

絶縁膜を塗布したるつぼによる電気良導性材料の 直接誘導加熱スカル融解とその伝熱解析

高須 登実男*・佐々 健介*²・浅井 滋生*²

Direct Induction Skull Melting of Electrical Conducting Materials
Using Crucible with Insulating Coat and Its Heat Conduction Analysis

Tomio TAKASU, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

Synopsis : A direct induction skull melting process, in which a water-cooled induction coil is directly used as a crucible, enjoys an advantage of non-contamination from the crucible together with high energy efficiency. The applications of this process, however, are limited to the materials with electrical insulating property in solid state. The aim of this study is to extend the applicable materials of the process and to melt and hold the materials with electrical conducting property in solid state such as metals and semiconductors by coating a insulating film on the coil surface. In order to clarify a theoretical base of the process, electric and magnetic fields and a temperature one are simultaneously analyzed by taking account of the differences of electrical and thermal conductivities in solid and liquid states. Experiments demonstrate the feasibility of the process for a stainless steel and a silicon which indicate the electrical conducting property in solid state and clarify the validity of the theoretical results. It is found that the conditions of the smaller thermal conductivity, the higher heat transfer coefficient and the lower magnetic frequency, can provide the wider range of the magnetic field to form the stable skull.

Key words : direct induction skull melting ; electromagnetic processing of materials ; heating ; induction heating ; modelling ; non-contamination melting ; skull melting.

1. 緒言

近年、高融点材料および化学的活性材料の用途が増し、その開発が活発に行われている。しかし、このような材料の融解・保持にあつては容器の侵蝕とそれに伴う溶湯の汚染が深刻な問題となる。例えば、シリコン単結晶の作製に用いられる引き上げ法(Czochralski法)ではシリカをるつぼ材として使用しており、このるつぼの費用が製造コストの約半分を占めている¹⁾。また、シリコン単結晶の特性に甚大な影響を及ぼす酸素や金属がるつぼから混入するため、その抑制も強く求められている²⁾。

高周波加熱を用いてるつぼからの汚染を回避する融解法には、直接誘導加熱スカル融解法³⁾⁴⁾(Direct Induction Skull Melting=DISM)とコールド・クルーシブル融解法⁵⁾がある。DISMでは水冷高周波コイルを直接るつぼ壁として用いており、コイル近傍で形成されるスカルが被融解物を保持し、るつぼ材による溶湯の汚染を回避している。また、このスカルがコイルと溶湯とを電氣的に絶縁してコイル電流の短絡をも阻止する。この場合、スカルに絶縁機能を持たせる必要から対象となる被融解物は、固相で電気絶縁性を、液

相で電気伝導性を示す物質(酸化物、窒化物、硫化物や塩等)に限定されている。

一方、コールド・クルーシブル誘導融解法には、磁気圧力により溶湯をるつぼと非接触状態に保つ方法と、スカルにより溶湯を保持する方法(Cold Crucible Induction Skull Melting)⁶⁾がある。材料の密度や処理量の大きい場合には、後者のスカル型融解法が用いられる。DISMではスカル型のコールド・クルーシブル誘導融解法と比較して導電性のクルーシブルに磁場のエネルギーが奪われない分、高いエネルギー効率が原理的に保障される。

本研究の目的は、エネルギー効率の高いDISMの適用材料の範囲を、固相でも電気伝導性を有する金属や半導体にまで拡張することにある。この目的に沿ってコイル表面に絶縁膜を塗布し、各種電気良導性材料の融解実験を行うと共に、電気伝導度と熱伝導度の温度依存性を考慮した伝熱解析を行い、操作変数とプロセス変数の関係を明らかにした。

2. 実験方法

融解装置の模式図をFig. 1に、実験条件をTable 1に示す。

平成6年2月14日受付 平成6年9月2日受理 (Received on Feb. 14, 1994; Accepted on Sep. 2, 1994)

* 九州工業大学工学部 (Faculty of Engineering, Kyushu Institute of Technology, 1-1 Sensui-cho Tobata-ku Kitakyushu 804)

* 2名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

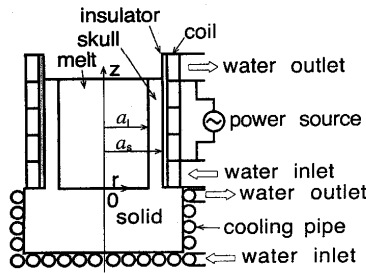


Fig. 1. Schematic view of the experimental apparatus and the coordinate for a theoretical model.

Table 1. Experimental conditions.

