

〈論 文〉

# 오리피스 링이 부착된 원관내 주기적인 난류운동에 대한 수치해석

맹주성\* · 양시영\*\* · 서현철\*\*\*

(1992년 8월 29일 접수)

## Numerical Study of Periodic Turbulent Flow for a Pipe with an Orifice Ring

Joo Sung Maeng, Si Young Yang and Hyeon Cheol Seo

**Key Words :** Pulsatile Flow(맥동유동), Orifice Ring(오리피스 링), Oscillating Frequency(진동 주파수), Finite Analytic Method(유한해석법),  $k-\epsilon$  Turbulence Model( $k-\epsilon$  난류 모델)

### Abstract

This paper investigated the characteristics of the turbulent incompressible flow past the orifice ring in an axi-symmetric pipe. The flow field was the turbulent pulsatile flow for Reynolds number of  $2 \times 10^5$  which was defined based on the maximum velocity and the pipe diameter at the inlet, with oscillating frequency( $f_{os}$ )= $1/4\pi$  which was considered as quasi-steady state frequency. In the present investigation, finite analytic method was used to solve the governing equations in Navier Stokes and turbulent transport formulations. Particularly at high Reynolds number and low oscillation frequency, the effects of orifice ring on the flow were numerically investigated. The separation zone behind the orifice ring during the acceleration phase was found to be decreased. However, during the deceleration phase, the separation behind the orifice ring for pulsatile flow continuously grow to a size even larger than that in steady flow. The pressure drop in steady flow was found to be constant and always positive while for pulsatile flow the pressure drop change with time. And large turbulent kinetic energy, dissipation rate were found to be located in the region where the flow passes through the orifice ring. The maximum turbulent kinetic energy, generally occurs along the shear layer where the velocity gradient is large.

### 기 호 설 명

$X$  : 무차원 축 방향거리  
 $r$  : 무차원 반경 방향거리  
 $R$  : 관의 반지름  
 $U_i$  : 무차원 평균속도  
 $-\overline{u_i u_j}$  : 무차원 레이놀즈응력

$D$  : 관의 지름  
 $C_{NC}, C_{SC}, C_{EC} \dots$  : 유한해석계수  
 $k$  : 무차원 난류에너지  
 $\epsilon$  : 무차원 난류에너지 소산률  
 $X_i, X_j$  : 좌표계  
 $Re$  : 레이놀즈수  
 $t$  : 무차원 시간  
 $\phi$  : 종속변수  $U, V, k, \epsilon$   
 $A, B$  : 선형화된 대류계수

\*정회원, 한양대학교 기계공학과

\*\*정회원, 한양대학교 기계공학과 대학원

\*\*\*정회원, 아시아자동차연구소

## 1. 서 론

자연 및 공학분야에서 일어나는 대부분의 유동은 재 순환영역이 있는 비정상 난류유동이다. 이와같은 유동장은 강한 유선곡률, 복잡한 와구조 및 압력손실과 관련되어지는 고위의 난류강도에 의해 나타내어진다. 따라서 유동박리와 재 부착영역을 갖는 유동장은 실제 공학응용에 있어서 매우 중요하다. 즉 이러한 유동장은 연소기, 유체기계, 각종 물체 주위의 유동등에서 흔히 고찰될 수 있어 오래 전부터 많은 연구의 대상이 되어 왔다.

원관내 오리피스 링이 부착된 기하학적 형상은 유체역학 분야에서 많이 사용되어지고 있는 유량측정 장치의 하나로서 유동박리 및 그 이후의 유체유동 발달과정을 해석하는 것은 매우 의미있는 일이라 할 수 있다. 일반적으로 오리피스 링을 지나는 유동은 박리와 더불어 링 하류로 크게 변형되어 이어지며, 박리점과 재 부착점 주위에서 유동이 정체되고, 속도는 느리나 벽을 따른 역방향 유동이 발생한다. 또한 주 유선과 재 순환영역사이의 경계에 혼합층이 생기며 혼합층내에서는 매우 강한 박리전단유동이 발생한다. 이러한 영역에서는 난류량들이 급격히 증가하고 하류로 감에 따라 서서히 감소하면서 안정된 난류 경계층으로 발달하게 된다. 유동박리 및 재 순환영역이 발생하는 난류유동에 대한 연구는 Minh<sup>(1)</sup> 등이 축대칭 급확대관에서 실험 및 수치해석을 통하여 유동현상을 고찰하였으며 Eaton<sup>(2)</sup> 등은 후향 계단에서의 유동현상을 규명하였다. 그리고 Durst<sup>(3)</sup> 등은 2차원 채널에 장애물이 있는 경우 박리가 수반되는 난류유동에 대하여 이론 및 실험적으로 해석하였다.

맥동유동에 대한 지금까지의 연구를 살펴보면 Tu<sup>(4)</sup> 등은 레이놀즈수가 50000인 경우에 여러가지 맥동 주파수를 갖는 유동에 대해 완전히 발달된 영역에서 실험을 통하여 순간속도와 벽 전단유력을 얻었다. 그리고 Tokuro Mizushima<sup>(5)</sup> 등은 원관에서의 맥동유동에 대해 실험을 통하여 레이놀즈수와 맥동진폭 그리고 맥동주기가 유동에 미치는 영향을 고찰하였으며, 맥동주기를 정상상태와 유사한 속도 분포를 갖는 영역과 그렇지 못한 영역으로 구별하였다. Munekazu Ohmi<sup>(6)</sup> 등은 직관에서 준 정상상태의 맥동유동에 대하여 수치해석하였으며, 준

정상상태의 유동을 정상상태와 크기의 오차가 1%, 위상차가 5°이내인 유동으로 정의하였다.

