

油圧リリーフ弁の自励振動に関する研究

石垣大連* 濱 邦彦**

(昭和55年5月29日受理)

An Investigation on the Self-excited Oscillation of Hydraulic Relief Valve

Dairen ISHIGAKI and Kunihiko HAMA

The self-excited oscillation of hydraulic relief valve is discussed. The author states on the stability of a pull-in type relief valve and a push-out type one. In the case of a hydraulic pilot valve, the control volume is assumed as the space between two spool rands. In the case of a relief valve, it is difficult to set a control volume on account of the singularity of the shape of the piston. The author used the method of tracing the static pressure on the stream line along the piston surface. The author examined the components of the axial force from the view of hydro-dynamics and made clear the factor that contributes to the self-excited oscillation.

As the results of the investigation, it was found that a pull-in type relief valve has a oscillating property similar to the normally connected pilot valve and a negative damping length exists, while a push-out type relief valve has a property similar to the reversely connected pilot valve and a positive damping length exists. The push-out type one is more stable than the pull-in type one.

1 緒 言

本論文は無重合形案内弁^{1),2)}の変形として得られる油圧リリーフ弁の自励振動について考えた。直動式リリーフ弁には Fig. 1 に示すようにプルイン形とプッシュアウト形とがあり、特性の相違はプルイン形においてはオリフィスの開度を大にするためのピストンの移動方向と逆方向に排出油が流れ、プッシュアウト形ではそれと同方向に排出油が流れるところにある。前者の方が自励振動を生じ易い。このことは各リリーフ弁のピストンを2個向かい合わせにつなぐと Fig. 1 (c) のようになり、プルイン形では油は④から③に流れ、プッシュアウト形では③から④に流れる。前者は案内弁の正常接続に相当し、後者は逆接続の場合に相当する。これは2種のリリーフ弁の安定性の相違と符合する。

* 機械工学教室 教授

** 機械工学教室 講師

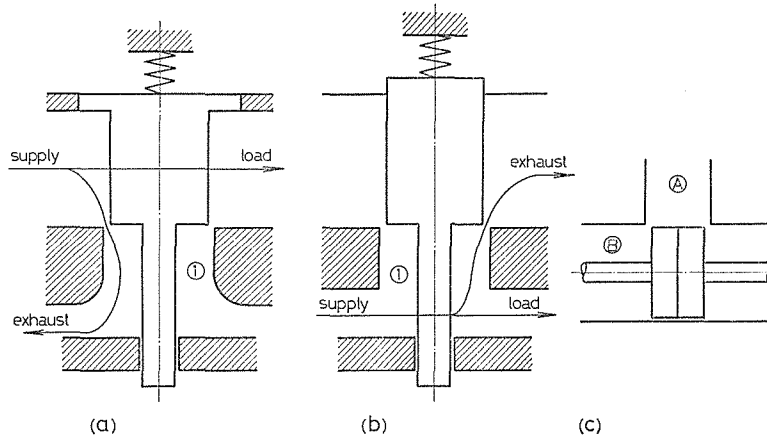


Fig. 1 Types of relief valves

- (a) Pull-in type
- (b) Push-out type
- (c) Comparison between a pilot valve spool and a relief valve piston

案内弁の場合には検査面を2個のランドにはさまれた空間にとることにより，単位時間に検査面に正味投入される運動量が，両端面における静圧の差となってあらわれるので³⁾，軸力の計算は巨視的方法^{4)~6)}によっても可能であった．しかしリリーフ弁の場合には Fig. 1(a), (b)に示すように①の空間はピストンだけではなく，これと別個な対板とで包まれているので，巨視的方法で軸力を求めることは困難であり，どうしても微視的方法に頼らざるを得ない．また案内弁の場合には両側のランドが同じ速度で移動するので，オリフィスの壁面における吸込吐出しの効果や流動抵抗は相殺されるものとして計算することができたが，リリーフ弁の場合には移動壁面が1個しかないので，これらの効果も正確に把握しなければならない．

2 直動式リリーフ弁（プライン形）に作用する流体的力

Fig. 2に示すプライン形リリーフ弁において負荷流量を q_2 ，排出流量を q_1 とし，可変オリフィスおよび負荷オリフィスの粘性による圧力降下をそれぞれ N_1 および N_2 とする．

