

## 수직 투과 흐름이 있는 수평 다공질 유체층에서의 부력 효과

김민찬<sup>†</sup> · 김 신\* · 윤도영\*\* · 김세훈\*\*\*

<sup>†</sup>제주대학교 화학공학과, \*제주대학교 에너지공학과,  
\*\*광운대학교 화학공학과, \*\*\*강릉대학교 세라믹공학과

## The Buoyancy Effects in Horizontal Porous Layers with Vertical Through Flow

Min Chan Kim<sup>†</sup>, Sin Kim\*, Do-Young Yoon\*\* and Saehoon Kim\*\*\*

<sup>†</sup>Department of Chemical Engineering, Cheju National University

\*Department of Nuclear and Energy Engineering, Cheju National University

\*\*Department of Chemical Engineering, Kwangwoon University

\*\*\*Department of Ceramic Engineering, Kangnung National University

### 요 약

투과 흐름이 있는 수평 다공질 유체층에서 부력에 의하여 발생하는 자연대류 현상을 선형 안정성 이론을 사용하여 해석하였다. 다공질 층에서의 유동 특성을 나타내기 위하여 Darcy 법칙을 사용하였다. 선형 안정성 해석 결과를 근거로 자연대류 발생점 근처에서 비선형 해석을 하여 열전달 상관관계를 얻었다. 해석 결과 투과 흐름의 세기가 커짐에 따라 계는 점점 안정해 지고, Darcy-Rayleigh 수의 변화에 따른 Nusselt 수의 변화는 감소하였다.

**Abstract** — Buoyancy-driven natural convection is analysed by employing a linear stability theory in horizontal porous media with net through flow. Darcy's law is used to model the flow characteristics in porous media. Based on the results of linear stability analysis, a heat transfer correlation was obtained by employing weakly nonlinear analysis. As the net through flow increases, the system becomes more stable and the effect of the Darcy-Rayleigh number on the Nusselt number decreases.

### 1. 서 론

다공질 매질층에서 부력에 의한 자연대류에 대한 연구는 Benard-Rayleigh 문제의 일환으로 Horton과 Rogers<sup>[1]</sup>, Lapwood<sup>[2]</sup>에 의하여 1940년대에 제기되었다. Katto와 Masuoka<sup>[3]</sup>는 유체 열 특성을 고려하는 실험을 통하여 자연대류 발생 임계조건 결정에서 Darcy 수의 역할을 보고하였다. 최근에는 지열의 이용, 곡물 저장, 충전층 화학 반응기, 원자로 및 대형 전산기의 냉각 문제와 연관되어 다공질 매질층에 대한 많은 연구가 진행되고 있다.<sup>[4,5]</sup>

온도차가 있는 다공성 매질층에서 투과 흐름이 존재하는 계에서 자연대류 발생에 대한 문제는 Wooding<sup>[6]</sup>에 의하여 제기되었고, Homsy와 Sherwood<sup>[7]</sup>에 의하여 이

론적으로 해석되었다. Jones와 Persichetti<sup>[8]</sup>와 Nields<sup>[9]</sup>는 온도 및 유동장에 대한 다양한 경계조건을 상하부면에 부과하여 다공질 매질층에서의 자연대류 발생 시점을 이론적으로 해석하였다. 최근 서<sup>[10]</sup>는 다공질 매질층에서 투과 흐름이 있는 경우에 부력에 의한 자연대류가 열전달 특성에 미치는 영향에 대한 실험적, 수치 해석적 결과를 발표하였다. 하지만 서<sup>[10]</sup>의 결과는 열면 효과를 고려한다 하더라도 기존의 이론적 해석결과와 상이하다.

본 연구에서는 투과 흐름이 있는 수평 다공질 유체층에서 밀면이 가열되는 경우에 발생하는 자연대류가 열전달에 미치는 영향을 이론적으로 유도할 것이다. 선형 안정성 이론을 적용하여 안정성 해석을 한 후, 안정성 결과를 바탕으로 한 비선형 해석을 하여 자연대류 발생 임계점 근처에서의 열전달 특성을 살펴볼 것이다. 따라

서 본 연구의 결과는 수평 다공성 매질층에서 투과 흐름이 중요한 역할을 하는 다양한 공정을 이해하는데 좋은 참고 자료가 될 것이다.