본 연구에서는 오리피스 링이 부착된 원관내 정상 및 맥동 난류유동에 대하여 Chen<sup>(7)</sup> 등이 고안한 유한해석법을 이용하여 수치해석하였다. 유동은 비압축성 난류유동으로 간주하여 시간 평균한 Navier-Stokes 방정식 및  $k-\epsilon$  난류모델을 사용하였으며, 최대 레이놀즈수가  $2 \times 10^5$ 인 경우를 기준으로 하여 해를 구하였다. 그리고 본 연구에서 사용된 수치해석방법 및 프로그램의 타당성을 검증하기 위하여 먼저 Minh<sup>(1)</sup> 등이 연구한 바 있는 축대칭 급확대관에서의 정상유동을 수치해석하여 계산결과와 실험치를 비교하였다. 또한, 오리피스 링을 지나는 준 정상상태의 맥동유동에 대한 계산을 실행하기 전에 정상상태의 유동을 해석하므로써 오리피스 링이 준 정상상태의 맥동유동 특성에 미치는 영향 등을 고찰하였다.

## 2. 이론해석

### 2.1 연구 모델

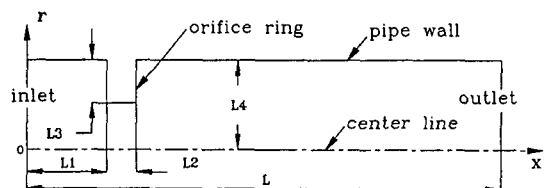
본 연구에서 채택한 기하학적 형상은 Fig. 1과 같다.

### 2.2 지배방정식

물리적 영역에서 비정상, 비압축성 난류유동에 대해 입구에서의 체적속도  $U_b$ , 관의 직경  $D$ , 유체의 밀도  $\rho$ 로 무차원화한 연속방정식, 운동량방정식 및 표준  $k-\epsilon$  모델에서의 난류 전송방정식을 텐서로 표기하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0$$

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} + \frac{\partial}{\partial X_j} (\overline{-u_i u_j})$$



L	L1	L2	L3	L4
10D	1D	5/28D	3/20D	1/2D

Fig. 1 Flow geometry

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial X_j} \left( C_k \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial X_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial k}{\partial X_j} \right) \\ &\quad - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - \epsilon \\ \frac{D\epsilon}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial X_j} \left( C_\epsilon \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial X_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \epsilon}{\partial X_j} \right) \\ &\quad - C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - C_{\epsilon 2} \left( \frac{\epsilon}{k} \right) \epsilon \end{aligned}$$

여기서  $U_i$ 와  $u_i$ 는  $i$ 방향의 평균속도와 교란속도 성분을 표시하며  $t$ 은 시간,  $P$ 는 압력,  $k$ 와  $\epsilon$ 은 각각 난류에너지와 난류에너지 소산률을 나타낸다. 그리고 레이놀즈수  $Re$  및 레이놀즈응력  $-\overline{u_i u_j}$ 는 등방성 와점성계수  $\nu_i$ 와 함께 다음과 같이 표기된다.

$$\begin{aligned} Re &= \frac{\rho U_b D}{\mu} \\ -\overline{u_i u_j} &= \nu_i \left( \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \end{aligned}$$

여기서  $\nu_i = C_\nu \frac{k^2}{\epsilon}$ ,  $U_b$ 와  $D$ 는 원관입구에서의 체적속도 및 직경이며 난류모델 상수들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.09, \quad C_{\epsilon 1} = 1.44, \\ C_{\epsilon 2} &= 1.92, \quad C_k = 0.09, \quad C_\epsilon = 0.07 \end{aligned}$$

2.3 경계조건

(1) 원관입구

① 축 방향속도  $U$

원관입구에서 축 방향속도  $U$ 는 완전히 발달된 난류 속도분포인 7승근 법칙( $n=7$ )을 주었으며 정상 및 맥동유동일 때의 입구조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \text{정상유동} : U_{in}(r) &= (2r)^{1/n} \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2} \\ \text{맥동유동} : U_{in}(r) &= (2r)^{1/n} \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2} \times \\ &\quad (0.85 + 0.15 \cos \frac{t}{2}) \end{aligned}$$

② 반경방향 속도  $V$

$$V_{in}(r) = 0$$

③ 난류에너지  $k$

$$k_{in}(r) = 0.001$$

④ 난류에너지 소산률  $\epsilon$

$$\epsilon_{in}(r) = \frac{[k_{in}(r)]^{3/2}}{x(0.5-r)} \cdot 0.1$$

(2) 중심선

중심선에서 모든 종속변수  $\phi(U, V, k, \epsilon, P)$  값은 반경방향으로 변하지 않는다고 간주하여 다음과 같은 대칭조건을 사용하였다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$$

(3) 원관출구

원관에서 장애물 뒤로 충분한 거리( $X \approx 25R$ )에 이르면 완전히 발달된 난류유동으로 회복되리라 예상되어 출구에서 모든 종속변수  $\phi(U, V, k, \epsilon, P)$ 의 축방향 변화률 0으로 두는 Neumann조건을 사용하였다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$

(4) 벽 근처영역

본 연구에서는 컴퓨터 기억용량과 계산시간을 줄이기 위하여 벽면함수<sup>(8)</sup>를 사용하였다.

2.4 수치해석

(1) 격자망

오리피스 링이 부착된 관로의 난류유동을 해석하기 위하여 원관벽 및 링벽에서 격자를 밀집시키면서 전체 영역에 대해  $36 \times 100$ ( $rx \times X$ )의 격자망을 구성하였다. 링이 부착된 관로의 격자망은 Fig. 2와 같으며 맥동유동에서 출구조건을 Neumann조건으로 사용하였을 때 불확실한 출구조건으로 부터 발생할 수 있는 수치해석상의 오차의 확산을 줄이기 위하여 출구에서도 격자를 밀집시켰다.

