

장방형 용기내 자성유체의 Benard유동에 대한 전열 제어 특성에 관한 연구

안중국* · 서이수** · 박길문***

A Study on the Heat Transfer Control Characteristics of Benard Flow a Magnetic Fluids in a Rectangular Enclosure

Jong-kug Ahn*, Lee-Soo Seo**, Gil-Moon Park***

Key Words: Magnetic Fluids (자성유체), Benard Flow (베나드 유동), Natural Convection (자연대류), Magnetic Field (자장)

ABSTRACT

This study deals with the Benard Flow of Magnetic Fluids in a rectangular cavity which the ratio between height and width is 1 : 4 and the base side or left side is a heating face while other sides are to be cooling faces. When Magnetic field was equally impressed, considering the internal rotation of the elementary ferromagnetic particle, we found the following result from the numerical analysis of the GSMAC algorithm applied to the equation of the magnetic fluid. Benard flow is controlled by intensity and direction of magnetic fields, and critical point appears when especially magnetic field with a heating base and side area near $H=-7000$ and $H=-10000$ is applied

1. 서론

자성유체란 강자성의 초미립자를 액체 속에 혼합시킨 고액혼상유체로 균일하게 분산된 콜로이드 용액으로 외부에서 인력을 가할 때 반응하는 유체이다. 이와 같이 기능성을 가진 물질에 대한 필요성이 최근 대두되고 있다. 최근에 개발된 액체금속 및 자성유체는 전자장의 작용하에 반응을 일으키는 물질로 분산성이 좋아 강력한 자장을 작용시켜도 응집과 침강현상이 전혀 없어 단상의 유체처럼 작용하는 기능성을 갖게 됨에

따라 학자들의 대단한 관심을 받고 있다. 그러나 물질의 응용에 대한 연구는 활발히 진행되고 있으나 대부분 고체재료에 관한 것으로, 유체역학적인 측면에서 학문적인 체계와 열전달 특성에 대한 각 분야의 연구는 너무나도 미미한 실정이라 이 부분에 대한 연구가 필요하다⁽¹⁾.

지금까지의 자성유체역학으로 연구를 살펴보면 神山⁽²⁾ 등은 원관내 판마찰계수에 관해서, 서이수등⁽³⁾은 진행자장하에서 자성유체의 표면파에 관한 연구를 하였고, 澤田등⁽⁴⁾은 자성유체의 액체 스로싱에 관한 실험을 하였고, 서이수등⁽⁵⁾은 수평 가선이 있는 용기내 자성유체의 유동특성을, 박정우등⁽⁶⁾은 수직자장 하에 원관내 자성유체의 유동특성을 연구한 바 있으나, 자성유체의 열역학적 성질과 열전도 및 자연대류 열전달 특성에 관한 심도 있는 연구가 되어 있지 않은 상태이

* 삼척대학교 기계공학과

** 동아대학교 기계공학과

*** 조선대학교 기계공학과

책임저자 E-mail : lsseo@daunet.donga.ac.kr

다.

따라서 본 연구에서는 자장이 자성유체의 자연대류에 미치는 영향으로, 기본적인 이차원 유동인 가로와 세로비가 4 : 1인 장방형 공간내에 있어서 작동유체로 자성유체를 선택하고, 인가자장의 방향과 세기에 따라 자연대류 현상의 변화 및 전열 유동 제어특성을 수치 해석 하였다. 수치해석의 지배방정식계로서는 유체 내부의 입자회전을 고려한 극성유체이론의 식을 이용하며, 해법으로는 차분법과 같은 정도의 고속, 저용량 해법이고, 경계조건도 비교적 용이하게 도입할 수 있고, 또 복잡한 형상문제에도 적용할 수 있는 棚橋濟藤이 제안한 GSMAC 유한요소법^(7,8)을 이용하였다.

