

えるものであるが、その詳細は改めて他日発表したいと思う。

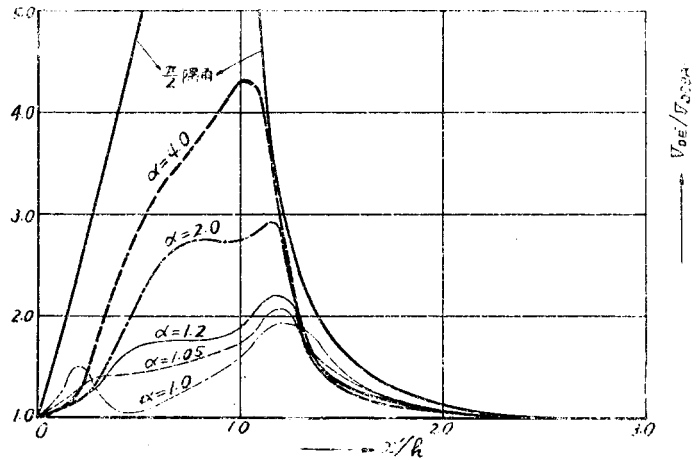
(3) 外周壁及中心線上の点における流速比は、挿入曲線の形に拘らず、 $x/h=1.15$ の断面にて等しい値をもち、その後は一様に1に収斂してゆくから、 $x/h=1.5$ 以後の流れは殆ど完全に均一である。なおこれを $\pi/2$ 隅角の場合と比較すれば流速比収斂の割合は若干良好であり、隅角部に曲線を挿入した形が半無限矩形、同様に比し流れの均一性に有利なことを示すわけである。

3. 結 論

本研究は矩形沈砂池の隅角部に曲線を挿入した場合の池内の水の運動を、2次元のポテンシャル流として等角寫像法を用いて計算し考察したものである。ここに得た寫像式は吹出口を除いた全境界に亘つて流速分布を正則ならしめると云う點に重點をおいて研究したもので、挿入曲線の形状を任意に與えた一般の場合を解き得なかつたが、曲線を挿入した多角形の内部を上半面に寫像すると云う困難な問題の解決に一步を進めたものといつてよい。こうした研究を更に發展すると共に、挿入曲線、特にその始點附近の流速低下、壓力増大の狀況とこの部分における渦の生成や死水域の大きさの關係を明かにすることによつて、沈砂池隅角部が沈砂効率に及ぼす影響を知ることが出来、沈砂池問題考察の重要な1つの基準を得ることと思う。

本研究は文部省科學研究費を得て京大教授石原博士御指導の下に行つてゐる“沈砂池、沈澄池の流體力學的研究”の成果の一部であり、ここに石原博士並に關係方面に深謝の意を表す次第である。(昭 23. 7. 受付)

圖-8. 流速比 V_{DE}/V_{DCBA} と x/h との関係



水平補剛材を有する矩形版の挫屈應力計算法

正員 成岡昌夫

Computation of Buckling Stress of the Rectangular Plate with Horizontal Stiffener

By Masao Naruoka, C. E. member

要 旨

矩形版の挫屈應力計算法には好んでエネルギー法が用いられるが、この方法は4邊単純支持の場合極めて便利であつても、他の場合には不利である。壓縮方向に垂直な相對する2邊にて単純支持され、他の2邊にて種々の境界条件をもつ矩形版が水平補剛材を有する場合の計算法は積分法による R. Barbré の解法があるが、この方法は挫屈条件式たる行列式の行と列の数が多くなつて計算困難である。著者はかゝる場合に應用すべき撓角撓度法公式を誘導し、計算を簡單ならしめることを試み、良好なる結果を収めた。

Summary.

For the computation of buckling stress of rectangular plate, the energy method is quite often used. This is suitable in case of plates simply supported on 4 sides, but is inconvenient in other cases. When

a rectangular plate with stiffeners is simply supported on 2 sides perpendicular to the compression direction and has various boundary conditions on the other 2 sides, the integration by R. Barbré is available. But this calculation is very difficult, because the number of columns and rows of determinant which expresses the boundary conditions is large. The writer has successfully derived a new formula based upon the slope deflection method which simplifies the calculation.

目 次

1. 緒 言	3. 撓角撓度法による水平補剛材を有する矩形版の 捩角撓度法による計算法
2. 相対する2邊にて單純支持せられ、その邊に直 角に等分布壓縮應力を受ける場合の撓角撓度法 公式	4. 計 算 例
	5. 結 言

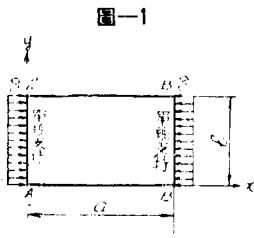
1. 緒 言

矩形版の捩角撓度を高めるために、補剛材を適當に配置することが一般に行われている。かかる補剛材を有する矩形版の捩角撓度の計算法に、エネルギー法系解法と微分方程式系解法等がある。前者に就ては Timoshenko の解¹⁾があり、後者に關しては Barbré の研究²⁾があるが、補剛材の数が多くなると捩角條件式を誘導するのは容易でないし、又その條件式の根を見出すのは更に困難である。著者は前著³⁾に於て、壓縮方向に垂直に補剛材のある矩形版の場合、撓角撓度法を用いると以上の2方法によるよりも、迅速且簡単に解き得ることを示したが、壓縮方向に補剛材のある場合に就ても、撓角撓度法系解法は優秀な方法であることを確め得たので、茲にその大要を報告することとする。

2. 相対する2邊にて單純支持せられ、その邊に直角に等分布壓縮應力を受ける場合の撓角撓度法公式

(1) 基本公式の誘導

圖一に示す如く $x=0$ 及 a なる2邊にて單純支持せられた矩形版が、その2邊に沿うて x 方向に q なる等分布壓縮應力を受けるものとする。この場合の微分方程式は周知の如く、次の(1)式にて表される。



$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = - \frac{q}{N} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \dots (1)$$

今 q なる壓縮應力が作用したため、 x 方向に m 個の正弦曲線をなして捩角するものとするれば、

$$w = \sum Y(y) \sin \frac{m\pi x}{a} \dots (2)$$

にて表される。(2)式は $x=0$ 及 a に於ける單純支持の條件を満足する。次に(2)式を(1)式に代入して解けば、結局次の(3)式を得る。

$$Y = C_1 \cosh \alpha y + C_2 \sinh \alpha y + C_3 \cosh \beta y + C_4 \sin \beta y \dots (3)$$