(2) 수치해석방법

상미분방정식 혹은 편미분방정식의 수치해를 구하는데 있어서 국부적인 해석해를 사용하여 대수방정식을 얻는 유한해석법<sup>(7)</sup>을 사용하였다. 이 해석법은 면적소의 크기가 작고 기하학적 모양과 경계조건들이 단순할 때 해석적인 해를 구하기가 용이

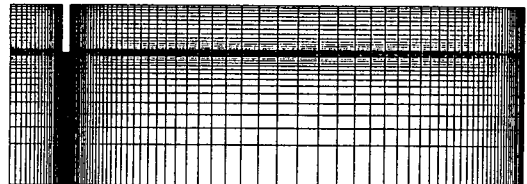


Fig. 2 Grid distribution

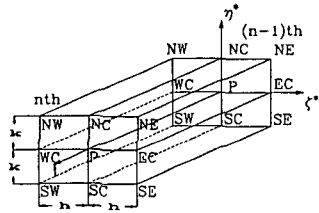


Fig. 3 Local element for finite analytic formulations

하다. 따라서 본 연구에서는 경계고정 좌표계를 사용하여 등간격 격자로 변환된 계산영역에서 국부적인 해석해를 구하는 부분변환법<sup>(9)</sup>을 사용하였다. 이와같은 수치해석법을 사용하여 계산영역에서의 운동량방정식 및 난류 전송방정식을 Fig. 3에 나타나 있는 미소요소에 대해 적용시키면 다음과 같이 국부적인 해를 구할 수 있다.<sup>(9)</sup>

$$\begin{aligned} \phi_P = & \frac{1}{1 + C_P \left\{ (D_\phi)_P + \frac{(E_\phi)_P}{\tau} \right\}} [C_{NC} \phi_{NC} + C_{SC} \phi_{SC} \\ & + C_{EC} \phi_{EC} + C_{WC} \phi_{WC} + C_{NE} \phi_{NE} + C_{SE} \phi_{SE} \\ & + C_{NW} \phi_{NW} + C_{SW} \phi_{SW} + C_P \times \{ (D)_P \\ & + \frac{(E_\phi)_P}{\tau} \phi_u - (S_\phi)_P \}] \end{aligned}$$

여기서  $\phi$ 은 종속변수 ( $U, V, k, \epsilon$ ),  $\tau$ 은 시간중분이며 하첨자 NC, SC, P 등은 격자점들의 위치를 그리고  $D_\phi, E_\phi$ 은 대류계수,  $S_\phi$ 은 생성항을 각각 나타낸다. 또한 유한해석 계수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_{SC} &= \left( \frac{\exp(Bk)}{2 \cosh Bk} \right) P_A, \\ C_{NC} &= \exp(-2Bk) C_{SC}, \\ C_{WC} &= \left( \frac{\exp(Ah)}{2 \cosh Ah} \right) P_B, \\ C_{EC} &= \exp(-2Bk) C_{WC} \\ C_{SW} &= \left( \frac{\exp(Ah + Bk)}{4 \cosh Ah \cosh Bk} \right) \times (1 - P_A - P_B) \\ C_{SE} &= \exp(-2Ah) C_{SW} \\ C_{NW} &= \exp(-2Bk) C_{SW} \\ C_{NE} &= \exp(-2Ah - 2Bk) C_{SW} \\ C_P &= \frac{h \tanh Ah}{2A} (1 - P_A) = \frac{k \tanh Bk}{2B} (1 - P_B) \\ P_A &= 4E_2 Ah \cosh Ah \cosh Bk \coth Ah \\ P_B &= 1 + \frac{Bh \coth Bk}{Ak \coth Ah} (P_A - 1) \\ E_2 &= \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-(-1)^m (\lambda_m h)}{[(Ah)^2 + (\lambda h)^2] \cosh(A^2 + B^2 + \lambda^2)^{1/2} k} \\ \lambda_m h &= (m - 1/2) \pi \end{aligned}$$

운동량방정식을 풀어서 속도  $U, V$ 를 구하기 위해서는 먼저 압력장을 알아야 한다. 이를 위해 Patankar에 의해 제안된 SIMPLER Algorithm<sup>(10)</sup>을 사용하였다.

### 3. 해석결과 및 고찰

본 연구를 위한 수치해석기법 및 프로그램의 타당성을 검증하기 위하여 Minh<sup>(11)</sup> 등이 연구한 바 있는 급확대관에서의 실험결과와 비교하였다. 이때 수치해석에 사용된 격자계는  $31 \times 61$  (rxX)의 비균일 격자계를 사용하였으며, 벽근처에 격자를 밀집시켰다. Fig. 4, 5는 각각의 위치에서 축 방향속도  $U$  및 레이놀즈 전단응력  $\overline{uv}$ 의 분포를 실험치와 계산치를 각각 비교한 것으로 비교적 잘 일치하고 있다. 따라서 본 연구에서 사용된 수치해석기법 및 프로그램이 타당하다고 판단되어진다.

