

<論 文>

유압관로내 원통형 초크의 분류영역에서 맥동유동의 거동과 유동특성에 관한 연구

배신철* · 모양우**

(1995년 2월 8일 접수)

Behavior and Flow Characteristics of Pulsating Flow in the Jetflow Region through Cylindrical Chokes

S. C. Bae and Y. W. Moh

Key Words : Pulsating Flow(맥동유동), Cylindrical Choke(원통형 초크), Plane Wave(평면파),
Pressure Wave(압력파)

Abstract

Cylindrical chokes are used widely as components of hydraulic equipments. The dynamic characteristics between flowrate and pressure drop through the cylindrical chokes were discussed by the frequency characteristics of the chokes. It was assumed no pressure recovery occurred near the downstream of the choke. The pulsating jetflow from the outlet of cylindrical chokes show very complex behaviours which are quite different from the steady jet flow but it's not clarified quantitatively. In order to utilize the chokes as a flowmeter, it is indispensable to discuss the estimation of the dynamics of pressure drop in the downstream jetflow region of cylindrical chokes. In this experimental study, it is clarified that the reattachment length depended on pressure wave is compared with it depended on velocity wave. A pulsating flow is verified by visualization method. In the present study, the flow characteristic variables of laminar pulsating flow are investigated analytically and experimentally in a circular pipe. Characteristic parameters of the ratios of inertia($\Phi_{1,1}$) and viscous($\Phi_{2,1}$) term to pressure term are introduced to describe the flow pattern of laminar pulsating flow.

1. 서 론

유압제어장치는 산업기계의 안정화 및 생산합리화를 위한 자동, 원격조작을 비롯한 제어시스템의 조작단에서 고정밀도의 운동을 얻는데 이용되고 있으며, 그 이용기술 또한 고도의 발전을 이룩하고 있

다. 유압을 이용하여 동력을 제어하는 경우 유량과 압력의 곱으로 동력을 표현할 수 있고, 반복운동을 하는 유압관로에서 대부분의 운동은 시간의 경과에 따라 유동특성이 변화하는 맥동유동이기 때문에 이에 대한 정확한 해석이 필요하다. 또한 많은 동력 제어 부분에 초크를 이용하고 있으므로 동력을 정확히 예측하고 제어하기 위해서는 초크내의 유동상태를 분석할 필요가 있다.

참 등^(1,2,8)은 사각덕트에서 작동유체를 공기로 하

*단국대학교 기계공학과

**정회원, 조선대학교 기계공학과

고, 맥동유동의 시간평균 레이놀즈수를 변수로 한 관성항에 대한 압력항과 점성항의 비를 특성변수로 분리하여 연구하였다. 이 연구에서朴 등은 비정상 유동의 유동영역을 준정상상태, 중간영역 및 관성 영역으로 분류하여 발표하였다. 본 연구에서는 맥동유동이 정현파적으로 변화하는 진동유동의 주파수를 변수로 하여 관성항에 대한 압력항과 점성항의 비를 연구하고자 한다.

원통형 초크를 비정상유동의 유량측정에 이용할 경우 압력차를 측정하기 위한 측정점과 교축길이비에 따른 초크하류에서의 분류의 영향이 문제가 되고 있다. 정상유동에서의 교축부분을 통과한 분류, 가 상당한 거리를 지나서 다시 부착되는 현상과 비정상유동에서 초크 상류부분의 압력측정 위치에 대해서는 수치해석과 실험으로 충분히 검토되었으나, 정상유동과 진동유동이 합성된 맥동유동의 경우에는 교축부를 통과한 분류가 상당히 짧은 거리에서 관벽면에 도달할 것이지만 이 유동을 정량적으로 연구한 문헌은 별로 없다.

본 연구에서는 원통형 초크의 교축부를 통과한 유동의 분류영역에서 압력파를 변수로 한 식과 속도를 변수로 한 식의 물리적 특성을 확인하고, 가시화실험을 통하여 분류영역에서의 동적거동과 주파수, 레이놀즈수에 따라 변화하는 분류의 재부착 거리를 고찰하고자 한다. 또한 교축길이비와 유량진폭비에 따른 분류부착거리와 분류영역을 비교, 검토하여 유량측정의 응용자료로서 제공하고자 한다.

2. 이론해석

맥동유동의 속도성분은 정상유동과 진동유동성분의 합으로 표시할 수 있으며, x 축과 r 축의 속도성분이 각각 u 와 v 인 Fig. 1과 같은 원통좌표계를 설정할 수 있다. 여기서, r 축의 속도성분 v 는 x 축의 속도성분 u 에 비하여 아주 작으므로 무시할 수 있다. 따라서 관로내의 맥동유동에 대한 운동량식은 다음과 같다.

$$\rho \frac{du_m}{dt} + \frac{4}{D_h} \tau_w = \frac{\Delta p}{l} \quad (1)$$

여기서, 왼쪽의 첫번째와 두번째 항은 각각 관성항과 점성항이고 오른쪽 항은 압력항이다. 정상유동일 경우 점성항과 압력항만으로 표시할 수 있지만,

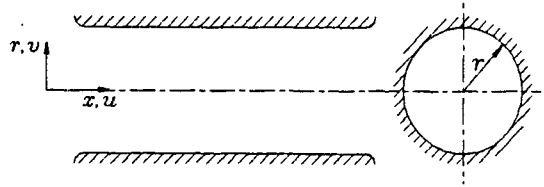


Fig. 1 Cylindrical coordinates

본 실험에서는 비정상유동이므로 관성항과 점성항의 합으로 압력항을 표시하였다. 유동은 파동함수이므로 각각의 항들을 지수함수로 표시할 수 있다.

압력강하중 시간평균값을 제외하고 진동값만을 고려하면 식 (1)에서 진동유동의 압력과(pressure wave)는 관로내의 유동이므로 평면파(plane wave)로 표시되며 다음과 같다.

$$p(x, t) = p_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (2)$$

여기서, p_0 는 기본압력진폭이다. T 를 주기라 하고, 맥동유동중 지수함수로 표시된 진동유동의 파동함수에서 물리적 의미를 갖는 것은 실수항이므로 반사파 허수항을 무시하고 다시 정리하면 다음과 같다.

$$p(x, t) = p_0 e^{i(kx - \omega t - \omega T)} = p_0 e^{i\phi} \quad (3)$$

여기서, ϕ 는 진동파의 위상이고, 에너지전달을 나타내는 진동파의 강도 또는 세기(intensity)는 $|p(x, t)|^2$ 이다.

관로내에서 유동하는 맥동유동은 진동유동성분과 시간평균성분의 합으로 표시되므로 식 (1)에서의 각 항들은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\Delta p}{l} = \frac{\Delta p_{ta}}{l} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_{0,n}}{l} e^{in(kx - \omega t)} \quad (4)$$

$$u_m = u_{m,ta} + \sum_{n=1}^{\infty} u_{m,0,n} e^{in(kx - \omega t)} \quad (5)$$

$$\tau_w = \tau_{w,ta} + \sum_{n=1}^{\infty} \tau_{w,0,n} e^{in(kx - \omega t)} \quad (6)$$

이 식들에서 아래첨자 0와 ta 는 각각 기본진폭값과 시간평균값을 나타내고, 진동성분의 고차항이 일차항에 비하여 상대적으로 작으므로 일차항까지만 고려하였다.