## 2. 이론적 해석

### 2-1. 기본계 및 지배 방정식

본 연구에서 고려되는 계는 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 밑면과 윗면이 등온으로 유지되고 투과흐름이 있는 다공성 매질층이다. 이 경우 다공성 매질과 유체 사이의 열 평형을 가정하고, Slattery<sup>[1]</sup>가 제안한 국부 부피 평균을 적용하여 물리량을 적용하면 다음과 같은 지배 방정식이 얻어진다.

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\mu}{K} \vec{U} = -\nabla P + \rho \vec{g} \tag{2}$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right) T = \alpha \nabla^2 T \tag{3}$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \tag{4}$$

여기서  $\vec{U}$ ,  $\mu$ ,  $K$ ,  $P$ ,  $\rho$ ,  $\vec{g}$ ,  $t$ ,  $T$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ 는 각각 속도 벡터, 유체의 점도, 다공성 매질의 투과도, 압력, 유체의 밀도, 중력 가속도, 시간, 온도, 유효 열확산 계수, 유체의 부피 팽창계수를 나타낸다. 식 (2)는 다공질 매질층에 대한 유동 모델인 Darcy의 방정식이고, 식 (3)은 Katto와 Masuoka [3]에 근거한 에너지 방정식이다. 식 (4)는 유체의 밀도가 온도에 대하여 선형으로 변한다는 Boussinesq 가정을 나타내며, 하첨자 'r'은 기준 상태를 나타낸다.

### 2-2. 기본 온도 및 교란 방정식

자연대류가 발생하기전의 정상상태 온도 분포는 식 (3)

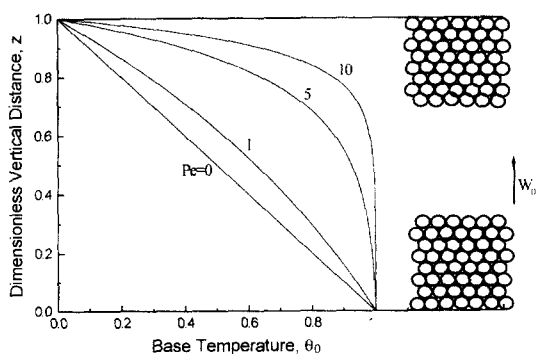


Fig. 1. Schematic diagram of system considered.

에서 투과 흐름을 라 하고, 밑면으로 부터의 수직 거리를 Z라 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$W_0 \frac{dT}{dZ} = \alpha \frac{d^2T}{dZ^2} \tag{5}$$

이때의 경계조건은 다음과 같다.

$$T = T_h \text{ at } Z = 0 \tag{6a}$$

$$T = T_c \text{ at } Z = H \tag{6b}$$

여기서  $T_h$ 와  $T_c$ 는 각각 밑면과 윗면에서의 온도이다. 식 (5)를 식(6)으로 주어지는 경계조건에 대하여 풀면 다음과 같은 온도 분포를 얻을 수 있다.

$$\theta_0 = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} = \frac{1 - e^{-Pe(z-1)}}{1 - e^{-Pe}} \tag{7}$$

여기서  $Pe = \frac{W_0 H}{\alpha}$ 는 Peclet 수이며 는 무차원 수직 거리이다.

밑면의 온도가 윗면의 온도보다 어떤 임계치 이상일 경우에는 부력에 의한 자연대류가 발생하게 되는데, 자연대류 발생 이후의 물리량들은 다음과 같이 기본량과 교란량의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{U} &= W_0 \vec{k} + \vec{U}_1 \\ T &= T_0 + T_1 \\ P &= P_0 + P_1 \end{aligned} \tag{8}$$

여기서 하첨자 '0'은 자연대류 발생전의 물리량을 나타내고, 하첨자 '1'은 자연대류에 의한 기여 항을 나타낸다.

