

〈論 文〉

원관내 맥동난류유동에서의 열전달 수치해석

박희용* · 이관수* · 김창기**

(1990년 5월 1일 접수)

Numerical Analysis of Heat Transfer in Pulsating Turbulent Pipe Flow

Hi Yong Pak, Kwan Soo Lee and Chang Kee Kim

Key Words : Pulsating Turbulent Flow(맥동난류유동), Numerical Analysis(수치해석), Heat Transfer(열전달), Pipe Flow(원관유동)

Abstract

A numerical solution for heat transfer of pulsating turbulent pipe flow was presented under the condition of fully developed dynamic regime and uniform wall heat flux. The $k-\epsilon$ turbulent model was adopted to describe turbulent characteristics. The results were given at following conditions ; Time-averaged Reynolds number equal to 10000 ; Strouhal number ranged from 0.0005 to 0.05 ; The peak velocity fluctuation varied from 20 to 80 percent of the mean velocity. It was found that the effect of pulsation on local heat transfer rate is greater at downstream than upstream and the heat transfer was increased or decreased according to the pulsating conditions.

기 호 설 명	y	: 벽면으로부터의 거리
c : 비열	r_p	: 압력진폭
C_1, C_2, C_μ : 난류지배방정식에서의 상수	r_u	: 속도진폭
D : 관직경	ϵ	: 난류 운동 에너지 소산률
k : 난류운동에너지	σ	: Prandtl수/Schmidt 수
l : 길이 척도	μ	: 점성계수
Nu : 누셀트 수	ν	: 동점성계수
p : 압력	ρ	: 밀도
Pr : 프란틀 수	τ	: 전단응력
q : 열유속	ϕ	: 일반변수
r, θ, z : 공간 좌표		
R : 반지름	참 자	
Re : 레이놀즈 수	$+$: 벽면함수에서의 무차원변수
Str : Strouhal 수	c	: 주기
t : 시간	in	: 관의 입구
T : 온도	k	: 난류운동에너지
u, v, w : r, θ, z 방향속도	m	: 단면평균값
	np	: 비맥동
	p	: 맥동

* 정회원, 한양대학교 공과대학 기계공학과

** 정회원, 한양대학교 대학원

- t : 난류
- ta : 시간평균값
- w : 벽면
- ϵ : 난류운동에너지 소산률

1. 서 론

비정상 난류유동에서의 유동 및 열전달 문제는 여러 산업분야에서 대단히 중요하며 특히 주기적인 비정상유동인 맥동유동은 의료기기, 왕복식 압축기, 터빈 블레이드 및 연소기의 배기구등 그 관련 분야는 대단히 많다. 그동안 맥동유동에서의 열전달 특성이 정상류에 비해서 많이 변하는 것으로 보고되었고^(1~5) 최근 이러한 맥동류를 열교환구역내에서 인위적으로 발생시켜 열전달 향상을 얻으려는 연구도 발견된다. 그 대표적인 예로 맥동연소기^(6,7)와 히트파이프의 일종인 dream pipe⁽⁸⁾를 들수 있다. 그러나 지금까지 연구들은 학자들마다 특별히 제한된 조건에서만 타당한 결과들을 제시하고 있고, 외형적으로 서로 상반된 결론들을 내린 경우도 있기 때문에^(1,2) 아직 이 분야에 대하여 더욱 많은 연구가 요구된다.

맥동유동에도 여러가지 형태가 있으나⁽⁹⁾ 이 연구에서는 원관내의 맥동유동에 관심을 가졌다. 원관유동은 기하학적으로 단순하여 연구대상으로 많이 이용되지만 실제 많은 분야에서 볼 수 있는 기본적인 유동형태이므로 매우 넓게 응용할 수 있다. 지금까지의 원관맥동유동에 대한 연구는 주로 유동특성에 대한 실험연구가 대부분이었으며^(10,11), 열전달에 대한 연구는 흔치 않다. 열전달에 대해 초기연구자들은 주로 층류에 대한 실험⁽¹²⁾ 및 이론연구^(5,13)를 수행하였는데 이론연구는 거의 단순화된 수학적모형으로부터 해석적인 해를 구하는 정도였다. 난류맥동류에 대해서는 Mamayev등⁽¹⁴⁾이 동적으로 완전히 발달한 원관내의 난류맥동유동에서 맥동주파수와 시간평균 레이놀즈수가 열전달에 미치는 영향을 실험적으로 연구하였으며, Park 등⁽¹⁵⁾은 준정상해법이 타당한 맥동인자의 범위를 실험적으로 규명하였다. 난류인 경우 이론적인 연구의 어려움으로 인하여 발표된 이론연구는 극히 드물다. Andre 등⁽¹⁶⁾은 난류모델로 시간에 따라 변하지 않는 대수적모델을 사용하고 변수를 시간에 대하여 근사전개시켜 지배방정식을 단순화 시킨 다음 수치해석하였으며, Stóic등⁽¹⁷⁾은 1차원 모델 및 축대칭 2차원 모

델을 설정한 후 2차원인 경우 난류모델로써 $k-\epsilon$ 2방정식모델을 적용하여 맥동주파수가 열전달에 미치는 영향을 연구하였으나 거의 1차원 모델로부터의 결과만을 제시하고 있다.

