

<학술논문>

DOI <https://doi.org/10.3795/KSME-B.2017.41.10.659>

ISSN 1226-4881(Print)
2288-5324(Online)

관군 열교환기에서 균일 자기장에 의한 전기 전도성 유체의 열유동 특성에 관한 수치해석 연구

오진호* · 강남철** · 박일석**†

* 경북대학교 기계공학과, ** 경북대학교 기계공학부

Numerical Study of Thermo-Fluid Features of Electrically Conducting Fluids in Tube Bank Heat Exchangers Exposed to Uniform Magnetic Fields

Jin Ho Oh*, Namcheol Kang** and Il Seouk Park**†

* Dept. of Mechanical Engineering, Kyungpook Nat'l Univ.,

** School of Mechanical Engineering, Kyungpook Nat'l Univ.

(Received April 3, 2017 ; Revised June 19, 2017 ; Accepted July 18, 2017)

Key Words: Tube Bank Heat Exchanger(관군 열교환기), Magnetohydrodynamics(전자기유체역학), Hartmann Layer(하트만층), Heat Transfer(열전달)

초록: 본 연구에서는 엇갈림 배열 관군 사이를 전기 전도성 유체가 흐를 때 외부에서 인가한 자기장의 영향으로 변화하는 열유동 특성을 수치해석적으로 연구하였다. Reynolds 수 50과 100의 비정상 층류 관군 유동에서 외부 인가 자기장의 세기를 의미하는 Hartmann 수를 0에서 100까지 점진적으로 변화시키기에 따라 관군 내부의 열유동 특성을 관찰하였다. Hartmann 수가 증가함에 따라 인가 자기장의 영향으로 관 표면의 속도 경계층이 얇아지고, 유동 박리를 후류로 지연시키며, 관 후면에 형성되는 재순환 영역의 크기가 줄어드는 것을 관찰하였다. 최종적으로 열유동 변형에 의한 결과적 국소 및 평균 Nusselt 수 변화 특성을 제시하였다.

Abstract: When an electrically conducting fluid flows through a staggered tube bank, the heat transfer and fluid flow features are changed by the externally introduced magnetic field. This study provides a numerical investigation of this phenomenon. Heat and fluid flows are investigated for unsteady laminar flows at Reynolds numbers of 50 and 100 with the Hartmann number gradually increasing from zero to 100. As the Hartmann number increases, and owing to the effects of the introduced magnetic field, the velocity boundary layer near the tube wall is thinned, the flow separation is delayed downstream, and the shrinkage of a recirculation zone formed near the rear side is observed. Based on these thermo-fluid deformations, the resulting changes in the local and average Nusselt number are investigated.

- 기호설명 -

B : 자기유속 벡터 [T]
 C_p : 정압 비열 [J/kg·K]
 D : 관의 직경 [m]
 Ha : Hartmann 수 [-]
 h_{eff} : 효율 열전달 계수 [W/m²·K]
 J : 전류밀도 벡터 [A/m²]
 k : 열전도도 [W/m·K]

Nu : 국소 Nusselt 수 [-]
 \overline{Nu} : 평균 Nusselt 수 [-]
 P : 압력 [Pa]
 Pr : Prandtl 수 [-]
 q : 열유속 [W/m²]
 R : 덕트 높이의 반 [m]
 Re : Reynolds 수 [-]
 S_L : 종간 간격 [m]
 S_T : 횡간 간격 [m]
 T : 온도 [K]
 U_i : 속도 벡터 [m/s]

† Corresponding Author, einstein@knu.ac.kr

- X_i : 위치 벡터 [m]
- x : 주유동에 평행한 좌표 성분 [m]
- y : 주유동에 수직한 좌표 성분 [m]

그리스문자

- α : 열확산 계수 [m^2/s]
- θ : 무차원 온도 [-]
- ν : 동점성 계수 [m^2/s]
- ρ : 밀도 [kg/m^3]
- σ : 전기 전도도 [S/m]
- τ : 무차원 시간 [-]
- Φ : 무차원 전위 [-]
- φ : 상류정체점으로부터 관 표면 각도 [Deg.]
- Ψ : 임의 종속변수

상첨자

- * : 무차원

하첨자

- 0 : 외부 인가
- down: 아랫 면 경계
- in : 입구
- up : 윗 면 경계
- w : 관 벽
- x : 주유동에 평행한 성분

1. 서론

발전설비, 해수담수설비, 공기조화설비 등 다양한 산업 분야에 사용되고 있는 열교환기류에는 컴팩트하면서도 높은 열전달 성능을 실현하기 위해 여러 개의 관이 다발로 적용되는 관군 열교환기 형태가 자주 사용되고 있다. 체적 대비 큰 열교환 면적을 가지는 이러한 형태의 열교환기들은 구조적 단순성 때문에 관경, 관 사이 거리, 관군 배열 방법 등 형상 설계 변수의 수가 많지 않음에도 불구하고 응용분야가 다양하고 적용 빈도가 높은 이유로 많은 선행 연구들이 진행되어왔다.