Case	charge	mass(kg)	σ_s (S/m)	σ_l (S/m)	λ_l (W/(m·K))	λ_s (W/(m·K))	f(kHz)	H_{z0} (A/m)	coil No.
I	Al	1.6	1.4×10^7	4.1×10^6	238	94	3	1.5×10^5	1
II	Sn	3.0	4.3×10^6	2.1×10^6	60	30	3	7.5×10^4	1
III	SUS304	0.73	9.5×10^5	7.2×10^5	30	30	3	2.0×10^5	2
IV	Si	0.21	1.6×10^4	1.3×10^6	16	84	450	2.2×10^4	3
V	Si	0.21	1.6×10^4	1.3×10^6	16	84	450	3.5×10^4	3

Coil	No.	1	2	3
		Height(mm)	150	120
Inner diameter(mm)		100	40	50
Outer diameter(mm)		104	52	62
Turn number		5	9	5

発振器には3kHzのサイリスター式と450kHzの真空管式を用いた。高周波コイルはTable 1に示す3種類を用い、その内面に厚さ0.3~0.8mmの絶縁膜(アルミナ-シリカ系)を塗布した。また、溶湯が底部から漏れるのを防止するために底部に冷却パイプを配し溶湯の凝固を図った。

被融解物にはアルミニウム、錫、ステンレス鋼(SUS304)のブロックと、シリコンの粒子を用いた。シリコンは常温付近において電気伝導度が小さく($\sigma = 70$ S/m)高周波誘導加熱できないため、最初、黒鉛塊を挿入して予熱を行い、昇温後それを除去し、自己誘導加熱に移行させた。シリコンの融解は窒素雰囲気中で、その他は大気雰囲気で行った。電源を切る直前にアルミニウムの場合にはシリコンを、錫の場合には鉛を、シリコンの場合にはアルミニウムを5g程添加し、凝固後被融解物の断面を研磨・腐食して融解・保持中の固液界面位置を特定した。また、溶湯保持中にコイルと被融解物との接触面の上部の高さと、溶湯最上部の高さを耐火物で作製した物差しを用いて測定し、その差を非接触高さとした。定常状態への到達の確認と冷却水への抜熱速度を算出するため、冷却水の出入口の温度と流量を測定した。

3. 理論解析

3.1 固・液層で物性値が異なる系の磁場と温度場の同時解析

従来、高周波誘導加熱されている物質内の温度分布を対

象とした解析解は系統的に示されていない。そこで、各種操作変数が温度場に与える影響を明確にすることを目的として、解析解を導出し、さらに、物性値が温度に依存している場合の温度場の安定性について検討した。

電気伝導度および熱伝導度が固層と液層で異なる系を解析対象とする。物性値は各層で一定とし、半径方向1次元の円柱座標系(Fig.1参照)を用いる。

電気伝導度を定数とした磁場の拡散方程式は(1)式となり、境界条件(2)~(5)式の下で液層と固層に関する(1)式を連立して解くと(6)、(7)式を得る。

$$\frac{d^2 H_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH_z}{dr} + k^2 H_z = 0, \quad k = (-1 + i)/\delta \quad \dots (1)$$

$$r=0 \quad \text{で} \quad dH_{z1}/dr = 0 \quad \dots (2)$$

$$r=a_i \quad \text{で} \quad H_{z1} = H_{z2} \quad \dots (3)$$

$$r=a_i \quad \text{で} \quad (dH_{z1}/dr)/\sigma_l = (dH_{z2}/dr)/\sigma_s \quad \dots (4)$$

$$r=a_s \quad \text{で} \quad H_{z2} = H_{z0} \quad \dots (5)$$

$$0 \leq r \leq a_i \quad \text{で} \quad H_{z1}(r) = H_{z0i} J_0(k_i r) / J_0(k_i a_i) \quad \dots (6)$$

$$a_i \leq r \leq a_s \quad \text{で} \quad H_{z2}(r) = \{A_3 J_0(k_s r) + A_4 N_0(k_s r)\} / A_1 \quad \dots (7)$$

ここで、 H_{z0i}

$$= 2H_{z0} J_0(k_i a_i) / [\pi a_i \{k_i \sigma_l J_1(k_i a_i) A_1 - k_s J_0(k_i a_i) A_2\}],$$

$$A_1 = J_0(k_s a_s) N_0(k_s a_i) - N_0(k_s a_s) J_0(k_s a_i),$$

$$A_2 = J_0(k_s a_s) N_1(k_s a_i) - N_0(k_s a_s) J_1(k_s a_i),$$

$$A_3 = H_{z0} N_0(k_s a_i) - H_{z0i} N_0(k_s a_s),$$

$$A_4 = H_{z0i} J_0(k_s a_s) - H_{z0} J_0(k_s a_i) \text{である。}$$

次に、Ampereの法則($\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$)から導かれる $J_\phi = -dH_z/dr$ に(6)、(7)式を代入すると電流密度は(8)、(9)式と求まる。

$$0 \leq r \leq a_i \quad \text{で} \quad J_{\phi 1}(r) = k_i H_{z0i} J_1(k_i r) / J_0(k_i a_i) \quad \dots (8)$$

$$a_i \leq r \leq a_s \quad \text{で} \quad J_{\phi 2}(r) = k_s \{A_3 J_1(k_s r) + A_4 N_1(k_s r)\} / A_1 \quad \dots (9)$$