식 (2)에서 k 는 시간이 고정되었을 때의 단위길이당 위상의 변화량이고, 진동유동의 위상이 일정할 경우 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$kx - \omega t = C \quad (7)$$

이 식을 미분하면 다음과 같은 위상속도(phase

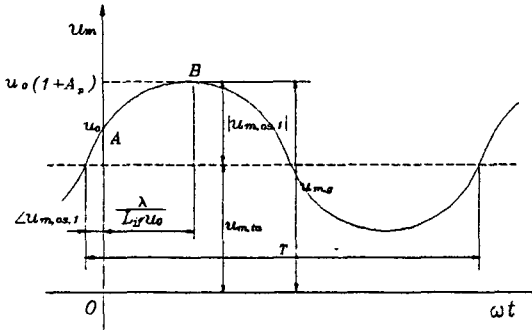


Fig. 2 Flow variation at the outlet of a choke

velocity)를 얻을 수 있다.

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = u_{m,p} \quad (8)$$

이를 다시 한번 미분하면 맥동유동의 입자속도를 나타내는 群速度(group velocity)를 얻을 수 있다.

$$\frac{d\omega}{dk} = u_{m,g} \quad (9)$$

군속도는 항상 위상속도보다 작고 유동입자의 운동량과 질량의 비로 표시되는 양으로 실험에 의한 측정값이고, Fig. 2에서 보는 바와 같이 맥동의 최대진폭으로 나타난다.^(5,6) Fig. 2에서 $|u_{m,os,1}|$ 와 $\angle u_{m,os,1}$ 은 각각 속도를 기준으로 한 기본진폭과 위상각이다.

압력파가 초크내를 정현파상으로 통과함에 따라 식 (2)로 표시된 압력진폭에 변화가 생기므로 이 투과파에 대하여 다음과 같이 정리할 수 있다.^(5,6)

$$p(x, t) = p_0 e^{i(k'x - \omega t)} \quad (10)$$

여기서, $i(k'x - \omega t)$ 로 표시되는 투과파수 $k'x$ 는 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$p(x, t) = p_0 e^{-\alpha x} e^{i(kx - \omega t)} \quad (11)$$

여기서, α 는 $\omega \vec{k}/c$ 로 주어지는 각주파수 변화값이다. 여기서, \vec{k} 는 파수벡터를 나타내는 양으로 2π 를 주파수로 나눈 값이고, c 는 물질속에서의 빛의 속도이기 때문에 α 는 언제나 양(+)의 값을 갖는다. 이제 식 (2)와 (11)을 비교해 보면 투과진폭이 지수함수적으로 감소하고 있음을 알 수 있다.

정현파상의 유량변동값에 대하여 그 압력강하 변동값의 위상이 차이가 있고, 이 위상차는 주파수와 초크계수로부터 기인한다. 진동유량값에 대하여 같은 유량에서의 압력강하값을 점성저항값이라고 하

고 $\pi/2$ 만큼 빠른 값을 관성값이라고 한다.

다시 식 (4), (5), (6)을 식 (1)에 대입하여 시간평균값과 진동유동의 변동성분으로 분리하면 다음과 같다.^(3,4)

$$\frac{\Delta p_{ta}}{l} = \frac{4\tau_{w,ta}}{D_h} - \rho\omega u_{m,0,1} \sin(\omega t + \angle u_{m,0,1}) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{4\tau_{w,0,1}}{D_h} \cos(\omega t + \angle u_{m,0,1}) \\ & = \left(\frac{\Delta p_{0,1}}{l}\right) \cos\left(\omega t + \angle \frac{\Delta p_{0,1}}{l}\right) \end{aligned} \quad (13)$$

여기서, 첨자(0, 1)은 푸리에 급수 전개에서 주로 기본진폭값이 큰 영향을 미치므로 진동유동의 기본진폭값을 표시한 것이고, $\angle u_{m,0,1}$, $\angle \tau_{w,0,1}$, $\angle \frac{\Delta p_{0,1}}{l}$ 은 각각 속도, 전단응력, 압력을 기준으로 한 위상각이다.

원관에서 맥동유동의 속도성분과 전단응력성분은 진동유동성분의 합으로 표시되므로 다음과 같은 식을 이용할 수 있다.⁽³⁾

$$\begin{aligned} u_m = & \frac{R^2}{8\mu} \frac{\Delta p_{ta}}{l} + \frac{R^2}{\mu} \frac{1}{\omega'} \frac{\Delta p_{0,1}}{l} \frac{M_2 \sqrt{\omega'}}{M_0 \sqrt{\omega'}} \\ & \cos[\omega t + \theta_2(\sqrt{\omega'}) \theta_0(\sqrt{\omega'}) - 3\pi/2] \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \tau_w = & \frac{R}{2} \frac{\Delta p_{ta}}{l} + \frac{R}{\sqrt{\omega'}} \frac{\Delta p_{0,1}}{l} \frac{M_2 \sqrt{\omega'}}{M_0 \sqrt{\omega'}} \\ & \cos[\omega t + \theta_1(\sqrt{\omega'}) - \theta_0(\sqrt{\omega'}) - 3\pi/4] \end{aligned} \quad (15)$$

식 (14)와 (15)를 기준으로 맥동유동의 유동상태를 규정하는 특성함수를 각각 다음과 같은 압력항에 대한 관성항의 비($\Phi_{t,n}$)와 점성항의 비($\Phi_{z,n}$)로 나타낼 수 있다.

$$\Phi_{t,n} = \rho\omega u_{m,0,n} / (|\Delta p_{0,n}|/l) \quad (16)$$

$$\Phi_{z,n} = (4|\tau_{w,0,n}|/D_h) / (|\Delta p_{0,n}|/l) \quad (17)$$

Ohmi는 진동유동 성분을 식 (16)와 식 (17)에 대입하여 정리한 다음식을 이용하였다.⁽³⁾

$$\Phi_{t,1} = M_2(\sqrt{\omega'}) / M_0(\sqrt{\omega'}) \quad (18)$$

$$\Phi_{z,1} = (2/(\sqrt{\omega'})) M_1(\sqrt{\omega'}) / M_0(\sqrt{\omega'}) \quad (19)$$

여기서, 첨자 1은 관내유동이 정현파적으로 변동하고 있을때 진동유동을 푸리에 급수전개하면 첫번째 항이 유동에 미치는 영향이 두번째 항이하와 비교해서 매우 크기 때문에 첫번째 항만을 고려한 것임을 나타낸다. M_0 , M_1 및 M_2 는 베셀함수의 0차, 1차 및 2차 함수의 절대값이다. 준정상상태에서의 층류유동일 경우 전단응력과 관마찰계수식은 다음과 같다.

$$\tau_w = \lambda \frac{\rho u_m^2}{8} \quad (20)$$

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (21)$$

$$Re = \frac{u_m d}{\nu} \quad (22)$$

식 (5)에서 기본진동파만을 고려하고 $n=1$ 이라고 간단하게 하기 위해서 위상각의 차이가 없다고 가정하고 정리하면 다음과 같다.

$$u_m = u_{m,ta} + u_{m,0,1} \cos \omega t \quad (23)$$

여기서, $u_{m,0,1}/u_{m,ta}$ 를 속도진폭비 A_1 이라 하고 이것을 식 (20)에 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tau_w &= 8\rho \frac{\nu}{d} (u_{m,ta} + u_{m,0,1} \cos \omega t) \\ &= \frac{\rho}{8} \lambda_s^2 u_{m,ta}^2 (1 + A_1 \cos \omega t) \end{aligned} \quad (24)$$

