管内の残留空気が過渡現象に及ぼす影響*

北 川 能**・浦田 暎三**・竹中 利夫**

On the Influence of Trapped Air on Transient Phenomena
of Fluid Conduit

Ato KITAGAWA**, Eizo URATA** and Toshio TAKENAKA**

This paper deals with the transient phenomena of a fluid conduit in which trapped air forms an air chamber.

It has commonly been agreed that the air existing in a fluid conduit always absorbs surge pressure. However, the theory and experiments described in this paper revealed that under certain conditions the pressure surge is enhanced by such an air chamber or trapped air.

The test line is about 106 m long, 35.7 mm inside diameter. One end of it is closed and an air chamber is attached. Quick opening of a direction control valve mounted at the other end causes a fluid transient in the line.

The experiments showed that pressure surge in the conduit with the air chamber is about 2 times greater than that without air chamber. Burning of oil droplets in the air chamber was observed when pressure surge was generated. This shows the temperature of the air rises high enough for the oil to catch fire. The result of numerical calculation by means of characteristics method showed a good agreement with that of experiment.

When liquid is transported through a long conduit such as pipeline, transient phenomena described in this paper can occur by pump starting or sudden valve opening. The result of this study explains why an incomprehensibly high pressure surge sometimes occurs in actual piping systems, and offers, at the same time, another important factor for the consideration of surge pressure absorption with accumulators and air chambers.

1. ま え が き

近年パイプラインによる液体の輸送が盛んに行なわれているが、このような長い管路系中では、空気が外部から混入したり、液体から遊離したりすることによって、空気室を形成することがある。このような管路中における空気などの気体の存在は、管路中の液体の過渡現象に思いもよらぬ影響を及ぼすことがある。

一般に管内に空気室が存在すると、その空気はクッションのように振舞い、過渡時のサージ圧を緩和する場合が多い。そのため多くの人々が空気をはじめとする気体のクッション作用を一般的に正しいと考えてき

た。しかしすべての場合について空気がそのように振舞うわけではなく、逆にサージ圧が増大する場合がある。本論文は後者の場合を取り上げて、実験ならびに解析を行なったものである。実験は管路の一部に空気量が設定できる空気室を設けて過渡現象を観測した。解析では、管内の非定常流れの解析に有効な手段である特性曲線法による数値計算を実行して実験結果との比較を行なっている。

記 号

a : 油中の音速, A : 管路断面積, C^+ , C^- : 特性曲線, D : 管路の直径, f : 管摩擦係数, g : 重力加速度, h_f : 単位長さ当たりの圧力水頭損失, H : 圧力水頭, L : 管路の長さ, L_a : 空気の体積に対応する管路相当長さ, N : 分割数, P : 圧力, Q : 流量, R : 管路の半径, t : 時間, u : 積分変数, V : 流

* 昭和 49 年 12 月 3 日 原稿受付

** 東京工業大学工学部制御工学科 (Tokyo Institute of Technology, Meguro-ku, Tokyo)

速, w : 重み関数, W : 空気の体積, x : 管軸方向の距離, γ : 比重, κ : 比熱比, τ : 無次元時間, ν : 動粘性係数, 添字 0 : 初期値, 添字 s : 圧油供給側, 添字 A, B, C, P : 格子点.

2. 実験装置と実験方法

考察する管路系のモデルを Fig. 1 に示す. 管路の一端は弁を介して定圧そうに接続されており, 他端は

Fig. 1 Conduit and trapped air

閉じている. この管路中で次のように油撃現象を発生させる. まず管路中の圧力を大気圧にした後, 管路上流端の定圧そうの弁を急激に開放して, 定圧そうの圧力に相当する一定の圧力変化を管路の一端に与える. このとき Fig. 1 のような空気室が存在しないとすれば, 摩擦損失を無視して単純化して考えれば, 管路右端の圧力変動の形は長方形のパルス状となる. しかし Fig. 1 のように管路内に空気が存在する場合はこのようにはならない. この場合サージ圧は空気のクッション作用によって一見緩和されるように思われるが, 実際の現象はそうにはならない. Fig. 2 は実験装置

Fig. 2 Test rig

の全体図である. この装置は圧油供給部分と管路部分から構成されている. 圧油供給部は油圧ポンプによって圧油を発生させ, リリーフ弁とアキュムレータによって一定圧力の油流を得ている. アキュムレータの容量は 25.5 l である. 管路部はその上流端が手動切換弁を介して圧油供給部と接続されている. 管路の近似内径は 35.7 mm, 全長は 106.1 m である. 管路はガ