容積形ポンプによって油流を供給するのであるから E を正の定数として

$$q_1 + q_2 = E, \quad (1)$$

の関係がある．定常状態で考えると

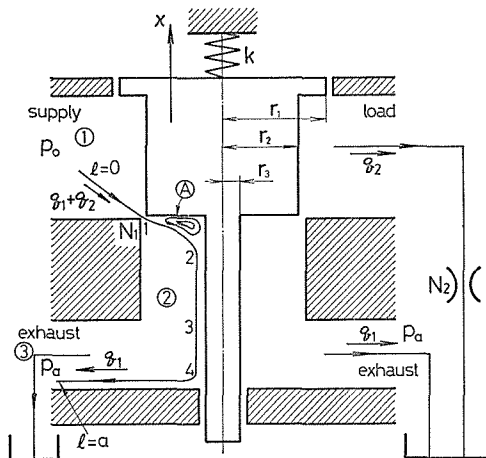


Fig. 2 A pull-in type relief valve

$$N_{1s}(x, q_{1s}) = N_{2s}(q_{2s}). \quad (2)$$

図において①および③の空間では断面が広いので $u_o \doteq 0$, $u_a \doteq 0$ と考える. 流線は $l = 2$ で伸縮し, そのランド側には渦を生ずる. この流路では

$$p_o = N_1(x, \dot{x}, q_1) + \rho \int_0^a \dot{u}_1 dl + \rho u_2 \dot{x} + p_a, \quad (3)$$

の関係がある. ここで p_o は変化する量である.

負荷側流路では

$$p_o = N_2(q_2) + p_a. \quad (4)$$

の関係があり, $1 < l < 2$ の間における静圧 p_l は

$$p_l = p_a + \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_l^a u_1 dl \cdot \dot{x} + \rho u_2 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_1^2. \quad (5)$$

つぎに変可オリフィスおよびランド壁の流動抵抗も考えて, 過渡状態における流量の定常値からの偏差を Δq_1 および Δq_2 とすると

$$q_1 = q_{1s} + \Delta q_1, \quad (6)$$

$$q_2 = q_{2s} + \Delta q_2. \quad (7)$$

流動抵抗による圧力降下を Δp として

$$N_1(x, \dot{x}, q_1) = N_{1s}(x, q_{1s}) + \left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s \Delta q_1 + \Delta p, \quad (8)$$

$$N_2(q_2) = N_{2s}(q_{2s}) + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s \Delta q_2. \quad (9)$$

式(2)を使用して式(8)および式(9)から

$$N_1 - N_2 = \left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s \Delta q_1 - \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s \Delta q_2 + \Delta p. \quad (10)$$

しかるに式(1)から $\Delta q_1 = -\Delta q_2$ であるから

$$N_1 - N_2 = \left\{ \left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s \right\} \Delta q_1 + \Delta p. \quad (11)$$

一方, 式(3)と式(4)から

$$N_1 - N_2 = -\rho \left\{ \int_0^a \dot{u}_1 dl + u_2 \dot{x} \right\}. \quad (12)$$

したがって式(11), (12)および文献⁷⁾から

$$\Delta q_1 = -\rho \frac{\frac{\partial}{\partial x} \int_0^a u_1 dl + u_2 + q_1 \int_0^a \frac{\cos \theta}{Wd^2} \left(\frac{\partial p'}{\partial n_1} \right)_s dl}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s} \dot{x}. \quad (13)$$

これに対してオリフィス壁面の吸込吐出しの効果は

$$\Delta q_1' = -2\pi \int_1^l r dl \dot{x} = -\pi(r^2 - r_3^2) \dot{x}. \quad (14)$$

$(\Delta q_1 + \Delta q_1')$ が定常流量からの偏差であり, ともに \dot{x} と符号は反対である.

つぎにピストンに加わる流体的な力の軸方向成分 F について吟味する. この成分はつぎのようになる.

$$F = 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r p_0 dr + 2\pi \int_{r_3}^{r_2} r p_1 dr + [\text{渦軸力}]. \quad (15)$$

この力はつぎのように分けられる.

$$F_0 = \pi p_0 (r_1^2 - r_2^2) + \pi p_a (r_2^2 - r_3^2), \quad (16)$$

$$F_1 = 2\pi \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_3}^{r_2} r \int_l^a u_1 dl dr \cdot \dot{x}, \quad (17)$$

$$F_2 = \pi \rho u_2 (r_2^2 - r_3^2) \dot{x}, \quad (18)$$

$$F_3 = -\pi \rho \int_{r_3}^{r_2} u_l^2 r dr. \quad (19)$$

渦による力は文献⁸⁾から

$$F_{xv} = -\frac{K_3}{K_5} r_v^2 x - T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \cdot \dot{x} = F_{xvs} + F_4, \quad (20)$$

となる. ここに F_0 は基準圧による力, F_1 は慣性力による力, F_2 は流線の伸縮による力, F_3 は動圧, F_{xv} は渦による軸力である. F_0 , F_3 および F_{xv} のうちの第1項 F_{xvs} は定常状態においても存在する力である. これらを合わせて F_{xx} とおき, 式(4)を適用すれば

$$F_{xx} = \pi(r_1^2 - r_2^2)N_2(q_2) + \pi p_a(r_1^2 - r_2^2) + \pi p_a(r_2^2 - r_3^2) - \pi \rho \int_{r_3}^{r_2} u_l^2 r dr - \frac{K_3}{K_5} r_v^2 x. \quad (21)$$