2. 지배방정식

자성유체는 미시적인 견지에서 자장의 영향에 따라 내부입자가 자화되어 회전을 하고 그 영향이 거시적인 열유동에 미치는 때문에, 자성유체의 열유동해석을 위한 지배방정식은 보통의 뉴턴유체에 대한 방정식계 이외에 내부각운동량방정식, 자화의 구성방정식 및 전자장의 방정식이 더 필요하게 된다. 본 연구에서 사용한 지배방정식은 棚橋에 의해 제안된 비전도성에 관한 것으로 다음과 같다

연속방정식 :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

운동방정식 :

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} \quad (2)$$

내부 각운동량방정식 :

$$\mathbf{I} \frac{d\mathbf{\Omega}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{\Lambda} + \mathbf{e} : \mathbf{T} + \rho \mathbf{l} \quad (3)$$

에너지방정식 :

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho \gamma + \mathbf{T}_0 : \mathbf{d} \quad (4)$$

자화의 구성방정식 :

$$\mathbf{M} = \chi_m (\mathbf{I} - \tau \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{e}) \cdot \mathbf{H} \quad (5)$$

Maxwell 자장의 방정식 :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{0} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서, \mathbf{T} 는 응력텐서, \mathbf{b} 는 단위 질량당 외력, $\mathbf{\Lambda}$ 는 우응력텐서, \mathbf{e} 는 3계 교대텐서, \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, $\mathbf{\Omega}$ 는 내부미립자의 평균 각속도, \mathbf{d} 는 변형속도텐서로 다음과 같이 나타낸다.

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T \right) \quad (7)$$

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 내부 각운동량은 항상 직교한다.
- 6) 유속이 그다지 빠르지 않으므로 에너지방정식의 압력변화의 항, 散逸函數의 항은 무시한다.

일반적으로 응력텐서를 자장에 대해 확장하면

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_0 + \mathbf{T}_{em} \quad (8)$$

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

뉴턴유체의 응력텐서에 대한 일반형은

$$\mathbf{T}_0 = -p_0 \mathbf{I} + \mathbf{T}^{(s)} + \mathbf{T}^{(a)} \quad (9)$$

이고, 각 항의 일반형은 다음과 같이 나타낼 수 있다

$$\mathbf{T}^{(s)} = 2\eta \mathbf{d} \quad (10)$$

$$\mathbf{T}^{(a)} = 2\eta_1 \mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}) \quad (11)$$

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

$$\mathbf{T}_{em} = -p_{em}\mathbf{I} + \mathbf{B}\mathbf{H} \quad (12)$$

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

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + 2\eta\mathbf{d} + 2\eta_1 \mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}) + \mathbf{B}\mathbf{H} \quad (13)$$

으로 된다. 여기서 $p = p_0 + p_{em}$ 이다.

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

$$\rho = \rho_r \beta (\mathbf{T} - \mathbf{T}_r) \quad (14)$$

여기서, β 는 체적팽창계수, ρ_r 은 대표밀도, \mathbf{T} 는 온도, \mathbf{T}_r 는 대표온도이다.

따라서, 위의 사항을 운동방정식에 대입하여 정리하면 아래와 같다:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = & -\nabla p + \eta \nabla \cdot (\nabla \mathbf{v}) + \eta \nabla \cdot \left(\mathbf{v} \overset{\leftarrow}{\nabla} \right) \\ & + 2\eta_1 \nabla \times (\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\omega}) + \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \\ & + \rho_r \beta (\mathbf{T} - \mathbf{T}_r) \mathbf{g} \end{aligned} \quad (15)$$

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

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \boldsymbol{\Lambda} &= \eta_2 \mathbf{I} \nabla^2 \boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{e} : \mathbf{T}_0 = -\frac{\mathbf{I}}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}), \quad (16) \\ \mathbf{e} : \mathbf{T}_{em} &= \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{0} \end{aligned}$$

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

$$\mathbf{I} \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = \eta_2 \mathbf{I} \nabla^2 \boldsymbol{\Omega} - \frac{\mathbf{I}}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}) + \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (17)$$

으로 된다. 이 방정식은 회전운동의 완화시간이 매우 작기 때문에, 확산의 영향이 무시할 경우에는 좌변 및 우변 제 1항을 소거하여

$$\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{w} + \frac{\mathbf{M} \times \mathbf{H}}{4\eta_1} \quad (18)$$

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

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

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{4\eta_1 \boldsymbol{\omega}}{4\eta_1 + M_0 \tau \mathbf{H}} \quad (19)$$

이다. 여기서 M_0 는 평형자화의 세기이다.

