

九州大学工学部 正買 山 崎 徳 也

長崎大学工学部 “ 崎 山 毅

九州大学工学部 学生員・千々岩 敏 躬

1 序言. 先に通常の中実断面を有する円形曲り梁の走行荷重による動的応答性状に関する報告を行なったが,¹⁾鋼材の性質の著しい改良と溶接技術の進歩により, また経済的な見地から, 土木構造物においても薄肉断面部材が多用されており, その動的性状を明らかにすることは意義あることと考える. このような観点から, 本論においては曲げねじれ剛性を考慮した薄肉断面を有する円形曲り梁の走行荷重による動的応答性状および衝撃特性を明らかにせんとするものである.

2 薄肉断面円形曲り梁の基本式 薄肉断面を有する円形曲り梁(以下曲り梁と記す)が受ける外力, すなわち面外鉛直荷重およびねじれモーメント荷重をそれぞれ q, m で表し, これら外力によって生ずる曲り梁の変形量, すなわち鉛直たわみ, たわみ角およびねじれ角をそれぞれ w, φ, ψ とすれば, これら変形量と荷重強度 q, m との間には次式が成立する.²⁾

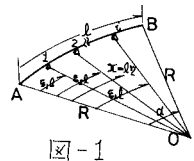
$$\alpha \nu \frac{\partial^4 w}{\partial \rho^4} - \alpha(1+\mu) \frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} - \nu \frac{\partial^4 \varphi}{\partial \rho^4} + \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} - \alpha^2 \bar{\varphi} + \frac{\rho^3}{EI} m = 0 \quad (1)$$

$$(1+\alpha^2 \nu) \frac{\partial^4 w}{\partial \rho^4} - \alpha^2 \mu \frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} - \alpha \nu \frac{\partial^4 \varphi}{\partial \rho^4} + \alpha(1+\mu) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} - \frac{\rho^4}{EI} \bar{q} = 0 \quad (2)$$

ここに $\mu = \frac{GJ}{EI}$, $\nu = \frac{\Gamma}{\rho^2 EI}$, EI, GJ, Γ 曲り梁の曲げ剛性, ねじれ剛性および曲げねじれ剛性, $\varphi = \partial \psi / \partial \rho$, $\bar{\varphi} = \partial^2 \psi / \partial \rho^2$, $\chi = \partial \varphi / \partial \rho$, α および χ は曲り梁の中心角および部材長

3. 薄肉断面円形曲り梁の自由振動

図-1 に示すような連続曲り梁 AB が振動すれば, 中間支点(1, 2... i)において鉛直反力 Q_i が生じるが, これは AB 部材に作用する周期力と見做すことができ, 式(1), (2)より連続曲り梁の自由振動方程式がえられ, 更に $w(\rho, t) = W(\rho) \sin \omega t$, $Q_i(t) = V_i \sin \omega t$, $\varphi(\rho, t) = \bar{\varphi}(\rho) \sin \omega t$ において時間変数 t を分離すれば, 規準函数 $W, \bar{\varphi}$ に関する次式をうる. なお以下の解析においてはねじれモーメント荷重 m を無視する.



$$\alpha \nu \frac{d^4 W}{d\rho^4} - \alpha(1+\mu) \frac{d^2 W}{d\rho^2} - \nu \frac{d^4 \bar{\varphi}}{d\rho^4} + \mu \frac{d^2 \bar{\varphi}}{d\rho^2} - \alpha^2 \bar{\varphi} = 0 \quad (3)$$

$$(1+\alpha^2 \nu) \frac{d^4 W}{d\rho^4} - \alpha^2 \mu \frac{d^2 W}{d\rho^2} - \alpha \nu \frac{d^4 \bar{\varphi}}{d\rho^4} + \alpha(1+\mu) \frac{d^2 \bar{\varphi}}{d\rho^2} - \lambda^4 W - \sum_{i=1}^n \frac{V_i \rho^3}{EI} \delta(\rho - \rho_i) = 0 \quad (4)$$

ここに $\lambda^4 = \frac{\rho \omega^2 \nu}{EI}$, ρ 梁の単位長さ当りの質量, $\delta(\rho - \rho_i)$ Dirac の delta 函数

式(3), (4)より $W, \bar{\varphi}$ の一般解を求め, AB 端での境界条件を考慮すれば振動数方程式および振動モードが決定される.

