

이중원관내 자성유체의 자연대류에 대한 전열특성

박정우 · 전철호 · 서이수*

동아대학교 공과대학 기계공학과, 부산광역시 사하구 하단동 840, 604-714

유신오

삼척대학교 공과대학 기계공학과, 강원도 삼척시 교동 산253, 245-711

(2002년 2월 21일 받음, 2002년 4월 19일 최종수정본 받음)

자성유체는 고액혼상유체로 뉴턴유체와 달리 자기력에 반응하는 유체이다. 본 연구에서는 금속과 유체의 특성을 겸비한 자성 유체의 열전달 특성을 밀도 있게 연구함을 목적으로, 그 대상을 이중원관으로 하여 열대류현상을 고찰하기 위해 내부원관을 가 열하고, 외부원관을 냉각하면서, 또한 외부에서 인가자장의 세기와 방향에 따라 자연대류 현상의 변화 및 열전달 특성을 수치해 석적으로 연구하여, 실험결과와 비교 검토하였다. 자성유체의 자연대류현상은 인가자장에 따라 제어할 수 있었고, 평균 뉴셀트수 를 구한 결과로서 자장을 가하지 않았을 경우와 비교해 보면 열전달은 자장을 중력방향으로 가하거나 중력과 반대방향으로 그 세기를 -14 mT 이상 가했을 때 증가하였고, 중력과 반대방향으로 감했을 때 감소하였다. 특히 자장의 세기가 -14 mT가 되면 열 전달은 최소가 되었다.

주제어 : 자성유체, 자장, 자연대류, 이중원관

I. 서 론

최근 기능성을 가진 재료의 필요성이 대두되어 그 응용에 대한 연구개발이 활발하게 진행되고 있으나 대부분 고체재료 에 관한 것으로, 유체에 관한 기능성 재료는 연구개발이 미 미한 실정이다[1].

최근에 개발된 액체금속 및 자성유체는 전자장의 작용하에 반응을 일으키는 물질로 그 기능성을 갖게 됨에 따라 학자들 의 대단한 관심을 받고 있다. 그러나 물질의 응용에 대한 연 구는 활발히 진행되고 있으나, 유체역학적인 측면에서 학문적 인 체계와 열전달 특성에 대한 각 분야의 연구는 너무나도 미미한 실정이라, 이 부분에 대한 연구가 필요하다.

지금까지의 자성유체역학으로 연구를 살펴보면 Poppelwell [2] 등은 자성유체의 열전도율을 측정하였고, Polovin[3] 등은 Benard유동에 관한 실험을 하였고, Kamiyama[4] 등은 원관 내 관마찰계수에 관해서, Okanaga[5] 등은 밀폐공간 내의 열 유동에 대하여, 유신오[6] 등은 정방형 공간내 열대류현상을 수치적 및 실험적으로, 박정우[7] 등은 이중원관 내의 열유동 특성을 실험적으로 연구한 바가 있으나, 자성유체의 열역학적 성질과 열전도 및 자연대류 열전달 특성에 관한 심도 있는 연구가 되어 있지 않은 상태이다.

따라서 본 연구에서는 이중원관내 자성유체의 자연대류에 관한 제어 및 전열특성에 관한 연구로서, 인가자장의 방향 및

세기에 따라 열유동의 형상변화 및 전열특성을 수치해석하고 선행 연구된 실험결과와 비교 검토하고자 한다.

II. 지배방정식

자성유체는 미시적인 견지에서 자장의 영향에 따라 내부입 자가 자화되어 회전을 하고 그 영향이 거시적인 열유동에 미 치기 때문에, 자성유체의 열유동해석을 위한 지배방정식은 보 통의 뉴턴유체에 대한 방정식계 이외에 내부각운동량방정식, 자화의 구성방정식 및 전자장의 방정식이 더 필요하게 된다. 본 연구에서 사용한 지배방정식은 棚橋에 의해 제안된 비전 도성에 관한 것으로 다음과 같다[8, 9]:

연속방정식

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

운동방정식

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b}$$

내부각운동량방정식

$$\mathbf{I} \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\Lambda} + \mathbf{e} \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{1}$$

에너지방정식

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho \gamma + T_0 \cdot \mathbf{d}$$

*Tel: (051) 200-7641, E-mail: isseo@daunet.donga.ac.kr

자화의 구성방정식

$$\mathbf{M} = \chi_m(\mathbf{I} - \tau\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}) \cdot \mathbf{H}$$

