

学術論文

永久磁石を用いた誘導加熱装置の渦電流・熱伝導解析

Eddy Current and Heat Conduction Analysis of Induction Heating Device by Using Permanent Magnet

渡邊 隆司^{*1}(正員), 戸高 孝^{*2}(正員), 榎園 正人^{*2}(正員)

Takashi WATANABE (Mem.), Takashi TODAKA (Mem.), Masato ENOKIZONO (Mem.)

This paper presents a finite element method by using overlap grid coordinate system, which is developed in designing an induction-heating device by using the permanent magnets. This method is very useful to solve eddy current problems that consist of several conductive objects moving in magnetic field in any directions. In this paper, the analyzed results of the heat conduction properties are compared with the measured one. The result makes the heat generation characteristic clear and shows the usefulness of this method.

Keywords: permanent magnet, induction-heating.

1 はじめに

廃棄物や廃液を選別する際、その容易さから、一般的には乾式での選別が採用される。乾式選別では粉体や粒体が油水分を含んでいると、機器各所での付着や堆積が発生しやすくなるため、選別効率を低下させる一因となりうる。そのような場合には、それらを乾燥するのが一般的であるが、加熱方式は、大きく分けて直接加熱と間接加熱がある。原料への引火や不純物の混入を避けたい場合には、間接加熱の方が適している。誘導加熱による方法であれば、簡単な構造で、100～400℃の加熱が可能である。本論文では、永久磁石を用いた誘導加熱装置の開発研究の中で行った渦電流・熱伝導解析と実験結果を報告する。

2 永久磁石を用いた誘導加熱装置

本研究で作成した永久磁石による誘導加熱装置の概要図を Fig. 1 に示す。非磁性金属製円筒体φ300mm×180mm と磁石構造体φ361mm×200mm により構成される。どちらもモータにより回転し、非磁性金属製円筒体は約 30rpm の低速に保たれる。磁石構造体は、NdFeB 磁石 18 極を持ち、SUS304 製円筒カバーにて保護されている。カバー表面での磁束密度はピーク値で約 0.4T、最大 3,000rpm の回転が可能である。非磁性金属製円筒体と磁石構造体との間には、約数十 mm の空隙がある。

磁石構造体を回転させると、非磁性金属製円筒体の中の磁石に近接した部分では、電磁誘導により渦電流が発生しジュール熱により発熱する。

Fig. 2 (a),(b)に、温度と時間の関係を実測した結果の一例を示す。温度の測定点は、円筒体の外側の表面である。条件としては、非磁性金属製円筒体の厚みを 10mm、空隙を 40mm とし、2種類の金属（アルミニウム、ステンレス）について、磁石構造体の回転数を変化させた。また、Fig. 2 (c)は、時間が経過し一定値となった温度を示している。低速時を除けば、この温度は、磁石構造体と非磁性金属製円筒体との相対回転数にほぼ比例するが、アルミニウムの場合には、磁束線の浸透深さが、非磁性金属製円筒体の厚みよりも小さくなると、Fig. 2 (c)に示すように飽和する傾向を示すと考えられる。

このように、発熱は、Table 1 にも示すようなさまざまな要因より決定される。加熱装置の設計指針を得るために、発熱とこれらの要因との関係を明らかにしておくことが必要である。その場合、有限要素法を用いた解析は、有効な手段となり得る。