열역학 제1법칙에서 유도되는 에너지 방정식의 일반형은

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho\gamma + \mathbf{T}_0 : \mathbf{d} \quad (20)$$

으로 나타낸다. 위 식에서 우변 제3항은

$$\mathbf{T}_0 : \mathbf{d} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \Phi_v$$

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

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

$$\rho \frac{du}{dt} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\chi \nabla T) + \rho\gamma + \Phi_v \quad (21)$$

으로 나타낼 수 있다. 여기서, χ 는 열전도율이다. 따라서 에너지 방정식은 연속방정식과 가정을 적용하여 우변 제 1항, 3항 및 제 4항은 소거하고 내부에너지에 대한 열역학 법칙($du = C_v dT$)을 대입하면

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (\chi \nabla T) \quad (22)$$

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:

$$\mathbf{v}^* \cdot \mathbf{v}^* = 0 \tag{23}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{v}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{v}^* &= -\nabla^* p^* \\ + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \nabla^* \cdot (\eta^* \nabla^* \mathbf{v}^*) + \nabla^* \cdot (\eta^* \mathbf{v}^* \nabla^* \cdot) \right\} \\ + \frac{4 \varepsilon \sigma}{\text{Re Pe}_r} \mathbf{M}^* \cdot \nabla^* \mathbf{H}^* \\ - \frac{2 \varepsilon}{\text{Re}} \nabla^* \times (\sigma \mathbf{H}^* \mathbf{M}_0^* A_1 \boldsymbol{\omega}^*) + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \beta^* T^* \mathbf{g} \\ \frac{dT^*}{dt^*} &= \frac{1}{C_v^* \text{Pe}} \nabla^* \cdot (\chi^* \nabla^* T^*) \end{aligned} \tag{24}$$

$$\mathbf{M}^* = \frac{\mathbf{M}_0^*}{H^*} (\mathbf{H}^* - \text{Pe}_r A_1 \mathbf{H}^* \times \boldsymbol{\omega}^*) \tag{25}$$

단, $A_1 = \tau^* \eta_1^* / (\eta_1^* + \sigma \mathbf{H}^* \mathbf{M}_0^* \tau^*)$ 이고, $H = \text{Hr} H^*$, $t = \text{Lr} / \text{Ur} t^*$, 하첨자 r : 대표크기, ε : 극성효과 parameter, σ : 자성효과 parameter, Pe_r : 회전 Peclet 수이고, 이후 혼동이 없는 한 *를 생략한다.

3. 경계조건

수치해석에 있어서 크기는 $AB/AD = 4$ 로, mesh는 직사각형으로 균일하게 61×21 로 하였다. 경계조건은 Fig. 1에 표시한 바와 같이 하부와 좌측벽면을 가열벽면으로 하고, 나머지 벽면은 냉각벽면이다. 속도 경계조건으로서 모든 벽면에서 no-slip조건을 도입하여 $U = V = 0$ 으로 하고, 초기조건으로서 전영역에서 $U = V = 0$ 으로 한다.

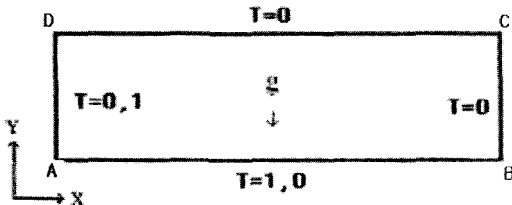


Fig. 1 Boundary condition

4. 수치해석결과 및 고찰

본 연구에서는 외부에서 가하는 자장이 증력가속도의 방향일 때를 양 ($H > 0$)으로 나타내고, 증력가속도의 방향과 반대일 때를 음 ($H < 0$)으로 나타낸다.

