

## 油壓管路에서의 캐비테이션 初生

李一永\*, 廉萬午\*\*, 李珍杰\*\*\*

### Cavitation Inception in Oil Hydraulic Pipeline

I. Y. Lee, M. O. Yum and J. K. Lee

#### Abstract

The cavitation inception in oil hydraulic pipeline was investigated experimentally and numerically. In the experiment, negative pressures below -1 MPa (absolute pressure) were measured, associated with the transient flows in oil hydraulic pipeline. These experimental results show that the common hydraulic oil in the experimental pipeline withstands large tensions. In order to interpret the experimental results on cavitation inception, the growth of a spherical bubble in viscous compressible fluid due to a stepwise pressure drop was investigated by numerical analysis, and the critical bubble radius was obtained. The calculated value of the critical bubble radius corresponding to the negative pressure measured in the experiment is so small that the premised conditions about the bubble shape in the analysis is unsatisfactory. The physical significance of this calculated result implies the fact that there hardly exist free bubbles which can act as cavitation nuclei in the experimental pipeline.

#### 1. 緒 論

管路内の 流體過渡現象과 관련하여 發生하는 캐비테이션(cavitation)은 工學上으로 매우 중요한 문제이며, 이미 많은 研究結果가 보고되어 있다.<sup>1)</sup> 그러나 캐비테이션의 發生機構를 조사한 基礎的인 研究는 매우 드물며, 아직 미

지의 문제가 많이 남아있다고 생각된다. 종래의 캐비테이션 研究에 있어서 캐비테이션核으로 注目되어온 대표적인 것은 액중의 固體異物質<sup>2)</sup>, 自由가스氣泡<sup>3)</sup>, 액중의 固體表面上의 틈새에 있어서 가스포켓<sup>4)</sup>이다. 本研究에서는 油壓管路에서의 液柱分離現象의 發生機構를 조사하는 한 接近法으로서, 비교적 小直經의 油壓管路에서 過渡現象에 隨伴하여 發生하는 캐비

\* 부산수산대학 기관학과

\*\* 경남대학교 공대 기계공학과

\*\*\* 부산대학교 공대 정밀기계공학과

테이션 初生에 대하여 實驗的으로 조사한다.

이어서, 實驗에서 얻은 結果를 바탕으로 하여 油壓 作動油中の 캐비테이션 核으로 油中の 微小氣泡(microbubble)에 注目하여, 氣泡로부터 無限遠方의 壓力이 階段狀으로 降下할 때의 氣泡의 成長에 대하여 조사한다. 數值計算을 통하여, 壓力이 强하할 때 氣泡가 成長을 계속 하는가 혹은 어떤 一定한 크기로 다시 平衡하는가의 境界가 되는 氣泡의 初期半徑의 臨界值(이후에는 臨界半徑  $R_0^*$ 라 부름)를 구한다.

階段狀으로 壓力을 强하시킬 때, 强하후의 壓力值가 絶對壓 零이하인 경우는, 氣泡運動의 解析에 物質傳達(mass transfer)의 효과도 고려하는 것이 순리이지만, 油壓 作動油에 대해서는 그것의 物性值의 일부가 不明이며, 또 반드시 物質傳達效果가 지배적인 要素로 되지도 않기 때문에 이것을 省略하고 斷熱 혹은 等溫의 假定下에서 氣泡運動의 解析을 行한다.

### 2. 實驗裝置 및 方法

管路內에서 過渡흐름에 隨伴되는 캐비테이션 初生壓을 測定하기 위하여 Fig. 1의 管路모델과 같은 裝置를 構成하여 實驗을 行한다. 實驗裝置의 개략을 Fig. 2에 나타내었다. 管路는 內徑 8mm, 길이 20m의 銅管이며, 管路의 양 끝에는 定壓槽가 연결되어 있다. 管路上流端의 定壓槽로는 어큐물레이터를 사용하며, 릴리프밸브로 壓力을 設定하고, 下流端의 壓力槽는 大氣에 開放되어 있다. 처음에 上流端의 밸브를 열어서 기름을 흐르게 하고, 밸브를 급히 닫아 過渡現象을 發生시킨다. 壓力 測定 지점은 밸브 直後, 밸브로부터 5m, 12m, 18m지점의 4개소이며, 壓力의 測定은 管路外周의 변형으로부터 검출하는 方法<sup>5)</sup>으로 行하고, 그

