非対称シリンダを用いた空気圧案内弁・シリンダの周波数特性 (第1報 理論解析)*

荒 木 献 次**

Frequency Response of a Pneumatic Valve-Controlled Cylinder with an Asymmetric Cylinder, Part 1 Theoretical Analysis

Kenji Araki

This paper describes the effects of the asymmetry of a pneumatic cylinder on the frequency characteristics of a valve-controlled cylinder system. Theoretical analysis is carried out on the system, wherein a valve, which has lap unevenness (i) and mean underlaps (Δ , Δ'), is used, and an asymmetric cylinder which has an inertia load with Coulomb and viscous frictions is used, where the flow rate versus the pressure characteristics curves for the valve are approximated partially as polynomials of degree 3 of the pressure ratio.

The effects of ratio of piston effective areas (r_{am}), lap unevenness, amplitude of the input sinusoidal spool displacement (y_0) and Coulomb friction of the asymmetric cylinder on the frequency responses of the system are studied.

Even though the valve has even underlaps, a suitable bias (δ) is necessary to the spool displacement to keep the mean piston position of the asymmetric cylinder at some fixed point. The normalized value of bias (δ_0) changes according to the changes of r_{am} , y_0 and i . The δ_0 versus frequency characteristics are studied. For an underdamped system, the value of δ_0 has a peak around a resonance frequency.

1. はしがき

左右対称の両ロッドシリンダを用いた場合の案内弁・シリンダの周波数特性については、すでに報告している^{1)~6)}。しかし、実際には、左右対称のシリンダが使われることは、むしろ稀であり、左右非対称の片ロッドシリンダが圧倒的に多く使用されている。片ロッド型は両ロッド型に比べ工作が容易で材料が少なく、使用にあたって、省スペースであるなどの理由による。このような片ロッドシリンダを用いた空気圧案内弁・シリンダの周波数特性の解析についての研究は、まだ報告されていないようである。

ここでは、幾何学的に非対称であり、かつまた、左右の三方弁の上下流側の不重合量が不均等な四方案案内弁を非対称シリンダ(片ロッド型を含む)とを用いた案内弁・シリンダの周波数特性の理論解析を行ったのでその結果について述べる。

2. 案内弁・シリンダの理論解析

Fig. 1のように、負重合量 Δ_1 , Δ_2 , Δ_1' および Δ_2' をもつ空気圧四方案案内弁に非対称シリンダを接続した系を考える。図の中心から左側の系をL系, 中心から右側の系をR系と呼ぶことにする。L系を表すのに添え字Lを付けることがある。R系を表すのに', または, 添え字Rを用いる。ただし, p_L' はR系のシリンダ内圧を表す。文献の式, 図表を引用するときは, その番号右肩に#印を付ける。

2.1 周波数特性の理論解析

Fig. 1の四方案案内弁において

$$\bar{p}_L = \bar{p}_L' \quad (\text{—は時間平均を表わす}) \quad (1)$$

が成立しているとき, 案内弁は中立にあり, この点からのスプールの右向きの変位を y_0 にとる。弁中立におけるL系, R系の平均負重合量 Δ , Δ' および不均等さを表す指数 i , i' および四方弁の左右非対称さ η を次式で定義する²⁾。

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= (\Delta_1 + \Delta_2)/2, \quad \Delta' = (\Delta_1' + \Delta_2')/2 \\ i &= (\Delta_1/\Delta) - 1, \quad i' = (\Delta_1'/\Delta') - 1 \\ \eta &= \Delta'/\Delta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

*昭和63年1月21日 原稿受付

**埼玉大学工学部

(所在地 〒338浦和市下大久保255)

2.2 案内弁・シリンダの周波数特性

基礎式 理論解析にあたって、文献1)と同じ仮定1)～5)をおく。ことわりのない限り、圧力は絶対圧、流量は質量流量とする。四つの制御オリフィス部の流量は

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= Ff(\Delta_1 + y_1)h_1, & w_2 &= Ff(\Delta_2 - y_1)h_2 \\ w_1' &= Ff(\Delta_1' - y_1')h_1', & w_2' &= Ff(\Delta_2' + y_1')h_2' \\ w &= w_1 - w_2, & w' &= w_1' - w_2' \\ w_m &= (w + w')/2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$w_m = (w + w')/2 \quad (3a)$$

