

수평 다공층에서 수직 관통류가 자연대류 열전달에 미치는 영향에 관한 연구

서 석 진

전남대학교 대학원

The Throughflow Effects on Natural Convection in Horizontal Porous Layer

Seo seog-jin

Department of Mechanical Engineering, Graduate School, Chonnam National University

요 약

본 연구에서는 수평 다공층의 하부에서 가열하고 상부에서 냉각하는 자연대류현상을 Brinkman-Darcy 방정식을 이용하고 하부 경계면에서 상부 경계면으로 균일한 관통류가 있을 경우를 고려하여 수직 관통류가 자연대류에 미치는 영향에 대하여 연구하였다. 관통류가 없을 경우의 임계 Rayleigh 수와 있을 경우의 임계 Rayleigh수를 비교하였다. 또, 일정한 Rayleigh수에서의 관통류의 세기에 따른 Nusselt수, 등온선의 형태, 유동현상의 변화를 고찰하였다. 이와 같은 연구를 하기 위해 수치 해석적 연구로는 2차원 비정상 유동으로 가정하고 유한차분법(FDM)을 이용하였으며, 실험적 연구에서는 수치해석상의 결과를 검증하기 위해 액정(Liquid Crystal)을 시험체적 앞면에 부착하여 관통류의 세기에 따른 온도장의 재 분포를 가시화 하였다. 결론적으로 관통류는 순수 자연대류상에서의 온도장의 형태를 크게 변화시키고, 관통류의 세기가 강해짐으로써 대류 열전달의 불안정성이 감소함을 알 수 있었다. 또, Nusselt수를 구함으로써 대류열전달의 강도를 추정할 수 있었다.

Abstract— This paper investigated the vertical throughflow effects on natural convection due to heating from below in horizontal porous layer. The motion of the fluid in the porous layer is governed by Brinkman-Darcy equation. And compared Critical Rayleigh number in case of throughflow with no throughflow. Investigated Nusslet number, isothermalline and flow with the variation of the strength of throughflow in a constant Rayleigh number. In the numerical analysis, flow is assumed to be two-dimensional and unsteady. The numerical scheme used is a finite-difference method. In the experimental study, Temperature distribution was measured by use of Liquid Crystal film. As a results, indicated that throughflow influences largely on the temperature field and as the strength of throughflow increased, unstability of natural convection decreased. Also it could predict the strength of natural convection with the measured Nusselt number.

1. 서 론

다공층에서 관통류가 자연대류 열전달에 미치는 영향에 관한 연구는 1960년대 Wooding¹⁾의 연구에서 출발하여 Sutton,² Homsy & Sherwood,³ Jones & Persichetti,⁴ Nield⁵⁾에 까지 많은 학자들의 연구 대상이었다. Wooding¹⁾은 아래에서 위 방향으로 대량의 와가 있을 경우를

연구하여 와 대류 열전달에 영향을 가함으로써 온도장의 형태가 크게 변화된다는 것을 알아냈다. 그 후 Sutton²⁾은 상·하 고체 경계면에서 소량의 와가 있을 경우의 선형 안정성을 해석하였고, Homsy & Sherwood³⁾는 Sutton²⁾의 이론을 발전 시켜 옆면이 무한한 영역에서 대량의 와가 있을 경우를 해석하였다. 위의 연구에서는 다공층에서 관통류의 역할은 대류 열전달을 더욱 안정적

으로 이끌어 간다는 결론을 내렸다. 그 후, Jones & Persichetti¹⁾는 촉매반응기의 반응 구역(reaction zone)이나 이온교환기 컬럼에 응용되는 Packed Bed를 고체경계(Solid boundary or Impermeable boundary)와 자유경계(Free boundary or Porous boundary)로 놓고 연구하여 안정성 조건을 설정하였고, 고체경계에서의 수직 섭동속도 성분은 사라지는 반면에 자유경계에서의 수직 섭동속도가 존재함을 알아냈다. 또, 그들은 고체경계면에서 자유경계면으로의 관통류가 있을 경우는 과거 학자들의 연구결과와 달리 대류 열전달을 불안정적으로 만드는 것을 알아냈다. 이와 같이 다공층에서의 관통류 효과는 많은 학자들의 연구대상으로서 지질학, Packed-Bed processing, in situ processing, 자연현상 규명 등 여러 분야에서 응용되고 있다.