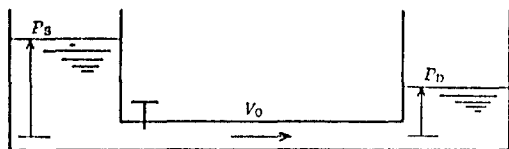


Fig. 1 Pipe model

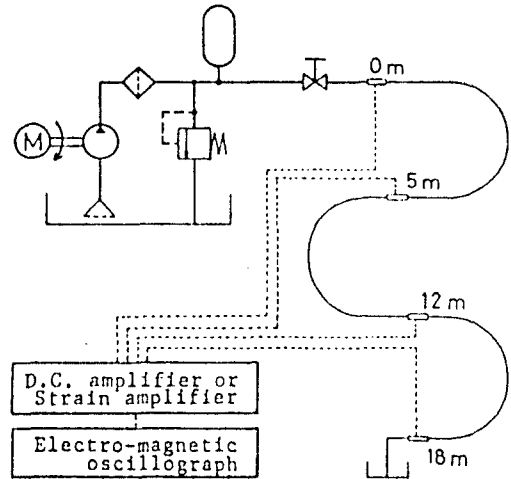


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

신호를 스트레인 증폭기를 거쳐 오실로그래프에서 기록한다. 油溫은 매 實驗마다 管路의 入口 溫度差가 2°C이내가 되도록 安定시킨 후 實驗을 行하였다. 實驗에 사용된 作動油의 物性值는 油溫  $T=293K$ 에서 密度  $\rho=873kg/m^3$ , 粘性係數  $\mu=0.0932N \cdot s/m^2$  表面張力  $\sigma=0.0205N/m$ , 飽和蒸氣壓  $P_v=8.82 \times 10^{-9} MPa$ (abs)이다.<sup>6)</sup> 液體中の 音速  $a_\infty$ 은 1350m/s이다.  $a_\infty$ 은 오실로그래프에서 기록된 壓力波 形으로부터 測定하였다.

### 3. 數值解析

液體의 壓力이 急降下할 때 液體中の 氣泡成長을 解析하여 앞의 實驗에서 測定한 臨界壓力에 대응하는 初期 臨界半徑을 구한다. 우선 無限量의 粘性 壓縮性 油中에 존재하는 반경  $R_0$ 의 單一 球狀氣泡(Fig. 3)를 생각하여, 이것이

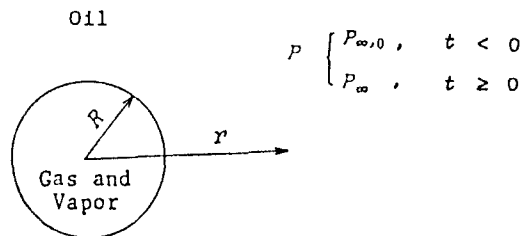


Fig. 3 A spherical bubble

주위 壓力의 階段狀 變化( $P_{\infty, 0} \rightarrow P_{\infty}$ )에 따른 氣泡半徑의 時間的 變化를 解析한다. 解析에 있어서 다음과 같은 가정을 세운다. (i) 重力의 영향, 氣液界面에서의 熱傳達 및 가스 擴散의 영향을 무시한다. (ii) 體積粘性係數는 零으로 둔다. (iii) 氣泡內의 가스 體積變化는 斷熱變化에 따른다. (iv) 氣泡은 언제나 球形을 유지하며, 半徑變化에 따른 表面張力의 變化는 없다.