流動を無視した定常状態における熱収支式である(10)式の発熱項sに液層は(8)式を、固層は(9)式を代入し、(11)~(13)式の境界条件の下で連立して解くと(14)、(15)式を得る。

$$\lambda \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) \right\} + s = 0, \quad s = |J_\phi|^2 / (2\sigma) \quad \dots (10)$$

$$r=0 \quad \text{で} \quad dT_l/dr = 0 \quad \dots (11)$$

$$r=a_i \quad \text{で} \quad T_l = T_s = T_m \quad \dots (12)$$

$$r=a_s \quad \text{で} \quad -\lambda_s dT/dr = h(T_s - T_w) \quad \dots (13)$$

$$0 \leq r \leq a_i \quad \text{で} \quad T_l(r) = f_1(r) - f_1(a_i) + T_m \quad \dots (14)$$

$$a_i \leq r \leq a_s \quad \text{で} \quad T_s(r) = f_2(r) - f_2(a_i) + T_m + a_i B_1 \ln(r/a_i) / (B_2 \lambda_s) \quad \dots (15)$$

ここで、 $B_1 = T_w - T_m + f_2(a_i) - f_2(a_s) + f_3(a_s) / h,$
 $B_2 = a_i \{ \ln(a_s/a_i) / \lambda_s + 1 / (a_s h) \}, \quad f_1(r) = -\mu |H_{z1}(r)|^2 / (4\sigma_l \mu \lambda_l),$
 $f_2(r) = -\mu |H_{z2}(r)|^2 / (4\sigma_s \mu \lambda_s), \quad f_3(r) = -\text{Re} \langle H_{z2}^*(r) J_{\phi 2}(r) / \sigma_s \rangle / 2$ である。

熱流束 $q(r) = -\lambda (dT/dr)$ を、液層側では(14)式より、

固層側では(15)式より求めると(16), (17)となる。

$$q_l(r) = f_4(r), \quad f_4(r) = -Re\langle H_{zi}^*(r) J_{\phi_l}(r) / \sigma_l \rangle / 2 \dots (16)$$

$$q_s(r) = f_3(r) - a_l B_1 / (r B_2) \dots (17)$$

次に, 界面 ($r = a_l$) で熱流束が連続することを表す境界条件 $q_l(a_l) = q_s(a_l)$ より(18)式が導出される。

$$B_1 = T_w - T_m + f_2(a_l) - f_2(a_s) + f_3(a_s) / h = 0 \dots (18)$$

(18)式の超越方程式を解くと定常状態下での液層の半径 a_l が求まる。

次に, 固液界面の安定条件は(19)式で定義する S の符号から判定できる。その理由を以下に述べる。

$$S = d\{q_l(a_l) - q_s(a_l)\} / da_l \dots (19)$$

いま, 液層部の半径 a_l が融解に伴って da_l だけ増加したとすると, $S > 0$ の場合には $q_l > q_s$ となり, 融解が進むことになる。すなわち, a_l は更に増大し, 系は不安定となる。一方, $S < 0$ の場合には $q_l < q_s$ となり, いったん da_l だけ増加した a_l は逆に減少することとなり, 系は安定となる。

(19)式に(16), (17)式を代入して微分演算を実行し, (18)式を用いると(20)式を得る。

$$S = -Re\langle [J_{\phi_l}(a_l) (1 - \sigma_s / \sigma_l) \{a_l / (2a_s h) - \pi a_l A_1 H_{z0i}^* / (4H_{z0} \lambda_s)\} - H_{z0i}^* / (2\lambda_s)] J_{\phi_l}(a_l) / (\sigma_l B_2) \rangle \dots (20)$$

この S が正值なら不安定, 負値なら安定と判断できる。

3・2 固・液層の物性値が等しい場合

3・2・1 式の簡素化

本節では, 固・液層の物性値が等しい場合 ($\sigma = \sigma_l = \sigma_s$, $\lambda = \lambda_l = \lambda_s$) を取り上げ, 解析結果の物理的意味を解説する。

この場合, H_z は(6)式から(21)式で, J_ϕ は(8)式から(22)式で, $q(a_s)$ は(16)式から(23)式で, 表される。

$$H_z(r) = H_{z0} J_0(kr) / J_0(ka_s) \dots (21)$$

$$J_\phi(r) = k H_{z0} J_1(kr) / J_0(ka_s) \dots (22)$$

$$q(a_s) = \{H_{z0}^2 / (2\sigma\delta)\} \psi(\alpha) = \{H_{z0}^2 / (2\sqrt{2}\sigma a_s)\} \alpha \psi(\alpha) \dots (23)$$

$$\text{ここで, } \alpha = \sqrt{2} a_s / \delta, \dots (24)$$

$$\psi(\alpha) = Re\langle (1-i) J_1(ka_s) / J_0(ka_s) \rangle = [ber_0(\alpha) \{ber_1(\alpha) + bei_1(\alpha)\} - bei_0(\alpha) \{ber_1(\alpha) - bei_1(\alpha)\}] / \{ber_0^2(\alpha) + bei_0^2(\alpha)\} \dots (25)$$

