

リング・ビームで補強された鋼管井筒基礎の応力解析について

北海道大学 正員 能町純雄
苫小牧高等専 正員 ○澤田知久1. まなびき

本稿は、鋼管を円形に建て込んだ井筒基礎を、内側に数本のリング・ビームで補強した構造を取り上げ、応力解析を行なったものである。仮定条件として軸方向のヒンジは鋼管の直径の両端に付いているものとし、各々構造物の接線方向、半径方向の力を受け持つとする。よって基本微分方程式は、ジョイント係数、 K_T 、 K_N を考慮して、接合点での接線方向、半径方向の力の釣り合い及び振りの釣り合い式より求められる。これを鋼管の軸方向に有限フーリエ変換、それと直交平面上でフーリエ定和変換を行なって解析を進め境界条件を満足するように、境界値を定めて必要とする変位と断面力を得る。

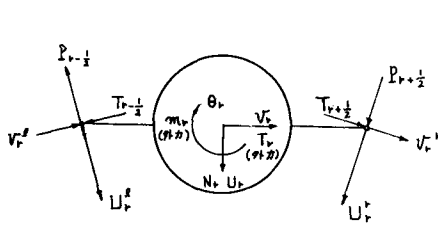
2. 基本式の誘導

図-1

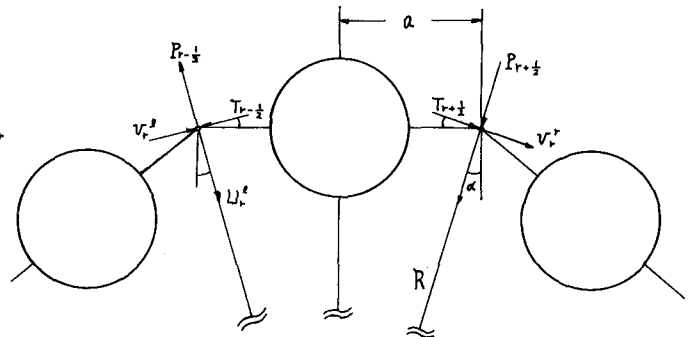


図-2

図-1, 2より 変位の関係は

$$U_r^l(x) = \{ U_r(x) + \theta_r(x) \cdot a \} \cos \alpha - V_r(x) \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

$$U_r^l(x) = \{ U_r(x) - \theta_r(x) \cdot a \} \cos \alpha + V_r(x) \cdot \sin \alpha \quad (2)$$

$$V_r^l(x) = \{ U_r(x) + \theta_r(x) \cdot a \} \sin \alpha + V_r(x) \cdot \cos \alpha \quad (3)$$

$$V_r^l(x) = \{ U_r(x) - \theta_r(x) \cdot a \} \sin \alpha + V_r(x) \cdot \cos \alpha \quad (4)$$

節点力と節点変位の関係は

$$P_{r+1/2} = K_N \{ U_{r+1}^l(x) - U_r^l(x) \} \quad (a) \quad T_{r+1/2} = K_T \{ V_{r+1}^l(x) - V_r^l(x) \} \quad (b)$$

 K_N, K_T は 各々 半径方向、接線方向の joint 係数

(1)~(4) と (a) (b) より

$$P_{r+1/2} = K_N [\{ \Delta U_r(x) - \nabla \theta_r(x) \cdot a \} \cos \alpha + \nabla V_r(x) \sin \alpha] \quad (5)$$

$$T_{r+1/2} = K_T [\{ -\nabla U_r(x) + \Delta \theta_r(x) \cdot a \} \sin \alpha + \Delta V_r(x) \cos \alpha] \quad (6)$$

$$\therefore \Delta F_r(x) = F_{r+1}(x) - F_r(x) \quad \nabla F_r(x) = F_{r+1}(x) + F_r(x)$$

pile要素の中央座標をとる力の均り合い式

・半径方向曲げ

$$N_r + \Delta P_{r-\frac{1}{2}} \cdot \cos \alpha + \nabla T_{r-\frac{1}{2}} \cdot \sin \alpha = EI \cdot \overset{..}{\ddot{U}}_r(x) + \bar{K} U_r(x) \quad (7)$$