자장의 방정식

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$$

여기서, \mathbf{T} 는 응력텐서, \mathbf{b} 는 단위 질량당 외력, $\boldsymbol{\Lambda}$ 는 우응력텐서, \mathbf{e} 는 3계교대텐서, \mathbf{l} 는 단위질량당 체적우력벡터, \mathbf{I} 는 단위체적당 관성모멘트의 합, \mathbf{I} 는 Idemfactor, \mathbf{q} 는 열유속밀도벡터, γ 는 단위 질량당 열원의 강도, χ_m 는 자화율, τ 는 유체마찰에 의한 회전운동의 완화시간, $\boldsymbol{\Omega}$ 는 내부미립자의 평균 각속도, \mathbf{d} 는 변형속도텐서로 다음과 같이 나타낸다:

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{v} + \mathbf{v}\nabla)$$

본 연구에서 가정으로 Boussinesq근사의 이론에 따라 밀도는 온도만의 함수이고, 연속방정식에서 밀도의 변화는 무시한다. 또한, 본 연구에 사용된 나머지 가정을 정리하면 다음과 같다:

- 1) 벽면에서 유체는 미끄러지지 않는다.
- 2) 작용하는 외력은 중력만이다.
- 3) 해석모델내 자장의 분포는 선형적이다.
- 4) 유체의 물성치는 온도만의 함수로 한다.
- 5) 자장과 내부각운동량은 항상 직교한다.
- 6) 유속이 그다지 빠르지 않으므로 에너지방정식의 압력변화 항, 산일함수의 항은 무시한다.

일반적으로 응력텐서를 자장에 대해 확장하면

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_0 + \mathbf{T}_{em}$$

과 같이 쓸 수 있다. 여기서, \mathbf{T}_0 는 뉴턴유체의 응력텐서, \mathbf{T}_{em} 은 자성유체의 응력텐서이다.

뉴턴유체의 응력텐서에 대한 일반형은

$$\mathbf{T}_0 = -p_0\mathbf{I} + \mathbf{T}^{(s)} + \mathbf{T}^{(a)}$$

이고, 각 항의 일반형은 다음과 같이 나타낼 수 있다[10]:

$$\mathbf{T}^{(s)} = 2\eta\mathbf{d}$$

$$\mathbf{T}^{(a)} = 2\eta_1\mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega})$$

여기서, $\mathbf{T}^{(s)}$ 는 점성응력의 대칭부분, $\mathbf{T}^{(a)}$ 는 점성응력의 반대칭부분, η 는 점성계수, η_1 는 와점성계수, \mathbf{w} 는 유체입자의 각속도이다.

한편, 자성유체의 응력텐서는

$$\mathbf{T}_{em} = -p_{em}\mathbf{I} + \mathbf{B}\mathbf{H}$$

이다. 여기서, p_{em} 은 전자압력이고, \mathbf{B} 는 자속밀도, \mathbf{H} 는 자장이다. 따라서, 전 응력텐서 \mathbf{T} 는

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + 2\eta\mathbf{d} + 2\eta_1\mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}) + \mathbf{B}\mathbf{H}$$

으로 된다. 여기서 $p = p_0 + p_{em}$ 이다.

한편, 밀도는 Boussinesq근사에 따라 $\rho = \rho(T)$ 이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다:

$$\rho = \rho_r \beta(T - T_r)$$

여기서, β 는 체적팽창계수, ρ_r 은 대표밀도, T 는 온도, T_r 는 대표온도이다.

따라서, 위의 사항을 운동방정식에 대입하여 정리하면 아래와 같다:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = & -\nabla p + \eta \nabla \cdot (\nabla \mathbf{v}) + \eta \nabla \cdot (\mathbf{v} \nabla) \\ & + 2\eta_1 \nabla \times (\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\omega}) + \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \\ & + \rho_r \beta (T - T_r) \mathbf{g} \end{aligned}$$

또한 각운동량 방정식에 있어서 본 연구의 가정을 적용하여 정리하면 우응력텐서, 응력텐서 및 체적우력은 아래와 같이

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Lambda} = \eta_2 I \nabla^2 \boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{e} : \mathbf{T}_0 = -\frac{I}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w})$$

$$\mathbf{e} : \mathbf{T}_{em} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{l} = 0$$

으로 된다. 여기서, η_2 는 스핀점성계수이다. 따라서, 각 운동량의 평형방정식은

$$I \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = \eta_2 I \nabla^2 \boldsymbol{\Omega} - \frac{I}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}) + \mathbf{M} \times \mathbf{H}$$

으로 된다. 이 방정식은 회전운동의 완화시간이 매우 작기 때문에, 확산의 영향이 무시할 경우에는 좌변 및 우변 제1항을 소거하여

$$\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{w} + \frac{\mathbf{M} \times \mathbf{H}}{4\eta_1}$$

으로 근사할 수 있다. 단, $\eta_1 = I/4\tau$ 이다.

