

수치해석을 위한 변형된 난류 다공성 모델링

정길완* · 이관수*

(2002년 1월 4일 접수, 2002년 3월 15일 심사완료)

A Modified Turbulent Porous Modeling for Numerical Analysis

Kilyoan Chung and Kwan-Soo Lee

Key Words: Undefined Constant(미정상수), Porous Turbulent Modeling(난류 다공성 모델링), Local Thermal Equilibrium(국소 열평형), Macroscopic Analysis(거시적인 해석)

Abstract

The modeling for turbulent flow through a porous media has not been confirmed because of a undetermined constant which appears in the governing equations. In present study, the turbulent porous modeling based on the local thermal equilibrium has been extended to the turbulent clear flow. A undetermined constant is also suggested by microscopic analysis. The microscopic analysis is performed in the flat tube with micro-channels, and it confirms that the undetermined constant is 0.99. It is shown that the results of the macroscopic analysis using confirmed constant agree well with those of the microscopic analysis with a maximum error of 3.5%.

기호설명		u'	: 속도의 난동성분
		W	: 폭(너비)
c	: 정압비열 [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]	그리스문자	
C_F	: Forchheimer inertia coefficient	β	: 체적팽창계수 [K^{-1}]
C_{el-4}, C_μ	: 모델링상수	ϕ	: 다공도 (=유체의 부피/대표 요소 부피)
h	: 높이	δ	: Kroneker Delta 연산자
J	: 점성비(= μ_{eff} / μ)	ν	: 동점성계수 [m^2s^{-1}]
k	: 열전달계수, 난류 운동 에너지	μ	: 점성계수 [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$]
K	: 투과도 (= $1 - \phi$)	θ	: 시간평균온도 [K]
L	: 길이	θ'	: 온도의 난동성분
U	: 속도 [ms^{-1}]	Δ	: 차이
P	: 시간 평균 압력	ρ	: 밀도 [kgm^{-3}]
R	: 반지름	σ_t	: 난류 프란틀 수
Re	: 레이놀즈 수	하첨자	
† 회원, 한양대학교 대학원 기계공학부		e	: 유효
** 책임저자, 회원, 한양대학교 기계공학부		f	: 유체
E-mail : ksleehy@hanyang.ac.kr		i, j, k, l, m	: 텐서 인덱스
TEL : (02)2290-0426 FAX : (02)2295-9021		t	: 납작관

m : 미세 유로

1. 서론

열전달 문제에 있어서 다공성 매질에 관련된 연구는 이전부터 지속적인 관심을 가지고 수행되어 왔으나, 다공성 매질 내의 층류 유동현상에 국한되어 있었다. 근래에 들어 몇몇 연구자들이 다공성 매질 내의 난류 유동에 대한 관심을 가지고, 난류 다공성 모델링⁽¹⁻²⁾을 제안함과 동시에 이를 이용한 해석⁽³⁻⁴⁾이 시도되고 있다. 현재까지의 난류 다공성 모델링은 국소 열평형(local thermal equilibrium)의 가정을 이용한 1-에너지 방정식을 기반으로 하여 모델링이 진행되어 왔다. 그러나 현재까지의 모델링의 경우 지배방정식에서 나타나는 미정상수들로 인하여 실제해석에는 적용할 수 없다는 단점이 존재한다. 따라서 현재의 난류 다공성 모델링을 이용하여 해석을 수행하기 위해서는 지배방정식 내에서 나타나는 미정상수를 결정하여 모델링을 수학적으로 풀 수 있도록 하는 것이 가장 시급한 문제이다. 또한 현재의 난류 다공성 모델링은 국소 열평형의 가정을 이용하기 때문에 국소적으로 어느 정도의 열평형이 이루어지며 내부적으로 균일한 분포를 가지는 인위적인 다공성 매질(예를 들어 미세 유로를 갖는 유로)에 거시적 모델링을 적용해야만 만족할만한 해석 결과를 얻을 수 있을 것으로 예상된다.

