弁ばねの設計を考慮した内燃機関の動弁系の振動解析*
(第2報, 動弁系の弁ばねの動的応力解析)長 屋 幸 助^{*1}Analysis of a High Speed Driven Valve System of Internal Combustion
Engines with Consideration of the Design of Valve-Springs
(2nd Report, Dynamic Stress Analysis of Valve-Springs)

Kosuke NAGAYA

An analytical method and a result for obtaining dynamic stresses in the valve-spring of a driven valve system of internal combustion engines are presented with a consideration of the end effects. To treat the complex dynamic behavior due to cam rotation with complex profile, this paper applies a combination method of the transfer matrix, the Laplace transform and the Fourier series expansion procedures. Numerical calculations have been carried out for a sample case of general valve-springs, and the numerical results for the dynamic stresses have been obtained in the case of a spring excited by the driven valve system.

Key Words: Dynamics of Machinery, Vibration, Internal Combustion Engine, Valve-spring, Stress, Transient Response

1. 緒 言

近時内燃機関は小形化, 高速化する傾向があり, それに伴い動弁系も軽量化, 高速化を余儀なくされている。とくに弁とロッカアームを結合する弁ばねは取付荷重の制約と動弁系のジャンプ, バウンス等を回避する必要性から, 相当の軽量化を余儀なくされているにもかかわらず, かなり苛酷な条件のもとで使用されるようになった。しかるに弁ばねは三次元の連続体でかつ動弁系が複雑な運動を行うため, その動的応力解析は相当複雑となるため, 解析された例は皆無で, 設計法も確立されていないため, もっぱら静力学的応力式に頼って設計がなされている。しかしコイルばねのような複雑な荷重が作用する系では, 動的応力と静的応力は全く異質な様相を示し, 一般には静的結果から動的結果を類推することは困難である。

本報はこれらの見地から動弁系の弁ばねの動応力の解析法を提案し, カム回転数, カム形状が弁ばねの動的挙動に及ぼす影響を明らかにするものである。弁ばねは弁により加振されるため, まず弁の動きを解析す

ることが弁ばねの動的挙動の解析に先だって行われなければならないが, これについては第1報⁽¹⁾で報告している。本報は第1報で解析した動弁系の結果をもとに, 弁ばねの動的挙動ならびに動応力を解析する。解析では著者の与えている三次元曲りばり理論に基づく伝達マトリックス法による振動理論⁽³⁾を適用する。本問では, 動弁系の動きが複雑となるので, 通常の積分変換論によって解析解を導くことは困難となるが, これについてもフーリエ展開法とラプラス変換法を組合せた解析法を著者がすでに提案している⁽⁴⁾⁽⁵⁾。そこで本報では著者の与えたばねの振動解析法と任意入力 of 非定常解析法を組合せて本問を解析し, 数値計算を行い, 弁ばねをも考慮した動弁系の設計指針を与えた。

2. 弁ばねの動的応力解析

2・1 伝達マトリックスの作製 第1報で述べたように弁ばねの剛性が動弁系全体の動的挙動に与える影響は小さいので, 系全体の解析では弁ばねを1自由度ばねと近似しても差支えない。しかし弁ばね内の動的応力を求める場合は, ばねを連続体として取扱わなければ解を得ることはできない。したがって本報では, 前報⁽¹⁾の式(16)により弁の一端が加振され, 他端が固定されたばねとして弁ばねの運動を考え解析を進める

