

〈論 文〉

## 주기적인 압력구배를 받는 덕트에서의 유동 및 열전달특성에 관한 연구

이재현\* · 이건태\*\* · 강병하\*\*\*

(1991년 8월 2일 접수)

### A Study on Flow and Heat Transfer Characteristics in a Duct with Periodic Pressure Gradient

Jae-Heon Lee, Geon-Tae Lee and Byung-Ha Kang

**Key Words :** Periodic Pressure Gradient(주기적 압력구배) Pulsating Flow(맥동유동) Time-Space Averaged Temperature(시간-공간 평균 온도) Constant Heat Flux Duct(일정열유속덕트)

#### Abstract

Characteristics of flow and heat transfer have been studied numerically in a square duct with a periodic pressure gradient. The flow in a duct was assumed to be fully developed and constant heat flux was imposed at the surfaces of a square duct. The distributions of axial velocity and time-space averaged temperature are investigated with angular velocity and amplitude ratio at a given Reynolds number 1000. When the periodic pressure gradient was imposed axially in a duct, the reverse flow may be occurred near the duct wall. The magnitude of this reverse flow increases as the amplitude ratio increases or as the angular frequency decreases. In the ranges of the amplitude ratio and the angular velocity in present investigation, the ratio of the periodic time space averaged temperature to the nonperiodic space averaged temperature has been found to be greater than one. This means that the cooling effect at the duct walls deteriorates with a periodic situation compared with nonperiodic one.

#### 기 호 설 명

$A$  : 진폭비  
 $a$  :  $x, y$  방향의 길이  
 $A_d$  : 덕트의 단면적  
 $C_p$  : 공기의 비열  
 $f$  : 마찰 계수  
 $k$  : 열전도 계수  
 $p$  : 압력

$P$  : 무차원 압력  
 $p_{in}$  : 입구압력  
 $P_0$  : 입구압력의 직류성분  
 $Pr$  : Prandtl수,  $Pr = \frac{\mu C_p}{k}$   
 $Q$  : 임의의 단면에서 무차원 순간 유량  
 $Q_{av}$  : 임의의 단면에서 무차원 평균 순간 유량  
 $\bar{Q}$  : 임의의 단면에서 무차원 시간 평균 유량  
 $Q_{st}$  : 비주기성 정상상태에서 무차원 평균 순간 유량  
 $q_w$  : 일정 열유속

\*정회원, 한양대학교, 기계공학과

\*\*한양대학교 대학원

\*\*\*정회원, 한국과학기술연구원 열유체공학 연구실

- $Re$  : Reynolds 수,  $Re = \frac{\rho w_{av}}{\mu}$
- $T$  : 공기의 온도
- $t$  : 시간
- $T_b$  : 유체의 혼합 온도
- $\bar{T}_b$  : 유체의 시간 평균 혼합 온도
- $w$  : 축방향 속도
- $W$  : 무차원 축방향 속도
- $w_{av}$  : 축방향 평균 속도
- $W_{av}$  : 무차원 축방향 평균 속도
- $x, y, z$  : 직교좌표계
- $X, Y, Z$  : 무차원 직교 좌표계
- $\alpha$  : Womersley 수 (진동수 매개변수),  

$$\alpha = a \sqrt{\frac{\rho \omega}{\mu}}$$
- $\rho$  : 공기의 밀도
- $\mu$  : 공기의 점성계수
- $\lambda$  : 무차원 위상각,  $\lambda = \frac{\alpha^2 \tau}{2\pi}$
- $\omega$  : 각속도
- $\theta$  : 무차원 온도,  $\theta = \frac{T - \bar{T}_b}{q_w a / k}$
- $\theta_w$  : 윗쪽 벽면에서의 무차원 온도
- $\bar{\theta}_w$  : 윗쪽 벽면에서의 무차원 공간 평균 온도
- $\bar{\theta}_w$  : 윗쪽 벽면에서의 무차원 시간-공간 평균 온도
- $\tau$  : 무차원 시간,  $\tau = \frac{\mu t}{\rho a^2}$

## 1. 서 론

맥동 유동에 관한 연구는 의학적으로 혈관내 유동과 공학적으로 스테어링 엔진의 가열기에 사용되는 덕트 및 파이프를 통해서 흘러가는 유체의 유동 특성 및 열전달 특성을 예측하고자 많은 분야에서 연구 되었으나 주로 곡관 및 수평 원관내에서 수행 되어졌다. 이에 반해 공학적으로 쓰이는 분야가 많은 직선 덕트내에 맥동을 주었을 때 유동 및 열전달 특성에 대한 연구는 드물게 발표되었다.

최근의 수치 해석적 연구로서 Hamakiotes와 Berger<sup>(1)</sup>는 곡관 입구에 주기적으로 유량을 주는 방법을 사용하여 혈관내의 유동장을 예측하였으며 Sumida와 Sudou<sup>(2)</sup>는 사각 단면을 가지는 곡관에서의 유동장을 예측하였다.

Simon과 Seume<sup>(3)</sup>는 직관에서 주기적인 맥동을

주었을 때 유동장을 수치적으로 예측하였다. 상기 여러 연구자들은 대부분 그들의 관심을 유동 특성에 두었으며 온도장, 특히 일정 벽면 열유속을 받는 경우의 연구 발표는 드물게 보인다.

맥동 유동에서의 유동장 및 온도장에 관한 연구로서 Rabadi<sup>(4)</sup> 등은 곡률 반경비가 작은 곡관에서 유동장 및 온도장을 수치 해석한 바 있다. 이들은 맥동을 주기 위한 방법으로 주기적인 압력구배를 주었으며 온도장을 예측하기 위해서는 벽면에 일정 온도 조건을 사용하여 예측하였다. Hwang과 Dybbs<sup>(5)</sup>는 진동수와 진폭비를 변화시켜 원관에 맥동을 주었을 때 열전달 특성을 실험적으로 관찰하였다. Simon등<sup>(6)</sup>은 곡관에서의 유동이 완전 발달된 층류 유동이라 가정하고 곡관 입구 단면에 맥동을 주었을 때 열전달 특성을 수치적으로 해석하였다. 국내에서 박길문과 고영하<sup>(7)</sup>는 4각 덕트내에서 난류 맥동 유동의 난류 특성에 관해 실험적으로 연구하였다.

스테어링 엔진 가열기 및 냉각기 혹은 특수 열교환기에서는 기기로 부터 배출되는 열량을 맥동하는 유체에 전달시켜야 할 필요가 있다. 이때 기기와 유체 사이의 벽면 온도는 공학적인 관심이 될 수 있다. 따라서 4개 벽면으로 일정 열유속을 받는 정사각 단면의 직선 덕트 입구에 주기적 압력구배가 주어질 때 축방향으로 유동장 및 온도장이 완전히 발달한 영역에서 덕트 내부의 유동장 및 온도장을 수치적으로 예측하고자 하였다.