다공성 매질 내에서 난류 유동에 관한 기존의 연구들을 살펴보면, Antohe와 Lage⁽¹⁾는 다공성 매질에서 비압축성 난류 유동에 대한 $k-\epsilon$ 방정식을 제안하였다. 이 연구에서는 Kolmogorov-Prandtl 관계와 맵들이 확산 계수(eddy diffusivity)를 시간 평균을 이용한 거시적 해석 방정식에 적용하여 모델링을 완성하였다. Gatechew 등⁽²⁾은 참고문헌 (1)의 모델링의 시간 평균 운동량 방정식에서 나타나는 Forchheimer 항을 2개의 상관식 항을 포함하여 근사하였다. 이러한 근사는 지배 방정식에서 난류 유동 기구(mechanism) 고려와 정확한 공식화를 가능하게 하였다. Marcos와 Marcelo⁽³⁾는 확장된 Darcy-Forchheimer 모델을 이용하여 거시적인 방정식을 유도하고, 레이놀즈 평균 방정식을 이용하여 수치적인 해석을 수행하였다. 수치적인 해석을 위하여 난류 운동량 방정식에 나타나는 미정상수를 결정하였다. Masuoka와 Takatsu⁽⁴⁾는 0-

방정식을 이용한 난류 지배 방정식을 이용하여 수치적인 해석을 수행하였으나, 비교적 높은 레이놀즈 수에서만 적용이 가능하였다.

이 연구에서는 현재까지 제안된 난류 다공성 모델링 중에서 가장 발전된 형태를 가지고 있는 지배방정식⁽²⁾을 수학적으로 변형하여 순수한 난류 유동에 까지 적용할 수 있도록 확장한 후, 지배 방정식에서 나타나는 미정상수를 결정한다. 이를 위하여 미세 유로를 갖는 납작관의 미시적, 거시적인 해석을 수행하여 미정상수의 값을 제안하고, 이 값을 이용하여 운전조건 및 형상조건에 따른 관의 열전달과 압력강하 특성을 살펴본다.

2. 지배방정식

다공성 매질내의 유동을 3차원 정상상태, 비압축성 난류유동이라 가정하였을 때, 난류 다공성 매질에 대한 난류 지배 방정식⁽²⁾은 다음과 같다.

질량보존 방정식

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식

$$U_i \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu J \frac{\partial^2 U_j}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j' u_j'}}{\partial x_j} - \delta_{ij} g - \phi \frac{\nu}{K} U_i - \frac{\phi^2 c_F}{K^{1/2}} \times \left[(U_j U_j)^{1/2} U_i + \frac{U_j}{(U_j U_j)^{1/2}} \overline{u_j' u_j'} \right] \quad (2)$$

여기서 ρ_f , J , ϕ , K , c_F 는 각각 유체의 밀도, 점성비, 다공도, 투과도, 그리고 Forchheimer 상수이며, 점성비는 다음과 같이 정의한다.

$$J = \frac{\mu_e}{\mu} \quad (3)$$

여기서 μ_e 는 유효점성계수이고, 점성비(J)는 대부분의 문제에서 1로 가정한다.

에너지 방정식

$$\phi(\rho c)_i U_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = k_e \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_j} - \phi(\rho c)_i U_j \frac{\partial \overline{u_i' \theta'}}{\partial x_j} \quad (4)$$

운동량 방정식과 에너지 방정식을 수학적으로 풀 수 있도록 하기 위하여 일반적으로 사용되는 방법은 레이놀즈 플럭스와 온도의 난류플럭스를 다음과 같이 표현하는 것이다.