* 昭和62年10月6日 第945回講演会において講演, 原稿受付 昭和62年1月16日。

^{*1} 正員, 群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町1-5-1)。

こととする。

三次元曲りばり理論を用いたばねの静釣合いの方程式はすでに高田ら⁽⁶⁾により与えられており、またそれを用いて著者は厳密解を求め、格間マトリックスをすでに作製している⁽²⁾。すなわち図1のような座標系を考え、 x 方向変位を v 、 y 方向変位を w 、 z 方向変位を u とし、合力をそれぞれ V 、 W 、 U 、 x 、 y 、 z 軸まわりのそれぞれの回転角を δ 、 ϕ 、 β 、合モーメントをそれぞれ H 、 M 、 T とし、状態量ベクトル X を次のように定義する。

$$X = [z_1 \ z_2 \ z_3 \ \cdots \ z_{12}]^T \quad \cdots \cdots (1)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= u/\Delta, \ z_2 = v/\Delta, \ z_3 = w/\Delta \\ z_4 &= (R/\Delta)\beta, \ z_5 = -(R/\Delta)\delta, \ z_6 = (R/\Delta)\phi \\ z_7 &= R^3 U/(\Delta EI_y), \ z_8 = R^3 V/(\Delta EI_y) \\ z_9 &= R^3 W/(\Delta EI_y), \ z_{10} = R^2 T/(\Delta EI_y) \\ z_{11} &= R^2 H/(\Delta EI_y), \ z_{12} = R^2 M/(\Delta EI_y) \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (2)$$

式中 Δ は変位を無次元化するために導入した代表変位、 R はコイル半径、 E は縦弾性係数、 I_y は y 軸に関する断面二次モーメントで、円形断面ばねでは $I_y = I_x$ である。前報⁽³⁾の結果を用いて格間伝達マトリックスは次のように書くことができる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} F_i &= D(\phi_i) D(0)^{-1} \\ D(\phi) &= [d'_{kr}] (k=1, 2, \cdots, 12, r=1, 2, \cdots, 12) \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (3)$$

であり、 D は解マトリックス、 $\phi = \phi_i$ は任意の i 番目の分割要素の分割角度であり、 $[d'_{kr}]$ は要素 $d'_{11} \sim d'_{12,12}$ を有する行列を表す。この要素 $d'_{11} \sim d'_{12,12}$ は文献(2)、(3)に示されているが、本問では $R = R_0$ である。

ばねの質量を格点に置き、 x 、 y 、 z 方向の慣性力を考慮すると、三次元方向に加振されるばねの格点マトリ

ックスが得られる。しかし本問の場合は非定常問題であるので、格点の釣合い方程式にラプラス変換 $\bar{f}(x, y, z, s) = \int_0^\infty f(x, y, z, t) e^{st} dt$ を施し、格点マトリックス P_i を求めると

$$P_i = [a'_{kr}] (k=1, 2, \cdots, 12, r=1, 2, \cdots, 12) \quad \cdots \cdots (4)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} a'_{kr} &= 1 (k=r), \ a'_{r1} = -\Lambda', \ a'_{r2} = -\Lambda' \\ a'_{r3} &= -\Lambda', \ \Lambda' = \lambda^2 (G/E) S^2 \phi_i \\ S^2 &= AR^2/I_y, \ \lambda = -(\rho/G)^{1/2} jsR \end{aligned} \right\} \quad \cdots (5)$$

また $j = \sqrt{-1}$ 、 ρ はばねの密度、 G は横弾性係数、 A は断面積、 S は細長さを表す量であり、式(5)に示されていない $[a'_{kr}]$ の要素は零である。式(3)、(4)より像関数で表された状態量 $\bar{X}$ が固定端0の状態量 $\bar{X}_0$ を用いて表される。すなわち

$$\begin{aligned} \bar{X}_i &= F_i P_{i-1} F_{i-1} \cdots F_2 P_1 F_1 \bar{X}_0 \\ &= T_i \bar{X}_0 \quad \cdots \cdots (6) \end{aligned}$$