茲に $\alpha^2 = \lambda^2 + \sqrt{\lambda^2 \frac{q}{N}}$, $\beta^2 = -\lambda^2 + \sqrt{\lambda^2 \frac{q}{N}}$, 但し $\lambda = \frac{m\pi}{a}$

今 $y=0$ 及 b に於ける境界條件を次の(4)式にて表すものとする。

$$\left. \begin{aligned} y=0; \quad \delta = \sum \delta_A \sin \lambda x, \quad M = -N \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) = \sum M_A \sin \lambda x \\ y=b; \quad \delta = \sum \delta_B \sin \lambda x, \quad M = -N \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) = \sum M_B \sin \lambda x \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

(4)式を用いて(3)式の諸常數を決定すると次のようになる。

$$C_1 = \delta_A \frac{\beta^2 + \nu \lambda^2}{\alpha^2 + \beta^2} - \frac{M_A}{N} \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2}$$

$$\left. \begin{aligned}
 C_2 &= \frac{\delta_B(\beta^2 + \nu\lambda^2) - \delta_A(\beta^2 + \nu\lambda^2)\cosh ab}{(\alpha^2 + \beta^2)\sinh ab} + \frac{M_A \cosh ab - M_B}{N(\alpha^2 + \beta^2)\sinh ab} \\
 C_3 &= \delta_A \frac{(\alpha^2 - \nu\lambda^2)}{\alpha^2 + \beta^2} + \frac{M_A}{N} \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \\
 C_4 &= \frac{\delta_B(\alpha^2 - \nu\lambda^2) - \delta_A(\alpha^2 - \nu\lambda^2)\cos \beta b}{(\alpha^2 + \beta^2)\sin \beta b} - \frac{M_A \cos \beta b - M_B}{N(\alpha^2 + \beta^2)\sin \beta b}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

次に(3)及(5)式を用いて、

$$\begin{aligned}
 y=0; \quad \frac{\partial w}{\partial y} &= \Sigma \theta_A \sin \lambda x, & V &= -N \left\{ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w}{\partial y \partial x^2} \right\} = \Sigma V_A \sin \lambda x \\
 y=b; \quad \frac{\partial w}{\partial y} &= \Sigma \theta_B \sin \lambda x, & V &= -N \left\{ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w}{\partial y \partial x^2} \right\} = \Sigma V_B \sin \lambda x
 \end{aligned}$$

に於ける θ, V の値を求めると、次の通りである。

$$\left. \begin{aligned}
 C \cdot \theta_A &= \frac{M_A}{N} (\alpha \cosh ab \sin \beta b - \beta \sinh ab \cos \beta e) + \frac{M_B}{N} (\beta \sinh ab - \alpha \sin \beta b) \\
 &\quad + \delta_B \{ \alpha(\beta^2 + \nu\lambda^2) \sin \beta b + \beta(\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab \} \\
 &\quad - \delta_A \{ \alpha(\beta^2 + \nu\lambda^2) \cosh ab \sin \beta b + \beta(\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab \cos \beta b \} \\
 C \cdot \theta_B &= - \frac{M_A}{N} (\beta \sinh ab - \alpha \sin \beta b) - \frac{M_B}{N} (\alpha \cosh ab \sin \beta b - \beta \sinh ab \cos \beta b) \\
 &\quad + \delta_B \{ \alpha(\beta^2 + \nu\lambda^2) \cosh ab \sin \beta b + \beta(\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab \cos \beta b \} \\
 &\quad - \delta_A \{ \alpha(\beta^2 + \nu\lambda^2) \sin \beta b + \beta(\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab \} \\
 -C \cdot V_A &= M_A [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} \cosh ab \sin \beta b + \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} \sinh ab \cos \beta b] \\
 &\quad - M_B [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} \sin \beta b + \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} \sinh ab] \\
 &\quad + \delta_B N [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} (\beta^2 + \nu\lambda^2) \sin \beta b - \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} (\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab] \\
 &\quad - \delta_A N [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} (\beta^2 + \nu\lambda^2) \cosh ab \sin \beta b \\
 &\quad - \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} (\alpha^2 - \nu\lambda^2) \cosh ab \cos \beta b] \\
 -C \cdot V_B &= M_A [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} \sin \beta b + \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} \sinh ab] \\
 &\quad - M_B [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} \cosh ab \sin \beta b + \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} \sinh ab \cos \beta b] \\
 &\quad + \delta_B N [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} (\beta^2 + \nu\lambda^2) \cosh ab \sin \beta b \\
 &\quad - \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} (\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab \cos \beta b] \\
 &\quad - \delta_A N [\alpha \{ \alpha^2 - (2-\nu)\lambda^2 \} (\beta^2 + \nu\lambda^2) \sin \beta b \\
 &\quad - \beta \{ \beta^2 + (2-\nu)\lambda^2 \} (\alpha^2 - \nu\lambda^2) \sinh ab]
 \end{aligned} \right\} (6)$$

茲に $C = (\alpha^2 + \beta^2) \sinh ab \sin \beta b$

上の各式では、曲げモーメントは梁の場合と同じく、下側に張力を生ずるものを正としている。これを撓角撓度法に於ける撓角及曲げモーメントの符號の規約と比較すると、

1. θ の符號はそのままよい。
2. M_A は M_{AB} として符號は元の通り、 M_B は $-M_{BA}$ として符號を變ずる。
3. V_A, V_B の符號はそのままとして V_{AB}, V_{BA} とする。

この關係によつて撓角撓度法に於ける撓角及端モーメントの符號にることが出来る。又 $m=1$ の場合が逆撓荷重の最小値を與えることは周知の通りである。従つて $q = z \frac{\pi^2 N}{b^2}$ 、 $m=1$ と置いて、

$$\alpha = \frac{\pi}{a} \sqrt{1 + \sqrt{z} \frac{a^2}{b^2}} = \frac{\pi}{a} \cdot A, \quad \beta = \frac{\pi}{a} \sqrt{-1 + \sqrt{z} \frac{a^2}{b^2}} = \frac{\pi}{a} \cdot B$$

