

間欠型交流磁場印加下の熔融金属表面挙動の直接観察

周 月明*・岩井 一彦*²・浅井 滋生*²

Direct Observation of the Free Surface Behavior of a Molten Metal under the Imposition of an Intermittent Alternating Magnetic Field

Yueming ZHOU, Kazuhiko IWAI and Shigeo ASAI

Synopsis : In continuous casting, the free surface motion of a molten metal plays an important role for determining the surface quality of products. In order to clarify the free surface behavior of a molten metal under the imposition of an intermittent alternating magnetic field, free surface waves of a molten gallium were visualized and recorded by use of a high-speed video camera. It is noticed that the number of capillary waves generated in the radial direction increased with increase of the intermittent frequency and was decreased by inserting a copper shield between a coil and a mold. The number of the waves generated in the azimuthal direction decreased during propagating from the vicinity of a sidewall to the center. Asymmetric gravity waves were excited when the distribution of the magnetic field was non-uniform in the azimuthal direction or the intermittent frequency was adjusted near the resonance frequency.

Key words: intermittent alternating magnetic field; continuous casting; electromagnetic processing of materials; wave generation on molten metal; surface wave motion; application of electromagnetic force; steelmaking.

1. 緒言

間欠型交流磁場はAM変調磁場の一種であり、高周波磁場の機能と低周波磁場の機能を併せ持っており、材料製造プロセス、特に高温金属融体自由表面の非接触制御の有効な手段として注目されている。この磁場を活用して得られる効用、例えばスラゲメタル界面の接触面積増大による反応促進¹⁾、連铸片に生じるオシレーションマークの低減^{2,3)}、外乱による液体表面波の抑制⁴⁾等が考えられる。これらの効用を高め、プロセスの最適化を図るには間欠型交流磁場印加時の液体金属自由表面挙動の把握が不可欠である。

従来、液体金属自由表面挙動の観察のために種々の方法が提案されてきた。表面に浮かぶ小さな粒子の軌跡を観察する方法⁵⁾は表面全体の観察が可能であるものの、高速変動に対する応答性に問題がある。自由表面上に格子などの模様を投影させて、その変化を観察する方法⁶⁾も表面全体の観察が可能であるものの、格子間隔以下の細かい波の観察には向かない。レーザースリット光を照射してその反射光をスクリーンに投影する方法⁷⁾は自由表面上の特定の線分しか観察できず、直線と直角方向に自由表面形状の分布が存在する場合には採用できない。波動の定量的評価方法としてレーザー変位計を用いる方法^{8,9)}がよく知られているが、点計測であるため、表面全体の観察には適さない。

本研究では、間欠型交流磁場が印加された液体金属自由

表面の全体の挙動を明らかにすることを目的として、高速度ビデオカメラを用いて波の周波数が数十ヘルツの高い領域まで可視化可能な実験系を構築し、液体ガリウムの自由表面挙動の直接観察を行い、その特性を明らかにした。

2. 実験装置および実験方法

実験装置をFig. 1に示す。内径46 mmの亚克力容器内に液体ガリウムを深さ150 mm (1.52 kg)まで入れ、その周囲に置かれた4ターンコイルに搬送波周波数30 kHzの間欠型交流電流を通電した。その状態で上部から高速ビデオカメラにより表面挙動を観察した。間欠周波数 f_i 、コイル上面に対するガリウム湯面の相対高さ H 、容器-コイル間の

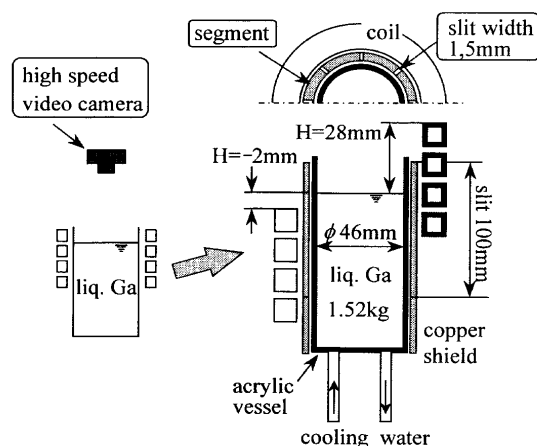


Fig. 1. Schematic view of experimental apparatus.