ただし、

$$F = c_d b_p \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} \cdot \frac{\rho_s}{\rho_s} \cdot p_s H \quad (3b)$$

$$H = \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{1/(\kappa-1)} \quad (3c)$$

$$f(x) = \begin{cases} x & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} \quad (\text{オリフィス開き}) \quad (3d)$$

$$h_1 = \begin{cases} \sqrt{p^{2/\kappa} - p^{(\kappa+1)/\kappa}}/H & (1 \geq p > 0.5283) \\ 1 & (0.5283 \geq p) \end{cases} \quad (3e)$$

$$p = p_L/p_s \quad (3f)$$

$$h_2 = \begin{cases} p^{(\kappa+1)/2\kappa} \sqrt{p_p^{(2/\kappa)} - p_p^{(\kappa+1)/\kappa}}/H & (1 \geq p_p > 0.5283) \\ p^{(\kappa+1)/2\kappa} & (0.5283 \geq p_p) \end{cases} \quad (3g)$$

$$p_p = p_e/p_s \quad (3h)$$

$$h_1' = h_1(p'), \quad h_2' = h_2(p') \quad (3i)$$

で表される。ここで h_1, h_2, h_1' および h_2' は、次のような、圧力 $p = p_L/p_s, p' = p_L'/p_s$ の三次式でよく近似でき

$$\left. \begin{aligned} h_i &= h_i(p) = \lambda_i p^3 + a_i p^2 + b_i p + c_i \\ h_i' &= h_i(p') = \lambda_i' p'^3 + a_i' p'^2 + b_i' p' + c_i' \end{aligned} \right\} \quad (i=1, 2) \quad (4)$$

と表される [文献4)の式(A-18)[#], (A-19)[#] または文献1)の式(13)[#], (14)[#]]. シリンダ内空気の連続

式は、 $\dot{}$ で時間微分を表すと、

$$\dot{p}_L = \frac{\kappa \bar{p}_L}{V_m \rho_L} w - \frac{\kappa \bar{p}_L A_m}{V_m} \dot{z} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{p}_L' &= -\frac{\kappa \bar{p}_L'}{V_m' \rho_L'} w' + \frac{\kappa \bar{p}_L' A_m'}{V_m'} \dot{z} \\ &= -\frac{\kappa \bar{p}_L'}{r_v V_m \rho_L} w' + \frac{r_{am} \kappa \bar{p}_L' A_m'}{r_v V_m} \dot{z} \end{aligned} \quad (5a)$$

ただし、

$$r_{am} = A_m'/A_m, \quad r_v = V_m'/V_m \quad (5b)$$

ここで、 κ は作動空気の比熱比、 ρ_L は左側作動空気の密度、 A_m, V_m は左側のシリンダの有効断面積と体積である。

ピストン運動方程式は、

$$\begin{aligned} A_m(p_L - p_s) - A_m'(p_L' - p_e) \\ = M_m \ddot{z} + D_m \dot{z} + \text{sgn}(\dot{z}) F_c \end{aligned} \quad (6)$$

Fig. 1において、スプールが中立位置を中心にして正弦波状に変化すると、一般的には、ピストンがドリフトしてしまう。ピストンがドリフトしないように、スプールに適当な直流成分 $\delta = \delta_0 \Delta$ を加えれば、

$$f = A_m(\bar{p}_L - p_s) - A_m'(\bar{p}_L' - p_e), \quad f = 0 \quad (7)$$

が成立しドリフトしなくなる。すなわち、

$$y_1/\Delta = \delta_0 + y_0 \sin \omega t \quad (8)$$

とおく。この場合、シリンダ内圧を次式で近似する。

$$\begin{aligned} p &= p_L/p_s = \bar{p} + p_0 \sin(\omega t + \phi_{yw}) \\ p' &= p_L'/p_s = \bar{p}' - p_0' \sin(\omega t + \phi_{y'p}) \end{aligned} \quad (9)$$

式(2), (8)を式(3)に代入し、 $F\Delta$ で正規化した流量に*印をつけると、

$$\left. \begin{aligned} w_1^* &= w_1/F\Delta = f(1+i+\delta_0+y_0 \sin \omega t)h_1 \\ w_2^* &= w_2/F\Delta = f(1-i-\delta_0-y_0 \sin \omega t)h_2 \\ w_1'^* &= w_1'/F\Delta = \eta f(1+i'-\frac{\delta_0}{\eta}-\frac{y_0}{\eta} \sin \omega t)h_1' \\ w_2'^* &= w_2'/F\Delta = \eta f(1-i'+\frac{\delta_0}{\eta}-\frac{y_0}{\eta} \sin \omega t)h_2' \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