여기서, 자화의 완화방정식의 근사식을 이용하여 \mathbf{M} 을 소거하면, 입자의 평균 각속도의 근사해를 구하면

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{4\eta_1 \boldsymbol{\omega}}{4\eta_1 + M_0 \tau \mathbf{H}}$$

이다. 여기서 M_0 는 평형자화의 세기이다.

열역학 제1법칙에서 유도되는 에너지 방정식의 일반형은

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho\gamma + T_0 : \mathbf{d}$$

으로 나타낸다[10]. 위식에서 우변 제3항은

$$T_0 : \mathbf{d} = -p\nabla \cdot \mathbf{v} + \Phi_v$$

이다. 여기서, Φ_v 는 단위 체적당 유체의 점성에 기초한 에너지 소산량이다.

즉 열전도법칙($\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$)에 의해 에너지 방정식은

$$\rho \frac{du}{dt} = -p\nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \rho\gamma + \Phi_v$$

으로 나타낼 수 있다. 여기서, κ 는 열전도율이다. 따라서 에너지 방정식은 연속방정식과 가정을 적용하여 우변 제1항, 3항 및 제4항은 소거하고 내부에너지에 대한 열역학 법칙($du = C_v dT$)을 대입하면

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$$

으로 간단하게 할 수 있다. 여기서, c_v 는 정적비열이다.

따라서, Ω 의 근사해와 전자장의 방정식을 운동방정식에 대입하고, 각 대표량을 사용하여 지배방정식을 무차원화하면 무차원 지배방정식은 다음과 같다:

$$\nabla^* \cdot \mathbf{v}^* = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{v}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{v}^* = -\nabla^* p^*$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{Re} \{ \nabla^* \cdot (\eta^* \nabla \mathbf{v}^*) + \nabla^* \cdot (\eta^* \mathbf{v}^* \nabla^*) \} + \frac{4\epsilon\sigma}{RePe_r} \mathbf{M}^* \cdot \nabla^* \mathbf{H}^* \\ & - \frac{2\epsilon}{Re} \nabla^* \times (\sigma H^* M_0^* A_1 \boldsymbol{\omega}^*) + \frac{Gr}{Re^2} \beta^* T^* \mathbf{g} \end{aligned}$$

$$\frac{dT^*}{dt^*} = \frac{1}{C_v^* Pe} \nabla^* \cdot (\kappa^* \nabla^* T^*)$$

$$\mathbf{M}^* = \frac{M_0^*}{H^*} (\mathbf{H}^* - Pe_r A_1 \mathbf{H}^* \times \boldsymbol{\omega}^*)$$

단, $A_1 = \tau^* \eta_1^* / (\eta_1^* + \sigma H^* M_0^* \tau^*)$ 이고, \mathbf{g} 는 중력가속도 방향의 단위벡터, ϵ 는 극성효과 parameter, σ 는 자성효과 parameter, Pe_r 은 회전Peclet수이고, 이 후 혼동이 없는 한 *를 생략한다.

III. 결과 및 고찰

본 연구에서 작동유체는 Water base 자성유체(W-40)을 적용하였으며, mesh는 이중원관의 원주와 반경에 대해서 41×21 의 균일격자를 사용했고, 지배방정식에 대한 수치해법은 GSMAC-FEM을 사용하였다. Fig. 1은 경계조건을 나타낸 것

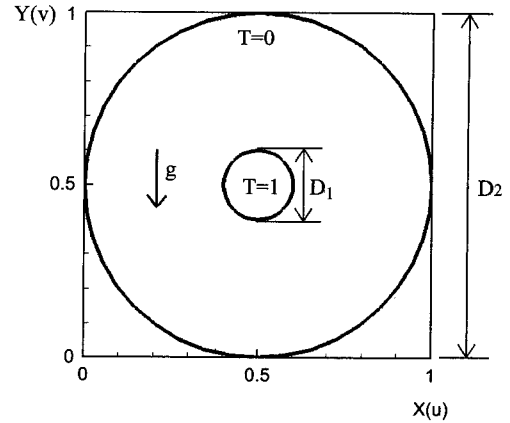


Fig. 1. Boundary condition.

으로 실험결과와 비교하기 위하여 내부와 외부원관에 대한 벽면의 온도는 각 25 °C와 20 °C로 설정하여 무차원화 하였다. 또한 내외경비(D_1/D_2)는 0.2로 하였다.