식 (8)를 식 (1)~(4)의 지배 방정식에 대입하여 정리 하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\alpha \frac{d^2 \bar{T}_0}{dZ^2} = W_0 \frac{d\bar{T}_0}{dZ} + \frac{d}{dZ} (\bar{W}_1 \bar{T}_1) \tag{9}$$

$$\frac{\nu}{K} \vec{U} = -\frac{1}{\rho_r} \nabla P + k g \beta T_1 \tag{10}$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \alpha \nabla^2 \right) T_1 = -W_1 \frac{dT_0}{dZ} - W_0 \frac{dT_1}{dZ} - \nabla \cdot (\vec{U}_1 T_1) \tag{11}$$

여기서 “-”는 X-Y 평면에 대하여 평균된 값,  $\vec{k}$ 는 Z 방향으로의 단위 벡터를 의미한다. 자연대류 발생 후에도 식 (6)으로 주어지는 경계조건은 성립하므로 식 (9)를 풀면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\alpha \frac{d\bar{T}_0}{dZ} = W_0 T_0 + \bar{W}_1 \bar{T}_1 - W_0 \int_0^1 T_0 dZ - \int_0^1 \bar{W}_1 \bar{T}_1 dZ - \alpha \frac{\Delta T}{d} \tag{12}$$

2-3. 안정성 해석

선형 안정성 이론에서는 2차 이상의 교란량의 곱을 무시하여, 식 (10), (11)을 다음과 같은 무차원화된 형태로 나타낸다.

$$\nabla^2 w_1 = Da \nabla_1^2 \theta_1 \tag{13}$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} + Pe \frac{\partial \theta_1}{\partial z} + Ra w_1 \frac{\partial \theta_0}{\partial z} = \nabla^2 \theta_1 \tag{14}$$

여기서  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  이고,  $\nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  이다. 위의 식에서  $d^2/\alpha$ ,  $\alpha/d$ ,  $\Delta T$ ,  $(\alpha v)/(Kg\beta d)$ ,  $d$ 를 각각 시간, 속도, 기본 온도, 온도 교란량 및 길이 차원으로 사용하였고,  $Da$ 와  $Ra$ 는 각각 Darcy 수와 Rayleigh 수로 다음과 같이 정의된다.

$$Da = \frac{K}{H^2} \quad \text{and} \quad Re = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha v} \tag{15}$$

자연대류 발생점에서의 유동은 정규 와류(regular vortex) 형태를 보이므로 안정성 교환의 원리(principles of exchange of stabilities) 하에서 교란량들은 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있다.

$$[w_1(x, y, z, \tau), \theta_1(x, y, z, \tau)] = [w'(z), \theta(z)] \exp(\sigma\tau + i(a_x x + a_y y)) \tag{16}$$

여기서  $\sigma$ 는 실수인 교란의 성장률이고,  $a_x$ 와  $a_y$ 는 각각  $x$  및  $y$  방향으로의 주기성을 나타내는 파수들이다. 자연대류는 교란이 성장하기 시작하는 조건에서 발생하므로 자연대류 발생 조건은  $\sigma=0$ 에서 결정된다. 식 (16)을 식 (13), (14)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 안정성 방정식을 얻을 수 있다.

$$(D^2 - a^2)w_1 = -a^2\theta_1 \tag{17}$$

$$(D^2 - a^2)\theta_1 = -PeD\theta_1 - Ra_D D\theta_0 w_1 \tag{18}$$

여기서  $a^2 = a_x^2 + a_y^2$ ,  $Ra_D = Da \times Ra$ ,  $D = d/dz$ 를 의미한다. 경계 조건은 다음과 같게 된다.

$$w_1 = \theta_1 = 0 \quad \text{at} \quad z=0 \quad \text{and} \quad 1 \tag{19}$$

변분법(variational method)을 사용하면 식 (17), (18)으로부터  $Ra_D$ 의 최소값은 다음과 같이 주어진다.

$$Ra_D = \frac{\int_0^1 Pe\theta D\theta + \theta(D^2 - a^2)\theta dz}{\alpha^2 \int_0^1 D\theta_0 w(D^2 - a^2)w dz} \tag{20}$$

$Pe=0$ 인 경우에는 식 (17)-(19)를 만족하는 해는  $w_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n\pi z$ ,  $\theta_1 = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\pi z$  이므로, 식 (20)로부터