4.1 인가자장의 변화에 대한 등온선도

Figure 2는 밀면을 가열하고, 무차원 시간 $t=6000$ 일 때 정상상태에 도달한 경우로, 여기서, Fig. 2의 (a)와 (b)는 자장의 방향이 증력가속도와 반대방향으로 인가한 경우이고, Fig. 2의 (c)는 자장을 거의 가하지 않는 경우 ($H=+1$)이고, d는 자장의 방향이 증력가속도와 같은 방향 ($H=18000$)이다.

Fig. 2(c)의 경우는 자장을 $H=+1$ 인가했을 때를 나타낸 것으로 $X=0.25$ 와 $X=0.75$ 근방에서 고온 영역이 발달하여 작동유체가 상승하고 $X=0, 0.5, 1$ 에서는 하강하는 것을 볼 수 있다. 즉, 뉴턴유체의 Benard 유동과 같은 일반적으로 알려진 대체적인 현상을 나타내고 있다.

그러나 Fig. 2의 (a)와 (b)를 보면, 인가자장을 증력과 반대방향으로 증가함에 따라 차츰 가열면은 균일한 유동으로 진행되어, Benard유동이 사라짐을 알 수 있다. 이는 증력과 반대방향으로 인가한 자장의 영향으로 상부 및 하부의 밀도차가 변하게 되고, 따라서 자기 체적력의 방향이 증력과 반대가 되고, 그 결과 좌측 및 우측 벽면근처에서 상승하는 온기류가 벽면을 따라 하강하는 냉기류가 형성되기 때문이다.

따라서 인가자장의 크기를 증력과 반대방향으로 증가할수록 자기 체적력으로 인한 외견상 증력은 작아지게 되어 Grashof 수가 감소한 것과 같이 작용하여 균일한 열유동 현상을 나타낸다. Fig. 2(d) 경우를 보면 $X=0.25, 0.5, 0.75$ 인 3곳에서 고온부가 발달하고 있다. 이는 자장의 세기가 $H=18000$ 으로 증가함에 따라 유동이 보다 활발히 진행되어 감을 알 수 있다. 이는 인가자장이 증가함에 따라 자기 체적력이 커짐으로 Grashof수와 종횡비 (AB/AD)가 커지는 것과 같은 현상을 나타내고 있다.

Figure 3은 좌측면을 가열하고 다른 3면은 냉각하는 경우로 인가자장의 변화에 대한 등온선을 나타낸 것이다. 증력가속도의 방향과 반대일 때 (b) $H=-10000$ 와 (a) $H=-20000$ 를 고찰하여 보면, 자장의 세기가 증가함에 따라 중심하부에서 고온영역이 점차