流量は定常状態における値よりも $\Delta q_1 + \Delta q_1'$ だけ偏差する. よって F_{xx} も F_{xvs} から

偏差する. $\Delta q_1'$ は圧力, 流量 q_1 と無関係な量であるから, Δq_1 とは本来別の取扱いをしなければならない性質のものである. しかしここでは最大限の影響を見るものとし, 式(14)で $r = r_2$ と置いた値を用いる.

$$F_{xx}(x, \dot{x}, E) = F_{xxs}(x, E) + \left(\frac{\partial F_{xx}}{\partial q_1} \right)_s (\Delta q_1 + \Delta q_1'). \quad (22)$$

ここに式(1)および式(21)から

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial F_{xx}}{\partial q_1} \right)_s &= -\pi(r_1^2 - r_2^2) \frac{\partial N_2}{\partial q_2} - 2\pi\rho \int_{r_3}^{r_2} u_1 r \frac{\partial u_1}{\partial q_1} dr \\ &\quad - 2 \frac{K_3}{K_5} r_v \frac{\partial r_v}{\partial q_1} x. \end{aligned} \quad (23)$$

よって流量偏差 ($\Delta q_1 + \Delta q_1'$) によって生ずる F_{xx} の F_{xxs} からの偏差はつぎのようになる.

$$\begin{aligned} F_{xx} &= F_{xxs} + \left[\pi(r_1^2 - r_2^2) \frac{\partial N_2}{\partial q_2} + 2\pi\rho \int_{r_3}^{r_2} u_1 r \frac{\partial u_1}{\partial q_1} dr + 2 \frac{K_3}{K_5} r_v \frac{\partial r_v}{\partial q_1} x \right] \cdot \\ &\quad \left[\frac{\rho \frac{\partial}{\partial x} \int_0^a u_1 dl + \rho u_2 + \rho q_1 \int_0^a \frac{\cos \theta}{W d^2} \cdot \frac{\partial p'}{\partial n_1} dl}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s} \right. \\ &\quad \left. + \pi(r_2^2 - r_3^2) \right] \dot{x} = F_{xxs} + F_5. \end{aligned} \quad (24)$$

以上述べたことを総合すると過渡状態においては, 定常軸力 F_{xxs} のほかに F_1 , F_2 , F_{xv} の第2項 F_4 および F_{xx} の第2項 F_5 が作用するが, これらは全て \dot{x} と同方向に作用することがわかる.

なお, 式(21)右辺第2項 $\pi p_a(r_1^2 - r_2^2)$ はピストン上面から加わる大気圧による力と相殺するので, 以後この項は書かないことにする.

3 プルイン形リリーフ弁の安定性

プルイン形リリーフ弁のピストンの運動方程式はつぎのようになる. いま $x \geq 0$ とする.

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + |Fr| \text{sign}[\dot{x}] - 2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_3}^{r_2} r \int_l^a u_1 dl dr \cdot \dot{x} \\ - \pi\rho u_2(r_2^2 - r_3^2) \dot{x} - T_e \left| \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \right| \dot{x} \\ - F_{xx}(x, \dot{x}, E) + kx + T_o - mg = 0. \end{aligned} \quad (25)$$

$x = x_0$ で平衡のとれている定常状態があると考えると

$$-F_{xxs}(x_0, E) + kx_0 + T_0 - mg = 0, \quad (26)$$

なる関係がある。ここに T_0 は $x=0$ におけるばねの初張力とする。

ここで x を改めて $x_0 + x_1$ とする。このとき偏差 x_1 は小さいものとする。 $F_{xx}(x, \dot{x}, E)$ は

$$F_{xx}(x, \dot{x}, E) = F_{xxs}(x_0, E) + \left(\frac{\partial F_{xxs}}{\partial x} \right) x_1 + [\text{式(24)の第2項以下}] \quad (27)$$