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_i S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5)$$

$$-\overline{u_i' \theta'} = \frac{\nu_i}{\sigma_i} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (6)$$

여기서 S_{ij} 는 평균 변형률 텐서, $k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}$ 는 난류운동에너지, ν_i 는 난류동점성계수이고 σ_i 는 난류 프란틀 수이다. $k-\epsilon$ 모델에서 k 와 ϵ 은 주 종속변수이고 ν_i 는 다음과 같이 정의된다.

$$\nu_i = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (7)$$

여기서 C_μ 는 실험적으로 결정되어진 계수이다.

난류 운동 에너지 방정식

$$\begin{aligned} U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = & -\overline{u_i' u_k'} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \delta_{22} \beta g \overline{u_i' \theta'} - \frac{J\epsilon}{2} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu_f \frac{\partial k}{\partial x_k} + \frac{\nu_i}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) - 2\phi \frac{\nu}{K} k \\ & - \frac{\phi^2 c_F}{(U_k U_k)^{1/2} K^{1/2}} [2k(U_k U_k) \\ & + \overline{u_i' u_k'} (U_i U_k)] \\ & - \frac{\phi^2 c_F}{(U_k U_k)^{1/2} K^{1/2}} C_i \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u_i' u_i'} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right. \\ & \left. + 2 \overline{u_i' u_i'} \frac{\partial \overline{u_k' u_i'}}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

여기서

$$\epsilon = 2\nu \frac{\partial \overline{u_i' u_i'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i' u_i'}}{\partial x_j} \quad (9)$$

여기서 C_i 는 확산 상수이다. 내부 유동의 난류 강도(intensity)가 큰 경우($k \gg \epsilon$), 식 (8)의 마지막

항은 무시⁽¹⁻²⁾할 수 있다.

난류 소산 방정식

$$\begin{aligned} U_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = & -C_{e1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{e2} \frac{\epsilon^2}{k} \\ & + C_{e3} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\epsilon} \overline{u_k' u_i'} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{2\phi^2 c_F}{K^{1/2}} \left\{ \frac{5}{6} (U_k U_k)^{1/2} \epsilon + \frac{\nu}{2} \times \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial x_j} [(U_m U_m)^{1/2}] \frac{\partial k}{\partial x_j} \right. \quad (10) \\ & \left. + \frac{\nu}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{U_k U_i}{(U_m U_m)^{1/2}} \right] \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_j} \right\} \\ & + \frac{8}{3} \frac{\phi^2 c_F}{K^{1/2}} \frac{U_k}{(U_m U_m)^{1/2}} \left[C_{e4} \frac{k}{\epsilon} \times \right. \\ & \left. \overline{u_k' u_i'} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] - 2\phi \frac{\nu}{K} \epsilon \end{aligned}$$

여기서 $C_{e1} = 1.44$, $C_{e2} = 1.92$, $C_{e3} = 0.13$, $C_{e4} = 0.99$, $C_\mu = 0.08$, 그리고 $\sigma_k = 1.0$ 이다. 식 (10)은 일반적인 $k-\epsilon$ 모델에서 여러가지 근사를 사용하여 나타낸 것이며, 이에 대한 자세한 사항은 참고문헌들^(1,2,5)에 잘 나타나있다.

3. 수치해석을 위한 변형된 지배방정식

앞에서 주어진 지배 방정식 (1)~(2), (4), (8), (10)의 적용 범위를 순수 난류 유동에 까지 확장하기 위해 순수한 난류 유동에 대한 부분과 다공성 매질의 고려로 인한 추가된 부분을 분리하여 다음과 같은 하나의 일반적인 방정식으로 표현한다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_j U_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_{eff} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}) + S_{\Phi,1} + S_{\Phi,2} \quad (11)$$

여기서 $\mu_{eff} = (\mu + \mu_i) / \sigma_\Phi$ 로 정의되며, $\mu_i = \nu_i / \rho_i$ 이다. 식 (11)에서 질량 보존 방정식, 운동량 방정식, 에너지 방정식, 난류 운동 에너지 방정식과 난류 소산 에너지 방정식에 대한 Φ , σ_Φ 그리고 생성항은 Table 1과 Table 2에 각각 주어졌다.