4 薄肉断面円形曲り梁の走行荷重による強制振動

図-1 に示すとき連続曲り梁上を単一集中荷重 P が定速度 k で走行するときの連続曲り梁の強制振動の基本式は次式で与えられる.

$$\alpha \nu \frac{\partial^4 w}{\partial \rho^4} - \alpha(1+\mu) \frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} - \nu \frac{\partial^4 \varphi}{\partial \rho^4} + \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} - \alpha^2 \bar{\varphi} = 0 \quad (5)$$

$$(1+\alpha^2 \nu) \frac{\partial^4 w}{\partial \rho^4} - \alpha^2 \mu \frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} - \alpha \nu \frac{\partial^4 \varphi}{\partial \rho^4} + \alpha(1+\mu) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} + k \frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2} + \rho \frac{d^2 Y}{d\tau^2} \delta(\rho - \tau) - \sum_{i=1}^n \frac{Q_i \rho^3}{EI} \delta(\rho - \rho_i) = \frac{P \rho^3}{EI} \delta(\rho - \tau) \quad (6)$$

ここに $k = (P_0/EI\alpha^2)^{1/2}$, $\alpha = P_0/P_0$, $t = t_0/L$, $t_0 = L/v_0$, $v_0 = L/t$, Y 荷重作用点での鉛直変位変位量 w , $\bar{w}$, Y および 鉛直反力 Q を次のごとく変数分離し, 式(5)(6)に代入すれば式(8)(9)をうる。

$$w(\eta, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{T}_n(\tau) \bar{\Phi}_n(\eta) \quad (7), \quad Q_n(\tau) = V_n \bar{T}_n(\tau), \quad \bar{w}(\eta, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} H_n(\eta) \bar{\Phi}_n(\eta), \quad Y(\tau) = w(\tau, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{T}_n(\tau) \bar{\Phi}_n(\tau)$$

$$[\alpha V \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2} - \alpha(1+\mu) \bar{\Phi}_n] \bar{T}_n + [-V \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2} + \mu \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2} - \alpha^2 \bar{\Phi}_n] H_n = 0 \quad (8)$$

$$k^2 \bar{\Phi}_n \frac{d^2 \bar{T}_n}{d\tau^2} + [(1+\alpha^2 V) \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2} - \alpha^2 \mu \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2}] \bar{T}_n + [-\alpha V \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2} + \alpha(1+\mu) \frac{d^2 \bar{\Phi}_n}{d\eta^2}] H_n + \alpha k^2 \frac{d^2}{d\tau^2} (\bar{T}_n \bar{\Phi}_n) \delta(\tau - \tau) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{V_n k^2}{EI} \bar{T}_n \delta(\tau - \tau) - \frac{P_0^2}{EI} \delta(\tau - \tau) \quad (9)$$

ここに $\bar{\Phi}_n(\eta)$ は正規化振動モードである。

式(3)および(8)より $H_n = \bar{T}_n$ なることが分り, 更に式(4)を用うれば式(9)は結局次のごとく表わされる。

$$k^2 \bar{\Phi}_n \frac{d^2 \bar{T}_n}{d\tau^2} + \alpha k^2 \frac{d^2}{d\tau^2} (\bar{T}_n \bar{\Phi}_n) \delta(\tau - \tau) + \lambda^2 \bar{\Phi}_n \bar{T}_n = \frac{P_0^2}{EI} \delta(\tau - \tau) \quad (10)$$