したがって式(25), (26), (27)の3式からプルイン形リーフ弁のピストンの偏差に関する運動方程式はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} & m\ddot{x}_1 + |Fr|\text{sign}[\dot{x}_1] - 2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int_{r_3}^{r_2} r \int_l^a u_1 dl dr \cdot \dot{x}_1 \\ & - \pi\rho u_2(r_2^2 - r_3^2)\dot{x}_1 - T_e \left| \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x_1} \right| \dot{x}_1 \\ & - \left[\pi(r_1^2 - r_2^2) \frac{\partial N_2}{\partial q_2} + 2\pi\rho \int_{r_3}^{r_2} u_1 r \frac{\partial u_1}{\partial q_1} dr + 2 \frac{K_3}{K_5} r_v \frac{\partial r_v}{\partial q_1} x_0 \right] \\ & \cdot \left[\frac{\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int_0^a u_1 dl + \rho u_2 + \rho q_1 \int_{r_3}^{r_2} \frac{dr}{\pi(r_2 + r)d^2} + \pi(r_2^2 - r_3^2)}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s} + \pi(r_2^2 - r_3^2) \right] \dot{x}_1 \\ & + \left| \frac{\partial F_{xxs}}{\partial x_1} \right| x_1 = 0. \quad (28) \end{aligned}$$

ここで $\partial p' / \partial n_1 \doteq 1$, $\cos \theta = 1$ とし, また W に関してはつぎのように考えた。Fig. 3 において1つの d について考えれば, その中心で考えた円周をとって

$$W = 2\pi \cdot \frac{r_2 + r}{2} = \pi(r_2 + r). \quad (29)$$

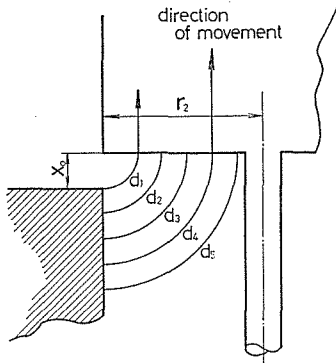


Fig. 3 An aspect near the variable orifice

また式(28)の第3, 第4, 第5および第6項で示される力はそれぞれ F_1 , F_2 , F_4 および F_5 であるから, F_1 の項に関しては $l=2$ から $l=3$ までの距離を L_1 としてつぎのようになる。

$$\begin{aligned} F_1 &= -2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int_{r_3}^{r_2} r \int_l^a u_1 dl dr \cdot \dot{x}_1 \\ &\doteq -\rho L_1 \frac{\partial q_1}{\partial x_1} \dot{x}_1 \\ &\quad - 2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int_{r_3}^{r_2} r \int_{r_3}^r u_A dr dr \cdot \dot{x}_1. \quad (30) \end{aligned}$$

運動方程式(28)からつぎのことがわかる. 慣性力 F_1 , 流線の伸縮による力 F_2 , 渦変位の1次おくれによる力 F_4 , 流量偏差に基づく力 F_3 はすべて励振力である. また L_1 は負の制動長である.

本項では $\Delta q_1'$ を計算するにあたり式(14)を $\pi(r_2^2 - r_3^2)\dot{x}$ として計算した. 正確には $\Delta q_1'$ はランド壁④の各点で異なっており, これを考慮にいれた各点における u_{av} を計算して, これから F_{xx} の偏差を求めなければならない. 動圧部分 F_3 に関してはこの方法は可能である. しかし渦による軸力 F_{xvs} に関しては, その発生と維持を渦全体としてとらえたエネルギーの投入量に依存するものと考えているので, このような微視的な考え方は適用できない. したがって式(14)の r を r_2 として表わした.

4 直動式リリーフ弁 (プッシュアウト形) の安定性

プッシュアウト形リリーフ弁の概略図を Fig. 4 に, ランド壁④の側に生ずる片輪渦を Fig. 5 に示す. これは先のプライン形に比較して向きが全く反対になっている点異なる. プライン形の場合と比較して $l=3$ から $l=4$ の間ではつぎの関係が成立する.

$$p_l = p_0 - \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_0^l u_1 dl \dot{x} - \rho u_3 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_1^2. \quad (31)$$

また式(1), (2)および式(4)はこの場合にも成立する. プライン形の場合の関係式(3)はプッシュアウト形ではつぎのようになる.

$$p_0 = N_1(x, \dot{x}, q_1) + \rho \int_0^a \dot{u}_1 dl + \rho u_3 \dot{x} + p_a. \quad (32)$$