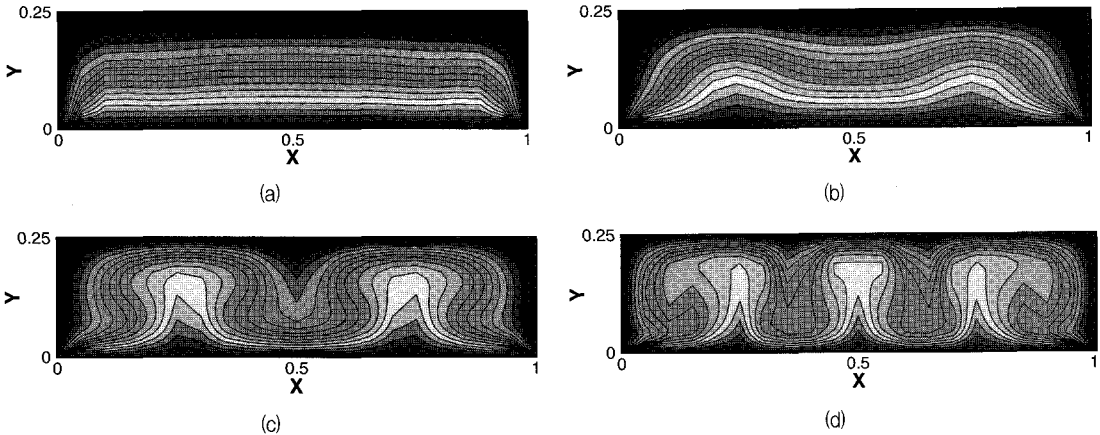


Fig. 2 Isotherm distributions for various magnetic intensities at heating base area at (a) $H = -20000$, (b) $H = -10000$, (c) $H = +1$ and (d) $H = 18000$

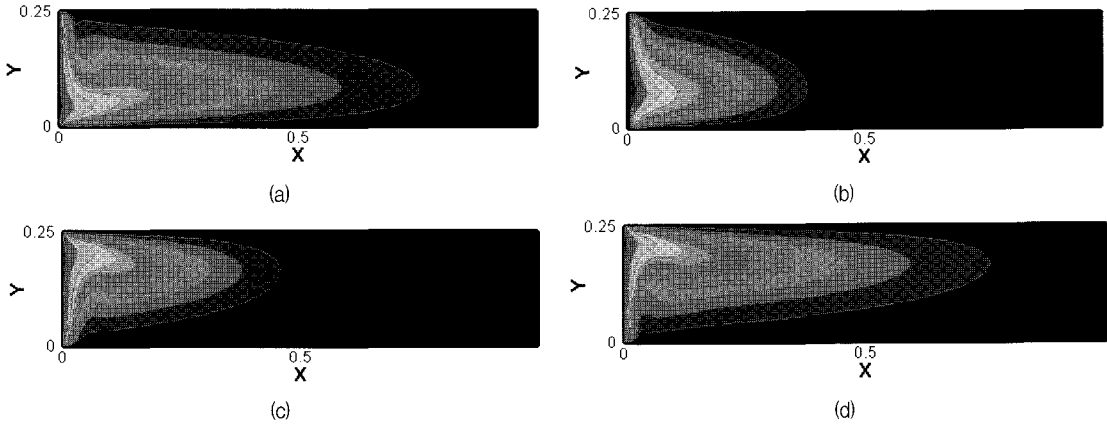


Fig. 3 Isotherm distributions for various magnetic intensities at heating left side area at (a) $H = -20000$, (b) $H = -10000$, (c) $H = 8000$ and (d) $H = 18000$

발달하게 되고, (c) $H = 8000$ 와 (d) $H = 18000$ 처럼 중력가속도의 방향과 같은 방향으로 자장의 세기를 증가시키면, Grashof 수가 증가한 것처럼 중심 상부쪽에 고온영역이 크게 발달하게 된다.

4.2 인가자장의 변화에 대한 유선도

Figure 4는 무차원 시간 $t = 6000$ 일 때 정상상태가 되었으며, 자장의 세기를 -20000 에서 18000 까지 인가한 경우에 대한 유동현상을 나타낸 것이다. $H = -20000$ 일 때 좌우 대칭인 커다란 2개의 셀 (cell) 만이 존재하는 것을 볼 수 있다. $H = +1$ 일 때 4개의 셀 (cell)이 형성되었고, 이는 일반적인 자연대류의

Benard 유동과 같은 유동형상이다. 셀의 회전방향에 대하여, Fig. 4(a) $H = -20000$ 인 2개의 셀이 좌우 대칭으로 존재할 때 우측 셀은 시계방향으로 좌측 셀은 시계 반대방향으로 회전하며, $H = +1$ 일 때는 4개의 셀이 나타나는데 $X = 0.5$ 부근에 있는 좌측 셀은 시계방향, 우측 셀은 반시계방향으로 회전하여 중심선으로 기류는 하강하게 된다.