본 연구에서는 수평 다공층의 하부가 가열되고 상부가 냉각되며 수직관통류가 있을 경우를 Brinkman-Darcy 방정식을 도입하고 비정상 2차원 유동으로 가정하여 해석하고, 실험을 통하여 검증하였다. 다른 연구가들과 달리 관통류효과를 해석하기 위해 혼란방정식을 유도하여 유한차분법으로 표현하였고, 그 해석 결과를 실험을 통하여 검증하였다. 또, 관통류의 세기에 따른 대류열전달의 강도를 Nusselt 수로써 정량적으로 표현하였다.

2. 지배방정식 및 수치해석

2-1. 지배 방정식

Fig. 1은 수평다공층에 밀면이 가열이고 윗면이 냉각이며 밀면에서 윗면으로 수직관통류가 있는 경우로서 이를 해석하기 위하여 Brinkman-Darcy 방정식을 사용하였다. 그리고 지배방정식을 만족시키기 위한 조건들은 아래와 같다.

- 다공층에서의 포화유체는 Boussinesq 근사해 법을 만족한다.

- 다공층을 이루는 고체(유리구슬)와 유체(물)의 열

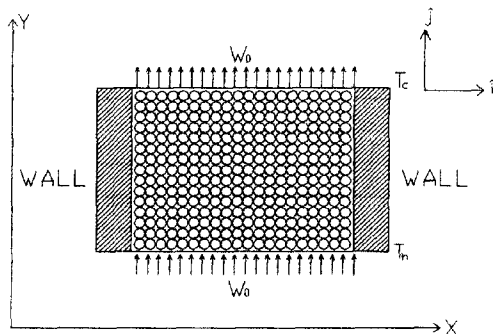


Fig. 1. Physical model and coordinate system.

적 물성치는 일정하다.

- 다공층은 균질(Homogeneous)하고 등방성(Isotropic)이다.

- 점성 소산(viscous dissipation)은 무시한다.

위의 조건에 따른 지배방정식은 다음과 같다.

- 연속방정식

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \tag{1}$$

- 운동량 방정식

$$\frac{\rho_f}{\phi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\phi^2} (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\nabla \cdot P + \rho_f \cdot g [1 - \beta(T - T_c)] \hat{j} - \frac{\mu}{K} \bar{u} + \mu_{eff} \nabla^2 \bar{u} \tag{2}$$

- 에너지 방정식

$$(\rho c)_m \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \bar{u} \cdot \nabla T = k_m \cdot \nabla^2 T \tag{3}$$

운동량 방정식에서 쓰인 β 는 열팽창 계수로서 식 (4)와 같이 정의된다.

$$\beta = -\frac{1}{\rho_f} \left[\frac{\partial \rho}{\partial T} \right]_p \tag{4}$$

다공층에서의 열전도계수 k_m 은 식 (5)와 같이 계산할 수 있다.

$$k_m = \phi k_f + (1 - \phi) k_s \tag{5}$$

여기서 ϕ 는 porosity, k_f 는 유체의 열전도계수, k_s 는 유리구슬의 열전도계수를 말한다.

운동량방정식에서 다공층에서의 침투성(permeability)을 나타내는 K 는 Kozeny-Carman 관계²⁾에서 얻어진 값이다.

$$K = d^2 \frac{\phi^3}{150(1 - \phi)^2} \tag{6}$$

위 방정식에서 크기가 w_0 인 수직관통류 효과를 고려하여 식 (7)과 같이 나타내었다.

$$\bar{v} = w_0 \hat{j} \tag{7}$$

식 (7)을 이용하여 정상상태로 가정하면, 운동량 방정식과 에너지 방정식은 식 (8)과 (9)와 같이 표현할 수 있다.