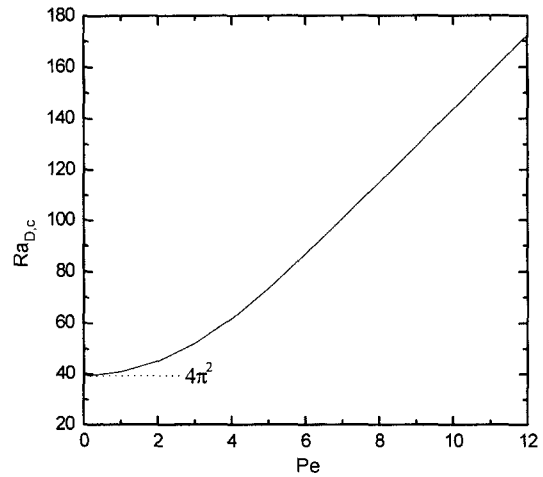


Fig. 2. Critical conditions of onset of natural convection in porous media with the vertical through flow.

$$\min\{Ra_D\} = 4\theta^2 \quad \text{at} \quad a = \pi \tag{21}$$

입을 쉽게 보일 수 있다. 하지만  $Pe \neq 0$ 인 경우에는 식 (17)-(19)를 수치적으로 풀어서 자연대류 발생 조건을 구해야 한다. Jones와 Persichetti<sup>18)</sup>는 유한 차분법을 이용하여 식 (17)-(19)를 차분화 한 후 행렬의 고유치 문제를 수치적으로 풀었다. 본 연구에서는 Chen<sup>12)</sup>에 의하여 자세히 설명된 shooting법과 Runge-Kutta 법을 적분법으로 사용하는 수치해법을 사용하여 자연대류 발생점을 해석하였다. 해석 결과 자연대류 발생 임계 조건은 Fig. 2에 요약되어 있다. 그림에서 보듯이 Peclet 수가 증가

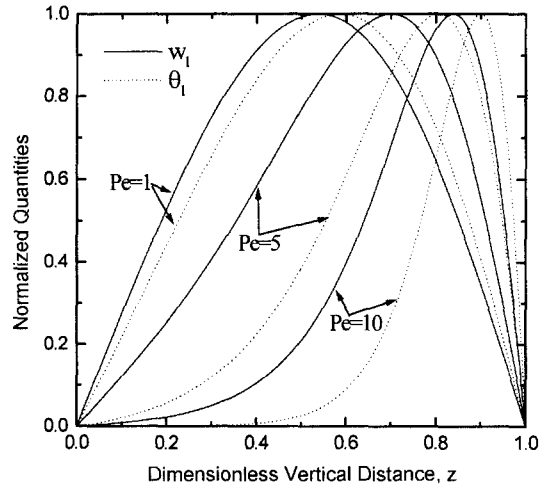


Fig. 3. Distributions of disturbances under the critical conditions.

할수록, 즉 투과 흐름의 세기가 세어질수록 계는 좀더 안정해 짐을 알 수 있다. 본 연구의 안정성 조건은 Jones 와 Persichetti의 안정성 결과와 거의 같다.

자연대류 발생 임계 조건에서의 교란량들의 분포는 Fig. 3에 주어져 있다. 그림에서 보듯이 Peclet 수가 증가할수록 교란량들은 가열면으로부터 멀리 떨어져서 분포함을 볼 수 있다. 이는 투과 흐름의 영향으로 가열면 근처에서 교란의 성장의 구동력이 되는 온도 구배가 작아져서 일어나는 현상이다.

**2.3. 자연대류 발생점 근처에서의 열전달**

운동 에너지 전달 방정식은 식 (10)에  $\vec{U}$  를 내적을 하고 X-Y 평면에 대하여 평균을 취하고 Z 방향으로 0에서 d까지의 적분을 취하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{v}{K} \int_0^d \overline{|\vec{U}|^2} dZ = \int_0^d g \overline{\beta W_1 T_1} dZ \quad (22)$$

비슷한 방법으로 열 에너지 전달 방정식을 식 (11)에  $T_1$  을 곱하고 X-Y 평면에 대하여 평균을 취하고 Z 방향으로 0에서 d까지의 적분을 취하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d \overline{T_1^2} dZ + \alpha \int_0^d \overline{T_1 \nabla^2 T_1} dZ \\ = -W_0 \int_0^d \overline{T_1^2} dZ - \int_0^d \overline{W_1 T_1} \frac{dT_0}{dZ} dZ \end{aligned} \quad (23)$$