## 2. 이론적 연구

### 2.1 이론 모델의 설정

정사각 덕트 내에서의 유동장 및 온도장을 예측하기 위해 Fig. 1과 같이  $x$  및  $y$ 방향으로의 길이가 각각  $a$ 이며  $z$ 방향으로는 무한히 긴 유동 영역 모델을 설정하였다. 그림에서 상하좌우 벽면으로는 일정 벽면 열유속  $q_w$ 가 가해지며 축방향으로는 유체에 맥동을 주기 위하여 덕트에 정현적으로 변화하는 주기적인 압력구배가 가해진다. 따라서 덕트 내의 유동 및 열전달현상은 완전발달(fully developed)된 주기적인 특성을 가질 것이다. Talbot와 Gong<sup>(8)</sup>은 곡관에서의 맥동 유동을 실험적으로 관찰하면서 곡관에 유입되는 유체에 맥동을 주었을 때 곡관으로 유입되는 주기적인 유동은 어떤 단면에서나 주기적인 유동을 야기시키며 입구 영역을

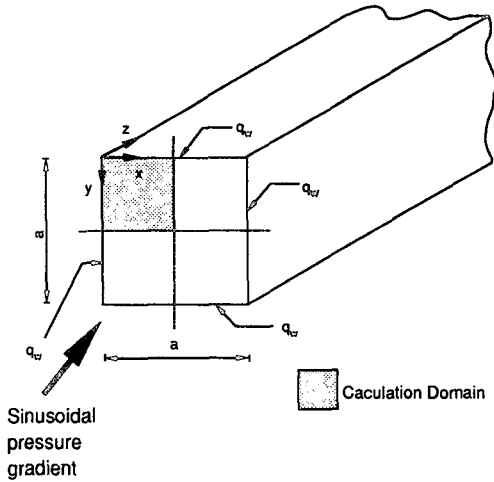


Fig. 1 Schematic of calculation domain

제외하면 축방향 위치에 따라 유동 특성이 변하지 않는다는 의미에서 완전 발달된 유동이 된다는 것을 실험적으로 입증한 바 있다. 또한 Clamen과 Minton<sup>(9)</sup>은 곡관에 맥동을 주었을 때 벽면 근처에서 역류가 발생함을 실험적으로 입증하였다. 그러므로 본 연구에서와 같이 주기적인 압력구배가 주어지는 덕트의 입출구를 제외한 덕트 영역에서 완전 발달된 유동 특성을 가정하는 것이 가능할 것이다.

2.2 지배 방정식

주기적인 압력구배를 받는 덕트 내부 맥동 유동의 유동장 및 온도장을 용이하게 예측하기 위하여 덕트 내에서의 공기의 밀도, 점성 계수를 비롯한 물성치는 일정하며, 축방향으로는 유동장 및 온도장이 완전히 발달된다고 가정한다. 아울러, 유동은 비압축성, Newtonian 층류 유동이라 가정하고, 연구의 관심 영역은 입구 영역(entrance region)에서 축방향(z)으로 상당히 떨어진 곳으로 한정한다.

상기 가정하에서 유차원 형태의 운동량 방정식 및 에너지 방정식은 식(1), (2)와같이 간단한 형태의 식으로 나타낼 수 있다.

축방향 운동량 방정식 :

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{dp}{dz} + \mu \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] \quad (1)$$

에너지 방정식 :

$$\rho \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \frac{k}{C_p} \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (2)$$

여기서,  $t$ 는 시간을 나타내며  $T$ 와  $w$ 는 각각 온도 및 축방향 속도를 나타낸다.  $\rho, \mu, k$  및  $C_p$ 는 각각 밀도, 점성계수, 열전도계수 및 비열을 나타낸다. 식 (1)에서 압력구배  $dp/dz$ 는 본 연구에서 아래의 식 (3)으로 선정하여 주기성을 갖도록 하였다.

$$\frac{dp}{dz} = \left( \frac{dp}{dz} \right)_{st} [1 + A \sin(\omega t)] \quad (3)$$

여기서,  $(dp/dz)_{st}$ 는 주기성이 없는 완전 발달된 정상 상태인 경우에 대응하는 압력구배이다. 또한  $A$ 는 주기적 압력구배의 교류 성분 진폭비이며,  $\omega t$ 는 주기적 압력구배의 교류 성분 위상각 이다. 따라서 압력구배  $dp/dz$ 는 직류 성분과 교류성분을 동시에 가지므로 이에 따른 유동은 주기성 유동이 될 것이다. 만약 진폭비  $A$ 가 0인 경우의 압력구배는 비주기성이 되며 따라서 비주기성 유동이 된다. 정사각 단면을 갖는 직관의 경우, 주기성이 없는 정상상태의 압력구배  $(dp/dz)_{st}$ 는 레이놀즈 수에 의해 계산된 평균 축방향 속도와의 관계에 의해서 계산되며 식 (4)로 정의된다.<sup>(10)</sup>

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{st} = -4\mu a^2 w_{av} \left[ \frac{4}{3} a^4 - \frac{8}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tan \frac{hN_n a}{N_n}}{N_n^5} \right]^{-1} \quad (4)$$

여기서,  $w_{av}$ 는 축방향으로의 평균 속도이며  $N_n = (2n+1)\pi/2a$ 이다. 레이놀즈 수  $Re$ 가 주어질 경우에 축방향 평균 속도  $w_{av}$ 는 식 (5)로 관계지어진다.

$$Re = \frac{\rho w_{av} a}{\mu} \quad (5)$$

식(3)으로 정의되는 형태의 압력구배는 실험적인 조건으로 부터도 주어질 수 있다. 즉 덕트 출구의 압력을 일정하게  $P_2$ 로 고정시킨 후 덕트 입구의 압력  $P_{in}$ 을 아래의 식(6)과 같이 인가하는 경우에 덕트내부 유체가 비압축성이라면 입출구로부터 멀리 떨어진 덕트 내부에는 직류성분에 교류성분이 중첩된 압력구배가 생성될 것이다.

$$P_{in} = P_0(1 + k \sin \omega t) \quad (6)$$

여기서  $P_0$  및  $k$ 는 각각 입구에 가하여지는 압력의 직류성분 및 상수이다. 식 (2)에서 축방향에 따른 온도구배  $\partial T/\partial z$ 는 일정 벽면 열유속하에서 축방향으로 온도장이 완전 발달되었다는 가정하에서 정사각 덕트의 1/4영역만 고려하면 식 (7)으로 간주된다.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{q_w a}{\rho C_p w a A_d} = \text{constant} \quad (7)$$

여기서  $q_w$  및  $A_d$ 는 각각 벽면에 가해지는 일정 열 유속 및 덕트의 단면적이다. 주기성 혹은 비주기성 상태에서의 해를 얻기 위한 경계 조건으로는, 첫째  $x=0$ 과  $y=0$ 인 벽면에서 축방향 속도  $w$ 가 0이고 일정 열유속  $q_w$ 를 받는 것이며, 둘째  $x=0.5a$ 와  $y=0.5a$ 인 면에서는 모든 현상이 대칭 조건이라는 것이다.

상기 무차원 형태의 방정식 (1), (2), 및 (3)을 무차원 형태의 방정식으로 하기 위하여 아래와 같은 무차원 수와 무차원 변수를 도입하였다.

$$\theta = \frac{T - \bar{T}_b}{q_w a / k}, \quad \alpha = a \sqrt{\frac{\rho \omega}{\mu}}, \quad \tau = \frac{\mu t}{\rho a^2}, \quad \lambda = \frac{\alpha^2 \tau}{2\pi},$$

$$X = \frac{x}{a}, \quad Y = \frac{y}{a}, \quad Z = \frac{z}{a},$$

$$W = \frac{\rho w a}{\mu}, \quad P = \frac{\rho p a^2}{\mu^2}, \quad Pr = \frac{\mu C_p}{k} \quad (8)$$

여기서  $\theta, \alpha, \tau$  및  $\lambda$ 는 각각 무차원 온도, Womersley 수, 무차원 시간 및 무차원 위상각 이다. Womersley 수는 진동수의 제곱근에 비례하는 매개변수이다. 무차원 위상각  $\lambda$ 는 0에서 1사이의 값을 가지며  $\lambda=0$ 은 한주기의 시작 시각을 나타내며  $\lambda=0.5$ 는 한주기의 중앙 시각을 나타낸다.  $\bar{T}_b$ 는 Z방향 임의 단면에서 한주기에 대해 시간 평균된 유체의 혼합온도이며 아래와 같이 정의된다.

$$\bar{T}_b = \frac{\int_0^{2\pi} T_b d(\omega t)}{\int_0^{2\pi} d(\omega t)} \quad (9)$$

여기서  $T_b$ 는 Z방향 임의 단면에서 유체의 혼합 온도로서 아래와 같이 정의된다.

$$T_b = \frac{\int_{A_d} w T dA}{\int w dA} \quad (10)$$

본 수치 계산은 유체의 모든 물성치가 일정하다는 가정하에서 수행되어졌으며 수치 계산에서 필요한 물리량들은 공기의 온도가 300K 일 때의 값을 사용하였다. 상기 무차원수와 무차원변수를 이용하여 얻은 지배 방정식은 아래와 같다.

