

静磁場を重畳した電磁浮遊液振動法による金属性融体の表面張力測定

Measurement of Surface Tension of Molten Metal by Electromagnetic Levitation Technique under Static Magnetic Field

首都大学東京
東北大・多元研
学習院大・理
東北大・金研

小澤 俊平, 尺長 憲昭, 江田 拓朗, 諸星 圭祐, 日比谷 孟俊
福山 博之, 小島 秀和
渡邊 匡人, 安達 正芳, 青柳 智勇
淡路 智

S. Ozawa¹, N. Takenaga¹, T. Koda¹, K. Morohoshi¹, T. Hibiya¹, H. Fukuyama²,
H. Kobatake², M. Watanabe³, M. Adachi³, T. Aoyagi³, and S. Awaji⁴

¹ Department of Aerospace Engineering, Tokyo Metropolitan University

² Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

³ Department of Physics, Gakushuin University

⁴ Institute for Materials Research, Tohoku University

1. はじめに

電磁浮遊炉を用いた液滴振動法による表面張力測定では, (a)不純物の混入の影響を完全に回避できる, (b)過冷却から高温までの広い温度範囲において測定が出来る, (c)雰囲気酸素分圧制御が容易である, 等の大きな利点がある. この方法では, 浮遊液滴の表面振動数から表面張力値を計算することが出来る[1]. しかし, この方法を地上で適用した場合, 重力と電磁力の影響によって液滴が変形し, $l=2$ モード周波数が, $m=0, \pm 1, \pm 2$ の五つに分裂するので, その補正の為に, これらの振動周波数同定が必要となる[2]. さらに液滴が回転する場合には, その周波数が周波数解析結果に現れるだけでなく, 幾何学的問題から, $m=\pm 1$ および ± 2 振動の周波数ピークが分裂するため[3], これらの同定が非常に困難となるだけでなく, 測定の不確かさを増す原因となる問題がある.

近年, 安田らは電磁浮遊させた銅液滴に静磁場を印加することで, $m=\pm 2$ 周波数だけが選択的に残存することや, 液滴回転が z 軸を回転軸としたものだけとなることを報告した[4]. この手法が, 表面張力測定に利用できるなら, 測定が極めて容易となり, かつ測定の不確かさも大きく低減することが可能となるため, 静磁場印加の可能性を検討することの意義は大きい.

しかし, シリコン液滴を用いた我々研究では, 静磁場印加によって, $m=\pm 2$ 振動と類似の挙動を示す振動が残存することが確認されたものの, その残存した振動の周波数には温度依存性が無いこと[5]や, 液滴の最大直径の時間変化を考慮[6, 7]することによって, それが楕円変形した液滴の回転であると結論付けられた.

本研究では, $m=+2$ 振動と -2 振動の位相差に注目し, 上記の静磁場が電磁浮遊液滴の振動挙動に及ぼす影響に関する矛盾点の解明を目的とした. また, 得られた結果を基に, 静磁場が電磁浮遊液滴の振動挙動に及ぼす影響について再検討した.

2. 球面調和関数による $m=\pm 2$ 振動の記述

電磁浮遊炉を用いた液滴振動法では, 上方から観察した液滴の面積 A や, 重心位置 (G_x, G_y) を原点とした x ,

y 軸における液滴の半径長さ (R_x, R_y) の和と差 (R^+, R^-) から, Table 1 の関係に従って, $m=0, \pm 1, \pm 2$ 周波数の同定を行う. $m=\pm 2$ 振動と回転は, R^- の時系列情報にのみ現れるので, 本研究では, $m=\pm 2$ 振動を球面調和関数で表し, R^- との関係を検討することとした. また, 電磁浮遊液滴に静磁場を重畳することによって, 液滴の回転軸が, z 軸だけとなることは, 我々を含めて, 幾つかの研究グループで一致している[4, 6, 8]. そこで, 液滴の回転は z 軸を中心として一定であるとした. さらに, 液滴の初期形状は真球とし, $m=+2$ および -2 振動の振幅は等しいと仮定した. これらの仮定の下, 浮遊液滴の表面振動は, 球面調和関数によって, 以下のように表すことが出来る.

$$\varepsilon_{m=+2}(\theta, \phi, t) = 3a_{+2} \sin^2 \theta \cos(m(\phi - \omega_{\text{rot}} t)) \times \cos(\omega_{+2} t - \psi_{+2}) \quad (1)$$

$$\varepsilon_{m=-2}(\theta, \phi, t) = 3a_{-2} \sin^2 \theta \sin(m(\phi - \omega_{\text{rot}} t)) \times \cos(\omega_{-2} t - \psi_{-2}) \quad (2)$$