식 (12)의 결과를 식 (23)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d \overline{T_1^2} dZ = \alpha \int_0^d \overline{T_1 \nabla^2 T_1} dZ - W_0 \int_0^d \overline{T_1^2} dZ \\ + \frac{1}{\alpha} \int_0^d \left( W_0 \overline{T_0} - \int_0^d W_0 \overline{T_0} dZ - \alpha \frac{\Delta T}{d} \right) \overline{W_1 T_1} dZ \\ + \frac{1}{\alpha} \left\{ \int_0^d \overline{W_1 T_1^2} dZ - \left( \int_0^d \overline{W_1 T_1} dZ \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

위의 식을 무차원화 하면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \int_0^1 u_1^2 + v_1^2 + w_1^2 dz = \int_0^1 \overline{w_1 \theta_1} dz \quad (25) \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_0^1 \overline{\theta_1^2} dz = -Pe \int_0^1 \overline{\theta_1^2} dz - \int_0^1 \overline{\theta_1 \nabla^2 \theta_1} dz \\ + Ra_D \int_0^1 \left( Pe \overline{\theta_0} - Pe \int_0^1 \overline{\theta_0} dz - 1 \right) \overline{w_1 \theta_1} dz \\ + \left\{ \int_0^1 \overline{(w_1 \theta_1)^2} dz - \left( \int_0^1 \overline{w_1 \theta_1} dz \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

자연대류 발생점 근처에서의 유동은 자연대류 발생점

에서의 유동 특성으로부터 결정할 수 있다는 형태가정 (shape assumption)을 사용하면  $\overline{w_1}$  과  $\overline{\theta_1}$  은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \overline{w_1} = A w_1(z) \exp\{i(a_x x + a_y y)\} \\ \text{and } \overline{\theta_1} = B \theta_1(z) \exp\{i(a_x x + a_y y)\} \end{aligned} \quad (27)$$

여기서  $w_1$  과  $\theta_1$  은 자연대류 발생점에서의 속도 및 온도 분포를 나타내는 함수이고, A와 B는 진폭을 나타내는 미지의 함수이다. 이 표현은 자연대류 발생점 근처에서의 속도 및 온도장의 분포는 자연대류 발생점에서의 분포와 같고 진폭만 다르다는 것을 나타낸다. 위의 관계와 연속 방정식을 사용하면 다음과 같은 관계가 얻어진다.

$$\begin{aligned} \overline{u_1} = A D w_1(z) \frac{ia_x}{a} \exp\{i(a_x x + a_y y)\} \\ \text{and } \overline{v_1} = A D w_1(z) \frac{ia_y}{a} \exp\{i(a_x x + a_y y)\} \end{aligned} \quad (28)$$

정상상태 유동을 가정하고 식 (27)과 (28)을 식 (25)와 (26)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} AB \left[ \int_0^1 w_1^2 \theta_1^2 dz - \left( \int_0^1 w_1 \theta_1 dz \right)^2 \right] \\ = \left\{ Ra_D - \frac{\int_0^1 Pe \theta_1 D \theta_1 + \theta_1 (D^2 - a^2) \theta_1 dz}{\alpha^2 \int_0^1 D \theta_0 w_1 (D^2 - a^2) w_1 dz} \right\} \int_0^1 D \theta_0 w_1 \theta_1 dz \end{aligned} \quad (29)$$

자연대류 발생 임계조건에 대한 식 (20)을 사용하면, 진폭함수의 곱 AB는 다음과 같이 주어진다.

$$AB = \frac{\int_0^1 D \theta_0 w_1 \theta_1 dz}{\int_0^1 w_1^2 \theta_1^2 dz - \left( \int_0^1 w_1 \theta_1 dz \right)^2} (Ra_D - Ra_{D,c}) \quad (30)$$

식 (12)와 식 (30)를 이용하면 Z=d에서의 열전달 특성을 나타내는 Nusselt 수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Nu = \frac{d\theta_0}{dz} + \frac{\Lambda}{Ra_D} (Ra_D - Ra_{D,c}) \text{ for } Ra_D \rightarrow Ra_{D,c} \quad (31)$$