#### 3.1 오리피스 링 주위의 정상유동

본 연구에서 오리피스 링은 입구로부터 반경의 2배에 위치하고 링 반지름은  $0.35R$ 이다. 관의 직경 및 입구에서의 평균속도에 따른 레이놀즈수가  $2 \times 10^5$ 인 경우에 대해 계산하였고, 맥동유동에서  $t$ 가  $\pi, 2\pi, 3\pi$  일때와 비교하기 위하여 모든 변수들에

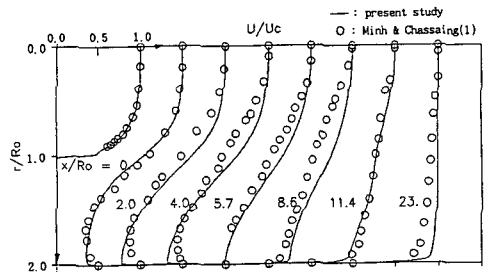


Fig. 4 Mean velocity profile

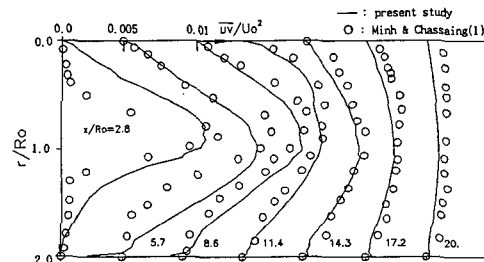


Fig. 5 Turbulent shear stress

대해  $Re=2 \times 10^5$  경우와 같이 무차원화하여  $Re=1.7 \times 10^5$ ,  $1.4 \times 10^5$ 인 경우에도 해석하였다. 여기서 사용된 격자계는 컴퓨터의 용량 및 계산시간을 감안하여 격자수를  $36 \times 100$ (rxX)으로 하였다.

Fig. 6은 축 방향속도  $U$ 가 중심선에서 축방향으로의 변화를 나타낸 그림이다. 여기서 오리피스 링에 의한 유로의 급격한 감소로 인하여 오리피스 링을 지나면서 유체가 급격히 가속되며  $X=1.34D$ 인 곳에서 입구속도에 비해 약 40%정도 증가한 최고속도를 나타내며 하류로 갈수록 점차 감소된다. 입구로부터 약  $7D$ ( $14R$ )떨어진 위치부터는 중심선에서의 축 방향속도가 입구에서와 같은 크기를 나타내며 거의 발달된 유동형태를 보이고 있다. 따라서 레이놀즈수가  $2 \times 10^5$ 인 정상유동에서는 오리피스 링 높이의 약 17배 되는 위치에서 거의 발달된 난류 경계층이 형성된다는 것을 알 수 있다. Fig. 7은 레이놀즈수가  $2 \times 10^5$ 인 경우의 유선을 나타낸 그림으로서 오리피스 링 뒤 모서리 근처에서 유체가 박리되어 오리피스 링으로부터 약  $0.7D$ 떨어진 위치에서 재 부착되었다. 재 부착점 이후의 하류에서는 평균유동이 매우 완만하게 발달되고 있다. 이는 박리영역의 자유전단층에서 발생한 높은 난류에너지가 속도가 비교적 작은 재 순환영역에 존재하며, 재 부착 이후 어느 정도 거리까지 그 일부가 지속되고 있어 평균유동 에너지의 난류에너지로의 변화율이 높은 상태인 근후류(near wake) 유동을 이루고 있기 때문이다. Fig. 8은 오리피스 링 근처에서 압력분포를 나타낸 그림이다. 압력분포는 세 가지 영역으로 나눌 수 있는데 입구로부터 오리피스 링에 이르는 높은 압력이 존재하는 영역, 그리고 오리피스 링의 밀면과 오리피스 하류쪽 벽면 근처의 매우 낮은 압력이 나타나는 영역 및 그 밖의 지역으로 중간크기의 압력이 존재하는 영역이다. 유동이 높은 압력의 영역으로 부터 오리피스의 낮은 압력영역을 지나면서 압력강하가 크게 일어나면서 가속되다가 압력이 점차 증가하면서 속도가 서서히 감소된다. 그리고 압력구배는 중심선보다 오리피스 링 밀면에서 훨씬 더 크며 무차원화된 압력  $[(P-P_0)/\rho U_m^2]$ 의 최대값은 입구에 비해 1.8배 정도가 더 크다. Fig. 9는 등 난류에너지 선도를 나타낸 그림으로 오리피스 링 근처에서 급격히 증가하여 뒤쪽 모서리 부분에서 최대값을 나타내고 하류로 갈수록 점차 감소되는 양상을 띄고 있다. 이는 속도구배가 비교적 큰 전단층(shear layer)을

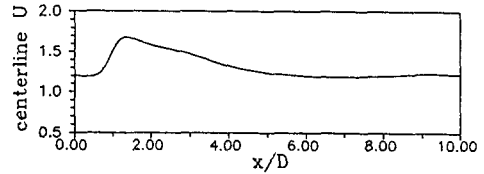


Fig. 6 Steady axial velocity variation along the centerline

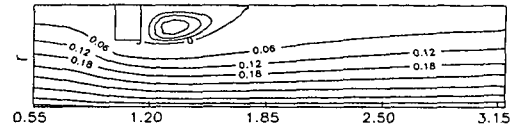


Fig. 7 Steady mean streamline for  $Re=2 \times 10^5$

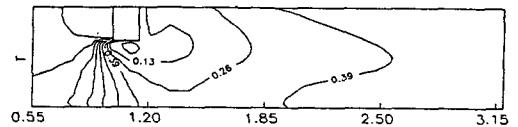


Fig. 8 Steady distribution of mean pressure for  $Re=2 \times 10^5$

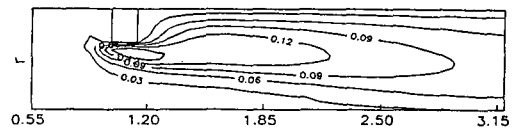


Fig. 9 Steady distribution of  $k$  for  $Re=2 \times 10^5$

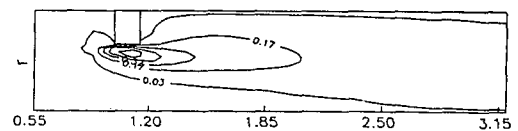


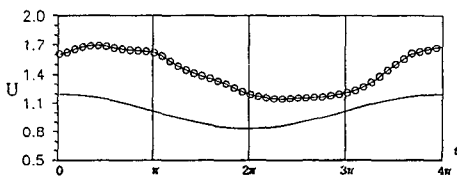
Fig. 10 Steady distribution of  $\epsilon$  for  $Re=2 \times 10^5$