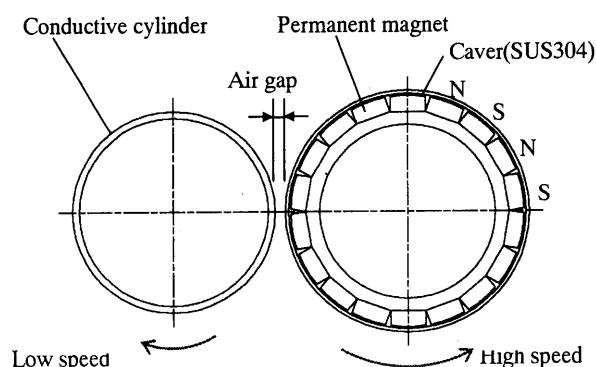


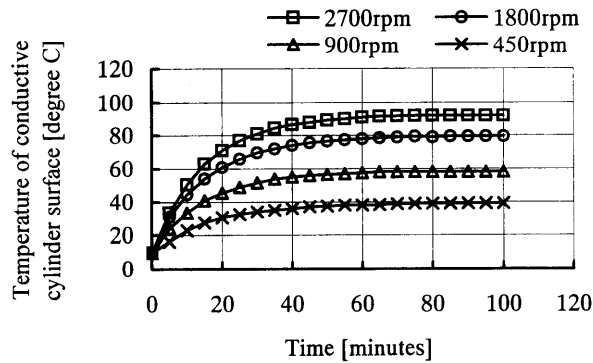
Fig.1 Structure of the heating device

連絡先： 渡邊 隆司, 〒818-0114 太宰府市北谷ソイラ
716-2, 日本マグネティックス株,
e-mail: t.watanabe@nipponmagnetics.co.jp

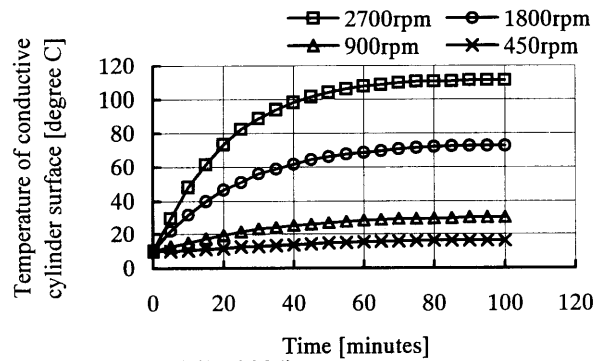
^{*1} 日本マグネティックス株式会社 ^{*2} 大分大学

Table 1 Designing factor

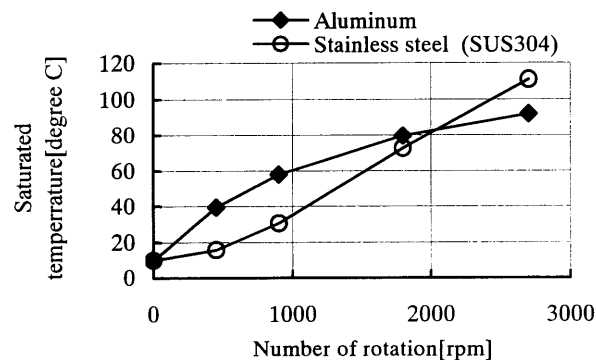
Magnet side	Conductor side
1. Rotating speed of magnets	1. Distance between magnets and conductor
2. Arrangement of magnets	2. Shape
3. Magnetization of magnets	3. Thickness
	4. Conductivity
	5. Permeability



(a) Aluminum



(b) Stainless steel (SUS304)



(c) Saturated temperature

Fig. 2 Temperature (Measurement)

3 有限要素法による解析

3.1 合成メッシュ法による渦電流解析

本装置のように、導体および永久磁石が共に回転し

ている場合、通常は回転ごとに有限要素の修正をする必要がある。有限要素の修正は、磁場分布の変化の誤差や、繰り返し計算による振動解の原因となる[1, 2]。そのような不都合を避けるため、考慮する領域中に多数の有限要素を使用する必要がある。つまり、解くべき問題が磁場中にあるいくつかの導体から成っており、それらの導体がどのような方向にも自由に動くことができる時、毎回それらの位置により考慮中の領域を再分割しなければならない。このような問題を簡単に解くために、また計算時間を少なくするために、渦電流問題に合成メッシュ法を適用した[3-5]。この場合、各々の導体中を流れる渦電流間に相互の影響が存在するので、磁気ベクトルポテンシャルの重ね合わせ原理を有限要素法の定式化に使用した。磁界解析においては線形解析が用いられるので、永久磁石の作る磁場と渦電流の作る磁場の重ね合わせとして任意の点の磁場が定まる。