여기서, λ_s 는 시간평균속도 $u_{m,ta}$ 를 변수로 하여 다음과 같이 정리한 마찰계수식이다.

$$\lambda_s \frac{64}{Re_{ta}} \quad (25)$$

여기서, 레이놀즈수는 맥동유동의 각주파수가 증가하여 각주파수에 대한 영향을 고려할 때 맥동유동의 레이놀즈수 Re_p 로 치환되는 값으로 진동유동의 레이놀즈수 Re_{os} 와 정상유동의 레이놀즈수 Re_s 의 합으로 표시되는 값이다. 즉,

$$Re_p = Re_{os} + Re_s \quad (26)$$

이다. 식 (26)에서 진동유동의 레이놀즈수 Re_{os} 는 다음 식을 이용하여 구하였다.

$$Re_{os} = \frac{2450}{\sqrt{\eta(\sqrt{\omega'}) + \xi(\sqrt{\omega'})}} \quad (27)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \eta(\sqrt{\omega'}) &= \frac{\sqrt{\omega'}}{4} \frac{M_1(\sqrt{\omega'})}{M_2(\sqrt{\omega'})} \\ &\quad \cos\left(\theta_1 \sqrt{\omega'} - \theta_2 \sqrt{\omega'} + \frac{3}{4}\pi\right) \\ \xi(\sqrt{\omega'}) &= \frac{\sqrt{\omega'}}{4} \frac{M_1(\sqrt{\omega'})}{M_2(\sqrt{\omega'})} \\ &\quad \sin\left(\theta_1 \sqrt{\omega'} - \theta_2 \sqrt{\omega'} + \frac{3}{4}\pi\right) \end{aligned}$$

이다.

식 (24)를 푸리에 급수전개했을 때 가장 크게 작용하는 전단응력의 기본진폭값은 다음과 같다.

$$|\tau_{w,0,1}| = (\rho/8) \lambda_s u_{m,ta}^2 A_1 \quad (28)$$

식 (23)과 식 (28)를 식 (1)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{l} &= -\rho \omega u_{m,0,1} \sin \omega t \\ &\quad + \rho \frac{\lambda_s}{2D_h} u_{m,ta}^2 (1 + A_1 \cos \omega t) \end{aligned} \quad (29)$$

식 (28)과 같은 이유로 식 (29)를 기본주파수 진폭만을 고려하여 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{|\Delta p|}{l} = \rho u_{m,0,1} \sqrt{\omega^2 + \left(\frac{\lambda_s}{2D_h} u_{m,ta}\right)^2} \quad (30)$$

식 (18)과 식 (19)를 준정상상태로 했을 경우와 비교하기 위하여 식 (28)와 식 (30)을 식 (16)과 식 (17)에 기본주파수만을 고려하여 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Phi_{t,1} &= \frac{\rho u_{m,0,1}}{\rho u_{m,0,1} \sqrt{\omega^2 + \left(\frac{\lambda_s}{2D_h} u_{m,ta}\right)^2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{8}{\omega'}\right)^2}} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{z,1} &= \frac{\frac{4}{D_h} \frac{\rho}{8} \lambda_s u_{m,ta}^2 A_1}{\rho u_{m,0,1} \sqrt{\omega^2 + \left(\frac{\lambda_s}{2D_h} u_{m,ta}\right)^2}} \\ &= \frac{8 Re_{ta}}{\omega'} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{8}{\omega'}\right)^2}} \end{aligned} \quad (32)$$

식 (31)과 (32)는 준정상상태일 경우의 압력항에 대한 관성항의 비($\Phi_{t,1}$)와 점성항의 비($\Phi_{z,1}$)를 특성함수로 나타낸 식이다. 원형단면에서 층류유동일 때 식 (16)과 같이 준정상상태에서의 $\Phi_{t,1}$ 은 무차원 각진동수 ω' 만의 함수로 나타나지만, $\Phi_{z,1}$ 은 무차원 각진동수와 시간평균 레이놀즈수의 함수로 나타나고 있다.

원통형 초크를 지나는 운동량은 운동에너지 K 와 위치에너지 V_0 의 합으로 표시되는 다음과 같은 Hamiltonian 운동방정식을 이용하여 구했다.^(13,14)

$$H = K + V_0 \quad (33)$$

여기서, Hamiltonian 운동방정식은 正準운동량 (canonical momentum)이므로 다음과 같다.

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \dot{q}_i, \quad \frac{\partial H}{\partial q_i} = -\dot{p}_i \quad (34)$$

여기서, q_i 은 일반좌표이고, p_i 은 운동량이다. 초크를 통하여 나오는 확률밀도(probability density)^(5,6,12)을 구하기 위하여 식 (11)로 표시되는 압력파를 식 (33)에 적용하여 ket벡터와 bra벡터를 적용하면 다음과 같다.

$$\langle p(x, t) | H | p(x, t) \rangle = |p_0|^2 e^{-2ax} \quad (35)$$

이 식에서 초크를 통과하고 나온 투과파의 에너지 역시 지수함수적으로 감소하고 있음을 알 수 있다.

압력파를 변수로 하여 초크의 하류에 대하여 분석한 식을 확인하기 위하여 속도를 변수로 하여 물리적 특성을 규명하기로 한다. 원통형 초크의 출구에서 단면 및 시간평균속도를 u_0 , 단면평균속도를 u_m 이라 하여 다음과 같이 정의하였다.⁽¹⁵⁾

$$u_m = u_0(1 + A_p \sin \omega t) \quad (36)$$

교축부의 출구에서의 유량의 변화는 Fig. 3에 표시하고, 여기서, A라고 표시한 지점에서 출구를 빠져 나온 입자가 유량변화의 1주기 동안 진행한 거리 λ 는 다음과 같다.

$$\lambda = u_0 T = \frac{u_0}{f} \quad (37)$$

A라고 표시된 시점에서 출구를 빠져 나온 입자와 B라고 표시된 시점에서 출구를 빠져 나온 입자간의 시각의 차는 $\lambda/4$ 이고, A의 입자와 B의 입자의 속도차 u_a 는 $A_p u_0$ 이다. 여기서, A_p 는 정상유동에 대한 맥동유동의 유량비이다. 1주기동안 최대속도인 B의 입자가 시간평균속도 u_0 로 하류에서 A의 입자를 추월할 때, 즉 유체의 최대입자속도가 최소 입자속도를 추월할 때 펄스가 최대로 되고 붕괴가

시작된다. B의 입자가 A의 입자를 추월하기 위한 시간을 T라고 하고 정리하면 무차원 분류붕괴 시작거리 $\bar{L}_s (= L_s/D)$ 는 다음과 같다.⁽¹⁶⁾

$$\bar{L}_s = \frac{T_a(u_a + u_0)}{D} = \frac{Re_a \beta (1 + A_p)}{16 A_p f} \quad (38)$$

여기서, $Re_a = u_0 d / \nu$, $\bar{f} = d^2 f / 4 \nu$, $\beta = d/D$ 이고, 분류확대구간의 길이 $\bar{L}_e (= L_e/D)$ 를 고려하면 무차원 분류붕괴거리 \bar{L}_{if} 는 다음과 같다.