$$-\nabla \cdot P + \rho_f \cdot g [1 - \beta(T - T_c)] \hat{j} - \frac{\mu}{K} w_0 \hat{j} = 0 \tag{8}$$

$$w_0 \frac{dT}{dy} = \alpha_m \frac{d^2 T}{dy^2} \tag{9}$$

식 (9)을 풀면 다음과 같다.

$$\theta'' = \frac{(T - T_c)}{(T_h - T_c)} = \frac{1 - e^{-w_0} e^{y/\alpha}}{1 - e^{-w_0} e^{H/\alpha}} \quad (10)$$

그리고, 아래와 같이 수직관통류 효과에 의한 변수를 정의 할 수 있다.

$$\theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} = \theta'' + \theta' \quad (11)$$

$$\bar{u} = w_0 \hat{j} + \bar{u}' \quad (12)$$

$$p = p'' + p' \quad (13)$$

위 정의를 이용하여 방정식을 정리하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

- 운동량 방정식
x-direction

$$\begin{aligned} \frac{\rho_f}{\phi} \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\phi^2} \left[\left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + w_0 \frac{\partial u'}{\partial y} \right] \\ = - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu}{K} u' + \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

y-direction

$$\begin{aligned} \frac{\rho_f}{\phi} \frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\phi^2} \left[\left(u' \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} \right) + w_0 \frac{\partial v'}{\partial y} \right] \\ = - \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\mu}{K} v' + \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) \\ - \frac{\mu}{K} w_0 + \left[\rho_f g - \rho_f g \beta (T_h - T_c) \theta' - \rho_f g \beta (T_h - T_c) \theta'' \right] \end{aligned} \quad (15)$$

- 에너지 방정식

$$\begin{aligned} (\rho_c)_m \frac{\partial \theta'}{\partial t} + (\rho_c)_f \left[\bar{u}' \cdot \nabla \theta' + w_0 \frac{\partial \theta'}{\partial y} + (\hat{j} \cdot \bar{u}') \frac{\partial \theta'}{\partial y} \right] \\ = k_m \nabla^2 \theta' \end{aligned} \quad (16)$$

윗면 · 아래면에서는 등온조건, 옆면에서 단열 조건을 사용하였고, 속도에 대한 경계조건은 아래와 같다.

$$u = 0, \quad v = w_0 \quad (T = T_h \text{ 에서}) \quad (17)$$

$$u = 0, \quad v = w_0 \quad (T = T_c \text{ 에서}) \quad (18)$$

2-2. 유량함수 · 와도 방정식

지배방정식을 유량함수(Stream function) ψ 와 와도(Vorticity) ξ 로 표현하기 위하여, ψ 와 ξ 를 다음과 같이 정의하였다.

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (19)$$

$$\xi_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

식 (19)로부터 압력 항을 계산에서 제외시키기 위해 연속 방정식과 운동량 방정식의 양변에 curl을 곱하면, 식 (20)과 같이 쓸 수 있다.

$$\xi_z = \nabla \times \bar{u} \quad (20)$$

그리고, 무차원 변수를 아래와 같이 정의한다.

$$X = \frac{x}{H}, \quad Y = \frac{y}{H}, \quad U = \frac{uH}{\alpha_m}$$

$$V = \frac{vH}{\alpha_m}, \quad \Omega = \frac{\alpha_m}{H^2} \xi_z, \quad \text{Pe} = \frac{vH}{\alpha_m}$$

$$\tau = \frac{t \alpha_m}{H^2}, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}$$

$$P = \frac{\rho H^2}{\rho \alpha_m^2}, \quad \text{Ra}_m = \frac{g \beta H K}{\alpha_m v} \Delta T$$

$$\text{Pr}_m = \frac{v}{\alpha_m}, \quad \text{Da} = \frac{K}{H^2}, \quad S = \frac{(\rho C)_m}{(\rho C)_f}$$

위 무차원 변수에서 Ra_m 는 다공층에서 자연 대류를 억제하는 점성효과에 대한 자연대류를 일으키는 부력 효과의 비를 나타내는 수정 Rayleigh 수, Pr_m 는 다공층에서 점성에 대한 확산의 비를 나타내는 물의 Prandtl 수를 말한다. 그리고, Da 는 Darcy수로서 유체의 다공층에서의 침투성을 의미하며 여기에서는 V. Prasad⁷⁾의 이론을 적용시킨 값이다.