이 연구에서는 원관내에서 동적으로 완전히 발달한 난류맥동유동에서 관벽에서 균일한 열유속이 주어지는 경우에 대하여 난류모델로써 $k-\epsilon$ 2방정식모델을 적용하여 수학적인 모델을 세운 후 이를 수치적으로 해석하였다. 그 결과 시간평균 레이놀즈수가 10000인 경우에 대하여 Strouhal수가 0.0005에서 0.05 그리고 맥동속도진폭이 0.8이하인 맥동류에 대한 열전달 특성을 제시하였다.

2. 수학적인 모형

2.1 지배방정식

원통좌표계 (r, θ, z) 에 대한 일반적인 질량, 운동량 및 에너지보존 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\Psi = 0 \tag{1}$$

$$\frac{Du}{Dt} + \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \tag{2}$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} + \nu \left(\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \tag{3}$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\nu}{3} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \tag{4}$$

$$\frac{Dh}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(rk \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + D \tag{5}$$

여기서 u, v 및 w 는 각각 r, θ 및 z 방향의 속도이고 Ψ, D 는

$$\Psi \equiv \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$D \equiv \text{소산항}$$

이며

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

이다.

난류에 대하여 시간평균치를 도입하면

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (6)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 ϕ 는 u , v , w , h 를 대표적으로 나타낸 것이다. 식 (6)을 보존방정식에 대입하고 시간평균을 취하면 시간평균 레이놀즈 방정식을 얻을 수 있다. 맥동유동을 일으키는 압력맥동은 맥동연소기와 같은 응용분야에서 볼 수 있듯이⁽¹⁸⁾ 최고 압력 진폭이 평균압력에 비하여 매우 작기 때문에 압력변화에 따른 밀도의 변화⁽¹⁹⁾를 무시할 수 있다. 이 연구에서도 이와같은 경우를 택하여 유동을 비압축성이라 가정하였다. 또한 에너지 방정식에서 복사 열전달 효과 및 점성소산을 무시하면 결과식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho\bar{u})}{\partial t} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu_e \frac{\partial\bar{u}}{\partial r} \right) \quad (7)$$

$$0 = \frac{\partial\bar{p}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\bar{v}^2 \right) \frac{\bar{w}^2}{r} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\bar{T})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho\bar{u}\bar{T}) &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_e}{Pr_t} r \frac{\partial\bar{T}}{\partial z} \right) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_e}{Pr_t} r \frac{\partial\bar{T}}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e \bar{u} \frac{\partial\bar{u}}{\partial r} \right) \quad (9) \end{aligned}$$

식 (8)을 적분하면

$$\bar{p} + \rho \bar{v}^2 - \rho \int_r^R \frac{1}{r} (\bar{v}^2 - \bar{w}^2) dr = \bar{p}_w \quad (10)$$

여기서 \bar{p}_w 는 관벽에서의 시간평균 정압이다. 따라서 식 (7)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial(\rho\bar{u})}{\partial t} = -\frac{\partial\bar{p}_w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial\bar{u}}{\partial r} \right) \quad (11)$$

윗 식들에서 μ_e 는 등가점성계수로 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad (12)$$

난류와점성계수 μ_t 를 구하기 위해서는 난류모델이 요구된다. 난류모델로는 맥동성분과 레이놀즈응력 등의 난류물성치가 서로 상호작용을 하지 않는다고 가정하여 정상류의 모델을 그대로 적용한다. 그러나 부가된 맥동주파수가 난류의 폭발주파수(bursting frequency)에 가까워지면 이와같은 가정은 큰 오차를 범할 수 있다. Rao⁽¹⁹⁾에 따르면 원관내 난류의 폭발주파수는 무차원수인 Strouhal 수로 0.1 정도에 해당한다. 따라서 이 연구에서는 연구범위를 Strouhal 수 0.05이하로 제한하였다. 열전달,

비정상 성분등의 추가적인 효과가 있을 때 일반적으로 사용되는⁽¹⁷⁾ 표준 $k-\epsilon$ 2방정식모델을 도입하였고 지배방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 \\ &- C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (14) \end{aligned}$$

그러면 와점성계수 μ_t 는 다음 식에 의하여 결정된다.