Fig. 2는 정상상태에서 자장의 세기와 방향에 따른 등온선도 및 유선을 나타낸 것이다. 그림에서 자장의 방향에 있어서 인가 방향이 중력의 방향과 같은 경우에는 양(+)으로 나타내었고, 반대방향의 경우에는 음(-)으로 나타내었다.

우선, Fig. 2(a)에서 자장을 인가하지 않은 경우($H=0$ mT), 가열된 유체의 흐름은 내부원관의 윗 부분에서 상승하여 외부원관을 따라 해석모델 중간부분($Y=0.5$)까지 하강하는 것을 볼 수 있다. 이는 뉴턴유체의 자연대류 현상과 비교해 볼 때 거의 일치한다. 또한, 자장을 중력과 같은 방향으로 가한 경우($H=30$ mT, $H=40$ mT)에 대한 등온선도를 보면 인가자장의 세기가 커질수록 내부원관으로부터 상승하는 부분의 폭이 다소 적어지고, 외부원관을 따라 하강하는 유체의 흐름이 거의 원관의 바닥부분까지 내려오는 것을 볼 수 있다. 자연대류현상에 있어서 뉴턴유체의 경우는 온도차에 의한 밀도차이가 그 원인이 되지만, 자성유체의 경우 자장을 가하게 되면 자기체적력이 나타나기 때문에 자연대류현상은 온도차이에 의한 부력과 함께 자기체적력에 영향을 받는다. 특히 인가자장의 방향이 중력방향일 경우는 자기체적력의 방향이 부력과 반대로 되기 때문에 온도차이에 의해서 나타나는 해석모델 상하의 밀도차이는 자장의 영향으로 더욱 크게 된다. 따라서 중력과 같은 방향으로 가하는 자장의 세기가 증가할수록 해석모델 내의 열유동은 활발해진다.

자장을 중력과 반대 방향으로 가한 경우($H=-10$ mT, $H=-14$ mT, $H=-30$ mT, $H=-40$ mT)에 대한 등온선도를 보면 자장의 세기가 커질수록 내부원관의 윗쪽으로 상승하는 부분이 적어지고 아래쪽에서 고온영역이 넓어지는 것을 볼 수 있다. 특히 인가자장의 세기가 중력과 반대방향으로 -14 mT보다 크게 되면 뉴턴유체와 비교해 볼 때 상하가 역전된 열유동이

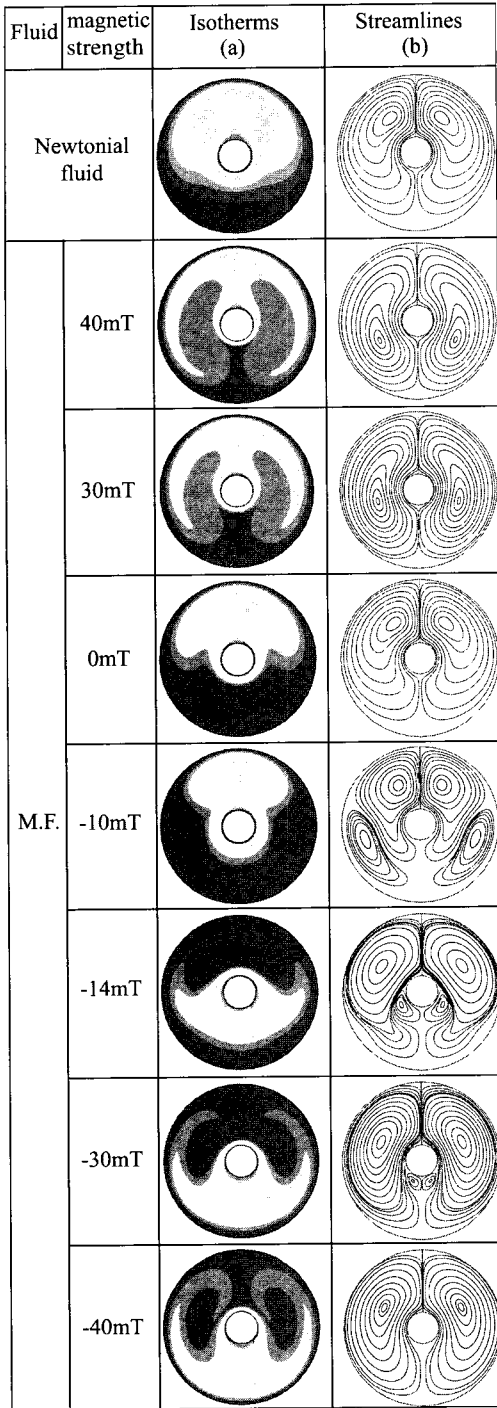


Fig. 2. Isotherms and streamlines for various magnetic intensities at steady state.