이상의 가정하에서 氣泡의 運動方程式은 다음과 같이 나타낼 수 있다.<sup>7)</sup>

$$\left(1 - \frac{2R'}{a_{\infty}}\right)RR'' + \frac{3}{2}R'^2\left(1 - \frac{4R'}{3a_{\infty}}\right) + \frac{1}{\rho}(P_{\infty} - P_{r=R} - \frac{RP'_{r=R}}{a_{\infty}}) = 0 \quad (1)$$

여기서  $r$ 은 氣泡중심으로부터의 거리,  $R$ 은 氣泡의 半徑,  $P_{r=R}$ 은 氣泡壁에서의 液體의 壓力,  $P_{\infty}, a_{\infty}$ 는 각각 氣泡로부터 無限히 멀리 떨어진 곳에서의 壓力 및 液體中の 音速,  $\rho$ 는 液體의 密度이다. 프라임표시는 時間에 대한 微分을 나타낸다.

또한 氣泡벽에서의 壓力 平衡으로부터  $P_{r=R}$ 은 다음 式으로 표시된다.

$$P_{r=R} = P_{g,0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n} + P_V - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{R'}{R} \quad (2)$$

여기서  $\mu$ 는 기름의 粘性係數,  $\sigma$ 는 表面張力,  $P_{g,0}$ 는 初期의 氣泡內 가스壓力,  $R_0$ 는 初期의 氣泡半徑이다.  $P_V$ 는 기름의 飽和蒸氣壓이지만, 여기서는  $P_{g,0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n} \gg P_V$ 로 가정하여  $P_V$ 를 定數(初期溫度때의 값) 취급한다.  $n$ 은 폴리트로프 지수이다.

식(1)의 初期條件은 다음과 같다.

$$t=0 \text{에서 } R = R_0,$$

$$R_{0+}' = \frac{1}{\rho a_{\infty}} (P_{g,0} + P_V - \frac{2\sigma}{R_0} - P_{\infty}) \quad (3)$$

式(1)을 無次元化하여 다음式을 얻는다.

$$\begin{aligned} \bar{r} \ddot{\bar{r}} \left(1 - 2\frac{\dot{\bar{r}}}{\bar{r}} + \frac{A}{\bar{r}}\right) + \frac{3}{2}\dot{\bar{r}}^2 \left(1 - \frac{4}{3}\frac{\dot{\bar{r}}}{\bar{r}}\right) \\ - \frac{(\dot{\bar{r}} - 1)(B + A\dot{\bar{r}})}{\bar{r}} \\ - C(1 - 3n\dot{\bar{r}}) \left(\frac{1}{\bar{r}}\right)^{3n} - D = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \frac{R}{R_0}, \quad A = \frac{4\mu}{\rho a_{\infty} R_0}, \quad B = \frac{2\sigma}{\rho a_{\infty}^2 R_0}, \\ C &= \frac{P_{g,0}}{\rho a_{\infty}^2}, \quad D = \frac{P_V - P_{\infty}}{\rho a_{\infty}^2} \end{aligned}$$

이고  $\cdot$  표는 無次元時間  $\tau' (= \frac{t}{R_0/a_{\infty}})$ 에 관한 微分을 나타낸다. 初期條件을 나타내는 式(3)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tau' = 0 \text{에서 } \bar{r} = 1, \\ \dot{\bar{r}}_{0+} = \frac{1}{\rho a_{\infty}^2} (P_{g,0} + P_V - \frac{2\sigma}{R_0} - P_{\infty}) \end{aligned} \quad (5)$$

式(4)를 다시 쓰면 다음 式이 된다.

$$\begin{aligned} \ddot{\bar{r}} = \left\{ \frac{1}{(1 - 2\dot{\bar{r}})\bar{r} + A} \right\} \left\{ -\frac{3}{2}\dot{\bar{r}}^2 \left(1 - \frac{4}{3}\frac{\dot{\bar{r}}}{\bar{r}}\right) \right. \\ \left. + \frac{(\dot{\bar{r}} - 1)(B + A\dot{\bar{r}})}{\bar{r}} + C(1 - 3n\dot{\bar{r}}) \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{1}{\bar{r}}\right)^{3n} + D \right\} \end{aligned} \quad (4')$$