と書き表して(6)式を整理すれば次のごとくなる。

$$\theta_A \frac{\pi}{a} = \frac{M_{AB}}{N} \cdot c(z) - \frac{M_{BA}}{N} \cdot s(z) + \frac{\pi^2}{a^2} \{ \delta_B \cdot d(z) - \delta_A \cdot t(z) \} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_B \frac{\pi}{a} &= -\frac{M_{AB}}{N} \cdot s(z) + \frac{M_{BA}}{N} \cdot c(z) + \frac{\pi^2}{a^2} \{ \partial_B t(z) - \partial_A d(z) \} \\ -\frac{V_{AB}}{N} &= \frac{\pi}{a} \left[\frac{M_{AB}}{N} \cdot t(z) + \frac{M_{BA}}{N} \cdot d(z) + \frac{\pi^2}{a^2} \{ \partial_B f(z) - \partial_A v(z) \} \right] \\ -\frac{V_{BA}}{N} &= \frac{\pi}{a} \left[\frac{M_{AB}}{N} \cdot d'(z) + \frac{M_{BA}}{N} \cdot t'(z) + \frac{\pi^2}{a^2} \{ \partial_B v(z) - \partial_A f(z) \} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(8)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} C' &= 2\sqrt{z} \frac{a^2}{b^2} \cdot \sinh \pi \frac{b}{a} A \sin \pi \frac{b}{a} B \\ C' \cdot t(z) &= A \cosh \pi \frac{b}{a} A \sin \pi \frac{b}{a} B - B \sinh \pi \frac{b}{a} A \cos \pi \frac{b}{a} B \\ C' \cdot s(z) &= B \sinh \pi \frac{b}{a} A - A \sin \pi \frac{b}{a} B \\ C' \cdot d(z) &= A(E^2 + \nu) \sin \pi \frac{b}{a} B + B(A^2 - \nu) \sinh \pi \frac{b}{a} A \\ C' \cdot t'(z) &= A(B^2 + \nu) \cosh \pi \frac{b}{a} A \sin \pi \frac{b}{a} B + B(A^2 - \nu) \sinh \pi \frac{b}{a} B \cos \pi \frac{b}{a} B \\ C' \cdot f(z) &= A(B^2 + \nu)^2 \sin \pi \frac{b}{a} B - B(A^2 - \nu)^2 \sinh \pi \frac{b}{a} A \\ C' \cdot v(z) &= A(B^2 + \nu)^2 \cosh \pi \frac{b}{a} A \sin \pi \frac{b}{a} B - B(A^2 - \nu)^2 \sinh \pi \frac{b}{a} A \cos \pi \frac{b}{a} B \end{aligned} \right\} (9)$$

次に(7), 及(8)式より M, V を撓角撓度の項にて表せば次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} M_{AB} &= \frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi}{a} \left[c(z)\theta_A + s(z)\theta_B - \frac{\pi}{a} \{ i(z)\delta_B - i(z)\delta_A \} \right] \\ M_{BA} &= \frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi}{a} \left[s'(z)\theta_A + c(z)\theta_B - \frac{\pi}{a} \{ i(z)\delta_B - j(z)\delta_A \} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

$$\left. \begin{aligned} V_{AB} &= -\frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi^2}{a^2} \left[i(z)\theta_A + j(z)\theta_B - \frac{\pi}{a} \{ h(z)\delta_B - l(z)\delta_A \} \right] \\ V_{BA} &= -\frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi^2}{a^2} \left[j(z)\theta_A + i(z)\theta_B - \frac{\pi}{a} \{ l(z)\delta_B - h(z)\delta_A \} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} i(z) &= t(z)c(z) + d(z)s(z), & j(z) &= d(z)c(z) + t(z)s(z) \\ h(z) &= j(z)t(z) + i(z)d(z) - f(z)\{c^2(z) - s^2(z)\} \\ l(z) &= i(z)t(z) + j(z)d(z) - v(z)\{c^2(z) - s^2(z)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

(10), (11)式は端モーメント及反力を撓角撓度の項で表したもので、ラーメソノ學に於ける撓角撓度法公式を、
-1 の如き版の場合に擴張したものである。

(2) 特別な場合

(a) 邊 BB' に端モーメントの作用しない場合。

この場合には、 $M_{BA} = 0$ と置き(10), (11)式より、

$$\left. \begin{aligned} M_{AB} &= \frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi}{a} \left[\frac{c^2(z) - s^2(z)}{c(z)} \theta_A - \frac{\pi}{a} \{ j'(z)\delta_B - i'(z)\delta_A \} \right] \\ V_{AB} &= -\frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi^2}{a^2} \left[i'(z)\theta_A - \frac{\pi}{a} \{ h'(z)\delta_B - l'(z)\delta_A \} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} i'(z) &= i(z) - \frac{s(z)}{c(z)} j(z), & j'(z) &= j(z) - \frac{s(z)}{c(z)} i(z), \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(14)$$

$$h'(z) = h(z) - \frac{i(z)}{c(z)} j(z), \quad l'(z) = l(z) - \frac{j(z)}{c(z)} j(z), \quad \Bigg\}$$

(b) 邊 AA' に端モーメントの作用しない場合。この場合も同様にして、

$$\left. \begin{aligned} M_{BA} &= \frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi}{a} \left[\frac{c^2(z) - s^2(z)}{c(z)} \theta_B - \frac{\pi}{a} \{ i'(z) \delta_B - j'(z) \delta_A \} \right] \\ V_{BA} &= - \frac{N}{c^2(z) - s^2(z)} \cdot \frac{\pi}{a} \left[i'(z) \theta_B - \frac{\pi}{a} \{ l'(z) \delta_B - h'(z) \delta_A \} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots(15)$$

(3) 函數値の計算

(10), (11)式より判る通り計算に必要な函數は、 $\frac{c}{c^2-s^2}$, $\frac{s}{c^2-s^2}$, $\frac{i}{c^2-s^2}$, $\frac{j}{c^2-s^2}$, $\frac{h}{c^2-s^2}$, $\frac{l}{c^2-s^2}$ である。