ここで式(10)の両辺に $\bar{\Phi}_m(\eta)$ を掛けて, η の変域 $(0 \sim 1)$ で積分すれば, 時間関数 $\bar{T}_n$ に関する次式をうる。

$$k^2 \frac{d^2 \bar{T}_n}{d\tau^2} + \alpha k^2 \bar{\Phi}_n(\tau) \frac{d^2}{d\tau^2} (\bar{T}_n \bar{\Phi}_n(\tau)) + \lambda^2 \bar{T}_n = \frac{P_0^2}{EI} \bar{\Phi}_n(\tau) \quad (11)$$

式(11)より $\bar{T}_n$ を算出し, 式(7)に代入すれば曲り梁の動的および静的たわみが求められる。

5 解例

単スパン曲り梁の場合は式(4)において $V_n = 0$ とおき, 式(3)(4)より $\bar{w}$ を消去すれば次式をうる。

$$X^4 + (2\alpha^2 - X^2)X^3 + (\alpha^4 - 2X^2\alpha^2 - \lambda^4)X^2 - X^2(\alpha^4 - \lambda^4)X - \frac{\lambda^4}{V}\alpha^4 = 0, \quad X = \frac{d^2 W}{d\eta^2}, \quad X^2 = \frac{\mu}{V} \quad (12)$$

4次方程式(12)の一般解には次のごとく2通りの形が考えられる。

i) 4次方程式(12)が4実根 $(m_1, m_2, m_3, -m_4)$ を有する場合

$$W(\eta) = C_1 \sinh m_1 \eta + C_2 \cosh m_1 \eta + C_3 \sinh m_2 \eta + C_4 \cosh m_2 \eta + C_5 \sinh m_3 \eta + C_6 \cosh m_3 \eta + C_7 \sinh m_4 \eta + C_8 \cosh m_4 \eta \quad (13)$$

ii) 4次方程式(12)が2実根 $(m_1, -m_2)$, 2複素根 $(m_3 \pm n_3 i, -m_3 \pm n_3 i)$ を有する場合

$$W(\eta) = C_1 \sinh m_1 \eta + C_2 \cosh m_1 \eta + C_3 \sinh m_2 \eta + C_4 \cosh m_2 \eta + C_5 \sinh m_3 \eta \sin n_3 \eta + C_6 \sinh m_3 \eta \cos n_3 \eta + C_7 \cosh m_3 \eta \sin n_3 \eta + C_8 \cosh m_3 \eta \cos n_3 \eta \quad (14)$$

ここに $C_1, C_2, \dots, C_8$ は境界条件によって決定される定数, $\sinh \eta = \sinh \eta$, $\cosh \eta = \cosh \eta$, $\sin \eta = \sin \eta$, $\cos \eta = \cos \eta$

式(13)または(14)を用い, 両端部での境界条件を考慮することにより, 任意の境界条件を有する単スパン曲り梁の固有値および振動モードがえられ, 更にその正規振動モードを式(11)に代入のうえ $\bar{T}_n$ を求め, 式(7)に代入すれば動的および静的たわみが求められることになる。

両端ヒンジ曲り梁の正規化振動モードは式(15)で与えられ, 式(15)を式(11)に代入することにより式(16)をうる。

$$\bar{\Phi}_n(\eta) = \sqrt{2} \sin n\pi\eta \quad (15)$$

$$k^2(1+2\alpha \sin^2 n\pi\tau) \frac{d^2 \bar{T}_n}{d\tau^2} + 2\alpha k^2(n\pi) \sin 2n\pi\tau \frac{d \bar{T}_n}{d\tau} + \left\{ (1+\alpha^2 V)(n\pi)^4 + \mu \alpha^2 (n\pi)^2 - 2\alpha k^2(n\pi)^2 \sin^2 n\pi\tau - \frac{V^2(n\pi)^4 [V(n\pi)^2 + 1 + \mu]^2}{V(n\pi)^4 + \mu(n\pi)^2 + \alpha^2} \right\} \bar{T}_n = \frac{P_0^2}{EI} \sqrt{2} \sin n\pi\tau \quad (16)$$