ス管を接続部でフランジ接続したものである. フランジは管路の内面に凹凸を生じないように加工している. 管路全体は約 2 m 間隔に設置したコンクリートの土台に固定した. 管路の下流端には空気を封じ込めるための容器を接続した. この容器はアクリル透明管で作っている. 中の空気量を簡単に知ることができる. アクリル容器の内径は 50 mm, 長さは 1.5 m である. このアクリル容器は中の空気が管内に流れ込むことを防ぐため, 管路の下流端のフランジ部分に垂直に立てている. 圧力測定点は圧油供給部, 管路中間地点および空気室の 3 地点である. 圧力は半導体圧力計によって測定し, 直記式電磁オシログラフによって記録している.

実験は管路途中への空気の混入を避けるため, および温度条件を一定にするため次の手順で行なった.

1. 管路の上流端および下流端の弁を開放し, 管路に油を流して管内の温度を一定にする.
2. 下流端の弁をゆっくり閉じて流れを止める.
3. 上流端の弁を閉じる.
3. 下流端の弁をゆっくり開放し, 管内の圧力を大気圧まで下げる.
5. アクリル容器に空気を入れる.
6. 下流端の弁を閉じる.
7. 上流端の弁を急激に開放して過渡現象を起こす.

圧油供給部の圧力 P_s はすべての実験を通じて 9.3 kgf/cm² である. また使用した油は油圧作動油の中では比較的低粘度の油 (スワフルード 70) である. 実験時の油温は 14±3°C を保っており, 油の動粘度は約 0.33 cm²/s である. また油中の音速は, 管路内の圧力波の伝ば速度から実測し, その結果は 1210 m/s である.

3. 実験結果

管路内に空気室が存在する場合, 過渡時のサージ圧は, 管内が油で満たされている場合の 2 倍近くに達することが実験で示された. Fig. 3, Fig. 4 はその一例である. L_a は空気の体積を管路相当長さに換算した値である. Fig. 3 は比較的空気量が少ない場合の圧力でサージ波形は 2 段になっている. 供給圧は 9.3 kgf/cm² であるから管内が油で満たされているならばサージ圧はその約 2 倍の 18.6 kgf/cm² となる筈である. しかし空気室が存在する場合は Fig. 3 に見られるようにサージ波形は約 18.6 kgf/cm² のサージ波形の上に小さな波形が加わった形で 2 段となっている. 空気量と波形の関係は後の計算値との比較の際にくわしく述べる. Fig. 4 は空気の量が多い場合の圧力で, 管路

Fig. 3 An oscillogram of surge pressure
($L_a = 10.4$ cm)

Fig. 4 An oscillogram of surge pressure
($L_a = 281$ cm)

中間地点と空気室における記録である。 x は切換弁からの距離を示している。この場合サージ波形は1つのなだらかな曲線となるが、中間地点においては、空気室の圧力が上昇する以前に圧力波が数度管路を往復している。空気室は初め開放端反射、圧縮につれて閉口端反射に近い反射をする。このため空気室で反転した波は上流端で再び反転し、これが上積みされて空気室のサージ圧が増大する。

次に、これは実験前には全く予想されなかったことであるが、サージ圧発生時に空気室内で火花の発生が認められた。この火花は次のような原因で発生するものと考えられる。すなわち、サージ発生時に空気室内の空気は急激に圧縮される。これは近似的に断熱圧縮

Fig. 5 Burning in air chamber

と考えられる。このため瞬時的に高温が発生し、飛び散った油滴が発火するのである。これは次の事柄によって確認された。すなわち、空気室内の空気を窒素に変えた場合にはこのような火花は発生しない。また空気室の直径を大きくして極力油滴が飛び散らないようにするとやはり火花は発生しない。Fig. 5は実験を夜間に行ない、発火の様子を写真撮影したものである。一点鎖線は空気室内壁の輪郭を示している。

4. 数 値 計 算

4.1 計算式

Fig. 1に示されるモデルについて特性曲線法を用いた数値計算を行なう。水平な管路に対する連続の式および運動方程式は、流れを1次元流れとすれば、次のように表わされる。

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + g \frac{\partial H}{\partial x} + gh_f = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

特性曲線法の考え方によれば、これらの2式は2組の常微分方程式に変換できる¹⁾。管路を N 等分し、 $\Delta x = L/N$ としてFig. 6のように格子網を考える。(1)、(2)式において $V \ll a$ と考えて両式の第2項を無視