$$\bar{L}_{if} = \bar{L}_s + \bar{L}_e \quad (39)$$

Fig. 4에서 층류 정상유동인 경우 $\bar{L}_r = 16$ 의 위치에서 다시 부착되는 것을 고려하여 위식에 $\bar{f} \rightarrow 0$ 로 될 때 정상유동조건을 동시에 만족하는 다음의 식을 이용하였다. 즉,

$$\lim \bar{L}_{if} = \frac{Re_a}{\alpha} + \bar{L}_e = \bar{L}_r \quad (40)$$

로 되어 식 (41)의 형태로 된다. 여기서, α 는 계수이다.⁽¹¹⁾

$$\bar{L}_{if} = \frac{1}{\frac{1}{\bar{L}_s} + \frac{\alpha}{Re_a}} + \bar{L}_e \quad (41)$$

따라서 식 (38)의 결과를 식 (41)에 대입하면 무차원 분류붕괴거리는 다음과 같다.

$$\bar{L}_{if} = \frac{Re_a \beta (1 + A_p)}{16 A_p f + \alpha \beta (1 + A_p)} + \bar{L}_e \quad (42)$$

Fig. 4의 수치해석결과 Re 가 600이하에서의 α 값은 일정하다.⁽¹¹⁾ 맥동유동의 경우에도 최대 레이놀즈수를 이용하여 정리하면 다음과 같다.

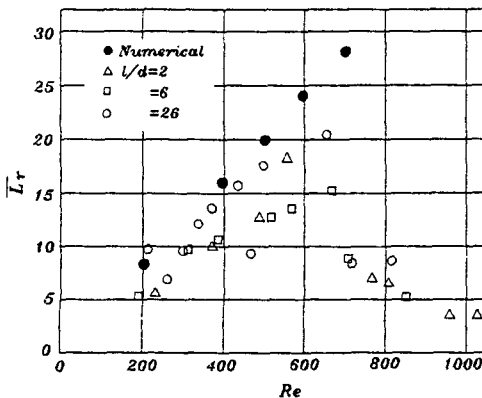


Fig. 3 Reattachment length of steady flow

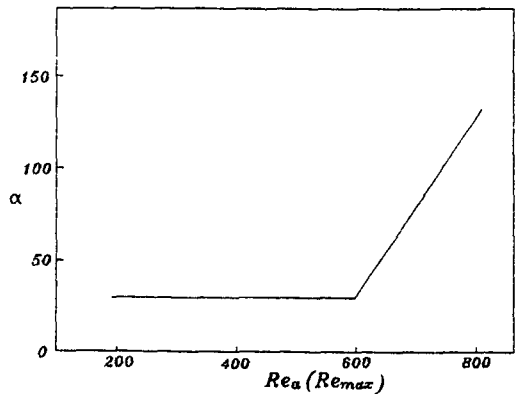


Fig. 4 Dependence of coefficient α on Re

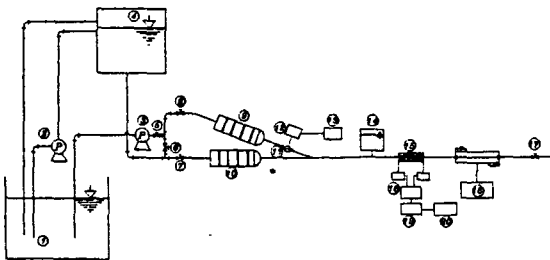
$$\bar{L}_{jr} = \frac{Re_{max}\beta}{24f + \alpha\beta} + \bar{L}_e \quad (43)$$

식 (42)과 (43)는 재부착거리를 레이놀즈수와 주파수를 이용하여 해석하였는데, 이 식과 압력파동방정식을 Hamiltonian방정식으로 유도한 식 (35)와 비교하여 재부착거리를 확인할 수 있다.

3. 실험

본 실험에서는 정류한 물을 작동유체로 사용하였으며, Fig. 5에서 보는 바와 같이 저장탱크로부터 펌프를 이용하여 오버플로우탱크로 물을 올려 보내 수위가 언제나 일정하게 유지되도록 하였다. 유동상태를 가시화하기 위하여 아크릴로 제작된 관을 사용하였으며, 염료를 투입하여 유동이 층류상태인가를 확인하였다. 비정상유동인 맥동유동은 볼밸브를 회전시켜 진동유동을 만든 다음 수두차, 즉 위치에너지에 의한 정상유동과 합성시켜 발생시켰다. 유량은 밸브 5와 7로 조절하였으며, 정류기를 설치하여 유동을 정상상태로 유지하였다.

작동유체의 온도는 열전대를 이용하여 EasyLogger 900으로 받아들여 순간순간의 값을 측정할 수 있도록 하였다. 볼밸브가 최대로 개방된 상태의 위치를 0으로 하여 1주기 동안의 회전각을 30°간격으로 구분하고 속도조절기로 밸브의 회전속도를 변화시켜 가면서 주파수 특성을 실험하였고, 이때 순간순간 측정한 압력값과 비교하여 일치시켰다.



No.	DESCRIPTIONS	No.	DESCRIPTIONS	No.	DESCRIPTIONS
1	storage tank	8	valve	15	cylindrical choke
2	pump	9	straightener	16	ultrasonic flowmeter
3	pump	10	straightener	17	valve
4	overflow tank	11	ball valve	18	pressure transducer
5	valve	12	gear motor	19	personal computer
6	valve	13	speed controller	20	printer
7	valve	14	dye reservoir		

Fig. 5 Schematic diagrams of experimental apparatus

Fig. 6은 원통형 초크를 나타낸 것으로, 직경에 대한 길이비(l/d)는 각각 2, 6, 26이고 초크의 내경(d)은 5 mm, 관의 내경(D)은 20 mm이다. 원통형 초크를 교환할 수 있도록 플랜지형태로 만들었으며 물이 새는 것을 방지하기 위하여 원통형 초크와 플랜지 사이에는 고무패킹을 삽입하였다.

원통형 초크의 전후의 압력을 측정하기 위하여 독일 Druck제품으로 정밀도가 0.04%인 고정밀도 압력변환기(DPI 420)를 이용하였다. 저장탱크에 접속하고 있는 원관의 입구길이를 지나서 완전히 발달된 유동영역의 관단면의 중심축상 압력차는 차압변환기로서 압력측정범위가 0~2 kg/cm²인 것을 사용하였으며, 압력변환기의 압력값이 매우 미소한 값이므로 증폭기를 이용하여 그 값을 측정하였다. 압력변환기의 검출부가 스트레인게이지로 되어 있기 때문에 이것을 보정하기 위해서 밸브 1을 열어 물을 흘려보낸 다음 밸브 7과 17을 동시에 잠근 상태에서 두 압력변환기의 압력값이 같은 값을 가질 수 있도록 하였다. 압력변환기의 측정점은 선행논문의 결과^(7,9~11)인 Fig. 3와 Fig. 4의 결과를 이용하여 원통형 초크의 상류와 하류쪽으로 각각 초