周波数特性 式(4), (9)を式(10)に代入し、 w, w' および w_m の基本波成分をフーリエ解析によって求めると次式をうる。

$$\begin{aligned} w_m^* &= w_m/F\Delta = w_0 \sin(\omega t + \phi_{yw}), \\ w_0 &= \sqrt{\bar{e}_s^2 + \bar{e}_c^2}, \quad \phi_{yw} = \tan^{-1}(\bar{e}_c/\bar{e}_s) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} w^* &= w/F\Delta = w_L \sin(\omega t + \phi_{Lyw}), \\ w_L &= \sqrt{w_{Ls}^2 + w_{Lc}^2}, \\ \phi_{Lyw} &= \tan^{-1}(w_{Lc}/w_{Ls}) \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} w'^* &= w'/F\Delta = w_R \sin(\omega t + \phi_{Ryw}), \\ w_R &= \sqrt{w_{Rs}^2 + w_{Rc}^2}, \\ \phi_{Ryw} &= \tan^{-1}(w_{Rc}/w_{Rs}) \end{aligned} \quad (11b)$$

ただし、添え字 s, c は $\sin$ 成分, $\cos$ 成分を表し、

$$\bar{e}_s = (w_{Ls} + w_{Rs})/2, \quad \bar{e}_c = (w_{Lc} + w_{Rc})/2 \quad (12)$$

Fig. 1 Valve-controlled cylinder system with an asymmetric cylinder

$$w_{Ls} = (\lambda_s \bar{p}^3 + a_s \bar{p}^2 + b_s \bar{p} + c_s) / \pi \quad (12a)$$

$$w_{Lc} = (a_c \bar{p}^2 + b_c \bar{p} + c_c) / \pi \quad (12b)$$

$$w_{Rs} = \eta (\lambda' \bar{p}'^3 + a_s' \bar{p}'^2 + b_s' \bar{p}' + c_s') / \pi \quad (12c)$$

$$w_{Rc} = \eta (a_c' \bar{p}'^2 + b_c' \bar{p}' + c_c') / \pi \quad (12d)$$

ここで、 $\lambda_s, a_s, \dots, c_s'$ は文献2)の式(21)*~(29)*
で与えられる。式(12)中の平均圧 $\bar{p}$ および $\bar{p}'$ は、L系およびR系の三方案内弁の一周期当りの流入量と流出量を
等置した式

$$\int_{\phi_1}^{\pi-\phi_1} w_1 \cdot d(\omega t) = \int_{\pi-\phi_1}^{2\pi+\phi_1} w_2 \cdot d(\omega t)$$

$$\int_{\phi_1}^{\pi-\phi_1} w_1' \cdot d(\omega t) = \int_{\pi-\phi_1}^{2\pi+\phi_1} w_2' \cdot d(\omega t) \quad (13)$$

に式(4)、(9)~(12)を代入し、基本波成分に着目すると、
次の二つの三次式の実根として、 $\bar{p}, \bar{p}'$ が求められる。

$$\left. \begin{aligned} \lambda \bar{p}^3 + a \bar{p}^2 + b \bar{p} + c &= 0 \\ \lambda' \bar{p}'^3 + a' \bar{p}'^2 + b' \bar{p}' + c' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ただし、 $\lambda, a, \dots, c'$ は文献2)の式(33)*から(37)*
で与えられる。式(5)、(5a)を時間 t で積分したものを式
(6)に代入し、両辺を M_m で割った式を整理すると

$$\begin{aligned} \ddot{z} + 2\zeta_m \omega_m \dot{z} + \omega_m^2 z + \text{sgn}(\dot{z}) \frac{F_c}{M_m} \\ = \frac{\kappa A_m}{V_m M_m} \left[\frac{\bar{p}_L}{\rho_L} \int w dt + \frac{r_{am}}{r_v} \int w' dt \right] \end{aligned} \quad (15)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \omega_m &= A_m \sqrt{\frac{\kappa}{V_m m_m} \left(\bar{p}_L + \frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v} \right)} \\ 2\zeta_m \omega_m &= d_m / m_m \end{aligned} \quad (15a)$$