式(16)において $V \rightarrow 0$ とすれば, 通常の中実断面を有する円形曲り梁の時間関数 $\bar{T}_n$ を求める式に一致する。次に 2スパン連続曲り梁の解例として両端ヒンジ2スパン連続曲り梁をとりあげ, 特にここで式(12)が4実根 $(m_1, m_2, m_3, -m_4)$ を有する場合について以下に述べることにする。

式(3)(4)に $\delta[W(\eta)] = F(s)$ および $\delta[\bar{w}(\eta)] = G(s)$ なるラプラス変換を適用し, これらにA端での境界条件 $W(0) = W'(0) = \bar{w}(0) = \bar{w}'(0) = 0$ を代入, 更に両式より $G(s)$ を消去して整理すれば次式をうる。

$$F(s) = C_1 \frac{n_1}{s^2 + n_1^2} + C_2 \frac{n_2}{s^2 + n_2^2} + C_3 \frac{n_3}{s^2 + n_3^2} + C_4 \frac{n_4}{s^2 + n_4^2} + (a \frac{n_1}{s^2 + n_1^2} - b \frac{n_2}{s^2 + n_2^2} - c \frac{n_3}{s^2 + n_3^2} - d \frac{n_4}{s^2 + n_4^2}) \frac{V_0 \beta^3}{EI} e^{-\epsilon_1 s} \quad (17)$$

$$\therefore a = (f_1 - \chi^2 f_2 + \frac{\chi^2}{V} f_3) / n_1, \quad b = (f_4 - \chi^2 f_5 + \frac{\chi^2}{V} f_6) / n_2, \quad c = (f_7 - \chi^2 f_8 + \frac{\chi^2}{V} f_9) / n_3, \quad d = (f_{10} - \chi^2 f_{11} + \frac{\chi^2}{V} f_{12}) / n_4$$

$$D = \begin{bmatrix} \alpha_1 + \alpha_2 & \alpha_1 + \alpha_3 & \alpha_1 + \alpha_4 \\ \beta_1 + \beta_2 & \beta_1 + \beta_3 & \beta_1 + \beta_4 \\ \gamma_1 + \gamma_2 & \gamma_1 + \gamma_3 & \gamma_1 + \gamma_4 \end{bmatrix} \quad \begin{matrix} \alpha_1 = -n_1^2 - n_2^2 + n_4^2, & \alpha_2 = n_1^2 + n_3^2 - n_4^2, & \alpha_3 = n_2^2 + n_3^2 - n_4^2, & \alpha_4 = n_1^2 + n_3^2 + n_3^2 \\ \beta_1 = n_1^2 n_2^2 - n_2^2 n_4^2 - n_4^2 n_1^2, & \beta_2 = -n_1^2 n_3^2 + n_3^2 n_4^2 + n_4^2 n_1^2, & \beta_3 = -n_1^2 n_2^2 + n_1^2 n_4^2 + n_4^2 n_2^2, & \beta_4 = -n_1^2 n_3^2 - n_2^2 n_3^2 - n_3^2 n_4^2 \\ \gamma_1 = -n_2^2 n_3^2 n_4^2, & \gamma_2 = -n_1^2 n_3^2 n_4^2, & \gamma_3 = n_1^2 n_2^2 n_4^2, & \gamma_4 = -n_1^2 n_2^2 n_3^2 \end{matrix}$$

$$f_1 = f_4 + f_7 + f_{10}, \quad f_2 = f_5 + f_8 + f_{11}, \quad f_3 = f_6 + f_9 + f_{12}$$

$$f_4 = [(\alpha_1 + \beta_1)(\gamma_1 + \gamma_4) - (\gamma_1 + \gamma_4)(\beta_1 + \beta_4)] / D, \quad f_5 = [(\alpha_1 + \alpha_2)(\gamma_1 + \gamma_4) - (\alpha_1 + \alpha_2)(\gamma_1 + \gamma_4)] / D, \quad f_6 = [(\alpha_1 + \alpha_2)(\beta_1 + \beta_4) - (\alpha_1 + \alpha_2)(\beta_1 + \beta_4)] / D,$$