通常、2次元の渦電流の問題は、次式により表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_y \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_x \frac{\partial A}{\partial y} \right) = -J_m + \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (1)$$

ここで、 A は磁気ベクトルポテンシャルのZ方向成分、 J_m は等価磁化電流密度、 ϕ は電位、 v は透磁率、 σ は導電率。

この場合、多くの有限要素による分割が必要であり、また、長い計算時間が定常解を得るために必要となることが予想できる。なぜなら、円筒状の部品が共に回転しているので、通常1回1回の計算において考慮する領域を再分割しなければならない。そこで、計算時間を減らすために、合成メッシュ法を渦電流問題に導入する。

Fig. 3 は、簡単な合成メッシュを示している。永久磁石により発生する磁場は、Fig. 3 (a)に示すように、メッシュ Ω_s で計算される。永久磁石が等速度 V_s でX方向に移動している時、ポテンシャル分布 A_s は、常に永久磁石と一緒にその分布を移動するだけで再生される。よって、元の磁場は、最初に一度だけ計算すれば十分である。Fig. 3 (b) に示されるような導体を永久磁石により発生する磁場が横切るとき、渦電流が導体中に誘起される。移動している導体の速度は V_c とする。渦電流による磁気ベクトルポテンシャル A_c は Ω_c 中の磁場として A_s の時間変化とともに計算される。また、Fig. 3 (c)のような静止する導体と速度 $V = V_s - V_c$ で移

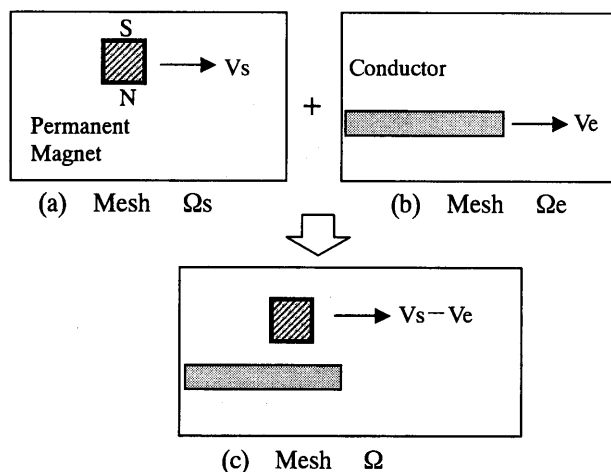


Fig. 3 Composite mesh

動する永久磁石も考えることができる。毎時間の合成磁気ベクトルポテンシャルは $A = A_s + A_e$ から得られる。

Fig. 3 (c) に示されるような領域 Ω における通常の有限要素方程式は、次式のように書ける。

$$[S]\{A^t\} + [M]\frac{\{A^t\} - \{A^0\}}{\Delta t} = \{K^t\} - \{K^t\}\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2)$$

ここで、 $[S]$ や $[M]$ は、それぞれ、静磁場項および渦電流項である。 $\{K\}$ は強制電流項、 Δt は差分近似の時間幅である。右上の添え字 t は考慮中の時間、“0”は1ステップ前の時間を意味する。メッシュ Ω_s , Ω_e における有限要素方程式は次のように書くことができる。

$$[S]\{A_s^t\} = \{K^t\} \quad \text{in } \Omega_s \quad (3)$$

$$\left([S] + \frac{1}{\Delta t}[M]\right)\{A_e^t\} + \{K^t\}\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{\Delta t}[M]\{A^0\} - \left([S] + \frac{1}{\Delta t}[M]\right)\{A_s^t\} \quad \text{in } \Omega_e \quad (4)$$