Zukauskas⁽¹⁾는 다양한 형태의 관군에서 넓은 범위의 Reynolds수와 Prandtl수에 대해 열전달 성능 실험을 수행하여 Nusselt 수에 대한 무차원 변수들의 상관식을 도출하였다. Fujii등⁽²⁾은 작동 유체가 공기인 경우에 낮은 Reynolds 수 범위에서 관군 열교환기 내부의 유선 분포와 관 표면의 국소 열전달 성능에 대해 수치해석 연구를 수행하였다. Jang 등⁽³⁾은 평판 핀이 적용된 정열 및 엇갈림 관군 열교환기에 대한 3차원 수치해석 연구를 통해 핀 간격 및 관군 열 수 (number of row) 효과에 대

해 연구하였다. Khan 등⁽⁴⁾은 정열 및 엇갈림 배열 관군에서 한 개의 관 주기에 대한 해석 연구를 통해 종간간격 및 횡간간격의 함수로 Nusselt 수에 관한 상관식을 개발하였다. 이외에도 관군 열교환기에 관한 많은 실험 및 해석 연구들이 진행되었다.

관군 열교환기에 관한 이전 연구들은 대부분 관 형상, 관군 배열, 유동의 세기, 작동유체의 종류 등, 형상 및 유동 조건 변화에 따른 열전달 성능 변화 특성을 연구한 반면, 본 연구에서는 관군 열교환기에 균일한 자기장이 인가된 경우의 열전달 성능 변화에 관한 수치해석 연구를 수행하였다.

전기전도성 유체의 유동장에 자기장을 인가하면 옴의 법칙에 따른 전류 유도 현상으로 유도전류가 발생하고, 이 유도전류와 자기장의 상호작용으로 전자기적 체적력인 로렌츠 힘이 발생된다. 일반적으로 로렌츠 힘은 유동을 억제하는 방향으로 작용하기 때문에, 철강 연속주조공정의 EMBR이나 반도체 웨이퍼의 초콜라스키 제조 공정 등 자기유체역학(Magnetohydrodynamics, MHD)이 적용되고 있는 대부분의 연구들은 불규칙하고 불안정한 유동을 안정화시키기 위해 전자기력을 이용하고 있다.⁽⁵⁻⁷⁾ 한편 최근에는 고자기장을 이용해 고온의 플라즈마를 가두는 토카막(Tokamak) 핵융합로의 냉각 blanket에서 전기전도성 Pb-Li의 전자기유동 특성이 연구되고 있다.^(8,9)

본 연구에서는 전기 전도성 유체가 관군 열교환기에 적용될 경우에 외부에서 균일하게 인가한 자기장에 의한 열교환기 내부의 열유동 특성 변화를 수치해석적으로 연구한다. 우선 자기장이 고려되지 않은 관군 열교환기에 대한 검증 연구가 선행되었으며, 이후 사각 덕트에서 하트만층(Hartmann layer)으로 알려져 있는 속도 경계층 축소 현상을 해석하여 엄밀해와 비교함으로써 현재 해석 방법의 타당성을 검증하였다. 관군 열교환기 내부에서 속도 경계층의 변화와 관 후면에 발생하는 재순환 후류의 변화, 관 주변에 작용하는 로렌츠 힘 벡터 및 자기장의 세기에 따른 Nusselt 수 변화 등의 결과들이 다루어진다.

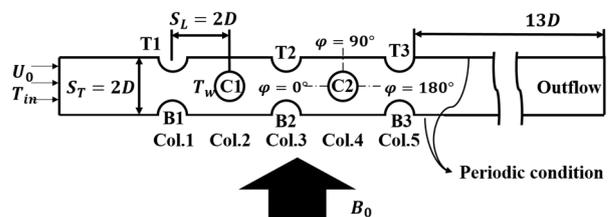


Fig. 1 Computational domain and boundary conditions

2. 수치 해석

2.1 관군 형상 정보

Fig. 1은 총 5열로 구성된 엇갈림 관군 배열을 나타내고 있다. 관 지름 D 를 기준으로 관군의 종간간격과 횡간간격은 모두 $2D$ 이며, 마지막 열 이후에 발생하는 후류가 경계조건의 영향을 받지 않도록 마지막 열에서 출구까지의 거리는 $13D$ 로 크게 설정하였고, 해석영역은 Fig. 1과 같이 횡방향으로 한 주기만 선택하였다. 자기장은 입구 유동에 수직한 방향(y -방향)으로 균일하게 전체 영역에 인가한다.

2.2 지배방정식

관군 주위의 2차원, 비정상, 비압축성, 층류 열유동에 관하여 다음의 질량, 운동량, 에너지에 관한 무차원 보존식이 지배방정식으로 사용된다.