따라 난류생성이 활발히 일어나기 때문이다. 입구 평균속도 제곱에 의한 무차원 난류에너지의 최고값은 0.15로서 직관에서의 최대 난류에너지값  $0.06^{(11)}$ 에 비해 2.5배 증가했고 출구에서는 벽 근처에서 0.076으로 1.3배 증가한 것으로 보아 오리피스 링을 부착하므로써 자유전단층이 발생으로 인해 난류에너지가 급격히 증가한다는 사실을 알 수 있다. Fig. 10은 등 난류에너지 소산률  $\epsilon$ 의 분포를 나타낸 그림으로 난류에너지와 경향이 유사하며 오리피스 링 밑에서 최대값을 나타내고 있다. 입구속

도 평균값 및 관의 직경으로 무차원화한 소산률  $\epsilon$ 의 최대값은 0.65로서 직관에서의 최대값에 비해 약 14배 정도 증가하여 난류에너지와 마찬가지로  $\epsilon$ 도 오리피스 링의 부착으로 인해 급격히 증가한다는 것을 알 수 있다.

3.2 오리피스 링 주위의 맥동유동

Fig. 11은 입구속도와 오리피스 링 밑의 중심선에서 축 방향속도의 시간에 따른 변화를 나타낸 그림으로 오리피스 링 밑에서 약  $22.5^\circ$  위상차를 보이고 있는데, 이는 유체가 오리피스 링을 지나면서 유선곡률 및 가속정도가 다르기 때문이다. Fig. 12는 오리피스 링 밑의 중심선에서 시간에 따른 압력 변화를 나타낸 그림이다. 압력은 속도가 감소하는 구간에서는 증가하고 속도가 증가하는 구간에서는 감소하는 형태를 나타낸다. 즉 속도에 대해 압력은  $90^\circ$ 의 위상차를 보이고 있다. Fig. 13은 각 시간별 유선을 나타낸 그림이다. 감속구간에서는 재 부착점이 하류쪽으로 이동하여 박리길이가 길어지며  $t = 2\pi$  근처에서 최대가 된다. 이때 입구의 평균속도 및 관의 직경에 근거한 레이놀즈수는  $1.4 \times 10^5$ 로서 Fig. 14에서 보는 바와 같이 동일한 레이놀즈수의 정상 난류유동에서 보다 박리길이가 약 1.7배 증가함을 알 수 있다. 반면에 가속구간에서는 재 부착점이 상류쪽으로 이동하여 박리길이가 점차 감소하



—: Inlet centerline axial velocity  
○: Centerline axial velocity past an orifice

Fig. 11 Phasewise variation of centerline axial velocity of inlet and orifice ring

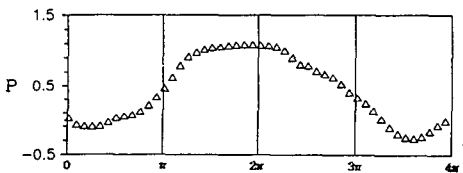


Fig. 12 Phasewise variation of centerline pressure through the orifice ring

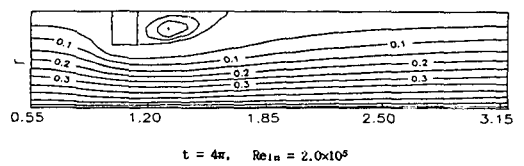
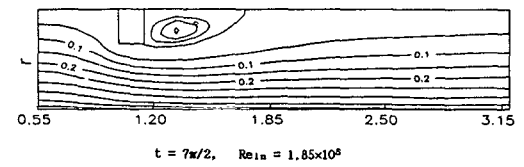
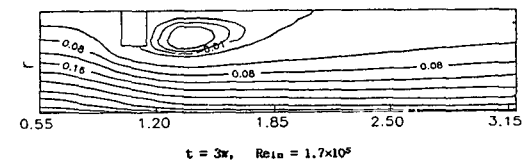
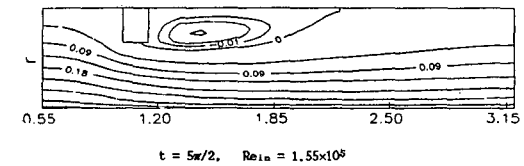
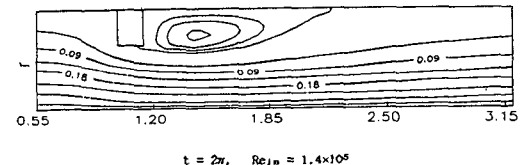
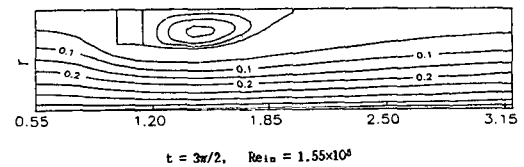
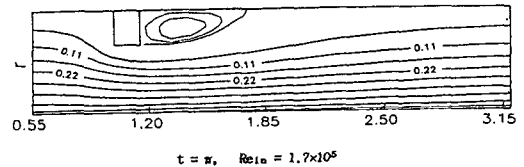
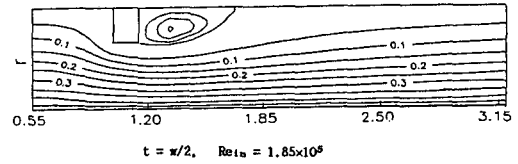