式(3)は、永久磁石による磁場のみを求めるポアソン方程式である。そして、時刻 t のときの磁気ベクトルポテンシャル A_s は分布の移動によって得られる。式(4)の右辺第1項の前の時刻“0”における合成磁気ベクトルポテンシャル $A = A_s + A_e$ は既知であるから、時間ごとに、式(4)を解くことにより時刻 t の A_e を求めることができる。

ここで、節点上の値を得るために、メッシュ上の磁気ベクトルポテンシャル間での内挿を用いた。Fig. 4はポテンシャル内挿手順の例を示している。

磁石による磁気ベクトルポテンシャル A_i , A_j , A_k はメッシュ Ω_s 上で計算される。メッシュ Ω_e 上の節点 n の

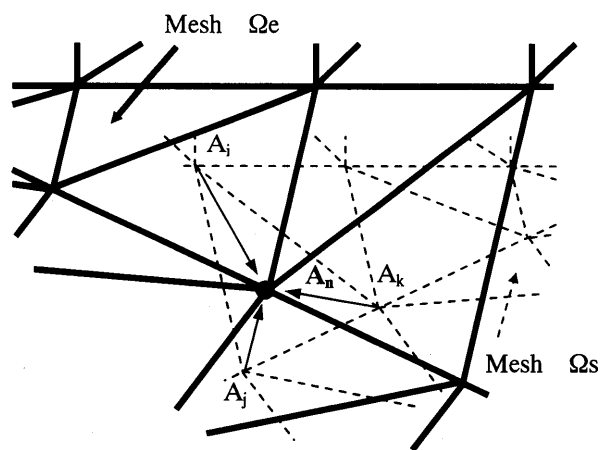


Fig. 4 Interpolation

磁気ベクトルポテンシャル A_n は、次式により与えられる。

$$A_n = L_i A_i + L_j A_j + L_k A_k \quad (5)$$

ここで、 L_i , L_j , L_k は、メッシュ Ω_s 上の三角形要素の面積座標である。

3.2 熱伝導解析

2次元の熱伝導問題は、次式により表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = -Q_0 + \rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (6)$$

θ は温度、 Q は発熱率、 ρ は密度、 c は比熱である。また、発熱率 Q_0 は次式により与えられる。

$$Q_0 = \frac{J_e^2}{\sigma} \quad (7)$$

ここで、渦電流密度 J_e は次式となる。

$$J_e = -\sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (8)$$

J_e は、磁場が定常状態になったときの値を用いた。各時間における各要素の発熱率 $[W/m^2]$ は次のような手順で決定した。

Fig. 5 (a) のように、発熱率は磁石に近い導体中では大きくなり、遠い導体中では小さくなる。ところで、導体は回転しており、また、温度分布計算時のステップ時間が導体の1周する時間よりも十分に大きければ、発熱率は周方向に均等に分布していると考えて差し支えないので、Fig. 5 (b) のように発熱率を周方向に均等に割り振り、各要素に与えることで熱伝導解析を行った。

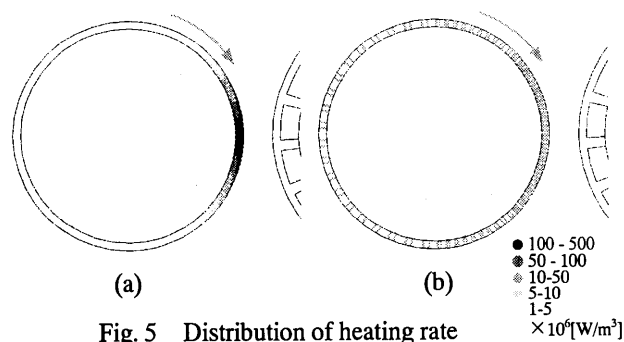


Fig. 5 Distribution of heating rate

3.3 解析条件

渦電流密度の分布を決定する要因は、多数考えられる。磁石の回転数、導体の厚み、磁石と導体の距離、磁石の配置、導体の形状、導体材質の組み合わせ方など。本論文では、磁石の回転数、非磁性金属製円筒体の材質を変化させ、その影響を検討した。磁石の回転数は、450, 900, 1800, 2700[rpm]の4種類、非磁性金属製円筒体の材質は、アルミニウム(5052), ステンレス(SUS304)の2種類とした。