축방향 운동량 방정식

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\frac{dP}{dZ} + \left[ \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} \right] \quad (11)$$

에너지 방정식

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{Pr} \left[ \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right] - \frac{1}{Pr} \frac{W}{Re} \quad (12)$$

식 (11)에서 무차원 형태의 압력구배 항은 아래와 같다.

$$\frac{dP}{dZ} = \left( \frac{dP}{dZ} \right)_{st} \left[ 1 + A \sin(\alpha^2 \tau) \right] \quad (13)$$

이후에 논의될 임의 Z방향 단면에서의 시간-공간 평균 온도  $\bar{\theta}$ 는 아래의 식 (14)으로 정의된다.

$$\bar{\theta}_w = \frac{\int_0^{1.0} \bar{\theta}_w d\lambda}{\int_0^{1.0} d\lambda} \quad (14)$$

여기서,  $\bar{\theta}$ 는 임의 Z방향 단면에서  $Y=0$ 인 윗쪽 벽면을 따라 공간 평균된 온도로서 아래의 식 (15)로 정의된다.

$$\bar{\theta}_w = \frac{\int_0^{0.5} \theta_w dX}{\int_0^{0.5} dX} \quad (15)$$

무차원 지배 방정식에 대한 경계 조건은 아래와 같이 표현된다.

$$X=0, \quad 0 < Y \leq 1/2 : W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X}=1$$

$$Y=0, \quad 0 < X \leq 1/2 : W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y}=1$$

$$X=1/2, \quad 0 < Y \leq 1/2 : \frac{\partial W}{\partial X}=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X}=0$$

$$Y=1/2, \quad 0 < X \leq 1/2 : \frac{\partial W}{\partial Y}=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0$$

### 2.3 수치 해석 방법

설정된 모델이 정사각 단면의 덕트이므로 자연 대류를 무시할 때 모든 유동 및 열전달 현상은 상하좌우 대칭이다. 따라서, Fig. 1에서 지시된 것처럼 계산 영역은 덕트 단면의 1/4로 선택하였다.

이 영역에서 식 (11)과 (12)는 Patankar<sup>(11)</sup>의 제어 체적을 기본으로 하여 이산화되었다. 해를 구하기 위하여서는 SIMPLE 알고리즘을 이용하였으며 조밀한 격자계(25×25) 혹은 비균일 격자계(20×20)에서 계산한 결과와 균일 격자계에서 계산한 결과를 비교할 때 결과값에 차이가 크지 않기 때문에 수치 계산 시간을 줄이기 위해서 계산 영역은 15×15의 균일 격자계를 사용하였다. 수치 계산에서 사

용된 하향 이완 계수는 안정적인 해의 수렴을 위해 경험적으로 얻어진 이완 계수(relaxation factor)로서 속도  $W$ 와 온도  $\theta$ 에 대해서 0.95 및 0.5이다. 주기성 정상 상태에 빨리 도달하기 위하여 초기 조건은 다음과 같은 방법으로 부여하였다.

(1) 주기성이 없는 정상 상태의 유동일때 주어진 레이놀즈 수에 대응하는 축 방향 평균 속도,  $w_{av}$ 를 결정한다.

(2) 식 (4)에 의해서  $(dp/dz)_{st}$ 를 구한다.

(3) 기본 방정식 (11)의 압력구배항에서 교류 성분을 제외한 후 비주기성 정상 상태의 축방향 속도를 분포를 구하고 이어서 식 (12)을 이용하여 온도 분포를 구한다.

(4) 위에서 구한 속도 분포와 온도 분포를 기본 방정식 (11), (12)의 초기 조건으로 사용한다.

주기성 정상 상태(steady periodic state)에 도달하는데 필요한 주기는 7회에서 14회 정도 소요되었다.

하나의 주기내에서는 유동이 비정상 상태이므로 한 주기를 160개의 시간 간격으로 나누어 기본 방정식 (11)과 (12)를 계산하였다. 하나의 시간 간격에서 수렴에 필요한 반복 계산 횟수는 10회 정도 소요되었으며, 여기서 수렴오차는 축방향 속도와 온도에 대해  $(W_{\lambda+1} - W_{\lambda})$ 와  $(\theta_{\lambda+1} - \theta_{\lambda})$ 의 최대치가  $1.0 \times 10^{-6}$  이하일 때 수렴되었다고 간주하였다. 따라서 주기성 정상 상태에 도달하는데 필요한 시간 간격 수는 모두 1120개에서 2240개 정도 필요로 하였으며 진폭비가 큰 경우 또는 진동 매개변수가 큰 경우 더 많은 시간 간격 수가 소요되었다.

2.4 결과 및 고찰

입구에서 무차원 주기적 압력구배를 받는 정사각 덕트 내에서의 유동장과 온도장을 수치 해석하기 위해서 내부 유체는 공기를 선택했다. 여러 가지 진동수 매개 변수와 진폭비에 관한 유동 특성 및 온도 특성을 검토하기 위하여 하나의 기준 조건을 정한 다음 이 기준조건으로부터 진동수 매개변수 또는 진폭비를 변화시키면서 수치 계산을 수행하고자 하였다. 기준 조건으로서는 덕트의 단면적이  $a \times a$ , 레이놀즈 수가 1000,  $(dP/dZ)_{st} = -2.83 \times 10^4$ , 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 15.5, 진폭비 A가 3.0 그리고, 덕트 벽면에 가하는 열유속  $q_w$ 가 단위 면적당  $10 [W/m^2]$ 인 경우이다. 이 기준조건으로부터 진동수 매개변수  $\alpha$  혹은 진폭비 A를 변화시키면서 9가지 계산 경우에 관해 유동장 및 온도장을 수치적인 방법으로 예측하였다. 본 연구에서의 9가지 계산 경우를 Table 1에 나열하였다.

(1) 수치 계산의 타당성 검토

해석적인 방법에 의하면 단면 균일 벽면 온도를 갖는 정사각 덕트 벽면에 일정 열유속이 가해지며 내부의 유체가 완전 발달되었다고 가정 하였을 때 해석적인 방법에 의한 정상 상태의 평균 Nusselt 수는  $3.599^{(12)}$ 이며 마찰계수  $f$ 와 레이놀즈수와 의 곱인  $f \times Re$ 는  $56.9^{(13)}$ 이다. 본 연구에서 온도 경계 조건은 벽면을 따라서 온도 값이 일정하지 않은 경우이다. 따라서 수치 계산의 타당성을 증명하기 위하여 X, Y 방향을 따른 벽면의 온도가 일정하다고 가정하여 비주기성 완전 발달 정상 유동 상태에서의 Nusselt 수와  $f \times Re$ 를 본 연구 방법에 의

Table 1 Run numbers for present investigation

Run number	Frequency parameter $\alpha$	Amplitude ratio A	Re	$-(dP/dZ)_{st}$
1	8.95	3	1000	$2.83 \times 10^4$
2	12.66	3	1000	$2.83 \times 10^4$
3*	15.5	3	1000	$2.83 \times 10^4$
4	17.9	3	1000	$2.83 \times 10^4$
5	20.0	3	1000	$2.83 \times 10^4$
6	15.5	1	1000	$2.83 \times 10^4$
7	15.5	2	1000	$2.83 \times 10^4$
8	15.5	4	1000	$2.83 \times 10^4$
9	15.5	5	1000	$2.83 \times 10^4$

\* reference condition

하여 구한 후 이를 해석적인 해와 비교하였다. 기본 방정식 (11)과 (12)에서 시간항이 제거된 정상 상태의 방정식으로 부터의 수치 계산 결과에 의하면 평균 Nusselt 수는 3.47이고  $f \times Re$ 는 56.69이었다. 본 연구의 결과인 평균 Nusselt 수 및  $f \times Re$ 와 해석적인 해를 비교할 때 상대 오차는 각각 3.6%, 0.54%이었으므로 본 수치 계산 방법의 타당성을 검증할 수 있었다.

