

# 土堤内応力分布の解法について

正員 工学博士 村山 朔 郎\*  
 准員 赤井 浩 一\*\*

## STRESS DISTRIBUTION IN EARTH DAM

(JSCE Aug. 1951)

Dr. Eng., Sakuro Murayama, C. E. Member, Koichi Akai, C. E. Assoc. Member

**Synopsis** In this paper, the stability of earth dam is treated as a mass of pulverulent material. At first, the stresses in the dam are analysed as a problem of plane strain by combining the rectangular and polar co-ordinates. In the 2nd article, we discuss them when the dam is loaded by water pressure or earthquake force. Finally, the new method is proposed to solve the stress distribution in the dam which has a trapezoidal form rested at plastic equilibrium state.

**要旨** 平面変形の問題として従来色々な方法で行われて来た土堤体の安定の解析を直角座標及び極座標の両者によつて統一し、次に土堤体が自重の他、水圧や地震力等の外力を受ける場合について言及し、最後に3平面で形成されるいわゆる截頭錐体形の堤体内応力分布の新しい解法を提案するものである。

### 1. 直角座標と極座標での表示

安藏博士は楔形断面を有する粉状堤体の解析にあつて、いわゆる過渡領域とそれを範囲づける影響角の概念を導入し、過渡領域を堤頂を通る多くの直線で細分して、これらの細分された微小楔形内の応力成分が直角座標  $x, y$  の1次式で表わされねばならないこと、および平衡の極限にあつては粉体中任意点の応力の最大傾斜角が一定の内部摩擦角に等しくなると言う仮定を用いて、近似的ではあるが巧妙な方法を提示した。

この場合の応力函数と応力度成分は、 $\gamma$  を粉体の単

位体積重量とし、引張応力を正とすると、図一1に示す各影響圏分についてそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} x_i &= \gamma \left[ \frac{A_i x^3}{6} + \frac{B_i x^2 y}{2} + \frac{C_i x y^2}{2} + \frac{D_i y^3}{6} \right] \\ [\sigma_y]_i &= \frac{\partial^2 x_i}{\partial x^2} - \gamma y = \gamma [A_i x + (B_i - 1)y] \\ [\tau_{xy}]_i &= -\frac{\partial^2 x_i}{\partial x \partial y} = -\gamma [B_i x + C_i y] \\ [\sigma_x]_i &= \frac{\partial^2 x_i}{\partial y^2} = \gamma [C_i x + D_i y] \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

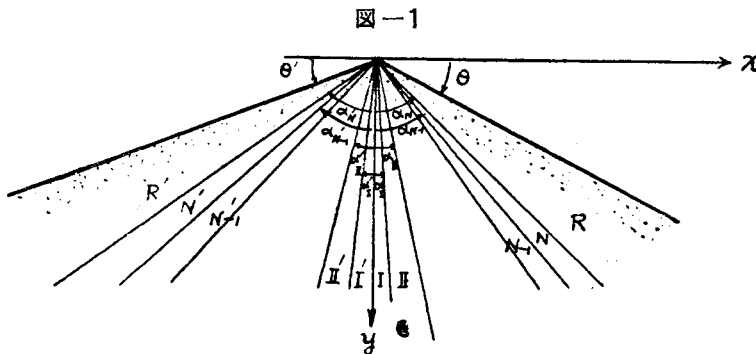
となり、これらの式中にある係数は影響圏内の応力が連続的に変化すること、および少くとも各影響圏境界線上では応力が平衡の限界にあると言う次の極限釣合の式から決定出来る。すなわち  $\phi$  を粉体の内部摩擦角とすると、

$$\begin{aligned} & \{[\sigma_y]_i - [\sigma_x]_i\}^2 + 4[\tau_{xy}]_i^2 \\ &= \sin^2 \phi \{[\sigma_y]_i + [\sigma_x]_i\}^2 \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