Figure 4(b)는 4개의 셀이 생성되지만 인가자장의 세기가 (c) $H = 18000$ 으로 증가함에 따라 6개의 셀이 생성되는 것을 볼 수 있다. 고온 영역이 $X = 0.25$, $X = 0.5$, $X = 0.75$ 에서 크게 발달하여 상승하기 때문에 생각된다. 셀의 방향은 좌측으로부터 1, 3, 5번째 셀은 반시계방향, 2, 4, 6번째는 시계방향으로 회전함

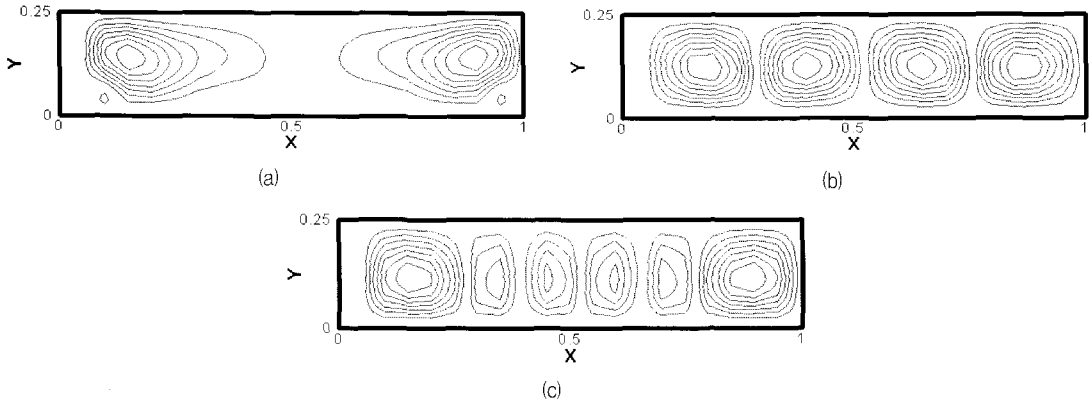


Fig. 4 Streamlines for various magnetic intensities at heating base area at (a) $H = -20000$, (b) $H = +1$ and (c) $H = 18000$

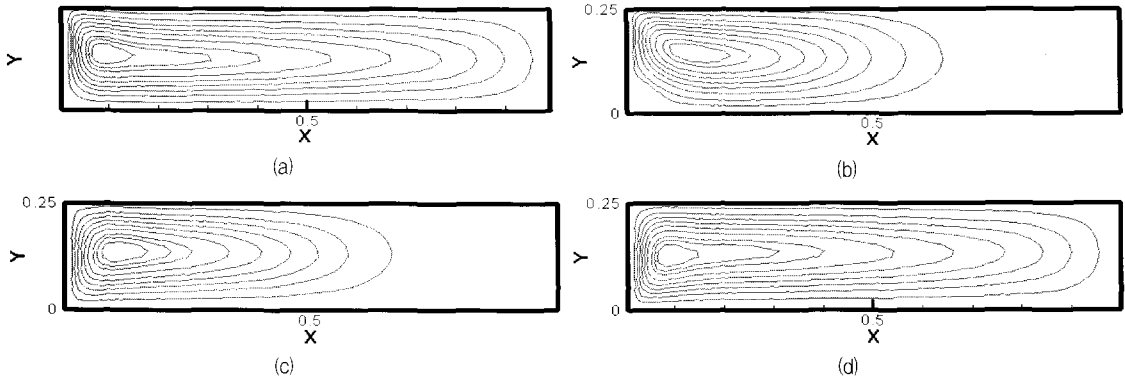


Fig. 5 Streamlines for various magnetic intensities at heating left side area at (a) $H = -20000$, (b) $H = -10000$, (c) $H = 8000$ and (d) $H = 18000$

을 알 수 있다.