である。 $\alpha \ll 1$ の時, kelvin関数 ber , bei を級数展開の0, 1次で近似すると $\psi(\alpha) = \alpha^3 / 2^{7/2}$ と簡素化でき, また, $\alpha \gg 1$ の時, 漸近展開の1次で近似すると, $\psi(\alpha) = 1$ となる。

次に, 温度分布は(14)式から(26)式となる。

$$T(r) = \{H_{z0}^2 / (4\lambda\sigma)\} \{1 - [J_0(kr) / J_0(ka_s)]^2\} + T(a_s) \dots (26)$$

(26)式中に表れる $T(a_s)$ は被融解物と塗布面の境界の温度で, 熱流束の境界条件から(27)式で与えられる。

$$T(a_s) = q(a_s) / h + T_w \dots (27)$$

3・2・2 過熱度と非接触高さ

被融解物外表面が融点の時, 融点と液層中心の温度との差である過熱度は, (26)式より(28)式で表される。

$$\Delta T = T(0) - T_m = \{H_{z0}^2 / (4\lambda\sigma)\} \xi(\alpha) \dots (28)$$

ここで, ξ は(29)式で定義される。

$$\xi(\alpha) = \{1 - [J_0(ka_s)]^{-2}\} \dots (29)$$

先に示した ψ の簡素化と同様に $\xi(\alpha)$ は, $\alpha \ll 1$ の時, $\xi(\alpha) = \alpha^4 / 32$ で, $\alpha \gg 1$ の時, $\xi(\alpha) = 1$ で近似できる。

過熱度を冷却面での熱流束で割った熱抵抗 ($R = \Delta T / q(a_s)$) は, (23)式と(28)式より(30)式となる。

$$R = \Delta T / q(a_s) = (2\pi a_s / \lambda) \phi(\alpha) \dots (30)$$

ここで, ϕ は(31)式で定義される。

$$\phi(\alpha) = \{\xi(\alpha) / \psi(\alpha)\} / (2\sqrt{2}\pi\alpha) \dots (31)$$

$\alpha \ll 1$ の時 $\phi(\alpha) = 1 / (8\pi)$, $\alpha \gg 1$ の時 $\phi(\alpha) = 1 / (2^{3/2}\pi\alpha)$ の近似により, (30)式は α の両極限で(32), (33)式に簡素化される。

$$\alpha \ll 1 \text{ の時 } R = (a_s / 4) / \lambda \dots (32)$$

$$\alpha \gg 1 \text{ の時 } R = (\delta / 2) / \lambda \dots (33)$$

熱抵抗層の厚さは, 周波数の低い $\alpha \ll 1$ の場合には $a_s / 4$ となり, 周波数が高い $\alpha \gg 1$ の場合には $\delta / 2$ となることが分かる。

次に, 磁気圧を便宜的に(34)式で定義し, (34)式に(21)式と(22)式を代入し積分を実行すると(35)式を得る。

$$P_m = \int_0^{a_s} (-Re\langle J_\phi \mu H_z^* \rangle / 2) dr \dots (34)$$

$$P_m = (\mu H_{z0}^2 / 4) \xi(\alpha) \dots (35)$$

また, 非接触保持高さ h_n は磁気圧と溶湯静圧の釣合条件より決まり, (36)式となる。

$$h_n = P_m / (\rho g) \dots (36)$$

(28), (35), (36)式より, h_n と ΔT の比は(37)式となる。

$$\Delta T / h_n = g\rho / (\mu\lambda\sigma) \dots (37)$$

(37)式は $\Delta T / h_n$ が周波数に依存しないことを示す。そして, 密度 ρ が大きく, 熱伝導度 λ と電気伝導度 σ が小さな物質では $\Delta T / h_n$ が大きくなるため h_n に対して ΔT を大きく取ることができ, スカル融解に適することが分かる。