위와 같은 조건에 의하여 식 (21), (22), (23) 같은 무차원화 된 방정식을 와도 방정식으로 변환하였다.

방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\text{Da}}{\text{Pr}_m} \left[\frac{1}{\phi} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{1}{\phi^2} \left(U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} + \text{Pe} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right) \right] \\ = \text{Ra}_m \frac{\partial \theta}{\partial X} - \Omega + \text{Da} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$S \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \text{Pe} \frac{\partial \theta}{\partial Y} + V \frac{\partial \theta'}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (22)$$

$$\nabla^2 \psi = - \Omega \quad (23)$$

온도에 대한 경계조건을 무차원화 하면 다음과 같다.

$$\theta = 1 \quad (Y = 0 \text{ 에서}); \quad \theta = 0 \quad (Y = 1 \text{ 에서})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (X = 0 \text{ 와 } X = 1 \text{ 에서})$$

2-3. 수치 해석

수치해석에 있어서는 식 (21)~식 (22)에 대해 X, Y 에 대해서 중앙 차분법(central difference)을 사용하고 시간에 대해서는 전방 차분법(forward difference)을 적용하였다. 그리고 식 (23)의 유량 함수에 대해서는 각 시간에 대해 SOR방법(Successive Over-Relaxation method)을 적용하였다. 와도와 온도에 관한 식 (21)와 식 (22)에 대해서는 ADI방법(alternating direction implicit method)을 적용하였다.

수직관통류가 있는 경우에 대한 와도 방정식에서의 경계조건은 다음식으로 표현된다.

$$\Omega_{i,1} = \frac{2(\psi_{i,1} - \psi_{i,2})}{(\Delta y)^2} - \frac{\psi_{i-1,1} - 2\psi_{i,1} + \psi_{i+1,1}}{(\Delta x)^2}$$

$$\Omega_{i,jmax} = \frac{2(\psi_{i,jmax} - \psi_{i,jmax-1})}{(\Delta y)^2} - \frac{\psi_{i-1,jmax} - 2\psi_{i,jmax} + \psi_{i+1,jmax}}{(\Delta x)^2}$$

격자는 31×31 균일 격자를 사용한다.

3. 실험

본 연구의 실험을 위해 Fig. 2와 Fig. 3과 같은 모형의 실험장치를 제작하였다. 가열 판과 냉각 판은 열전도가 잘되는 20 mm 두께의 황동판으로 하였고 이 황동판에 폭 10 mm 깊이 10 mm의 홈을 파고 아크릴 판을 덮어 항온조에서 유입된 물이 새어 나가지 않도록 하였다. 그리고, 상·하 경계면 에서 균일한 유량을 입·출 시키기 위해 경계면은 분말야금 기법으로 제작된 황동판을 이용하였고 하부 경계면에서 상부 경계면으로 통과하는 관통류의 유입속도 측정을 위해 디지털식 정밀유량계를 사용하였다. 시험체적(Test section)은 150 mm×150 mm×50 mm로 하였고, 온도분포의 가시화를 하기 위해 시험체적의 아크릴판 앞면에 Liquid crystal을 부착하여 등온선의 형태를 파악하였다. Table 1은 Liquid crystal

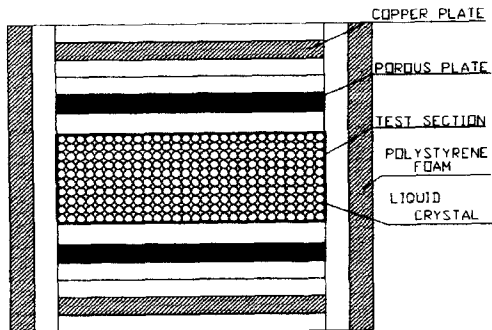


Fig. 2. Schematic diagram of test section.