이 方程式을 狀態空間形式으로 표시하면 다음과 같이 된다.<sup>8,9)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{r}}{d\tau'} &= X(\bar{r}, z) \\ \frac{dz}{d\tau'} &= Y(\bar{r}, z) \end{aligned} \quad (6)$$

단,

$$X(\bar{r}, z) = z$$

$$Y(\bar{r}, z) = \left\{ \frac{1}{(1 - 2z)\bar{r} + A} \right\} \left\{ -\frac{3}{2}z^2 \right.$$

$$\left(1 - \frac{4}{3}z\right) + \frac{(z-1)(B+Az)}{\bar{r}} + C(1-3nz) \cdot \left(\frac{1}{\bar{r}}\right)^{3n} + D$$

$$\xi = \frac{1}{(\bar{r}_e + A)^2} \left\{ \frac{3nAC}{\bar{r}_e^{3n+1}} + \frac{C(3n+1)}{\bar{r}_e^{3n}} - \frac{AB}{\bar{r}_e^2} - \frac{2B}{\bar{r}_e} + D \right\} \quad (8)$$

式(4)'의 狀態空間上의 特異點은 式(6)의  $X(\bar{r}, z) = 0, Y(\bar{r}, z) = 0$ 를 만족하는 點  $(\bar{r}, z)$ 로써 定義된다. 그리고 式(6)에서 特異點은 氣泡의 平衡點을 의미한다. 즉, 氣泡의 平衡條件을 만족시키는 方程式으로써 다음 式을 얻는다.

$$\frac{C}{\bar{r}_e^{3n}} - \frac{B}{\bar{r}_e} + D = 0 \quad (7)$$

여기서  $\bar{r}_e = \frac{R_e}{R_0}$ 이고  $R_e$ 는 氣泡의 平衡半徑이다.

그런데 壓力이 階段狀으로 변동하는 때의 氣泡의 舉動은 前術한 氣泡의 平衡點  $(\bar{r}_e, 0)$ 의 特性에 따라 크게 달라진다. 여기서 平衡點의 特性을 조사하고 式(6)에 있어서 係數值가 氣泡의 舉動에 미치는 影響에 관해서 검토한다.

平衡點의 종류는 平衡點  $(\bar{r}_e, 0)$ 부근에서 式(6)의 線形近似式을 고찰함으로써 다음과 같이 類別할 수 있다.

$\xi < 0$	鞍形點(saddle point)
$\xi > 0$	$\xi^2 > 4\xi$ 安定한 節點 (stable node)
	$\xi^2 < 4\xi$ 安定 焦點 (stable focus)
$\xi > 0$	$\xi = 0$ 中心點(center)
	$\xi^2 \geq 4\xi$ 不安定한 節點 (unstable node)
	$\xi^2 < 4\xi$ 不安定 焦點 (unstable focus)

단,

$$\xi = \frac{1}{(\bar{r}_e + A)^2} \left\{ \frac{3nAC}{\bar{r}_e^{3n}} + \frac{C(3n-2)}{\bar{r}_e^{3n-1}} + \frac{A(A-B)}{\bar{r}_e} - 2D\bar{r}_e + A + B \right\}$$

上記의 式(7), 式(8)을 이용하면 氣泡舉動의 특징을 간단히 파악할 수가 있다. 또,  $\xi > 0, \xi^2 > 4\xi$ 의 條件이 만족되는 경우 氣泡의 舉動이 減衰振動에서 過減衰로 이행하는 臨界의 狀態는  $\xi^2 = 4\xi$ 의 條件으로부터 주어진다.

數值計算에서는 作動油內의 空氣氣泡를 대상으로 하여, 氣泡半徑의 時間的變化를 數值計算하고, 臨界 初期半徑  $R_0^*$ 를 구한다.