次に, 冷却面での熱流束 $q(a_s)$ と非接触高さ h_n の関係は, (23), (35), (36)式より(38)式となる。

$$h_n / q(a_s) = \{2\pi\mu\sigma / (\rho g)\} \phi(\alpha) \dots (38)$$

3・2・3 スカル形成可能な印加磁場の許容範囲

(26)式に(27), (23)式を代入した式に, 中心のみ融解していることを示す $T(0) = T_m$ の条件を適用して得られる磁場の下限値 $H_{z0,min}$ と, 被融解物外表面まで融解していることを示す $T(a_s) = T_m$ の条件より得られる磁場の上限値 $H_{z0,max}$ を求める。磁場の上下限値の2乗の差を $H_{z0,max}$ の2乗で規格化した値を W_s と置くと(39)式を得る。

$$W_s = (H_{z0,max}^2 - H_{z0,min}^2) / H_{z0,max}^2 = \xi(\alpha) / [\sqrt{2}\alpha\psi(\alpha) \{\lambda / (a_s h)\} + \xi(\alpha)] \dots (39)$$

ψ と ξ の簡略式を用いると(39)式は α の両極限で(40), (41)式のように簡素化できる。

$$\alpha \ll 1 \text{ の時 } W_s = \{2^{3/2}\lambda / (ah) + 1\}^{-1} \dots (40)$$

$$\alpha \gg 1 \text{ の時 } W_s = \{\sqrt{2}\alpha\lambda / (ah) + 1\}^{-1} \dots (41)$$

スカル形成可能な磁場の許容範囲の幅 W_s は, α が小さい場合には α に依存せず((40)式), α が大きい場合には α が小

さいほど大きくなる((41)式)ことが分かる。すなわち、 α が大きい場合には周波数を低くすることが得策となる。また、熱伝導率 λ が小さく、伝熱係数 h が大きいほど、磁場の許容範囲を広く取れることも分かる。

4. 結果および考察

4.1 実験結果

Table 1 に示したCase I ~ V の実験によって得られた被融解物の非接触高さ h_n 、スカルの高さ a_i と厚さ s 、および誘導コイルと底部冷却パイプの抜熱速度 Q_c と Q_b の値をTable 2 に示す。ここでは、熱流が半径方向のみとした理論解析との対応をとるために、コイル近傍に形成される固体層で、半径方向とほぼ直交する固液界面を持つ部分をスカルと定義した。同表の h_n の欄に示す「-」の印は実験中溶湯の上表面の冷却壁近傍に凝固殻が形成されたために h_n の測定ができなかったことを示す。

Case I では、溶湯は磁気圧力により盛り上がり、その最上部はコイル上端とほぼ同じ高さとなった。一方、磁気圧力より溶湯静圧が大きい下部では被融解物が絶縁壁に接触し、そこでは半径方向全面にわたって凝固してしまい、スカルは形成されなかった。また、被融解物が絶縁壁と接触する部分が小さかったために、Case II ~ V に比較して底部冷却コイルへの抜熱速度が大きくなっている。

Case II では、厚さ約0.6mmのスカルが存在したところと溶湯が直接冷却壁に接触したと思われるところが見られた。これは、絶縁膜の厚さが不均一で伝熱係数が局所的に異なっていたためと推察される。

Case III のステンレスの場合には3mm程度のスカルが、シリコンの場合には、Case IV では5mm程度、Case V では1~3mm程度のスカルが安定して形成されていた。

4.2 解析結果

4.2.1 プロセス変数の半径方向分布

Fig. 2 (a) には、Case IV のシリコンの融解実験を例に採り、(16)、(17)式で $r = a_i$ として求めた仮想固液界面の熱流束 $q_l(a_i)$ 、 $q_s(a_i)$ を示す。 $q_l(a_i) = q_s(a_i)$ の交点は、 $S < 0$ を満足し安定な溶融部半径であることが分かる。同図には(14)、(15)式に基づいて描いた温度分布も示す。Fig. 2 (b) には、(6)、(7)式に基づいて描いた磁場分布 H_z と、(10)式に(8)、(9)式を代入して求めた単位体積当たりの発熱速度 s の分布も示す。固層中では電磁浸透厚さ δ_s が5.9mmとスカル厚さ

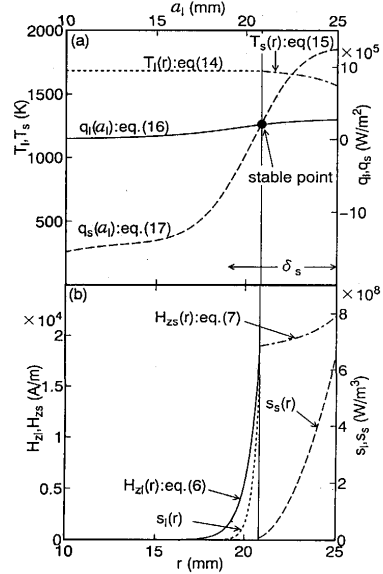


Fig. 2. Radial distributions of calculated process variables. (a) Heat flux, q_l and q_s , at the assumed solid/liquid interface and temperature, T . (b) Magnetic field, H_z , and heat generation rate per unit volume, s .