式(10)を式(15)に代入し、ピストン変位 z の基本波成分を
求めると、 z_1 を z の基準量として

$$z^* = z / z_1 = z_0 \sin(\omega t + \phi_{yz}) \quad (16)$$

ただし、

$$z_0 = \frac{(L_1 / \omega) + L_2 \cos \phi_{wz}}{z_1 \sqrt{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 \{1 - (\omega L_2 / L_1)^2\} + (2\zeta_m \omega_m \omega)^2}} \quad (16a)$$

$$\phi_{yz} = \phi_{yw} + \phi_{wz} \quad (16b)$$

$$\phi_{wz} = \phi_z - \cos^{-1} \{ -(\omega L_2 / L_1) \cos \phi_z \} \quad (16c)$$

$$\phi_z = \begin{cases} -\tan^{-1} \{ 2\zeta_m \omega_m \omega / (\omega_m^2 - \omega^2) \} & (\omega < \omega_m) \\ -\pi - \tan^{-1} \{ 2\zeta_m \omega_m \omega / (\omega_m^2 - \omega^2) \} & (\omega > \omega_m) \end{cases} \quad (16d)$$

$$L_1 = \omega_m^2 F \Delta w_0 / A_m \bar{p}_L \left(1 + \frac{r_{am}^2}{r_v} \cdot \frac{\bar{p}_L'}{\bar{p}_L} \right),$$

$$L_2 = 4 F_c / \pi M_m \quad (16e)$$

$$w_0 = \sqrt{c_{co}^2 + c_{so}^2}, \quad \phi_{yw} = \tan^{-1}(c_{co} / c_{so}) \quad (16f)$$

$$c_{co} = w_L \cos \phi_{Lyw} + \frac{r_{am}}{r_v} w_R \cos \phi_{Ryw}$$

$$c_{so} = w_L \sin \phi_{Lyw} + \frac{r_{am}}{r_v} w_R \sin \phi_{Ryw} \quad (16g)$$

L系圧力の振幅 p_0 と位相 ϕ_{yp} は式(3)、(9)、(10)を式(5)に代
入し両辺に a_m を乗ずると、

$$\left. \begin{aligned} -A_m \bar{p}_0 \omega \cos(\omega t + \phi_{yp}) \\ = \frac{A_m \kappa \bar{p}_L}{V_m \rho_L} F \Delta w_L \sin(\omega t + \phi_{Lyw}) \\ - \frac{\kappa \bar{p}_L A_m^2}{V_m} z_1 z_0 \omega \cos(\omega t + \phi_{yw} + \phi_{wz}) = \\ \frac{B}{\left(1 + \frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v \bar{p}_L}\right)} \sin(\omega t + \phi_{Lyw}) \\ - \frac{C}{\left(1 + \frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v \bar{p}_L}\right)} \cos(\omega t + \phi_{yw} + \phi_{wz}) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$B = \frac{M_m \omega_m^2 F \Delta w_L}{A_m \bar{p}_L}, \quad C = M_m \omega_m^2 z_1 z_0 \omega \quad (17a)$$

となり、次式のように求まる。

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{\sqrt{K_1^2 + K_2^2}}{\left(1 + \frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v \bar{p}_L}\right) \bar{p}_L A_m \omega} \\ \phi_{yp} &= \tan^{-1}(K_2 / K_1) \end{aligned} \quad (18)$$

ただし、

$$\begin{aligned} K_1 &= -B \sin \phi_{Lyw} + C \cos(\phi_{yw} + \phi_{wz}) \\ K_2 &= B \cos \phi_{Lyw} + C \sin(\phi_{yw} + \phi_{wz}) \end{aligned} \quad (19)$$

R系の p_0' および ϕ_{yp}' は、 $\bar{p}_L / \bar{p}_L' = \bar{p}_L' / \bar{p}_L$ を仮定すると、
L系と同様にして求められる。すなわち、

$$\begin{aligned} p_0' &= \sqrt{K_1'^2 + K_2'^2} / \left(1 + \frac{r_{am}^2}{r_v} \cdot \frac{\bar{p}_L'}{\bar{p}_L}\right) \bar{p}_0 A_m \omega, \\ \phi_{yp}' &= \tan^{-1}(K_2' / K_1') \end{aligned} \quad (20)$$

