生し、液体中に微細な気泡が生じる(Yasui, 2017)。この気泡は超音波によって膨張、収縮を繰り返し、条件によっては崩壊、分裂、合一、衝撃波の発生を伴う。この気泡振動時にラジカルの発生に伴う有機物の分解、還元反応の促進が生じ、局所高温高圧場が発生することによる粒子の溶解、局所低温場の発生による核生成等様々な現象が同時に発生すると推測されている。しかしながら、サブマイクロからサブミリメートルまでの空間スケールで多数の現象が同時に発生しているため、そのメカニズムを解明することは非常に困難である。

本申請では、超音波照射条件下での単一キャビテーション気泡の分裂メカニズム、不均一核生成したキャビテーション気泡の離脱メカニズムに着目し、数値解析を利用することでそのメカニズムを解明した。

2. 数値解析手法

支配方程式は以下の Navier-Stokes 式、連続式、エネルギー式である。

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{S}_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} C_p T) = +\nabla \cdot (k \nabla T) + S_T \quad (3)$$

ここで、 ρ は密度、 \mathbf{u} は速度、 t は時間、 p は圧力、 μ は粘度、 \mathbf{S}_u はNS式の生成項、 C_p は比熱、 T は温度、 k は熱伝導率、 S_T はエネルギー式の生成項である。また、気体の圧縮性を考慮し、完全気体、完全液体近似を用いた状態方程式を利用し、密度変化を定義した。

気液混相流モデルとして、以下の方程式で表される圧縮性を考慮した代数的 Volume of Fluid(VOF)を利用した。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_r \alpha (1 - \alpha)) = -\frac{\alpha}{\rho_l} \frac{D\rho_l}{Dt} \quad (4)$$

ここで、 α は液体の体積分率、 \mathbf{u}_r は気体液体間相対速度、 ρ_l は液体密度である。 α は液体で1、気体で0、0から1の間で界面であると定義し、上記の液体率の移流方程式を解くことで、界面形状を捕捉した。

界面曲率の計算の際に Laplace フィルターを導入し、表面張力を表現する Continuum Surface Force (CSF)モデルに利用する曲率計算精度を向上させた。また、気泡は大きく膨張、収縮することから界面付近のみ計算格子解像度を向上させる Arbitrary Mesh Refinement (AMR)法を導入した。更なる計算手法の詳細に関しては、既報(Yamamoto *et al.*, 2019)を参照されたい。

計算領域を Fig. 1 に示す。本研究では2種類の現象に着目し、1. 超音波照射時における単一気泡分裂挙動を解明し、2. 円錐状のキャビティに不均一核生成した気泡の離脱挙動を解明した。境界条件としては圧力勾配に応じた自由流入出条件を課し、圧力の正弦波を境界で与えた。ここでの圧力振幅は 0.5-0.95 atm. であり、圧力振動周波数は 20 kHz であるとした。

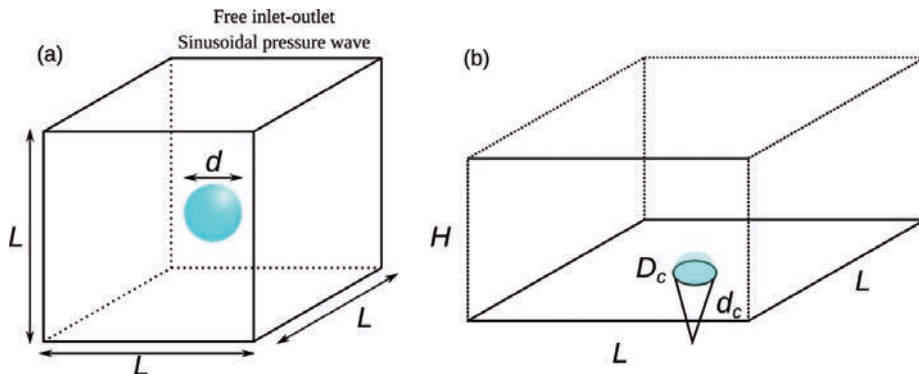


Fig. 1 Schematic diagrams of calculation domains in the cases of (a) fragmentation of acoustic cavitation bubble and (b) detachment of acoustic cavitation bubble nucleated heterogeneously at a conical crack.

