

자성유체의 Benard 유동에서 열전달특성에 관한 수치적 연구

박정우 · 진성호 · 전철호 · 서이수*

동아대학교 기계공학과, 부산시 사하구 하단동840 동아대학교, 604-714

김영삼

동아대학교 금속공학과, 부산시 사하구 하단동840 동아대학교, 604-714

(2003년 1월 2일 받음, 2003년 2월 12일 최종수정본 받음)

본 연구에서는 높이와 길이의 비가 1.4인 장방향 케버티에서 바닥을 가열하고 좌우측 및 상부를 냉각할 경우 나타나는 베나드 유동을 다루었다. 자성유체는 미시적인 견지에서 자장의 영향에 의해 내부입자가 회전을 하고, 그 영향이 거시적인 열유동에 미치게 된다. 본 연구에서는 수치해석방법으로 비전도성 자성유체의 지배방정식계에 GSMAC algorithm을 적용하였다. 그 결과 베나드 유동은 외부자장의 방향 및 세기에 따라 제어할 수 있었고, $H = -7000$ 에서 임계점이 존재함을 알 수 있었다.

주제어 : 자성유체, 베나드 유동, 자연대류, 자장

I. 서 론

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

최근에 개발된 액체금속 및 자성유체는 전자장의 작용하에 반응을 일으키는 물질로 기능성을 갖게 됨에 따라 학자들의 대단한 관심을 받고 있다. 그러나 물질의 응용에 대한 연구는 활발히 진행되고 있으나, 유체역학적인 측면에서의 연구나 열전달 특성에 대한 연구는 너무나도 미미한 실정이라, 이 부분에 대한 연구가 필요하다. 지금까지의 자성유체역학으로서의 연구를 살펴보면, 神山 등[2]은 원관내 관마찰계수에 관해서, Seo 등[3]은 진행자장하에서 자성유체의 표면파에 관한 연구를 하였고, Katagiri 등[4]은 자성유체의 액체 스톱싱에 관한 실험을 하였고, 서이수 등[5]은 수평가진이 있는 용기내 자성유체의 유동특성을, Park 등[6]은 수직자장하에 원관내 자성유체의 유동특성을 연구한 바 있으나, 자성유체의 열역학적 성질과 열전도 및 자연대류 열전달 특성에 관한 심도 있는 연구가 되어 있지 않은 상태이다.

따라서, 본 연구에서는 자장이 자성유체의 자연대류에 미치는 영향으로, 기본적인 이차원 유동인 가로와세로비가 4:1인 장방향 밀폐공간내에 있어서 작동유체는 자성유체로 하고, 인가자장의 방향과 세기에 따라 자연대류 현상의 변화 및 전열 유동 특성을 수치해석하였다. 수치해석의 지배방정식계로서는

棚橋·濟藤이 제안한 GSMAC 유한요소법[7,8]을 이용하였다. 이 방법은 유체 내부의 자유도를 고려한 극성유체이론의 志澤·棚橋의 식[9]을 이용하며, 해법으로는 차분법과 같은 정도의 고속, 저용량 해법이고, 경계조건도 비교적 용이하게 도입할 수 있고, 또 복잡한 형상문제에도 적용할 수 있다.

II. 지배방정식

자성유체는 미시적인 견지에서 자장의 영향에 따라 내부입자가 자화되어 회전을 하고 그 영향이 거시적인 열유동에 미치기 때문에, 자성유체의 열유동해석을 위한 지배방정식은 보통의 뉴턴유체에 대한 방정식계 외에 내부각운동량방정식, 자화의 구성방정식 및 전자장의 방정식이 더 필요하게 된다. 본 연구에서 사용한 지배방정식은 棚橋[10]에 의해 제안된 비전도성에 관한 것으로 다음과 같다.