・接線方向曲げ

$$T_r - \nabla P_{r-\frac{1}{2}} \sin \alpha + \Delta T_{r-\frac{1}{2}} \cos \alpha = EI \cdot \overset{..}{\ddot{V}}_r(x) + \bar{K} V_r(x) \quad (8)$$

・捩り

$$M_r + \nabla P_{r-\frac{1}{2}} a \cdot \cos \alpha + \Delta T_{r-\frac{1}{2}} a \sin \alpha = GJ \cdot \overset{..}{\ddot{\theta}}_r(x) \quad (9)$$

ここで

$$\bar{K} = D \cdot l$$

$$l: \text{地盤反力係数 (kg/cm}^2\text{)}$$

$$D: \text{鋼管の直径}$$

$$N_r, T_r, M_r: \text{外力}$$

$$\overset{..}{\ddot{V}}_r(x) = \frac{\partial^4 V_r(x)}{\partial x^4}$$

EI : 曲げ剛度

$$\overset{..}{\ddot{U}}_r(x) = \frac{\partial^4 U_r(x)}{\partial x^4}$$

GJ : 捩り剛度

$$\overset{..}{\ddot{\theta}}_r(x) = \frac{\partial^2 \theta_r(x)}{\partial x^2}$$

(5) (6) の関係から

$$\nabla P_{r-\frac{1}{2}} = K_N \cdot [\Delta U_{r-1}(x) \cdot \cos \alpha - a \{ \Delta^2 \theta_{r-1}(x) + 4 \theta_{r-1}(x) \} \cos \alpha + \{ \Delta^2 V_{r-1}(x) + 4 V_{r-1}(x) \} \sin \alpha] \quad (10)$$

$$\Delta P_{r-\frac{1}{2}} = K_N [\Delta^2 U_{r-1}(x) \cdot \cos \alpha - a \Delta \theta_{r-1}(x) \cos \alpha + \Delta V_{r-1}(x) \sin \alpha] \quad (11)$$

$$\nabla T_{r-\frac{1}{2}} = K_T [\Delta V_{r-1}(x) \cdot \cos \alpha + a \Delta \theta_{r-1}(x) \sin \alpha - \{ \Delta^2 U_{r-1}(x) + 4 U_{r-1}(x) \} \sin \alpha] \quad (12)$$

$$\Delta T_{r-\frac{1}{2}} = K_T [\Delta^2 V_{r-1}(x) \cdot \cos \alpha + a \Delta^2 \theta_{r-1}(x) \sin \alpha - \Delta U_{r-1}(x) \sin \alpha] \quad (13)$$

$$\therefore \Delta^2 F_{r-1}(x) = F_{r+1}(x) - 2 F_r(x) + F_{r-1}(x), \quad \Delta F_{r-1}(x) = F_{r+1}(x) - F_{r-1}(x)$$

故に (10) ~ (13) を (7) (8) (9) に代入すると

$$EI \cdot \overset{..}{\ddot{U}}_r(x) + \bar{K} U_r(x) = N_r + K_N \{ \Delta^2 U_{r-1}(x) \cos \alpha - a \Delta \theta_{r-1}(x) \cos \alpha + \Delta V_{r-1}(x) \sin \alpha \} \cos \alpha \\ + K_T [\Delta V_{r-1}(x) \cos \alpha + a \Delta \theta_{r-1}(x) \sin \alpha - \{ \Delta^2 U_{r-1}(x) + 4 U_{r-1}(x) \} \sin \alpha] \sin \alpha \quad (14)$$

$$EI \cdot \overset{..}{\ddot{V}}_r(x) + \bar{K} V_r(x) = T_r - K_N [\Delta U_{r-1}(x) \cdot \cos \alpha - a \{ \Delta^2 \theta_{r-1}(x) + 4 \theta_{r-1}(x) \} \cos \alpha + \{ \Delta^2 V_{r-1}(x) + 4 V_{r-1}(x) \} \sin \alpha] \sin \alpha \\ + K_T \{ \Delta^2 V_{r-1}(x) \cos \alpha + a \Delta^2 \theta_{r-1}(x) \sin \alpha - \Delta U_{r-1}(x) \sin \alpha \} \cos \alpha \quad (15)$$