平成12年2月16日受付 平成12年4月21日受理 (Received on Feb. 16, 2000; Accepted on Apr. 21, 2000)

* 名古屋大学大学院生 (Graduate Student, Nagoya University)

*² 名古屋大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-8603)

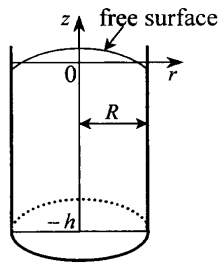


Fig. 2. The coordinate system for theoretical analysis.

スリット入り銅製シールドの挿入の有無を実験パラメータとして取り挙げた。銅製シールドの形状は内径66 mm, 外径76 mm, 高さ150 mmであり, 上端から100 mmの位置まで幅1 mmあるいは5 mmのスリットが45度間隔に刻んである。コイル上面の位置はガリウム湯面に対して2 mm低い場合と28 mm高い場合の2通りとし, 間欠周波数 f_i は5~80 Hzの間で変化させた。磁束密度の実効値は磁場振幅が大きい B_{max} の時には0.016 T, 小さい B_{max} の時には0.009 Tとした。なお, いずれの実験においても最大磁束密度印加時間比 D は0.5で一定とした。

3. 結果および考察

3.1 理論解析

解析対象の座標系を Fig. 2 に示す。深さ h , 半径 R の円筒容器内の液体表面に生成する波の共振周波数 f_{lm} は(1)式で与えられる¹⁰⁾。

$$f_{lm} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(g + \frac{\gamma}{\rho} k_{lm}^2\right) k_{lm} \tanh(k_{lm} h)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし, $k_{lm} = \beta_{lm}/R$ である。ここで, β_{lm} は l 次の第一種ベッセル関数 $J_l(x)$ の微分が零 ($dJ_l(x)/dx=0$) となる第 m 番目の根であり, l, m はそれぞれ方位角方向, 半径方向のモードである。(1)式右辺の括弧内第1項 g は重力の影響を, 第2項 $(\gamma/\rho)k_{lm}^2$ は表面張力の影響をそれぞれ表している。よって, 両者の影響が等しくなる波数と周波数は次式で表せる。

$$k_{lm} = \sqrt{\frac{g\rho}{\gamma}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(2g \sqrt{\frac{g\rho}{\gamma}} \tanh\left(\sqrt{\frac{g\rho}{\gamma}} h\right)\right)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

後述する本実験系の値を代入すると $f=12$ Hz となる。すなわち, 12 Hz 以上では表面張力の影響が, それ以下では重力の影響が大きいことになる。また, 本実験系における共振周波数を(1)式より求め, Table 1 に示した。

3.2 表面張力波領域における波

銅製シールドがなくコイル上端を熔融ガリウム表面より

Table 1. The resonance frequencies f_{lm} calculated under experimental conditions (l : azimuthal mode, m : radial mode).

$m \setminus l$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	7.4Hz	4.6Hz	6.4Hz	8.0Hz	9.7Hz	11.6Hz	13.6Hz	15.8Hz	17.9Hz
2	12.6Hz	9.7Hz	12.1Hz	14.6Hz	17.3Hz	19.9Hz	22.8Hz	25.8Hz	29.0Hz
3	19.3Hz	15.6Hz	18.8Hz	21.8Hz	25.3Hz	28.7Hz	32.3Hz	35.8Hz	39.7Hz
4	26.9Hz	22.8Hz	26.6Hz	30.4Hz	34.3Hz	38.2Hz	42.2Hz	46.7Hz	50.7Hz
5	35.8Hz	31.2Hz	35.2Hz	39.7Hz	44.1Hz	48.7Hz	53.1Hz	58.0Hz	62.6Hz
6	45.4Hz	40.3Hz	45.1Hz	50.0Hz	54.8Hz	59.7Hz	64.8Hz	69.7Hz	75.1Hz
7	56.2Hz	50.7Hz	55.8Hz	60.8Hz	66.3Hz	71.6Hz	77.0Hz	82.6Hz	88.3Hz
8	67.4Hz	61.5Hz	67.1Hz	72.8Hz	78.6Hz	84.2Hz	90.0Hz	95.8Hz	101.8Hz