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon \quad (15)$$

난류방정식에서 나타나는 상수값들을 실험적으로 정해지는 값이며 다음과 같다⁽²⁰⁾.

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \\ \sigma_k &= 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, Pr_t = 0.9 \end{aligned}$$

2.2 경계 및 초기조건

중심선에서 모든 변수의 반경 방향의 구배는 $\partial\phi/\partial r = 0$ 로 두었으며, 온도장의 경우 관입구에서는 T_{in} 으로 균일하게 들어오고, 출구에서의 축방향 구배를 0으로 두었다. 또한 벽면에서 속도를 점착(no slip)조건을 적용하였고, 열적으로는 열유속이 일정한 경우를 택하였다. 벽 부근에서의 유동특성의 급격한 변화로 인한 격자의 밀집과 낮은 레이놀즈수의 효과로 인한 모델의 부정확성을 피하기 위하여 벽면함수를 사용하였다. Stöic 등은⁽¹⁷⁾ 비정상류를 해석하는데 기존의 정상류의 벽면함수를 그대로 사용하되 특성속도 스케일을 계산하는데 일반적으로 사용되는 마찰속도 대신에 난류 운동에너지, k 를 이용한 특성속도를 정의하여 사용하였다. 이 연구에서도 이와 같은 방법을 택하였으며 이렇게 정의된 무차원 양들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} y^+ &= y \frac{C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\nu} \\ u^+ &= u \frac{C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\tau_w} \\ T^+ &= \frac{(\bar{T}_w - \bar{T}) \rho c C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{q_w} \quad (16) \end{aligned}$$

이와같은 무차원변수를 사용하여 가장 일반적으로 사용되는 다음과 같은 벽면함수를 적용하였다.

$$u^+ = y^+ (y^+ \leq 11.5)$$

$$u^+ = 2.5 \ell n y^+ + 5.5 (y^+ > 11.5) \quad (17)$$

$$T^+ = Pr_\gamma^+(y^+ \leq 11.5)$$

$$T^+ = Pr_t(u^+ + P)(y^+ > 11.5) \quad (18)$$

여기서 P 는 Jayatilleke 관계식을 사용하여

$$P = 9.24 [(Pr/Pr_t)^{3/4} - 1] / [1 + 0.28 \exp(-0.007 Pr/Pr_t)] \quad (19)$$

로 주어진다.

벽면에 난류운동에너지, k 는 $\frac{\partial k}{\partial y} = 0$ 의 경계조건을 적용하였다. ϵ 에 대해서는 벽면근처의 첫번째 격자점에서 k 와 국소길이척도, ℓ_ϵ 의 함수로 아래와 같이 지정하였다.

$$\epsilon = C_\mu k^{3/2} / \ell_\epsilon \quad (20)$$

여기서

$$\ell_\epsilon = 0.4 C_\mu^{1/4} y \quad (21)$$

이다.

3. 수치해석

3.1 방정식의 이산화

지배방정식으로 부터 이산화방정식을 얻는 방법으로는 Patankar⁽²¹⁾의 검사 체적법을 사용하였다. 이때 시간좌표에 대해서는 해의 수치적 안정성을 고려하여 완전암시법 (fully-implicit scheme)을 사용하였다. 공간좌표의 경우 운동량 방정식 및 난류 지배방정식에 대해서는 중앙차분법 (central difference scheme)을 적용하였고, 에너지 방정식에 대해서는 멱승법 (power-law scheme)을 적용하였다.

3.2 격자의 크기 및 시간간격

속도장에 대한 격자는 반경방향으로 50개로 하였고 벽근처에의 급격한 유동특성의 변화를 고려해 주기 위하여 격자를 밀집시키고, 중심선에서 대칭 경계조건을 주기 위하여 어느 정도 조밀한 격자를 구성하였다. 에너지방정식에 대해서는 반경 및 축 방향으로 각각 50×100 으로 하였으며 축 방향으로는 영역의 전반부로 갈수록 조밀하게 하였다. 1주기당 시간 증분수는 50, 100 및 200으로 두어 계산하여 시간증분이 해의 정확도에 미치는 영향을 조사하여 결정하였다. 그 결과 100이상에서는 증분수가 2배로늘었을 때 최고 오차가 0.8%이하로 구해

졌기 때문에 시간증분수는 100개로 하였다.