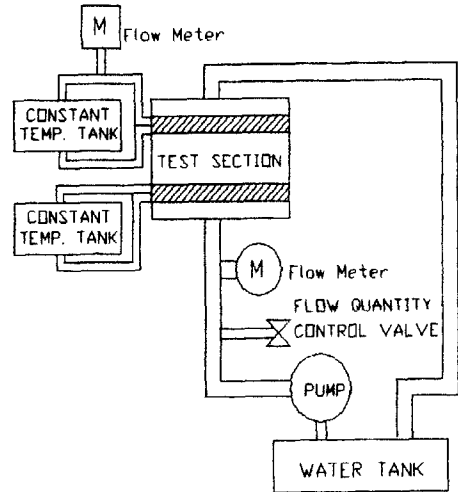


Fig. 3. Schematic diagram of experimental apparatus.

온도에 따른 색상의 변화를 나타낸 것이며 Liquid crystal의 온도범위는 20°C~30°C이다. 또한 Liquid crystal 종류⁸⁾에는 smectic, nematic, cholesteric의 3가지로 분류할 수 있으며, 정확한 온도해석⁹⁾은 ±0.15°C 결과를 보여주고 있다.

또, 상·하 분말야금 경계면에 열전대를 온도 계측기에 연결하여 두 경계면 사이의 온도차를 측정하였다. 그리고, 실험장치 단열을 위해 외곽을 45 mm 스티로폼으로 겹쳐 열·출·입을 최대한 억제하였다. 실험유체는 물을 사용하고 다공층 형성을 위한 고체물로는 3 mm 직경의 유리구슬을 사용하였고, 하부경계에서 유입되는 관통류의 속도는 Peclet 수에서 계산된 값과 펌프에서 나온 물의 값이 같도록 유량조절 밸브로 조절하여 결정하였다. 실험 장치는 충분히 단열 시켰으나 가열후 외부로 빠지는 열량을 고려하여 냉각판에서의 전열량을 계산하였다. 이 전열량의 계산은 Fig. 2와 같이 항온조로부터 유입된 물의 온도와 냉각 판을 순환하여 나가는 온도의 차이로 온도차를 계산하고, 총 유량은 냉각 판으로부터 분당 흘러나오는 물의 양으로 계산하였다.

또, 실험에서 Nusselt 수 계산을 위해 식 (24)와 같이 하면 $Q_{m,c}$ 은 냉각 판으로 전달되는 전열량, m 은 냉각수의 질량 유량, C_p 는 물의 비열, ΔT_c 는 냉각판 입구와 출

Table 1. Characteristic of liquid crystal

Temperature (°C)	Color
~19	Black
20~21	Orange
22~23	Yellow
24~	Green

구에서 물의 온도차이고, ΔT_2 는 냉각판 온도와 냉각수의 온도차이다. 그리고 A는 황동판(copper plate)의 면적이다.

이 전열량은 실험 장치에서 외부로 빠져나가는 열량은 빼고 순수하게 전도나 대류에 의해 냉각 판으로 들어온 양이라고 볼 수 있다.

$$Q_{net} = \dot{m} C_p \Delta T_1 = \bar{h} A \Delta T_2 \quad (24)$$

그러므로, 식 (24)에서 대류 열전달계수 \bar{h} 를 계산할 수 있다. 그리고 Nusselt 수는 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$Nu = \frac{\bar{h}}{k_m} H = \frac{\dot{m} C_p \Delta T_1 H}{k_m A \Delta T_2} \quad (25)$$

4. 결과 및 고찰

4.1. 수치해석 결과

지배방정식을 유한 차분하여 2차원 비정상 상태로 가정한 수치해석을 한 결과의 그림은 다음과 같다. Fig. 4는 Rayleigh 수가 임계값($4\pi^2$)¹⁰일 때 관통류의 세기가 0~10으로 변화함에 따른 등온선의 변화와 유량함수의 변화를 고찰한 것이다.

Table 2는 수치해석의 정확성을 얻으려 다른 연구자들의 결과와 비교한 결과이다. 오차범위는 $\pm 3\%$ 이내에 속함을 알 수 있다.