여기서  $\Lambda$ 는 선형 안정성 이론에 의한 자연대류 발생 임계 조건에서의 교란량들의 분포로부터 다음과 같이 결정된다.

$$\Lambda = \frac{\int_0^1 D \theta_0 w_1 \theta_1 dz \int_0^1 w_1 \theta_1 dz}{\int_0^1 w_1^2 \theta_1^2 dz - \left( \int_0^1 w_1 \theta_1 dz \right)^2} (Ra_D - Ra_{D,c}) \quad (32)$$

따라서  $Pe$ 가 주어지면, 자연대류 발생 임계조건  $Ra_{D,c}$  및  $\Lambda$ 가 주어지고 Nusselt 수는 다음과 같이 결정된다.

$$Nu = \frac{Pe \exp Pe}{\exp Pe - 1} + \frac{\Lambda}{Ra_D} (Ra_D - Ra_{D,c}) \text{ for } Ra_D > Ra_{D,c} \quad (33)$$

위의 식은 자연대류 발생점 근처, 즉  $Ra_D \rightarrow Ra_{D,c}$ 에서만 엄밀히 적용되는 식이지만,  $Pe$ 가 0인 경우에는 대체적으로  $Ra_D \leq 5 \times Ra_{D,c}$  정도까지는 실험 결과를 잘 설명하여 준다고 알려져 있다<sup>[13]</sup>. 따라서  $Pe$ 의 범위에 따라 차이는 있겠지만까지는 실험결과를 잘 설명해 줄 것으로 기대할 수 있다.

### 3. 결과 및 검토

투과 흐름이 있는 다공질 매질층에서  $Pe$  값에 따른 자연대류 발생 임계시점  $Ra_{D,c}$ 와 자연대류 임계점 근처에서 열전달 특성을 나타내는  $\Lambda$ 가 Table 1에 주어져 있다.  $Pe=0$ 인 경우의 결과는 Gupta와 Joseph<sup>[13]</sup>의 해석 결과와 일치한다.

서<sup>[8]</sup>는 본 연구에서 고려되는 계를 실험 및 수치적으로 해석하여 잘 일치하는 결과를 얻었다고 보고하였다. Fig. 4에 서의 결과와 본 연구의 결과가 요약되어 있다. 서의 결과에서 Nusselt 수가 증가하기 시작하는  $Ra_{D,c}$ 는 본 연구 및 Jones와 Persichetti<sup>[8]</sup>에 의하여 주어진  $Ra_{D,c}$ 와 많은 차이를 보이며  $Ra_{D,c}$ 의  $Pe$ 에 대한 의존성도 완전히 다른 결과를 보인다.  $Ra_D \leq Ra_{D,c}$ 인 경우의  $Nu$ 는 식 (33)에 의하여  $Nu = Pe \exp(Pe) / (\exp(Pe) - 1)$ 로 주어지나 이 관계도 일치하고 있지 않다. 따라서 서의 결과는 그의 주장과는 달리 어떠한 일관성 있는 결과를 주지 못한다.