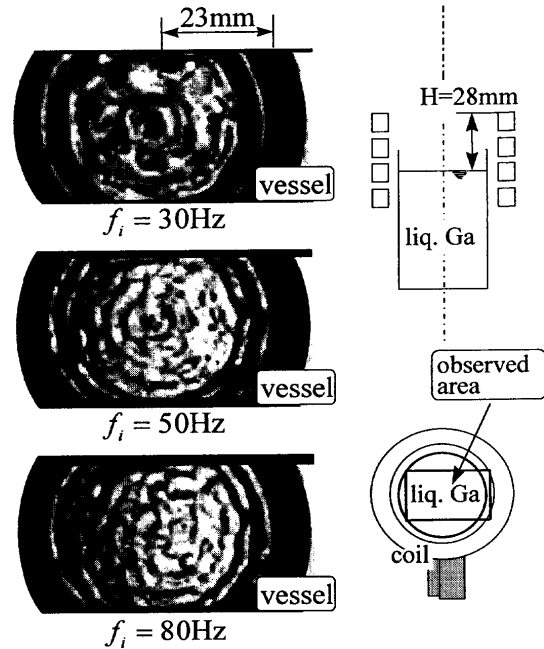


Fig. 3. Observed capillary waves in different intermittent frequency.

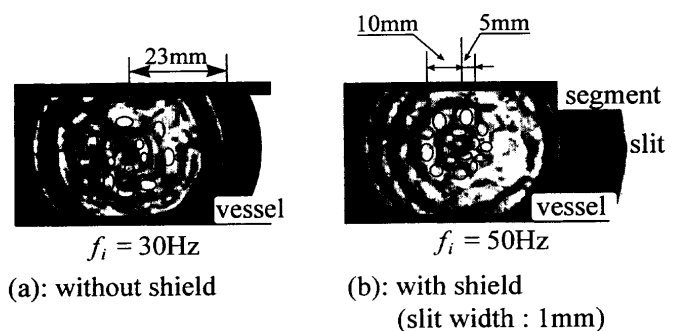


Fig. 4. The observed surface waves under the cases without a shield (a) and with it (b).

28 mm 高くした条件下で, 間欠周波数を30, 50, 80 Hz と変化させたときの表面状態を Fig. 3 に示す。間欠周波数の増加に伴い, 波の数が増加している。次に, 間欠周波数, 銅製シールドの条件を変化させ, 波の数を読み取った。ただし, 周方向の測定は中心から半径方向5 mm の位置と10 mm の位置の二カ所で行った。波の数の読み取りに用いた代表例を Fig. 4 に示す。図中の丸印は方位角方向に並ん

Table 2. Observed wave mode (l, m) and corresponding resonance frequency f_{lm} under various operating conditions (l : azimuthal mode, m : radial mode).

Intermittent frequency f_i	shielding conditions	$r = 5\text{mm}$		$r = 10\text{mm}$	
		mode	frequency (Hz)	mode	frequency (Hz)
30Hz	Without shield	(6,4)	42.2	(8,4)	50.7
	slit width : 1mm	(6,3)	32.3	(8,3)	39.7
	slit width : 5mm	(6,3)	32.3	(8,3)	39.7
50Hz	without shield	(6,6)	64.8	(10,6)	85.4
	slit width : 1mm	(6,5)	53.1	(10,5)	72.4
	slit width : 5mm	(6,5)	53.1	(10,5)	72.4

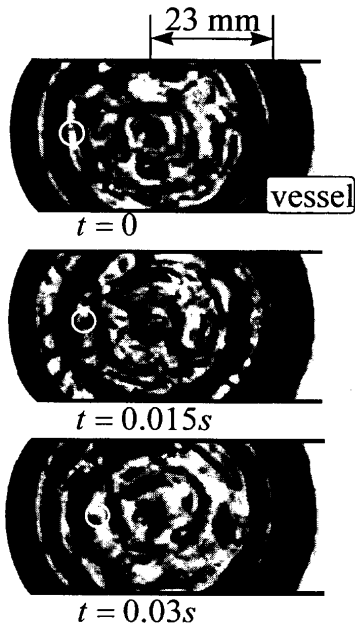


Fig. 5. Propagation of a surface wave under the condition of $f_i=30\text{ Hz}$ and without a shield.