さらにプライン形の場合の関係式(7)~(11)は, プッシュアウト形の場合にも成立する. 式(4)と式(32)から

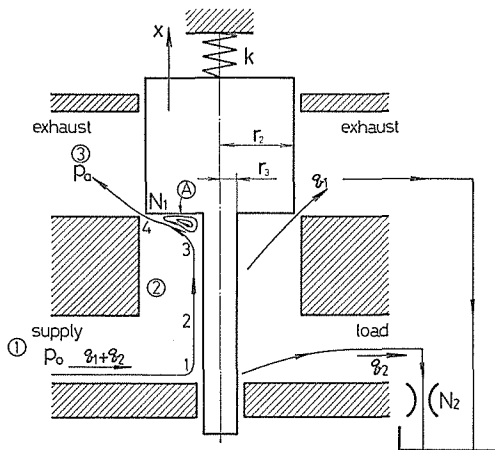


Fig. 4 A push-out type relief valve

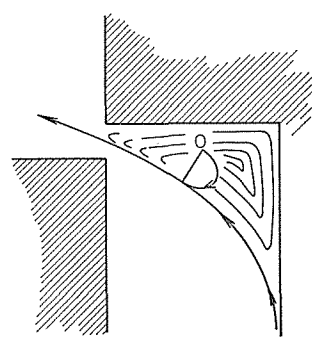


Fig. 5 The generation of a lame vortex

$$N_1 - N_2 = - \left[\rho \int_0^a \dot{u}_1 dl + \rho u_3 \dot{x} \right]. \quad (33)$$

可変オリフィス壁およびランド壁の流動抵抗も考えて、過渡状態における流量の定常値からの偏差を Δq_1 とすれば

$$\Delta q_1 = - \frac{\rho \frac{\partial}{\partial x} \int_0^a u_1 dl + \rho u_3 + \rho q_1 \int_{r_3}^{r_2} \frac{dr}{\pi(r+r_2)d^2}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s} \dot{x}. \quad (34)$$

これに対してオリフィス壁面の吐出し吸込の効果は

$$\Delta q_1' = 2\pi \int_l^A r dl \dot{x} = \pi(r_2^2 - r_3^2) \dot{x}. \quad (35)$$

プルイン形の場合と異なり、可変オリフィスは下流側にあるので計算方法が異なる。ピストンに加わる流体的な力の x 成分は

$$F = 2\pi \int_{r_3}^{r_2} r p_1 dr. \quad (36)$$

これはつぎのように分けられる。

$$F_0 = \pi p_0 (r_2^2 - r_3^2), \quad (37)$$

$$F_1 = -2\pi \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_3}^{r_2} r \int_0^l u_1 dl dr \cdot \dot{x}, \quad (38)$$

$$F_2 = -\pi \rho u_3 (r_2^2 - r_3^2) \dot{x}, \quad (39)$$

$$F_3 = -\pi \rho \int_{r_3}^{r_2} u_1^2 r dr. \quad (40)$$

渦による力 F_{xv} は、前と同じく式(20)が成立するものとするれば、定常状態においても存在する力 F_{xx} は式(4)を用いて

$$\begin{aligned} F_{xx} &= \pi(r_2^2 - r_3^2) N_2(q_2) + \pi p_a (r_2^2 - r_3^2) \\ &\quad - \pi \rho \int_{r_3}^{r_2} u_1^2 r dr - \frac{K_3}{K_5} r v^2 x. \end{aligned} \quad (41)$$

この場合にも最大限の影響について考えて、式(35)で $r = r_3$ とする。

非定常状態では流量は定常値よりも ($\Delta q_1 + \Delta q_1'$) だけ偏差し、このために軸力 F_{xx} も定常軸力 F_{xzs} から偏差する。式(22)および式(23)はこの場合にも成立する。また式(24)の軸力の式に相当するこの場合の軸力の式は、式(24)の分子 ρu_2 が ρu_3 に変わり、第2項の $(r_1^2 - r_2^2)$ が $(r_2^2 - r_3^2)$ に変わるだけである。

プルイン形の場合と同様にしてプッシュアウト形の場合の運動方程式はつぎのようになる。

$$\begin{aligned}
& m\dot{x}_1 + |Fr|\text{sign}[\dot{x}_1] + 2\pi\rho\frac{\partial}{\partial x_1}\int_{r_3}^{r_2} r\int_0^l u_1 dl dr \cdot \dot{x}_1 \\
& + \pi\rho u_3(r_2^2 - r_3^2)\dot{x}_1 - T_e\left|\frac{\partial F_{xvs}}{\partial x_1}\right|\dot{x}_1 \\
& - \left[\pi(r_2^2 - r_3^2)\frac{\partial N_2}{\partial q_2} + 2\pi\rho\int_{r_3}^{r_2} u_1 r\frac{\partial u_1}{\partial q_1} dr + 2\frac{K_3}{K_5}r_v\frac{\partial r_v}{\partial q_1}x_0\right] \\
& \cdot \left[\frac{\rho\frac{\partial}{\partial x_1}\int_0^a u_1 dl + \rho u_3 + \rho q_1\int_{r_3}^{r_2} \frac{dr}{\pi(r+r_2)d^2}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1}\right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2}\right)_s} - \pi(r_2^2 - r_3^2)\right]\dot{x}_1 \\
& + \left|\frac{\partial F_{xss}}{\partial x_1}\right|x_1 = 0. \tag{42}
\end{aligned}$$