渦電流解析では、非磁性金属製円筒体の位置は固定し、磁石を反時計方向に相対的回転数で回転させた。メッシュΩsの要素数は5724、メッシュΩeの要素数は9280である。また、材質および寸法は、Fig. 1ならびに前述の通りである。

熱伝導解析では、非磁性金属製円筒体の位置は固定とした。ただし、実際にはゆっくり回転していることを考慮し、前述のように発熱率を決定した。導体表面温度がほぼ一定になる100分まで加熱し、100分から160分までを自然冷却とした。計算時間ステップは5分とした。物性値として、非磁性金属および空気の比熱、密度、熱伝導度、電気導電率は温度に対して非線形として取り扱った(Table 2)。

Table 2 Properties

Temperature [degrees]	Electric conductivity [$\times 10^7$ S]		Specific heat [kJ/kg·K]		Heat conductivity [W/m·K]	
	AL5052	SUS304	AL5052	SUS304	AL5052	SUS304
0	2.141	0.142	0.826	0.509	133.3	15.0
100	1.681	0.129	0.895	0.511	147.0	16.3
200	1.383	0.118	0.947	0.532	160.0	17.6
300	1.175	0.109	1.011	0.545	172.0	18.9
400	1.021	0.102	1.137	0.569	183.0	20.2
500	0.903	0.095	1.253	0.608	193.0	21.6
600	0.810	0.089	1.389	0.649	202.0	22.9

4 解析結果と考察

4.1 渦電流解析の結果

Fig. 6に、磁束線図分布を示す。また、Fig. 7は、磁石中心上における磁石構造体のSUS304カバーから遠心方向に離れた位置での磁束密度を示している。実測値と計算値はおおむね一致しているが、距離が離れるにしたがい、計算値の方がわずかに大きい値となった。これは、磁石構造体のZ方向の長さが半径方向の長さに対して、十分に大きくないためであると考えられる。磁石構造体の磁束密度を求めるための計算は、この1回限りであり、磁束分布(磁気ベクトルポテンシャル分布)を反時計方向の回転でシフトさせることにより、渦電流解析を行った。この方法により、計算時間を低減することができた。