질량 보존 방정식

$$\frac{\partial U_i^*}{\partial X_i^*} = 0 \quad (1)$$

운동량 보존 방정식

$$\frac{\partial U_i^*}{\partial \tau} + \frac{\partial (U_i^* U_j^*)}{\partial X_j^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial X_i^*} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U_i^*}{\partial X_j^* \partial X_j^*} + \frac{Ha^2}{Re} (\epsilon_{ijk} J_j^* B_k^*)_i \quad (2)$$

에너지 보존 방정식

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial U_i^* \theta}{\partial X_i^*} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial X_i^* \partial X_i^*} + Ha^2 J_i^* J_i^* \frac{U_{in} v}{C_p (T_w - T_{in}) D} \quad (3)$$

여기서, 무차원 좌표 X_i^* 는 관 지름 D 를, 무차원 속도 U_i^* 는 입구 속도 U_{in} 를, 무차원 시간 τ 는 D/U_{in} 를 이용하여 무차원화 하였으며, 무차원 온도 θ 와, 무차원 압력 P^* 는 다음과 같이 정의한다.

$$\theta = \frac{T - T_{in}}{T_w - T_{in}} \quad (4)$$

$$P^* = \frac{p}{\rho U_{in}^2} \quad (5)$$

여기서, T_w 는 관 벽의 온도이고, T_{in} 는 입구 온도이다. 식 (3)의 C_p 는 정압비열을 의미한다. $Re (= U_{in} D / \nu)$ 는 Reynolds수, $Pr (= \nu / \alpha)$ 은 Prandtl수, $Ha (= B_0 D \sqrt{\sigma / \rho \nu})$ 는 Hartmann 수를 의미한다. ν 는 동점성계수, α 는 열 확산계수, B_0 는 외부 인가 자기장의 세기, σ 는 전기전도도, ρ 는 밀도를 의미한다. 한편, 식 (2) 우변의 $J^* (= J / (\sigma B_0 U_{in}))$ 는 무차원 전류밀도, $B^* (= B / B_0)$ 는 무차원 자기유속이다.

식 (2)의 마지막 항은 로렌츠 힘을 나타내고, 식 (3)의 마지막 항은 유도전류에 의한 줄 발열(Joule heating)을 나타내고 있다. 로렌츠힘은 전류와 자기장의 외적으로 나타내어지며 줄 발열은 전류 크기의 제곱에 비례하고 전기전도도에 반비례한다.⁽¹⁰⁾ 유도전류는 다음 식 (6)의 무차원 음 법칙에 의해 얻어지며,

$$J_i^* = \frac{\partial \Phi}{\partial X_i} + (\epsilon_{ijk} U_j^* B_k^*)_i \quad (6)$$

여기서, Φ 는 무차원 전위로 식 (7)의 전위에 관한 무차원 포와송식의 지배를 받는다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X_j \partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_i} (\epsilon_{ijk} U_j^* B_k^*)_i \quad (7)$$

하지만 2차원 해석 공간에 수직한 자기유속 성분이 존재하지 않는 현재의 문제에서는 해석 영역 전체에서 균일한 전위가 나타나고, 식 (6)의 유도전류는 전위 구배의 영향은 사라진 채, 속도-자기유속의 벡터적에 의해서만 영향을 받는다. 따라서 본 연구에서는 전위에 관한 포와송식을 풀이하지 않고 음의 법칙으로 찾아진 전류밀도를 이용하여 운동량 및 에너지 보존식에 생성항을 구성함으로써 유동 및 열전달에 자기장의 영향을 반영한다.

2.3 초기조건 및 경계조건

해석 영역 내부의 초기조건으로 속도에 대해서는 정체조건($U = 0$)을, 온도에 대해서는 관과 유체 사이에 열교환이 발생하지 않도록 내부 온도를 관 벽 온도와 같게($\theta = 1$) 설정하였다.

입구 경계조건으로 속도에 대해서는 일정 크기의 수직 속도 및 zero 접선 속도 ($U_n = U_0, U_t = 0$) 조건이 적용되었으며, 온도에 대해서는 일정 온도 조건($T = T_{in}, \theta = 0$)이 적용되었다. 출구 경계에서는 속도, 온도 모두 경계면에 수직한 방향으로 1차 미분이 영이 되는 Neumann 경계조건 ($\partial U^* / \partial n = 0, \partial \theta / \partial n = 0$)이 적용되었다. 윗면과 아랫면에는 위 아래로 연속한 관 배열이 있는 경우를 모사하기 위해 주기조건 (periodic condition, 임의의 종속변수, Ψ 에 대하여 $\Psi_{up} = \Psi_{down}$)을 적용하였다. 관 벽에서는 속도에 대하여 접촉조건과 온도에 대하여 일정 온도 조건($\theta = 1$)을 적용하였다.