Figure 5는 좌측면을 가열한 것으로 인가자장의 세기($H = -20000$, $H = -10000$, $H = 8000$, $H = 18000$)의 변화에 따라 유동현상을 나타낸 것이다. (a)와 (d)의 유동영역이 (b)와 (c)의 유동영역 보다 활발함을 보여주고 있는데 이는 인가자장이 증가하면, 자기 체적력이 증가하여 유동영역이 확대되어 가기 때문이다.

4.3 인가자장의 변화에 대한 속도분포

Figure 6은 정상상태가 되는 $t=6000$ 일 때, Y축의 중심이 되는 $Y=0.125$ 에서 Y방향의 속도분포를 자장의 세기에 따라 나타낸 것이다. $H = -10000$ 일 때를 보면 전체적으로 일정한 속도분포로 거의 속도의 변화를 볼 수 없다.

즉, 전체적인 열유동이 가열 면에 대하여 균일하게

나타내어 주고 있다. $H = +1$ 경우는 일반적으로 알려진 Benard 유동의 속도분포로 상승하는 2곳과 하강하는 3곳으로 구분된다. 그러나 인가자장을 $H = 18000$ 으로 증가시키면 상승하는 3곳과 하강하는 4곳으로 변곡점이 증가하게 된다.

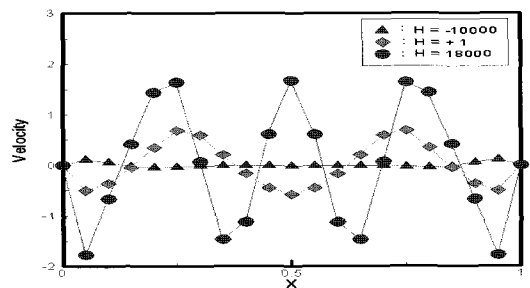


Fig. 6 Velocity variations for various magnetic intensities at heating base area.

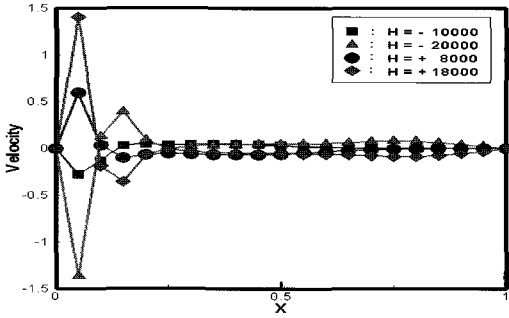


Fig. 7 Velocity variations for various magnetic intensities at heating left side area

Figure 7은 좌측 벽면을 가열하는 경우, $Y=0.125$ 에서 Y방향의 속도분포를 나타낸 것이다. 중력과 같은 방향으로 인가자장을 증가시킬 경우, ($H=18000$) 벽면 근처에서 급격한 속도 증가를 나타내었고, 중력과 반대방향으로 인가자장을 증가시킬 경우, ($H=-20000$) 급격히 감소하는 경향을 보여 주었다. 위의 Fig. 2에서 Fig. 7까지 등온선, 유선 및 속도분포를 고찰하여 보면, 외부에서 인가자장의 증감에 따라 내부에 존재하는 열유동 현상을 임의 방향으로 이동 및 제어가 가능함을 알 수 있다.

4.4 인가자장의 변화에 대한 Nusselt 수

Figure 8은 밑면을 가열한 경우에 대하여 인가자장의 세기에 따른 평균 Nusselt 수를 비교한 것으로 $H=-7000$ 인 지점을 기준으로 -, + 방향의 인가자장을 증가에 따라 평균 Nu 수가 증가하는 것을 알 수 있다.

