

교류자계내 자성나노유체의 자기대류효과를 이용한 냉각특성 해석

정근영, 이세희
경북대학교

Analysis of Cooling Effects with Magnetic Nanofluid
Due to Magnetoconvection in AC Magnetic Field

Geun-Young Jeong and Se-Hee Lee
Kyungpook National University

Abstract - 자성유체에 60Hz의 교류자기장을 인가할 때 발생하는 냉각효과를 해석하기 위해 유한요소법을 결합하였다. 열원으로는 전류가 코일에 흐를 때 생성되는 줄열과 넓은동과 브라운운동으로 야기되는 전력손실에 의한 발열이 있다. 교류자기장은 주파수가 낮기 때문에 줄열이 주요한 열원이 된다. 그러므로 코일에서 자성유체로 일어나는 열전달과 자연대류현상은 코일의 표면에서 일어난다. 자연대류현상을 해석하기 위해서는 자성유체의 부력밀도를 고려해야 한다. 부가적으로 자계의 세기와 온도에 관한 함수인 자화와 자기체적력밀도로 인해 자기대류현상과 같은 강제대류가 일어난다. 이러한 두 가지 대류현상으로 인해 교류자기장을 인가한 자성유체에서 냉각효과가 일어난다. 자기체적력밀도는 유한요소법으로 보간된 가상공극개념을 이용하여 켈빈전자기력밀도를 이끌어 낸 후 이를 수치적으로 이용하여 구하였다. 강제방향수는 켈빈전자기력밀도와 전력손실을 계산하는데 필요한 비선형 자화율을 고려하기 위해 사용하였다.

1. 서 론

지금까지 자성유체에 고주파를 인가하여 의료분야에 응용하는 온열효과 같은 연구와, 교류전류나 영구자석에 의해 생성되는 일정한 크기의 자기장을 이용한 자기대류현상에 대한 연구는 다수 수행되었다[1-2]. 그리고 상용주파수를 사용하는 전력변압기의 열냉각 특성이나 유전체의 방전강도에 대한 논문도 수없이 출간되었다[3]. 이 논문들로 미루어볼 때, 전력변압기에서 열냉각 특성과 유전체 방전강도에 관한 연구가 꾸준히 증가한다는 것을 짐작할 수 있다. 자성유체는 자기장이 가해질 때 강한 대류현상이 일어나는 자기대류효과가 일어나는데 이 특성을 이용하여 냉각제로 응용이 가능하다. 자화는 온도에 반비례하기 때문에, 차가운 자성유체는 자계의 세기 구배 방향으로 뜨거워진 자성유체를 밀어낸다.

교류주파수를 가진 자기장의 냉각효과를 연구하기 위해 전자기의 전자기-열-유체 거동을 분석하기 위한 다중물리해석방법을 채택하였다. 교류주파수에서는 외부에서 입력된 전류와 전도체 내에서 유도되는 와전류로 인한 줄손실이 가장 큰 열원이다. 자기대류효과에서는 켈빈체적력밀도는 가상공극개념으로 구할 수 있다. 자성유체의 자화율은 교류자기장해석에서 선형적인 특성을 가진다고 가정한다. 그러나 열-유체 해석에서는 켈빈체적력밀도와 자성유체 내의 전력손실을 계산하기 위해 비선형 자화율이 사용된다.

2. 본 론

2.1 전자기-열-유체해석을 위한 지배방정식

교류자기장이 인가될 경우 물리적인 시간 상수는 열-유체장의 시간상수보다 다소 빠르다. 그러므로 다음과 같은 교류 자기장에 대한 준정상상태근사의 하모닉해석을 사용하는게 편리하다.

$$\nabla \cdot (v \nabla \cdot \vec{A}) = -\sigma \nabla \vec{\Phi} - jw\sigma \vec{A}, \tag{1}$$

여기서 v 는 자기저항, \vec{A} 는 복소 자기 벡터 포텐셜, σ 는 도전율, $\vec{\Phi}$ 는 복소 전기 스칼라 포텐셜, $j = \sqrt{-1}$, w 는 각주파수이다.

자성유체의 역학적인 유동을 분석하기 위해서 자화는 자기장세기 와 동일선상에 있다고 가정한다. 부영역 입자가 충분히 작아서 초상자성 거동이 일어나면 동일선상에 두는 것으로 문제 설정을 간략화할 수 있다 [4]. 그러므로 각운동량보존은 고려하지 않는다. 결과적으로 열-유동분석 지배방정식은 운동방정식, 연속방정식, 에너지 방정식으로 표현할 수 있다. 여기서 주된 관심사는 열-유체 거동의 정상상태이다. 그러므로 정상상태의 기본 방정식은 다음과 같다.

$$\rho \vec{u} \cdot \vec{u} = \nabla \cdot [-p\vec{I} + \eta(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)] + F_b + F_{Kv}, \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{3}$$

$$\nabla \cdot (-k \nabla T) = Q - \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T, \tag{4}$$