연속방정식

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

운동방정식

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

내부 각운동량방정식

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

에너지방정식

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

*Tel: (051)200-7647, E-mail: lsseo@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 우응력 텐서, \mathbf{e} 는 3계교대텐서, \mathbf{l} 는 단위질량당 체적우력벡터, \mathbf{l} 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 각속도이며, \mathbf{d} 는 변형속도텐서로 다음과 같이 나타낸다:

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

본 연구에서는 가정으로 Boussinesq 근사의 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

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

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

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

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

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 Boussinesq 근사에 따라 $\rho = f(T)$ 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

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Lambda} = \eta_2 l \nabla^2 \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{e} : \mathbf{T}_0 = -\frac{1}{\tau}(\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w})$$

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

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

$$l \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = \eta_2 l \nabla^2 \boldsymbol{\Omega} - \frac{1}{\tau}(\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}) + \mathbf{M} \times \mathbf{H}$$

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

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

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

여기서, 자화의 완화방정식의 근사식을 이용하여 \mathbf{M} 을 소거하고, 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

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

으로 나타낸다. 뒷식에서 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($\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$)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 제 1항, 3항 및 4항은 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:

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

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

$$+ \frac{1}{Re} \{ \nabla^* \cdot (\eta^* \nabla^* \mathbf{v}^*) + \nabla^* \cdot (\eta^* \mathbf{v}^* \nabla^*) \}$$

$$+ \frac{4\varepsilon\sigma}{Re Pe_r} \mathbf{M}^* \cdot \nabla^* \mathbf{H}^*$$

$$- \frac{2\varepsilon}{Re} \nabla^* \times (\sigma \mathbf{H}^* \mathbf{M}_o^* A_1 \boldsymbol{\omega}^*) + \frac{Gr}{Re^2} \beta^* T^* \mathbf{g}$$

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

$$\mathbf{M}^* = \frac{\mathbf{M}_0^*}{H^*} (\mathbf{H}^* - Pe_r A_1 \mathbf{H}^* \times \boldsymbol{\omega}^*)$$

단, $A_1 = \tau^* \eta_1^* / (\eta_1^* + \sigma H^* M_o^* \tau^*)$ 이고, $H = Hr H^*$, $t = Lr/Ur t^*$, 아래첨자 r : 대표크기, ε : 극성효과 parameter, σ : 자성효과 parameter, Pe_r : 회전 Peclet 수이고, 이 후 혼동이 없는 한 *를 생략한다.

본 연구에서의 작동유체는 Water base 자성유체(Ferricolloid W-40)를 대상으로 하였기 때문에 자성유체의 비열, 체적팽창계수 및 열전도율은 물의 물성치를 사용하였다. 또한 그 외의 물성치는 神山 등[11]에 의하여 측정된 것을 사용하였다.

III. 경계조건

수치해석에서 해석모델의 가로와 세로의 비는 $AB/AD = 4$ 로, mesh는 직사각형으로 균일하게 21×21 로 하였다. 경계조건은 Fig. 1에 표시한 바와 같이 하부는 가열벽면이고, 좌측, 우측 및 상부는 냉각벽면이다. 속도의 경계조건으로서는 모든

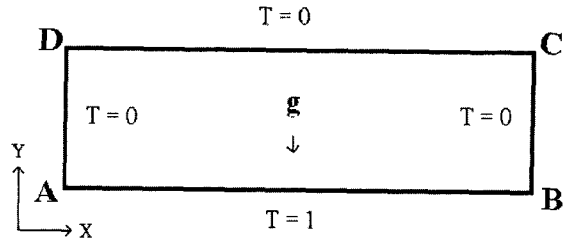


Fig. 1. Boundary condition.

벽면에서 no-slip 조건을 도입하여 $U=V=0$ 으로 하고, 초기조건으로서는 전영역에서 $U=V=0$, $p=0$ 으로 하였다.