3.3 풀이 과정

물성치가 일정하다고 가정하였기 때문에 속도장은 온도장의 영향을 받지 않는다. 따라서 수렴된 속도장을 구한 후 온도장을 계산하였다. 계산수행 시 압력구배, $\frac{d\bar{p}_w}{dz}$ 는 아래와 같이 정현파 형태로 주었다.

$$\frac{d\bar{p}_w}{dz} = \left(\frac{d\bar{p}_w}{dz} \right)_{ia} (1 + \gamma_p \sin \omega t) \quad (21)$$

여기서 γ_p 는 진폭이며 ω 는 각속도인데 다음과 같이 정의되는 무차원수 Strouhal 수로 바뀌어진다.

$$Str = \frac{fR}{\bar{u}_m}$$

여기서 f 는 맥동주파수이다.

주어진 시간평균 레이놀즈 수에 대응하는 압력구배를 계산하기 위하여 정상류에 대한 계산부터 시작하였다. $\frac{d\bar{p}_w}{dz}$ 를 가정하여 수렴된 속도장을 계산한 다음 단면평균속도와 레이놀즈 수가 정해진 값과 일치하지 않으면 새로운 압력구배를 가정한 후 계산을 반복 수행하여 레이놀즈 수가 주어진 값에 수렴할 때 까지 계속하였다. 맥동류에 대한 계산은 정상류의 값을 초기조건으로하여 정상류의 압력구배를 평균압력구배로 두고 시작하였다. 맥동류의 시간평균압력구배는 정상류의 값과는 약간 차이가 있기 때문에 한주기에 대한 계산이 끝날 때마다 계산된 시간평균속도장을 이용하여 레이놀즈수를 구하고 이 값이 정해진 레이놀즈 수와 같지 않으면 평균압력 구배를 수정한 후 다음 주기를 계산하는 방법을 사용하였다. 계산은 한주기에 대하여 적분한 시간 평균값이 주기에 따른 변화가 0.1% 이하가 될때까지 즉, 안정된 해가 얻어질 때까지 계속하였다. 각 경우에 평균 3내지 4주기 후에 주기적인 해가 얻어졌고, 마지막 한주기의 값을 해로 간주하였다. 속도장을 계산할때는 각 시간증분에서 반복계산중 소수점 이하 유효숫자 4자리까지 5번이상 변하지 않을 때를 수렴이 된것으로 간주하였으며, 각 반복계산시 적절한 하향이원을 하여 수렴을 향상시키고 해의 발산을 방지하였다. 각 시간증분당 반복횟수는 처음 1주기는 평균 100회, 그 이후에는 60회로 충분히 수렴된 해를 얻을 수 있었다.

구해진 속도장으로 온도장을 계산할 때는 방정식이 선형이기 때문에 단 한번의 반복으로 결과를 얻을 수 있었다.

4. 결과 및 토의

이 연구에서 맥동 인자로는 기존의 연구결과들을 종합하여 무차원수인 Strouhal수와 맥동진폭으로 하였다. 맥동진폭은 시간평균속도에 대한 맥동속도의 비로 나타나는 속도진폭 γ_u 로 잡았는데 이 값은 부가된 압력구배의 진폭을 조절함으로써 개략적으로 조절할 수 있었다. 수치계산은 $Re=10000$ 에 대하여 Strouhal수는 0.0005에서 0.05, 맥동진폭은 γ_u 를 0.8 이하에서 행하였다. 맥동진폭은 한 사이클의 일부에서 발생할수 있는 역류가 배제될 수 있도록 선택하였으며, 관의 축방향 길이는 관직경의 100배로 하였다.

이 연구에서 전개한 수치해법과 모델의 타당성을 검토하기 위하여 기 발표된 실험치와 비교하였다.

Fig. 1에서는 각기 다른 조건에 대하여 시간평균 속도분포를 도시한 것이다. 진폭이 비교적 낮은 경우에는 실험치와 계산결과는 벽면 부근을 제외하고는 잘 일치하고 있다. 그러나 (b)에서와 같이 매우 큰 진폭에서는 실험치의 속도분포의 모양이 좀더 평편하게 변한것에 반하여 계산결과는 진폭의 영향이 크게 나타나지 못하고 있지만 최고 오차가

8%이하로 예측되었기 때문에 현재의 수학적 모형과 수치해법은 타당성이 있는 것으로 생각하였다. 온도장에 대한 비교는 원관내의 난류맥동류에 대한 정량적인 연구결과가 없기 때문에 현단계로는 비교할 수가 없었다.