Table 1 Φ , σ_ϕ , and $S_{\phi,1}$ used in equation (10)

Equations	Φ	σ_ϕ	$S_{\phi,1}$
Continuity	1	-	-
Momentum	U_i	1.0	$-\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$
Energy	ϕH	0.9	-
	k	1.0	$\rho(P_r - \epsilon)$
	ϵ	1.3	$\rho \frac{\epsilon}{k} (C_1 P_r - C_2 \epsilon)$

$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92,$

$$P_r = \frac{\mu_t}{\rho_f} \left[2(u_x^2 + v_y^2 + w_z^2) + (v_x + u_y)^2 + (w_y + v_z)^2 + (u_z + w_x)^2 - \frac{2}{3}(u_x + v_y + w_z)^2 \right]$$

Table 2 Φ and $S_{\phi,2}$ used in equation (10)

Equations	Φ	$S_{\phi,2}$
Continuity	1	-
Momentum	U_i	$-\mu_f J \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \phi \frac{\mu_t}{K} U_i - \frac{\phi^2 C_F}{\rho_f N K} \times \left[(U_j U_j)^{1/2} U_i + \frac{U_j (v_j S_{ij} - 2k \delta_{ij} / 3)}{\sqrt{U_j U_j}} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \delta_B g$
Energy	ϕH	-
	k	$-2\phi \frac{\mu_t}{K} k - \frac{J\epsilon}{2\rho_f} - \frac{\phi^2 C_F}{\rho_f N (U_k U_k) K} \times [2k(U_k U_k) + \frac{u_i' u_i'}{U_k U_k} (U_k U_k)] + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu_f \frac{\partial k}{\partial x_k} \right)$
	ϵ	$\frac{8}{3} \frac{\phi^2 C_F}{\rho_f N K} \frac{U_k}{\sqrt{U_m U_m}} \left[C_\epsilon \frac{k}{\epsilon} \frac{u_i' u_i'}{U_k} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] - 2\phi \frac{\mu_t}{K} \epsilon - 2 \frac{\phi^2 C_F}{\rho_f N K} \left\{ \frac{5}{6} \epsilon \sqrt{U_k U_k} + \frac{\nu}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\sqrt{U_m U_m}) \frac{\partial k}{\partial x_j} + \frac{\nu}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{U_k U_i}{\sqrt{U_m U_m}} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\}$

식 (11)과 같이 지배방정식의 생성항을 두개로 나누는 이유는 다공성 매질에 난류 유동을 적용

할 때에 발생하는 투과도 때문이다. 난류 다공성 모델링에서 나타나는 투과도의 경우, 순수한 난류 유동 즉, 다공도가 1인 경우에 투과도가 0이 되어 지배방정식의 식 (8)과 (10)에서 분모가 0이 되는 경우가 발생하기 때문에 수치해석을 할 수 없는 경우가 발생한다. 따라서 이러한 문제를 해결하기 위하여 식 (11)과 같이 하나의 일반적인 방정식으로 처리한 후, 생성항을 순수한 난류 유동의 생성항과 다공성 매질로 인한 추가적인 생성항으로 나누어 처리함으로써 문제를 해결할 수 있었다. 이러한 방법으로 지배방정식을 구성하면, 수치계산 영역이 다공성 매질과 혼합된 영역 또는 다공도가 다른 여러 물질과 경계를 이루는 경우에 하나의 지배 방정식을 이용하여 전 계산영역에서 수치해석이 가능하다는 장점을 갖는다. Table 2의 난류 소산율 방정식의 $S_{\phi,2}$ 에서 나타나는 미정상수 C_ϵ 은 미시적인 수치해석을 통해서 제안된다.