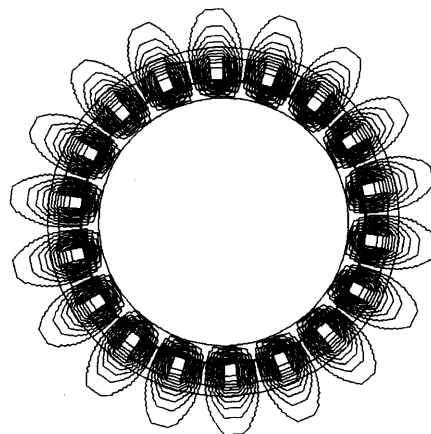


Fig. 6 Distribution of magnetic flux

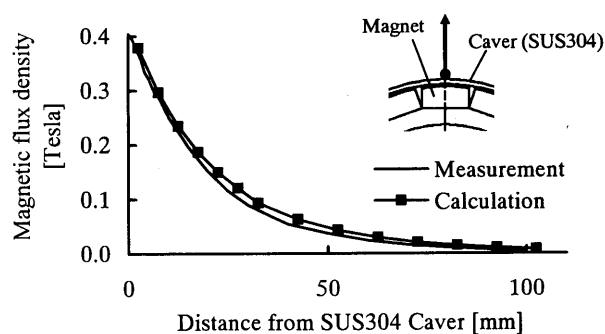


Fig. 7 Magnetic flux density

4.2 熱伝導解析の結果

渦電流解析で求めた磁気ベクトルポテンシャル並びに、式(7)、(8)を用いると、各時間における発熱率が

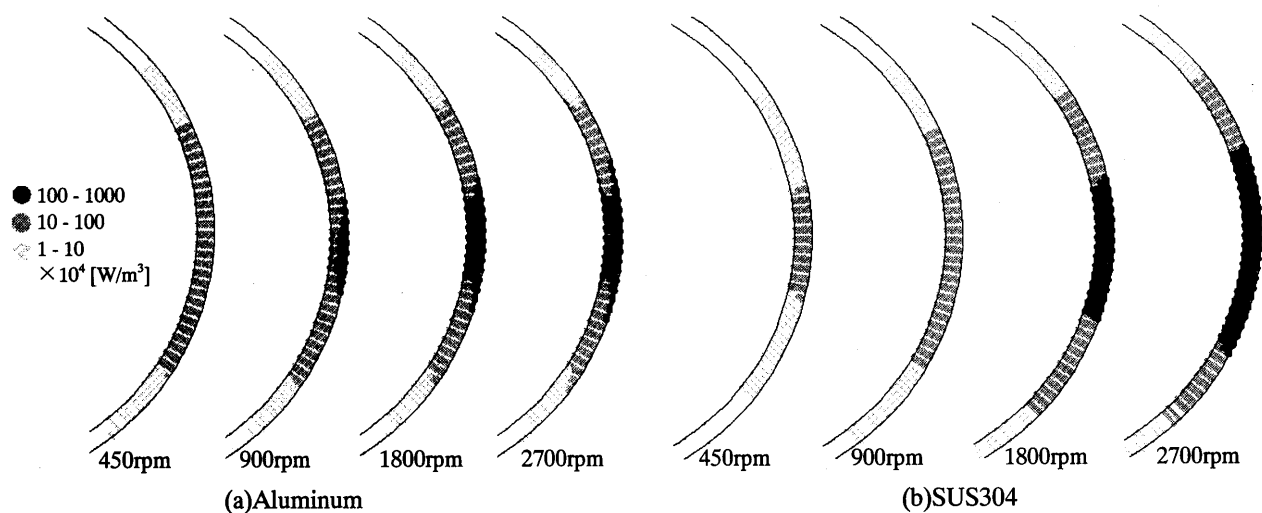


Fig. 8 Distribution of heating rate

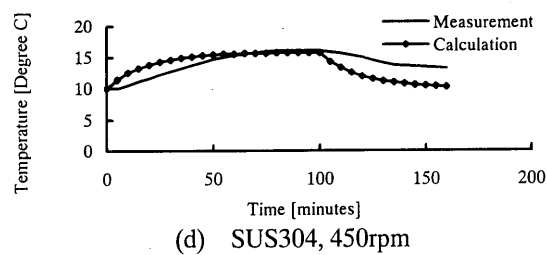
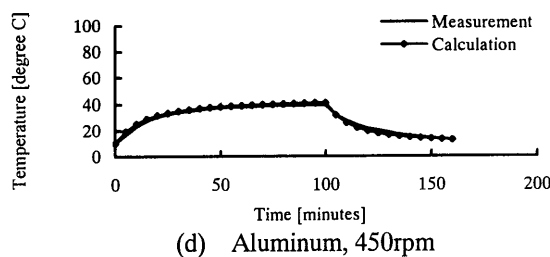
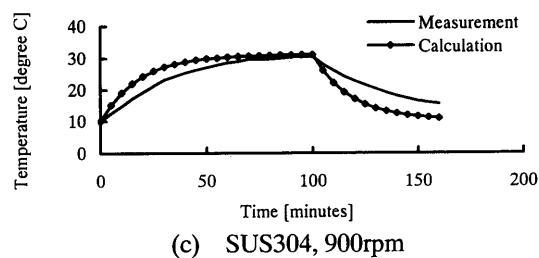
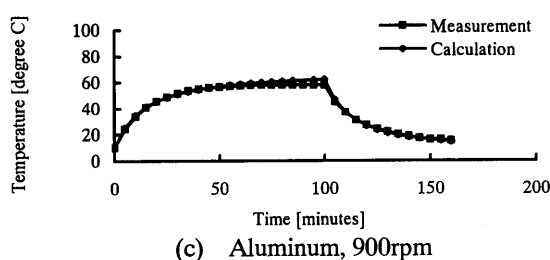