$$f_7 = [(\beta_1 + \beta_2)(\gamma_1 - \gamma_4) - (\gamma_1 - \gamma_4)(\beta_1 + \beta_2)] / D, \quad f_8 = [(\alpha_1 + \alpha_2)(\gamma_1 + \gamma_4) - (\alpha_1 + \alpha_2)(\gamma_1 - \gamma_4)] / D, \quad f_9 = [(\alpha_1 + \alpha_2)(\beta_1 + \beta_2) - (\alpha_1 + \alpha_2)(\beta_1 + \beta_4)] / D,$$

$$f_{10} = [(\beta_1 + \beta_2)(\gamma_1 + \gamma_3) - (\beta_1 + \beta_2)(\gamma_1 - \gamma_2)] / D, \quad f_{11} = [(\gamma_1 - \gamma_2)(\alpha_1 + \alpha_2) - (\alpha_1 + \alpha_2)(\gamma_1 + \gamma_3)] / D, \quad f_{12} = [(\alpha_1 + \beta_2)(\beta_1 + \beta_3) - (\alpha_1 + \beta_2)(\beta_1 + \beta_4)] / D,$$

式(17)を逆フーラス変換すると次式をうる。

$$W(\eta) = C_1 \operatorname{sh} n_1 \eta + C_2 \operatorname{sh} n_2 \eta + C_3 \operatorname{sh} n_3 \eta + C_4 \operatorname{si} n_4 \eta + \{a \operatorname{sh} n_1(\eta - \epsilon_1) - b \operatorname{sh} n_2(\eta - \epsilon_1) - c \operatorname{sh} n_3(\eta - \epsilon_1) - d \operatorname{si} n_4(\eta - \epsilon_1)\} \frac{V_0 \beta^3}{EI} u(\eta - \epsilon_1) \quad (18)$$

ここに $u(\eta - \epsilon_1)$ は unit step 函数

式(18)を用いて中間支点およびB端での境界条件 $W(1) = W'(1) = W''(1) = W'''(1) = W(\epsilon_1) = 0$ を考慮すれば対称振動時 逆対称振動時 各々の場合における振動数方程式および正規化振動モードとして次式をうる。

$$i) \text{ 対称振動 } a \frac{\operatorname{sh} n_1 \epsilon_1}{\operatorname{sh} n_1} \operatorname{sh} n_1(1 - \epsilon_1) - b \frac{\operatorname{sh} n_2 \epsilon_1}{\operatorname{sh} n_2} \operatorname{sh} n_2(1 - \epsilon_1) - c \frac{\operatorname{sh} n_3 \epsilon_1}{\operatorname{sh} n_3} \operatorname{sh} n_3(1 - \epsilon_1) - d \frac{\operatorname{si} n_4 \epsilon_1}{\operatorname{si} n_4} \operatorname{si} n_4(1 - \epsilon_1) = 0$$

$$\Phi_n(\eta) = K[-A \operatorname{sh} n_1 \eta + B \operatorname{sh} n_2 \eta + C \operatorname{sh} n_3 \eta + D \operatorname{si} n_4 \eta + \{a \operatorname{sh} n_1(\eta - \epsilon_1) - b \operatorname{sh} n_2(\eta - \epsilon_1) - c \operatorname{sh} n_3(\eta - \epsilon_1) - d \operatorname{si} n_4(\eta - \epsilon_1)\} u(\eta - \epsilon_1)] \quad (19)$$

ここに K は正規化条件を満足するごとく決定された定数

$$A = a \operatorname{sh} n_1(1 - \epsilon_1) / \operatorname{sh} n_1, \quad B = b \operatorname{sh} n_2(1 - \epsilon_1) / \operatorname{sh} n_2, \quad C = c \operatorname{sh} n_3(1 - \epsilon_1) / \operatorname{sh} n_3, \quad D = d \operatorname{si} n_4(1 - \epsilon_1) / \operatorname{si} n_4$$

$$ii) \text{ 逆対称振動 } \cos 2 n_4 \epsilon_1 - 1 = 0, \quad \Phi_n(\eta) = \sqrt{2} \operatorname{si} n_4 2 n \pi \eta \quad (20)$$