Fig. 2는 γ_p 가 1.0인 경우에 대하여 부가된 압력구배와 단면평균속도의 위상에 따른 변화를 비교한 것이다. Strouhal 수가 커질수록 유체의 관성력이 커지면서 속도진폭은 작아지고 압력과의 위상차는 점차로 커져 매우 큰 Strouhal 수에서는 90°에 접근하는 값을 나타내었다.

Fig. 3에 위상에 따른 속도분포를 압력진폭, γ_p 가 2인 경우에 대하여 Strouhal수가 0.001과 0.005인 경우에 대하여 각각 도시한 것이다. 위상각은 단면평균속도가 최대치가 되는 순간부터 시작하여 약 45°간격으로 속도분포를 나타내었다. 속도분포는 모든 위상에서 서로 비슷한 모양으로 나타났으며 Strouhal수가 0.001인 경우에는 한 사이클의 일부에서 역류가 발생하였다. 이러한 역류는 Strouhal수가 0.001이하이고 압력진폭이 1.5이상에서만 발생하였으며 이러한 경우에 대해서는 온도장을 풀지 않았다.

Fig. 4는 시간평균 국소 누셀트수를 관전체길이에 대하여 평균한 비맥동류의 값, $\overline{Nu_{np}}$ 에 대한 비로 나타낸 것이다. Fig. 4(a)에는 속도진폭이 0.4인 경우 여러 Strouhal수에 대한 결과를 나타낸 것

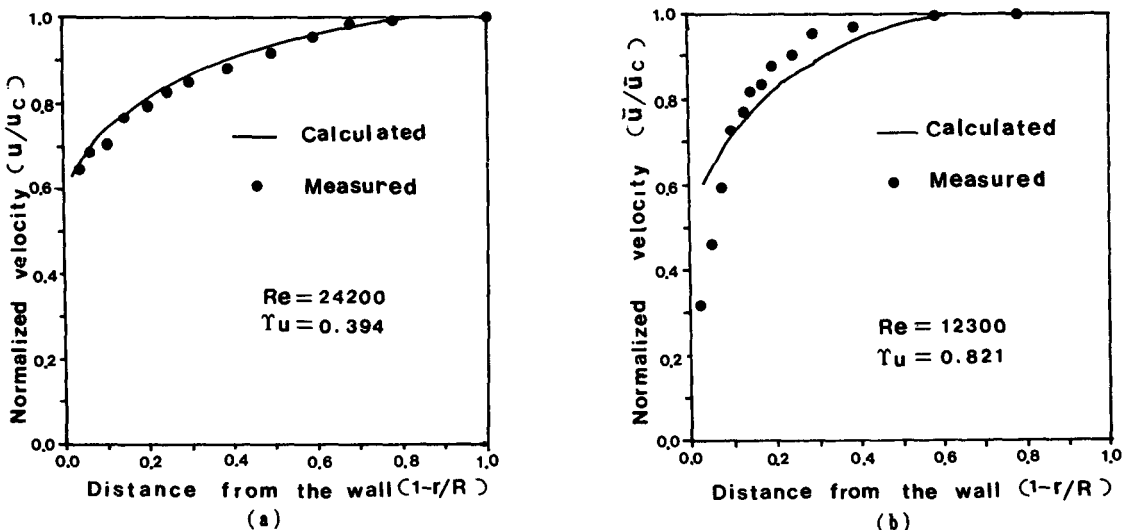


Fig. 1 Comparison of the calculated time-averaged velocities with the existing datas⁽¹¹⁾