ただし、

$$\begin{aligned} K_1' &= -\left(\frac{r_{am}}{r_v} \cdot \frac{w_R}{w_L}\right) B \sin \phi_{Lyw} \\ &\quad + \left(\frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v \bar{p}_L}\right) C \cos(\phi_{yw} + \phi_{wz}) \\ K_2' &= \left(\frac{r_{am}}{r_v} \cdot \frac{w_R}{w_L}\right) B \cos \phi_{Lyw} \\ &\quad + \left(\frac{r_{am}^2 \bar{p}_L'}{r_v \bar{p}_L}\right) C \sin(\phi_{yw} + \phi_{wz}) \end{aligned} \quad (21)$$

である。ピストン速度は次式で表せる。

$$v = \dot{z} = z_1 z_0 \omega \sin(\omega t + \phi_{yz} + \pi/2) \quad (22)$$

2.3 非対称系の周波数特性の計算例

入力をスプール変位 y_i 、出力をピストン速度 v とし、
その周波数特性を計算する。 p_s を500kpaGとし、
 h_1, h_2 の係数は、文献4)のTable 1*とTable 2*の値
を用いた。計算手順をFig. 2に示す。まず、案内弁の
形状に関係したパラメータ i, Δ, η が弁によって決ま
る。次に、非対称なシリンドの左右ピストン面積比よ

り r_{am} が決まり、シリンダと配管より r_0 などが定まる。スプール振幅 y_0 、角周波数 ω を与えて、Fig. 2 の繰り返し計算を実行すると、短時間で解は収束した。ここでは、PC-9801VM を数値演算プロセッサ NEC8087NDP で支援し、プログラムをBASICで記述しコンパイルして計算した結果、一点につき数秒で解は収束した。

Fig. 2 のフローチャートの上から4枠目の式(7)の $f=0$ となる δ_0 を決定する方法は以下の方法によった。三方弁の負荷ポートを閉栓し、静的な圧力特性を考えると、その負荷ポート圧 $p = p_L/p_s$ と弁の i (スプール位置によって $-1 \sim 1$ の間で変わる) との関係は、文献4)のFig. 3にあるように、 i に関して p が単調増加関数になっている。一方、静的には、外部もれがなく $w_1 = w_2$ なる関係が成立するとすると、文献4)の式(27)[†] ~ (30)[‡] が成立する。Fig. 1の四方弁のスプールを中立位置より δ_0 だけ移動すると、左右の三方弁の i, i' が変化すると考えることができるので、前述の i と p の単調増加関係を用いて、繰り返し収束計算の方法で、式(7)の $f=0$ を満足するような $\delta_0, \bar{p}, \bar{p}'$ が決定できる。

計算に当たって共通的に使用したパラメータは、

案 内 弁: $\Delta = 16(\mu\text{m})$, $\eta = 1$, $c_d = 0.5$ および $b_p = \pi * 0.8(\text{cm})$ とし、 i と y_0 を変えた。

シリンダ: $A_m' = 12.1(\text{cm}^2)$ (一定), $M_m = 0.593(\text{kg})$, $V_m = 41.8(\text{cm}^3)$, $r_0 = 1$, $D_m = 0.196(\text{N} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s})$ とし、 $r_{am} = A_m'/A_m$ と F_c を変えた。

他のパラメータ: $p_s = 591.2(\text{kPa})$, $p_e = 101.3(\text{kPa})$, $\kappa = 1.4$, $\rho_e = 1.2 * 10^{-6}(\text{kg} \cdot \text{cm}^{-3})$

である。ここでは、 A_m' を一定とし、 A_m を変え、式(5b)の r_{am} のみの影響を調べることにした。実際のシリンダは A_m を変えれば V_m も M_m も変わると思われるが、その値のとり方もいろいろ考えられるので、ここでは上述のように考えた。

V/Y(j ω)特性

計算例1) 共通パラメータ以外に、 $i = 0$, $y_0 = 3$ とし、ピストン面積比 r_{am} を $1/2$ から 2 までの9通りに対する、周波数特性 $[= V/Y(j\omega)]$, Y は y_0 のラプラス変換] をFig. 3に示す。 r_{am} の減少とともに低周波ゲインが低下し、共振周波数が高くなっている。 A_m' = 一定であるから、 r_{am} が減ることは A_m が増大することであり、圧力の作用面積が増大するにつれて共振点が高くなるものと思われる。また、低周波ゲインの減少は、 A_m の増大により左側の弁流量が増大し、弁圧力降下も増大し、ゲインが下がるものと考えられる。共振点のピークは r_{am} が2となると若干減る。これは A_m が小さく

† shows the number of eq. of reference 2).
‡ shows the number of Table of reference 4).
* k is a constant selected to shorten the repeated calculation.