나타나는 것을 볼 수 있다. 이는 자성유체에 중력과 반대방향의 자장을 가하게 되면 자기체적력의 방향이 부력과 같게 되기 때문에 나타나는 현상으로 특히 자장의 세기가 중력과 반대방향으로 $H = -14 \text{ mT}$ 보다 크게 되면 자기체적력의 크기가 부력보다 크게 되어 마치 실제 중력과는 반대방향으로 외

견상 중력이 작용되는 것과 같은 양상을 보인다.

한편, Fig. 2(b)에서 $H = 0 \text{ mT}$ 에서 $H = 40 \text{ mT}$ 까지의 유선도를 보면 중력방향으로 자장의 세기가 증가함에 따라 유선의 중심은 다소 아래쪽으로 내려오게 된다. 또한, $H = 0 \text{ mT}$ 에서 $H = -40 \text{ mT}$ 까지의 유선도를 보면 중력과 반대방향으로 자장의 세기가 증가함에 따라 해석모델 상단의 좌측과 우측에 위치하는 반시계방향과 시계방향의 셀은 점차 소멸되는 반면 하단의 좌측과 우측에서 각각 시계방향과 반시계방향의 셀이 발생하여 그 크기가 상단으로 발달하는 것을 볼 수 있다. 특히 자장의 세기가 중력과 반대방향으로 -14 mT 보다 크게 되면 해석모델 상부에 나타난 셀은 내부원관 아래쪽에 작은 크기로 남아 있지만 거의 소멸하고 하부에서 나타난 셀이 원관을 지배하게 된다. 이는 등온선도와 비교해 볼 때 유선도는 인가자장의 세기에 따라 나타나는 고온영역의 형상과 일치한다.

Fig. 3(a)는 중력과 같은 방향으로 자장을 가한 경우에 있어서 원관의 중심에서 수평방향($Y = 0.5$ 인 지점)으로 Y 방향속도 성분 v 를 나타낸 것이다. 여기서 보면 자장의 세기가 커질수록 내부원관 주위($X = 0.35, X = 0.65$)에서 상승하는 유체의 속도는 더욱 증가하게 되고, 외부원관주위($X = 0.1, X = 0.9$)에서 하강하는 속도 역시 증가하게 된다. 즉 자장의 영향에 따라 작동유체의 상승 및 하강속도는 증가하게 되고 이로 인해 대류 현상은 이중원관 전체적으로 나타나게 된다. 따라서 중력과 같은 방향으로 인가된 자장의 영향은 외견상 중력의 세기가 증가한 경우와 같이 이중원관내 자연대류현상을 활발하게 한다.

한편, Fig. 3(b)는 자장의 인가방향이 중력과 반대 방향인 경우를 나타낸 것이다. 여기서 보면 중력과 반대방향의 자장을 가하면 내부원관 주위($X = 0.35, X = 0.65$)에서 상승하는 유체의 속도가 감소하고, 자장의 세기가 중력과 반대방향으로 더욱 증가하면 유체의 기류는 하강하여 자장의 세기에 따라 하강속도가 증가하게 된다. 또한, 외부원관 주위($X = 0.1, X = 0.9$)에서 하강하는 유체의 속도는 감소하고, 중력과 반대방향으로 자장의 세기가 더욱 증가함에 따라 유체의 기류는 상승하여 자장의 세기에 따라 상승속도가 증가하게 된다. 따라서 본 연구의 해석모델에서 자장의 세기를 0 mT 에서 -14 mT 까지 가하게 되면 자연대류는 억제되고, 자장을 중력과 반대방향으로 -14 mT 이상 가하게 되면 자연대류는 뉴턴유체와 반대 방향으로 활발하게 된다.