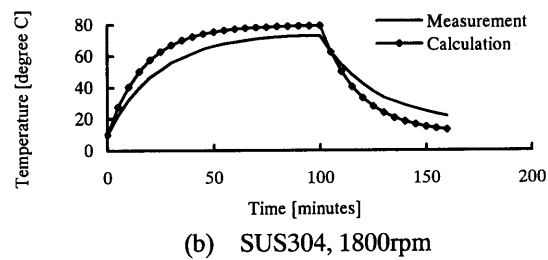
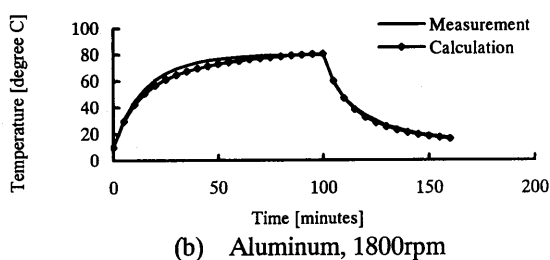
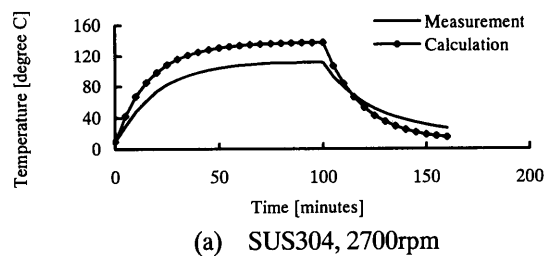
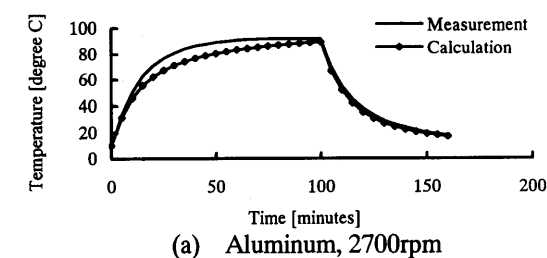


Fig. 9 Temperature (Aluminum)

Fig. 10 Temperature (Stainless steel SUS304)

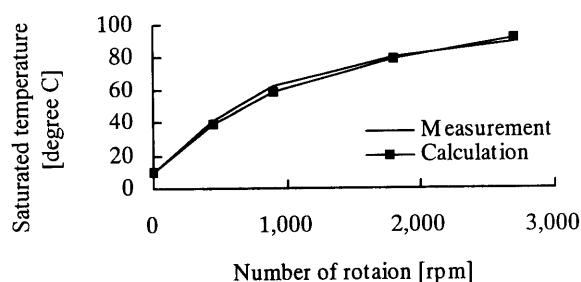


Fig. 11 Saturated temperature (Aluminum)

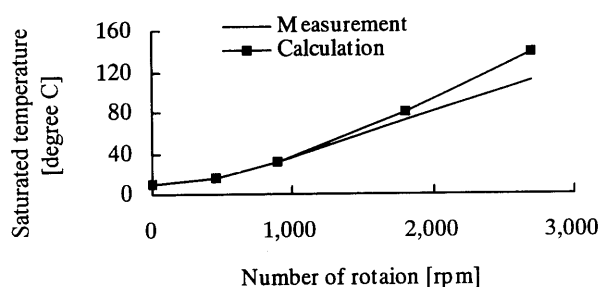


Fig. 12 Saturated temperature (Stainless steel SUS304)