式(6)で T_i は任意の i 点における伝達マトリックスであり

$$T_i = [b_{kr}] (k=1, \cdots, 12, r=1, \cdots, 12)$$

と書くと、行列 $[b_{kr}]$ は式(6)の乗算により求められることになる。

2.2 弁ばねのサージング 動弁系のばねを設計する場合、まず弁ばねのサージングを正しく求め、カム回転数がサージング振動数以下になるように設計しなければならない。この場合、弁ばねは平行圧縮となるので、境界条件は

$$\left. \begin{aligned} (\bar{z}_k)_0 &= 0 \quad (k=1, 2, 3, 4, 5, 6) \\ (\bar{z}_k)_N &= 0 \quad (k=2, 4, 5, 6) \\ (\bar{z}_1)_N &= -w'_0 \sin \alpha_N \\ (\bar{z}_3)_N &= -w'_0 \cos \alpha_N \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (7)$$

式中添字0は分割点0すなわち固定端を、 N はばねの分割数で、添字 N の付してある量は弁側の端の値を表し、 $w'_0 = (w_0/\Delta)$ は弁の加振変位 w_0 の無次元量であり、 α はコイルのピッチ角である。式(6)を式(7)に代入すると

$$[C_{kr}] \bar{Z}_0 = w'_0 E \quad (k=1, 2, \cdots, 6, r=7, 8, \cdots, 12) \quad \cdots \cdots (8)$$

ここに

$$\begin{aligned} \bar{Z}_0 &= [\bar{z}_7 \ \bar{z}_8 \ \bar{z}_9 \ \bar{z}_{10} \ \bar{z}_{11} \ \bar{z}_{12}]^T \\ E &= [-\sin \alpha \ 0 \ -\cos \alpha \ 0 \ 0 \ 0]^T \end{aligned}$$

であり、 $[C_{kr}]$ は式(6)より求められる端点 N での伝達マトリックス T_N で、 $k=1, 2, \cdots, 6, r=7, 8, \cdots, 12$ の要素を取り出して作られるマトリックスである。式(8)より振動数方程式は

図1 弁ばねの座標系

$$\det[C_{kr}] = 0 \quad (k=1, \dots, 6, r=7, \dots, 12) \dots (9)$$

となり、上式で $s = j\omega (j = \sqrt{-1})$ とおいて固有値 λ が求められ、それより固有円振動数 $\omega (= \lambda \sqrt{G/\rho}/R)$ 、すなわちサージング振動数 $f (= \omega/2\pi)$ Hz が決定する。具体例として、コイル半径 1.3 cm、素線半径 0.2 cm、有効巻数 6.5、ピッチ角 4.8° のばねをとりあげ、 $E = 205.8$ GPa、 $G = 79.2$ GPa、1巻の分割数を 8 としてサージング振動数を式(9)より計算し、沢登らの実験結果⁽⁷⁾と比較すると、下記ようになる。

1次: 324 Hz (322 Hz), 2次: 360 (361)

3次: 406 (402), 4次: 411 (414)

5次: 635 (635), 6次: 670 (669)

本解の結果と沢登らの結果 (括弧内の値) はほとんど一致していることがわかる。

2.3 弁ばねの動的応答 弁ばねの端点 N は弁により加振され、その加振変位 w_v は第1報⁽¹⁾の式(6)より

$$w_r(\gamma) = u_0 [e^{-\lambda \gamma} \{ C \cos(\Lambda \sqrt{1 - \xi^2} \gamma) + D \times \sin(\Lambda \sqrt{1 - \xi^2} \gamma) \} + (p_2/p)^2 \sum_{m=0}^{\infty} (X_m + X'_m)] \dots (10)$$

ここに $\gamma = t/T'$ は無次元時間、 T' はサンプル時間であり、他の諸量は第1報と同様である。式(10)を直接を用いて弁ばねの応答を求めてもよいが、本報では式(10)をフーリエ展開して取扱う。すなわち無次元変位 $w'_v = w_v/\Delta$ は

$$w'_v = \sum_{m=0}^{\infty} (\varepsilon_m q_m \cos 2m\pi\gamma + q_m^* \sin 2m\pi\gamma) \dots (11)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} q_m &= 2 \int_0^1 [w_v(\gamma)/\Delta] \cos 2m\pi\gamma d\gamma \\ q_m^* &= 2 \int_0^1 [w_v(\gamma)/\Delta] \sin 2m\pi\gamma d\gamma \\ \varepsilon_0 &= 1/2, \varepsilon_m = 1 \quad (m \geq 1) \end{aligned} \right\} \dots (12)$$