(2) 유동 특성

논의의 편의를 위하여 무차원 시간 평균 유량  $\bar{Q}$ 와 무차원 평균 순간유량  $Q_{av}$ 를 다음과 같이 정의한다.

$$\bar{Q} = \int_0^{1.0} Q_{av} d\lambda \quad (16)$$

$$Q_{av} = \int_{A_d} Q dA / A_d \quad (17)$$

무차원 주기적 압력구배를 정사각 단면을 가지는 덕트 입구에 주었을 때 덕트 내부의 Z방향 임의의 단면을 통과하는 무차원 평균 순간 유량  $Q_{av}$ 는 무차원 압력구배의 영향으로 주기적인 특성을 갖는다.

기준 조건에서 주기성 정상 상태에 도달하였을 때 무차원 평균 순간 유량  $Q_{av}$ 의 변동을 주어진 무차원 압력구배와 함께 무차원 위상각에 따라서 Fig. 2에 나타내었다. 여기서 보면 무차원 압력구배는 위상각  $\lambda$ 가 0일 때  $-2.83 \times 10^4$ 에서 시작하여 위상각  $\lambda$ 가 1.0 즉, 한 주기 후에 다시 최초의 압력을 가진다. 따라서 시간 평균적인 무차원 압력구배는  $-2.83 \times 10^4$ 이다. 최대 순압력구배는 위상각  $\lambda$ 가 0.25일때  $-1.13 \times 10^5$  정도이며 최대 역압력구배는 위상각 0.75일때  $5.67 \times 10^4$  정도이다. 위상각  $\lambda$ 가 0에서 0.56구간 및 0.94에서 1.0구간은 순압력구배를 가지며 0.56에서 0.94 구간은 역압력구배를 갖는다. 최대 평균 순간 유량  $Q_{av}$ 은 위상각  $\lambda$ 가 0.5 일때 1270정도이고 최소 평균 순간 유량  $Q_{av}$ 은 위상각  $\lambda$ 가 0.94일때 730정도이며 시간 평균 유량은 1000 정도이다. 또한, 덕트에 주어진 압력구배와 순간 유량과의 위상차는  $0.44\pi$ 정도이다. Hamakiotes<sup>(1)</sup>가 곡관에 관하여 연구한 결과인 주기성 정상 상태의 압력구배와 순간 유량과의 위상차가  $0.5\pi$ 로 보고된 바 있으며 본 수치 해석을 결과에 의하면 직관의 경우에도 이와 유사한 위상차를 가진다고 볼 수 있다.

기준 조건에서 주기성 정상 상태에 도달하였을

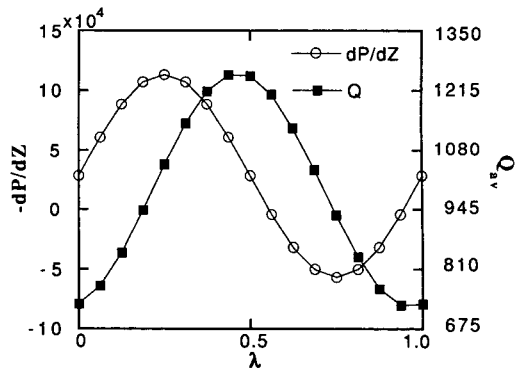


Fig. 2 Computed distributions of dimensionless flow rate and dimensionless pressure gradient in a cycle period at  $A=3.0$  and  $\alpha=15.5$

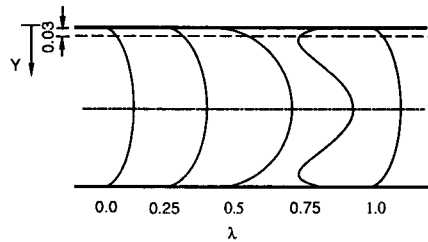


Fig. 3 Dimensionless axial velocity profiles in a cross section at  $X=0.03$  in Z-direction

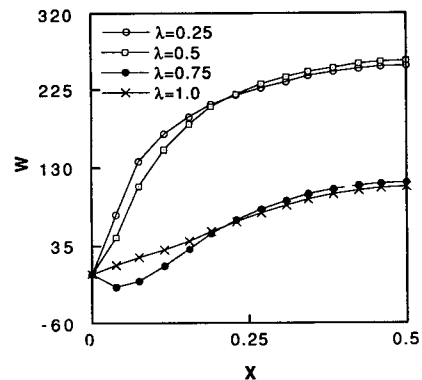


Fig. 4 Dimensionless axial velocity distributions along  $Y=0.03$  at the reference condition  $Re=1000$ ,  $A=3.0$  and  $\alpha=15.5$

때 Z방향 임의의 단면의  $X=0.03$ 인 위치에서 위상각에 따른 축방향 속도 분포를 Fig. 3에 나타내었다. 위상각  $\lambda$ 가 0, 0.25 및 0.5에서 축방향 속도는 모든 Y 위치에서 양의 값을 가지므로 비슷한 속도 분포를 보인다. 그러나 Fig. 2에서 보듯이  $0.56 < \lambda < 0.94$  범위는 역압력구배를 받는 부분이므로 벽면 근처에서 역류영역이 발생하며 점차로

그 영역이 커져서 최대 역압력구배를 받는 위상각  $\lambda$ 가 0.75일 때 최대 역류영역을 갖는 속도 분포를 볼 수 있다. 이후에 역류영역이 점차로 축소되어 위상각  $\lambda$ 가 1.0에서는 역류가 사라졌음을 볼 수 있다. 이것은 위상각  $\lambda$ 가 0에서 0.56구간은 순압력구배가 되는 구간이므로 유체가 축방향으로 가속되어 유속이 증가한다. 그러나 위상각  $\lambda$ 가 0.56에서 0.94구간까지는 역압력구배가 작용하는 구간으로서, 위상각  $\lambda$ 가 0.56일 때부터 역류가 발생하여 점차로 역류 영역이 커지며 특히 최대 역압력구배가 작용하는 위상각  $\lambda$ 가 0.75일 때는 벽면 근처 영역에서 최대 역류영역이 존재하게 된다. 이후로 그 영역이 축소되어 순압력구배를 받는 위상각  $\lambda$ 가 1.0일 때 역류영역이 사라지고 유동 단면 어느 위치에서나 양의 값을 가지는 속도 분포가 이루어진다. 그러나, 좌우 대칭선 영역은 축방향으로의 관성력이 축방향 반대로의 역압력구배에 의한 힘보다 크기 때문에 역류되지는 않는다. 위상각  $\lambda$ 가 0.94에서 1.0구간은 순압력구배를 가지므로 유체가 축방향으로 관성력을 회복하여 위상각  $\lambda$ 가 1.0에서 역류는 발생하지 않는다. 그림에서 점선으로 표시한 위치( $Y=0.03$ )는 주기적 압력구배로 인하여 발생할 가능성이 있는 역류의 존재를 이후에 검토하기 위하여 설정된 위치이며 이 위치에서의 유동 특성 관찰을 통하여 덕트 내부에서의 역류 존재를 파악할 수 있다.

기준 조건에서 주기성 정상 상태에 도달하였을 때 Z방향 임의의 단면의  $Y=0.03$ 의 위치에서 각각의 위상각에서의 축방향 속도 분포를 X방향에 따라 Fig. 4에 나타내었다.  $X=0$ 에서  $X=0.1$  구간을 보면 위상각  $\lambda$ 가 0.25, 0.5 및 1.0에서는 음의 속도가 보이지 않으나 위상각  $\lambda$ 가 0.75에서는 음의 속도를 볼 수 있다. 이는 위상각 0.75일 때 나타나는 음의 속도는 Fig. 3에서 설명한 바와 같이 역압력구배에 기인된 것으로 판단된다.  $X=0.1$ 부터  $X=0.5$ 인 좌우 대칭선까지 축방향 속도는 증가한다.  $X=0.25$  이상인 경우에는 위상각  $\lambda$ 가 0.25 혹은 0.5일 때가  $\lambda$ 가 0.75 혹은 1.0일 때 보다도 축방향 속도가 훨씬 크게 나타난다.