$$GJ \cdot \overset{..}{\ddot{\theta}}_r(x) = M_r + K_N [\Delta U_{r-1}(x) \cos \alpha - a \{ \Delta^2 \theta_{r-1}(x) + 4 \theta_{r-1}(x) \} \cos \alpha + \{ \Delta^2 V_{r-1}(x) + 4 V_{r-1}(x) \} \sin \alpha] a \cos \alpha \\ + K_T \{ \Delta^2 V_{r-1}(x) \cos \alpha + a \Delta^2 \theta_{r-1}(x) \sin \alpha - \Delta U_{r-1}(x) \sin \alpha \} a \sin \alpha \quad (16)$$

以上 (14) (15) (16) 式の基本微分差分方程式を解くといふことになる。

3. 一般式

3-1. joint係数 $K_N, K_T \rightarrow \infty$ とする場合 (断端での右と左の変位が等しいとする場合)

$$\Delta U_{r-1}(x) \cdot \cos d - \nabla \theta_{r-1}(x) \cdot a \cos d + \nabla \sqrt{r-1}(x) \sin d = 0 \quad (17)$$

$$-\nabla U_{r-1}(x) \cdot \sin d + \Delta \theta_{r-1}(x) \cdot a \sin d + \Delta \sqrt{r-1}(x) \cos d = 0 \quad (18)$$

よって (17) に Half-Sine 定和分変換を施すと

$$-2 \sin \frac{i\pi}{2N} R_i[U_{r-1}(x)] \cos d - \left[2 \sin \frac{i\pi}{2N} \{ \theta_0(x) - (-1)^i \theta_n(x) \} + 2 \cos \frac{i\pi}{2N} S_i[\theta_{r-1}(x)] \right] a \cos d \\ + \left[\sin \frac{i\pi}{2N} \{ \sqrt{0}(x) - (-1)^i \sqrt{n}(x) \} + 2 \cos \frac{i\pi}{2N} S_i[\sqrt{r-1}(x)] \right] \sin d = 0 \quad (19)$$

(18) に Half-Cosine 定和分変換を施すと

$$-2 \cos \frac{i\pi}{2N} R_i[U_{r-1}(x)] \sin d + \left[-\cos \frac{i\pi}{2N} \{ \theta_0(x) - (-1)^i \theta_n(x) \} + 2 \sin \frac{i\pi}{2N} S_i[\theta_{r-1}(x)] \right] a \sin d \\ + \left[-\cos \frac{i\pi}{2N} \{ \sqrt{0}(x) - (-1)^i \sqrt{n}(x) \} + 2 \sin \frac{i\pi}{2N} S_i[\sqrt{r-1}(x)] \right] \cos d = 0 \quad (20)$$

(14) に Cosine 定和分変換を施すと

$$\cos d \{ (-1)^i P_{n-\frac{1}{2}} - P_{\frac{1}{2}} + 2 \sin \frac{i\pi}{2N} \bar{S}_i[P_{r+\frac{1}{2}}] \} + \sin d \{ (-1)^i T_{n-\frac{1}{2}} - T_{\frac{1}{2}} + 2 \cos \frac{i\pi}{2N} \bar{C}_i[T_{r+\frac{1}{2}}] \} \\ = EI \cdot C_i[\ddot{U}_r(x)] + K C_i[U_r(x)] \quad (21)$$

(15) に Sine 定和分変換を施すと

$$-\sin d \cdot 2 \cos \frac{i\pi}{2N} \bar{S}_i[P_{r+\frac{1}{2}}] + \cos d \cdot 2 \sin \frac{i\pi}{2N} C_i[T_{r+\frac{1}{2}}] = EI \cdot S_i[\ddot{V}_r(x)] + K S_i[\sqrt{r}(x)] \quad (22)$$

(16) も同様に Sine 定和分変換を施すと

$$\cos d \cdot 2 \cos \frac{i\pi}{2N} \bar{S}_i[P_{r+\frac{1}{2}}] + \sin d \cdot 2 \sin \frac{i\pi}{2N} \bar{C}_i[T_{r+\frac{1}{2}}] = \frac{GJ}{a} S_i[\ddot{\theta}_r(x)] \quad (23)$$