ここで, a は振幅, $\omega_{m=\pm 2}$ は $m=\pm 2$ 振動の角周波数, $\psi_{m=\pm 2}$ は $m=\pm 2$ 振動の空間位相, ω_{rot} は浮遊液滴の回転角周波数である. また, Cummings と Blackburn の補正式[2]から, $m=+2$ および -2 周波数は等しいことが言える. したがって, $m=\pm 2$ 振動は, 以下のようになる.

$$R(\theta, \phi, t) = r_0 + \varepsilon_{m=+2}(\theta, \phi, t) + \varepsilon_{m=-2}(\theta, \phi, t) \quad (3)$$

さらに式(3)から, $m=\pm 2$ 周波数同定に必要な, R^- の時系列情報は次のようになる.

$$R^-(t) = R(\pi/2, 0, t) - R(\pi/2, \pi/2, t) \quad (4)$$

式(3)および(4)を用いることで, $m=\pm 2$ 振動の R^- における周波数情報を数学的に記述することが出来る.

Table 1 Relationship among oscillation mode of $m=0, m=\pm 1$ and $m=\pm 2$ corresponding to Area, Sum and Diff.

	$m=0$	$m=\pm 1$	$m=\pm 2$	Rotation
A	Yes	Yes	No	No
R^+	Yes	Yes	No	No
R^-	No	Yes	Yes	Yes

3. $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差の影響検討
式(3)および(4)を用いて, $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差が, R^- の周波数解析結果に及ぼす影響について検討した. $m=+2$ および $m=-2$ 振動は, 原点を通る長軸と短軸が, ある周期で入れ替わる振動で, fig. 1 に示すように, $\pi/2$ ラジアン空間位相差を持っている. 従来は, これらの振動に, 時間位相差がない場合だけが検討されてきており, その重ね合わせ像($m=\pm 2$ 振動)も, 同様に長軸と短軸が入れ替わる振動となる (fig. 1(c)). しかし, $m=+2$ および $m=-2$ 振動に時間位相差がある場合, Fig1. (e)に示すように, その重ね合わせ像は, あたかも回転しているかのように見えることが分かった.

次に, $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差に起因する見た目の回転が, R^- の周波数解析に及ぼす影響について検討した. Fig. 2 は, 式(4)を用いて作成した R^- の人工データにおける周波数解析結果で, この人工データでは, 液滴は反時計回りに回転する ($\omega_{\text{rot}} > 0$) のものとし, 回転周波数 f_{rot} は 3Hz, $m=\pm 2$ 振動周波数 $f_{m=\pm 2}$ は 30Hz とした. また, 初期位相差は $\Delta\psi = \psi_{m=-2} - \psi_{m=+2}$ で定義し, 5 種類に分類された. $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差が無く (見た目の回転が無く), 真の回転だけが存在する場合, 30Hz で与えた $m=\pm 2$ 振動の周波数ピークは 24Hz と 36Hz に分裂した. この, 回転による周波数ピークの分裂挙動は, Egry らの報告[3]と良く一致する.

また液滴が真の回転をすると同時に, $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差がある (見た目の回転がある) 場合, 左右のピーク強度比が変化した. この結果から, 真の回転によって分裂した二つのピーク強度は常に同じになるのではなく, 強度差が現れることが殆どであることが明らかとなった. 特に注目すべき点は, 位相差 $\Delta\psi$ が $\pm\pi/2$ ラジアンとなる場合, 分裂した一方のピークが完全に見えなくなり, あたかも回転していない場合の周波

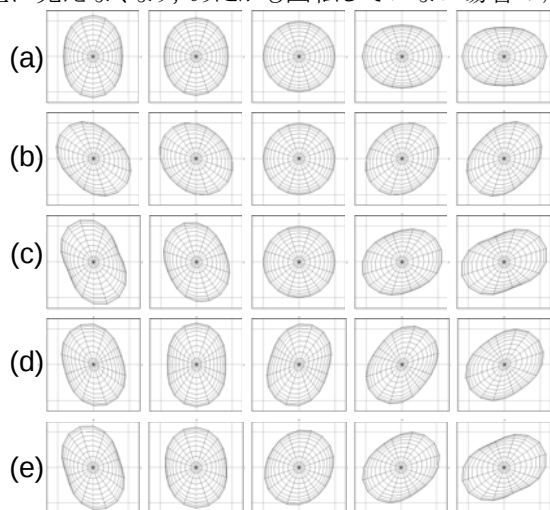


Figure 1 Behavior of $m = \pm 2$ oscillation and droplet rotation. (a) $m = +2$ oscillation, (b) $m = -2$ oscillation, (c) $m = \pm 2$ oscillation, (d) real rotation, and (e) apparent rotation due to phase difference between $m = +2$ and $m = -2$ oscillation.