(14)式の函數はこれらより誘導することが出来る。上記の6函數の値を $\frac{a}{b} = 6$ に就ては $z=0 \sim 1.0$, $\frac{a}{b} = 3$ に就ては $1.5 \sim 5.0$ に對して計算すると表の通りである。なおここでは $\nu=0.3$ に取つてある

	z	$\frac{c}{c^2-s^2}$	$\frac{s}{c^2-s^2}$	$\frac{i}{c^2-s^2}$	$\frac{j}{c^2-s^2}$	$\frac{h}{c^2-s^2}$	$\frac{l}{c^2-s^2}$
$\frac{a}{b} = 6$	0.1	7.77	3.79	22.35	22.11	88.35	87.67
	0.2	7.77	3.79	22.30	22.14	88.59	86.97
	0.3	7.76	3.80	22.25	22.17	88.83	86.27
	0.4	7.76	3.80	22.19	22.20	89.08	85.57
	0.5	7.76	3.80	22.14	22.23	89.33	84.87
	0.6	7.75	3.81	22.09	22.26	89.58	84.17
	0.7	7.75	3.81	22.04	22.29	89.83	83.46
	0.8	7.74	3.81	21.99	22.32	90.09	82.76
	0.9	7.74	3.82	21.94	22.35	90.36	82.06
	1.0	7.73	3.82	21.89	22.38	90.64	81.36
$\frac{a}{b} = 3$	1.5	4.04	2.04	5.40	6.28	14.68	8.09
	2.0	3.98	2.05	5.09	6.37	15.24	6.19
	2.5	3.92	2.07	4.78	6.48	15.87	4.29
	3.0	3.86	2.10	4.48	6.61	16.54	2.39
	3.5	3.80	2.13	4.18	6.76	17.24	0.49
	4.0	3.74	2.16	3.89	6.93	17.97	-1.41
	4.5	3.68	2.20	3.61	7.12	18.72	-3.31
	5.0	3.62	2.24	3.33	7.32	19.49	-5.21

3. 撓角撓度法による水平補剛材を有する矩形版の捩屈荷重計算法

壓縮方向に平行な補剛材を水平補剛材又は縦補剛材 (Längssteife) 垂直なものを垂直補剛材又は横補剛材 (Quersteife) と呼ぶことにする。

實際の腹板を見ると、横補剛材、縦補剛材を適當に配置することによつて、捩屈荷重を高めている。このような場合の計算方法に就ては、Timoshenko, Chwalla,⁽⁴⁾ Reissner⁽⁵⁾ 等によつて發表されているが、これらの場合は補剛材 1~3 個、而も等間隔の場合であつて、任意數、任意間隔の場合に就ては觸れてなく、一般性を缺いている。又 Barbré は微分方程式系解法により、補剛材 1 個任意間隔の場合、2 個等間隔の場合に就て解いているが、捩屈條件式を誘導しこれを解くのは容易でない。例えば周邊單純支持補剛材 2 個の場合には、12 個の平衡條件式 (端邊 $2 \times 2 = 4$, 連續邊 $2 \times 4 = 8$) を導いて捩屈條件式を求めなくてはならない。然し乍ら第 2 章にて誘導した公式を用いると、如何なる場合も容易に解き得、且一般性を失わない。例えば上の場合では平衡條件式は 4 個となつて頗る簡單である。

今版は圖一2 に示す如きものとし、厚さ t、從つて版剛度 N は各徑間に就て同一とする。用いる記號を次の

如く定める。

E, F, J=補剛材の弾性係数, 断面積, 慣性モーメント, GT=端部材の捩り剛さ, σ =撓屈應力度

$$\left. \begin{aligned}
 J_m &= k_m J_c, & F_m &= \bar{k}_m F_c, & a &= \varepsilon', & a &= \varepsilon_m b_m \\
 \frac{\pi E J_c}{N_c \cdot b} &= \gamma_c, & \gamma_m &= \frac{\pi E J_m}{N_c b_m} = \gamma_c \cdot \frac{h_m \varepsilon_m}{\varepsilon}, & \frac{\pi G T_c}{N_c \cdot a} &= \tau_c, & \frac{\pi G T_m}{N_c \cdot a} &= \tau_m \\
 \frac{\pi F_c}{b \cdot t} &= \mu_c, & \mu_m &= \frac{\pi \cdot F_m}{b_m \cdot t} = \mu_c \cdot \frac{k_m \cdot \varepsilon_m}{\varepsilon} \\
 \sigma &= \frac{z_c \cdot \pi^2 N_c}{b^2 \cdot t} = \frac{z_m \pi^2 N_c}{b_m^2 \cdot t}, & \therefore z_m &= z_c \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \right)^2, \\
 c_m(z_m) &= c_m, & s_m(z_m) &= s_m, & i_m(z_m) &= i_m, \\
 j_m(z_m) &= j_m, & h_m(z_m) &= h_m, & l_m(z_m) &= l_m, \\
 m &= 1, 2, \dots, (n-1)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots(16)$$

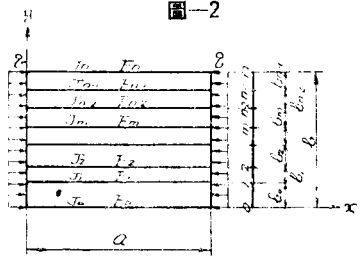


図-2

(a) 連続条件 任意の支承 m に就て左右の徑間を考えると, 支承上に於ては左右徑間の撓み及撓角は等くなければならない。このことは既に(10), (11)式中に含まれているので新しく平衡条件式をたてる必要はない。又補剛材は一般に I, L 型の断面を用いること多く, これら断面の捩り剛さは大きくないので, 版の曲げに於ては, 補剛材に生ずる捩り應力を無視することが出来る。このことは Erlemann の研究⁽⁶⁾によつて確かめられている。従つて m 支承の左右両側の曲げモーメントは平衡しなければならない。即ち,

$$-N_c \left(\frac{\partial^2 w_{m-1}}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w_{m-1}}{\partial x^2} \right)_{y=b_{m-1}} = -N_c \left(\frac{\partial^2 w_m}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2} \right)_{y=0} \dots\dots(17)*$$

次に第 2 の条件を表すには補剛材の曲げを考えねばならない。この補剛材は両端単純支持で, 版と一緒に壓縮されるものと假定する。従つて補剛材の壓縮力は $F_m \sigma$ に等しいから, 補剛材の撓みの微分方程式は次のようになる。

$$E J_m \frac{\partial^4 w_m}{\partial x^4} \Big|_{y=0} = q - F_m \sigma \cdot \frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2} \Big|_{y=0} \dots\dots(18)$$