氣泡半徑의 變化는 氣泡로부터 무한히 멀리 떨어진 위치에서의 油中의 壓力이 式(9)와 같이 階段狀으로 變化함을 想定하여,

$$\begin{aligned} \tau' < 0, P = P_{\infty, 0} (= P_{g,0} + P_v - \frac{2\sigma}{R_0}) \\ \tau' \geq 0, P = P_{\infty} \end{aligned} \quad (9)$$

式(4)을 式(5)로 주어지는 初期條件下에서 數值積分(4階 Runge-Kutta 法)하여 구한다.

#### 4. 結果 및 考察

測定結果를 Fig. 4에 나타낸다. Fig. 4에는 上流端의 壓力  $P_5 = 1.3\text{MPa( abs )}$ , 下流端의 壓力  $P_0 = 0.1\text{MPa( abs )}$ 의 경우이다. 밸브直後 ( $x = 0\text{m}$ )에서의 壓力波形은 여기서 큰 空洞이 發生하고 있음을 나타내고 있다. 그러나 管路途中에서는 캐비테이션이 發生하지 않고, 絶對壓 零보다는 상당히 낮은 負壓이 기록되어 있다. 下流端의 壓力  $P_0$ 를 일정하게 해두고, 上流端의 壓力을 높여가면, 發生하는 負壓의 絶對值도 거의  $P_5$ 에 비례하여 커져  $P_5$ 가 어느 한도에 달하면 管路의 途中에서도 캐비테이션이 發生하기 시작한다. 本論文에서는 이 때의 캐비테이션을 캐비테이션 初生(incipient cavitation)이라 부르고, 管路途中에서 캐비테이션이 發生하지 않는 경우에 測定된 壓力의 最低值(負壓)를 臨界壓力이라 부르기로 한다.

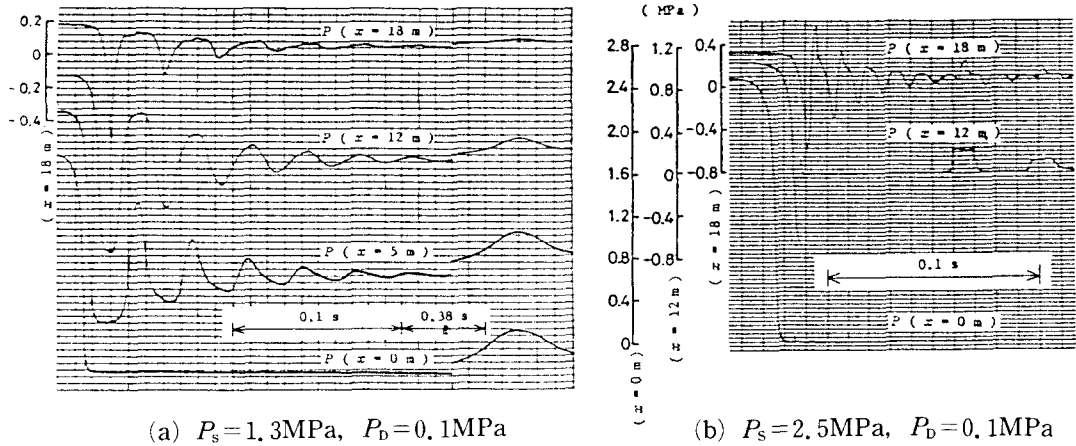


Fig. 4 Records of pressure fluctuations(at  $T=313$  k)

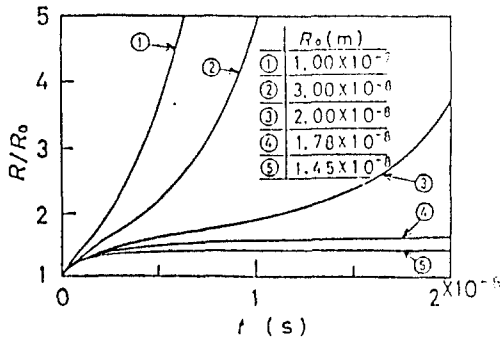


Fig. 5 Variations of bubble radii with time ( $P_{\infty,0}=1MPa$ ,  $P_{\infty}=-1MPa$ ,  $n=1,4$ )