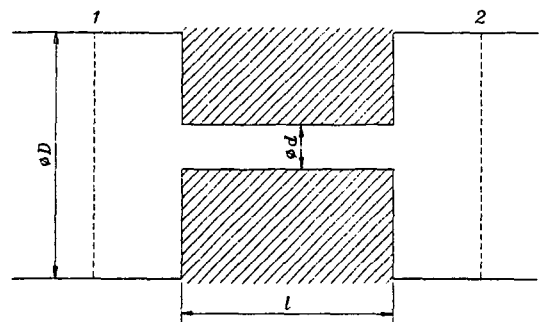


Fig. 6 Cylindrical choke

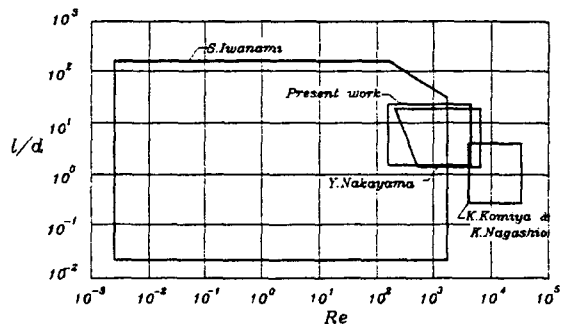


Fig. 7 Scopes of experiments concerned with sharp edge choke

크내경의 2배 ($2d$), 즉 10 mm인 곳으로, Fig. 6에서의 1과 2점에 해당된다. 압력변환기에 의해서 받아들여진 측정값은 개인용 컴퓨터로 전송되어 처리될 수 있도록 하였다. 압력강하값에 의하여 원통형 초크의 실험계수를 결정한 다음 유량을 보정하기 위하여 초음파 유량계와 메스실린더로 체적유량을 측정했다.

실험에서의 영역은 각각 $\beta \leq 0.25$, $Re=200 \sim 2000$, $\sigma=20 \sim 200$ 으로 Fig. 7에 나타내었다.

4. 결과 및 고찰

유동의 균속도 모형을 Photo 1, 2에 가시화하였다. Photo 1은 레이놀즈수 400인 정상유동의 분류형태를 나타낸 것으로 초크의 교축부를 지난 유동의 분류가 비교적 먼 거리까지 매끄럽게 확대되고 있음을 알 수 있다. Photo 2는 맥동유동에서 시간평균레이놀즈수 400, 무차원 주파수 \bar{f} 가 4.3인 경우로서, (a), (b), (c)는 길이비가 각각 2, 6, 26인 경우를 나타낸 것이다. 여기서, 보는 바와 같이 초크의 길이가 짧을수록 펄스는 크게 나타나고 재부착거리는 짧아진다. 정상유동과는 달리 맥동유동의 분류는 교축부를 지나 상당히 짧은 거리에서 갑자기 붕괴되어 주위의 유동과 혼합되고 어떤 구간을 지나서는 난류의 상태가 발생한다. 맥동유동의 에너지 전달은 진폭의 제곱에 비례하며, 초크를 통과함에 따라 이 진폭은 지수함수적으로 감소한다는 식 (8)과 잘 일치한다.

$\Delta p/l$ 와 $u_{m,ta}$ 의 실험값을 이용하여 식 (4)와 식 (5)를 푸리에 급수전개한 다음 이것을 식 (1)에 대

입해서 τ_w 를 식 (6)과 같은 형태로 만든 다음, 이 값들을 이용하여 특성함수 $\Phi_{r,1}$ 과 $\Phi_{z,1}$ 을 구했다. Ohmi와 Iguchi 등의 연구발표에 의하면 맥동유동에서의 시간평균속도는 정상유동의 단면평균속도와 같으므로, 본 연구에서도 맥동유동중의 시간평균속도 $u_{m,ta}$ 에 초음파 유량계로 측정된 단면평균속도를 대입하였다. 이와 같은 방법으로 얻은 특성함수의 값들을 무차원 주파수 ω 로 표시하여 Figs. 8~15에 나타내었다. 여기서, 실선은 식 (31)과 식 (32)의 결과곡선이다. 이 곡선들은 Ohmi와 Iguchi^(3,4)의 식 (18)과 (19)의 결과곡선과도 일치하고 있다.

교축길이비 l/d 가 작을 경우 Photo 2(a)에 나타난 것처럼 맥동압력파의 진폭의 감쇠가 적기 때문에 상대적으로 압력항의 값이 커서 압력항에 대한 관성항의 비($\Phi_{r,1}$)가 작게 나타나고 있다. 그러나 레이놀즈 수가 작을 때에는 점성의 영향에 의한 압력항의 감소로 인하여 같은 l/d 에서 압력항에 대한 점성항의 비($\Phi_{z,1}$)가 약간 크게 나타나고 있다. 즉, l/d 가 작을 경우에는 관성항에 대한 압력비나 점성항에 대한 압력비의 변화율이 작게 나타나지만 l/d 가 커질수록 그 변화율도 증가하고 있다. 그 이유는 맥동유동에서 맥동압력파가 초크를 통과하는 동안의 에너지 전달량으로 표시할 수 있는 맥동압력파의 진폭의 제곱이 지수함수적으로 감소하기 때문에 점성항과 관성항에 대한 비율이 상대적으로 커져서 생기는 결과로 생각된다. 이론곡선과 실험 결과에 약간의 차이가 있는 것은 Ohmi와 Iguchi의 경우처럼 맥동유동을 준정상상태로 가정하여 이론식을 전개하였기 때문이다. 초크의 길이에 대한 맥동압력파의 진폭이 지수함수적으로 감쇠하기 때문

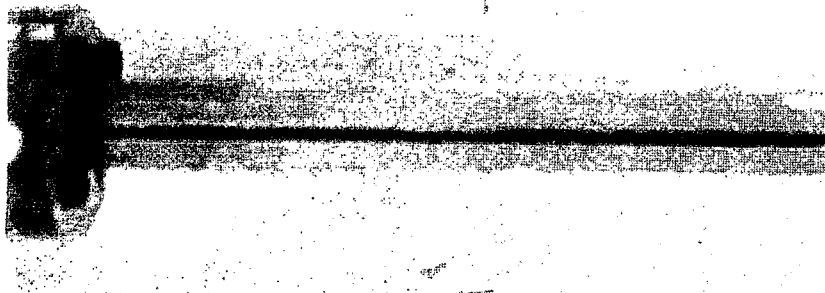


Photo 1 Visualization of the steady flow

(a) $l/d=2$ (b) $l/d=6$ (c) $l/d=26$ **Photo 2** Visualization of the pulsating flow

에 상대적으로 생기는 점성항에 대한 압력항의 비를 나타내는 특성함수는 매우 급격하게 변화하고 있지만, 관성항에 대한 압력항의 비의 증가는 관성

항의 감쇠로 인하여 그 증가율이 상대적으로 매우 작다. 그러나 레이놀즈수와 무차원 각진동수가 증가하면 이들의 유동이 평형상태(equilibrium

state)로 되어 그 변화율이 둔감해진다.