IV. 수치해석결과 및 고찰

4.1. 인가자장의 변화에 대한 등온선도

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

Fig. 2는 무차원 시간 $t=6000$ 으로 정상상태에 도달한 경우이다. 여기서, Fig. 2(A)에서 Fig. 2(C)는 자장을 중력가속도와 반대방향으로 인가한 경우이고, Fig. 2(D)는 자장을 가하지 않은 경우, Fig. 2(E)와 Fig. 2(F)는 자장의 방향이 중력가속도와 같은 방향이다.

Fig. 2(A)는 자장 $H = -5000$ 을 인가했을 때를 나타낸 것으로, $X = 0.25$ 와 $X = 0.75$ 근방에서 고온 영역이 발달하여 작동유체가 상승하고 $X = 0.5$ 에서는 하강하는 것을 볼 수 있다. 즉, 뉴턴유체의 Benard 유동과 같은 대체적인 현상을 나타내고 있다.

그러나, Fig. 2(B)와 Fig. 2(C)를 보면, 인가자장을 중력과 반대방향으로 증가함에 따라 차츰 가열면은 균일한 유동으로 진행되어, Benard 유동이 사라짐을 알 수 있다. 이는 중력과 반대방향으로 인가한 자장의 영향으로 상부 및 하부의 밀도차가 변하게 되고, 따라서 자기체적력의 방향이 중력과 반대가 되고, 그 결과 좌측 및 우측 벽면 근처의 상승기류가 억제되기 때문이다.

따라서, 인가자장의 크기를 중력과 반대방향으로 증가할수록 자기체적력으로 인한 외견상 중력은 작아지게 되고, Grashof 수가 감소한 것과 같은 균일한 열유동현상을 나타낸다.

Fig. 2(D)는 $H = 0$ 의 경우로 $X = 0.25$ 및 0.75 두 곳에서 고온영역이 발달한다. 즉, 이 경우는 자장을 가하지 않는 경우로 전형적인 뉴턴유체의 Benard 유동을 나타내고 있다. 그러나, 인가자장의 세기가 중력방향으로 증가하는 Fig. 2(E), Fig. 2(F)의 경우를 보면 $X = 0.25, 0.5, 0.75$ 인 세 곳에서 고온부가 발달하고, 자장의 세기가 증가함에 따라 유동이 보다