Fig. 13 Mean streamlines in the pulsatile flow

고 있다. 따라서 레이놀즈수가  $2.0 \times 10^5$ 인  $t=4\pi$ 인 경우에 같은 레이놀즈수를 갖는 초기( $t=0$ )의 정상 유동(Fig. 7)에서의 박리길이 보다 약 17% 감소하게 된다. 여기서 특이한 것은  $t=5\pi/2$ 인 경우 가속구간임에도 불구하고 매우 미소하지만 계속해서 박리길이가 증가한 것은 오리피스 링 근처에서 유선 곡률 및 유체의 가속정도에 의해 발생하는 위상차의 영향이 지배적으로 작용하기 때문인 것으로 생각된다. 따라서 이와같은 경우에 대해서는 같은 맥동유동에서 동일한 레이놀즈수( $Re=1.7 \times 10^5$ ,  $t=\pi, 3\pi$ )라 할지라도 감속구간에서의 박리길이보다 가속구간에서 박리길이가 오히려 약 55% 증가하게 된다는 것을 알 수 있다. 전반적으로 감속구간인  $t=\pi$ 에서의 박리길이가 정상유동에서의 박리길이(Fig. 14)가 거의 유사하여  $t=0 \sim \pi$ 구간에서 유동 현상은 크게 변하지 않으며, 또한 가속구간인  $t=7\pi/2 \sim 4\pi$ 에서도 정상유동에서의 박리길이나 별차이 없이 예측되고 있다. 따라서 맥동유동에서 입구의 맥동영향이 비교적 크게 미치는 구간은  $t=3\pi/2 \sim 3\pi$ 임을 알 수 있다. Fig. 14는  $Re=1.7 \times 10^5$  ( $t=\pi, 3\pi$ )와  $Re=1.4 \times 10^5$  ( $t=2\pi$ )일때 맥동유동과 비교하기 위한 정상유동에서의 유선에 대한 그림이다. Fig. 7 및 Fig. 14에서 보는 바와 같이 난류유동에서 레이놀즈수의 비교적 작은 변화에 따른 박리길이의 변화는 그리 크지 않다는 사실을 알 수 있으며, 이는 후향계단 유동 및 급확대관 유동에서 이미 연구된 바 있다. 그러나 앞에서 살펴본 바와 같이 맥동유동에서는 동일한 레이놀즈수라 할지라도 박리길이가 다르게 나타나고 있다. 이는 맥동으로 인한 입구에서의 연속적인 속도변화로 정상유동에서와는 달리 축 방향으로의 운동량 변화에 따른 전단효과가 커지기 때문이다. 즉 정상유동에서는 축 방향으로의 운동량 변화는 시간에 무관하며 반경방향 운동량 변화보다 일반적으로 작다. 그러나 맥동유동에서는 시간에 따라 관 입구에서의 운동량이 연속적으로 변하기 때문에 반경방향 운동량 변화뿐만 아니라 주 유동방향으로의 운동량 변화도 더불어 커지게 된다. 이와같은 축방향으로의 운동량 변화는 오리피스 링 근처의 유선곡률 및 가속정도가 변하게 되므로 이 근처에서의 속도는 입구속도와 위상차를 나타내게 된다. 따라서 각각의 시간에 따라 유동형태가 다르게 나타나며, 그 정도의 차는 주로 맥동 진폭 및 주기에 지배된다. Fig. 15는 오리피스 링 앞  $X=0.9587D$ 인 곳에서 정상유동

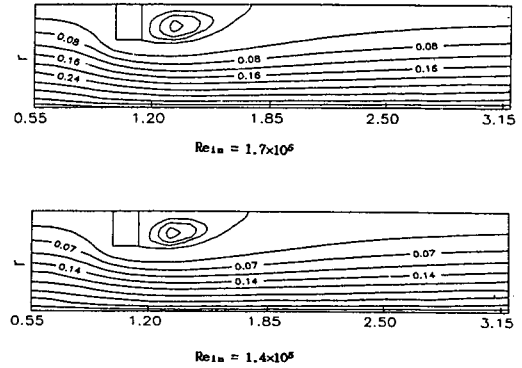


Fig. 14 Mean streamlines in the steady flow

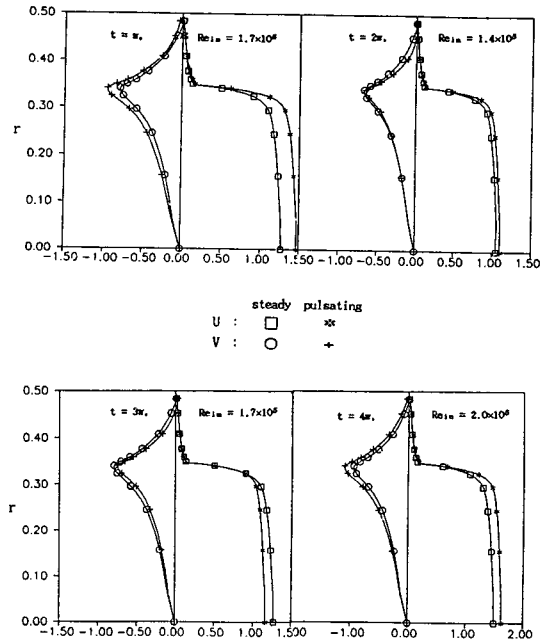


Fig. 15 Pulsatile axial and radial velocity profiles comparison with steady flow at  $X=0.9578D$