Fig. 2 Flow chart

なって、 p_{Lc} の値が式(7)に従って p_{ac} に近づき、力の減少をもたらすものと思われる。

計算例2) 共通パラメータ以外に、 $r_{am} = 1.75$, $i = 0$ とし、スプール振幅 y_0 を変えた場合の $V/Y(j\omega)$ をFig. 4に示す。 y_0 の増大とともに、低周波ゲインがある限界まで減少し、共振的となっていくのがわかる。低周波ゲイン低下は、文献3)のFig. 4(a)の $i = 0$ に示されているように、ゲイン定数 K_m がある限界まで減少していくためと考えられる。また共振的になるのは、ピストン駆動力が増大していき、相対的にクーロン摩擦 F_c の影響が減少するためと考えられる。

計算例3) $r_{am} = 1.5$, $y_0 = 3$ の場合、 i を -0.6 から 0.4 まで変えたときの $V/Y(j\omega)$ をFig. 5に示す。 i が大きくなるほど、低周波ゲインが小さくなり、共振周波数が増大している。 i の増大と共に、 $\bar{p}$, $\bar{p}'$ の両者が式(7)をみたしつつ増大するためと考えられる。

計算例4) $i = 0$ 及び $r_{am} = 1.5$ の場合、クーロン摩擦 F_c を 4.9 から $19.6(\text{N})$ まで変えたときの $V/Y(j\omega)$ をFig. 6に示す。 F_c が増大すると高い周波数領域の特性が著しく変化し、ついには、共振点が消滅する。しか

Fig. 3 Frequency responses of velocity v vs. spool displacement y_i with a parameter $r_{am} = A_m'/A_m$ for $i=0$, $y_o=3$ and $F_c=9.8$ N.

Fig. 4 Frequency responses of v vs. y_i with a parameter y_o for $r_{am}=1.75$, $i=0$ and $F_c=9.8$ N.

Fig. 5 Frequency responses of v vs. y_i with a parameter i for $r_{am}=1.5$, $y_o=3$ and $F_c=9.8$ N.

Fig. 6 Frequency responses of v vs. y_i with a parameter F_c for $r_{am}=1.5$, $y_o=3$ and $i=0$.

し、低周波ゲインはほとんど変化していない。

$P/Y(j\omega)$, $P'/Y(j\omega)$ 特性

Fig. 3の $r_{am}=1/2, 1, 2$ の場合の $P/Y(j\omega)$ 及び $P'/Y(j\omega)$ をFig. 7に示す。 $r_{am}=1$ のときは対称シリンドを均等負重合弁 ($i=0$) で制御するので、 $P/Y(j\omega)=P'/Y(j\omega)$ となる (点線)。 r_{am} の増大につれて、高周波ゲインが増大し、 $|P/Y(j\omega)|$ と、 $|P'/Y(j\omega)|$ が離れていくのがわかる。極めて低い周波数においては $|P/Y(j\omega)|$ と $|P'/Y(j\omega)|$ 共に積分特性を示すようになり、位相の絶対値 $|\angle P/Y|$ 、 $|\angle P'/Y|$ とが 90° に接近し、ついには、 P_i と P'_i は、一周期の間に大気圧と供給圧の飽和値に達するようになる。ゲインは水平となっていく、積分特性が失われていくと思われるが、このプログラムでは、1 Hz以下

になると、オーバーフローが起こって計算できなくなる (Fig. 5の $i=0.4$, $\omega/2\pi=2.1$ は計算ができなかったもので、そこまで、線を描いていない) ことがあり、積分性の失われるところまでは確認できなかった。