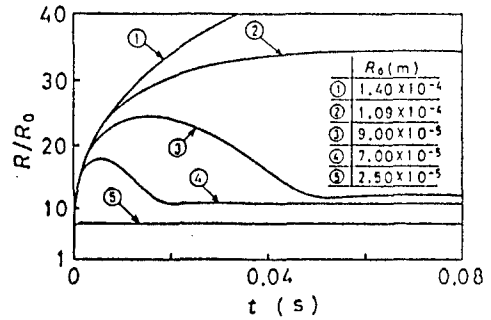


Fig. 6 Variations of bubble radii with time ( $P_{\infty,0}=1MPa$ ,  $P_{\infty}=-0.00001MPa$ ,  $n=1,4$ )

캐비테이션 初生의 예를 Fig.4(b)에 나타내었다. 本 實驗에서 測定된 臨界壓力은  $-1 MPa$  보다도 낮은 값이었다. 實驗에 사용한 作動油는 캐비테이션 核으로 간주되는 요소를 배제하기 위하여 특별한 前處理를 행한 바가 전혀 없는 기름이지만, 캐비테이션이 發生하지 않는  $P_s$ 의 범위에서는 상당히 再現性이 있는 實驗結果가 얻어졌다. Fig.5는  $P_{\infty,0}=1MPa$ ,  $P_{\infty}=-1MPa$ 인 경우의 氣包半徑의 시간적 변화에 대한 計算例이다. 여기서  $P_{\infty}$  즉 壓力降下後의 壓力을  $-1 MPa$ 로 한 것은 本研究의 實驗에서  $-1MPa$ 정도 또는 그 이하의 負壓이 관측된 사실에 근거하고 있다. Fig.5에서 곡선 ④는 初期半徑  $R_0$ 가 거의 臨界初期半徑  $R_0^*$ 에 가까운 값이고 氣泡의 舉動은 이  $R_0^*$ 를 경계로 현

저하게 달라지고 있다. 즉,  $R_0 \geq R_0^*$ 인 경우는 氣泡의 運動이 單調로운 成長을 하여 어떤 일정한 크기로 주위의 기름과 再平衡하나,  $R_0 > R_0^*$  경우는 成長을 계속하여 캐비테이션을 유발하게 된다. 따라서 氣泡의 初期半徑이  $R_0 \geq R_0^*$ 의 경우를 安정한 氣泡,  $R_0 > R_0^*$ 의 경우를 불안정한 氣泡라 부르기로 한다. Fig.5에서 安정한 기포의 舉動은 모두가 單調한 成長(過減衰)으로 되는데 그 원인은 터빈油의 粘度가 상당히 높은 것과 氣泡半徑이 작을수록 式(4)에 있어서 粘性項의 영향이 커서 氣泡의 成長이 심하게 減衰되기 때문이다.

Fig.6은  $P_{\infty,0}=1MPa$ ,  $P_{\infty}=-0.00001MPa$  (abs)인 경우의 計算例이다. 여기서는 곡선 ②의  $R_0$ 가 臨界初期半徑  $R_0^*$ 에 가까운 값임을

알 수 있다. Fig. 6에서도  $R_0 > R_0^*$ 인 경우는 Fig. 5에서와 같이 氣泡은 時間의 경과와 더불어 成長을 계속하나  $R_0 < R_0^*$ 인 경우는  $R_0$ 의 값에 의해서 過減衰하는 경우와 減衰振動하는 경우가 있다. 즉, 곡선 ③, ④는 減衰振動하는 경우이고 곡선 ⑤는 過減衰하는 경우이다.