式(11)を式(8)に代入すると、端点 0 における軸力 $(\bar{z}_7)_0$ 、2方向のせん断力 $(\bar{z}_8)_0, (\bar{z}_9)_0$ およびねじりモーメント $(\bar{z}_{10})_0$ 、2方向の曲げモーメント $(\bar{z}_{11})_0, (\bar{z}_{12})_0$ が求められる。したがってばね内の任意の i 番目の点における状態量は端点 0 におけるこれらの値を式(6)に代入して求められる。すなわちばね内の任意の i 点の k 番目の状態量 $(\bar{z}_k)_i$ は

$$(\bar{z}_k)_i = \sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{q_m^* (2m\pi/T') + q_m \varepsilon_m s}{s^2 + (2m\pi/T')^2} \right] \times \sum_{r=7}^{12} b_{kr}(z_r^*)_0 / \det[C_{kr}] \dots (13)$$

ここに $(z_r^*)_0, (z_8^*)_0, \dots, (z_{12}^*)_0$ はそれぞれ、行列式 $\det[C_{kr}]$ の要素の第1列、第2列、 $\dots$ 、第6列を列べ

クトル E の要素でそれぞれおきかえたものである。

式(13)より本問の特異点は $s = \pm 2m\pi j/T'$ と $\det[C_{kr}] = 0$ の根であることがわかる。 $s = \pm 2m\pi j/T'$ の特異点に対する留数 $(z_k)_i^A$ は留数定理によりただちに求められる。この場合、 i 点の伝達マトリックス T_i の要素 b_{kr} および $(z_r^*)_0 (r=7, 8, \dots, 12)$ は s の関数であるが、式(5)より $\lambda^2 = -(\rho/G)s^2 R^2$ 、すなわち $(\lambda)_{s=2m\pi j/T'} = 2m\pi\delta$ ($\delta = \sqrt{\rho R^2/GT'^2}$) となり、 s の代わりに $\lambda = 2m\pi\delta$ を用いて結果を表すことができる。すなわち式(13)の $s = \pm 2m\pi j/T'$ に対する留数は

$$(z_k)_i^A = \sum_{m=0}^{\infty} [q_m^* \sin(2m\pi\gamma) + q_m \varepsilon_m \cos(2m\pi\gamma)] \times \sum_{r=7}^{12} \{b_{kr}(z_r^*)_0 / \det[C_{kr}]\}_{\lambda=2m\pi\delta} \quad k=1, 2, \dots, 12 \dots (14)$$

一方振動数方程式 $\det[C_{kr}] = 0$ より得られる p 番目の根を $s = s_p$ とおくと、 $s_p = \pm j\omega_p$ の形で表され、 ω_p は p 次の固有振動数を与えることになる。この場合も式(5)を用いると、 $\lambda = (\sqrt{\rho/G})\omega R$ となり、 p 次の無次元固有円振動数は $\lambda_p = (\sqrt{\rho/G})\omega_p R$ と書くことができる。本報では伝達マトリックス法を適用しているので、この振動根に対する留数を解析的に求めることは困難である。しかし著者はこの種の問題を数値微分法を用いてすでに解析している⁽¹¹⁾。そこで本報ではその方法を本問に適用して振動根に対する留数 $(z_k)_i^B$ を決定する。すなわち

$$(z_k)_i^B = \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} 2[2q_m^* m\pi\delta \sin(\lambda_p \gamma/\delta) + q_m \varepsilon_m \lambda_p \times \cos(\lambda_p \gamma/\delta)] \sum_{r=7}^{12} \{b_{kr}(z_r^*)_0 / D_{mp}^*\}_{\lambda=\lambda_p} \quad k=1, 2, \dots, 12 \dots (15)$$