여기서 ρ 는 밀도, \vec{u} 는 속도, p 는 압력, \vec{I} 는 단위텐서, η 는 동점성계수, 윗첨자 T 는 전치행렬, F_b 는 부력밀도, F_{Kv} 는 켈빈의 전자기력밀도, T 는 온도, Q 는 열원, C_p 는 열용량이다. 자성입자의 직경이 15nm이하이면 자성유체 내에서의 와전류로 인한 발열 효과는 무시할 수 있다[5]. 그러므로 식(4)의 전력손실에 대한 시간평균값은 다음과 같이 두개의 식으로 나눌 수 있다.

$$Q_{co} = \frac{1}{2} Re(\vec{E} \cdot \vec{J}_t) = \frac{1}{2} \frac{|\vec{J}_t|^2}{\sigma}, \tag{5}$$

$$Q_{mf} = \pi \mu_0 \chi_0 H_0^2 f \frac{2\pi f \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2}, \tag{6}$$

식 (5)는 도체에서, 식 (6)은 자성유체에서 생성되는 전력손실값이다. 여기서 \vec{E} 는 복소전계세기, \vec{J}_t 는 전체전류밀도의 켈레복소수, μ_0 는 진공중의 투자율, χ_0 는 평형자화율, H_0 는 교류자기장세기, f 는 교류주파수, τ 는 유효이완시간이다. 여기서 χ_0 는 강제방 함수에 비선형 특성을 고려하여 나타낸다.

2.2 가상공극개념 도입 시 켈빈의 전자기력밀도

하모닉해석에서, 유효 켈빈전자기력밀도는 다음과 같이 시간평균값으로 나타낸다.

$$\langle F_{Kv} \rangle = \frac{1}{2} Re\{\mu_0 \vec{M} \cdot \nabla \vec{H}_{ext}^*\}, \tag{7}$$

여기서 $\langle F_{Kv} \rangle$ 는 켈빈전자기력밀도의 시간평균값이고, \vec{M} 은 복소자화, \vec{H}_{ext}^* 은 외부자계세기의 켈레복소수이다.

켈빈전자기력밀도를 계산하려면 외부자계의 세기를 알아야 한다. 외부에서 인가된 자계의 세기를 계산하기 위해 유한요소법에서 가상공극개념을 도입하였다. 외부자계는 유한요소의 모든 가장자리에서 나타난다. 유한요소법에서 가상공극개념이 직접적으로 사용되면 전자기력밀도 분포는 불규칙성을 띤다[6]. 이 점을 피하기 위해서 유한요소의 가장자리에는 다음과 같은 연속적인 외부자기장 표현식을 사용한다[7].

$$\vec{H}_{ext}^* = \frac{1 + \mu_r}{2} \vec{H}^*, \tag{8}$$

여기서 μ_r 은 비투자율, \vec{H}^* 는 총자계세기를 나타낸다. 이 표현식은 불연속 영역에서 요소의 테두리에 대해 유도되어 자성유체의 형상을 결정하는 연속체 영역에 대한 보편적인 표현식으로 사용할 수 있다[7].

량주벡 방정식 $L(\alpha)$ 에 의해 \tilde{M} 은 다음과 같이 표현된다.

$$\tilde{M} = \chi_0 \tilde{H} = \chi_i \frac{3}{\alpha} \left(\coth \alpha - \frac{1}{\alpha} \right) \tilde{H} = \chi_i \frac{3}{\alpha} L(\alpha) \tilde{H}, \quad (9)$$

$$\chi_i = \mu_0 \Phi M_d^2 V_m / 3kT, \quad (10)$$

$$\alpha = \mu_0 M_d H V_m / kT, \quad (11)$$

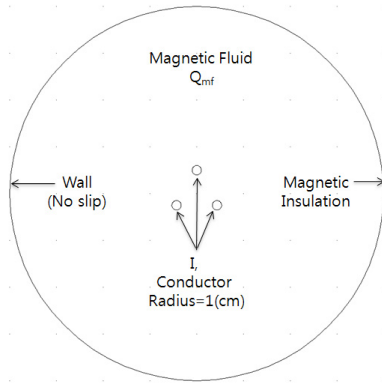
여기서 χ_i 는 초기자화율이다[10]. Φ 는 체적농도, M_d 은 영역자화, V_m 은 자기입자의 부피, T 는 절대온도, k 는 볼츠만 상수이다. 결론적으로 식 (7)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\langle F_{Kv} \rangle = \frac{1}{2} \mu_0 \chi_i \frac{3}{\alpha} L(\alpha) \text{Re} \{ \tilde{H} \cdot \nabla \tilde{H}_{ext}^* \}, \quad (12)$$

식 (12)와 같이 나타내는 것은 $\alpha = \alpha(H, T)$, $\langle F_{Kv} \rangle$ 또한 자계의 세기와 온도에 관한 함수이기 때문이다.