$l=2$ と $l=3$ との間の距離を L_2 とすれば式(42)の第3項に関してつぎのようにおくことができる。

$$\begin{aligned}
& 2\pi\rho\frac{\partial}{\partial x_1}\int_{r_3}^{r_2} r\int_0^l u_1 dl dr \cdot \dot{x}_1 \doteq \rho L_2\frac{\partial q_1}{\partial x_1} \cdot \dot{x}_1 \\
& + 2\pi\rho\frac{\partial}{\partial x_1}\int_{r_3}^{r_2} r\int_{r_3}^r u_A dr dr \cdot \dot{x}_1. \tag{43}
\end{aligned}$$

運動方程式(42)からつぎのことがわかる。第3項で示される慣性力は制動力であり、 L_2 は正の制動長である。第4項で示される流線の伸縮による力も制動力である。第5項で示される渦の変化の1次おくれに起因する力は励振力である。第6項で示される流量偏差に起因する軸力 F_{xx} の偏差に基づく力は2個の部分に分けられる。すなわち第6項中 $-\pi(r_2^2 - r_3^2)$ で示されている吸込吐出し効果に基づく分は制動力であり、流体の慣性効果および流動抵抗に基づく $\rho\frac{\partial}{\partial x}\int_0^a u_1 dl$ に関する項および $\rho q_1\int_{r_3}^{r_2} \frac{dr}{\pi(r+r_2)d^2}$ に関する力は励振力である。

したがってプッシュアウト形の場合はプルイン形に比較して安定であることがわかる。

5 負荷を持つプルイン形リリーフ弁の自励振動

Fig. 6 に示すような負荷のあるリリーフ弁について考える。

負荷側モータ1ラジアン当りの流入量を D_2 、負荷の慣性モーメントを J_2 、トルク負荷を T_{r2} とし、排出側のそれらを D_1 、 J_1 および T_{r1} とする。

両方の回路についてそれぞれつぎの関係がある。

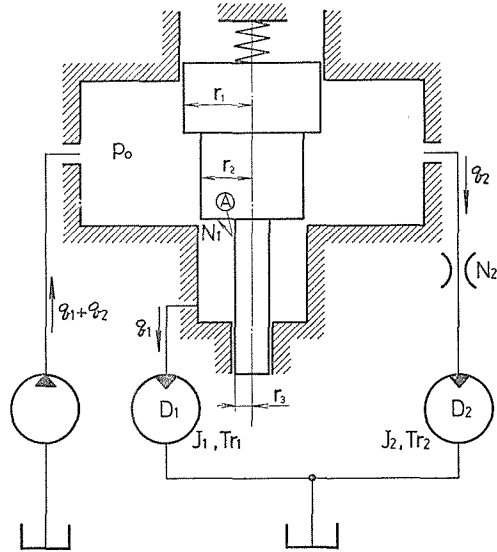


Fig. 6 A pull-in type relief valve with loads

$$p_0 = N_2(q_2) + \frac{Tr_2}{D_2} + \frac{J_2}{D_2^2} \dot{q}_2 + p_a, \quad (44)$$

$$p_0 = N_1(x, \dot{x}, q_1) + \rho \int_0^a \dot{u}_1 dl + \rho u_2 \dot{x} + \frac{Tr_1}{D_1} + \frac{J_1}{D_1^2} \dot{q}_1 + p_a. \quad (45)$$

ピストン側面Ⓐに沿う流線上の圧力は

$$p_l = p_a + \frac{Tr_1}{D_1} + \frac{J_1}{D_1^2} \dot{q}_1 + \rho \int_l^a \dot{u}_1 dl + \rho u_2 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_{10}^2. \quad (46)$$

2節で述べたと同じようにピストンに加わる力を計算し各成分に分けて考える。ピストンに加わる流体的な力の軸方向成分 F は

$$F = 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r \left\{ N_2(q_2) + \frac{Tr_2}{D_2} + \frac{J_2}{D_2^2} \dot{q}_2 + p_a \right\} dr \\ + 2\pi \int_{r_3}^{r_2} r p_l dr + [\text{渦軸力}]. \quad (47)$$

これから各成分は

$$F_0 = 2\pi \int_{r_3}^{r_1} r p_a dr + 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r \left\{ N_2(q_2) + \frac{Tr_2}{D_2} \right\} dr \\ + 2\pi \int_{r_3}^{r_2} r \frac{Tr_1}{D_1} dr. \quad (48)$$

F_1 , F_2 および F_3 は式(17), (18)および式(19)と全く同じであり, それぞれつぎのように表わされる.