δ_o の周波数依存性

Fig. 3, 4, 5及び6に対するシフト量 δ_o の周波数依存性を、それぞれ、Fig. 8, 9, 10及び11に示す。Fig. 8より $r_{am}>1$ のとき $\delta_o>0$ 、 $r_{am}<1$ のとき $\delta_o<0$ となり、 r_{am} が1より離れるにつれて $|\delta_o|$ がピークを持つことがわかる。Fig. 9は $r_{am}=1.5$ のとき y_o の増大とともに δ_o も増大し、共振点における $|\delta_o|$ も顕著となるのがうかがえる。 $r_{am}=1/1.5$ の場合は逆に $\delta_o(<0)$ が減少する (以下同様)。Fig. 10は、 $r_{am}=1.5$ の場合で i が増大するほど、 δ_o が大きくなることを示してい

Fig. 7 Frequency responses of p vs. y_i and p' vs. y_i for asymmetric cylinders and p vs. y_i for a symmetric cylinder ($i=0$, $y_0=3$ and $F_c=9.8$ N)

----- : symmetric $r_{am}=1$
 ————— : asymmetric $r_{am}=2$
 - - - - - : asymmetric $r_{am}=0.5$

Fig. 8 Characteristics of δ_o vs. $\omega/2\pi$ with a parameter r_{am} for the same parameters as the case Fig. 3.

る。Fig. 11は、 F_c が少々変化しても、 δ_o はほとんど変化せず、共振点でピークの大きさが変化するだけである。

3. 結 び

非対称シリンダと不均等負重合案内弁を組み合わせた空気圧案内弁・シリンダの周波数特性を理論的に解析し、それに基づいた周波数特性計算ソフトを開発し、非対称シリンダ($\phi 40$, ストローク約 5 cm)を用いた系の周波数特性計算を行い、以下の結論を得た。

Fig. 9 Characteristics of δ_o vs. $\omega/2\pi$ with a parameter y_0 for the same parameters as the case Fig. 4.

Fig. 10 Characteristics of δ_o vs. $\omega/2\pi$ with a parameter i for the same parameters as the case Fig. 5.

Fig. 11 Characteristics of δ_o vs. $\omega/2\pi$ with a parameter F_c for the same parameters as the case Fig. 6

- 1) ピストン有効断面積比 (r_{am}) が增大するにつれて、低周波ゲインが増大するが、共振周波数が下がる。クーロン摩擦力 (F_c) が大きくなると、スプール振幅 (y_0) が小さいときに高周波領域で影響が大きくなり、過減衰となり共振しなくなる。
- 2) 均等負重合弁を用いても、シリンダが非対称 ($r_{am} \neq 1$) だと、周波数応答でピストン平均位置をあるところに保持するには、弁スプール平均位置を中立位置から少しずらす必要がある。このシフト量の周波数依存性を求めた。 $r_{am} > 1$ では $\delta_o > 0$ 、 $r_{am} < 1$ では $\delta_o < 0$ となる。また、 r_{am} が 1 より離れるにつれて、 $|\delta_o|$ が増大する。また、この計算例では、クーロン摩擦 (F_c) は、共振点近傍を除くとほとんど影響がない。
- 3) この周波数特性計算ソフトはきわめて低い周波数

ではオーバーフローして計算できなくなることがあるが、これは、弁の負重合量の不均等指数(i)が0.4を越えるような場合に非対称性の強い(r_{am} が1より大きく離れた場合)に問題となる。また、実際的には、 A_m を変えて r_{am} を変えると、シリンダの左側体積と可動部質量(V_m , M_m)も変わることが多いので、 r_{am} のみを変える比較は多少現実味にかけるときらいがあるが、現象を理解する上では r_{am} のみを変えるのがよいように思われる。

終わりに、本研究にご協力いただいた、本学大学院生の李培雨君、本学学生の小板幸生、川下洋一郎の諸君に深く感謝致します。

参 考 文 献

1) 荒木：不均等負重合案内弁を用いた案内弁・シリ

ンダの周波数特性，第1報，油圧と空気圧，10-1，57/63（昭和54年）。

2) 荒木：同上，第2報，油圧と空気圧，10-6，361/367（昭和54年）。

3) 荒木：同上，第3報，油圧と空気圧，12-4，262/268（昭和56年）。

4) 荒木：同上，第4報，油圧と空気圧，12-4，269/276（昭和56年）。

5) 荒木：空気圧正重合案内弁・シリンダの周波数特性，第1報，油圧と空気圧，14-3，206/214（昭和58年）。

6) 荒木：同上，第2報，油圧と空気圧，14-3，215/220（昭和58年）。