2.3 수치해석 결과

그림1에 나타난 것처럼 원통형 탱크에 자성유체를 채운 뒤 세 개의 도선을 넣고 전류를 인가하는 수치해석모델을 설정하였다. 이를 통해 교류전류가 인가된 자성유체에서 자기대류효과를 확인해볼 수 있다.



〈그림 1〉 전자기, 열, 유동해석을 위한 수치해석모델의 설정

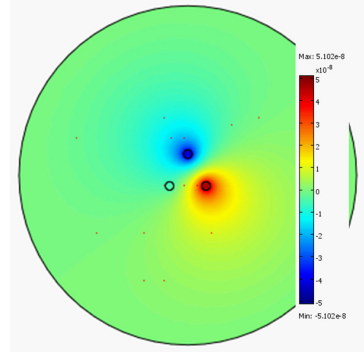
각 구역은 삼각형의 요소망으로 분리되어 자기벡터포텐셜, 속도, 온도값을 이산화 하였다. 도체 구역은 712개, 자성유체 구역은 9660개의 요소로 구성되어 있다. 각 도체에는 120°의 위상차를 가지며 주파수가 60Hz, 크기가 300.4의 교류전류를 인가하였다. 자기입자의 직경은 10(nm)로 설정하였다. 표1은 수치해석을 위한 자성유체의 자기적 특성이다.

〈표 1〉 시뮬레이션을 위한 자성유체의 자기적 특성과 열적 특성

항목	값	단위
밀도 [ρ]	1221	kg/m^3
유동 점성 [ν_f]	0.00727	Ns/m^2
동점도 [$\eta = \nu_f / \rho$]	5.954×10^{-6}	m^2/s
포화자화 [$\mu_0 M_s$]	421.2	G
자화율 [χ]	1.59	...
체적농도 [Φ]	7.52	%
유효 이완시간상수 [τ]	10×10^{-6}	s
열전도율 [κ]	0.19	$W/(m K)$
열용량 [C_p]	1840	$J/(kg K)$
열확산 계수	8.6×10^{-4}	$1/K$

주된 열원은 줄손실로 인한 열이다. 부력에 의한 자연대류 때문에 도체 상단부의 온도는 도체 하단부의 온도보다 높다. 그러므로 도체 하단부의 켈빈전자기력밀도는 도체의 상단부보다 더 크다. 이로 인해 생성되는 자기대류현상은 도체의 하단부에서 상단부로 자성유체의 흐름을 가속시킨다. 결론적으로 탱크 내부의 자성유체를 빠르게 순환시키는 것으로 도체의 온도를 감소시킬 수 있다. 그림 2는 입력전류에 대한 자기 포텐셜을

나타낸 것이다.



〈그림 2〉 입력전류에 대한 자기포텐셜

3. 결 론

켈빈전자기력밀도의 시간평균값과 교류주파수에서 진동하는 자기장을 통합하여 자기대류현상을 잘 해석하였다. 연속적으로 분포하는 켈빈전자기력밀도를 얻기 위해서 유한요소법의 가상공극개념을 사용하였고, 기존의 켈빈전자기력밀도 식에서 외부에서 가해진 장 대신에 전체 장을 표현하는 식을 얻었다. 자화는 자기장의 세기와 온도에 관한 함수이다. 그래서 켈빈전자기력밀도 또한 자기장과 온도의 크기와 함께 변화한다. 이런 수치적인 결과를 종합하여 보면, 자기대류현상이 교류주파수에서 작동하는 전자기기의 주된 냉각효과임을 알 수 있다.

감사의 글

이 논문은 2011년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임(No. 2011-0003503).

〔참 고 문 헌〕

[1] R. Hergt, W. Andra, C. G. d'Ambly, I. Hilger, W. A. Kaiser, U. Richter, and H.-G. Schmidt, "Physical limits of hyperthermia using magnetite fine particles", *IEEE Trans. Magn.*, 34, 3745, 1998
 [2] M. S. Krakov and I. V. Nikiforov, "To the influence of uniform magnetic field on thermomagnetic convection in square cavity", *J. Magn. Magn. Mater.*, 252, 209, 2002
 [3] V. Segal and K. Raj, "An investigation of power transformer cooling with magnetic fluids", *Ind. J. Eng. Mater. Sci.*, 5, 416, 1998
 [4] R. E. Rosensweig, "Ferrohydrodynamics", Cambridge University Press, New York, 1985
 [5] R. E. Rosensweig, "Heating magnetic fluid with alternating magnetic field", *J. Magn. Magn. Mater.*, 252, 370, 2002
 [6] S. H. Lee, H. S. Choi, and I. H. Park, "Introducing the Virtual Air-Gap Scheme to the Kelvin Force Densities With External and Total Field", *IEEE Trans. Magn.*, 43, 1457, 2007
 [7] H. S. Choi, Y. S. Kim, K. T. Kim, and I. H. Park, "Simulation of Hydrostatical Equilibrium of Ferrofluid Subject to Magneto-static Field", *IEEE Trans. Magn.*, 44, 818, 2008