ここで

$$\begin{aligned} S_i[f_r] &= \sum_{r=1}^{n-1} f_r \cdot \sin \frac{i\pi}{N} r & \text{逆変換} & \rightarrow f_r = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^{n-1} S_i[f_r] \sin \frac{i\pi}{N} r \\ C_i[f_r] &= \sum_{r=1}^{n-1} f_r \cos \frac{i\pi}{N} r & & f_r = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} C_i[f_r] \cos \frac{i\pi}{N} r \\ R_i[f_r] &= C_i[f_r] + \frac{(-1)^i}{2} f_n + \frac{1}{2} f_0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{S}_i[f_{r+\frac{1}{2}}] &= \sum_{r=0}^{n-1} f_{r+\frac{1}{2}} \cdot \sin \frac{i\pi}{N} (r+\frac{1}{2}) & \text{逆変換} & \rightarrow f_{r+\frac{1}{2}} = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^{n-1} \bar{S}_i[f_{r+\frac{1}{2}}] \sin \frac{i\pi}{N} (r+\frac{1}{2}) + \frac{(-1)^i}{n} \bar{S}_n[f_{r+\frac{1}{2}}] \\ \bar{C}_i[f_{r+\frac{1}{2}}] &= \sum_{r=0}^{n-1} f_{r+\frac{1}{2}} \cdot \cos \frac{i\pi}{N} (r+\frac{1}{2}) & & f_{r+\frac{1}{2}} = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^{n-1} \bar{C}_i[f_{r+\frac{1}{2}}] \cos \frac{i\pi}{N} (r+\frac{1}{2}) + \frac{1}{n} \bar{C}_0[f_{r+\frac{1}{2}}] \end{aligned}$$

今、対称変形構造を考へるとき、 $P_{n-\frac{1}{2}}$ と $P_{\frac{1}{2}}$ 、 $T_{n-\frac{1}{2}}$ と $T_{\frac{1}{2}}$ は肉り合う故に、Cosine-定和分変換における境界値は消去でき、力の肉り合いの式 (21) (22) (23) は整理することが出来る。

よって (21) と (22) より

$$\bar{C}_i[T_{r+\frac{1}{2}}] = \{ S \cdot G \cdot EI R_i[\ddot{U}_r(x)] + S \cdot G \cdot K R_i[U_r(x)] + C \cdot S_i \cdot EI S_i[\ddot{V}_r(x)] + C \cdot S_i \cdot K S_i[\sqrt{r}(x)] \} / 2DD_i \quad (24)$$

$$\bar{S}_i[P_{r+\frac{1}{2}}] = \{ C \cdot S_i \cdot EI R_i[\ddot{U}_r(x)] + C \cdot S_i \cdot K R_i[U_r(x)] + S \cdot C_i \cdot EI S_i[\ddot{V}_r(x)] + S \cdot C_i \cdot K S_i[\sqrt{r}(x)] \} / 2DD_i \quad (25)$$

(24) (25) を (23) に代入すると

$$\left\{ (2C^2C_iS_i + 2S^2C_iS_i)EI R_i[\ddot{U}_r(\omega)] + (2C^2C_iS_i + 2S^2C_iS_i)K R_i[U_r(\omega)] + (2SCC_i^2 + 2SCC_i^2)EIS_i[\ddot{V}_r(\omega)] + (2SCC_i^2 + 2SCS_i^2)K S_i[V_r(\omega)] \right\} / DD_i = \frac{GJ}{Q} S_i[\dot{\theta}_r(\omega)] \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで} \quad S &= \sin \alpha & S_i &= \sin \frac{Lr}{2N} & DD_i &= \sin \alpha \cos \frac{Lr}{2N} - \cos \alpha \sin \frac{Lr}{2N} \\ C &= \cos \alpha & C_i &= \cos \frac{Lr}{2N} \end{aligned}$$