上記와 같이 式(4)를 數値積分하여  $R_0^*$ 를 직접 구하는 대신 式(7)에 의해 無次元, 最大平衡半徑  $\bar{y}_e^*$ 를 구하고 이것으로부터 간단히  $R_0^*$ 를 구할 수도 있다. 式(7)로부터 구해지는  $r_e$ 에 대응하는 氣泡의 舉動이 過減衰인가 減衰振動인가의 판정은 式(8)에서 구해지는  $\xi, \xi_e$ 에 의하여 용이하게 알 수 있다. 氣泡의 舉動이 過減衰인 경우에는 도달 最大半徑  $R_{max}$ 는  $R_e$ 와 같기 때문에 計算에서 구한  $R_0^*$ 를 캐비테이션의 판정자료로 하는 것에 문제는 없다. 그러나 氣泡의 舉動이 減衰振動인 경우에는  $R_{max}$ 가 Fig. 6의 곡선 ③, ④와 같이  $R_e$ 보다 상당히 큰 값이 되는 경우도 있음을 고려할 필요가 있다.

$R_{max}$ 가 예를 들어 目視 가능한 값인  $10^{-4} \sim 10^{-3}m$ 정도가 되면 複數의 氣泡을 고려할 경우 氣泡間의 合體도 예상되기 때문에<sup>10)</sup> 여기서 구한  $R_0^*$ 를 캐비테이션 판정자료로 하는 것이 부적절하게 되는 경우도 생각할 수 있다. 그러나 本 研究에서 대상으로 하는 作動油의 경우는  $P_{\infty,0} = 1MP_a$ 인 경우  $P_{\infty}$ 가  $-0.0001MP_a$ 보다 낮은 壓力의 영역에서는 안정한 氣泡( $R_0 \leq R_0^*$ )라면 氣泡의 舉動은 모두가 過減衰인 것이 확인 되었다. 따라서 式(7)에서 구한  $R_0^*$ ,  $\bar{y}_e^*$ 의 값은 캐비테이션 發生의 판정자료로 사용할 수 있다. 이 값을 Table 1에 나타낸다. 또 Table 1에는 비교자료로서  $n=1.0$ 인 경우의 計算値도 並記하고 있다.

氣泡成長에 관한 上記의 計算에서 熱傳達, 가스擴散의 영향은 고려되어 있지 않으나, 이들 효과를 고려하여 計算을 하더라도  $R_0^*$ 가 여기서 구한 값( $n=1.4$ 의 경우)보다 큰 값으로 될 가능성은 없다. 즉  $R_0^*$ 가 過小評價되어 있는 것은 아니다.

Fig. 4에서 알 수 있는 바와 같이 本 實驗에서  $-1MP_a$ 보다도 낮은 負壓이 測定되었으며,

**Table 1. Critical radii  $R_0^*$  and dimensionless maximum equilibrium radii  $\bar{y}_e^*$**   
(turbine oil,  $T=293K$ ,  $P_{\infty,0}=1MP_a$ (abs))

$P_{\infty}$ (MP <sub>a</sub> )(abs)	$n=1.0$		$n=1.4$	
	$R_0^*$ (m)	$\bar{y}_e^*$	$R_0^*$ (m)	$r_e^*$
-0.0001	$1.01 \times 10^{-5}$	26.56	$2.63 \times 10^{-5}$	11.12
-0.001	$2.16 \times 10^{-6}$	12.43	$4.56 \times 10^{-6}$	6.72
-0.1	$8.87 \times 10^{-8}$	3.05	$1.28 \times 10^{-7}$	2.42
-0.5	$2.49 \times 10^{-8}$	2.17	$3.32 \times 10^{-8}$	1.90
-1.0	$1.37 \times 10^{-8}$	1.96	$1.78 \times 10^{-8}$	1.74

따라서  $P_{\infty} = -1MP_a$ 인 때의  $R_0^*$ 를 생각하면 Table 1에 나타난 바와 같이  $R_0^* \approx 1.78 \times 10^{-8}m$ 가 된다. 氣泡의 크기로서 이러한 數値는, 이 數値가 作動油分子의 크기와 비교하여 數倍 ~ 數十倍에 지나지 않을 정도로 작은 값임을 생각할 때, 液體를 連續體로 취급하여 얻은 上記의 값이 반드시 적절하고 物理的인 의미를 갖는 값이라고 말하기는 어렵다. 그러나 기름이 連續體로 간주될 수 있을 정도로 큰 氣泡가 油中에 존재하는 경우,  $-1MP_a$ 보다 낮은 負壓으로의 壓力變化下에서 氣泡가 安定하게 존재하는 것이 불가능함은 이 計算으로부터 명백해진다.