3. 単一気泡分裂挙動の解明

直径 20 μm の単一気泡を超音波によって振動させた結果を示す。Figure 2 は気泡中心と境界で与えた圧力変動を示す。圧力振幅が小さい場合には与えた圧力と同様に気泡が振動するが、圧力振幅が大きくなると、気泡振動と与えた圧力振動の位相がずれ、非線形振動を発生させる。この非線形振動によって Rayleigh 収縮が発生し、加圧時に急に圧縮し、気泡は振動を繰り返す。

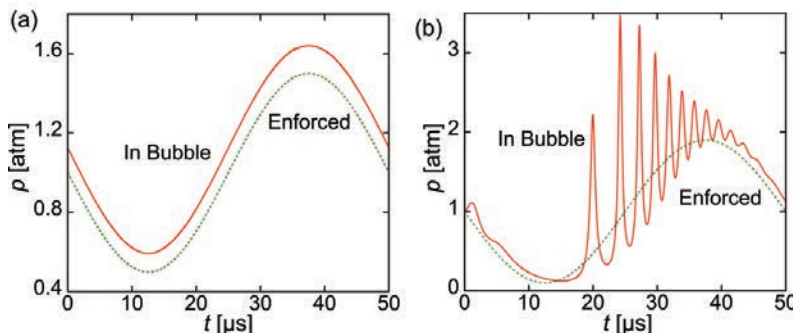


Fig. 2 Time variation of pressure at the bubble central location and imposed pressure: The pressure amplitude is (a) 0.5 atm. and (b) 0.9 atm.

また、圧力振幅が大きい場合の気泡の変形挙動を Fig. 3 に示す。圧力振幅が小さい場合は音圧に応じて気泡が膨張、収縮するが、圧力振幅が大きい場合には気泡が非球形に振動する。Rayleigh 収縮後に気泡は非球形へと変化し、細かな振動を繰り返すうちにその変形度は増大する。圧力振幅がさらに大きい場合には、気泡は Rayleigh 収縮後の細かな振動中に分裂する。また、同様条件で実験を行った場合でも同様に、Rayleigh 収縮後の振動中に分裂することがわかった。Rayleigh 収縮中には、液体の速度が 100 m/s を超え、高速にリバウンドしている最中に擾乱が少しでも入れば、気泡は非球形振動になり、最終的に分裂するものと考えられる。実験、計算の動画も著者らの論文(Yamamoto *et al.* 2019)にて公開されているので、詳細な気泡運動に関してはそちらを参照されたい。

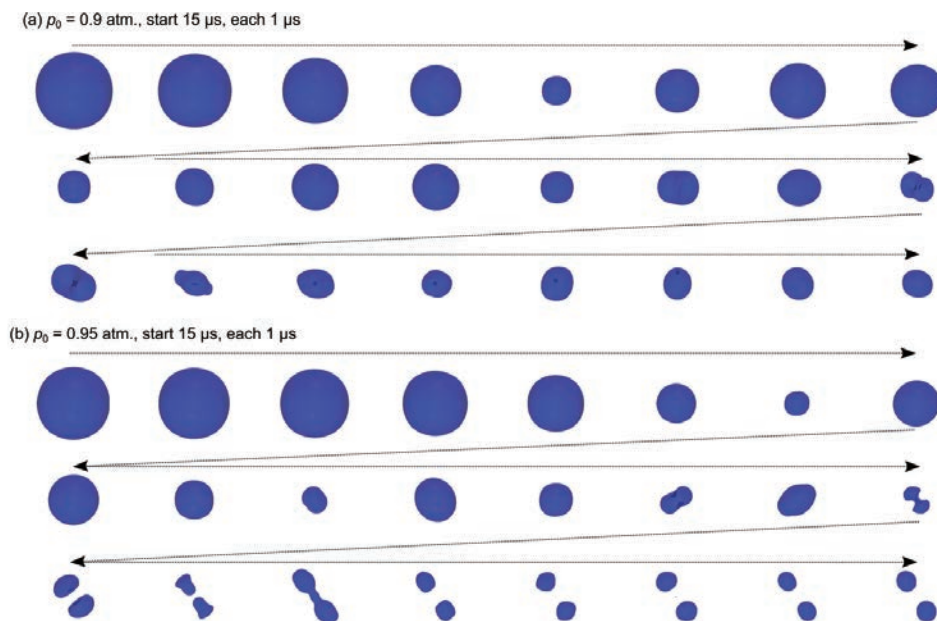


Fig. 3 Time variation of bubble under high-pressure amplitude: (a) 0.9 atm, and (b) 0.95 atm.