4.2. 실험결과

Fig. 5은 관통류가 균일하게 유입됨을 나타내는 사진이다. 그리고, Fig. 6은 임계 Rayleigh 수에서 관통류의 세기의 변화에 따른 등온선의 변화를 나타낸 것이다. 그림에서 보듯이 임계 Rayleigh 값에서의 온도장은 전도열전달의 전형적인 분포를 하고 있으나, 관통류가 유입됨에 따라 대류 열전달 특성을 띠는 온도장의 분포를 한다.

Table 2. The comparison of Nusselt Number (3 mm glass diameter).

Researcher	Ra_m	100	200	300	350	380
Boris (1975)		2.6	3.8	4.5	-	-
Caltagirone (1975)		2.65	3.81	4.52	-	-
Straus (1979)		2.65	3.808	4.51	-	-
Straus (1982)		-	-	-	4.79	4.94
Prasad (1989)		2.6	3.84	4.54	-	-
Chen (1989)		2.62	3.84	4.59	4.9	5.04
PRESENT study		2.58	3.81	4.59	4.9	-

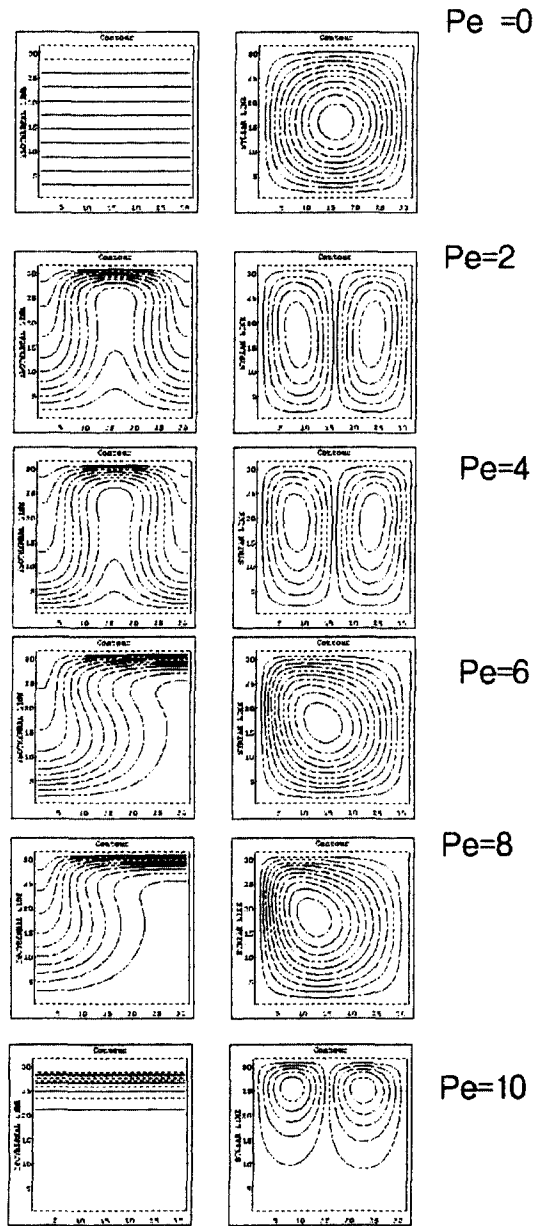
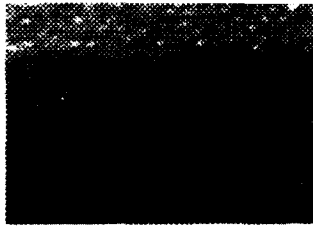


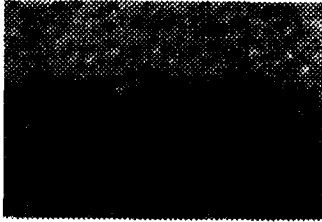
Fig. 4. Isothermal line & Streamline from numerical results with $Ra_m=4\pi^2$

4.3. 결과의 고찰

실험을 통해 얻은 결과와 수치해석을 통해 얻은 결과를 비교하여 보면 다음과 같다. Fig. 7에서 Fig. 12까지는 일정한 Rayleigh 수에서 관통류의 세기에 따라 변화되는 Nusselt 수의 값이다. 실험과 수치해석에서 얻은 Rayleigh 수-Peclet 수-Nusselt 수 비교 그래프와 실험 결



Weak throughflow



Strong throughflow

Fig. 5. Photo of steady throughflow in test section.