Figs. 11~15은 시간평균 레이놀즈수를 각각 500, 1000, 1500, 2000 및 2500으로 고정하고, l/d

d 에 대한 $\Phi_{t,1}$ 과 $\Phi_{z,1}$ 의 변화를 나타내었다. Fig. 11에서 보는 것처럼 낮은 레이놀즈수에서는 길이가 커질수록 맥동유동의 진동압력파의 진폭이 지수

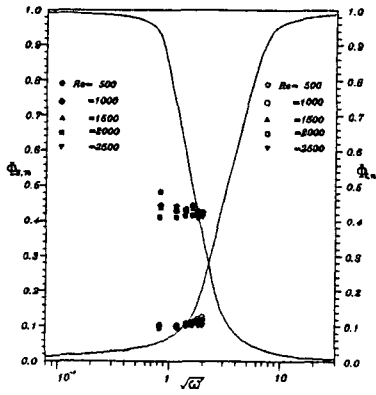


Fig. 8 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=2$

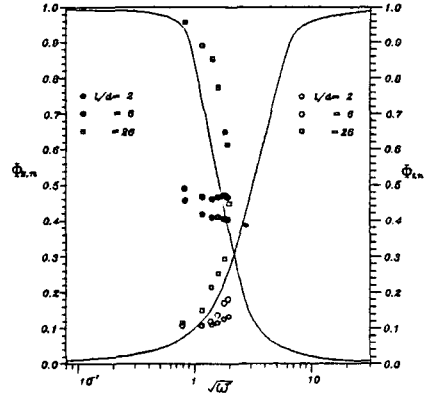


Fig. 11 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=500$

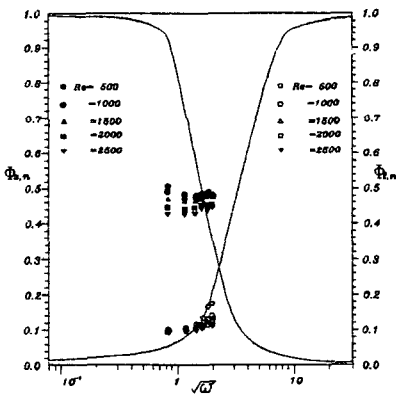


Fig. 9 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=2$

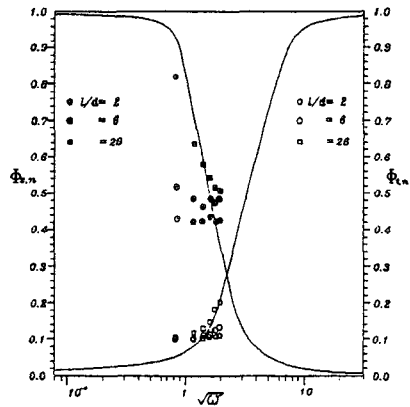


Fig. 12 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=1000$

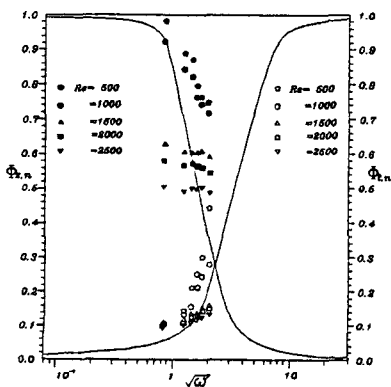


Fig. 10 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=26$

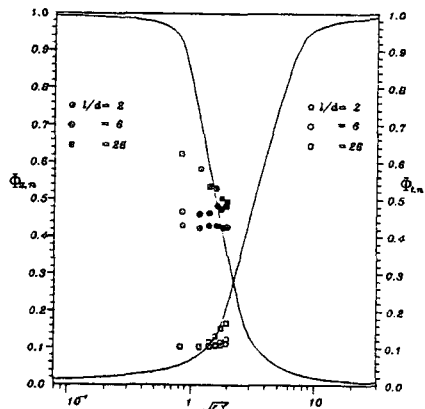


Fig. 13 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to $Re_{\tau a}$ at $l/d=1500$

함수적으로 감소하여 압력항의 값이 점성항에 비하여 상대적으로 크게 감소하므로 \bar{f} 의 증가에 따라 $\Phi_{z,n}$ 이 급격하게 감소하고 있지만, l/d 가 감소하면 맥동유동의 맥동압력파의 진폭도 역시 작게 감소하므로 상대적으로 감소율도 둔화되고 있다. 그러나 레이놀즈수가 증가함에 따라 각진동수가 증가할지라도 각각의 특성변수에 대한 변화율은 작아지고

있다. 그 이유는 식 (11) 아래에서 설명한 것처럼 맥동유동중 진동유동의 각진동수가 증가함에 따라 압력파의 진폭값에 따른 위상차가 점점 줄어들기 때문이다. 그림에서 전체적으로 관성항에 대한 압력항의 비가 점성항의 비보다 작게 나타나는 이유는 초크의 내경이 작기 때문에 상대적으로 점성항의 값은 크고, 맥동압력파의 진폭은 감소가 심하기 때문이다.

식 (35)는 각주파수와 초크길이가 증가할수록 펄스의 진폭이 작아짐에 따라 확률밀도(probability density)이 감소하고 있음을 의미한다. 즉 초크를 통과하면서 에너지 손실이 지수함수적으로 감소하고, 이 에너지의 감소가 재부착거리의 증가로 나타나는 현상을 설명하고 있다.

원통형 초크의 하류부분은 Fig. 16과 같이 크게 3개의 영역으로 분류하여 고찰할 수 있다. 즉, 교축부로부터 나온 분류가 펄스를 유지하면서 이동하

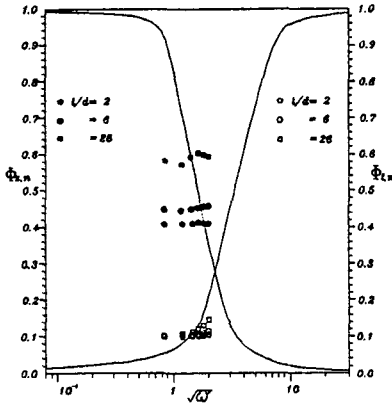


Fig. 14 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to Re_{ta} at $l/d=2000$

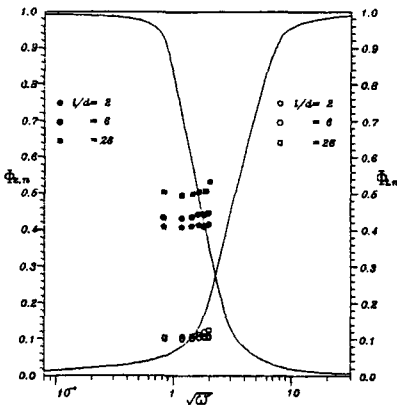


Fig. 15 Characteristic parameters $\Phi_{z,n}$, $\Phi_{t,n}$ according to Re_{ta} at $l/d=2500$

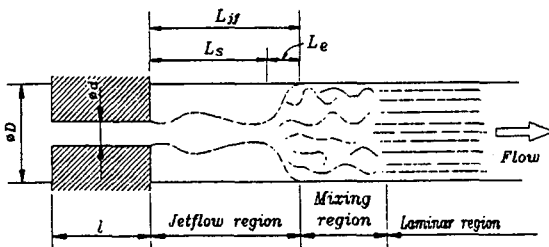


Fig. 16 Jet expansion

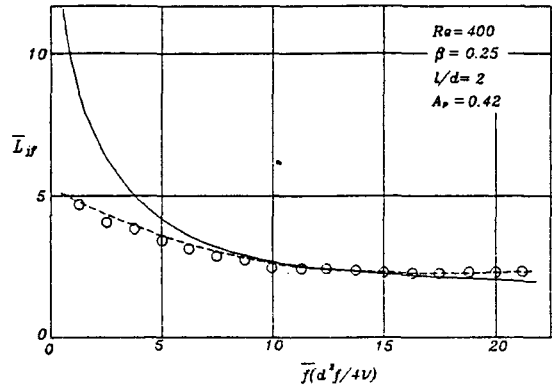


Fig. 17 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - - : Eq. (35), \circ : Experimental)