4. 円錐キャビティからの気泡離脱挙動の解明

上記の気泡分裂挙動は単一気泡に超音波を照射した場合ではあるが、実際の超音波処理ではあまり考えられない状況である。超音波を照射し音響キャビテーションが生じるが、その際にはまず、超音波ホーンや不純物粒子表面等で不均一核生成が発生すると考えられる。その際に核生成後の気泡挙動に関しては明らかではない。そこで、Fig. 1 (b)に示すような円錐キャビティに不均一核生成した気泡を想定し、そこに超音波を照射した場合の気泡運動を調査した。

円錐キャビティのアスペクト比を変更し、気泡振動に対する円錐キャビティ形状の影響を調査した。ここでは、キャビティ半径を変化させずにその深さを変更した。Figure 4 に気泡内圧力変動に対するキャビティ形状の影響を示す。キャビティのアスペクト比が大きいほど非線形振動が強くなり、気泡が不安定化する。また、キャビティの大きさを変更した結果を Fig. 5 に示す。特に大きいキャビティにおいて気泡振動の位相が圧力振動の位相とずれ、強い非線形振動を示す。この場合における気泡運動を Fig. 6 に示す。特に大きいキャビティの場合には液体ジェットが発生し、気泡がキャビティから離脱する。つまり、液体ジェットが気泡離脱の主要因であることが

わかる。

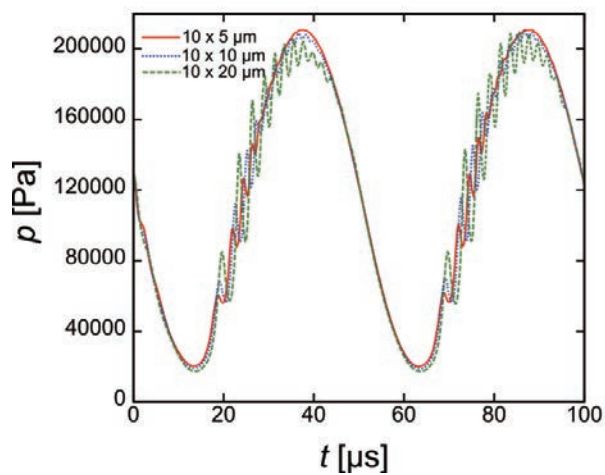


Fig. 4 Time variation of bubble pressure in cracks with different aspect ratios at 0.9 atm. pressure amplitude.

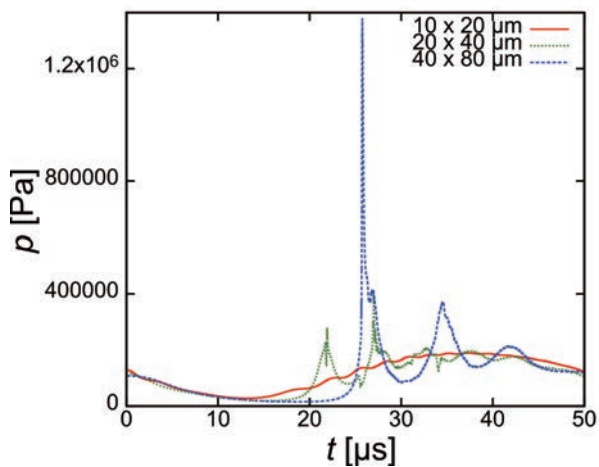


Fig. 5 Time variation of bubble pressure in cracks with different sizes at 0.8 atm. pressure amplitude.