4. 수치해법 및 검증

수치계산에 사용된 지배 방정식은 유한 차분법을 이용하여 차분화하였다. 지배방정식의 대류항은 1계 상류도식으로 계산되며 이 때 발생하는 수치확산(numerical diffusion)을 상쇄시키기 위해서 2계 중앙차분의 수정항을 더한다. 또한 경계면에서의 속도를 계산하기 위하여, 압력 수정 방정식에 압력구배를 가중한 비선형 보간법⁽⁶⁾을 사용하여 비엇갈림격자계 (non-staggered grid system)에서 안정성을 확보한다. 모든 확산항은 2계 중앙 차분을 이용하여 이산화하였다. 확산항은 주 확산항과 교차확산항으로 나눌 수 있고, 교차확산항은 비직교좌표계에서만 나타난다. 이러한 확산항들은 생성항에서 주확산항을 암시적(implicit)으로 처리하고, 교차확산항을 명시적(explicit)으로 포함시켜 사용하였다. 에너지 방정식과 난류 방정식의 경우 1계 상류 도식이 사용된다. 그리고 난류 다공성 모델에서 다공성 매질의 고려를 위하여 지배방정식에 추가된 항들은 모두 생성항(source term)으로 처리하였다. 이 처리방법에서는 수치계산시 생성항을 고려하지 않게 되면 다공성 매질이 아닌 부분을 표준 $k-\epsilon$ 난류 방정식으로

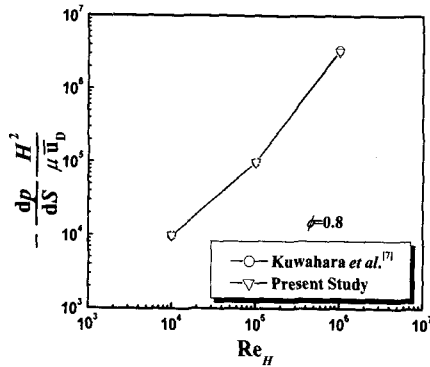


Fig. 1 Overall pressure drop as a function of Re_H for the cell.⁽⁷⁾

처리할 수 있다. Residual과 각 물리량에서 상대 오차의 최대값이 모두 10^{-6} 이하일 때에 수치해는 수렴된 것으로 판정하였고, 수렴 판정조건은 다음과 같다.

$$S_u + \sum a_{nb} \phi_{nb, old} - (\sum a_{nb} - S_p) \phi_{p, old} \leq 10^{-6} \quad (12)$$

$$\text{Max} \left[\left| \frac{\phi_{p, new} - \phi_{p, old}}{\phi_{p, new}} \right| \times 100 \right] \leq 10^{-6} \quad (13)$$

여기서 ϕ 는 종속변수를 의미하고, 하첨자 'p', 'nb', 'new'와 'old'는 각각 현 격자, 주변격자, 현재 반복회수와 이전반복회수를 의미한다.

Fig. 1은 본 연구에서 사용된 난류 다공성 모델링의 검증을 위해 Kuwahara 등⁽⁷⁾의 총 압력강하를 수치결과와 비교하여 나타낸 것이다. 본 연구에서 고려한 난류 모델링은 높은 레이놀즈 수를 기반으로 하였으며 다공도(ϕ)가 0.8일 때 참고문헌 (7)과는 최대 2.94%의 오차를 가지는 것으로 나타났다. 이러한 검증결과는 난류 다공성 모델링의 적용타당성을 나타낸다. 여기서 정의되는 레이놀즈 수는 수치해석 모델의 주기적인 셀의 높이를 기준 길이로 하여 구한 것이다.