Fig. 3(a)와 3(b)를 통하여 고찰하여 보면 수직방향의 속도에 있어서 최대속도는 인가자장이 중력방향일 때 $X = 0.35$ 와 $X = 0.65$ 위치에서 나타나며, 상승기류의 속도는 외벽을 따라 흐르는 하강기류의 속도보다 크게 나타났다. 또한 인가자장이 중력과 반대방향일 때 최소속도는 $X = 0.35$ 와 $X = 0.65$ 위치에서 나타나며, 하강기류의 속도는 외벽을 따라 흐르는 상승기류의 속도보다 크게 나타났다. 따라서 속도의 최대 최소점의 위치

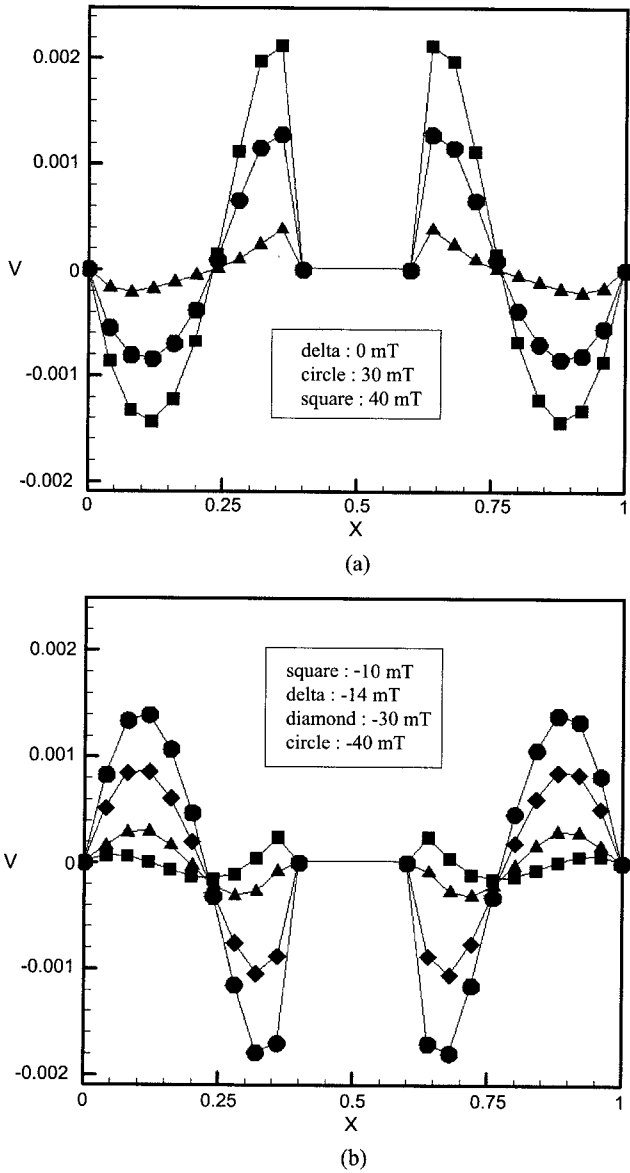


Fig. 3. Velocity distributions for various magnetic intensities at Y=0.5

는 $X=0.35$ 와 $X=0.65$ 임을 알 수 있다.

Fig. 4는 본 연구의 해석모델에 대한 실험에 대해서 정상상태에 대한 결과를 나타낸 것이다. 실험결과에서 $H=20$ mT, $H=28$ mT, $H=35$ mT를 보면 자장의 세기가 커질수록 고온영역이 줄어드는 반면 수치해석결과로서 Fig. 2(a)의 $H=0$ mT, $H=30$ mT, $H=40$ mT를 보면 이중원관 전체적으로 발달하는 것을 볼 수 있다. 또한 Fig. 4에서 $H=-20$ mT, $H=-28$ mT, $H=-35$ mT의 경우와 Fig. 2(a)에서 $H=-10$ mT, $H=-14$ mT, $H=-30$ mT, $H=-40$ mT를 비교해 보면, 외부원관 주위에서 벽면을 따라 상승하는 기류에 있어서 중력과 반대방향으로 인가자장의 세기가 커질수록 수치해석결과는 해석모델 윗 부분까지 상승하는 반면 실험결과는 이중원관의 중간부분까지 상

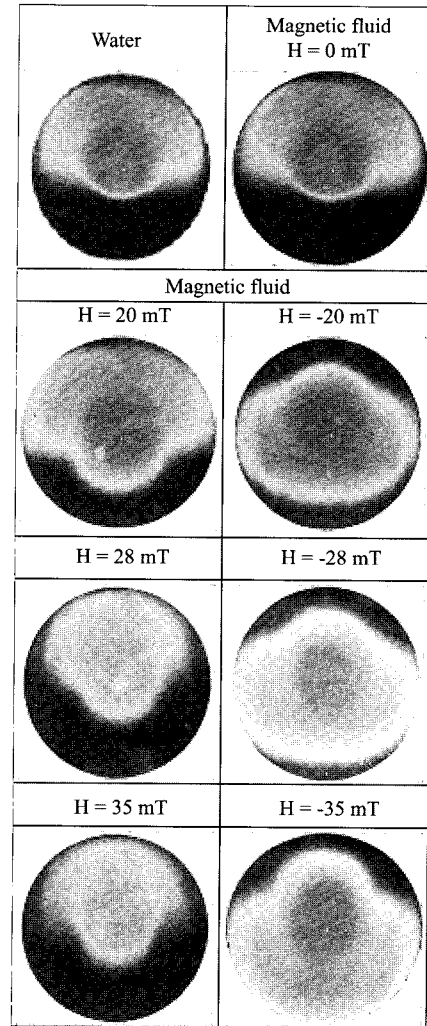


Fig. 4. Experimental results.