ここに

$$D_{mp}^* = [\lambda^2 - (2m\pi\delta)^2] \frac{d}{d\lambda} (\det[C_{kr}]) \dots (16)$$

任意時間 t におけるばね内の i 番目の分割点の無次元状態量はこれらの留数の和で与えられる。

$$(z_k)_i = (z_k)_i^A + (z_k)_i^B \quad k=1, 2, \dots, 12 \dots (17)$$

式(17)よりばね素線の無次元変位 $z_1 \sim z_3$ 、回転角 $z_4 \sim z_6$ 、無次元合力 $z_7 \sim z_9$ および無次元合モーメント $z_{10} \sim z_{12}$ が求められ、式(2)よりこれらの実際の値が計算される。

2.4 弁ばねの動的応力 弁により加振される弁ばねには式(17)で表される振動が作用しており、その合力は $U = z_7 \Delta EI_y / R^3$ 、 $V = z_8 \Delta EI_y / R^3$ 、 $W = z_9 \Delta EI_y / R^3$ となり、合モーメントは $T = \Delta EI_y z_{10} / R^2$ 、 $H = \Delta EI_y z_{11} / R^2$ 、 $M = \Delta EI_y z_{12} / R^2$ となる。円形断面ばねの場合、応力が問題となる点はばねの内側の点とばねの

外側の二点であり、コイル半径が大の場合はねじりモーメントとせん断力のみで応力計算を行っても差支えないようであるが、弁ばねはコイル半径が小さいので、曲率の影響を無視することはできない。またピッチ角が大の場合は曲げに対する検討も必要である。これらに対し Wahl⁽¹⁰⁾は円形断面ばねに対し、曲率の影響を考慮したせん断応力の式を与え、また下関ら⁽⁹⁾、沢登ら⁽⁸⁾は曲げの影響をも考慮した式を与えている。本報では沢登らの研究と同じ考えに基づき、曲りばり理論を用いて主せん断応力ならびに主（垂直）応力を求める。すなわち曲げによる応力 σ は

$$\sigma = \frac{U}{A} + \frac{M}{AR'} + \frac{M}{\kappa AR'} \frac{\eta}{R' + \eta} \dots (18)$$

ここに A は素線断面積、 R' は曲率半径、 η は断面の中心線からの距離であり、 κ は曲りばりの断面係数である。一方せん断応力は弾性学に基づき $\tau' = 1.231 W/A$ 、またねじり応力については Wahl の式より $\tau'' = (16 T/\lambda d^3) \{ (4c \mp 1)/(4c \mp 4) \}$ 、 $(c = R'/b, d = 2b)$ であり、 b は素線半径である。本報では円形断面のばねを考えているので

$$\left. \begin{aligned} R' &= R/\cos^2 \alpha_i, c = R/(b \cos^2 \alpha_i) \\ \kappa &= \frac{1}{4} \left(\frac{b}{R} \cos^2 \alpha_i \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{b}{R} \cos^2 \alpha_i \right)^4 \\ &\quad + \frac{5}{64} \left(\frac{b}{R} \cos^2 \alpha_i \right)^6 \end{aligned} \right\} \dots (19)$$

となり、これらを組合せてばね内の i 番めの断面の内側および外側の二点について垂直応力 σ およびせん断応力 τ を求めると

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{R^2}{\pi b^3} \left[\left(\frac{b}{R} \right)^3 R U_i + \left(\frac{b}{R} \right)^3 \left(1 \mp \frac{1}{\kappa(c \mp 1)} \right) \right. \\ &\quad \left. \times M_i \cos^2 \alpha_i \right] \\ \tau &= \frac{4 R^2}{\pi b^5} \left[\frac{1.231 R}{4} \left(\frac{b}{R} \right)^3 W_i \pm \frac{1}{2} \left(\frac{b}{R} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{4c \mp 1}{4c \mp 4} \right) T_i \right] \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