よって節点での right, left の変位が等しい。つまり joint 係数 $K_N, K_T \rightarrow \infty$ とした (19)(20) の2本の式より、

$$S_i[\theta_r(\omega)] = \frac{C_i^2 S^2 - S_i^2 C^2}{Q S_i C_i} R_i[U_r(\omega)] \quad (27), \quad S_i[V_r(\omega)] = \frac{S_i - C_i}{SC} R_i[U_r(\omega)] \quad (28)$$

よって (27) (28) を (26) に代入し、整理すると

$$\frac{-1}{DD_i} \left\{ 2(S_i^2 C_i^2 + S^2 C^2) R_i[EI \ddot{U}_r(\omega) + K U_r(\omega)] \right\} - \frac{GJ}{Q^2} DD_i R_i[\ddot{U}_r(\omega)] = 0 \quad (29)$$

3-2. 図-3の様に、一様な外圧が作用する場合

$$\text{この場合は、} U_{r1}(x) = U_r(x) = U_{r-1}(x) \quad (30)$$

$$\theta_r(x) = \sqrt{r}(x) = 0 \quad (31)$$

であるから 基本式 (14) より

$$EI \ddot{U}_r(x) + (K + 4K_T \sin^2 \alpha) U_r(x) = N_r \quad (32)$$

である。

今、 $N_r \in N = \beta_0 + \frac{\beta_1 - \beta_0}{l} x$ として (32) を軸方向に有限 Fourier-Sine 変換を施し、整理すると、

$$\begin{aligned} \tilde{U}_r(x) &= \left(\frac{l}{\pi} \right)^5 \frac{1}{EI} \left\{ \frac{1}{m} \beta_0 - \frac{(-1)^m \beta_1}{m} \right\} \frac{1}{m^4 + \left(\frac{\beta l}{\pi} \right)^4} - \left(\frac{l}{\pi} \right) \frac{m^3}{m^4 + \left(\frac{\beta l}{\pi} \right)^4} \left\{ U_r(l) (-1)^m - U_r(0) \right\} \\ &\quad + \left(\frac{l}{\pi} \right)^3 \frac{m}{m^4 + \left(\frac{\beta l}{\pi} \right)^4} \left\{ \ddot{U}_r(l) (-1)^m - \ddot{U}_r(0) \right\} \quad (33) \end{aligned}$$

ここで $\beta^4 = \frac{K + 4K_T \sin^2 \alpha}{EI}$ $\tilde{U}_r(x) = \int_0^l U_r(x) \cdot \sin \frac{m\pi x}{l} dx$ である。又、 $\lambda^4 = \left(\frac{\beta l}{\pi} \right)^4$ とおいて逆変換を施すと、次の如く表わされる。

$$\begin{aligned} U_r(x) &= \frac{2}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{U}_r(x) \cdot \sin m\pi \xi = \left(\frac{l}{\pi \lambda} \right)^4 \frac{1}{EI} \left[\beta_0 \left\{ (1-\xi) - Q(\xi) \right\} - \beta_1 \left\{ Q(1-\xi) - \xi \right\} \right] \\ &\quad + \left\{ Q(1-\xi) \cdot U_r(l) + Q(\xi) \cdot U_r(0) \right\} - \left(\frac{l}{\pi \lambda} \right)^2 \left\{ P(1-\xi) \ddot{U}_r(l) + P(\xi) \ddot{U}_r(0) \right\} \\ \xi &= \frac{x}{l}, \quad C = \cosh \sqrt{2} \pi \lambda - \cos \sqrt{2} \pi \lambda \end{aligned} \quad (34)$$

$$Q(\xi) = \frac{1}{C} \left\{ \cosh \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} (2-\xi) \cdot \cos \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} \xi - \cos \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} (2-\xi) \cdot \cosh \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} \xi \right\}$$

$$P(\xi) = \frac{1}{C} \left\{ \sinh \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} (2-\xi) \cdot \sin \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} \xi - \sin \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} (2-\xi) \cdot \sinh \frac{\pi \lambda}{\sqrt{2}} \xi \right\}$$

4. 数値計算例.