승하는 것을 볼 수 있다. 이것은 수치해석을 할 때 자장의 분포에 있어서 X방향으로는 일정하고 Y방향으로는 선형적이라고 가정한 반면 실험에서 자석을 사용해서 자장을 가하면 실험부에 대해 Y방향으로 비선형적 자장분포가 되고 또한 X방향으로 구배가 생기게 되기 때문이다. 그러나, 수치해석결과에 있어서 중력방향의 인가자장이 커질수록 내부원관에서 상승하는 유체의 속도가 증가함에 따라 그 폭이 좁아지고 있고, 이것은 실험에 있어서 내부원관에서 상승하는 고온영역(청색부분)의 폭이 감소되는 점에서 일치한다. 또한 중력과 반대방향으로 가하는 자장의 세기가 커질수록 내부원관에서 하강하는 고온영역의 폭이 감소하는 점에서 수치해석과 실험결과는 일치한다.

그 외 인가자장의 방향 및 세기에 따른 분포를 실험결과와 비교해 볼 때 자장의 크기에 약간의 차이는 있지만 수치해석결과와 정성적으로 일치한다.

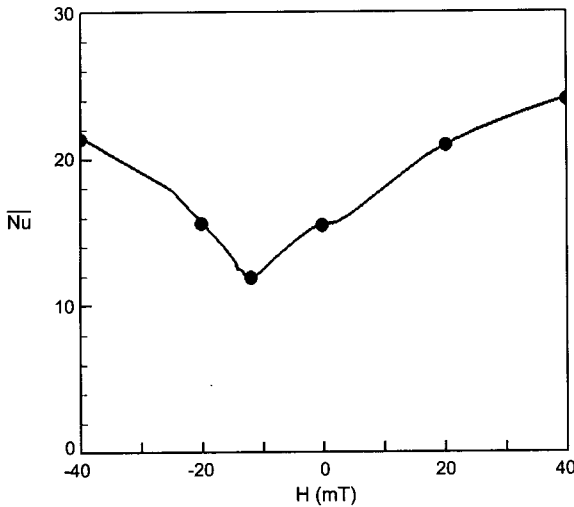


Fig. 5. Mean Nusselt number versus various magnetic intensities.

Fig. 5는 자장의 세기에 따른 평균 뉴셀트 수를 구한 것이다. 여기서 보면 $H=-14$ mT에서 뉴셀트수가 최소가 된다. 이것은 앞서 검토한 바와 같이 이 경우 자장의 영향으로 인해 열유동이 억제되기 때문이다. 또한 평균 뉴셀트 수는 $H=-14$ mT를 기준으로 자장의 세기에 따라 증가한다. 이는 $H=-14$ mT를 시작점으로 자장의 세기가 양(+)방향으로 증가할 경우는 뉴턴유체와 같은 방향으로 열유동이 활발해지고 음(-)의 방향으로 증가할 경우는 뉴턴유체와 반대방향으로 자연대류가 활발해지기 때문이다.

한편, 자장의 세기가 약 -20 mT정도가 되면 평균 뉴셀트 수는 자장을 가하지 않을 때와 거의 같게 된다. 이중원관의 자성유체에 자장을 가하지 않게 되면 열유동은 뉴턴유체와 같이 온도차이에 의한 체적력 즉 부력에 의해 거동하지만, 자성유체에 자장을 가하게 되면 부력과 함께 자기체적력에 의해 이동하게 된다. 즉 $H=-20$ mT의 경우에 $H=0$ mT와 같은 평균 뉴셀트 수를 나타낸 것은 열전달이 같은 것을 의미하고, 이것은 등온선도에 나타난 바와같이 중력과 반대방향으로 자장을 가한 경우의 열유동을 고려해 볼 때 외전상 중력이 실제 중력과 크기는 같지만 방향이 반대가 되어 이중원관내 영향을 미치게 된다고 할 수 있다. 열전달은 자장을 중력방향으로 인가하거나 중력과 반대방향으로 -20 mT이상으로 인가할 경우 $H=0$ 일 때 보다 크다. 또한 자장을 중력과 반대방향으로 가하여 -20 mT이하의 범위에서 열전달은 $H=0$ 일 때 보다 작아지고 $H=-14$ mT에서 최소가 되고, 그 지점에서 전후로 평균 Nu수가 증가함으로 열전달이 억제되는 임계 인가자

장은 $H=-14$ mT 근방임을 알 수 있다. 따라서 Fig. 5의 고찰을 통하여 인가자장의 세기에 따라 뉴턴유체보다 효율적인 방열과 단열효과를 얻을 수 있음을 알았다.