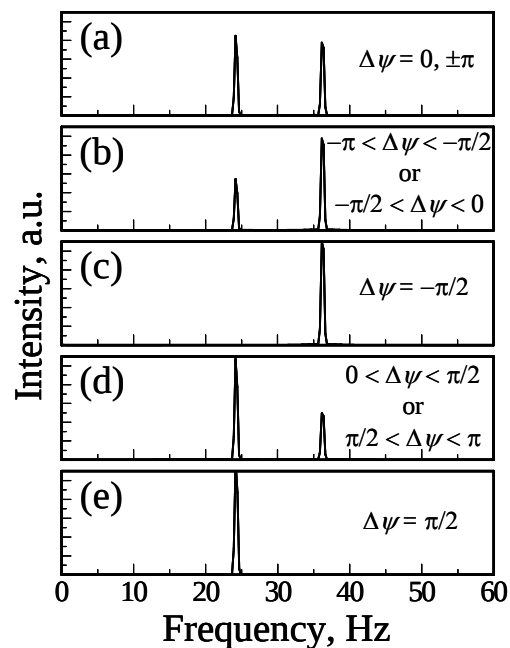


Figure 1 Five patterns of appearance in R^- spectrum. (a) Equal intensity at $\Delta\psi = 0, \pm\pi$. (b) Right side peak is higher than left one at $-\pi < \Delta\psi < -\pi/2$ and $-\pi/2 < \Delta\psi < 0$. (c) Only right side peak appears at $\Delta\psi = -\pi/2$. (d) Left side peak is higher than right one at $0 < \Delta\psi < \pi/2$ and $\pi/2 < \Delta\psi < \pi$. (e) Only left side peak appears at $\Delta\psi = \pi/2$.

数解析結果のように見える事である. つまり, R^- の周波数解析において, ピークが 1 本しか得られない場合, それは, 液滴が真の回転をしていない場合であるか, 位相差 $\Delta\psi$ が $\pm\pi/2$ ラジアンであるかを判断することは極めて困難である. したがって, ピークが 1 本しか得られない結果は, 除外すべきであることが分かった.

4. 電磁浮遊させたシリコン液滴の振動挙動に及ぼす静磁場重畳効果の検討

$m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差が, R^- の周波数解析結果に及ぼす影響を考慮して, 電磁浮遊させたシリコン液滴の振動挙動に及ぼす静磁場重畳の効果について検討した. Fig. 3 は, 0.5T 中で電磁浮遊させたシリコン液滴における代表的な R^- の周波数解析結果である. およそ 37Hz に大きなピークが, 34Hz に非常に小さなピークが認められる. Fig. 2, 3 の結果を考慮すると, これらのピークは液滴の真の回転によって分裂した $m=\pm 2$ 周波数ピークであり, その強度比が, $m=+2$ および $m=-2$ 振動の時間位相差のために異なっていると考えられる. 以前の報告では, 液滴の最大直径の時間変化を考慮 [6, 7] することによって, およそ 37Hz の大きなピークが, 回転周波数であると結論づけられたが, これは見た目の回転であることが分かった.

Fig. 4 は, 1670K における, $m=0, \pm 1, \pm 2$ 振動周波数および重心移動周波数 η と, 静磁場強度の関係である. 重心移動周波数は, 静磁場強度に依らず一定であった. $m=\pm 0$, および ± 1 周波数は, 静磁場強度が

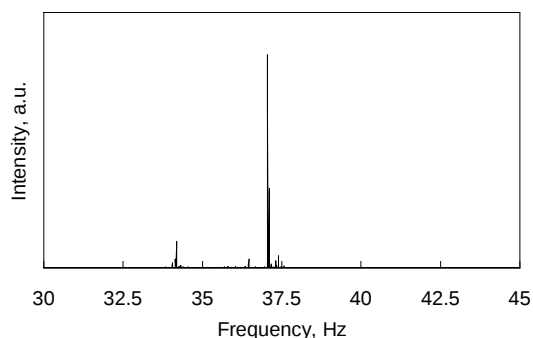


Figure 3 Typical frequency spectrum for R-oscillation of silicon droplet at 0.5T.