2.4 수치해석

Hartmann 층의 영향으로 속도 경계층이 얇아지는 현상에 대비하여 관 벽으로 매우 밀집된 격자

계를 생성하였으며, Fig. 1에 나타난 해석 영역에 대하여 격자 테스트를 통하여 총 75,000개의 사각 격자셀을 적용하였다.

본 연구에서는 마지막 열 관 후면에 발생할 수 있는 vortex shedding의 영향을 고려하여 비정상 해석을 수행하며, 타임스텝 테스트를 통하여 무차원 해석 시간 간격 0.002로 총 50,000회 시간 간격이 경과할 때까지 해석을 수행함으로써 주기적인 vortex shedding이 충분히 반복될 때까지 해석이 진행되었다.

지배방정식에 대한 풀이는 유한체적법에 기초한 상용 CFD 코드, Fluent가 사용되었으며, 압력-속도 연계를 위해 SIMPLE⁽¹¹⁾ 방법을 사용하였다. 대류 항 차분법으로는 2차 정확도를 가지는 선형상류도식이 적용되었다.

3. 결과 및 고찰

본격적으로 관군 열교환기 문제에 들어가기에 앞서, 본 연구의 열유동-전자기 해석 방법을 검증하기 위하여 Fig. 2(a)와 같이 2차원 덕트에 수직한 방향으로 균일하게 자기유속이 작용하고 있을 때 덕트 상하부 벽면에 형성되는 Hartmann 층의 영향

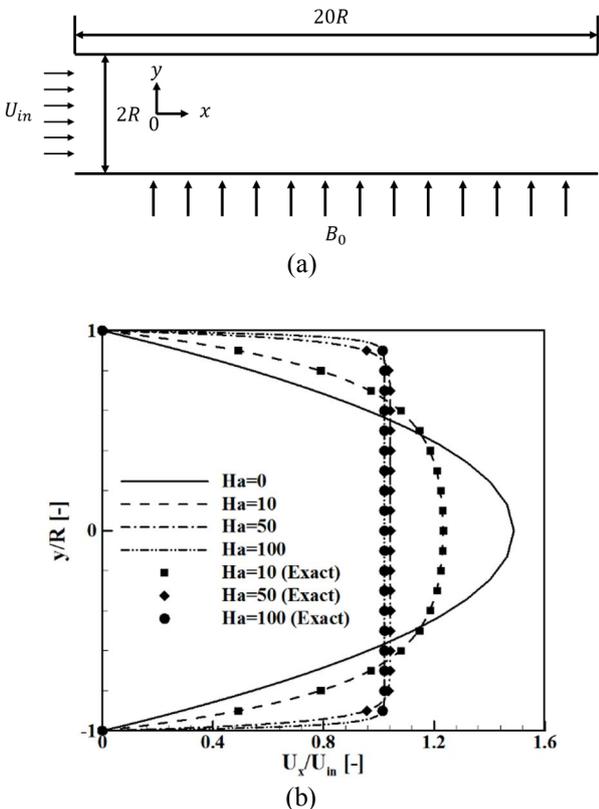


Fig. 2 Flows in 2-D channel under uniform magnetic field (a) schematic, and (b) velocity profiles

으로 속도 경계층이 얇아지는 현상을 수치해석하여 Shercliff⁽¹²⁾의 엄밀해와 비교하였다. Fig. 2(b)와 같이 덕트 높이의 10배가 지난 출구에서의 속도 경계층의 발달이 자기장이 없는 경우에 비해 매우 억제된 것을 확인할 수 있으며, 중심속도에 대한 현재 해석 결과는 엄밀해 대비 0.1% 이하의 정확도를 보이고 있다.

다음으로 자기장을 인가한 경우에 대한 해석에 앞서, Fig. 1의 관군 배열에 대하여 자기장을 인가하지 않았을 때의 열전달 성능을 기존 연구자들의 결과와 비교한다. 검증 해석 및 자기장의 영향을 포함한 본 해석에 적용된 유체의 Prandtl 수는 7이다.

Fig. 3에는 자기장이 없는 경우에 Reynolds 수의 변화에 따른 평균 Nusselt 수(\overline{Nu})를 나타내고 있으며, 평균 Nusselt 수는 다음 식 (8)과 같이 국소 Nusselt 수(Nu)의 면적 평균으로 얻어지고,

$$\overline{Nu} = \frac{1}{A} \int_A Nu dA \quad (8)$$

국소 Nusselt 수는 다음 식 (9)와 같이 효율 열전달 계수, h_{eff} 를 이용하여 구할 수 있다. 여기서, 효율 열전달 계수는 식 (10)과 같이 정의한다.