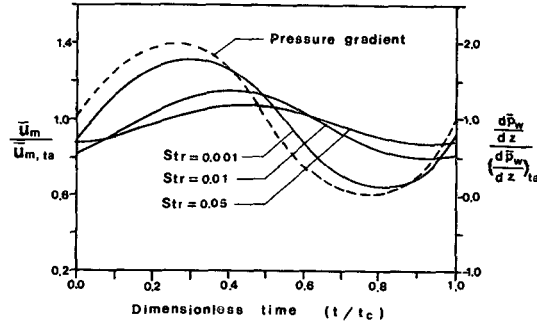


Fig. 2 The variation of pressure gradient and velocity with phase angle

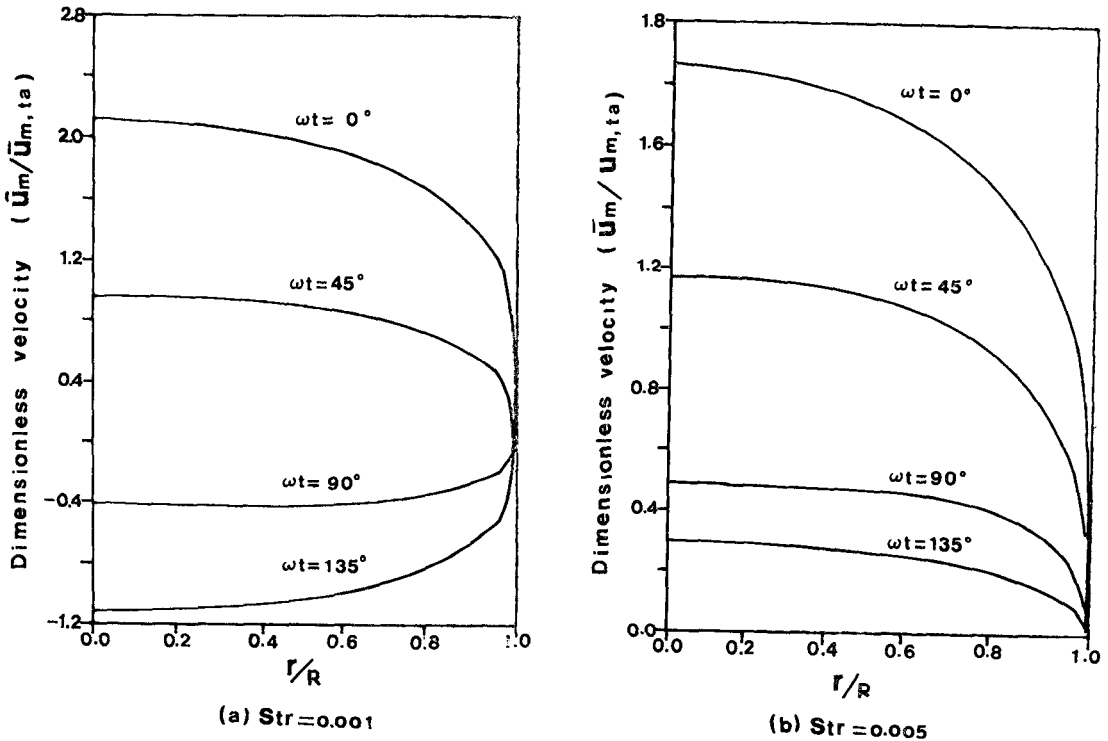
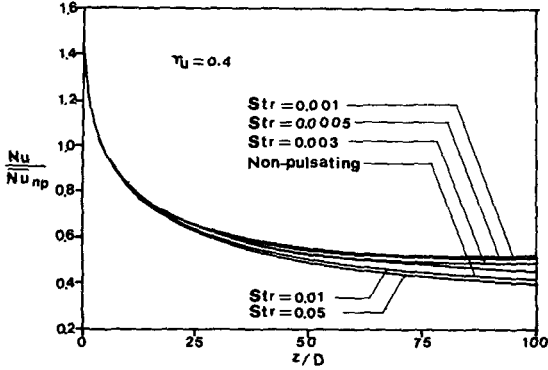


Fig. 3 The velocity profile at various phase angles

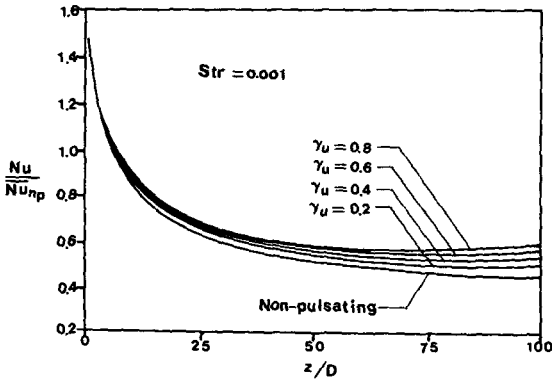
이며, Fig. 4(b)와 (c)는 각각 Strouhal 수가 0.001과 0.05인 경우에 대하여 속도진폭에 따른 변화를 나타낸 것이다. Fig. 4(a)에서 보면 Strouhal 수가 0.003 이하일때는 국소 누셀트수는 비맥동류에 비하여 관 입구영역에서는 별변화가 없었으나 하류쪽으로 갈수록 비맥동류에 비하여 조금씩 커지며 최대 증가율은 관의 끝에서 나타났다. 이러한 현상은 Andre등⁽¹⁶⁾의 결과와도 어느 정도 비슷한 경향을 보였다. 그러나 Strouhal 수가 0.005 이상에서는 열전달은 맥동으로 인하여 오히려 비맥동

류에 비하여 감소하였으며 이 감소폭은 Strouhal 수가 커질수록 증가하였다. 또한 Fig. 4(b)와 (c)에서 보듯이 낮은 Strouhal수에서는 열전달이 속도진폭이 커질수록 증가하였으며 큰 Strouhal 수에서는 반대로 진폭이 커질수록 오히려 열전달은 감소하며 그 형태는 Fig. 4(a)와 비슷하다.