Fig. 6 Space-time grid and characteristic curves

すれば、これらの2式は特性曲線 C^+ 、 C^- 上で一定時間間隔 Δt ($\Delta x/\Delta t = a$)を用いて次のように差分表示できる。

$$C^+ : V_P = C_3 - C_2 H_P \quad (3)$$

$$C^- : V_P = C_1 + C_2 H_P \quad (4)$$

ただし $C_1 = V_B - C_2 H_B - gh_{fB} \cdot \Delta t$

$$C_2 = g/a$$

$$C_3 = V_A + C_2 H_A - gh_{fA} \cdot \Delta t$$

単位長さ当たりの圧力水頭損失 h_f は定常流れについては、層流および乱流に対して次の各式が用いられている。

$$\text{層流: } h_f = \frac{32 \nu V}{g D^2}, \quad \text{乱流: } h_f = \frac{f V^2}{2 g D}$$

しかし非定常流れに対しては、これだけでは不十分であり、W. Zielke は非定常層流に対して半径方向の速度分布を考慮に入れて次のように計算し、よい結果を得ている¹¹⁾。

$$h_f(t) = \frac{32\nu}{gD^2} V(t) + \frac{16\nu}{gD^2} \int_0^t \frac{\partial V}{\partial t}(u) w(t-u) du \quad (5)$$

ただし $w(t)$ は $\tau = \nu t / R^2$ とすると次式で表わされる。

$$\tau > 0.02 \text{ のとき } w(t) = \exp(-26.3744 \tau)$$

$$+ \exp(-70.8493 \tau) + \exp(-135.0198 \tau)$$

$$+ \exp(-218.9216 \tau) + \exp(-322.5544 \tau)$$

$$\tau < 0.02 \text{ のとき } w(t) = 0.282095 \tau^{-1/2} - 1.250000$$

$$+ 1.057855 \tau^{1/2} + 0.937500 \tau$$

$$+ 0.396696 \tau^{3/2} - 0.351563 \tau^2$$

本実験は層流領域で行なっている。したがって h_f は (5) 式を次のように数値積分して用いることにした。

$t = K \Delta t$ のとき

$$h_f(t) = \frac{32\nu}{gD^2} \left[V(t) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^K \{ V((K-j-1)\Delta t) - V((K-j)\Delta t) \} w\left(\left(j - \frac{1}{2}\right)\Delta t\right) \right] \quad (6)$$

4.2 境界条件

管路の左端では (4) 式、右端では (3) 式だけが有効となる。したがって管路端の切換弁および空気室の境界条件をおおの次のように設定する。上流端の切換弁の流量特性を次式で近似する。

$$Q/A = V_P = k\sqrt{H_{PA} - H_{PB}} \quad (V_P \geq 0) \quad (7)$$

$$V_P = -k\sqrt{H_{PB} - H_{PA}} \quad (V_P < 0)$$

弁操作時には厳密には k は時間の関数となるが、本実験では弁開放に要する時間は、波動が管路を往復する時間 $2L/a$ に対して十分小さいので、 $t > 0$ では k を一定とする。Fig. 7 は切換弁の流量特性の実測値である。Fig. 8 に示す弁における諸定数の間には (7) および (4) 式が成り立ち、この両式により境界におけ

Fig. 7 Pressure-flow characteristics of direction control valve

Fig. 8 Boundary condition at valve end

Fig. 9 Boundary condition at air chamber

る変数値を定めることができる。

下流端の空気室においては、空気の状態変化を断熱変化と仮定すれば、次式が成立する。

$$P_P W_P^{\epsilon} = P_0 W_0^{\epsilon} \quad (8)$$

ただし $P_P = P_0 + \gamma H_P$ であり、 P_P, P_0 は絶対圧を示している。Fig. 9 において空気室の体積と管路下流端における油の流速との関係は次式で表わされる。

$$\frac{dW}{dt} = -AV \quad (9)$$

(9) 式を長方形公式で積分すれば計算は簡単となるが、その場合は時間間隔を小さくしなければならないので、管路分割数を大きくする必要がある。しかし過去の変数値を必要とする h_f の計算は分割数の増大につれて膨大な記憶容量を必要とし、計算時間はかえって長くなる。したがって分割数 N は 10 とする。この程度の分割数では長方形公式では正しい計算は行なわれないので (9) 式を次のように台形公式によって差分化する。