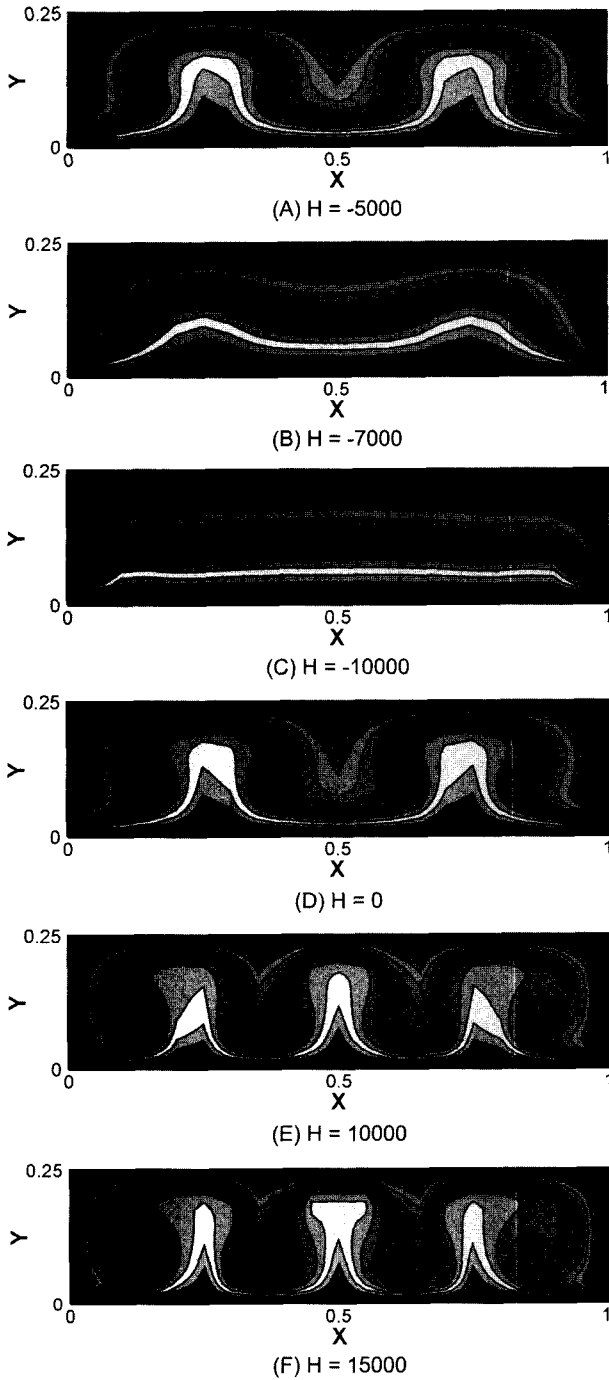


Fig. 2. Isotherms for various magnetic intensities at $t = 6000$.

활발히 진행되어 감을 알 수 있다. 이는 인가자장이 증가함에 따라 자기체적력이 커짐으로 Grashof 수가 증가한 것과 같은 현상을 나타낸다.

4.2. 인가자장의 변화에 대한 유선도

Fig. 3은 무차원 시간 $t=6000$ 일 때 자장을 -10000에서 15000까지 인가한 경우에 대한 유선을 나타낸 것이다. Fig.

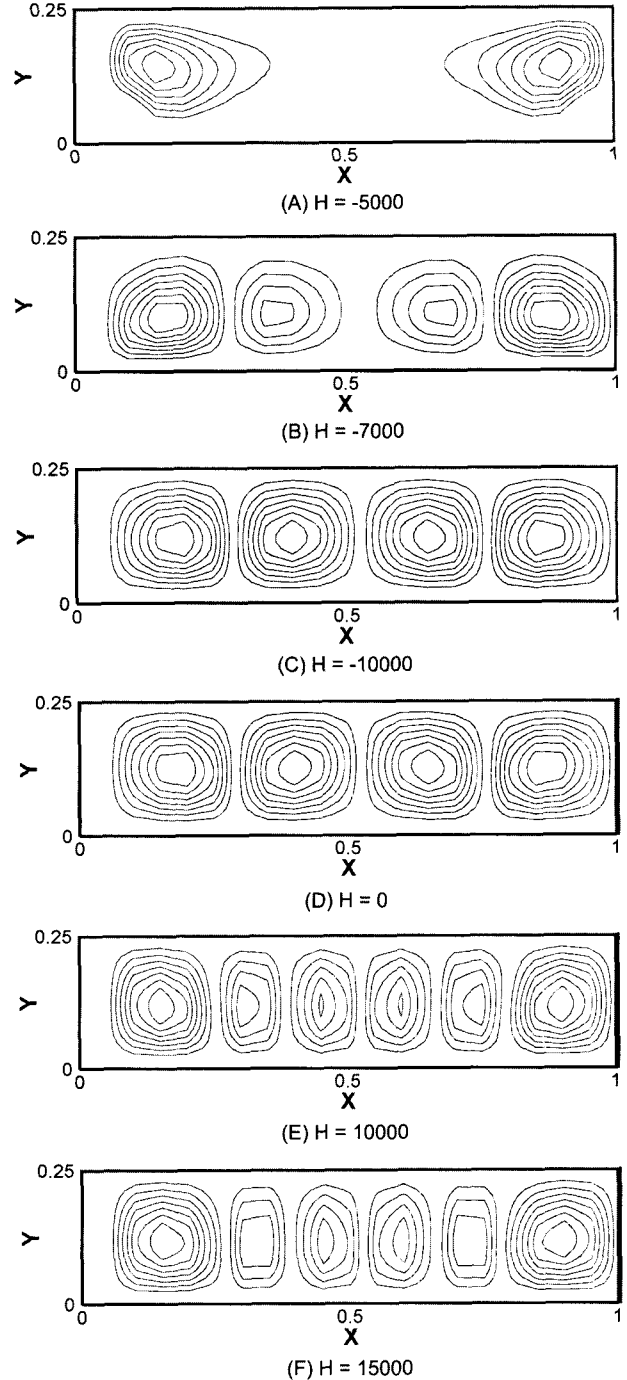


Fig. 3. Streamlines for various magnetic intensities at $t = 6000$.