正規化振動モード(19)(20)を式(11)に代入すれば時間函数 T_n の算定式として次式をうる。

$$i) \text{ 対称振動 } k^2(1 + \alpha h_1 \Phi_n) \frac{d^2 T_n}{dT^2} + \alpha k^2 h_2 \Phi_n \frac{dT_n}{dT} + (\alpha k^2 h_1 \Phi_n + \lambda^4) T_n = \frac{P \beta^3}{EI} \Phi_n \quad (21)$$

$$ii) \text{ 逆対称振動 } k^2(1 + \alpha h_1 \Phi_n) \frac{d^2 T_n}{dT^2} + 4 \sqrt{2} \alpha k^2 \pi \Phi_n \cos 2 n \pi T \frac{dT_n}{dT} + (\sqrt{2} \alpha k^2 \Phi_n (2 n \pi)^2 + \lambda^4) T_n = \frac{P \beta^3}{EI} \Phi_n \quad (22)$$

$$\therefore h_1 = K[-A n_1 \operatorname{sh} n_1 T + B n_2 \operatorname{sh} n_2 T + C n_3 \operatorname{sh} n_3 T - D n_4 \operatorname{si} n_4 T + \{a n_1 \operatorname{sh} n_1(T - \epsilon_1) - b n_2 \operatorname{sh} n_2(T - \epsilon_1) - c n_3 \operatorname{sh} n_3(T - \epsilon_1) + d n_4 \operatorname{si} n_4(T - \epsilon_1)\} u(T - \epsilon_1)]$$

$$h_2 = K[-A n_1 \operatorname{sh} n_1 T + B n_2 \operatorname{sh} n_2 T + C n_3 \operatorname{sh} n_3 T + D n_4 \operatorname{si} n_4 T + \{a n_1 \operatorname{sh} n_1(T - \epsilon_1) - b n_2 \operatorname{sh} n_2(T - \epsilon_1) - c n_3 \operatorname{sh} n_3(T - \epsilon_1) - d n_4 \operatorname{si} n_4(T - \epsilon_1)\} u(T - \epsilon_1)]$$

$$h_3 = K[-A \operatorname{sh} n_1 T + B \operatorname{sh} n_2 T + C \operatorname{sh} n_3 T + D \operatorname{si} n_4 T + \{a \operatorname{sh} n_1(T - \epsilon_1) - b \operatorname{sh} n_2(T - \epsilon_1) - c \operatorname{sh} n_3(T - \epsilon_1) - d \operatorname{si} n_4(T - \epsilon_1)\} u(T - \epsilon_1)]$$

式(21)(22)より T_n を求め、式(7)に代入すればそれぞれの振動時における重心的および静的たわみ求められる。

6 数値計算および考察 式(16)を用いて両端ヒンジ薄肉断面円形曲り梁上を単一集中荷重が走行するときの梁の中央点の重心的応答を算定し、 $\mu(\frac{GJ}{EI})$, $\nu(\frac{I}{I_0 EI})$ および k (走行速度) と ζ (衝撃率) との関係を求め図2~4をえた。なお衝撃率は次式により算出した。

$$\zeta = (y_2 - y_1) / y_2, \quad y_2 \text{ 重心的たわみの最大値, } y_1 \text{ } y_2 \text{ 点における静的たわみ}$$

図-2 は $\zeta-k$ の関係を示すもので ζ -値は k -値の増加とともに増大し、 μ -値が小さくなると k -値の影響が大きくなることから分り、図-3 は中心角 $\alpha = 30^\circ$ および 60° の曲り梁における $\zeta-\mu$ の関係を示すもので μ -値が小さくなると ζ -値に及ぼす ν -値および α -値の影響が顕著になるといふ、また図-4 は $\zeta-\nu$ の関係を示し μ -値が大きい場合は ζ -値は ν -値のいか