Fig. 6. Photo of Isothermal line from experimental results with $Ra_m=40$ ($\Delta T=6^\circ C$).

과에서 나온 값은 그래프의 형태가 거의 일치하고 있음을 보여 주고 있고 최대 오차범위는 $\pm 3.19\%$ 이다. 그리고, 수치해석 결과와 실험결과에서 등온선의 형태는 그 형태가 서로 같은 경향을 나타낸다.

Fig. 4와 Fig. 6과 같이 다공층에서 관통류는 온도장의 형태를 크게 변화시킴을 알 수 있는데 관통류의 세기가 약할경우에는 온도장의 분포가 매우 불안정적인 형상을 보이고, 관통류의 세기가 강해짐에 따라 강제대류

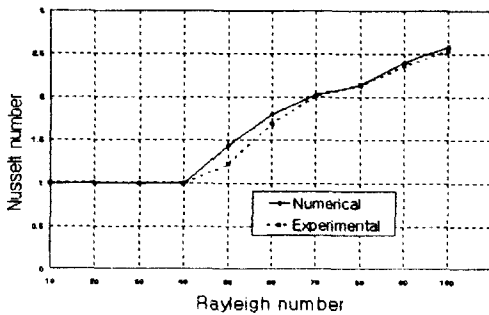


Fig. 7. Ra-Nu Chart for $Pe=0$.

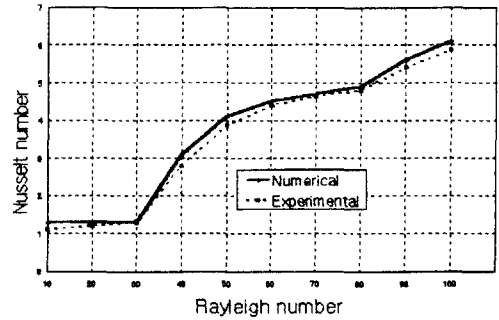


Fig. 8. Ra-Nu Chart for $Pe=2$.

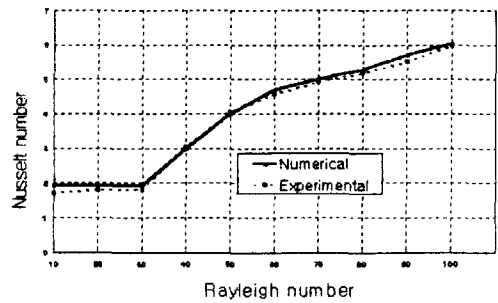


Fig. 9. Ra-Nu Chart for $Pe=4$.

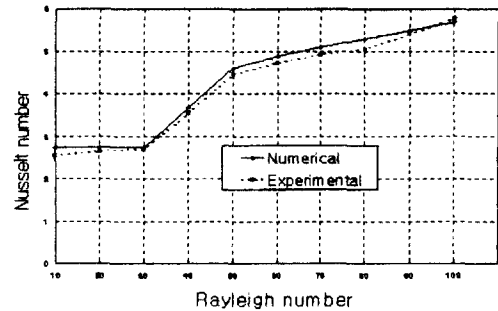


Fig. 10. Ra-Nu Chart for $Pe=6$.

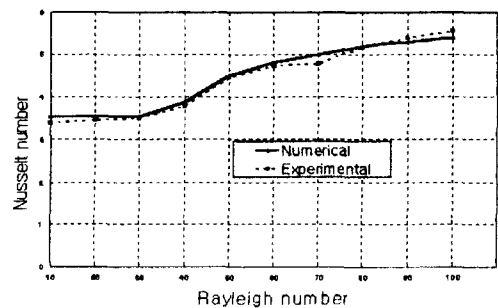


Fig. 11. Ra-Nu Chart for $Pe=8$.