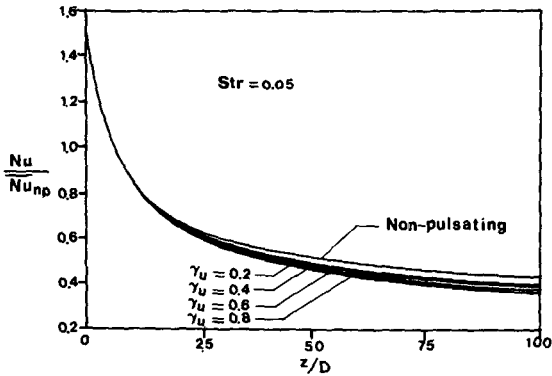
Fig. 5는 국소 누셀트 수를 관길이에 대하여 평균한 값을 각 인자에 따라 비맥동류의 값에 대한 비로 나타낸 것이다. 거의 모든 진폭의 범위에서 Strouhal 수가 약 0.0035 이하에서는 열전달은 맥



(a)



(b)



(c)

Fig. 4 The time-averaged local Nusselt number at various pulsating conditions

동으로 인하여 증가하였으며 속도진폭이 커질수록 증가폭은 늘어나는 경향을 보였다. 진폭에 따라 조금씩 달라지기는 하지만 낮은 Strouhal수에서는

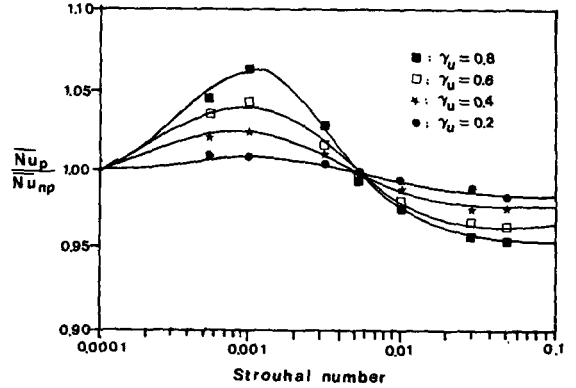


Fig. 5 The variation of heat transfer due to the pulsation as a function of Strouhal number at various pulsating amplitudes

Strouhal수가 증가함에 따라 열전달은 증가하며 약 0.001이후에서는 그 반대의 현상을 나타내었다. Strouhal수가 약 0.0035 이후에서는 맥동으로 인하여 열전달은 감소하는 것으로 나타났으며 그 감소폭은 Strouhal수가 증가하고 속도진폭이 커질수록 늘어났다. 이러한 결과는 Romie⁽²²⁾의 실험결과와 정성적으로 일치하여 이 연구에서의 수치해법 및 모델이 어느 정도 맥동유동에서의 열전달을 예측하는데 타당성이 있다고 사료된다. 그러나 정량적인 값에서는 아직 오차가 적지 않게 나타났는데 이것은 주로 비맥동류에서 주로 시험되었던 난류모델을 큰 수정없이 그대로 맥동류의 계산에 사용함으로써 나타나는 모델의 부정확성에 기인한다고 생각되며 또한 맥동유동을 특성짓는 가장 적절한 인자로서 Strouhal수가 아닌 다른 인자가 있으리라고 기대한다.

5. 결 론

원관내의 난류맥동류에서의 열전달 특성을 예측하기 위하여 수학적인 모델을 세운후 수치해석을 행하였다. 시간평균 레이놀즈 수 10000에 대하여 Strouhal수가 0.0005에서 0.05까지, 그리고 속도진폭이 0.8이하인 경우에 대하여 계산을 한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) Strouhal 수가 0.001보다 작을때는 맥동은 비 맥동류에 비하여 열전달을 증가시키고, 그 증가폭은 Strouhal수가 증가하고 속도진폭이 커질수록 커졌다.
- (2) Strouhal 수가 0.0035 이상이 되면 맥동으로

인하여 오히려 열전달은 감소하였으며 Strouhal 수가 증가하고 진폭이 커질수록 그 감소폭은 커졌다.

(3) 맥동으로 인한 열전달증가의 효과가 있을때 그 증가율은 하류쪽으로 갈수록 커졌으며 관의 끝에서 최고치를 나타내었다.

후 기

이 연구는 한국과학재단의 1988년도 목적기초연구지원(88021201)에 의하여 이루어졌으며 동 재단의 관계제위에 감사의 뜻을 표한다.