以上の諸式を境界条件に従つて解くと、結局影響角  $\alpha_0$  は次の様に示される。

$$\left. \begin{aligned} & \text{主働土圧に対して} \\ & \alpha_0 = \frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \psi \\ & \text{受働土圧に対して} \\ & \alpha_0 = \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \psi' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

ここに  $\psi, \psi'$  は堤体表面に接した影響圏でない部分すなわち Rankine 領域内で応力楕円の長短軸が鉛直となす傾角であつて次式で示される。

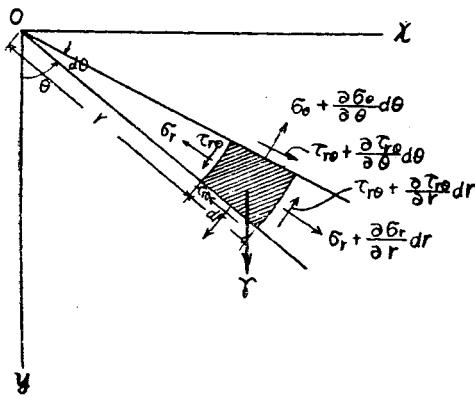


\* 村山 朔郎 京都大学教授 工博 土木工学教室  
 \*\* 赤井 浩一 京都大学大学院特別研究生土木工学教室

$$\tan 2\psi \text{ 又は } \tan 2\psi' = -\frac{2[\tau_{xy}]_R}{[\sigma_y]_R - [\sigma_x]_R} \dots(4)$$

上述の安藏博士の方法は影響圏内の分割の数 ( $N+N'$ ) を多くとればそれだけ精度が高くなるが、条件式の数も  $4(N+N')$  に比例して増加し、連立方程式を解くのに非常な困難を感じる。そこで影響圏内の応力をたゞ一つの応力函数で表わし得る様にするために極座標を用いて解くことにする。このことは既に Sweden の F. Jonson によつて試みられているが<sup>2)</sup>、彼は Rankine 領域と過渡領域の区別を考えず従つて土堤体を一体のものとしたため、その理論に不合理な点のあることは免れないところである。故にその境界を安藏博士の方法で見出し、残りの影響圏を極座標を用いて解析するのが妥当であろうと思われる。

図-2



極座標で表わした土中粒子の釣合の方程式は 図-2 の符號を用いると次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + r \cos \theta = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} - r \sin \theta = 0 \end{aligned} \right\} \dots(5)$$

今適当な応力函数  $F$  を用いて応力度成分を次の様に表わすと、これらはいずれも上の釣合の方程式を満足する。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} - \frac{2}{3} r \gamma \cos \theta \\ \sigma_\theta &= \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{3} r \gamma \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots(6)$$

こゝでも前と同様に摩擦による極限釣合の条件を用いてこれを函数  $G$  をもつて表わすと、式(2)と同様に次式を得る。

$$\begin{aligned} G &= (\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + 4\tau_{r\theta}^2 - 4\beta^2(\sigma_r \sigma_\theta - \tau_{r\theta}^2) \\ &= \sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - k_1 \sigma_r \sigma_\theta + k_2 \tau_{r\theta}^2 = 0 \dots(7) \end{aligned}$$

こゝに、 $\beta = \tan \phi$ ,  $k_1 = 2 + 4\beta^2$ ,  $k_2 = 4(1 + \beta^2)$

式(6)中の応力函数  $F$  は極限釣合の函数  $G$  と与えられた境界条件を満足する様に選ばなければならない。ところが今  $f$  を  $\theta$  の或る連続函数とすると、 $F$  は Fourier 級数を用いて次の様に表わされる。

$$F = r^{m+2} f = r^{m+2} \sum [A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta] \dots(8)$$