だ波の山の位置であり、それらをまとめて Table 2 に示した。また、Table 2 には観察された振動モードに対応する共振周波数を Table 1 から読みとり、併せて示した。間欠周波数は半径方向のモード m と半径 10mm における方位角方向のモード l に影響を与えるものの、半径 5mm における方位角方向のモードには影響を与えていない。半径方向のモード m は銅製シールドの有無により変化するもの、方位角方向のモード l は銅製シールドの影響を受けないことがわかる。さらに、いずれの条件下においてもスリット幅の効果は認められない。また、半径 5mm において観察された振動モードから計算される共振周波数は半径 10mm のそれよりも小さく、間欠周波数に近い値となっている。

次に、観察された波の伝播形態の一例を Fig. 5 に示す。図中の白丸はここで着目した波の山の位置を示しており、波は側壁から中心へ向かって伝播していたことがわかる。さらに、半径 10mm の位置を一つの波が通過し、次の波が到来するまでの時間と定義した伝播周期(propagating period)を間欠周波数の関数として読みとり Fig. 6 に示した。銅製シールドの有無あるいはスリット幅の値に関わらず、間

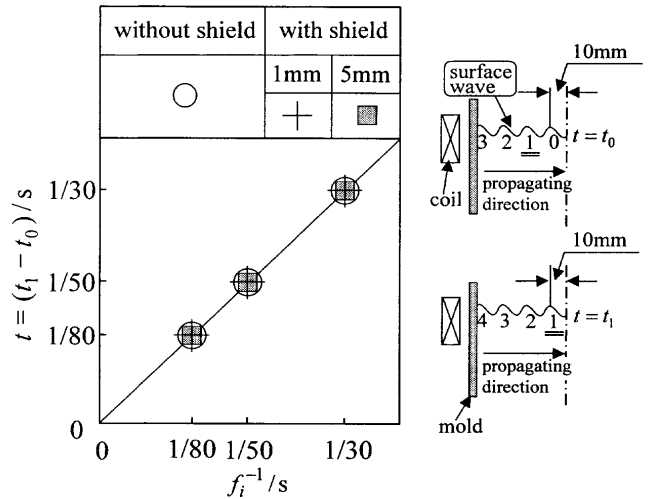


Fig. 6. Relationship between the intermittent period of a magnetic field and the propagating period of waves observed at the position of 10mm from a center.

欠周波数の周期と同一周期で波は伝播していたことが認められる。また、半径 12.5mm の位置で観察された波が半径 7.5mm の位置まで到達する時間を計測し、波の伝播速度 c_{ob} を次式から求めた。

$$c_{ob} = \frac{(12.5 - 7.5) \times 10^{-3}}{t|_{r=7.5\text{mm}} - t|_{r=12.5\text{mm}}} \dots\dots\dots(4)$$

一方、半径 10mm の位置において観察されたモードに基づいて計算した共振周波数 f_{lm} (Table 2) とそれを (1) 式に代入して求まる波の数 k_{lm} を (5) 式に代入して伝播速度 c_{th} を求めた。

$$c_{th} = \frac{2\pi f_{lm}}{k_{lm}} \dots\dots\dots(5)$$

次に、間欠周波数 f_i とそれを (1) 式に代入して求まる波の数 k_{lm} から (6) 式を使って伝播速度 c_i を求めた。

$$c_i = \frac{2\pi f_i}{k_{lm}} \dots\dots\dots(6)$$

c_{ob} , c_{th} , c_i を併せて Fig. 7 に示す。観察された波の伝播速度は銅製シールドの有無、スリット幅の値により異なるものの、間欠周波数が増加するほど速くなっている。また、間欠周波数 f_i を用いて、(6) 式によって計算される伝播速度 c_i の方が (5) 式に基づいて計算される c_{th} より実測値 c_{ob} に近いものとなっている。

3.3 重力波領域における波動

スリット幅 5mm の銅製シールドを挿入し、コイル上端をガリウム湯面より 28mm 高くした状態で、間欠周波数を 5, 7, 9Hz と変化させた時の湯面形状を Fig. 8 に示す。5, 9Hz の時には波が方位角方向に均一であるものの、7Hz の時には不均一となっている。ただし、スリットに対応する位置で波高が高くなる形状、すなわち、方位角方向に周期

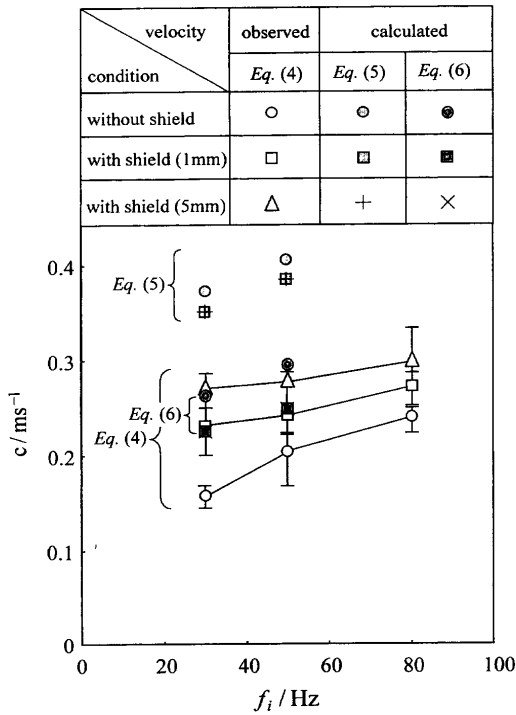


Fig. 7. The observed and calculated relationships between surface wave velocity and an intermittent frequency.