今、図4.8に示す如くのリジビーム4本で補強された基礎構造と考えると(34)と、各々のリジビーム間の変位、たわみ角、モーメント、剪断力の連続条件と境界条件より、9元の連立方程式と解くことに帰着する。尚、リジビームの反力係数は図4より次の如く示される。

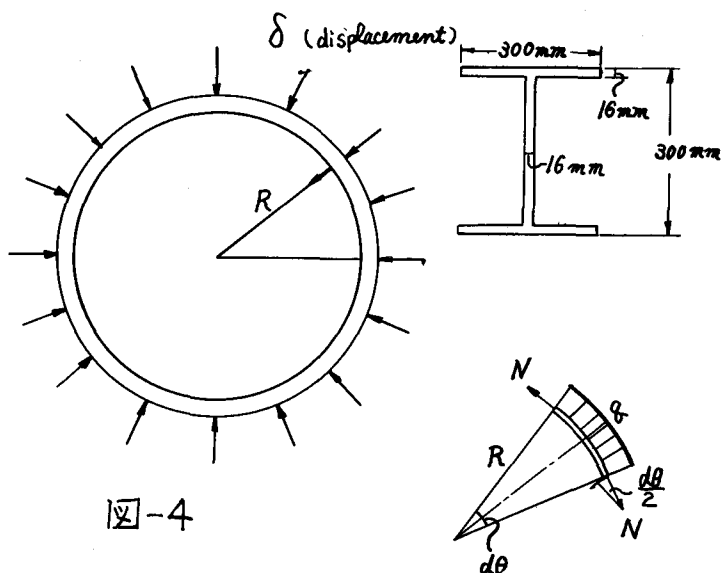


図-4

この計算例による断面寸法は図8の如くである。連立方程式は(35)に示す如くである。

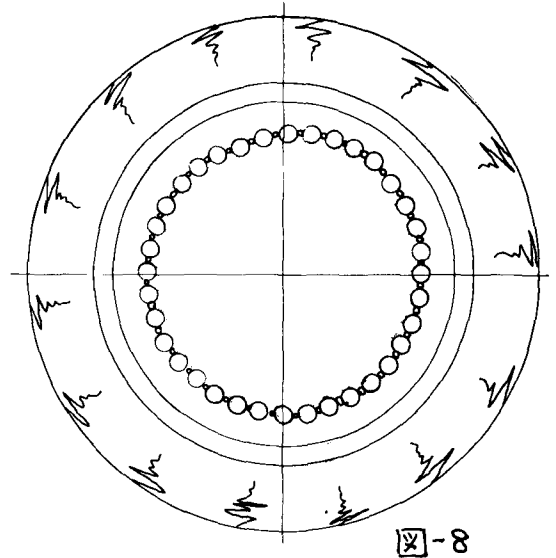
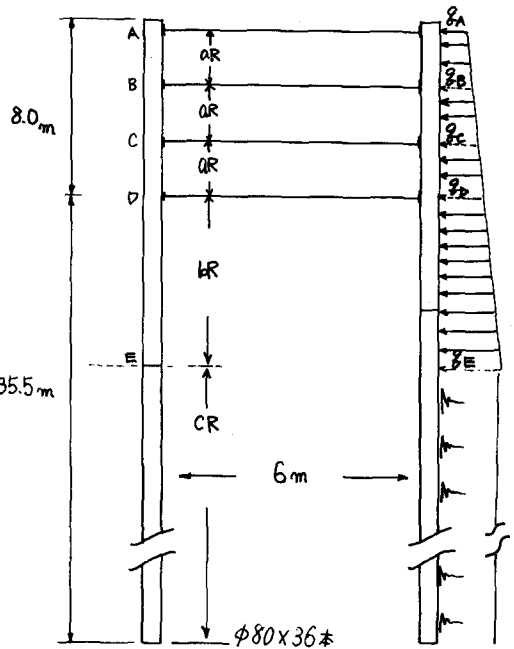
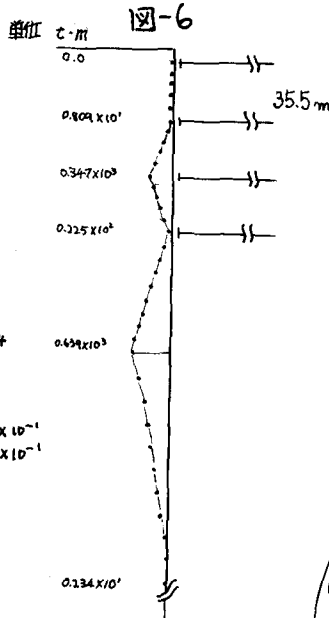
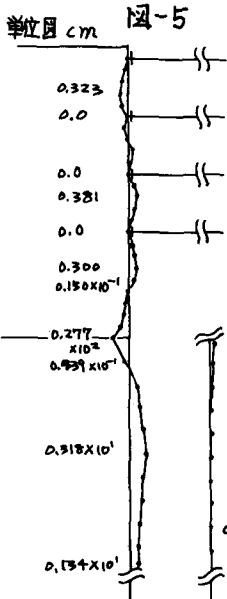
a_{11}	a_{12}	a_{13}							u_A	δ_1		
a_{21}	0	0	a_{24}	a_{25}	0				u_B	δ_2		
a_{31}	a_{32}	0	a_{34}	a_{35}					$\ddot{u}_B$	δ_3		
			a_{42}	a_{43}	0	0	a_{46}	a_{47}			u_C	δ_4
			a_{52}	a_{53}	a_{54}	0	a_{56}	a_{57}			$\ddot{u}_C$	δ_5
					a_{64}	a_{65}	a_{66}	a_{67}	a_{68}	a_{69}	u_D	δ_6
					a_{74}	a_{75}	a_{76}	a_{77}	a_{78}	a_{79}	$\ddot{u}_D$	δ_7
0							a_{86}	a_{87}	a_{88}	a_{89}	u_E	δ_8
							a_{96}	a_{97}	a_{98}	a_{99}	$\ddot{u}_E$	δ_9