IV. 결 론

이중원관내 자성유체의 자연대류에 관한 수치해석을 한 결과 실험결과와 정성적으로 일치하였다. 열유동은 자장을 중력과 같은 방향으로 가하여 그 세기를 증가할수록 활발해지고, 자장을 중력과 반대방향으로 -14 mT까지 가하면 억제되고, 그 세기가 자기체적력과 부력이 균형을 이루는 크기 이상으로 증가하게 되면 뉴턴유체와 반대방향으로 활발해진다. 그리고 속도의 최대 최소점의 위치는 $X=0.35$ 와 $X=0.65$ 임을 알 수 있다. 또한 자장을 중력방향으로 가하거나 중력과 반대방향으로 그 세기를 -20 mT이상 가하면 열전달은 자장을 가하지 않았을 경우보다 크게 되었고, 중력과 반대방향으로 그 세기를 -20 mT보다 작게 가하면 자장을 가하지 않았을 때 보다 작게 되었다. 특히 자장의 세기가 -14 mT 전후에서 평균 뉴셀트 수가 증가함으로 열전달이 억제되는 임계 인가자장은 $H=-14$ mT 근방임을 알 수 있다.

후 기

본 논문은 삼척대학교 2001학년도 자체학술연구비의 지원으로 수행되었으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] S. Kamiyama, *JSME*, **62**(596), 1281(1996).
- [2] J. Popplewell, S. W. Charles, *J. Phys.*, **12**, 2499(1982).
- [3] R. V. Polovin and V. P. Demutskii, *Fundamentals of Magnetohydrodynamics*, Consultants Bureau, New York(1990) pp. 253-316.
- [4] S. Kamiyama, *JSME*, **54**(508), 3331(1988).
- [5] H. Okanaga, *JSME*, **53**(492), 2414(1987).
- [6] 유신오, 자성유체의 밀폐공간 내 자연대류에 관한 유동해석, 동아대학교 박사학위논문(2001).
- [7] 박정우, 이준희, 서이수, 한국자기학회지, **11**(6), 245(2001).
- [8] 棚橋隆彦, GSMAC-FEM數値流體力學の基礎とその應用, アイピーシー, 日本(1991) pp. 525-863.
- [9] 棚橋隆彦, 連續體の力學(2), 理工圖書, 日本(1986) pp. 243-282.
- [10] 棚橋隆彦, 電磁熱流の數値解析, 森北出版株式會社, 日本(1995) pp. 1-30.

Characteristics of Heat Transfer of Natural Convection for Magnetic Fluids in Annular Pipes

J. W. Park, C. H. Jun and L. S. Seo*

Department of Mechanical Engineering, Donga University, 840, Hadandong, Sahagu, Pusan 604-714, Korea

S. O. Ryu

Department of Mechanical Engineering, Samchok National University, 253, Gyodong Samchok Kangwondo 245-711, Korea

(Received 21 February 2002, in final form 19 April 2002)

Compared with Newtonian fluids, magnetic fluids have effects on magnetic force. In this study, the purpose is to research the heat transfer characteristic of magnetic fluids which have metallic and fluid characteristics as the external pipe is being cooled and internal pipe is heated. This study found the experimental results from the study of the variety of natural convection for magnetic fluids and the characteristics of the heat transfer by using numerical analysis according to the strength and direction of the magnetic fields from being imposed from the outside. Natural convection of magnetic fluids was controlled by the impressed magnetic fields, and the result of mean nusselt number was calculated. If the impressed magnetic field is in the direction of gravity or the strength of impressed magnetic field is more than -14 mT in the opposite direction, the heat transfer is more than that without the impressed magnetic field. If the strength of impressed magnetic field is less than -14 mT in the opposite direction, it is smaller than that without the impressed magnetic field. Especially, when the strength of the magnetic field is -14 mT, the heat transfer was at the minimum.

Key words : Magnetic fluids, Magnetic fields, Natural convection, Annular pipes