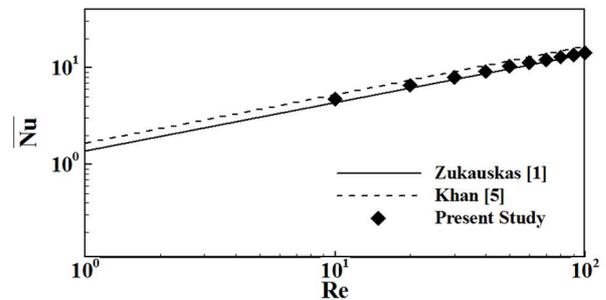


Fig. 3 Comparison with the previous results for the tube bank heat transfer without magnetic field

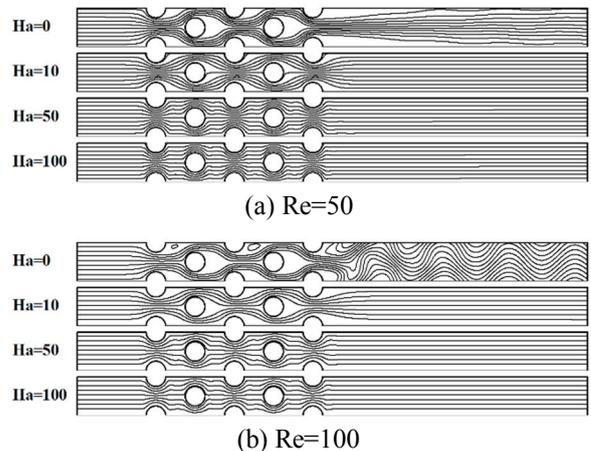


Fig. 4 Stream lines for different Ha conditions at (a) Re=50, and (b) Re=100

$$Nu = \frac{h_{eff}D}{k} \quad (9)$$

$$h_{eff} = \frac{q_w}{T_w - T_{in}} \quad (10)$$

Fig. 3에서 확인할 수 있듯이 Reynolds 수 증가에 따른 평균 Nusselt 수의 현재 해석 결과가 Zukauskas⁽¹⁾의 실험 결과 및 Khan 등⁽⁵⁾의 해석 결과와 매우 잘 일치하고 있다.

이제부터는 Fig. 1의 관군 열교환기에 자기장을 인가한 경우의 열유동 특성을 관찰하기 위해 50과 100의 두 가지 Reynolds 수에 대하여 외부 인가 자기유속의 크기를 바꿔가며 0, 10, 50, 100의 네 가지 Hartmann 수 경우들의 결과를 비교한다.

Fig. 4는 각 Reynolds 수 및 Hartmann 수 조건에서 유선의 분포를 나타내고 있다. 우선 Ha=0인 자기장 영향이 없는 경우에는 Re=100일 때 마지막 관 후면에서 주기적인 와류 박리 현상이 나타나고 있음을 명확히 확인할 수 있다. 또 Re=50일 때에도 약한 비대칭 후류가 관찰되고 있다.

외부 자기장의 세기가 증가함에 따라 마지막 관 후면의 와류 박리가 사라지고 각 관의 후면에 형

성되는 재순환 영역의 크기가 점차 줄어들어 비점성 포텐셜 흐름과 유사한 유선 분포로 변해가고 있다.

Fig. 5는 각각의 Reynolds 수 및 Hartmann 수 조건에서 무차원 속도의 분포를 나타내고 있다. 자기장이 인가되지 않은 Ha=0인 경우들에서는 관 후면 재순환 영역에서 매우 작은 속도가 나타나고 있고, 자기장의 세기가 커짐에 따라 관 후면의 낮은 속도 영역이 축소되고 있다. Ha=50 이상에서는 Re=50, 100 두 경우 모두에서 관 전면과 후면에 거의 같은 크기의 속도가 나타나고 있다. 자기장의 세기가 커짐에 따라 Reynolds 수에 따른 유동 패턴 차이가 사라지고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 6은 무차원 전류밀도의 분포를 나타내고 있다. 무차원 전류밀도는 Reynolds수 변화에 따른 차이가 거의 없으므로 100의 경우에 대해서만 결과를 제시한다. 무차원 전류밀도의 크기는 식 (6)로부터 예상할 수 있듯이 균일한 자기장에서는 속도 크기에 비례한 분포가 나타나며, 속도-자기유속 외적의 결과로 속도와 자기유속 방향이 90도에서 멀어지는 곳일수록 작은 전류밀도가 유도된다. 전류밀도는 벡터량으로 방향성을 가지는데, 현재 문제와 같이 2차원 속도장에 나란히 인가되는 자기장에서는 2차원 속도장을 수직으로 관통하는 한 방향 전류만 유도되며 현재의 경우 대부분의 영역에서 지면으로부터 나오는 방향의 전류가 유도되고 역류가 발생하는 재순환 영역 내부 일부 영역에서는 지면으로 들어가는 방향의 전류가 유도된다. 실제 유도 전류의 크기는 인가 자기장의 세기가 커짐에 따라 비례하여 증가하지만 Fig. 6의 무차원 전류밀도에서는 분포에 관한 정보만 유효하다.