(35)

$a_{11} = \ddot{Q}_A^{(0)} - \frac{k_R}{EI}$	$a_{12} = \ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{13} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{42} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{52} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{57} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$
$a_{21} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{24} = \ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{32} = \frac{k_R}{EI}$	$a_{43} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{53} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	
$a_{31} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{25} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{34} = \ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{46} = \ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{54} = \frac{k_R}{EI}$	
		$a_{35} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{47} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{56} = \ddot{Q}_A^{(1)}$	
$a_{64} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{74} = -\ddot{Q}_A^{(1)}$	$a_{86} = -\ddot{Q}_B^{(1)}$	$\delta_1 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [(2\delta_A - \delta_B) \ddot{Q}_A^{(1)} - \delta_A \ddot{Q}_A^{(0)}]$		
$a_{65} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{75} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(1)}$	$a_{87} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(1)}$	$\delta_2 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [(2\delta_A - \delta_B) \{\ddot{Q}_A^{(0)} - \frac{1}{aR}\} + \delta_A \{\frac{1}{aR} - \ddot{Q}_A^{(1)}\} - (2\delta_B - \delta_C) \{\ddot{Q}_A^{(1)} - \frac{1}{aR}\} + \delta_B \{\frac{1}{aR} + \ddot{Q}_A^{(1)}\}]$		
$a_{66} = \ddot{Q}_B^{(0)} - \ddot{Q}_A^{(0)}$	$a_{76} = \ddot{Q}_B^{(0)} - \ddot{Q}_A^{(0)}$	$a_{88} = \ddot{Q}_B^{(0)} - \ddot{Q}_C^{(0)}$	$\delta_3 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [(2\delta_A - \delta_B) \ddot{Q}_B^{(0)} - \delta_A \ddot{Q}_A^{(1)} - (2\delta_B - \delta_C) \ddot{Q}_A^{(1)} + \delta_B \ddot{Q}_A^{(0)}]$		
$a_{67} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(0)}$	$a_{77} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_A^{(0)}$	$a_{89} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(0)}$	$\delta_4 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [(2\delta_B - \delta_C) \{\ddot{Q}_A^{(0)} - \frac{1}{aR}\} + \delta_B \{\frac{1}{aR} - \ddot{Q}_A^{(1)}\} - (2\delta_C - \delta_D) \{\ddot{Q}_A^{(1)} - \frac{1}{aR}\} + \delta_C \{\frac{1}{aR} + \ddot{Q}_A^{(1)}\}]$		
$a_{68} = \ddot{Q}_B^{(1)}$	$a_{78} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(0)}$	$a_{96} = -\ddot{Q}_B^{(1)}$	$\delta_5 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [2(\delta_B - \delta_C) \ddot{Q}_B^{(0)} - \delta_B \ddot{Q}_A^{(1)} - (2\delta_C - \delta_D) \ddot{Q}_A^{(1)} + \delta_C \ddot{Q}_A^{(0)}]$		
$a_{69} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(1)}$	$a_{79} = \ddot{Q}_B^{(1)}$	$a_{97} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(1)}$	$\delta_6 = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [(2\delta_C - \delta_D) \{\ddot{Q}_B^{(0)} - \frac{1}{aR}\} + \delta_C \{\frac{1}{aR} - \ddot{Q}_A^{(1)}\}]$		
$a_{99} = \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_C^{(0)}$	$a_{79} = -\left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \ddot{P}_B^{(1)}$	$a_{98} = \ddot{Q}_B^{(0)} - \ddot{Q}_C^{(0)}$	$+ \left(\frac{QR}{\pi R_A}\right)^2 \frac{1}{EI} [-(2\delta_D - \delta_E) \{\ddot{Q}_B^{(1)} - \frac{1}{aR}\} - \delta_D \{\frac{1}{aR} - \ddot{Q}_B^{(0)}\}]$		