5. 결과 및 고찰

5.1 거시적 해석을 위한 미정상수 C_e

미세 유로를 갖는 관의 형상은 균일한 여러 개의 유로를 갖기 때문에 자주 다공성 물질로 다루

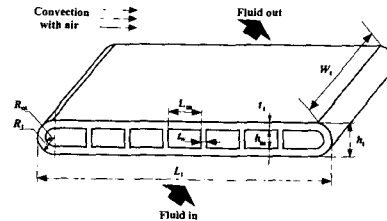


Fig. 2 Schematic diagram of the flat tube with micro-channels

Table 3 Specific configuration of flat tube with 7 micro-channels (Dimensionless)

L_t	L_m	h_t	h_m	t_t
14.750	1.875	1.750	1.000	0.375
t_w	R_t	R_m	W_t	
0.250	0.875	0.500	9.875	

어져 왔으며, 이러한 형상은 전자장비의 냉각시 칩의 냉각장치, 고밀도 열교환기의 유로 등에서 넓게 사용된다. 이 연구에서는 지배방정식에서 나타나는 미정상수(C_e)를 결정하기 위하여 미세 유로를 갖는 납작관의 미시적인 해석을 수행하여 그에 따른 열 및 압력강하 특성을 조사한 후, 미정상수의 변화에 따른 거시적인 해석의 결과와 비교하였다. 미시적인 난류 해석을 수행하기 위한 미세 유로를 갖는 관의 형상과 치수는 Fig. 2와 Table 3에 각각 나타내었다.

본 논문에서 고려된 미세 유로를 갖는 관은 상용화된 평행류 열교환기의 유로로 사용되는 것이다. 미시적인 해석은 3차원 주기적인 방법을 이용하여 수행되었다. 주기적인 방법을 적용하기에 앞서 미세 유로에서 열 및 유동이 완전 발달하기 위해 요구되는 길이⁽⁸⁾를 계산해야 한다. 완전발달에 필요한 길이는 입구의 유속과 미세 유로의 수에 따라 채널의 높이(h_m)의 5.2~7.3배 정도의 길이에서 열 및 유동이 완전 발달되는 것으로 계산되었다.

평행류 열교환기의 경우 관의 길이는 채널의 높이에 비하여 매우 길기 때문(일반적으로 $L_t > 100h_m$)에 대부분의 영역에서 완전 발달된다.

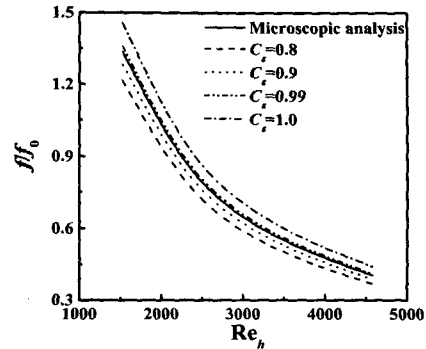
따라서 이 연구에서는 입구영역의 길이가 전체 길이에 비하여 짧기 때문에 주기적인 방법을 사용하여 채널 내의 모든 영역에서 완전 발달된다고 가정하고, 관의 일부를 모듈로 정의하여 해석하였다. 미세 유로를 갖는 관에서 내부의 유체는 정상상태, 비압축성, 난류 유동이며, 유체의 물성치는 관내에서 일정하며, 중력 및 부력의 영향을 무시한다는 가정 하에 해석을 수행하였다. 이 때 미시적인 해석에서 필요한 격자의 수는 $199 \times 41 \times 30 \sim 416 \times 41 \times 30$ 으로 미세 유로의 수에 따라 다르고, 거시적인 해석에서 필요한 격자의 수는 모든 경우에 대하여 $93 \times 23 \times 30$ 으로 일정하다.

먼저 거시적 모델링의 미정상수(C_e)를 결정하기 위해 C_e 의 변화에 따른 압력강하와 열전달에 대한 결과를 Fig. 3에 미시적인 해석 결과와 비교하여 나타내었다. 그림에 나타난 하첨자 '0'은 내부에 미세 유로가 없는 단일 유로로 구성된 납작관을 의미한다. 비교된 납작관은 7개의 미세 유로를 가지는 경우이고, 이 때의 다공도는 0.522이다. 그림에서 정의된 레이놀즈 수는 다음과 같이 정의되며, 열교환기의 구조에 따라 차이가 있다.