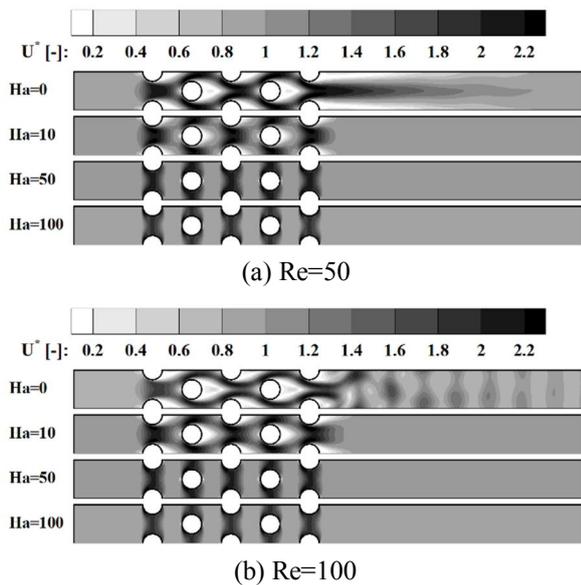


Fig. 5 Dimensionless velocity magnitude for different Ha conditions at (a) Re=50, and (b) Re=100

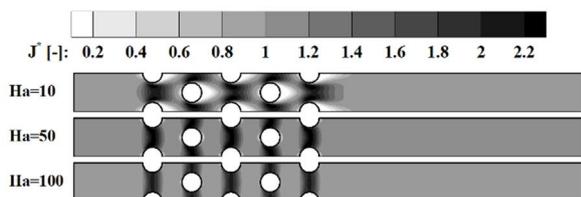


Fig. 6 Contour of dimensionless current density for different Ha conditions at Re=100

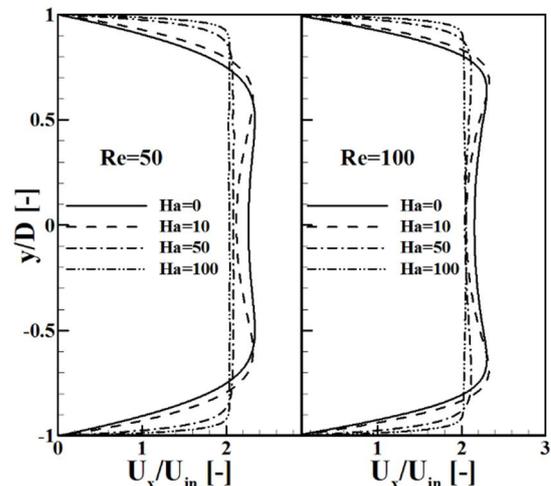


Fig. 7 Velocity profiles in the gap between first column tubes at (a) Re=50, and (b) Re=100.

Hartmann 수가 증가함에 따라 유도전류의 분포가 특정한 패턴으로 수렴하는 것을 확인할 수 있다.

식 (2)의 우변 마지막 항으로 표현된 로렌츠힘은 유도전류와 자기유속의 외적이므로 Fig. 6과 같이 지면에 수직한 방향의 전류밀도와 주유동 방향에 수직한 자기유속은 주유동 방향과 정확히 일치하는 로렌츠힘을 발생시키며, 지면으로부터 나오는 전류가 나타나는 대부분의 영역에서 주유동에 반대 방향으로 작용하게 된다. 특히 그 크기는 유도전류의 크기에 비례하여, 관 벽 부근에서는 작은 값을 가지고 벽에서 멀어질수록 큰 값을 가진다. 따라서 이와 같은 전자기력의 작용은 관군 내부의 유동장을 변형시켜 Fig. 7과 같이 관들 사이 횡 방향 간극에서 속도 분포가 심각하게 변형되는 결과를 초래한다. Fig. 7에서는 전자기력의 영향으로 관 사이 중심부 속도가 최대 12% 작아지고 관 벽 부근 경계층이 축소된 것을 확인된다.

Fig. 8은 첫 번째 행에 위치한 관 주변의 유선 분포를 나타내고 있다. 자기장을 인가하지 않았을 때 매우 크게 형성되던 관 후면 재순환 영역이 인가 자기장의 세기를 증가시킴에 따라 축소되고 있고 유동 박리점의 위치도 점차 뒤쪽으로 이동하고 있다. 이것은 Fig. 7에 보인 바와 같이 자기장을 인가했을 때 관 벽 부근에서 속도 경계층이 비정상적으로 얇아짐에 따라 벽면 부근에서 상대적으로 관성력의 영향이 우세해진 결과로 이해할 수 있다.