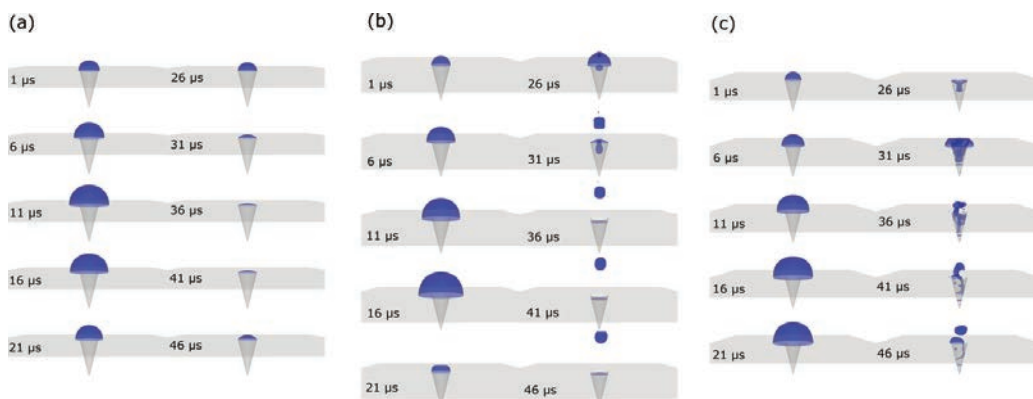


Fig. 6 Dynamic behavior of a bubble depending on the crack size at 0.8 atm. pressure amplitude: (a) $10 \times 20 \mu\text{m}$, (b) $20 \times 40 \mu\text{m}$, and (c) $40 \times 80 \mu\text{m}$ crack.

上記のように気泡はそのキャビティ形状に応じて線形振動、非線形振動、液体ジェット生成の3種類の現象が発生する。それらのパターンを Fig. 7 にまとめた(Yamamoto and Komarov, 2020)。キャビティ径 D_c が大きい場合、圧力振幅 P が大きい場合には、気泡が非線形振動、さらには液体ジェットが発生する。キャビティで不均一核生成した気泡は、キャビティが大きく音圧振幅が大きいほど液体ジェットを発生させ、気泡を離脱させることができる。この離脱した気泡は上記で説明したように分裂を行うことで気泡数が増加していくと考えられる。これらのことより、不均一核生成するためのキャビティ形状も超音波処理の効率にも影響を及ぼすことが示唆される。

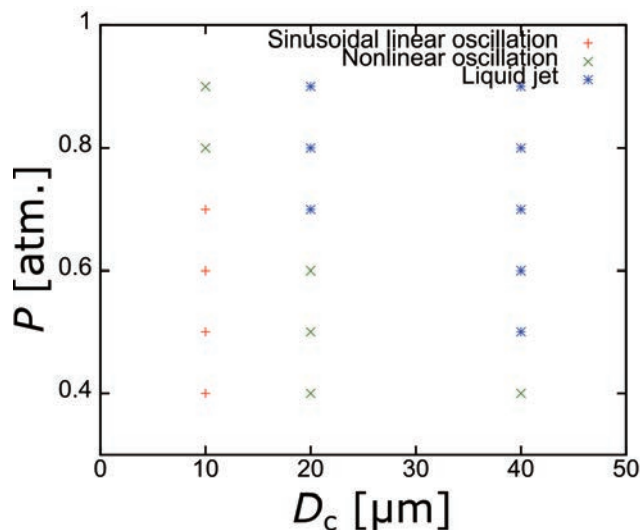


Fig. 7 Stability diagram of acoustic cavitation bubble depending on the crack size and pressure amplitude.

5. 結論

超音波照射時の音響キャビテーション気泡の分裂、崩壊メカニズムを探るため数値解析を行った。単一気泡の分裂は Rayleigh 収縮後の非球形振動の増幅によって引き起こされ、不均一核生成した気泡は液体ジェットによって離脱することがわかった。また、液体ジェットの発生条件も定量的に評価することができた。一方で、単一気泡の挙動までしか解明できておらず、超音波照射時の音響キャビテーション気泡の動力学的全容を解明するためには更なる研究が必要である。

参考文献

- G. I. Eskin, D. G. Eskin, Ultrasonic treatment of light alloy melts (CRC Press, Oxford, 2014).
- K. Yasui, Acoustic cavitation and bubble dynamics (Springer Briefs in Molecular Science: Ultrasound and Sonochemistry, 2017).
- T. Yamamoto, S.-i. Hatanaka, S. V. Komarov, Ultrason. Sonochem. 58 (2019) 104684.
- T. Yamamoto, S. V. Komarov, J. Appl. Phys. 128 (2020) 044702.