참 고 문 헌

- (1) West, F.B. and Taylor, A.T., 1952, "The Effect of Pulsation on Heat Transfer; Turbulent Flow of Water inside Tubes", Chem. Eng. Progress, Vol. 48, No. 1, pp. 39~43.
- (2) Matianelli, R.C., Boelter, J.M., Weinberg, E.B. and Yakaki, S., 1943, "Heat Transfer to a Fluid Flowing Periodically at Low Frequency in a Vertical Tube", Trans. ASME, Vol. 65, pp. 789~798.
- (3) Darling, G.B., 1959, "Heat Transfer to Liquids in Intermittent Flow", Petr., Vol. 22, pp. 177~178.
- (4) Mcmichael, W.J. and Hellums, J.D., 1975, "Interphase Mass and Heat Transfer in Pulsatile Flow", AIChE Journal, Vol. 21, No. 4, pp. 743~752.
- (5) Kita, Y., Hayasi, T. and Hirose, T., 1982, "Heat Transfer in Pulsating Laminar flow in a Pipe", Bull. of JSME, Vol. 25, No. 200, pp. 217~224.
- (6) Hanby, V.I., 1969, "Convective Heat Transfer in a Gas-Fired Pulsating Combustor", Trans. ASME, Vol. 91, pp. 48~52.
- (7) Severyanin, V.S., 1982, "Application Pulsating Combustion in Industrial Installation", Proc. of Symposium on Pulse Combustion Applications. Vol. 1, No. 7, Atlanta, Georgia.
- (8) Kurzweg, U.H. and Zhao, L.D., 1984, "Heat Transfer by High-frequency oscillations: A New Hydrodynamic Technique for Achieving Large Effective Thermal Conductivities", Phys. Fluids, Vol. 27, No. 11, pp. 2624~2627.
- (9) Richardson, P.D., 1967, "Effects of Sound and Vibrations on Heat Transfer", Applied Mechanics Reviews, Vol. 20, No. 3, pp. 201~216.
- (10) Ramaprian, B.R. and Tu, S.W., 1982, "Study of Periodic Turbulent Pipe Flow", IIHR Report, No. 238, The Univ. of Iowa.
- (11) Ohmi, M., Iguchi, M., Urahata, I., 1982, "Transition to Turbulence in a Pulsatile Pipe Flow Part I. Wave Form and Distribution of Pulsatile Velocities near Transition Region", Bull. of JSME, Vol. 25, No. 200, pp. 182~189.
- (12) Mizushima, T., Maruyama, T., Ide, M. and Mizukami, Y., 1973, "Dynamic Behavior of Transfer Coefficient in Pulsating Laminar Tube Flow", J. of Chem. Eng. of Japan, Vol. 6, No. 2, pp. 152~159.
- (13) Siegel, R. and Perlmutter, M., 1962, "Heat Transfer, Transfer for Pulsating Laminar Flow", J. of Heat Transfer, Transactions of ASME, pp. 111~123.
- (14) Mamayev, V.V., Nosov, V.S. and Tnikov, N.I.S., 1976, "Investigation of Heat Transfer in Pulsed Flow of Air in Pipes", HEAT TRANSFER-Soviet Research, Vol. 8, No. 3, pp. 111~116.
- (15) Park, J.S, Taylor, M.F. and McEligot, D.M., 1982, "Heat Transfer of Pulsating, Turbulent Gas Flow", Proc. of 7th International Heat Transfer Conference, Fed. Rep. of Germany, Vol. 2, pp. 105~110.
- (16) Andre, P. and Batina, J., 1986, "Numerical Study in Heat Transfer for a Turbulent Pulsed Ducted Flow", Numerical Heat Transfer, Vol. 9, pp. 201~206.
- (17) Stösic, N. and Hanjalic, K., 1982, "Numerical Study of Unsteady Convective Heat Transfer in Pulsating Duct Flow", Proc. of 7th International Heat Transfer Conference, Vol. 3, pp. 117~124.
- (18) Huang, H.C.G., 1984, "Heat Transfer in a Pulse Combustion Water Heater", Ph.D. Thesis, Univ. of Purdue.
- (19) Rao, K.N., Narashima, R., Badri Narayanan, M. A., 1971, "The Bursting Phenomena in a Turbulent Boundary Layer", J.F.M., Vol. 48, pp. 339~352.
- (20) Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flow", Comp. Meth. In Appl. Mech. and Eng. Vol. 3, pp. 263~289.
- (21) Patankar, S.V., 1984, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill Book Company.
- (22) Romie, F.E., 1956, "Heat Transfer to Fluids Flowing with Velocity Pulsations in a Pipe", Ph. D. dissertation, Univ. California, Los Angeles.