$$F_1 = 2\pi\rho\frac{\partial}{\partial x}\int_{r_3}^{r_2} r\int_l^a u_1 dl dr \cdot \dot{x}, \quad (17)$$

$$F_2 = \pi\rho u_2(r_2^2 - r_3^2)\dot{x}, \quad (18)$$

$$F_3 = -\pi\rho\int_{r_3}^{r_2} u_1^2 r dr. \quad (19)$$

ところで, この場合には先になかった項が出てくる. $\Delta q_1 = -\Delta q_2$ であるから

$$F_6 = -2\pi\frac{J_2}{D_2^2}\int_{r_2}^{r_1} r\frac{\partial q_1}{\partial x} dr \cdot \dot{x}, \quad (49)$$

$$F_7 = 2\pi\frac{J_1}{D_1^2}\int_{r_3}^{r_2} r\frac{\partial q_1}{\partial x} dr \cdot \dot{x}. \quad (50)$$

最後に, 非定常時における定常値からの流量偏差について考える. 流動抵抗および吸込吐出し効果は2節で述べた内容と同じであるからここでは省略するが, 前と同様な方法で

$$\begin{aligned} \Delta q_1 = & -\frac{\rho\frac{\partial}{\partial x_1}\int_0^a u_1 dl + \rho u_2 + \left(\frac{J_1}{D_1^2} + \frac{J_2}{D_2^2}\right)\frac{\partial q_1}{\partial x_1}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1}\right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2}\right)_s} \dot{x} \\ & + \frac{\frac{T_{r1}}{D_1} - \frac{T_{r2}}{D_2}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1}\right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2}\right)_s}. \end{aligned} \quad (51)$$

F_{xx} の偏差 $(\partial F_{xx}/\partial q_1)_s \Delta q_1$ は式(51)の第2項による定数部分が出るがこれは振動には関係ない. 式(24)との相異は次式で示される力 F_8 があることである.

$$F_8 = \left| \left(\frac{\partial F_{xx}}{\partial q_1} \right)_s \right| \frac{\left(\frac{J_1}{D_1^2} + \frac{J_2}{D_2^2} \right) \frac{\partial q_1}{\partial x_1}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q_1} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q_2} \right)_s} \dot{x}. \quad (52)$$

したがって負荷側慣性負荷の慣性力 F_6 は制動力, 排出側慣性負荷の慣性力 F_7 は励振力となる. これらに基づく流量偏差からくる F_{xx} の偏差 F_8 は励振力である. なお摩擦負荷は制動力にも励振力にもならない.

6 負荷を持つプッシュアウト形リリーフ弁の自励振動

Fig. 7 に示すようにプッシュアウト形リリーフ弁が負荷を持った場合について考える. この場合にはプライン形の関係式(44)はそのまま成立する. また式(45)に相当する関係は

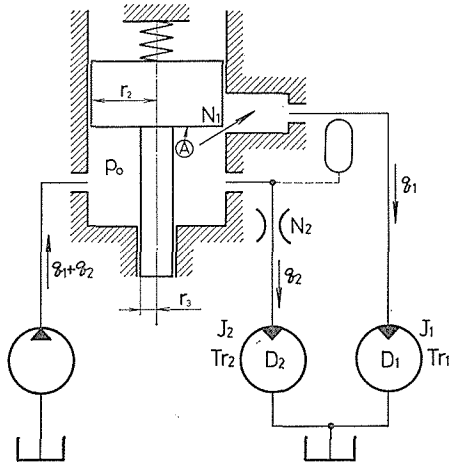


Fig. 7 A push-out type relief valve with loads

u_2 を u_3 に置換えればよい。しかしランド側面④に沿う流線上の圧力に関しては供給圧力側から計算をしなければならない。このランド壁④に沿う圧力 p_l は

$$p_l = p_0 - \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_0^l u_1 dx - \rho u_3 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_1^2. \quad (53)$$

上式(53)に式(44)を代入して

$$p_l = N_2(q_2) + \frac{T r_2}{D_2} + \frac{J_2}{D_2^2} \dot{q}_2 + p_a - \rho \frac{\partial}{\partial x} \int_0^l u_1 dx - \rho u_3 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_1^2. \quad (54)$$

ピストンに加わる力 F は

$$F = 2\pi \int_{r_3}^{r_2} r p_l dr + [\text{渦軸力}]. \quad (55)$$

ここでも負荷のために生じた力だけについて考察する。式(49)に相当する力 F_0 は、この場合には

$$F_0 = -2\pi \frac{J_2}{D_2^2} \int_{r_3}^{r_2} r \frac{\partial q_1}{\partial x} dr \cdot \dot{x}, \quad (56)$$

となる。また流量偏差による F_{xx} の偏差 F_8 はプルイン形の場合の関係式(52)と同じである。したがってプルイン、プッシュアウトの両形において負荷の慣性モーメント J_2 に起因する力は制動力となり、プッシュアウト形では排出側の慣性モーメント J_1 に基づく