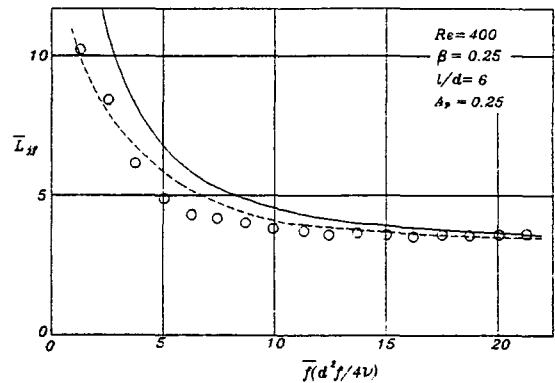


Fig. 18 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - - : Eq. (35), \circ : Experimental)

고 붕괴가 시작된 후 분류가 확산되어 관벽까지 도달하는 영역, 분류가 형태를 유지하지 못하고 붕괴한 후 유동이 관내 전체로 복잡하게 혼합되는 혼합영역, 그리고 다시 원관에 층류유동으로 재층류화되는 영역으로 나눌 수 있다. 본 연구에서는 이들 분류영역중에서 첫번째의 경우에 대해 고찰하였다. 이 영역의 크기가 교축길이비나 주파수의 변화에 따라 어느 정도 변화하는가를 검토하였으며, Fig. 16에서 분류영역과 혼합영역의 경계, 즉 분류가 확대되어 관벽면에 도달한 곳을 분류붕괴점이라고 하고, 유동을 가시화하여 교축부의 출구로부터의 분류붕괴거리 L_{ff} 를 측정하였다.

교축부를 나온 각각의 유체입자는 출구에서 유속을 유지하면서 하류로 진행하고, 1주기마다 입자가 출구를 나옴에 따라 빠른 유체입자가 느린 입자를 밀어내어 관벽면으로 커다란 펄스형태의 부분이 형성된다. 이 펄스가 크게 형성된 부분이 하류로 이

동해가면서 뒤에서 따라오는 유체의 입자 때문에 크게 된 다음, 그 형태를 유지하지 못하고 분류가 붕괴되기 시작한다. 붕괴가 된 다음, 어느 거리를 지나고 나서 분류붕괴 때문에 난류가 관벽면 전체에 미치게 되는데, 이 구간을 분류확대구간이라고 한다.

원통형 초크를 지난 맥동유동의 펄스가 재부착하는 현상을 Figs. 17~24에 나타내었다. $A_p, Re_{ca}, \beta, l/d$ 를 변수로 하여 L_{ff} 의 실험결과를 표시하였다. 여기서, 점선은 압력파를 이용하여 해석한 식 (35)의 이론곡선이고, ---은 속도를 중심으로 해석한 식 (42)의 곡선이고, 실선은 실험에 의한 측정값이다. 맥동유동의 주파수가 작을 경우에는 분류붕괴거리가 비교적 길게 되어 정상유동의 재부착거리에 접근하고 주파수가 큰 경우에는 급격하게 줄어 \bar{f} 가 10을 넘게 되면 $2D$ 정도로 된다. 식 (35)와 식 (42)에서의 계산결과는 분류붕괴현상에 대한

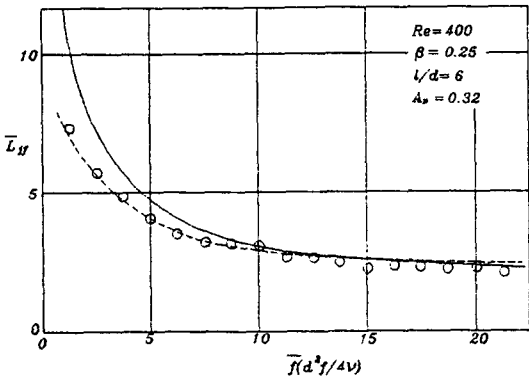


Fig. 19 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - : Eq. (35), ○ : Experimental)

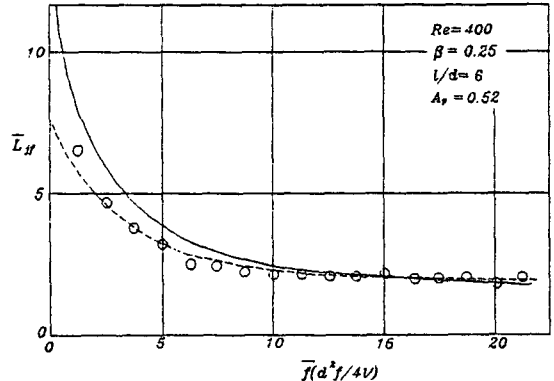


Fig. 21 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - : Eq. (35), ○ : Experimental)

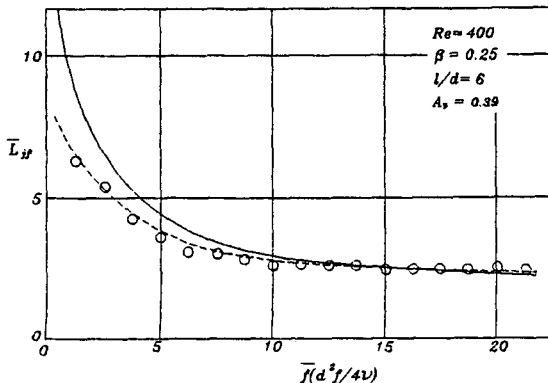


Fig. 20 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - : Eq. (35), ○ : Experimental)

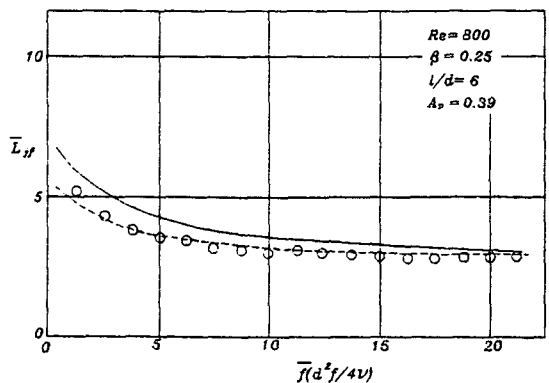


Fig. 22 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42), - - - : Eq. (35), ○ : Experimental)

이러한 경향을 잘 나타내고 있다. 식 (42)에 의하면 낮은 주파수 범위에서 계산값보다도 실험값이 약간 작게 나타나는데, 이는 유체입자가 교축부분을 나온 후에도 같은 값을 가지고 이동한 붕괴모델과 비교해보면 실제 유동현상에서는 점점 감소하고 있기 때문이다. 그러나 압력파를 중심으로 계산한 식 (35)의 결과인 실선은 원통형 초크를 빠져 나온 펄스가 하류로 진행함에 따라 지수함수적으로 감소하고 있는 형태를 반영하고 있기 때문에 속도를 변수로 한 식 (42)보다 더 잘 일치하고 있다. A_p 가 작은 경우에는 두 식 모두 \bar{L}_{IF} 가 이론값과 잘 일치하고 있으며, Re_{ca} 와 l/d 가 증가하면 \bar{L}_{IF} 가 길어진다. 원통형 초크를 빠져 나온 맥동의 밀도확률은 에너지 손실의 정도를 나타내며, 이 값은 재부착거리에 역비례한다. 이상의 고찰로부터 압력파를 Hamiltonian 운동방정식을 이용하여 해석한 식 (35)와 속도를 중심으로 해석한 식 (42)과 비교해보면 원통형 초크의 교축부를 지난 거동의 특성은

매우 일치하고 있지만, 실험값과 비교해 보면 압력파를 중심으로 해석한 식 (35)가 더욱 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

5. 결 론

원통형 초크를 통과하는 맥동유동의 가시화 실험을 통한 연구결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 초크의 출구로부터 $2D$ 까지의 반경방향 속도는 무시할 수 있다.