茲に q は版から補剛材に傳はる荷重の大きさである。反力の式からその密度を求めると次の通りである。

$$q = -N_c \left\{ \frac{\partial^3 w_m}{\partial y^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w_m}{\partial y \partial x^2} \right\}_{y=0} + N_c \left\{ \frac{\partial^3 w_{m-1}}{\partial y^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w_{m-1}}{\partial y \partial x^2} \right\}_{y=b_{m-1}} \dots\dots(19)$$

(17)式に(10)式を代入すれば曲げモーメントの平衡条件式は,

$$\begin{aligned}
 & \frac{s_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} \theta_{m-1} + \left(\frac{c_{m-1}}{c_{m-1}^2 + s_{m-1}^2} + \frac{c_m}{c_m^2 - s_m^2} \right) \theta_m + \frac{s_m}{c_m^2 - s_m^2} \theta_{m+1} \\
 & + \frac{\pi}{a} \left\{ \frac{i_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} \delta_{m-1} - \left(\frac{i_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} - \frac{i_m}{c_m^2 - s_m^2} \right) \delta_m - \frac{i_m}{c_m^2 - s_m^2} \delta_{m+1} \right\} = 0 \dots\dots(20)
 \end{aligned}$$

(18), (19)式に(11)式を代入すれば補剛材の撓みの平衡条件式は,

$$\begin{aligned}
 & \frac{i_{m-1}}{c_{m-1}^2 + s_{m-1}^2} \theta_{m-1} + \left(\frac{i_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} - \frac{i_m}{c_m^2 - s_m^2} \right) \theta_m - \frac{i_m}{c_m^2 - s_m^2} \theta_{m+1} \\
 & + \frac{\pi}{a} \left\{ \frac{h_{m-1}}{c_{m-1}^2 + s_{m-1}^2} \delta_{m-1} - \left(\frac{l_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} + \frac{l_m}{c_m^2 - s_m^2} - z_m \mu_m \varepsilon_m + \gamma_m \frac{1}{\varepsilon_m} \right) \delta_m \right\}
 \end{aligned}$$

* m 支承の両側の版を考える時 y 軸は同一であるが, x 軸は $m-1, m$ 徑間に就ては J_{m-1}, F_{m-1} の補剛材上に, $m, m+1$ 徑間に就ては J_m, F_m の補剛材上にとつてゐる。(18)式の座標軸は(17)式の右邊の場合と同一である。

$$+ \frac{h_m}{c^2_m - s^2_m} \delta_{m+1} \} = 0$$

(b) 端邊條件 端邊に於ては 2 個の極端な場合、即ち單純支持と固定との中間の拘束条件をもつのが普通である。従つて彈性固定と假定する、即ち版が捩屈する際、この端邊に現れる曲げモーメントは、各點に於て端邊の回転角に比例するものとする。従つて下側の彈性固定梁に於ては、

$$-N \left(\frac{\partial w_o}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w_o}{\partial x^2} \right) = -GT_o \frac{\partial^2 w_o}{\partial y \partial x^2}$$

又彈性固定梁の曲げを考えると、補剛材の場合と同様に、

$$EJ_o \frac{\partial^4 w_o}{\partial x^4} = -N_c \left\{ \frac{\partial^3 w_o}{\partial y^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w_o}{\partial y \partial x^2} \right\} - F_o \sigma \frac{\partial^2 w_o}{\partial x^2}$$

従つて平衡條件式は(22), (23)式にて表される。

$$\left(\frac{c_o}{c^2_o - s^2_o} - \tau_o \right) \theta_o + \frac{s_o}{c^2_o - s^2_o} \theta_1 + \frac{\pi}{a} \left(\frac{i_o}{c^2_o - s^2_o} \delta_o - \frac{j_o}{c^2_o - s^2_o} \delta_1 \right) = 0 \dots \dots \dots (22)$$

$$- \frac{i_o}{c^2_o - s^2_o} \theta_o - \frac{j_o}{c^2_o - s^2_o} \theta_1 + \frac{\pi}{a} \left\{ - \left(\frac{l_o}{c^2_o - s^2_o} - z_o \mu_o \varepsilon_o + \frac{\gamma_o}{\varepsilon_o} \right) \delta_o + \frac{h_o}{c^2_o - s^2_o} \delta_1 \right\} = 0$$

次に上端に於ては、

$$\dots \dots \dots (23)$$

$$-N_c \left(\frac{\partial^2 w_{n-1}}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w_{n-1}}{\partial x^2} \right) = +GT_n \frac{\partial^2 w_{n-1}}{\partial y \partial x^2}$$

$$EJ_n \frac{\partial^4 w_{n-1}}{\partial x^4} = N_c \left\{ \frac{\partial^3 w_{n-1}}{\partial y^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w_{n-1}}{\partial y \partial x^2} \right\} - F_n \sigma \frac{\partial^2 w_{n-1}}{\partial x^2}$$

従つて平衡條件式は、

$$\frac{s^2_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \theta_{n-1} + \frac{c_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \theta_n - \tau_n + \frac{\pi}{a} \left(\frac{j_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \delta_{n-1} - \left(\frac{i_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \delta_n \right) \right) = 0 \dots \dots \dots (24)$$

$$\frac{j_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \theta_{n-1} + \frac{i_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \theta_n + \frac{\pi}{a} \left\{ \frac{h_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} \delta_{n-1} - \left(\frac{l_{n-1}}{c^2_{n-1} - s^2_{n-1}} - z_{n-1} \mu_{n-1} \varepsilon_{n-1} + \frac{\gamma_{n-1}}{\varepsilon_{n-1}} \right) \delta_n \right\} = 0 \dots \dots \dots (25)$$