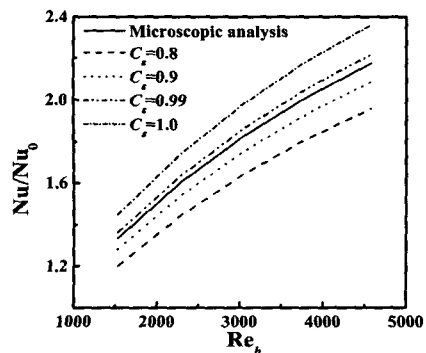
$$Re_h = \frac{G \cdot 2h_m}{\mu}$$

여기서 G 는 질량유속을 의미하며, 본 연구에서 고려된 유속의 범위는 $1,000 \sim 3,000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 이다. h_m 은 다중채널의 높이이다. 레이놀즈 수의 증가에 따라서 모듈 평균 마찰계수의 비는 약 1.35~0.4로 감소하며, 모듈에서의 평균 누셀트 수의 비는 1.3~2.2배까지 증가한다. 마찰계수나 누셀트 수 모두 단일 덕트 유동에서와 동일한 경향을 갖는다. 동일한 레이놀즈 수에 대해 단일 덕트에 비하여 누셀트 수가 크게 나타나는 것은 관의 내부에 설치된 미세 유로에 의하여 관내의 접촉길이(wetted perimeter)가 증가하게 되어 열전달이 증가되기 때문이다.

상수 C_e 의 값이 증가함에 따라 미시적인 해석의 결과에 근접하는 것을 Fig. 3에서 볼 수 있다. 레이놀즈 수와 관계없이 C_e 의 범위가 0.99에서 1.0 사이에서 마찰계수와 누셀트 수의 변화가 가장 크게 나타나며, C_e 의 값이 0.99일 때, 미시적 해석결과에 거시적 해석결과의 오차가 최대 3% 정도로 다른 C_e 의 값들에 비하여 가장 작게 나



(a) Friction factor



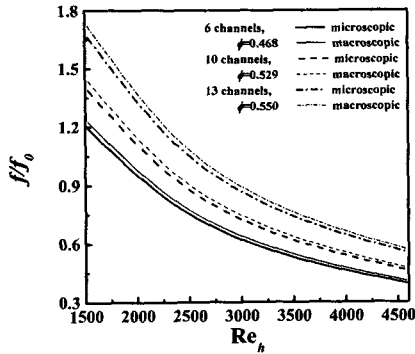
(b) Nusselt number

Fig. 3 Effect of constant C_e with various Reynolds number on (a) friction factor and (b) Nusselt number

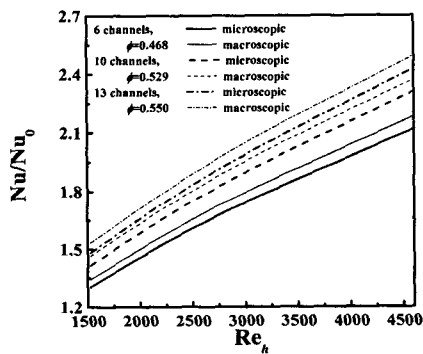
타나 이를 모델링 상수로 결정하였다.

5.2 마찰계수와 누셀트 수

제안된 미정상수의 값($C_e=0.99$)을 이용하여, 미세 유로의 수의 변화에 따른 미시적인 해석 결과와 거시적인 해석 결과를 비교하였다. 미세 유로의 수가 변화하게 되면, 이에 해당하는 다공도 또한 변화하게 되므로 미세 유로의 수와 이에 해당하는 다공도를 함께 나타내었다. 미시적인 해석에서 미세 유로의 수가 변하면, 이에 대한 각 경우의 격자생성과 미세 유로의 벽면에 대한 경계조건의 부과와 같은 여러가지 번거로운 작업이 수반되나, 거시적인 해석에서는 단지 다공도만을 조절함으로써 간단히 형상의 변화를 고려할 수



(a) Friction factor



(b) Nusselt number

Fig. 4 Effect of various numbers of micro-channels (porosity) on (a) friction factor and (b) Nusselt number

있다는 장점이 있다.