또한 Fig. 9는 좌측면을 가열한 경우로 $H=-10000$ 을 기점으로 평균 Nu 수가 증가하는 것을 볼

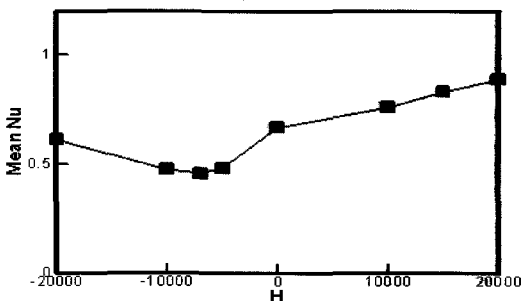


Fig. 8 Mean Nusselt number for various magnetic intensities at heating base area

수 있다. 본 해석모델에 있어서 외부에서 인가자장의 세기를 증가시키면, 내부유동이 더욱 활발하게 진행되어 열전달이 더욱 촉진되어 평균 Nu 수가 증가하게 됨을 알 수 있다.

5. 결론

- 1) 자성유체의 유동은 중력방향으로 일정한 자장을 가한 경우 외관상 Grashof 수가 증가한 거동을 하고, 중력과 반대방향으로 가한 경우 외관상 Grashof 수가 감소하는 거동을 하였다.
- 2) 자성유체의 인가자장의 세기는 외관상의 중력이 증감된 거동을 하였고, Benard 유동을 제어하는 임계 인가자장이 존재함을 알 수 있다.
- 3) 임계 인가자장을 중심으로 자성유체의 인가자장은 증가할수록 평균 Nusselt 수가 증가하여 열전달이 촉진됨을 알 수 있다.
- 4) 인가자장의 세기 및 방향은 셀의 생성과 소멸에 영향을 줌으로써 열의 유동을 억제 또는 확산이 가능하게 됨을 알 수 있다.

후 기

이 논문은 2002년도 동아대학교 국외 단기파견에 의한 학술 연구비로 연구되었음

참고문헌

- (1) 일본기계학회, 2000, “기능성유체”, 코로나社, 일본, pp. 1~10
- (2) 神山新一, 1989, “자성유체입문”, 산업도서, 일

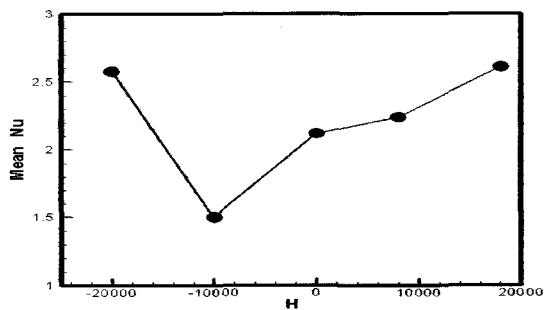


Fig. 9 Mean Nusselt number for various magnetic intensities at heating left side area

- 본, pp. 5~16
- (3) 서이수, 1990, "Propagation of surface waves of magnetic fluids in traveling magnetic fields", MMM, pp. 167~170
- (4) 澤田, 1991, "자성유체의 액체 스로싱에 관한 실험적 연구", 일본자성유체연구회
- (5) 서이수, 1991, "수평가진이 있는 용기내 자성유체의 유동특성에 관한 연구", 고려대학교 박사학위논문
- (6) J. W. Park and L. S. Seo, 1999, "A study on the flow behavior of magnetic fluids in a circular pipe with a vertical magnetic field", KSME, 23-1, pp. 25~32
- (7) 棚橋隆彦, 1997, "전산유체역학", 아이피씨, 일본, pp. 125~142
- (8) 棚橋隆彦, 1997, "CFD수치유체역학 II", 아이피씨, 일본, pp. 520~535
- (9) 서이수, 2000, "원관내 자성유체의 동적특성", 한국자기학회, Vol. 10, No. 1, pp. 42~47
- (10) 서이수, 2002, "이중원관내 자성유체의 자연대류에 대한 전열특성", 한국자기학회, Vol. 12, No. 2, pp. 73~79
- (11) 서이수, 2003, "자성유체의 밀폐공간내 열전달 특성에 관한 수치적 연구", 유체기계저널, Vol. 6, No. 1, pp. 37~43