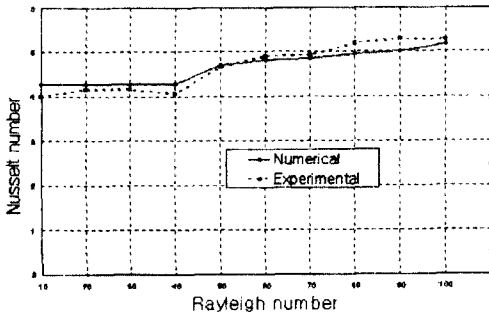


Fig. 12. Ra-Nu Chart for Pe=10.

의 형상으로 발전됨을 알 수 있다. 다공층에서 관통류는 임계 Rayleigh수에서의 열전달을 전도에서 대류현상으로 발전시킴을 알 수 있다. 그리고 Fig. 7에서 Fig. 12까지는 다공층에서 관통류의 영향을 Nusselt수를 통하여 정량적으로 표현할 수 있다.

실험 결과와 수치해석 결과가 차이가 조금씩 나는 것은 실험장치의 충분한 단열, 관통류세기의 정확성, 액정 (Liquid Crystal)의 온도측정 범위 등의 오차로 인한 것으로 짐작된다.

5. 결 론

다공층에서 관통류가 자연대류 열전달에 미치는 영향에 대한 연구에서는 아래와 같은 결론을 얻을 수 있다.

1. 다공층에서 관통류는 온도장의 형태를 크게 변화시킴을 알 수 있다.
2. 다공층에서 관통류는 임계 Rayleigh 수에서의 열전달을 전도에서 대류현상으로 발전시킴을 알 수 있다.
3. 다공층에서 관통류의 영향을 Rayleigh 수를 통하여 정량적으로 표현할 수 있다.

사용기호

- Da :Darcy number [m^2]
h :convective heat transfer coefficient [w/m^2C]
H :test section height [m]
K :permeability [m^2]
Nu :Rayleigh 수 number
Pe :Peclet number
Pr_m :Prandtl number in porous layer

Ra_m :Rayleigh number in porous layer

S :specific heat ratio [$\frac{(\rho_f)_f}{(\rho_f)_m}$]

w₀ :throughflow velocity [m/s]

α_m :effective fluid thermal diffusivity in porous layer [m^2/s]

β :coefficient of thermal expansion [$1/C$]

ρ_f :fluid density [kg/m^3]

μ :viscosity [kg/ms]

μ_{eff} :effective viscosity in porous layer [kg/ms]

참고문헌

1. Wooding, R.A.: Rayleigh instability of a thermal boundary layer in a flow through a porous medium J. Fluid Mechanics, **9**, 183-192 (1960).
2. Sutton, F.M.: Onset of convection in a porous channel with net throughflow. Physics. Fluids **13**, 1931-1934 (1970).
3. Homsy, G.M. and Sherwood, A.E.: Convective instabilities in porous medium with throughflow. AIChE J. **22**, 168-174 (1976).
4. Jones, M.C. and Persichetti, J.M.: Convective instabilities in packed beds with throughflow. AIChE J. **32**, 1555-1557 (1986).
5. Nield, D.A.: Convective instability in porous media with throughflow. AIChE J. **33**, 1222-1224 (1987a).
6. Combarous, M. and Bories, S.: "Hydrothermal Convection in Saturated Porous Media", Advances in Hydroscience, vol. 10, 1757-1769 (1975).
7. Kladias, N. and Prasad, V.: Natural convection in horizontal porous layers; Effects of Darcy and prandtl numbers Trans. ASME C: J. Heat Transfer **111**, 926-935 (1989).
8. Akino, N., Kunugi T., Ichimiya k., Mitsushiro k. and Ueda M.: "Improved Liquid Crystal Thermometry Excluding Human Color Sensation", ASME J. of Heat Transfer, vol. 111, 8-565 (1989).
9. Lee S.J., Lee J. H. and Lee d.: "Heat Transfer Measurements Using Liquid Crystal with an Elliptic Jet Impinging Upon the Flat Surface", To be published in Int. J. Heat Maxx Transfer, 1993
10. NIELD, D.A.: "The stability of convective fiows in porous media", Convective Heat and Transfer in porous media (NATO ASI Series), vol 196, 79-122 (1991).