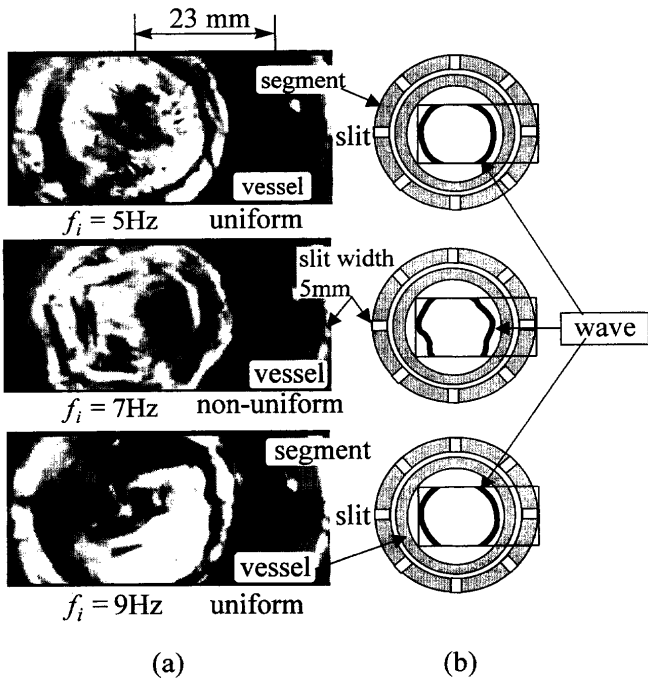


Fig. 8. (a) Photos of surface waves with different frequency under the condition with a copper shield with slit width of 5 mm and (b) sketch of the tip of a wave.

性を有することが Fig. 9 から推測される。次に、各種条件下で波の方位角方向の均一性を調べ Table 3 に示した。この結果より、方位角方向に均一な波を生成させるには、(0,1)モードの共振が起きる 7 Hz 以外の間欠周波数を選択する必要があることがわかる。

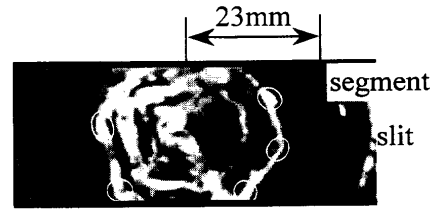


Fig. 9. The observed surface waves at $f_i = 7$ Hz.

Table 3. Azimuthal uniformity of the observed surface waves.

slit \ H	1 mm			5 mm		
	5 Hz	7 Hz	9 Hz	5 Hz	7 Hz	9 Hz
-2 mm	●	×	×	×	×	×
28 mm	×	×	×	●	×	●

● uniform, × non-uniform

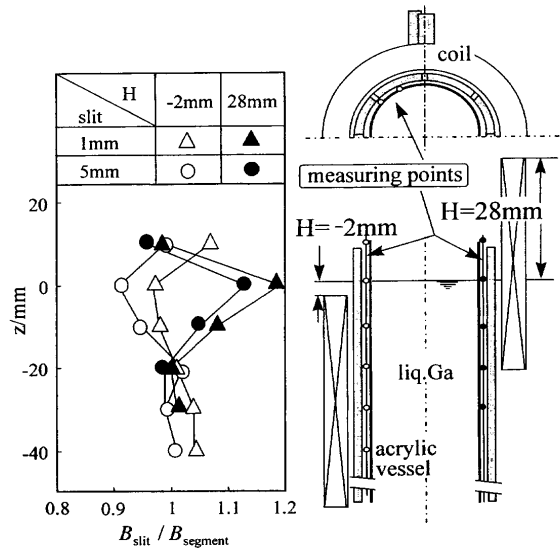


Fig. 10. Vertical distributions of magnetic field intensity between a copper shield and an acrylic vessel under the different experimental setup.