기준 조건으로부터 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 변동될 때 주어지는 압력구배의 특성에 따라서 유동 특성을 검토하기 위하여 Table 1의 Run number 1, 2, 4 및 5 조건에 관한 수치 해석을 수행하였다. Run number 2의 경우는 Run number 1의 경우와 유사

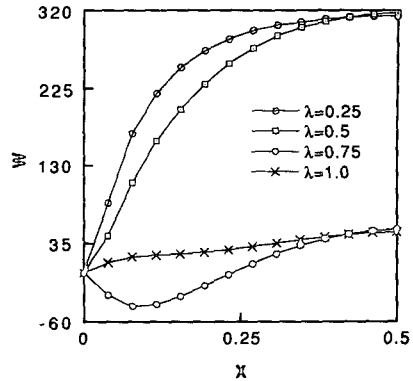


Fig. 5 Dimensionless axial velocity distributions along  $Y=0.03$  at  $A=3.0$  and  $\alpha=8.95$

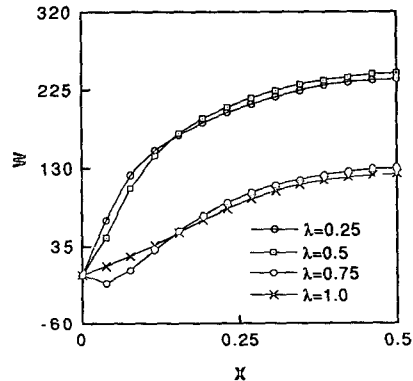


Fig. 6 Dimensionless axial velocity distributions along  $Y=0.03$  at  $A=3.0$  and  $\alpha=20$

한 유동 특성을 보이며 Run number 4의 경우는 Run number 5의 경우와 유사한 유동 특성을 가진다. 따라서 본 논문에서 Run number 1과 Run number 5일 때만을 중점적으로 논의하기로 한다.

진폭비  $A$ 가 3.0이며 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 8.95일 때 Z방향 임의의 단면의  $Y=0.03$ 인 위치에서 각각의 위상각에서의 축방향 속도 분포를 X 방향에 따라 Fig. 5에 나타내었다.  $X=0$ 부터  $X=0.34$  구간에서 위상각에 따른 축방향 속도를 비교하면 위상각  $\lambda$ 가 0.75일 때 역류영역이 발생한다. 이를 기준 조건일 때와 비교하면 역류 발생 영역이 넓어졌음을 알 수 있다. 또한, 좌우 대칭선에서 시간에 따른 축방향 속도는 위상각  $\lambda$ 가 0.25와 0.5일 때는 기준 조건에서의 축방향 속도보다도 25% 정도 증가하였으며 위상각  $\lambda$ 가 0.75와 1.0일 때는 63% 정도 감소하였다. 그러므로 진동수 매개변수의 감소는 역류를 크게 하며 축방향 속도의 변동을 크게

한다고 할 수 있다.

진동수 매개변수  $\alpha$ 가 20일 때  $Y=0.03$ 인 위치에서 각각의 위상각에서의 축방향 속도 분포를 Fig. 6에 나타내었다.  $X=0$ 부터  $X=0.14$  구간에서 위상각  $\lambda$ 가 0.75일 때 역류영역이 보이며 기준 조건일 때의 역류영역 보다도 작아졌음을 알 수 있다. 좌우 대칭선에서 시간에 따른 축방향 속도는 위상각  $\lambda$ 가 0.25와 0.5일 때 기준 조건의 축방향 속도 보다도 5% 정도 감소하였으며 위상각  $\lambda$ 가 0.75와 1.0일 때 기준 조건의 축방향 속도 보다도 25%정도 증가하였다. 진동수 매개변수가 증가함에 따라 덕트 입구 단면에 주는 주기적 압력구배의 주기가 짧아져서 순압력구배로 인해 축방향으로 가속되던 유체가 축방향 반대로의 역압력구배에 의한 힘을 받아 역류가 발생할만한 시간적 여유를 갖지 못하므로 벽면 근처에서의 역류 영역은 작아진다. 그러므로 진동수 매개변수의 증가는 역류를 적게 하며 축방향 속도의 변동은 작게 한다.

진폭비가 3일 때 주어진 압력구배에 교류 성분이 없을 때 축방향 임의의 단면을 통과하는 평균 유량  $Q_{st}$ 와 교류 성분이 있는 압력구배가 존재할 때의 시간 평균 유량  $\bar{Q}$ 의 유량비  $\bar{Q}/Q_{st}$ 를 진동수 매개변수에 따라 Fig. 7에 나타내었다. 진동수 매개변수가 증가함에 따라서 유량비가 증가하나 계산 조건의 모든 진동수 매개변수 구간에서 1보다 작음을 볼 수 있다. 이는 진동수 매개변수가 증가함에 따라 유체에 가해지는 주기적 압력구배의 주기가 빨라져 순압력구배로 인해 축방향으로 가속되던 유체가 축방향 반대로의 역압력구배에 의한 힘을 받아 역류가 발생할 만한 시간적 여유를 갖지 못하므로 벽면 근처에서의 역류 영역은 축소되므로 유량비는 증가하나 계산 조건의 모든 진동수 매개변수 구간에서 역류가 존재하기 때문에 시간 평균 유량  $\bar{Q}$ 는 평균 유량  $Q_{st}$ 보다는 작다.

기준 조건으로부터 진폭비가 변동될 때 주어지는 압력구배의 특성에 따라서 유동 특성을 검토하기 위하여 Table 1의 Run number 6, 7, 8 및 9조건에 관해 수치 해석을 수행하였다. Run number 7의 경우는 Run number 6의 경우와 유사한 유동을 보이며 Run number 8의 경우는 Run number 9의 경우와 유사한 특성을 가진다. 따라서 Run number 6과 Run number 9일 때 만을 중점적으로 논의하기로 한다.

진폭비  $A$ 가 1.0일 때  $Y=0.03$ 인 위치에서 각각

의 위상각에서의 축방향 속도 분포를  $X$ 방향에 따라 Fig. 8에 나타내었다. 기준 조건일 때와 비교하면 위상각  $\lambda$ 가 0.75에서 역류가 발생되지 않았다. 이는 진폭비가 1.0일 때는 덕트 입구에 주어지는 주기적인 압력구배에 축방향으로의 순압력구배만 존재하기 때문이다. 좌우 대칭선에서 시간에 따른 축방향 속도는 위상각  $\lambda$ 가 0.25와 0.5일 때 기준 조건에 비하여 36% 정도 감소하였으며 위상각  $\lambda$ 가 0.75와 1.0일 때는 기준 조건에서의 축방향 속도에 비하여 56% 정도 증가하여 시간에 따른 축방향 속도의 변동은 작아진다. 따라서 진폭비의 감소는 축방향 반대로의 역압력구배가 존재하는 시간을 짧게하므로 역류를 작게 하며 축방향 속도의 변동을 작게 한다.