3(A)에서 Fig. 3(C)는 중력과 반대방향으로 인가자장의 세기가 증가함에 따른 유동현상을 나타낸 것이다. $H = -10000$ 일 때 2개의 셀(cell)이 나타나고, 2개의 좌우 대칭인 커다란 셀만이 존재하는 것을 볼 수 있고, Fig. 3(B) ($H = -7000$)와 Fig. 3(C) ($H = -5000$)일 때 4개의 셀(cell)이 형성되었다. $H = -7000$ 일 때를 $H = -5000$ 와 비교하면 4개의 셀 중 가운데 2개가 다소 작다. 이는 셀이 성장하는 과정이라 볼 수 있다.

따라서 본 연구의 해석모델의 경우에 있어서 Benard 유동이 존재하는 임계 무차원 자장은 $H = -7000$ 이라 할 수 있다.

셀의 회전방향에 대하여, Fig. 2에서 $H = -10000$ 인 경우 2개의 셀이 좌우 대칭으로 존재할 때 우측 셀은 시계방향으로, 좌측 셀은 시계 반대방향으로 회전하며, 4개의 셀이 존재할 때($H = -7000, H = -5000, H = 0$)는 인접하여 있는 셀은 서로 반대방향으로 진행하여 $X = 0.5$ 부근의 중심선으로 기류가 하강하게 된다.

Fig. 3(D)는 자장을 가하지 않은 경우이고, Fig. 3(E)와

Fig. 3(F)는 중력방향으로 인가자장의 세기가 증가함에 따라 나타난 것으로, $H = 0$ 일 경우는 같은 크기의 4개의 셀이 생성되지만, 인가자장의 세기가 $H = 10000, H = 15000$ 으로 증가함에 따라 6개의 셀이 생성되는 것을 볼 수 있다. 이것은 고온 영역이 $X = 0.25, X = 0.5, X = 0.75$ 에서 크게 발달하여 상승하기 때문인 것으로 생각된다. 또한, Fig. 3(E)와 Fig. 3(F)에서 나타나는 6개의 셀의 방향은 좌측으로 부터 1, 3, 5번째 셀은 반시계방향, 2, 4, 6번째는 시계방향으로 회전함을 알 수 있다.