次に、方位角方向の磁場分布の均一性を調べた。具体的にはアクリル容器と銅製シールドの間で、スリット部に対応する位置とセグメント部に対応する位置のそれぞれにおいて、磁場の鉛直成分の軸方向分布を測定した。その両者の比を Fig. 10 に示す。両磁場の比 B_{slit}/B_{seg} が 1 であれば方位角方向に均一な磁場分布であり、それから離れるほど不均一な磁場分布となる。コイル上端をガリウム湯面より 28 mm 高くしたときは、スリット幅 5 mm に比べて 1 mm の方が湯面近傍における磁場の不均一性は大きくなっている。一方、コイル上端をガリウム湯面より 2 mm 低くしたときは、スリット幅 1 mm に比べて 5 mm の方が磁場の不均一性が大きい。すなわち、以上の二つの条件下のいずれでも、生成された波は不均一であり、磁場の方位角方向不均

一性が波の方位角方向不均一性をもたらしたものと考えられる。

4. 結言

間欠型交流磁場印加時の液体金属自由表面の形状を湯面全体にわたって直接観察し、その挙動について調査を行った。得られた主要な知見を以下に示す。

(1) 間欠周波数の増加に伴って波の数が増加し、波が細くなる。

(2) 表面張力波支配領域においては、半径方向の位置により波のモードが異なる。また、波は壁面から中心に向かって伝播し、その速度は銅製シールドの有無、スリット幅により変化する。

(3) 重力波支配領域においては、磁場が方位角方向に不均一な時、あるいは(0,1)モードの共振周波数が励起されるような間欠周波数を選択した時、方位角方向に不均一な波が生成する。

(4) 銅製シールドがある場合、スリットとセグメントとの磁場の比が1に近い場合に、均一な波が生成する。

本研究の研究費の一部は科学研究費補助金(課題番号: 11750640) および金属材料研究開発センター(JRCM)の補助によるものであり、ここに謝意を表します。

記号

B_{\max} : 振幅が大きい時の間欠型交流磁場の実効値 (T)
 B_{\min} : 振幅が小さい時の間欠型交流磁場の実効値 (T)
 B_{slit} : スリットに対応する位置の磁束密度 (T)

B_{seg} : セグメントに対応する位置の磁束密度 (T)
 c_{ob} : 測定された波の伝播速度 (m/s)
 c_{th} : (5)式によって計算される波の伝播速度 (m/s)
 c_i : (6)式によって計算される波の伝播速度 (m/s)
 D : B_{\max} の印加時間比 (—)
 f : 交流磁場の周波数 (Hz)
 f_i : 間欠周波数 (Hz)
 f_{lm} : 共振周波数 (Hz)
 g : 重力加速度 (m/s^2)
 H : コイル上面に対するガリウム湯面の相対高さ (m)
 h : 液体の深さ (m)
 J_l : l 次の第一種ベッセル関数
 k_{lm} : 波の数 ($1/\text{m}$)
 R : 容器の半径 (m)
 r : 円筒系座標における半径方向距離 (m)
 t : 時間 (s)
 z : 円筒系座標における軸方向距離 (m)
 γ : 表面張力 (N/m)
 ρ : 液体の密度 (kg/m^3)
 β_{lm} : $dJ_l(x)/dx=0$ の第 m 番目の正根 (—)
添え字
 l : 方位角方向のモード
 m : 半径方向のモード

文 献

- 1) Y.Chino, Y.Toyama, K.Iwai and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **82** (1996), 1047.
- 2) M.Tani, T.Toh, E.Takeuchi and K.Wajima: *CAMP-ISIJ*, **10** (1997), 829.
- 3) T.Li, K.Sassa and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **82** (1996), 197.
- 4) S.Lim, K.Iwai, N.Arai and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **85** (1999), 427.
- 5) B.Lehnert: *Proc. R. Soc. (London) A*, **233** (1956), 299.
- 6) 山藤和男, 大橋秀夫: *ターボ機械*, **4** (1976), 83.
- 7) Z.Su, K.Iwai and S.Asai: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 1224.
- 8) T.Kozuka, T.Mitsuo and T.Asoda: *CAMP-ISIJ*, **5** (1998), 988.
- 9) H.Fukumoto, Y.Hosokawa, K.Ayata and M.Morishita: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **42** (1992) 2, 12.
- 10) 巽 友正: *流体力学*, 培風館, 東京, (1996), 88.