진폭비  $A$ 가 5.0일 때  $Y=0.03$ 인 위치에서 각각의 위상각에서의 축방향 속도 분포를  $X$  방향에 따

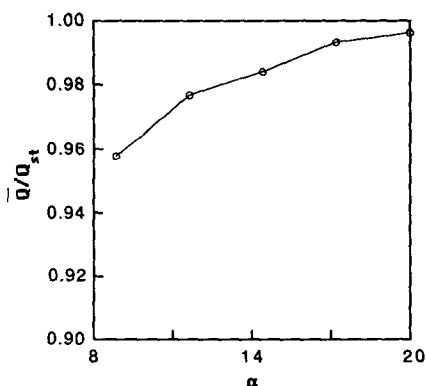


Fig. 7 Effect of the frequency parameter  $\alpha$  on the time averaged mean flow rate at an amplitude ratio  $A=3$

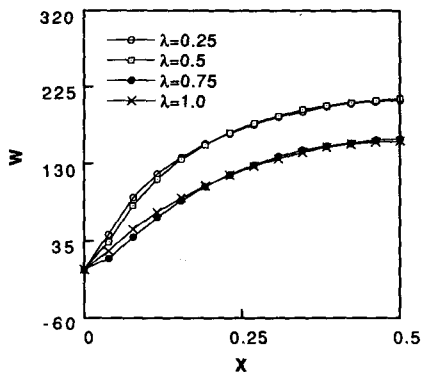


Fig. 8 Dimensionless axial velocity distributions along  $Y=0.03$  at  $A=1.0$  and  $\alpha=15.5$



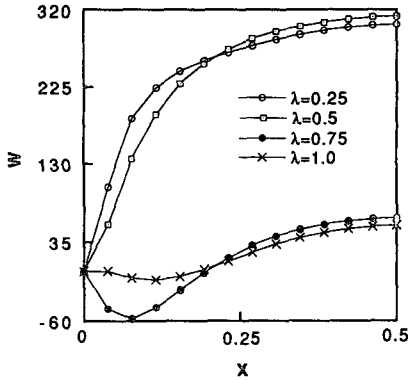


Fig. 9 Dimensionless axial velocity distributions along  $Y=0.03$  at  $A=5.0$  and  $\alpha=15.5$

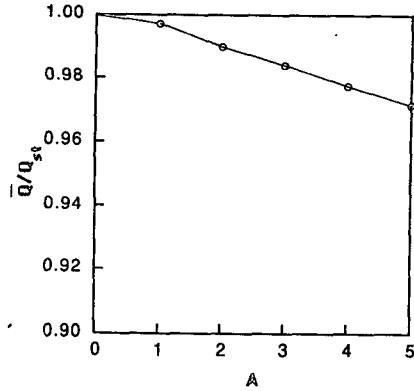


Fig. 10 Effect of the amplitude ratio  $A$  on the time averaged mean flow rate at a frequency parameter  $\alpha=15.5$

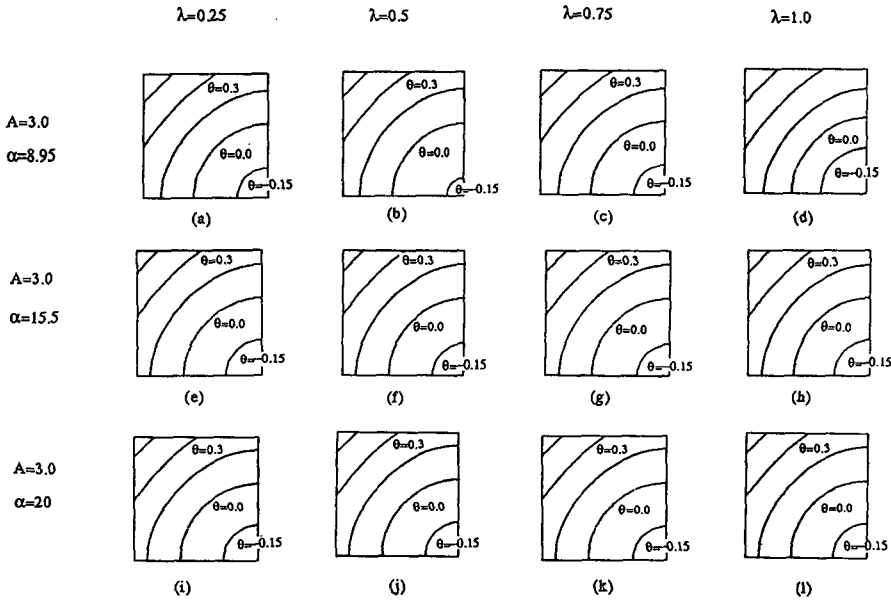


Fig. 11 Isotherms at a fraction of a cycle  $\lambda=0.25, 0.5, 0.75$  and  $1.0$  for various values of  $\alpha, 8.95, 15.5$  and  $20$  at a given  $A=3.0$  and  $Re=1000$

라 Fig. 9에 나타내었다. 기준 조건일 때와 비교하면 축방향 속도는  $X=0.0$ 부터  $X=0.22$  구간에서 위상각  $\lambda$ 가 0.75 및 1.0일 때 역류가 되며 역류영역은 넓어짐을 볼 수 있다. 이와 같이 위상각  $\lambda$ 가 1.0일 때도 역류가 생기는 것은 진폭비가 증가할수록 축방향으로의 순압력구배에 비하여 상대적으로 축방향 반대로의 역압력구배가 가해지는 시간이 길어지므로 역류영역이 증가하는 것으로 생각된다. 좌우 대칭선에서 시간에 따른 축방향 속도는 위상각  $\lambda$ 가 0.25와 0.5일 때 기준 조건의 축방향 속도

에 비하여 25% 정도 증가하며 위상각  $\lambda$ 가 0.75와 1.0일 때 기준 조건의 축방향 속도에 비하여 37.5% 정도 감소하여 시간에 따른 축방향 속도의 변동은 커졌다. 따라서 진폭비의 증가는 역류영역을 넓게하며 시간에 따른 축방향 속도의 변동을 크게한다.

진동수 매개변수가 15.5일 때 유량비  $\bar{Q}/Q_{st}$ 를 교류 성분의 진폭비에 따라 Fig. 10에 나타내었다. 진폭비가 증가함에 따라서 유량비가 감소하며 계산 조건의 모든 진폭비 구간에서 1 보다 작다. 이는

진폭비가 증가할 수록 축방향으로의 순압력구배에 비하여 축방향 반대로의 역압력구배가 가해지는 시간이 상대적으로 길어져 벽면 근처에서 역류가 발생하며 역류영역이 확대되기 때문에 유량비가 감소한다. 따라서 계산 조건의 모든 진폭비 구간에서 시간 평균 유량  $\bar{Q}$ 는 평균 유량  $Q_{st}$  보다는 작다.

(3) 온도 특성

주기성 정상 상태에서 벽면을 통해서 일정 열량이 맥동하는 유체에 가하여질 때 시간에 따른 온도 분포 변동 특성을 알기 위하여 9가지 계산 조건 각각에서 4가지 위상각 시점의 온도 분포를 검토하였다. 진폭비가 일정하고 진동수 매개변수가 변동될 때에는 등온선 분포에 변동이 보였으므로 Run number 1, 3 및 5인 경우에서의 등온선 분포를 Fig. 11에 나열하였다. 그러나 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 일정하고 진폭비 A가 변동될 때의 온도분포는 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 15.5, 진폭비가 3인 기준조건일 때와 유사하므로 등온선 분포에는 큰 차이가 나타나지 않았다. 온도 분포 특성에서 보면 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 8.95인 경우 위상각에 따라서 등온선 분포는 변하는 것을 볼 수 있으나 진동수 매개변수가 15.5 및 20인 경우 위상각에 따라서 등온선 분포는 거의 동일함을 알 수 있다. 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 가장 낮은 8.95인 경우의 등온선 분포는  $\alpha$ 가 큰 경우에서 보다 시간에 따라 더 큰 변동을 보인다. 즉,  $\lambda=0.5$ 인 Fig. 11(b)의 경우에 덕트 벽면의 온도가 Fig. 11(d)의 경우 보다도 낮음을 볼 수 있으며 덕트의 중심 영역 근처에서의 온도 구배는 Fig. 11(d)의 경우 보다도 크게 나타난다. 이는

진동수 매개변수  $\alpha$ 가 낮은 경우에 역류영역이 넓어지며 또한 역류강도가 커지는 유동 특성에서 본 바와 같이  $\lambda=0.5$ 에서 평균 순간 유량이 가장 크고  $\lambda=1.0$ 에서 평균 순간 유량이 가장 작기 때문이다.