$$\begin{aligned} \delta_T &= \left(\frac{PR}{EI} \right) \frac{1}{EI} \left[(2\delta_C - \delta_D) \ddot{Q}_A(0) - \delta_C \ddot{Q}_A(1) \right] \\ &\quad + \left(\frac{PR}{EI} \right) \frac{1}{EI} \left[-(2\delta_D - \delta_E) \ddot{Q}_B(1) + \delta_D \ddot{Q}_B(0) \right] \\ \delta_B &= \left(\frac{PR}{EI} \right) \frac{1}{EI} \left\{ (2\delta_D - \delta_E) \left(\ddot{Q}_B(0) - \frac{1}{LR} \right) + \delta_D \left(\frac{1}{LR} - \ddot{Q}_B(1) \right) \right\} \\ \delta_T &= \left(\frac{PR}{EI} \right) \frac{1}{EI} \left[(2\delta_D - \delta_E) \ddot{Q}_B(0) - \delta_D \ddot{Q}_B(1) \right] \end{aligned}$$

図5に $K_T = 200 \text{ kg/cm}^2$ の場合の変位図、図6に $K_T = 20 \text{ kg/cm}^2$ の場合のモーメント図を示す。又図7は新近別大橋の実験値と本解析の計算比較を示した。



	実験値	計算値	K_T
M_A	1.9 t·m	1.64 t·m	20 kg/cm ²
M_B	1.58 t·m	21.01 t·m	30 kg/cm ²
M_C	16.2 t·m	22.5 t·m	20 kg/cm ²
M_{max}	-35.9 t·m	-43.51 t·m	250 kg/cm ²
		-30.89 t·m	300 kg/cm ²

図-7

図-8

以上より、joint係数 K_T が大なる程変位は小さくなる傾向を示し、実験値との最大値は、1.1倍の近似値を示す可成り位置のずれを生じる。これは、三角形圧と考えて解析を始めた事および、実験施工時のリングと4のピン結合状態、又は、パイル軸方向のピン状態の理想論との相違が原因と考えられる。他の計算結果は、当日発表する予定である。

尚、数値計算は、北海道大学大型計算機FACOM-239/25及び東京大学計算センターのHITAC 8800/8700を使用した。

※参考文献

- S.G.Nomachi and K.G.Matsuoka : Some Formulas Derived from Finite Integration (The Transcript from the Memories of the) (Murooran Institute of Technology Vol. No.3)
- 能町・澤田 : 鋼管杭によるセル型基礎の応力解析について (第12回道路会議一般論文集)
- 能町・澤田 : 鋼管杭による井筒基礎の弾性挙動について (第31回軟弱地盤研究会講演要録集 I-24)