こゝに  $A_n, B_n$  は求めるべき係数、 $m$  は境界条件によつて与えられる数(例えば堤体が自重のみ又は自重と上流面からの満水圧を受けるときは  $m=1$  をとる)  $n$  は正の整数 ( $0, 1, 2, \dots$ ) である。このとき応力度成分は式(6)により、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rn} &= r^m(m+2-n^2) \sum [A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta] - \frac{2}{3} r \gamma \cos \theta \\ \sigma_{\theta n} &= r^m(m+2)(m+1) \sum [A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta] \\ \tau_{r\theta n} &= r^m(m+1)n \sum [A_n \sin n\theta - B_n \cos n\theta] + \frac{1}{3} r \gamma \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots(9)$$

境界条件として影響角の母線のところで応力が連続していなければならないから、

$$\begin{aligned} \theta = \alpha_0 \text{ において } \sigma_r &= [\sigma_r]_R, \quad \sigma_\theta = [\sigma_\theta]_R, \\ \tau_{r\theta} &= [\tau_{r\theta}]_R \end{aligned}$$

が成立し、 $n$  の残部に対して影響圏内の適当な  $\theta$  における母線上で式(7)の極限釣合の条件を保たせると、それら連立2方程式を解くことにより、 $A_n, B_n$  等の係数が求まり、従つて式(9)によつて堤内各点の応力度が決定される。この場合も安藏博士の細分法におけると同じく  $n$  が大となる程精度を増し、又応力に関する2次式から得られる結果は2つの応力度、すなわち主動、受働の両極限であつて、實際の応力はこの2つの極限の中間に位することになる。

### 2. 地震時の土堤内応力分布

こゝでも1.と同様な仮定を用いて土は粘着力を無視した等方弾性体の要素からなるものとし、これらの要素は摩擦によつて平衡を保ち且つ平衡の極限にあつては土中任意点の応力の最大傾斜角は一定の内部摩擦角に等しいものとする。水平、垂直震度をそれぞれ  $k_h, k_v$  とし、合震度  $K$  を次の様に定義する。

$$K = \frac{k_h}{1 \pm k_v} = \tan \kappa \dots(10)$$

今、図-1の堤体内の応力を求めるにあつて応力函数  $x$  は式(1)に示したものと同一形のものを用いる。すなわち、

$$x = \gamma \left[ \frac{Ax^3}{6} + \frac{Bx^2y}{2} + \frac{Cxy^2}{2} + \frac{Dy^3}{6} \right] \dots(11)$$

をとると重力および地震力によつて土体に生ずる応力

は式 (12) の様になる。

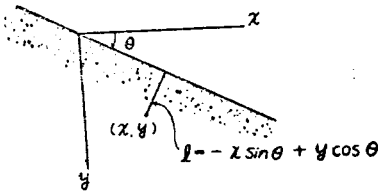
$$\left. \begin{aligned} \sigma_y &= \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} - \gamma(1 \pm k_v)y = \gamma[Ax \\ &\quad + \{B - (1 \pm k_v)\}y] \\ \tau_{xy} &= -\frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial y} = -\gamma[Bx + Cy] \\ \sigma_x &= \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} - \gamma k_h x = \gamma[(C - k_h)x + Dy] \end{aligned} \right\} \dots\dots(12)$$

そこで Rankine 領域内におけるこれら係数間の関係を求めるために、第1条件として  $\sigma_y, \tau_{xy}, \sigma_x$  がそれぞれ 図-3 の表面からの深さ  $l$  に比例すること、および第2条件として式 (2) と同様に極限釣合の一般式、

$$(\sigma_y - \sigma_x)^2 + 4\tau_{xy}^2 \leq \sin^2 \phi (\sigma_y + \sigma_x)^2 \dots\dots(13)$$