기준 조건에서 주기성 정상 상태에 도달하였을 때 Z방향 임의의 단면의 윗쪽 벽면( $Y=0$ )에서 X 방향을 따른 온도 분포를 Fig. 12에 나타내었다. 시간에 따른 온도 분포는 일정한 값을 가짐을 알 수 있다. 이는 진동수 매개변수가 증가함에 따라 주어진 압력구배의 순압력구배와 역압력구배의 주기가 짧아져 역압력구배에 의한 힘을 받을 만한 시간적 여유가 줄어들므로 벽면 근처에서의 역류영역이 축소되며 축방향 속도의 변동폭에 벽면의 온도가 대응할 만한 시간적 여유가 없으므로 시간에 따라 일정한 온도를 유지하는 것으로 생각된다.

기준 조건으로부터 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 변동될 때 주어지는 압력 구배의 특성에 따라서 온도 특성을 검토하기 위하여 Table 1의 Run number 1, 2, 4 및 5 조건에 관한 수치 해석결과를 비교하면 Run number 2의 경우는 Run number 1의 경우와 유사한 온도 특성을 보이며 Run number 4의 경우는 Run number의 5의 경우와 유사한 온도 특성을 가진다. 따라서 본 논문에서 Run number 1과 Run number 5일 때만을 중점적으로 논의하기로 한다.

진동수 매개변수  $\alpha$ 가 8.95이며 진폭비가 3인 경우 주기성 정상 상태에 도달하였을 때 윗쪽 벽면( $Y=0$ )을 따라서  $X=0.1, 0.2, 0.3$  및  $0.5$ 인 위치에서 위상각  $\lambda$ 에 따른 벽면 온도 분포를 Fig. 13

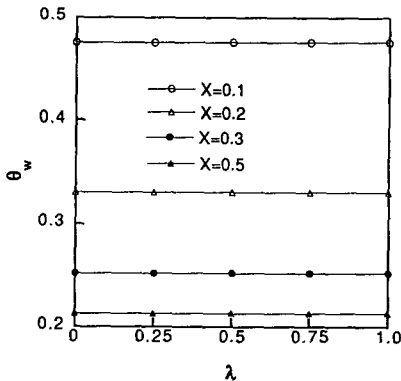


Fig. 12 Dimensionless temperature distributions for reference condition  $A=3.0$ ,  $\alpha=15.5$  and fraction of a cycle  $\lambda$  at  $X=0.1, 0.2, 0.3$  and  $0.5$

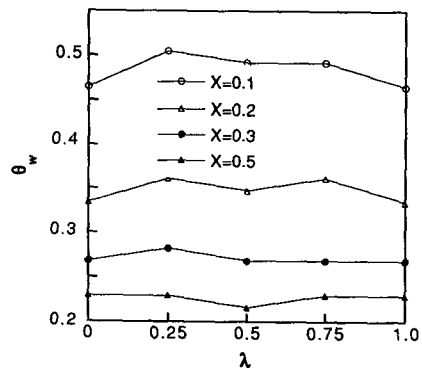


Fig. 13 Dimensionless temperature distributions for  $A=3$ ,  $\alpha=8.95$  and fraction of a cycle  $\lambda$  at  $X=0.1, 0.2, 0.3$  and  $0.5$

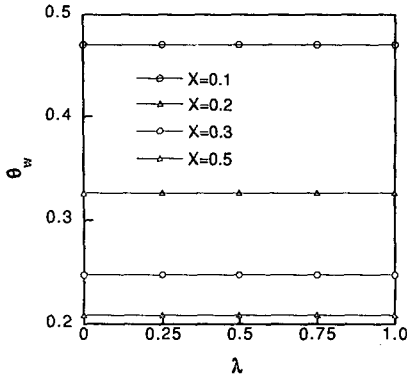


Fig. 14 Dimensionless temperature distributions for  $A=3$ ,  $\alpha=20$  and fraction of a cycle  $\lambda$  at  $X=0., 0.2, 0.3$  and  $0.5$

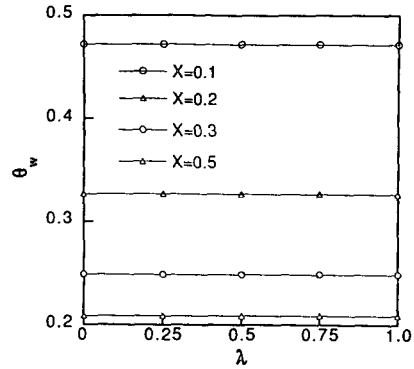


Fig. 16 dimensionless temperature distributions for  $A=1.0$ ,  $\alpha=15.5$  and fraction of a cycle  $\lambda$  at  $X=0.1, 0.2, 0.3$  and  $0.5$

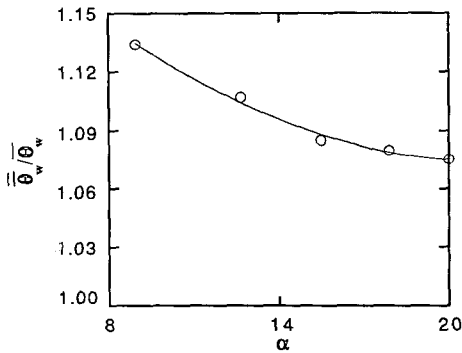


Fig. 15 Effect of the frequency parameter  $\alpha$  on the time-space averaged temperature at an amplitude ratio  $A=3.0$ .

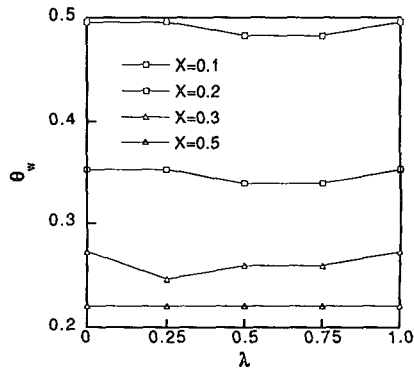


Fig. 17 Dimensionless temperature distributions for  $A=5$ ,  $\alpha=15.5$  and fraction of a cycle  $\lambda$  at  $X=0.1, 0.2, 0.3$  and  $0.5$

에 나타내었다. 벽면 근처인  $X=0.1$  위치에서 좌우 대칭선  $X=0.5$  쪽으로 갈수록 온도가 감소함을 알 수 있으며 벽면 근처에서 시간에 따라서 온도의 변동폭이 있으나, 좌우 대칭선 쪽으로 갈수록 온도는 시간에 따라 일정함을 볼 수 있다. 이는  $X=0.1$  위치가 코너 영역으로 역압력구배에 의한 힘으로 역류가 발생함으로 인해 축방향 속도의 변동폭이 크기 때문으로 생각할 수 있다. 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 20인 Fig. 14의 경우는 벽면 근처에서의 온도가 좌우대칭선에서의 온도 보다도 높지만 Fig. 13에서처럼 벽면 근처에서의 온도가 시간에 따라서 변동이 없고 일정함을 볼 수 있다. 이는 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 증가함에 따라 주어지는 압력구배의 주기가 빨라져 역압력구배를 받을 만한 시간적 여유가 없으므로 벽면 근처에서의 역류영역이 축소되고 시간에 따른 축방향 속도의 변동이 작아지기 때

문에 나타나는 결과라 할 수 있다.