일반적으로 평행류 열교환기에서 사용되는 미세 유로를 갖는 납작관의 경우, 계산된 납작관의 다공도는 약 0.4~0.6 정도의 범위를 갖고, 이에 따른 다중채널의 수는 6~13개 정도이다. Fig. 4에 납작관의 다공도의 변화에 따른 미시적 해석 결과와 거시적 해석 결과를 비교하였다. Fig. 4(a)에서 마찰계수는 레이놀즈 수에 반비례하고, 다공도에는 비례하는 경향을 나타내며, Fig. 4(b)에서 누셀트 수는 레이놀즈 수와 다공도에 비례하는 경향을 보인다. Fig. 4에서 미시적인 해석 값과 거시적 해석 값은 최대 3.5% 정도의 오차를 가지고 일치하는 것을 보이고 있다. 따라서 본 연구에서 제안된 미정상수의 값 0.99는 유동조건(레이

놀즈 수)과 형상조건(다공도)의 변화에 무관하게 사용할 수 있는 값임이 검증되었다.

6. 결론

거시적인 난류 다공성 모델링의 지배방정식을 순수한 난류 유동에까지 확장하고, 지배방정식의 미정상수를 미시적인 수치해석을 통하여 제안하였다. 제안된 미정상수를 이용하여 미세 유로를 갖는 납작관의 열전달과 압력강하를 예측하였다. 이 연구를 통하여 난류 소산 방정식에서 나타나는 미정상수(C_ϵ)의 값을 0.99로 제안하여 지배방정식을 수학적으로 풀 수 있도록 하였다. 제안된 미정상수를 모델링 상수로 결정하여 해석한 거시적인 해석결과는 미시적인 해석 결과와 최대 3.5% 정도의 오차를 가지고 일치하였으며, 거시적인 해석이 가능하게 됨으로 인하여 계산에 소요되는 격자의 수 및 계산시간이 50% 이상 단축되었다. 그러나 제안된 모델링은 국소 열평형의 가정이 포함되어 있기 때문에 비교적 국소 열평형이 이루어지지 않는 입구 영역이나, 비균일성이 큰 다공성 매질 내에서는 적용이 힘들다는 단점이 여전히 존재한다.

후 기

이 연구는 한국과학재단 지정 최적설계신기술 연구센터(iDOT)의 지원에 의해 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Anthoe, B. V. and Lage, J. L., 1997, "A General Two-Equation Macroscopic Turbulence Model for Incompressible Flow in Porous Media," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, No. 13, pp. 3013~3024.
- (2) Getachew, D., Minkowycz, W. J. and Lage, J. L., 2000, "A Modified Form of the ϵ -Model for Turbulent Flows of an Incompressible Fluid in Porous Media," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 2909~2915.
- (3) Marcos, H. J. P. and de L. Marcelo, J. S., 2001, "Macroscopic Turbulence Modeling for

- Incompressible Flow through Undeformable Porous Media," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 1081~1093.
- (4) Masuoka, T. and Takatsu, Y., 1996, "Turbulent Model for Flow through Porous Media," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 13, pp. 2803~2809.
- (5) Wilcox, D. C., 1993, *Turbulent Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc.
- (6) Rhie, C. M. and Chow, W. L., 1983, "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation," *AIAA Journal*, Vol. 21, No. 11, pp. 1525~1532
- (7) Kuwahara, F., Kameyama, Y., Yamashita, S., and Nakayama, A., 1998, "Numerical Modeling of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array," *Journal of Porous Media* 1, pp. 47~55.
- (8) Kays, W.M. and Crawford, M. E., 1993, *Convective Heat and Mass Transfer* 3rd Edition, McGraw-Hill Book, Co.