を用いると結局  $D_e = \frac{D}{1 \pm k_v}$  に対して式 (14) なる不等式が成立する。

図-3



$$\begin{aligned} &\frac{\cos^3 \theta}{\cos \kappa \cos^3(\theta + \kappa)} \\ &\times \left\{ \frac{-\cos^2(\theta + \kappa) \cos(\theta + \kappa) - \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}}{\cos(\theta + \kappa) + \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}} \right\} \\ &\frac{\sin^2 \kappa \cos \theta}{\cos \kappa \cos(\theta + \kappa)} \geq D_e \geq \frac{\cos^3 \theta}{\cos \kappa \cos^3(\theta + \kappa)} \\ &\times \left\{ \frac{-\cos^2(\theta + \kappa) \cos(\theta + \kappa) + \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}}{\cos(\theta + \kappa) - \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}} \right\} \\ &\frac{\sin^2 \kappa \cos \theta}{\cos \kappa \cos(\theta + \kappa)} \dots\dots(14) \end{aligned}$$

故に一般に応力は上の2つの平衡極限状態の間にあることが判り、極限状態のときの  $D_e$  を  $D_{eR}$  で表わすと各応力度成分および  $D_{eR}$  は次の式 (15), 式 (16) の様になる。

$$\left. \begin{aligned} [\sigma_y]_R &= \gamma[A_R x + \{B_R - (1 \pm k_v)\}y] \\ &= -\gamma(1 \pm k_v)(x \tan \theta - y)(D_{eR} \tan \theta \\ &\quad - \tan \kappa \tan \theta - 1) \\ [\tau_{xy}]_R &= -\gamma[B_R x + C_R y] = -\gamma(1 \pm k_v) \\ &\quad (x \tan \theta - y)(D_{eR} \tan \theta - \tan \kappa) \\ [\sigma_x]_R &= \gamma[(C_R - k_h)x + D_R y] \\ &= -\gamma(1 \pm k_v)(x \tan \theta - y)D_{eR} \end{aligned} \right\} \dots\dots(15)$$

$$\begin{aligned} D_{eR} &= \frac{\cos^3 \theta}{\cos \kappa \cos^3(\theta + \kappa)} \\ &\times \left\{ \frac{-\cos^2(\theta + \kappa) \cos(\theta + \kappa) \mp \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}}{\cos(\theta + \kappa) \pm \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}} \right\} \\ &\frac{\sin^2 \kappa \cos \theta}{\cos \kappa \cos(\theta + \kappa)} \dots\dots(16) \end{aligned}$$

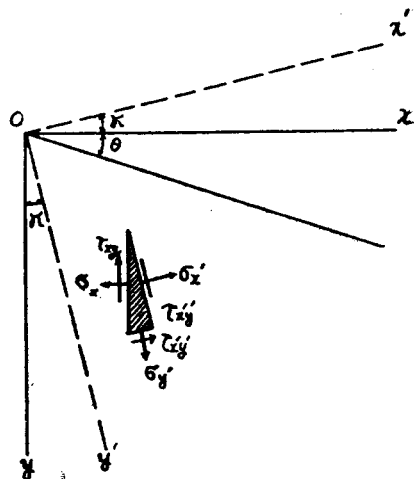
この式 (15) および式 (16) は  $\kappa=0$ , すなわち地震力を考えないときには Rankine が求めたものと同一になり、式 (16) の複号の上半は Rankine の言う主動土圧, 下半は受働土圧に相当することが判る。

ところで今求めたこれらの式が従来の理論と如何なる関係にあるかについて一言する。普通行われて来た方法は地震時には平時鉛直に対し図形全体を  $\kappa$  だけ危険な向きに廻転し、有效重量が  $(1 \pm k_v) \sec \kappa$  倍になると考えるのである<sup>3)</sup>。このときの応力函数の形は前述のものと同じであるが、応力度成分は次の式 (17) 式 (18) の様になる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{y'} &= \gamma'[Ax' + \{B - (1 \pm k_v)\}y'] \\ &= -\gamma \sec \kappa (1 \pm k_v) \{x' \tan(\theta + \kappa) - y'\} \\ &\quad \times \{D' \tan^2(\theta + \kappa) - 1\} \\ \tau_{x'y'} &= -\gamma'[Bx' + Cy'] = -\gamma \sec \kappa (1 \pm k_v) \\ &\quad \times \{x' \tan(\theta + \kappa) - y'\} D' \tan(\theta + \kappa) \\ \sigma_{x'} &= \gamma'[Cx' + Dy'] \\ &= -\gamma \sec \kappa (1 \pm k_v) \{x' \tan(\theta + \kappa) - y'\} D' \\ D' &= -\cos^2(\theta + \kappa) \\ &\quad \times \frac{\cos(\theta + \kappa) \mp \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}}{\cos(\theta + \kappa) \pm \sqrt{\cos^2(\theta + \kappa) - \cos^2 \phi}} \dots\dots(18) \end{aligned} \right\} \dots\dots(17)$$