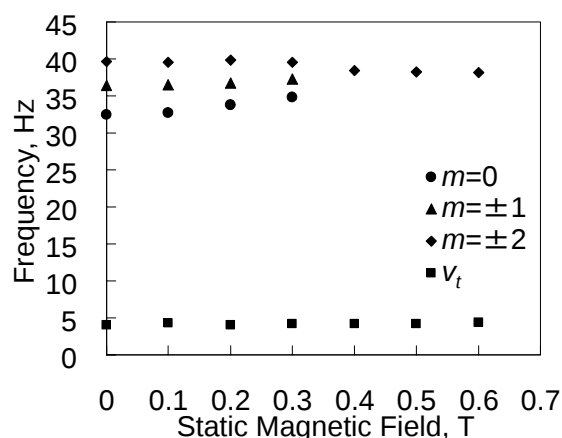


Figure 4 Oscillation frequency of center of gravity and those of $m=0$, ± 1 and ± 2 for electromagnetically levitated Si droplet at applied static magnetic field of 0-0.6T.

0.3T まで増加するのに伴って、僅かに大きくなった。しかし、0.4T 以上になると、その振幅が小さくなり、検出できなくなった。一方 $m = \pm 2$ 周波数は、0.3T まで変化せず、0.4T 以上になると、僅かに小さくなるものの、それ以上の静磁場では一定となった。これらの結果は、ある磁場強度以上になると、 $m = \pm 2$ 周波数が、低周波数へ変化するとした、安田らの結果[4]と同様であったが、表面振動周波数は磁場によって変化しないとした、Bojarevics と Pericleous の結果[9]とは、異なった。

以上のように、電磁浮遊液滴に静磁場を重畳する手法では、 $m = \pm 2$ 周波数だけが選択的に残存することがわかった。このことは、液滴振動周波数同定が容易さになり、測定の不確かさを大きく低減することに繋がる。しかしながら、液滴の表面振動周波数に及ぼす静磁場重畳の影響については依然として不明な点が多く、現状では、残存した $m = \pm 2$ 周波数から、表面張力値を求めることが出来ない。今後、この影響について詳細が明らかとなれば、電磁浮遊液滴に静磁場を重畳する手法は、高温融体の精確な表面張力測定を行うための、最有力手段となり得ると考える。

5. まとめ

本研究では、電磁浮遊液滴の $m = +2$ 振動と -2 振動の位相差を解析し、液滴の表面振動および回転挙動について検討した。また、静磁場が電磁浮遊液滴の振動挙動に及ぼす影響について再検討した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (i) 液滴の上部観察像は、 $m = +2$ および -2 振動の時間位相差によって、見た目の回転挙動を示す。
- (ii) 液滴が回転と同時に、見た目の回転挙動を示す場合、回転によって分裂した $m = \pm 2$ 周波数ピークの相対強度が異なる。
- (iii) $m = 0$ および ± 1 周波数は静磁場強度の増加に伴って大きくなり、0.4T 以上では検出されない。
- (iv) $m = \pm 2$ 周波数は、0.3T まで一定で、0.4T 以上では、一旦わずかに小さくなるが、再び一定となる。

参考文献

- [1] L. Rayleigh, The Royal Society, **29** (1879), 71-97.
- [2] D. L. Cummings, D. A. Blackburn, J. Fluid Mech., **224**, (1991) 395-416.
- [3] I. Egry, H. Giffard, and S. Schneider, Measurement science and technology **16**, (2005) 426-431.
- [4] H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Ninomiya, R. Ishii, S. Fujita, K. Kishio, J. Crystal Growth, **260**, (2004) 475-485.
- [5] N. Takenaga, S. Ozawa, T. Hibiya, H. Kobatake, H. Fukuyama, M. Watanabe, and S. Awaji, Proceedings of 57th International astronautical congress, (2006) cited in DVD.
- [6] S. Ozawa, N. Takenaga, T. Koda, H. Kobatake, H. Fukuyama, M. Adachi, M. Watanabe, and S. Awaji, Mater. Sci. Eng. A, (inpress)
- [7] S. Ozawa, T. Koda, N. Takenaga, S. Shiratori, T. Hibiya, Proceedings of the Asian Thermophysical Properties Conference, (2006), cited in DVD.
- [8] H. Kobatake, H. Fukuyama, I. Minato, T. Tsukada, and S. Awaji, Appl. Phys. Lett., **90**, (2007) 094102-1-094102-3.
- [9] V. Bojarevics and, K. Pericleous; ISIJ International, **43**, (2003) 890-898.