진폭비가 3으로 고정된 경우 주기성 정상 상태일 때 축방향 임의의 단면의 윗쪽 벽면에서  $X$  방향을 따른 온도를 시간-공간으로 평균한  $\bar{\theta}_w$ 와 비주기성 정상 상태일 때 윗쪽 벽면을 따른 온도를 평균한  $\bar{\theta}_w$ 의 온도비  $\bar{\theta}_w/\bar{\theta}_w$ 를 진동수 매개변수에 따라 Fig. 15에 나타내었다. 진동수 매개변수의 증가에 따라서 온도비  $\bar{\theta}_w/\bar{\theta}_w$ 는 일정하며 모든 계산 조건인 진동수 매개변수 구간에서  $\bar{\theta}_w$ 보다 큼을 알 수 있다. 이는 진동수 매개변수가 증가할 수록 역류영역은 감소하나 모든 진동수 매개변수 구간에서 벽면 근처에 역류가 존재하기 때문으로 생각할 수 있으며 진동수 매개변수에 따라 거의 일정한 온도비를 갖는 것은 진동수 매개변수가 증가할 수록 주어진 압력구배의 주기가 짧아지므로 시간에 따른 축방향 속도의 변동이 작아져 벽면 온도의 변동이 없

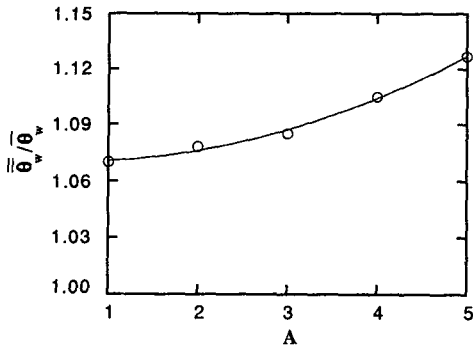


Fig. 18 Effect of the amplitude ratio A on the time-space averaged temperature at a frequency parameter  $\alpha=15.5$

어졌기 때문으로 생각된다. 따라서 교류 성분이 없는 압력구배를 주었을 때 보다도 벽면의 냉각 효과는 감소한다고 할 수 있다.

기준 조건으로부터 진폭비가 변동될 때 주어지는 압력구배의 특성에 따라서 온도 특성을 검토하기 위하여 Table 1의 Run number 6, 7, 8 및 9 조건에 관한 수치 해석결과를 비교하면 Run number 7의 경우는 Run number 6의 경우와 유사한 온도 특성을 보이며 Run number 8의 경우는 Run number 9의 경우와 유사한 특성을 가진다. 따라서 Run number 6과 Run number 9일 때만을 중점적으로 논의하기로 한다.

진폭비 A가 1.0이고 진동수 매개변수  $\alpha$ 가 15.5 일때  $Y=0$ 인 위치에서 각각의 위상각에서의 온도 분포를 Fig. 16에 나타내었다. 벽면 근처에서 좌우 대칭선까지 온도는 시간에 따라서 일정함을 볼 수 있으며 기준 조건일 때의 결과와 비교하면 좌우 대칭선에서 시간에 따른 온도는 같으며  $X=0$ 의 온도는 기준조건일 때와 비교하여 0.4%정도 감소하였다. 이는 Fig. 8에서 설명한 바와 같이 벽면 근처에서 역류가 발생하지 않기 때문이라 할 수 있다. 진폭비 A가 5.0인 Fig. 17의 경우는 좌우 대칭선에서 시간에 따른 온도는 기준 조건과 비교하여 일정하나  $X=0$ 에서  $X=0.3$ 까지 구간에서는 Fig. 9에서 설명한 바와 같이 축방향 속도의 변동이 크기 때문에 이에 따라서 온도의 변동이 있을 것이라고 할 수 있다.

진동수 매개변수  $\alpha$ 가 15.5로 고정된 경우 주기성 정상 상태일 때 진폭비에 따라 온도비  $\bar{T}_w / T_w$ 를 Fig. 18에 나타내었다. 진폭비가 증가할수록 온

도비  $\bar{T}_w / T_w$ 는 증가하며 비주기성 정상 상태일 때의 평균 온도  $\bar{T}_w$ 보다 높음을 알 수 있다. 이는 진폭비가 증가할 수록 역압력구배를 받는 시간이 길어져 벽면 근처에서 역류영역이 확대되므로 이 영역에서 온도가 상승하며 축방향 속도의 변동폭이 커지므로 온도비는 증가한다고 할 수 있다. 따라서 교류 성분이 없는 압력구배를 주었을 때 보다도 벽면의 냉각 효과는 감소한다고 할 수 있다.

### 3. 결론

벽면으로부터 일정 열유속을 받는 정사각 덕트 내부 유체에 주기적인 압력구배를 주어 주기성 정상 상태에 도달하였을 때 유동 및 온도 특성을 고찰하였다. 레이놀즈 수가 1000이고 무차원 압력구배의 직류 성분이  $-2.83 \times 10^{-4}$ 일 때 교류성분의 진동수 매개변수를 8.95에서 20까지 교류성분의 진폭비를 1에서 5까지 변화시켜 유동 및 온도 특성을 고찰하여 아래와 같은 결론을 얻었다.

(1) 정상 주기 상태에서의 무차원 압력구배와 무차원 평균 순간 유량 변동의 위상차는  $0.44\pi$  정도이다.

(2) 모든 진동수 매개변수 경우에서 무차원 압력구배 중 교류성분의 진동수 매개변수가 증가할 수록 덕트 벽면 근처에서 역류영역은 점차로 축소되어 무차원 시간 평균 유량은 증가하나 비주기성 정상 상태의 무차원 평균 유량 보다는 작다.

(3) 모든 진폭비 경우에서 무차원 압력구배 중 교류성분의 진폭비가 증가할 수록 덕트 벽면 근처에서 역류영역은 점차로 확대되어 무차원 시간 평균 유량은 감소하나 비주기성 정상 상태의 무차원 평균 유량 보다는 작다.

(4) 주기성 정상 상태일 때의 무차원 시간-공간 평균 벽면 온도는 하류쪽의 뜨거워진 유체가 상류쪽으로 역류되는 유동 특성 때문에 비주기성 정상 상태일 때의 무차원 공간 평균 벽면 온도보다 높으므로 일정 열유속을 받는 덕트 벽면의 냉각 효과는 주기성의 존재로 인하여 감소된다고 할 수 있다.

### 참고문헌

- (1) Hamakiotes, C.C. and Berger, S.A., 1990, "Periodic Flows through Curved Tubes: The

- Effect of the Frequency Parameter," J. Fluid Mech., Vol.210, pp. 353~370.
- (2) Sumida, M. and Sudou, K., 1985, "Oscillatory Flow in Curved Pipes of Rectangular Cross Section," Bulletin of JSME, Vol.28, No. 243, pp. 1899~1905.
- (3) Simon, T.W. and Seume, J.R., 1988, "A Survey of Oscillating Flow in Stirling Engine Heat Exchangers," NASA Contractor Report 182108.
- (4) Rabadi, N. J., Chow J. C. F. and Simon, H. A., 1982, "Heat Transfer in Curved Tubes with Pulsating Flow," Int.J.H.M.T., Vol.25, pp. 195-203.
- (5) Hwang, M.F. and Dybbs, A., 1983, "Heat Transfer in a Tube with Oscillatory Flow," ASME paper No. 83-WA/HT-90.
- (6) Simon, H.A., Chang, M. H. and Chow, J. C. F., 1977, "Heat Transfer in Curved Tubes with Pulsatile, Fully Developed, Laminar Flows," Transactions of the ASME, Vol.99, pp.590~595.
- (7) 박길문, 고 영하, 1990, "4각 덕트내에서 난류 맥동 유동의 난류 특성에 관한 연구," 대한기계학회 90년도 춘계학술대회 논문집(Ⅲ), pp. 163~168.
- (8) Talbot, L. and Gong, K. O., 1983, "Pulsatile Entry Flow in a Curved Pipe," J.Fluid Mech., Vol. 127, pp. 1~25.
- (9) Clamen, M. and Minton, P., 1977, "An Experimental Investigation of Flow in an Oscillating Pipe," J.Fluid Mech., Vol.81, part 3, pp. 421~431.
- (10) Smith, A. J., 1980, "Internal Fluid Flow," Clardon press, Oxford, 138.
- (11) Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," McGraw-Hill, New York.
- (12) Rohsenow, Hartnect and Ganic, 1985, "Handbook of Heat Transfer Fundamentals," McGraw Hill, pp. 7~96.
- (13) White, F.M., 1986, "Fluid Mechanics," McGraw Hill, p.331