上に求めた各式を整理して書き並べると次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} q'_o \theta_o + e_o \theta_1 &+ \frac{\pi}{a} \{ -u'_o \delta_o - \gamma_o \delta_1 \} = 0 \\ \begin{matrix} \nearrow & \searrow & \searrow \\ e_1 \theta_0 + q_1 \theta_1 + e_1 \theta_2 & & \\ \searrow & \nearrow & \searrow \\ e_{m-1} \theta_{m-1} + g_m \theta_m + e_m \theta_{m+1} & & \\ \searrow & \nearrow & \searrow \\ e_{n-2} \theta_{n-2} + g_{n-1} \theta_{n-1} + e_{n-1} \theta_n & & \\ & \nearrow & \searrow \\ e_{n-1} \theta_{n-1} + g'_n \theta_n & & \end{matrix} &+ \frac{\pi}{a} \{ \gamma_o \delta_0 - u_1 \delta_1 - \gamma_1 \delta_2 \\ &+ \frac{\pi}{a} \{ \gamma_{m-1} \delta_{m-1} - u_m \delta_m - \gamma_m \delta_{m+1} \\ &+ \frac{\pi}{a} \{ \gamma_{n-2} \delta_{n-2} - u_{n-1} \delta_{n-1} - \gamma_{n-1} \delta_n \\ &+ \frac{\pi}{a} \{ \gamma_{n-1} \delta_{n-1} - u'_n \delta_n \} = 0 \\ u'_o \theta_0 - \gamma_o \theta_1 &+ \frac{\pi}{a} \{ -\psi'_o \delta_0 + \varphi_o \delta_1 \} = 0 \\ \begin{matrix} \nearrow & \searrow & \searrow \\ \gamma_o \theta_0 + u_1 \theta_1 - \gamma_1 \delta_2 & & \\ \searrow & \nearrow & \searrow \\ \gamma_{m-1} \theta_{m-1} + u_m \theta_m - \gamma_m \theta_{m+1} & & \\ \searrow & \nearrow & \searrow \\ & & \end{matrix} &+ \frac{\pi}{a} \{ \varphi_m \delta_{m-1} - \psi_m \delta_m + \varphi_m \delta_{m+1} \} = 0 \end{aligned} \right\} \dots (26)$$

$$\left. \begin{aligned} & \gamma_{m-1}\theta_{m-1} + u_m\theta_m - \gamma_m\theta_{m+1} + \frac{\pi}{a} \{ \varphi_{m-1}\delta_{m-1} - \psi_m\delta_m + \varphi_m\delta_{m+1} \} = 0 \\ & \gamma_{n-2}\theta_{n-2} + u_{n-1}\theta_{n-1} - \gamma_{n-1}\theta_n + \frac{\pi}{a} \{ \varphi_{n-2}\delta_{n-2} - \psi_{n-1}\delta_{n-1} + \varphi_{n-1}\delta_n \} = 0 \\ & \gamma_{n-1}\theta_{n-1} + u'_n\theta_n + \frac{\pi}{a} \{ \varphi_{n-1}\delta_{n-1} - \psi'_n\delta_n \} = 0 \end{aligned} \right\}$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} g_m &= \frac{c_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} + \frac{c_m}{c_m^2 - s_m^2}, & e_m &= \frac{s_m}{c_m^2 - s_m^2} \\ g'_0 &= \frac{c_0}{c_0^2 - s_0^2} - \tau_0, & q'_n &= \frac{c_{n-1}}{c_{n-1}^2 - s_{n-1}^2} - \tau_n \\ u_m &= \frac{i_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} - \frac{i_m}{c_m^2 - s_m^2}, & \gamma_m &= \frac{j_m}{c_m^2 - s_m^2} \\ u'_0 &= -\frac{i_0}{c_0^2 - s_0^2}, & u'_n &= \frac{i_{n-1}}{c_{n-1}^2 - s_{n-1}^2} \\ \psi_m &= \frac{l_{m-1}}{c_{m-1}^2 - s_{m-1}^2} + \frac{l_m}{c_m^2 - s_m^2} - z_m\mu_m\varepsilon_m + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m}, & \varphi_m &= \frac{h_m}{c_m^2 - s_m^2} \\ \psi'_0 &= \frac{l_0}{c_0^2 - s_0^2} - z_0\mu_0\varepsilon_0 + \frac{\gamma_0}{\varepsilon_0}, & \psi'_n &= \frac{l_{n-1}}{c_{n-1}^2 - s_{n-1}^2} - z_{n-1}\mu_{n-1}\varepsilon_{n-1} + \frac{\gamma_{n-1}}{\varepsilon_{n-1}} \end{aligned} \right\} \dots (27)$$

従つて捩屈條件式は、

$$\left. \begin{aligned} & \begin{array}{ccc} g_0 e_0 & & -u'_0 - \gamma_0 \\ e_0 g_1 e_1 & & \gamma_0 - u_1 - \gamma_1 \\ & e_{m-1} g_m e_m & \gamma_{m-1} - u_m - \gamma_m \\ & & \gamma_{n-2} - u_{n-1} - \gamma_{n-1} \\ & e_{n-2} g_{n-1} e_{n-1} & \gamma_{n-1} - u'_n \\ & e_{n-1} g'_n & \end{array} \\ & \begin{array}{ccc} u'_0 - \gamma_0 & & -\psi'_0 \varphi_0 \\ \gamma_0 - u_1 - \gamma_1 & & \varphi_0 - \psi_1 \varphi_1 \\ \gamma_{m-1} - u_m - \gamma_m & & \varphi_{m-1} - \psi_m \varphi_m \\ \gamma_{n-2} - u_{n-1} - \gamma_{n-1} & & \varphi_{n-2} - \psi_{n-1} \varphi_{n-1} \\ \gamma_{n-1} - u'_n & & \varphi_{n-1} - \psi'_n \end{array} \end{aligned} \right\} = 0 \dots (28)$$

上式の根 z^0 を求めると、捩屈荷重 $q = \sigma t$ は(16)式より $\frac{z^0 \pi^2 N_c}{b^2}$ となる。

4. 計算例

1. Timoshenko: Theory of Elastic Stability⁽⁷⁾ には1枚の矩形版が $x=0$ 及 a にて単純支持せられ、 $y=0$ 及 b にて種々の境界条件を有する場合に對して、捩屈條件式が求められている。上に求めた諸公式をこれらの場合に適用し、公式の正確なことを検討してみよう。

(a) $y=0$ 及 b にて固定の場合 (7)式より $\theta=0, \delta=0$ と置き捩屈條件は、

$$c^2(z) - s^2(z) = 0$$

上式を整理すれば

$$(\cos \beta b - \cosh \alpha b) = -(\sin \beta b - \frac{\beta}{a} \sinh \alpha b) (\sin \beta b + \frac{\alpha}{\beta} \sinh \alpha b)$$