式(20)で上符号はばねの内側、下符号はばねの外側を表し、 α_i は i 点のピッチ角、 R はコイル半径である。一方主応力の最大値 σ_p および主せん断応力の最大値 τ_p は

$$\left. \begin{aligned} \tau_p &= (0.25 \sigma^2 + \tau^2)^{1/2} \\ \sigma_p &= 0.5 [\sigma + (0.25 \sigma^2 + \tau^2)^{1/2}] \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

なおこの場合の動ばね定数 k は

$$k = (U \sin \alpha_N + W \cos \alpha_N) / \Delta \dots (22)$$

であり、カム回転数を零とおくと、静的ばね定数も式(22)より求められる。

3. 数値計算例

本報の数値例として、円筒コイルばねを取り上げ、前報の数値計算で取扱った履歴特性のある動弁系の弁ばねの応力計算を行ってみることとする。以下の数値計算は第1報の第2のモデルについて行われたもので、 $\xi = 0.1$ 、ばねについては巻数6、ピッチ角 $\alpha = 0.087266$ (等ピッチ)、素線半径 $b = 0.2$ cm、コイル半径 $R = 1.334$ cm および $R = 1$ cm とし、縦弾性係数 $E = 205.8$ GPa、横弾性係数 $G = 79.2$ GPa とする。数値計算では、振動根に対する留数は3次 ($p = 1 \sim 3$) までとり、フーリエ級数の項数は15項 ($m = 0 \sim 14$) までとった。本解の場合、代表変位 Δ はどんな値を選んでもよいが、本報では実際の変位 (cm) と応力 (Pa) を直接求めることとし、 $\Delta = 1$ cm とした。

図2および図3は上記動弁系の弁ばねのせん断応力 τ [式(20)参照] および垂直応力 σ の素線軸方向の分布を示したものである。図中 Out はばねの外側の点の値を、In は内側の点の値を示し、rpm の付してある数字はカム回転数 (回/分) であり、 n はばねの位置を示す巻数で、例えば $n = 5$ は5巻めの位置を表す。これらの図は $\gamma (= t/T') = 0.5$ 、すなわち弁のジャンプ現象の発生しやすいカム位置での値を示したもので、弁ばねにとっては大きな応力を受ける場所での値である。図よりカム回転数が1000 rpm (エンジン回転数は2000 rpm) 程度では、応力分布は静的に近い傾向を示し、固定端 ($n = 0$) と可動端 ($n = 6$) でほぼ同じ値となっている。またせん断応力の最大値もばね端部から $3\pi/2$ ($n = 0.75$) で生じている。しかしカム回転数が速くなると、その様相は静的結果と全く異なり、せん断応力について

図2 動弁系のばねに作用するせん断応力の素線軸方向分布

ては、ばねの固定端側で、垂直応力については可動端側で静的応力に比べはるかに大きな応力を示すようになる。一方図2, 3に比べコイル半径を小さくして同じ回転数におけるこれらの応力分布を示したものが図4, 5である。この図の場合、カム回転数が $\Omega=1000$ rpmのせん断応力分布図と $\Omega=3000$ rpmのそれとの差は非常に小さく、また垂直応力については両場合の結果がほとんど一致し、その差は図に表されない。このことは図2, 3のばねのばね定数が $k_0=22.3$ kN/m[式(22)より計算される](第1次固有振動数=19736 rpm)に対し、図4, 5のそれが $k_0=52.95$ kN/m(第1次固有振動数=35113 rpm)の比較からもわかるように、後者のばねが前者のばねに比べ剛性が増したことによる影響である。すなわち後者のばねは剛性が大となり、逆に慣性質量が減少したため、慣性力の影響が小さくなり、静的に近い様相を呈したものである。も