んにかかわらずほぼ一定値を有するが、 μ -値が小さい場合は i_p -値は ν -値の変化により著しく変化する。すなわち 図-3, 4 より ねじれ剛性の大きな曲り梁においては、衝撃率は曲り梁の中心角および曲げねじれ剛性の大きさに無関係にほぼ一定値を有するが、ねじれ剛性の小さな曲り梁においては、衝撃率は曲り梁の中心角および曲げねじれ剛性の大きさに左右されると言える。図-5, 6 は式(7), (22), (23) を用いて 中心角 $\alpha=60^\circ$, $\mu=1.0$, $\nu=0.001$ なる 2スパン薄肉断面円形曲り梁上に単一集中荷重 P が定速 $k=0.3$ および 0.7 で走行するときの $\frac{L}{4}$ 点の動的たわみ影響線を示し、図中破線は $\frac{L}{4}$ 点の静的たわみ影響線を示す。

結局、以上の考察より次のことが言える。単一集中荷重が曲り梁上を走行する場合の梁の動的応答性状および衝撃特性に及ぼす最大の要因は走行荷重による速度効果、中心角およびねじれ剛性であり、ねじれ剛性が小さくなると曲げねじれ剛性の影響が顕著にあらわれてくる。すなわち薄肉断面円形曲り梁としての特性が発揮されるのはねじれ剛性の小さな曲り梁においてであると言える。

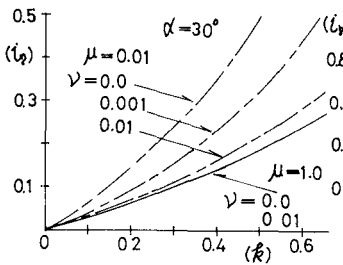


図-2

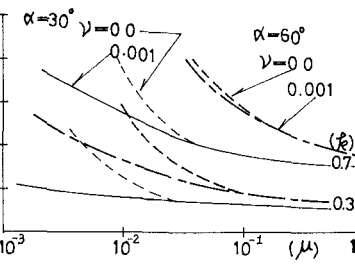


図-3

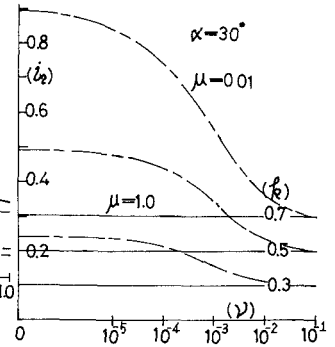


図-4

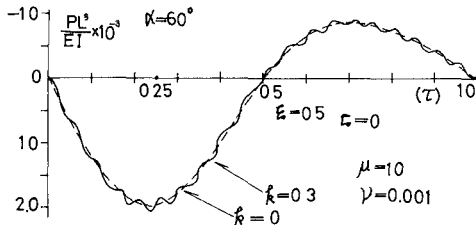


図-5

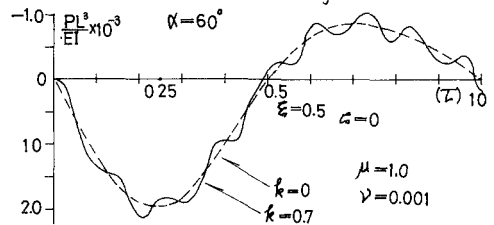


図-6

7 結語 両端部が単純支持された薄肉断面を有する円形曲り梁上に単一集中荷重が走行する場合の走行速度、ねじれ剛性、曲げねじれ剛性および中心角などの要素が曲り梁の動的性状および衝撃特性に及ぼす影響を中央断面を有する円形曲り梁の場合と比較することにより明らかにすることができた。なお連続曲り梁の振動解析に際し、式(12)が2実根と2複素根を有する場合には本法は適用できず、このことに関しては別の機会に報告したい。

参考文献

- 1) 山崎徳也・崎山毅・岩敏源「質量を考慮した走行荷重に対する円形曲り梁の動的応答」
九大工学集報, 第41巻, 第6号(昭和43年12月)
- 2) 山崎徳也・崎山毅「薄肉断面を有する円形曲り梁の面外自由振動」
九大工学集報, 第41巻, 第4号(昭和43年9月)