と同一になる。

(b) $y=0$ にて単純支持、 $y=b$ にて自由の場合 (15)式にて $\delta_A=0, M_{B,A}=V_{B,A}=0$ と置き捩屈條件式は、

$$\left. \begin{aligned} & \frac{c^2(z) - s^2(z)}{c(z)} \\ & \frac{i'(z)}{i(z)} \end{aligned} \right\} = 0$$

上式を解いて $v(z)=0$ を得る。これは;

$$\beta \left(\alpha^2 - \nu \frac{\pi^2}{a^2} \right)^2 \tanh \alpha b = \alpha \left(\beta^2 + \nu \frac{\pi^2}{a^2} \right)^2 \tan \beta b$$

と同一である。

(c) $y=0$ 固定, $y=b$ 自由の場合 (10), (11)式を用いて $\theta_A=0$, $\delta_A=0$, $M_{BA}=V_{BA}=0$ と置き,

$$\begin{vmatrix} c(z) & i(z) \\ i(z) & l(z) \end{vmatrix} = 0$$

即ち, $c(z)l(z) - i^2(z) = 0$ を得る。これを計算すれば同書 p. 341(m) の公式と全く同一となる。

以上見ると、境界条件を種々變えることによつて色々の捩屈条件式が導かれていたが、これらはいずれも (9), (12), (14)式の諸函数によつて簡単に表すことが出来るのである。

2. 圖—3 の如き $y=0$ 及 b にて固定せられ、中央に水平補剛材のある場合の捩屈荷重を求め、但し $\frac{a}{b} = 1.5$ とする。

圖—3

(16)式に於て $b_0 = b_1$ なる故

$$c_m = c, \quad s_m = s, \quad i_m = i, \quad l_m = l, \quad z_m = z, \quad (m=0, 1)$$

と置くことが出来る。

両端固定なる故、 $\theta_0 = \theta_2 = 0$, $\delta_0 = \delta_2 = 0$ と置けば(26)式より平衡条件式は、

$$\begin{aligned} \frac{2c}{c^2 - s^2} \theta_1 + \frac{\pi}{a} \cdot 0 \cdot \delta_1 &= 0 \\ 0 \cdot \theta_1 + \frac{\pi}{a} \left\{ - \left(\frac{2l}{c^2 - s^2} - z\mu_1 \varepsilon_1 + \frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} \right) \delta_1 \right\} &= 0 \end{aligned}$$

となり、一般に $\frac{2c}{c^2 - s^2} \neq 0$ であるから捩屈条件式は、

$$\frac{2l}{c^2 - s^2} - z\mu_1 \varepsilon_1 + \frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} = 0$$

今 $\varepsilon = \frac{a}{b} = 1.5$ の場合に就て考えよう。この場合には $\frac{a}{b_0} = \frac{a}{b_1} = 3.0 \quad \therefore \varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 3.0$ である。

(a) $\frac{EJ_1}{bN_c} = 5$, $\frac{F_1}{bt} = 0.1$ 従つて(16)式により $\gamma_1 = 10\pi$, $\mu_1 = 0.2\pi$ の場合 捩屈条件式は、

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{2l}{c^2 - s^2} - z \cdot 0.2\pi \cdot 3.0 + \frac{10\pi}{3} = 0 \\ z = 4.0 \text{ とすれば } f(z) &= 0.11 \\ z = 4.5 \text{ とすれば } f(z) &= -4.63 \\ \therefore z^0 &= 4.01 \quad \therefore z^0_e = z^0 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right)^2 = z^0 \cdot 2^2 = 16.04 \end{aligned}$$

従つて求める捩屈荷重は、 $\frac{16.04\pi^2 N_c}{b^2}$ となる。

(b) $\gamma_1 = 0\pi$, $\mu_1 = 0.2\pi$ の場合、捩屈条件式は

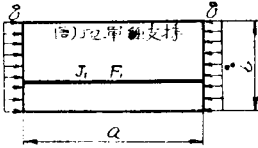
$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{2l}{c^2 - s^2} - z \cdot 0.2\pi \cdot 3.0 + \frac{20\pi}{3} = 0 \\ z^0 &= 5.12^* \quad \therefore z^0_e = 5.12 \times 2^2 = 20.48 \end{aligned}$$

従つて捩屈荷重は $\frac{20.48\pi^2 N_c}{b^2}$ となる。即ち補剛材の断面積が同一であつても慣性モーメントの大なる程捩屈荷重が大となる。

* $\frac{a}{b} = 3.0$, $z = 5.5$ に對する $\frac{l}{c^2 - s^2}$ の値は外挿法により -7.11 となる。この値を用いて z^0 を求めた。



図-4



3. 図-4 の如き矩形版 $\left(\frac{a}{b} = 2\right)$ の周縁単純支持とし、 $y = \frac{b}{3}$ の位置に補剛材のある場合の捩り変位を求めよ。

この場合は、 $J_1 = J_c$, $F_1 = F_c$ とし $\varepsilon = 2$, $\varepsilon_0 = 6$, $\varepsilon_1 = 3$, $\gamma_1 = \frac{3}{2}\gamma_c$, $\mu_1 = \frac{3}{2}\mu_c$, $z_0 = \frac{1}{9}z_c$, $z_1 = \frac{4}{9}z_c$ である。

捩り変位条件式は(28)式を用いて、

$$\Delta(z_1) = \begin{vmatrix} \frac{c_0}{c_0^2 - s_0^2} & \frac{s_0}{c_0^2 - s_0^2} & 0 & -\frac{j_0}{c_0^2 - s_0^2} \\ \frac{s_0}{c_0^2 - s_0^2} & \frac{c_0}{c_0^2 - s_0^2} + \frac{c_1}{c_1^2 - s_1^2} & \frac{s_1}{c_1^2 - s_1^2} & -\left(\frac{i_0}{c_0^2 - s_0^2} - \frac{i_1}{c_1^2 - s_1^2}\right) \\ \frac{j_0}{c_0^2 - s_0^2} & \frac{i_0}{c_0^2 - s_0^2} - \frac{i_1}{c_1^2 - s_1^2} & \frac{j_1}{c_1^2 - s_1^2} & -\left(\frac{l_1}{c_0^2 - s_0^2} + \frac{l_1}{c_1^2 - s_1^2} - z_1\mu_1\varepsilon_1 + \frac{\gamma_1}{\varepsilon_1}\right) \\ 0 & \frac{s_1}{c_1^2 - s_1^2} & \frac{c_1}{c_1^2 - s_1^2} & \frac{j_1}{c_1^2 - s_1^2} \end{vmatrix} = 0$$