한편 氣泡成長時의 時間的인 遲延이 液體의 抗張力을 초래한다는 보고도 있으나,<sup>11)</sup> Fig. 4에 나타난 氣泡半徑의 時間應答은  $R_0 > R_0^*$ ,  $R_0 < R_0^*$ 의 어느 경우에도 매우 빠르기 때문에, 氣泡成長時의 時間遲延이 前術한 實驗에서 나타난 液體의 抗張力을 초래할 가능성은 거의 없음을 알 수 있다.

이상의 사실로부터, 本 研究에서 사용한 實驗管路內를 流動하는 作動油中에는 캐비테이션 核으로 될 수 있는 自由氣泡가 존재할 가능성이 매우 낮음이 입증되었다. 여기에는, 보통 油壓管路內의 壓力이 상당히 높기 때문에 油中의 浮遊氣泡가 溶解하기 쉬운 것이 큰 要因이 되는 것으로 생각된다.

### 5. 結 論

油壓管路에서의 캐비테이션 發生機構를 조사

할 목적으로 管路內 過渡흐름에 隨伴하여 發生하는 캐비테이션 初生에 관한 實驗 및 壓力이 急降下할 때의 氣泡成長에 대한 計算을 행하였다. 計算에서 얻어진 臨界初期半徑  $R^*$ 와 無次元 最大平衡半徑  $\gamma^*$ 를 캐비테이션 發生의 判定자료로 할 수 있음을 밝혔다. 또한 實驗에서 얻은 結果를 기초로 한 計算에서, 作動油가 絕對壓 零이하의 負壓에 노출되어도 캐비테이션이 發生하지 않을 정도의 張力을 갖기 위해서는, 氣泡주위의 液體가 連續體로 간주될 수 있을 정도의 크기를 갖는 氣泡가 油中에 존재할 가능성은 거의 없음이 입증되었다. 따라서 本研究에서 사용한 實驗管路內를 流動하는 作動油中에는 캐비테이션核으로 될 수 있는 自由氣泡가 존재할 가능성은 매우 낮음을 알 수 있었다. 여기에는, 보통 油壓管路內의 壓力이 상당히 높기 때문에 油中の 浮遊氣泡가 溶解하기 쉬운 것이 큰 要因이 되는 것으로 생각된다.

參考文獻

1. T.Tanahashi, 1976, "Fluid Engineering," Vol. 12, No. 9, pp.519-527.
2. J.C.Fisher, "The Fracture of Liquids," Journal of Applied Physics, Vol.19, 1948, pp.1062-1067.
3. F.E.Fox and K.F.Herzfeld, "Gas Bubbles with Organic Skin as Cavitation Nuclei," Journal of Acoustic Society of America, Vol.26, No. 6, 1954, pp.984-989.
4. E.N.Harvey and two others, "On Cavity Formation in Water," Journal of Applied Physics, Vol.18, No. 2, 1947, pp.162-172.
5. 李一永, 北川 能, 竹中俊夫, 1984, 日本機械學會論文集, 50(458) B, pp.2655-2662.
6. K.Shiba, 1944, Physical constants table, Iwanami book store.
7. A.Shima and T.Fujiwara, 1980, J.Acoust. Soc. Am., Vol. 68, pp.1509-1515.
8. A.P.Frolob, "On the Dynamics of a Gas Bubble in a Viscous Incompressible Liquid," Journal of Applied Mathematics and Mechanics, Vol.32, 1968, pp.1138-1141.
9. S.M.Shinner, Modern Control System Theory and Application, Addison-Wesley publishing Co., California, 1979.
10. D.Y.Hsieh, "Bubble Growth in a Viscous Liquid Due to a Transient Pulse," Journal of Basic Engineering, Trans. of ASME, Vol.92, No. 4, 1970, pp.815-818.
11. J.B.Riester and R.A.Bajura, 1982, ASME Paper, 82-WA/HT-34.