に対して厚いため、磁場の減衰は小さい。液層では、 δ_l は0.65 mmと薄いため磁場の減衰が大きい。固層における誘導電流密度 $J_{\phi s}$ は低いものの、電気伝導度が低いため単位体積当たりの発熱速度 s は大きい。液層の熱伝導度が固層に比較して高いことと、液層では発熱が固層近傍に集中していることからFig. 2 (a)に見られるように固層に比較して液層の温度変化は小さい。

4.2.2 固液界面位置と熱流束に及ぼす印加磁場の効果

Fig. 3 には、シリコンの融解を例に採り、界面の安定性を示す S ((20)式)が負値を取り安定条件を満足する磁場範囲で、(18)式より求めた固液界面位置 a_i と印加磁場 H_{20} との関係および(17)式で $r = a_s$ として求めた冷却面での熱流束 $q_s(a_s)$ と H_{20} の関係、伝熱係数 h をパラメータにして示した。●と○の印は実験値を示すが、○印を除けば、 h が900 W/(m²·K)で a_i および $q_s(a_s)$ の計算と実測の結果がほぼ一致している。鋳物の凝固実験でもアルミナ塗膜-鋳物間の伝

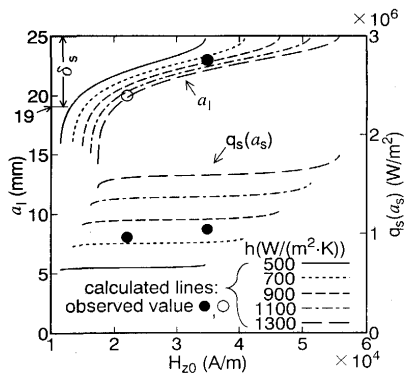


Fig. 3. The effects of magnetic field, H_{20} , on the melt radius, a_i , and the heat flux at the surface of the charge, $q_s(a_s)$, for the case of Si.

Table 2. Experimental results.

Case	h_n (mm)	skull height (mm)	skull thickness (mm)	Q_c (kW)	Q_b (kW)
I (Al)	100	0	—	9.4	3.3
II (Sn)	20	18	0.6	3.0	0.14
III (SUS304)	—	60	3	8.7	1.1
IV (Si)	—	29	5	4.8	0.4
V (Si)	—	42	1~3	7.9	0.6

熱係数として、この程度の値が報告されており⁷⁾、スカル融解とは条件が若干異なるものの、本稿で採用した 900W/(m²・K)の値は妥当であると考える。

Fig. 3において、 H_{z0} を下げていくと、スカル厚さが δ_s と等しくなる $a_l=19\text{mm}$ 付近から、 a_l は大きく変化している。したがって、液層部半径を印加磁場により精度よく制御するには、スカル厚さを固層の電磁浸透厚さ δ_s より小さく設定することが望ましい。また、 $q_s(a_s)$ は、 H_{z0} の2乗には比例せず、ほぼ一定値を取ることも分かる。

4.2.3 印加磁場の許容範囲

固・液層で物性値の相異を考慮して求めた磁場の許容範囲 W_a および固・液層で物性値が等しいと仮定して導出した W_s の値((39)式に液層の物性値を適用した)をTable 3に示す。シリコンの場合、 W_a は W_s より大きく、固・液層の物性値の相異を考慮すると磁場の許容範囲が広がること分かる。一方、アルミニウム、錫、ステンレス鋼の場合、 W_a は W_s より小さく、物性値の相異が磁場の許容範囲を狭くしていることになる。この違いについて次に考察する。

(23)式の σ を(24)式を用いて消去すると(42)式を得る。

$$q(a_s) = \{H_{z0}^2 \omega \mu a_s / (2\sqrt{2})\} \{ \psi(\alpha) / \alpha \}, \alpha = a_s \sqrt{\omega \sigma \mu} \dots (42)$$

冷却面での熱流束に比例する ψ/α と α の関係をFig. 4に示す。 α が小さい場合には、電気伝導度の増加(α の増加)に伴って、冷却面での熱流束は増加する。一方、 α が大きい場合には、 α の増加に伴って冷却面での熱流束は減少する。シリコンの場合、被融解物が液相である時より、凝固して固相となった時に熱流束は大きくなる。印加磁場を減少させると熱流束が減少するものの、凝固の進行により固層が拡大し熱流束が増大するので、Fig. 3の $q(a_s)$ に見られるように熱流束の低下は抑制される。そのため、Table 3に示した

Table 3. The dimensionless magnetic allowed range calculated by use of the different properties in solid and liquid layers, W_a , and the allowed range calculated by use of the same properties, W_s , to keep a stable skull.