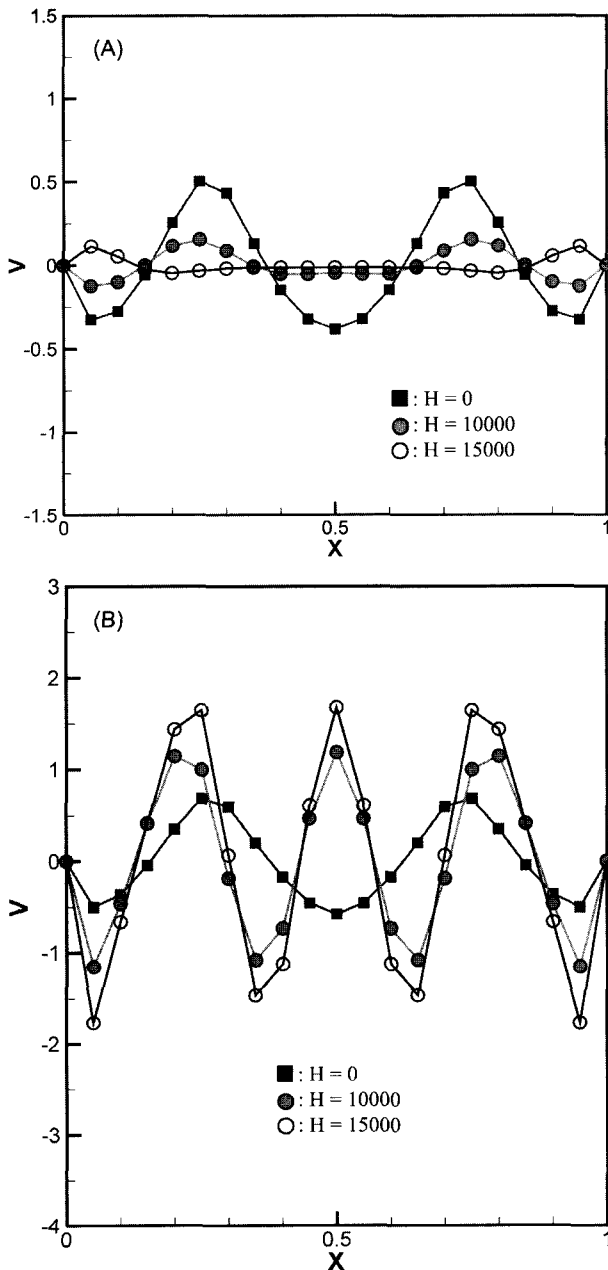


Fig. 4. Velocity distributions for various magnetic intensities at $t = 6000, Y = 0.125$.

4.3. 인가자장의 변화에 대한 속도분포

Fig. 4는 정상상태가 되는 $t = 6000$ 일 때, Y축의 중심이 되는 $Y = 0.125$ 에서 Y방향의 속도분포를 자장의 세기에 따라 나타낸 것이다. Fig. 4(A)의 $H = -10000$ 일 때를 보면 좌측벽면 근처($X = 0.05$)와 우측벽면근처($X = 0.95$)에서 약간 상승하는 양의 속도 분포를 보이고 있지만 전체적으로 일정한 속도분포를 보이고 있다. 즉, 전체적인 열유동이 균일한 것을 알 수 있다.

Fig. 4(A) $H = -7000, -5000$ 일 때를 보면 $X = 0.25, 0.75$ 에서는 양(+)의 속도를, $X = 0.05, 0.5, 0.95$ 에서는 음(-)의 속도를 나타내고 있다. 또한, Fig. 4(B)의 $H = 10000, 15000$ 일 때를 보면 $X = 0.25, 0.5, 0.75$ 에서 양(+)의 속도를, $X = 0.05, 0.35, 0.65, 0.95$ 에서는 음(-)의 속도를 나타내고 있고, 인가자장이 +의 방향으로 증가할수록 속도의 증감은 더욱 커지게 된다. 따라서, 본 해석모델에 있어서 인가자장의 세기로 속도 분포를 제어할 수 있음을 알 수 있었고, Benard 유동의 분기점이 되는 인가자장의 세기는 $H = -7000$ 근방이 됨을 알 수 있었다.

4.4. 인가자장의 변화에 대한 Nusselt 수

Fig. 5는 인가자장의 세기에 따른 평균 Nusselt 수를 비교

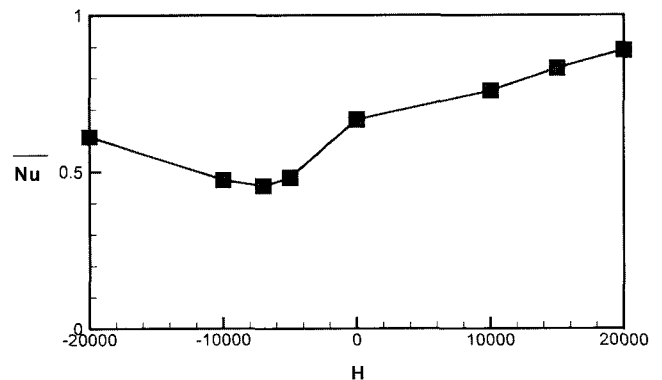


Fig. 5. Mean Nusselt number for various magnetic intensities at $t = 6000$.