과 맥동유동의 단면에 대한 축 방향속도와 반경 방향속도를 각각 비교한 그림이다. 감속구간에서는 정상유동과 맥동유동의 크기 차이가 가속구간보다 크게 나타났으며 반경 방향 속도보다는 축 방향속도의 크기의 차이가 더 크게 나타났다. 즉 감속구간에서 오리피스 링앞에서 유선이 나타내는 곡률의 변화가 더 크다는 것을 나타낸다. Fig. 16은 시간별 등 난류에너지 선도를 나타낸 그림이고 Fig. 17은 정상상태에서 등 난류에너지 선도이다. 두 그림을 비교해 보면 정상상태에서는 난류에너지의 최대값

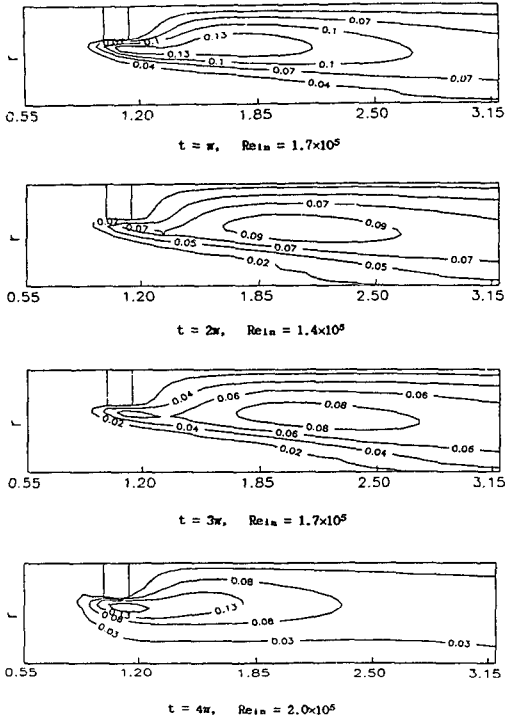


Fig. 16 Distributions of turbulent kinetic energy in the pulsatile flow

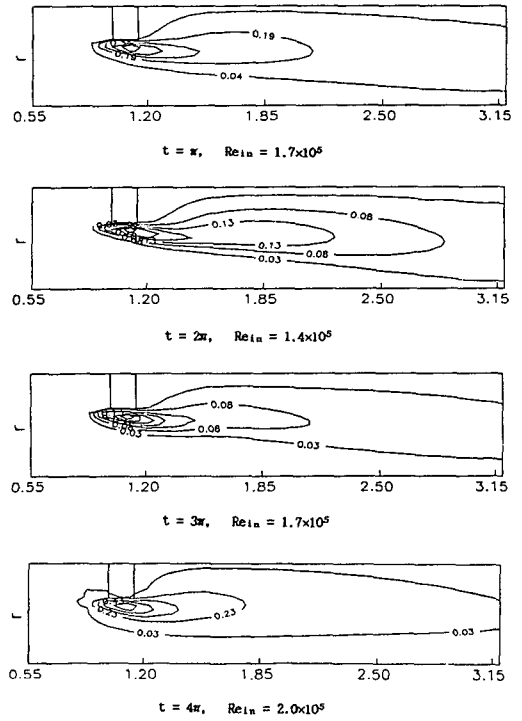


Fig. 18 Distributions of turbulent dissipation rate in the pulsatile flow

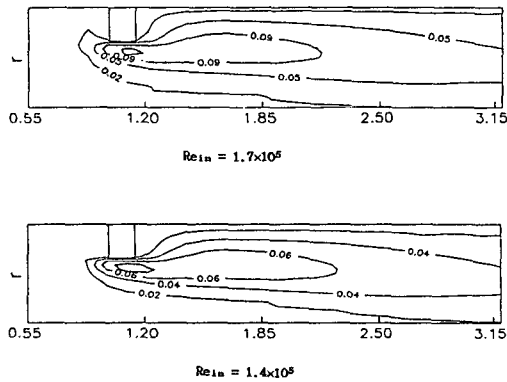


Fig. 17 Distributions of turbulent kinetic energy in the steady flow

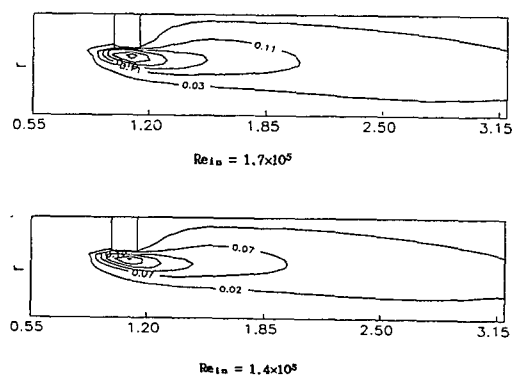


Fig. 19 Distributions of turbulent dissipation rate in the steady flow

이 오리피스 링 뒤쪽 모서리에 위치하였으나 맥동 유동이 감속구간에서는 최대값들이 위치하는 지점이 하류쪽으로 이동하였고 가속구간에서는 정상상태와 같은 분포를 나타냈다. 그리고 오리피스 링에 의해 증폭된 맥동유동의 효과가 크게 나타나는 감속구간에서는 난류에너지의 크기도 정상상태보다

맥동유동일 때 더 큰 것으로 나타났다. 그러나 가속구간에서는 분포형태는 같지만 최대값이 크기는 오히려 더 작게 나타났다. 이는 감속구간에서 활발히 생성된 난류에너지가 가속구간에서 대류에 의해 출구쪽으로 이동되었기 때문으로 생각된다. Fig. 18은 시간별 등 난류에너지 소산률은 나타낸 그림