Case	I (Al)	II (Sn)	III (SUS304)	IV, V (Si)
$W_a(-)$	4.1×10^{-6}	5.4×10^{-4}	9.0×10^{-2}	9.1×10^{-1}
$W_s(-)$	2.2×10^{-2}	9.2×10^{-2}	1.3×10^{-1}	3.6×10^{-3}

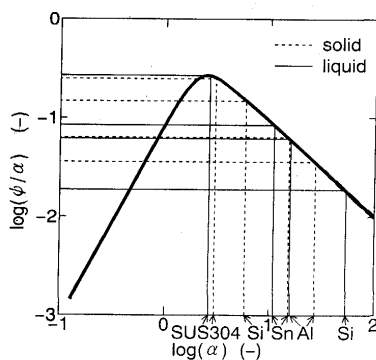


Fig. 4. The effect of dimensionless radius, $\alpha = \sqrt{2}a_s/\delta$, on the dimensionless factors, ψ/α , relating to heat generation rate in a charge.

印加磁場の許容範囲 W_a は固・液層で物性値が等しいと仮定して求めた W_s より大きくなっている。一方、アルミニウム、錫、ステンレス鋼の場合、凝固に伴って熱流束が減少するため、逆に W_a は W_s より小さくなる。シリコン、ステンレス鋼、錫、アルミニウムとなるに従って W_a は小さくなり許容範囲が狭くなっている。このことは実験において経験されたスカル形成の難易とその傾向を同じくしている。

4.2.4 熱流束、過熱度、非接触高さに及ぼす周波数の効果

(38)式より求めた非接触高さ h_n と(30)式で計算した過熱度 ΔT をTable 4に示す。 h_n の値をTable 2の実験値と比較すると、Case Iでは実験値(100mm)より理論値(300mm)の方がかなり大きくなっている。この原因は溶湯がコイル上端を越えて磁場の弱い部分にまで侵入し、理論解析で採用した軸方向に均一な磁場の仮定が崩れたためと考えられる。Case IIの理論値(24mm)は実験値(20mm)とほぼ一致しており、溶湯がコイル上端を越えない場合には本解析が妥当であることを示している。

Case IIIを除き過熱度 ΔT の理論値は小さい。Fig. 5には、 α ((24)式)の対数値を横軸に、熱流束((23)式)に比例する無次元数 $\alpha\psi$ (ψ は(25)式で定義される)と、過熱度((28)式)および磁気圧((35)式)に比例する無次元数 ξ ((29)式)の対数値を縦軸に取って示した。 $\alpha\psi$ の曲線より冷却面での熱流束は周波数の増大に伴って増大することが分かる。また、 ξ の曲線より周波数の増大に伴って過熱度および磁気圧も増大するものの、 $\log(\alpha) \approx 0.38$ ($\alpha \approx 2.4$)を境にして飽和傾向にある。 α が小さな領域では、磁場がほとんど減衰無く内部まで浸透するため周波数を増大させても被融解物を通過する磁束は一定である。一方、 α が大きな領域では、電磁場の表皮効果が顕著なために周波数を増大させると被融解物を通過する磁束は減少する。そのため、 α の小さな領域に比較し

Table 4. Calculated values of the non-contacting height, h_n , and the superheat, ΔT .

Case	I (Al)	II (Sn)	III (SUS304)	IV, V (Si)
$h_n(\text{mm})$	300	24	85	27
$\Delta T(\text{K})$	14	21	220	5.0

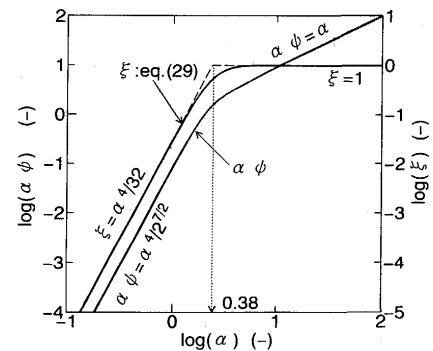


Fig. 5. The effects of dimensionless radius, $\alpha = \sqrt{2}a_s/\delta$, on the dimensionless factors, $\alpha\psi$, relating to heat generation rate and ξ relating to the superheat and the magnetic pressure in a charge.

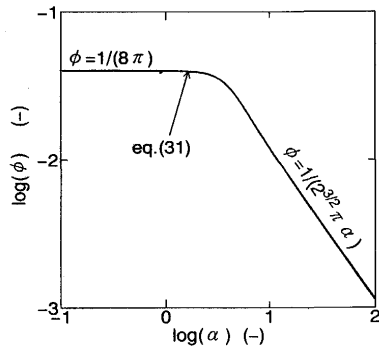


Fig. 6. The effect of dimensionless radius, $\alpha = \sqrt{2}a_s/\delta$, on the dimensionless factor, ϕ , relating to the superheat in a charge.