(2) 층류 맥동유동에서 압력항에 대한 관성항의 비 ($\Phi_{t,1}$)를 나타내는 특성함수는 무차원 각진동수만의 함수로 나타나며, 준정상상태로 가정하여 이론식을 유도할 경우 Ohmi와 Iguchi의 이론결과와 잘 일치한다.

(3) Ohimi와 Iguchi는 층류 맥동유동을 준정상상태로 가정하였지만, 층류유동일지라도 원통형 초크내의 유동일 경우 각진동수가 증가함에 따라 맥동유동중 진동유동의 압력항의 진폭이 지수함수적으로 감소한다는 사실을 고려해야 한다.

(4) 원통형 초크에서 맥동유동의 압력항에 대한 관성항의 비 ($\Phi_{t,1}$)를 나타내는 특성함수는 압력항에 대한 점성항의 비 ($\Phi_{z,1}$)를 나타내는 특성함수보다 작게 나타났다.

(5) 낮은 레이놀즈수에서는 l/d 가 증가하면 맥동유동의 진동압력파의 진폭이 지수함수적으로 감소함에 따라 압력항의 값이 점성항에 비하여 상대적으로 크게 감소하므로 압력항에 대한 점성항의 비 ($\Phi_{z,1}$)가 무차원 각진동수의 증가에 따라 급격히 감소하고, l/d 가 감소하면 맥동유동의 맥동압력파의 진폭도 역시 작게 감소하므로 상대적으로 감소율도 둔화되고 있다.

(6) 교축부를 통과한 정상유동성분과 비교해 볼 때 맥동유동성분의 펄스형태를 갖는 분류는 매우 짧은 거리에서 관벽면에 재부착한다.

(7) l/d 가 증가함에 따라 교축부를 통과한 군속도는 지수함수적으로 감소하고, 유체입자의 재부착거리는 길어진다.

(8) 교축부를 통과한 밀도확률은 재부착거리에 역비례한다.

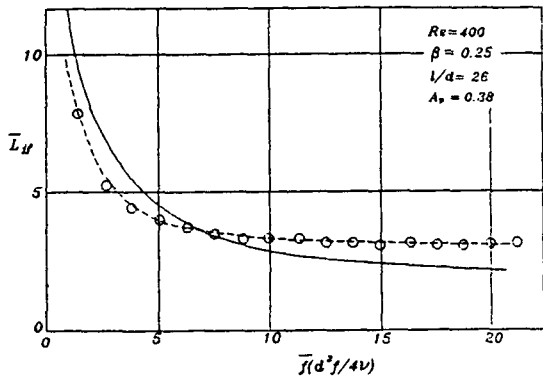


Fig. 23 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42),: Eq. (35), ○: Experimental)

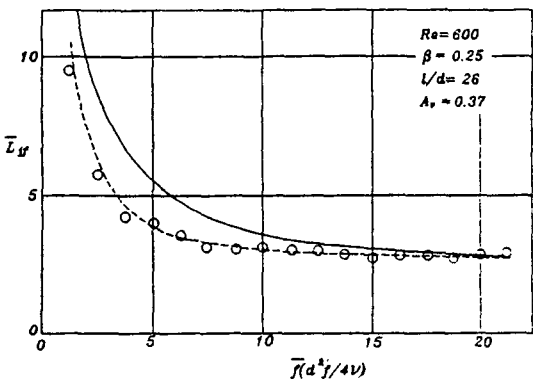


Fig. 24 Collapse length of pulsating flow(—: Eq. (42),: Eq. (35), ○: Experimental)

참고문헌

(1) Ohmi, M. and Iguchi, M., 1981, "Flow Pattern

- and Frictional Losses in Pulsating Pipe Flow : Part 4," *General Representation of Turbulent Frictional Losses, Bulletin of the JSME*, Vol. 24, No. 87, pp. 67~74.
- (2) 박길문, 유영태, 고영하, 1991, "정사각 덕트의 입구영역에서 천이 맥동유동의 유동특성변수에 관한 연구," 한국우주항공공학회논문집, 제19권, 제2호, pp. 46~59.
- (3) Ohmi, M. and Usui, T., 1981, "Numerical Analysis of Pressure and Velocity Distributions for a Pulsating Turbulent Flow in a Circular Tube Containing a Slightly Compressible Fluid," *Bulletin of the JSME*, Vol. 24, No. 187, pp. 60~66.
- (4) Ohmi, M. and Iguchi, M., 1981, "Flow Pattern and Frictional Losses in Pulsating Pipe Flow : Part 7," *Wall Shear Stress in a Turbulent Flow, Bulletin of the JSME*, Vol. 24, No. 196, pp. 1764~1771.
- (5) 송희성, 1993, "양자역학," 교학연구사, pp. 57~73.
- (6) Gasiorowicz, S., "Quantum Physics," Univ. of Minnesota, pp. 26~39.
- (7) 喜多義範, 足立由紀夫, 昭和 53年, "圓管内亂流の脈動流れの研究," 日本機械學會論文集, 第45卷, 第397號, pp. 1243~1256.
- (8) 최주호, 1988, "사각단면덕트내에서 천이 비정상유동특성에 관한 연구," 박사학위논문, 조선대학교 광주.
- (9) 横田眞一, 中野和夫, 1982, "圓筒形絞りの周波數特性, 油壓と空壓," 第13卷, 第3號, pp. 199~205.
- (10) 中野和夫, 横田眞一, 植山幹夫, 1984, "圓筒内瞬間流量計測手法," 計測自動制御學會論文集, pp. 427~427.
- (11) 中野和夫, 横田眞一, 宮本力, 1986, "油壓管路の動特性實驗による高周波用瞬間流量計測手法の検討," 日本機械學會論文集, pp. 413~416.
- (12) Ramamurti Shankar, 1980, "Principle of Quantum Mechanics," Yale Univ. New Haven, Connecticut, pp. 91~110.
- (13) Herbert Goldstein, 1980, *Classical Mechanics*, Addison Wesley Publishing Company, pp. 339~437.
- (14) 고재휴, "역학," 청문각, pp. 267~283.
- (15) 横田, 中野, 田中, 1984, "圓筒形絞りを通過する振動流に関する研究," 昭和59年 秋季油空壓講演會論文集, 21/24.
- (16) 横田, 中野, 田中, "圓筒形絞りの噴流領域における振動流の舉動(第2報, 數値解析)," 油壓と空氣壓, 第17卷, 第6號, 昭和61年.