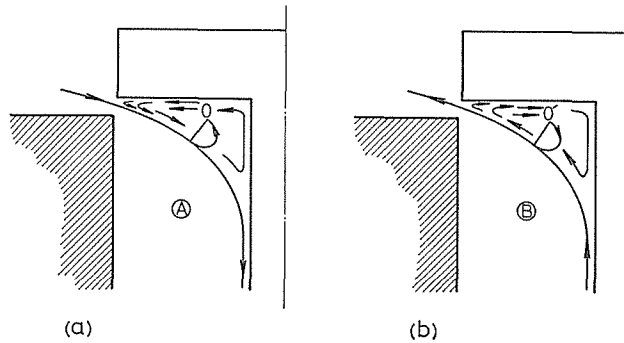


Fig. 8 The aspect of the lame vortex

(a) Pull-in type

(b) Push-out type

慣性力の力 F_7 は消えてなくなる。さらに流量偏差から生ずる F_{xx} の偏差は常に制動力である。

Fig. 7 に破線で示すようにアキュムレータを取付けた場合について考えると、このときには供給圧力 p_0 を一定と考えてもよいので、負荷側に何を接続しても弁の振動の特性には変りがない。排出側管路の負荷の振動に及ぼす影響はいままで5節およびこの節で述べた内容と全く同じ形で示される。

本論文において使用した片輪渦の思想はプルイン形とプッシュアウト形では Fig. 8 に示すようにその模様を同じくし、流れの向きを逆にするものである。ここに渦があると考えた以上④空間内にも粘性の支配を認めたことになるのである。したがって文献⁹⁾の初頭に掲げた「粘性による圧力降下は可変オリフィスの近くに集中している」という前提は崩れてくる。

このように④、⑤空間内および出口側の粘性による圧力降下を論じはじめると複雑になって解明し難い問題が出てくるので^{10), 11)}、本論文では渦は生ずるが④、⑤空間内および排出口における粘性による圧力降下は、無視し得る範囲内で議論を行なうことにした。

7 結 論

直動式リリーフ弁の自励振動に関しては、プルイン形においては流体の慣性力、流線の伸縮に起因する力、渦の変化の1次おくれに基づく力、諸種の過渡的流量偏差に基づく軸力の偏差はすべて励振力となり、自励振動を発生し易い性質のものとなる。この場合には負の制動長が存在する。

プッシュアウト形に関しては流体の慣性力、流線の伸縮に起因する力は制動力となる。一方、渦の変化の1次おくれの性質は励振力となる。流体の慣性およびオリフィスの流動抵抗による流量偏差からくる過渡的な軸力偏差は、この場合にも励振力であるが、ピストン壁面の吸込吐出し効果からくる流量偏差による過渡的な軸力偏差は制動力となる。この場合には正の制動長が存在する。

以上のようにプッシュアウト形はプルイン形に比較して安定である。

慣性負荷を加えれば、いずれの場合にも過渡的流量偏差を増大し、励振力が増加する。しかし負荷側に加えた慣性負荷はいずれの形においても制動力となり、プッシュアウト形では排出側に加えた慣性負荷の慣性効果は消滅する。よって負荷に関してもプッシュアウト形の方が安定であると結論できる。

終りに、この研究は筆者がさきに東京工業大学精密工学研究所長 池辺 洋教授より賜った御指導を基礎にして進めたものであり、同教授に対して深く謝意を表する。

文 献

- 1) 石垣・濱：油圧案内弁の安定性に関する流体力学的研究，信州大学工学部紀要，第47号，1979年12月，pp. 1～13.
- 2) 石垣・濱：無重合形油圧案内弁の自励振動に関する研究，信州大学工学部紀要，第47号，1979年12月，pp. 15～30.
- 3) S. Y. LEE : Steady-states Axial Force on Control Valve Piston, Trans. ASME, Aug. 1952, pp. 1005～1011.
- 4) J. A. STONE : Discharge Coefficients and Steady-state Flow Forces for Hydraulic Poppet Valves, Trans. ASME, March, 1960, pp. 144～154.
- 5) 石垣・濱：噴流に伴う渦と流れの場の計算法，油圧技術，第18巻，第6号，1979年5月，pp. 96～101.
- 6) 石垣・濱：ラジアル方向に間隙を持つ正重合油圧案内弁の自励振動，油圧技術，第18巻，第11号，1979年10月，pp. 86～91.
- 7) 文献1)，p. 9，式(31).
- 8) 文献2)，pp. 16～19，式(1)，(4)，(7)，(8)，(11).
- 9) 文献1)，p. 2.
- 10) 石垣：油圧弁の自励振動に関する研究，日本機械学会前刷集，No. 136，1965年4月，pp. 105～124.
- 11) 文献3).