한 것으로 $H = -7000$ 인 지점을 기준으로 +방향의 인가자장이 증가함에 따라 평균 Nusselt 수가 증가하는 것을 알 수 있다. 따라서, 본 해석모델에 있어서 유동의 형태가 바뀌고, 열전달이 촉진되는 임계자장의 기준은 $H = -7000$ 이고, 이 기준에서 +방향으로 증가하면 Benard 유동이 더욱 활발하여 회전하는 셀의 수와 평균 Nusselt 수가 증가되어 열전달을 촉진되게 된다.

V. 결 론

- 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) 자성유체는 인가자장의 세기 변화에 따라 외관상의 중력이 증감된 거동을 하였고, Benard 유동을 제어하는 임계 인가자장은 $H = -7000$ 근방임을 알 수 있었다.
- 3) 임계자장 $H = -7000$ 를 중심으로 자성유체의 인가자장이 증가할수록 평균 Nusselt 수가 증가하여 열전달이 촉진됨을 알 수 있었다.
- 4) 인가자장의 세기 및 방향 변화는 유선의 형태를 4개의 셀에서 6개의 셀로, 또는 4개의 셀에서 2개의 셀로 변화시키

고, 이에 따라 Benard 유동도 촉진 또는 억제됨에 따라 열의 유동방향이 제어될 수 있다.

감사의 글

이논문은 2002학년도 동아대학교 학술연구비(생산기술연구소) 지원에 의하여 연구되었음.

참 고 문 헌

- [1] 日本機械學會, 機能性流體, コロナ社, 日本 (2000), pp. 1-10.
- [2] 神山新一, 磁性流體入門, 産業圖書, 日本 (1989), pp. 5-16.
- [3] L. S. Seo, J. Magn. Mater., Vol. 85, 167(1990).
- [4] K. Katagiri, 日本機械學會論文集, Vol. 85, No. 495, 3242(1987).
- [5] 서이수, 수평가진이 있는 용기내 자성유체의 유동특성에 관한 연구, 고려대학교 박사학위논문 (1991).
- [6] J. W. Park and L. S. Seo, 대한기계학회논문집, Vol. 23, No. 1, 25(1999).
- [7] 棚橋隆彦, 電算流 力學, アイピーシー, 日本 (1997), pp. 125-142.
- [8] 棚橋隆彦, CFD數値流體力學 II, アイピーシー, 日本 (1997), pp. 520-535.
- [9] 棚橋隆彦, 日本機械學會論文集, Vol. 47, No. 414, 287(1981).
- [10] 棚橋隆彦, 流れの有限要素法解析 I, 朝倉書館, 日本 (1997), pp. 75-80.
- [11] 神山新一, 日本機械學會論文集, Vol. 54, No. 497, 87 (1988).

Numerical Analysis on the Heat Transfer Characteristics of Benard Flow in a Magnetic Fluids

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

Department of Mechanical Engineering, Donga Univ. Hadan Dong840, Saha-gu, Busan 604-714, Korea

Y.S. Kim

Department of Metallurgical Engineering, Donga Univ. Hadan Dong840, Saha-gu, Busan 604-714, Korea

(Received 2 January 2003, in final form 12 February 2003)

This study deals with the Benard flow of magnetic fluids in a rectangular cavity. The ratio of height to length of the cavity is 1 : 4 and the bottom of the cavity is assumed to be a heating face while the 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 equations for the magnetic fluid. Benard flow was controlled by the intensity and the direction of magnetic fields, and a critical point was appeared when the magnetic field near $H = -7000$ was applied.

Key words : Magnetic Fluids, Benard Flow, Natural Convection, Magnetic Field