이상과 같은 인가 자기장에 의한 유동장의 변형

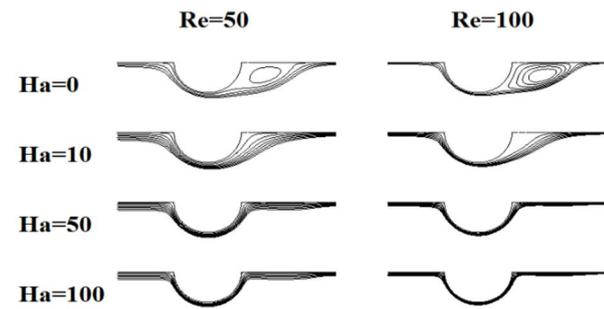


Fig. 8 Recirculation regions for various Ha and Re conditions

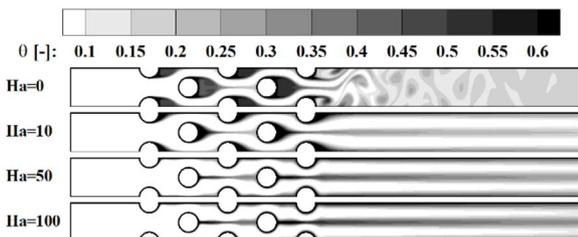


Fig. 9 Dimensionless isotherms at Re=100

은 관군 내부 열전달 성능에 큰 영향을 미칠 것으로 예상된다. Fig. 9는 Reynolds 수 100인 경우에 Hartmann 수에 따른 무차원 온도 분포 변화를 나타내고 있다. Hartmann 수가 증가할수록 관 후면 재순환 영역이 축소됨에 따라 보다 넓은 유효 열전달 면적을 확보하고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 10은 가운데 행에 위치한 두 개의 관 (C1, C2) 표면을 따라 국소 Nusselt 수 변화를 나타내고 있다. Ha=0일 때 상류 정체점으로부터 관을 따라 국소 Nusselt 수가 감소하다가 유동 박리가 발생하는 135° 이후에 혼합 효과로 다시 반등하는 패턴을 확인할 수 있으며, 이것은 C1, C2 관 위치나 Reynolds 수에 상관없이 동일하게 나타나고 있다.

한편 보다 상류에 위치한 C1 관이 C2 관에 비해 전반적으로 큰 국소 Nusselt 수를 보이며, 자기장을 인가할 경우 Ha=10인 경우를 제외하고 C1관 상류 정체점에서 국소 Nusselt 수의 큰 증가가 나타나고 있으며, 자기장을 인가하지 않은 경우에 비해 관 표면 전체 영역에서 전반적으로 큰 국소 Nusselt 수 분포를 보이고 있다. 이것은 앞서 보인 바와 같이 전자기력의 작용으로 속도 경계층이 얇아진 영향으로 이해할 수 있다. Ha=10인 경우에는 이전 열의 후류에서 재순환 영역의 크기가 감소하여 C1관 전면부의 열유동 경계층이 두꺼워진 효과로 이해할 수 있다.

관 후면에 재순환 영역이 발생하는 Ha=0 경우와 달리 자기장을 인가할 경우 관 후면에서의 국소 Nusselt 수의 반등은 나타나지 않고 상류 정체점부터 하류 정체점까지 단순 감소 패턴이 나타나고 있다.

Table 1은 전체 관의 평균 Nusselt 수(\overline{Nu}_D)와 C1

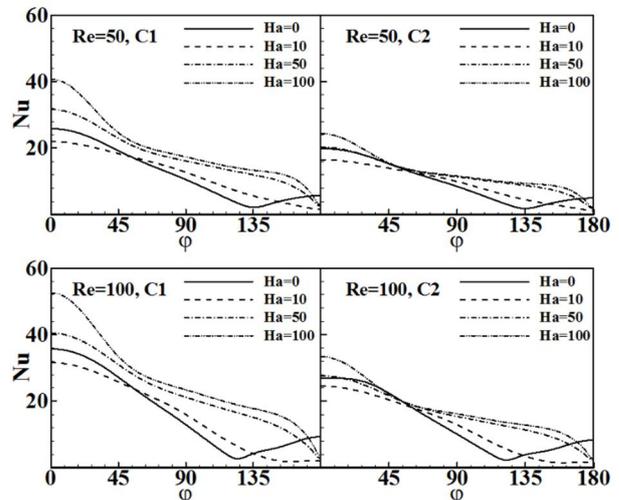


Fig. 10 Local Nusselt number along the tube surface for different Re and Ha conditions

Table 1 Average Nusselt numbers for all tubes (\overline{Nu}_D), C1 tube (\overline{Nu}_{C1}), and C2 tube (\overline{Nu}_{C2})