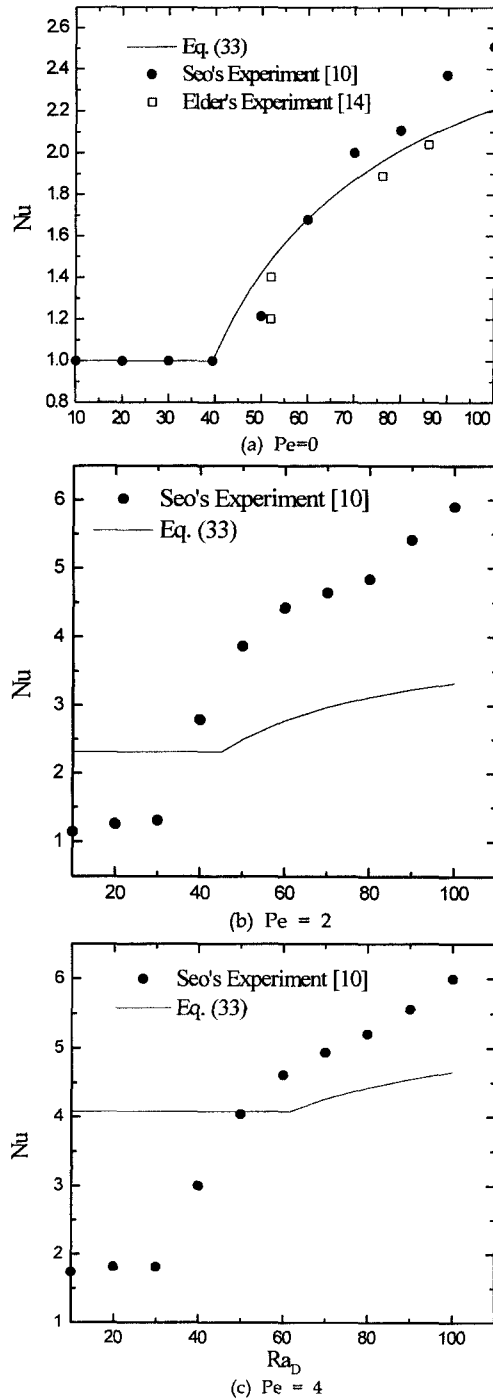
### 4. 결 론

수평 다공질 층에서 투과 흐름이 자연대류에 미치는

**Table 1. Critical conditions and characteristic values of heat transport.**

$Pe$	$Ra_{D,c}$	$\Lambda$
0	$4\pi^2$	2
1	40.875	1.9596
2	45.077	1.8476
3	52.068	1.6876
4	61.666	1.5110
5	73.415	1.3463
6	86.619	1.2104
7	100.581	1.1069
8	114.833	1.0327
9	129.166	0.9792
10	143.518	0.9399

영향을 해석하였다. 우선 선형 안정성 이론을 사용하여 자연대류 발생 임계조건을 산출하였고, 자연대류 발생 이



**Fig. 4. Heat transfer correlation.**

후의 열전달 상관관계를 이론적으로 유도하였다. 투과흐름의 세기가 증가함에 따라 계는 더 안정해지고 자연대류의 효과는 감소하였다. 즉, Peclet 수가 증가함에 따라 임계 Darcy-Rayleigh 수는 증가하고, Darcy-Rayleigh 수의 증가에 따른 Nusselt 수 증가의 효과가 감소하였다. 본 연구의 결과는 기존의 체계적인 해석 결과와 일치하는 결과를 제시하였다.

### 참고문헌

- Horton, C.W. and Rogers, F.T.: Convective currents in a porous medium, *J. Appl. Phys.*, 16, 367-370 (1945).
- Lapwood, E.R.: Convection of a fluid in a porous medium, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 44, 508-522 (1948).
- Katto Y. and Masuoka, T.: Criterion for the onset of convective flow in a saturated porous medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10, 297-309 (1967).
- Bejan, A.: *Convection Heat Transfer*, Wiley, NY (1984).
- Hardee, H.C. and Nilson, R.H., Natural convection in porous media with heat generation, *Nucl. Sci. Eng.*, 63, 119-132 (1977).
- Wooding, R.A.: Rayleigh instability of a thermal boundary layer in flow through a porous media, *J. Fluid Mech.*, 9, 183-192 (1960).
- Homsy G.M. and Sherwood, A.E.: Convective instabilities in porous media with throughflow, *AIChE J.*, 22 168-174 (1976).
- Jones, M.C. and Persichetti, J.M.: Convective instability in packed beds with through flow, *AIChE J.*, 32, 1555-1557 (1986).
- Nield, D.A.: Convective instability in porous media with through flow, *AIChE J.*, 33, 1222-1224 (1987).
- 서석진: 수평 다공층에서 수직 관통류가 자연대류 열전달에 미치는 영향에 관한 연구, *에너지공학*, 7, 209-215 (1998).
- Slattery, J.C.: *Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua*, McGraw-Hill, NY (1972).
- Chen, K.: *Thermal Instability of Wedge Flows*, Ph.D. Thesis, University of Illinois, IL (1987).
- Gupta, V.P. and Joseph, D.D.: Bounds for Heat Transport in Porous Layer, *J. Fluid Mech.*, 57, 491-514 (1973).
- Elder, J.W.: Steady free convection in a porous medium heated from below, *J. Fluid Mech.*, 27, 29-48 (1967).