이고 Fig. 19는 정상상태의 등 난류에너지 소산률을 나타낸 그림이다. 난류에너지 소산률은 난류에너지와는 달리 정상상태와 유사한 분포를 보이고 있다. 그러나 소산률  $\varepsilon$ 의 최대 크기는 난류에너지와 마찬가지로 감속구간에서는 맥동유동이 정상유동보다는 크고 가속구간에서는 정상유동이 맥동유동일때 보다 크게 됨을 알 수 있다. 속도분포에서와 마찬가지로 난류에너지 및 난류에너지 소산률의 분포가 가속 및 감속구간에서 다른 이유는 맥동유동으로 인한 주 유동방향으로의 속도구배가 시간에 따라 변하여 전단효과가 달라지기 때문이다.

#### 4. 결 론

본 연구에서 얻은 결론은 다음과 같다.

(1) 오리피스 링이 부착된 원관에서의 맥동유동에서는 가속구간 보다 감속구간에서 오리피스 링 앞의 속도가 같은 입구 레이놀즈수의 정상유동과 비교할 때 크기의 차가 더 크게 나타났으며 반경방향보다는 축 방향속도의 차가 더 컸다.

(2) 정상상태에서는 레이놀즈수가  $1.4 \times 10^5$ 에서  $2.0 \times 10^5$ 까지의 범위에서는 재 부착점의 위치가 거의 차이를 보이지 않았지만 맥동유동에서는 레이놀즈수가 줄어드는 감속구간에서는 재 부착점의 위치가 하류쪽으로 이동하였으며 레이놀즈수 증가하는 가속구간에서는 상류쪽으로 이동하였다.

(3) 오리피스 링의 앞쪽 벽면에서 유동이 꺾이는 곡률의 정도도 정상상태에서는 레이놀즈수가 변하더라도 거의 차이를 보이지 않았지만 맥동유동의 감속구간에서는 완만한 형태의 곡률을 보였다.

(4) 직관유동과는 달리 오리피스 링을 부착함으로써 오리피스 링 밑에서  $22.5^\circ$ 의 위상차를 보였다.

(5) 감속구간에서는 난류에너지  $k$ 의 최대값이 위치하는 곳이 정상상태와는 달리 오리피스 링에서 하류쪽으로 더 이동하였고 가속구간에서는 정상상태와 같은 분포를 나타냈다.

(6) 난류에너지  $k$ 의 크기는 감속구간에서 정상상태 보다 크게 나타났고 가속구간에서 최대값은 정상상태 보다 작았지만 오리피스 링으로부터 하류쪽으로 떨어진 곳에서는 정상상태와 비슷한 크기를 나타냈다. 그러나 전반적으로 볼때 난류에너지  $k$ 의 값은 정상유동장 보다는 맥동유동에서 더 크게 나타났다.

(7) 보다 정확한 결과를 얻기 위하여 겨자수의

증가 및 난류모델의 개선, 그리고 오리피스 링의 두께변화에 따른 유동현상에 대해 지속적인 연구가 필요하다.

#### 후 기

본 연구는 한국과학재단의 연구지원에 따른 "열 발생기기의 성능 향상 및 설계 기초연구(KOSEF 88-0212-01)"의 일환으로 이루어진 것으로 연구를 지원하여 주신 동 재단의 관계자 여러분께 깊은 감사를 드립니다.

#### 참고문헌

- (1) Minh, H.Ha. and Chassaing, P. 1979, "Perturbations of Turbulent Pipe Flow," Turbulent Shear Flows, Vol. 1, pp. 178~197.
- (2) Eaton, J.K. and Jhonston, J.P. 1981, "Backward-Facing Step Flow," The 1980 · 1981 Afosr-Httm-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol. I, pp. 275~283.
- (3) Durst, F. and Rastogi, A.K. 1979, "Theoretical and Experimental Investigations of Turbulent Flow with Separation," Turbulent Shear Flow, Vol. 1, pp. 208~219.
- (4) Tu, S.W. and Ramaprian, B.R., 1983, "Fully Developed Periodic Turbulent Pipe Flow," J. Fluid Mech., Vol. 137, pp. 31~58.
- (5) Tokuro Mizushima, Toshiro Maruyam and Yasumi Shiozaki, 1973, "Pulsating Turbulent Flow in a Tube," J. of Chemical Engineering of Japan, Vol. 6, No. 6, pp. 487~494.
- (6) Munekazu Ohmi, Susumu Kyomen and Tateo Usui, 1978, "Analysis of Velocity Distribution in Pulsating Turbulent Pipe Flow with Time-Dependent Friction Velocity," Bulletin of JSME, Vol. 21, No. 157, pp. 1137~1143.
- (7) Chen, C.J. and Chen, H.C., 1982, "The Finite Analytic Method," IHR Report No. 232-IV, The Univ. of Iowa.
- (8) Hanjalic, K. and Launder, B.e. 1972, "Fully developed asymmetric flow in a plane channel," Fluid, J. Mech. Vol. 51, Part2, pp. 301~335.
- (9) Chen, H.C. and Patel, V.C. 1985, "Calculation

of Trailing-edge, Stern and Wake Flows by a Time Marching Solution of the Partially-Parabolic Equations," IIHR Report No. 285, The Univ. of Iowa.

(10) Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Tran-

sfer and Fluid Flow," McGraw-Hill, Inc.

(11) Laufer, J., 1954, "The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow," National Advisory Committee for Aeronautics Technical Report 1174.