	Ha	\overline{Nu}_D	\overline{Nu}_{C1}	\overline{Nu}_{C2}
Re=50	0	10.3524	12.1296	9.6951
	10	10.2247	12.2046	9.4148
	50	13.7128	17.4571	11.9702
	100	15.2316	19.9584	12.9630
Re=100	0	14.2476	16.5580	13.3382
	10	13.2910	15.6936	12.4777
	50	18.1836	22.6981	16.2232
	100	20.5725	26.4487	17.8896

과 C2에서의 평균 Nusselt 수($\overline{Nu}_{C1}, \overline{Nu}_{C2}$)를 나타내고 있다. 상대적으로 상류에 위치한 C1 관이 C2 관보다 높은 평균 Nusselt 수를 나타내고 있고, 매우 약한 자기장이 인가된 Ha=10의 경우에는 자기장을 인가하지 않은 경우보다 낮은 열전달 성능이 나타나고 있다. 그러나 보다 강한 자기장이 인가되는 경우, 자기장의 세기에 따라 평균 Nusselt 수는 뚜렷이 증가하는 경향을 보이고 있다. Re=100의 경우, Ha=100일 때에 Ha=0인 조건에 비해 약 44%의 평균 Nusselt 수 상승이 나타났다.

4. 결론

본 연구에서는 엇갈림 배열 관군에서 전기 전도성 유체가 흐를 때 외부에서 자기장이 인가된 경우에 대해 유동 및 열전달 특성에 대하여 연구하였다. Hartmann 수가 증가함에 따라 로렌츠 힘의 작용으로 관 주위 속도 경계층이 매우 얇아지고, 관 후면 재순환 영역 생성이 억제되며, 마지막 관 후면의 와류박리가 사라져 유동은 포텐셜 흐름과 유사한 형태로 바뀌는 것을 확인하였다. 이와 같은 유동 변형은 열전달 성능에 큰 영향을 미쳐, 보다 넓은 유효 열전달 면적을 확보하고, 관 주위의 축소된 경계층은 벽면 열전달을 향상시키도록 작용한다. 그러나 Ha=10인 경우에는 오히려 이전 열의 관이 다음 열의 관 주변 온도분포에 영향을 끼쳐 평균 Nusselt 수가 감소하였다. 현재 해석 경우들에서는 자기장 인가로 최대 44%의 평균 Nusselt 수 증가가 예측되었다.

후 기

이 논문은 정부(교육부, 미래창조과학부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 것임 (NRF-2016R1D1A1B03934159, NRF-2017M2A8A4017283).

참고문헌 (References)

- (1) Žukauskas, A., 1972, "Heat Transfer from Tubes in Crossflow," *Advances in heat transfer*; Vol. 8, pp. 93~160.
- (2) Fujii, M., Fujii, T. and Nagata, T., 1984, "A Numerical Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer of Air in an In-line Tube Bank," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 7, No. 1, pp. 89~102.
- (3) Jang, J.-Y., Wu, M.-C. and Chang, W.-J., 1996, "Numerical and Experimental Studies of Three Dimensional Plate-fin and Tube Heat Exchangers," *International Journal of Heat and Mass Transfer*; Vol. 39, No. 14, pp. 3057~3066.
- (4) Khan, W. A., Culham, J. R. and Yovanovich, M. M. 2006, "Convection Heat Transfer from Tube Banks in Crossflow: Analytical approach," *International journal of heat and mass transfer*, Vol. 49, No. 25, pp. 4831-4838.
- (5) Ha, M. Y., Lee, H. G. and Seong, S. H., 2003, "Numerical Simulation of Three-dimensional Flow, Heat Transfer, and Solidification of Steel in Continuous Casting Mold with Electromagnetic Brake," *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 133, No. 3, pp. 322~339.
- (6) Idogawa, A., et al., 1993, "Control of Molten Steel Flow in Continuous Casting Mold by Two Static Magnetic Fields Imposed on Whole Width," *Materials Science and Engineering*, Vol. 173, No. 1-2, pp. 293~297.
- (7) Hoshikawa, K., 1982, "Czochralski Silicon Crystal Growth in the Vertical Magnetic Field," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 21, No. 9, L54.
- (8) Hashizume, H., 2006, "Numerical and Experimental Research to Solve MHD Problem in Liquid Blanket System," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 81, No. 8, pp. 1431~1438.
- (9) Smolentsev, S., et al., 2006, "Numerical Analysis of MHD Flow and Heat Transfer in a Poloidal Channel of the DCLL Blanket with a SiC f/SiC Flow Channel Insert," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 81, No. 1, pp. 549~553.
- (10) P. A. Davidson., *An introduction to magnetohydrodynamics*, Cambridge university press, New York.
- (11) Patankar, Suhas V., *Numerical heat transfer and fluid flow*, Taylor & Francis, New York.
- (12) Shercliff, J. A., 1953, "Steady Motion of Conducting Fluids in Pipes under Transverse Magnetic Fields," *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 49, No. 1, pp. 136~144.