て α の大きな領域では、周波数を増大させたときの熱流束、過熱度、磁気圧の増加の割合が減少する。

(31)式に基づいた α と ϕ の関係を両対数軸に取ってFig. 6に示す。(30)式から $\Delta T = q(a_s)(2\pi a_s/\lambda)\phi(\alpha)$ と書けるので、冷却面での熱流束 $q(a_s)$ を一定とすれば、 $\alpha(=\sqrt{2}a_s/\delta)$ が小さい、すなわち周波数 f が低い($\delta = \sqrt{1/(\pi\sigma\mu f)}$ が大きい)ほど、 ϕ が大きくなり、過熱度を大きく取れることになる。逆に、周波数が高いと過熱度は小さくなる。高い周波数は発熱を冷却面近傍に生じせしめ、 $q(a_s)$ 一定の条件では過熱度を小さくする。

5. 結言

絶縁材を塗布した水冷高周波コイルをるつばとする直接誘導加熱スカル融解法を提案した。本融解法を対象として電気伝導度、熱伝導度の温度依存性を考慮した電磁場と温度場の同時解析を行うと共に、アルミニウム、錫、ステンレスおよびシリコンを融解・保持する試行実験を行い、理論解析の妥当性を検証した。更に、この解析に基づいて、スカル形成可能な磁場の条件について検討した。得られた主要な知見を以下に列挙する。

1) 絶縁材をコイルに塗布することにより、固相で導電性を示すステンレス鋼とシリコンを汚染無く融解・保持できることを実験により実証した。

2) 固相と液相で物性値が異なる系における磁場((6),(7)式)、誘導電流密度((8),(9)式)、温度((14),(15)式)の理論式を導出した。

3) 定常状態での固液界面位置を与える式((18)式)とその界面の安定性を示す変数 S ((20)式)を導出した。

4) 熱抵抗層の厚さは、被融解物の外半径 a_s に比較して電磁浸透厚さ δ が厚い時には $a_s/4$ 、薄い時には $\delta/2$ となる。

5) 伝熱係数が大きく、周波数および熱伝導度が低い条件ほど、スカル形成可能な磁場の許容範囲 W は広がる。更に、凝固に伴う電気伝導度の変化により、冷却面での熱流束が減少する材料では、 W は狭くなる、逆に、熱流束が増加する材料では、 W は広がる。

6) 同一の加熱電力で過熱度を大きくするには周波数を低くするとよい。

最後に、本論文の作成に当たり、ご助力を賜りました名古屋大学学生(現:住友銀行)の西村克俊氏に謝意を表します。なお、本研究費の一部は文部省科学研究費補助金(一般研究(B)03453065)により補助されたものである。

記号

- a : 外半径(m)
- g : 重力加速度(m/s²)
- h : 被融解物と冷却水間の総括伝熱係数(W/(m²·K))
- h_n : 非接触高さ(m)
- H_z : z 方向の磁場(A/m)
- H_{z0} : 印加磁場(A/m)
- J_n : n 次の第1種円柱関数(-)
- J_ϕ : ϕ 方向の誘導電流密度(A/m²)
- k : 伝搬定数(m⁻¹)
- N_n : n 次の第2種円柱関数(-)
- q : 熱流束(W/m²)
- Q_c : 誘導コイルからの抜熱速度(W)
- Q_b : 底部冷却パイプからの抜熱速度(W)
- s : 単位体積当たりの発熱速度(W/m³)
- S : 界面の安定性を示す変数(-)
- T_m : 融解温度(K)
- T_w : 冷却水の温度(K)
- W : スカル形成可能な印加磁場の許容範囲を表す無次元数(-)

- α : 無次元半径($=\sqrt{2}a_s/\delta$)(-)
- δ : 電磁浸透厚さ($=\sqrt{2/(\omega\sigma\mu)}$)(m)
- μ : 透磁率(H/m)
- ρ : 密度(kg/m³)
- σ : 電気伝導度(S/m)
- λ : 熱伝導度(W/(m·K))
- ω : 角速度(s⁻¹)

添字

l : 液層

s : 固層

max : 最大値

min : 最小値

文献

- 1) J.Dietl, D.Helmreich and E.Sirtl: Crystals: Growth, Properties and Application 5 (1981), p.43 [Springer-Verlag]
- 2) 千川圭吾, 平田 洋: 応用物理, 60 (1991), p.808
- 3) B.Caillault, Y.Fautrelle, R.Perrier and J.J.Aubert: Liquid Metal Magnetohydrodynamics, ed. by J.Lielpeteris and R. Moreau, (1989), p.241 [Kluwer Academic Pub.]
- 4) 高須登実男, 佐々健介, 浅井滋生: 鉄と鋼, 77 (1991), p.496
- 5) 浅井滋生: 第129・130回西山記念講座, (1989), p.67 [日本鉄鋼協会]
- 6) D.J.Chronister, S.W.Scott, D.R.Stickle, D.Eylon and F.H. Froes: J. of Metals, 38 (1986)9, p.51
- 7) 相山正孝, 梅田高照, 竹内宏昌, 加藤 寛: 鋳物, 47 (1975), p.178