$$W_P - W_C = -\frac{A \Delta t}{2} (V_P + V_C) \quad (10)$$

下流端では (3), (8), (9) 式から V_P, P_P, H_P を消去し、ニュートン法によって W_P を求めている。

5. 計算結果および考察

最大サージ圧は空気室内の空気量によって大きく変化する。種々の空気量に対する最大サージ圧の実験値

Fig. 10 Trapped volume of air at conduit downstream end vs. surge pressure

Fig. 11 Pressure transient at conduit downstream end

ならびに計算値を Fig. 10 に示す。最大サージ圧は空気室が存在しない場合にはステップ供給圧の約2倍となることは明らかであるが、空気が少量存在する場合でも、その値は約3倍となる。最大サージ圧は初め空気量とともに増大し、その最大値はステップ供給圧の約4倍に達する。しかしサージ圧は空気量とともに一様に増大するわけではなく、Fig. 10 に見られるように空気量が一定量に達するたびごとに階段状に増大している。最大サージ圧は空気量がある値以上では逆に減少している。

以上の各事柄について実験値と計算値はよく一致している。Fig. 11(a)~(d) はおのおのの空気量に対する実験値と計算値との比較である。空気量が少ない場合は(a)のように通常のサージ波形の後部に突起の付いた2段波形となる。この突起は空気量の増加に伴ってしだいに大きくなり、ついにはサージ波形は(b)のようななめらかな波形となる。空気量をさらに増加させると(c)に示されるように、サージ波形の後部に再び突起を生じる。サージ圧はこの繰り返しのよってしだいに大きくなる。また Fig. 10 のようにサージ圧が階段状に増大する理由もここにある。実験値と計算値は全般的によく一致しているが、次のような特徴がある。すなわち空気量が多くなるにつれて両者の時間的ずれがしだいに大きくなっている。この原因はいくつか考えられる。第1に空気室の体積変化による実質的な管路長の変化、第2に高圧下での油への空気の溶解、第3に空気の状態変化が実際には完全な断熱変化ではないこと、第4に(10)式の打ち切り誤差の蓄積などである。Fig. 12 は空気の状態変化を断

Fig. 12 Effect of polytropic exponent

熱変化とした場合と等温変化とした場合との比較であるが、両者の間に大きな差異はない。他についても同様である。したがって実際には実験値と計算値との時間的なずれは、上に述べた原因が組み合わさって起こるものと考えられる。Fig. 13 は空気室を管路中間地点に設置した場合のものである。 x は弁からの距離を示している。この場合にも前述の場合ときわめて類似

Fig. 13 Trapped volume of air in the middle of conduit vs surge pressure

した結果が得られている。すなわち空気室が管路の途中にあっても管路端のサージ圧はステップ供給圧の約4倍に達する。

サージ発生時の空気室の発光は油滴が発火するためと説明できるが、このことは圧力サージによる空気温度の上昇によって油が燃焼しうることを示している。油圧作動油の作動中の黒化現象の原因の1つとして、作動油中の気泡の圧縮、消滅時の空気の高温化による油の酸化という説明がなされているが^{3),4)} 本実験で発生した油滴の発火はこの説明に対する1つの裏付けになると考えられる。

6. む す び

本論文は、管路中に残留している空気が空気室を形成している場合の過渡現象の一部をしらべたものであ

る。空気が残っていれば、それは圧力サージを吸収すると一般に考えられてきた。この常識が一般的に正しいものではなく、空気室が圧力サージを著しく増大させる場合があることが本研究によって示された。またサージ発生時の空気温度は油が発火するに十分な値まで上昇することが実験によって確かめられた。

本論文で扱った過渡現象はパイプラインなど長い管路で液体を送る場合の、ポンプ始動、弁の切換に際して発生する可能性がある。

本研究の結果は、現場において時に生じる不可解な強い圧力サージを説明するものであると同時に、サージ圧力吸収用のアキュムレータあるいは空気室の設定、取扱方法に対する技術的視点を新たに1つ加えるものと言えよう。

最後に実験装置の建設ならびに実験に多くの助力をいただいた学部学生森田元、有賀健人両君に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) V. L. Streeter, E. B. Wylie: Hydraulic Transients, p. 22, McGraw-Hill Inc. (1967) (竹中ら訳, 流体過渡現象, p. 30, 日本工業新聞社, 昭 48)
- 2) W. Zielke: Frequency-Dependent Friction in Transient Pipe Flow, Trans. ASME Ser. D No. 1, 109/115 (1968-3)
- 3) 山岡道彦: 変圧器内絶縁油の異常現象に基づくガス発生について, 電気学会雑誌, 82-887, 1327/1336 (1962)
- 4) 小宮山正根: 油圧作動油の異常現象とその改善, 油圧化設計, 7-11, 98/106 (1969)