上式は z_0, z_1 の関数であるが、 $z_0 = \frac{1}{4}z_1$ なる故上のように表示してある。

(a) $\gamma_c = 5\pi$, $\mu_c = 0.1\pi$ の場合、 $z_1 = 3.0$, $z_0 = 0.75$ として、

$$\Delta(3.0) = 322$$

$z_1 = 3.5$, $z_0 = 0.875$ と仮定して、

$$\Delta(3.5) = -1010$$

$$\therefore z_1^0 = 3.12 \quad \therefore z_1^0 = z_1^0 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}\right)^2 = 7.02$$

(b) $\gamma_c = 10\pi$, $\mu_c = 0.1\pi$ の場合、 $z_1 = 3.5$, $z_0 = 0.875$ と仮定して、

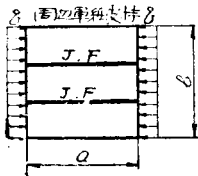
$$\Delta(3.5) = 1070$$

$z_1 = 4.0$, $z_0 = 1.0$ と仮定して、

$$\Delta(4.0) = -29$$

$$\therefore z_1^0 = 3.84 \quad \therefore z_1^0 = 3.84 \times 1.5^2 = 8.64$$

図-5



従つて求める捩り変位は夫々 $\frac{7.02\pi^2 N_c}{b^2}$, $\frac{8.64\pi^2 N_c}{b^2}$ となる。

この場合には(13), (15)式を使用すれば、未知数は θ_1, δ_1 の2で、計算に更に容易となる。

4. 図-5 の如き矩形版 $\left(\frac{a}{b} = 1.0\right)$ の周縁単純支持とし、等間隔に2つの補剛材のある場合の捩り変位を求めよ。

$b_0 = b_1 = b^2$ なる故

$c_m = c$, $s_m = s$, \dots , $l_m = l$, $z_m = z$, $\gamma_m = \gamma$, $\mu_m = \mu$, $\varepsilon_m = \varepsilon (m=0, 1, 2)$

と置くことが出来る。

捩り変位条件式は(28)式を用いて、対称捩り変位形より、 $\theta_0 = -\theta_3$, $\theta_1 = -\theta_2$, $\delta = \delta_2$ と置いて、

$$\Delta(z) = \begin{vmatrix} c & s & j \\ c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & c^2 - s^2 \\ s & 2c & s & j \\ c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & c^2 - s^2 \\ j & j & 2l & h & -z\mu\varepsilon + \frac{\gamma}{\varepsilon} \\ c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & c^2 - s^2 & \end{vmatrix} = 0$$

(a) $\gamma_c = 5\pi$, $\mu_c = 0.1\pi$, 従つて(16)式より $\gamma = 15\pi$, $\mu = 0.1\pi$ の場合

$$\Delta(1.5)=26.5, \quad \Delta(2.0)=-96.4$$

$$\therefore z^0=1.61 \quad \therefore z^0_e=z^0\left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon}\right)^2=14.59$$

(b) $\gamma=30\pi, \mu=0.3\pi$ の場合

$$\Delta(2.5)=69.7, \quad \Delta(3.0)=-17.7$$

$$\therefore z^0=2.82 \quad z^0_e=2.82 \times 3^2=25.38$$

従つて求める捩屈荷重は夫々 $\frac{14.49\pi^2 N_c}{b^2}, \frac{25.38\pi^2 N_c}{b^2}$ となる。

この場合にも(13), (15)式を使用すれば, 更に簡単に求められる。

上記 2, 3 及 4 に於ける計算値はいずれも, Barbré の計算と一致している。微分方程式系解法では捩屈条件式を求めるに際し 行列式を簡単な形に表すのに相當の苦勞をしていることがうかがわれるが, 本解法に従えばこの點煩の樂であり, 表さえ完備しておけば如何なる場合に對しても容易に解くことが出来る。

5. 結 言

以上示した如く, 撓角撓度法に依る解法は微分方程式系解法に比較して, 未知數を減少し得る點に於て甚だ有利である。このことは垂直補剛材を有する版の安定の問題に就ても言えたのであるが, 本文に示した如き水平補剛材を有する版に就ては, 更に一層強調し得るのである。この方法に従えば, 補剛材が等間隔であるか否かに拘らず, 又その補剛材の慣性モーメント及斷面積が等しいと否とに拘らず, その計算は初學者にも容易に出来る利點がある。なお本研究に當つては, 石原, 小西兩教授の御指導の賜つた。こゝに附記して謝意を表す次第である。

引 用 文 獻

- (1) S. Timoshenko: Eisenbau; 12 (1921), s. 147.
- (2) R. Barbré: Ing. Archiv; 8 (1937), s. 117.
- (3) 成岡昌夫: 撓角撓度法による矩形版の安定論; 土木研究に近く發表の豫定。
- (4) Chwalla: Stahlbau; 9 (1936), s. 161.

Vorbericht zum 2. Kongress der Intern.

Vereinigung für Brückenbau und Hochbau; 1936, S. 957,

- (5) Reissner: Z. A. M. M.; 5 (1935), S. 475.
- (6) G. Erlemann: Jb. Schiffbautechn. Ges; 34 (1933), S. 514.
- (7) Timoshenko: Theory of Elastic Stability p. 337.
Theory of Plates and Shells; p. 314.

(昭. 23. 7.15 受付)

Slade 型分布の非對稱性の吟味及その 2, 3 の新解法

正 員 岩 井 重 久*

Studies on Nonsymmetries of Slade-Type Distribution and Several New Solutions.

By Shigehisa Iwai, C. E. Member

要旨 水文統計において繼續曲線を推定する場合, その基本的分布の 1 つである Slade 型分布につき, 総合的かつ系統的に種々の場合の非對稱性を吟味し, 既往の諸理論を檢討の上, 2, 3 の新解法を提案したものである。

* 工學士 京都大學助教授