ちろんカム回転数をさらに増大させれば、ばねはいずれ前者と同じ傾向を示すようになるが、いずれにしてもばねを剛く造ることが動力的ばね設計の見地からは有利といえる。しかし緒言でも述べたように弁ばねを剛くすると、大きな動力を消費し、各部の摩耗を早めるなどの理由から、ばねの取付荷重、ばね定数等に制約があり、前者程度のばね定数を有するばねが通常のエンジンには使用されているようである。したがって弁ばねの設計においては、静的応力式の意味は失われることになり、本報のような振動を考慮した動力的設計を行うべきであろう。図6は巻数6のばねの3巻めにおけるせん断応力の時刻歴応答の一例を示したものである。図中の γ はサンプル時間 T' をカムの1回転に要する時間にとってあるので、0から1回転ま

図3 動弁系の弁ばねに作用する垂直応力の素線軸方向分布

図4 動弁系の弁ばねに作用するせん断応力の素線軸方向分布

図5 動弁系の弁ばねに作用する垂直応力の素線軸方向分布

図6 動弁系の弁ばねに作用するせん断応力の時刻歴応答

でのカムの回転量に相当する。当然のことながらカムリフトの最大となる $\gamma=0.5$ 付近で応力は最大となることがわかる。この図で $\gamma=0.25\sim 0.35$ の間に現れる応力は、本来この部分にカムリフトがないので零となるべきであるが、フーリエ展開近似を用いているため、収束誤差、数値計算誤差によりこのような誤差が現れたものと思われる。もちろんこの誤差は2%以下で、実用上は問題がないものと思われる。

4. 結 言

本報は第1報で与えた動弁系の動応答解を用いて弁ばねの動的応力を解明したものである。その内容を要約すると

(1) 動弁系の弁ばねの動応答を与える解析式を弁ばねの端末の影響を考慮して、ラプラス変換法、フーリエ展開法ならびに伝達マトリックス法を用いて誘導した。ついでこれにより得られた合力、合モーメントを用いて曲りはり理論に基づくピッチ角を考慮したばねの応力式を誘導した。

(2) 具体的数値例として、実際に使用されている弁ばねをとりあげ動応力の検討を行ったところ、カム回転数が大となると、ばねの応力は静的な場合と全く異なった様相を呈し、静力学的設計を行えないことが

明らかになった。

(3) 本報で得られた解析結果は動弁系の履歴特性を考慮した式より出発しているため、ばねにとってもっとも不利なジャンプ現象の部分を精度よく求めるように考慮されており、また伝達マトリックス法の適用により、ピッチ角も自由に変化できるようにしてある。したがって本解析は弁ばねの設計式としてただちに利用できる適用範囲の広い式である。

本研究の遂行にあたり、種々のご協力をいただいた群馬大学工学部 井開重男技官に厚く謝意を表する。

文 献

- (1) 長屋, 機論, 53-495, C (昭62), 2283.
- (2) 長屋・ほか2名, 機論, 51-471, C (昭60), 3014.
- (3) 長屋・ほか2名, 機論, 52-483, C (昭61), 2940.
- (4) Nagaya, K., *ASCE J. Waterway Port Coastal & Ocean Eng.*, 111-2 (1985), 337.
- (5) Nagaya, K., *J. Sound Vib.*, 99 (1985), 361.
- (6) Takata, M., *Proc. 7th Jpn Natl. Congr. Appl. Mech.*, (1958), 365.
- (7) 沢登・福島, 機論, 49-439, C (昭58), 422.
- (8) 沢登・ほか2名, 機講論, No. 840-11 (昭59-10), 103.
- (9) 下関・早坂, 機論, 48-435, C (昭57), 1774.
- (10) Wahl, A. M., *ASME J. Appl. Mech.*, 17 (1929), 185.
- (11) Nagaya, K., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 47-3 (1980), 620.