得られる。Fig. 8 に、十分に時間が経過した時の発熱率の分布を示す。回転数が大きいとき、発熱率の高いところが、アルミニウムは狭く、SUS304 は広い。Fig. 9,10 は、時間に対する導体表面温度の変化を示している。本モデルの熱伝導解析において、導体の温度を下げる要因として最も影響の大きいものは、熱伝達であり、次式で表される。

$$q = \alpha_c (T - T_c) \quad (9)$$

ここで、 T は固体境界面の温度、 T_c は外部流体温度、 α_c は熱伝達係数 $W/(m^2 \cdot K)$ である。熱伝達係数は、流れの状態に影響し、静止した空気の場合 1~20、流れている空気の場合 10~250 である。熱伝導が精度に大きく影響するにもかかわらず、実際の熱伝達係数を決定するのが困難ではあるということを記しておくなければならない。

Fig. 9 には、アルミニウムの場合の導体表面温度の変化を示している。熱伝達係数は 30 とした。おおむね実測値と計算値は一致しているが、詳細に見ると、計算値は 100 分経過時、温度上昇傾向が若干見られる。ここで、問題であると思われるのは、熱伝達係数が 30 と、やや高めなことである。本検討での熱伝導解析は 2 次元モデルのため、円筒の側面からの放熱が考慮されていない。その放熱分を補う形で、熱伝達係数を高めた。

Fig. 10 は、ステンレスの場合を示している。熱伝達

係数は 35 とした。実測値と計算値との比較において、誤差が少し大きくなっている。この理由は、アルミニウムの場合と同様に、円筒の側面からの放熱が考慮されていないためであるが、傾向は良い一致を示している。

また、磁石回転数の増加に伴って、実測(Fig. 2 (a),(b))では、アルミニウムの場合、温度の定常値が変わらなくなる傾向を示し、ステンレスでは直線的増加傾向を示していたが、解析結果においても同様な傾向が得られている(Fig. 11, Fig. 12)。

より高精度な数値計算のためには、熱伝導解析では 3 次元でのモデル化が必要となる。

5 結論

本論文では、渦電流問題のための合成メッシュ法を用いた新しい有限要素法を紹介し、開発過程で得られた結果を示した。この方法は、複数の導体や励磁コイル、永久磁石を含んだより複雑な問題に適用することができる。また、本手法を適用し加熱装置の磁界解析を行い、いくつかの条件での渦電流の流れ方、発熱の仕方など、その特性を明らかにすることができた。今後の詳細な検討で、加熱装置設計の確立とその特性改善を行う予定である。

参考文献

- [1] T. Todaka and M. Enokizono, *Dynamic Finite Element Analysis of a Magnetic Hammer with a New Composite Mesh Scheme*, IEEE Trans. on Magn., Vol. 34, No. 5, pp. 3339-3342, 1998.
- [2] T. Todaka and M. Enokizono, *Dynamic Finite Element Analysis with a New Sliding Element and Composite Mesh Scheme*, Non-linear Electromagnetic Systems, Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 13, IOS Press, pp. 633-636, 1998.
- [3] F. Ghaffari, et al., *Navier-Stokes Solutions about the F/A-18 Wing-lex-fuselage Configuration with Multi-block Structured Grids*, AIAA paper 91-3291, 1991.
- [4] R. Matsuzawa and T. Nakayama, *Numerical Analysis of Flow-Induced Vibration of A Two-Dimensional Rigid Body By Using Composite Finite Element Meshes*, Proceedings of Computational Engineering, Vol. 1, No. 5, pp. 397-400, 1996.
- [5] Y. Suwa, *Numerical Simulation of Incompressible Viscous Flow Using Overset Grid Coordinate System*, Proceedings of Computational Engineering, Vol. 1, No. 5, pp. 267-270, 1996.