しかるに 図-4 によつて、

図-4



$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_{x'} \cos^2 \kappa + \sigma_{y'} \sin^2 \kappa + 2\tau_{x'y'} \sin \kappa \cos \kappa \\ &= -\gamma \sec \kappa (1 \pm k_v) \{x' \tan(\theta + \kappa) - y'\} [D' \cos^2 \kappa \end{aligned}$$

$$+ \{D' \tan(\theta + \kappa) - 1\} \sin^2 \kappa$$

$$+ 2D' \tan(\theta + \kappa) \sin \kappa \cos \kappa$$

一方式 (15) により,

$$\sigma_x = -\gamma(1 + k_v)(x \tan \theta - y) D_{eR}$$

又, 
$$\frac{x' \tan(\theta + \kappa) - y'}{x \tan \theta - y} = \frac{\cos \theta}{\cos(\theta + \kappa)}$$

これらによつて結局次の式 (19) が成立し, これは前述の式 (16) と完全に一致することが判る。

$$D_{eR} = \frac{\cos \theta}{\cos \kappa \cos(\theta + \kappa)} \left\{ D' \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2(\theta + \kappa)} - \sin^2 \kappa \right\}$$

$$= \frac{\cos^3 \theta}{\cos \kappa \cos^2(\theta + \kappa)} D' - \frac{\sin^2 \kappa \cos \theta}{\cos \kappa \cos(\theta + \kappa)}$$

.....(19)

この様に地震時の土中の応力は従来の座標を廻転させる方法と結果において同一となるのであるが, このことは Rankine 領域についてだけ成立するのであつて堤体中央部の過渡領域では両者は一致せず従つて影響角  $\alpha_0$  も  $\kappa$  だけ偏倚するのでないから, この様な機械的な座標廻転による方法が誤りであると言ふことが判つた。

次に地震時の影響角  $\alpha_0$  については, 1. で述べた安藏博士の方法に忠実に従うと次式が成立することが容易に判る。

$$(D_{eN} - D_{eR})(\cot \alpha_{N-1} - \cot \alpha_N)(1 + \cot^2 \alpha_N)^2 \cos^2 \phi$$

$$= 2(\cot \alpha_{N-1} - \tan \theta) [\sin^2 \phi (1 + \cot^2 \alpha_N)]$$

$$\times \{D_{eR}(\tan^2 \theta - 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\}$$

$$+ (1 - \cot^2 \alpha_N) \{D_{eR}(\tan^2 \theta - 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\}$$

$$- 4 \cot \alpha_N (D_{eR} \tan \theta - \tan \kappa) \quad \dots\dots\dots(20)$$

式中, 
$$D_{eN} = \frac{D_N}{1 + k_v}$$

今  $N \rightarrow \infty$  とすれば  $(D_{eN} - D_{eR}) \rightarrow 0$ ,  $(\cot \alpha_{N-1} - \cot \alpha_N) \rightarrow 0$

∴ 
$$[-\{D_{eR}(\tan^2 \theta - 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\}$$

$$+ \sin^2 \phi \{D_{eR}(\tan^2 \theta + 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\}] \cot^2 \alpha_N - 4(D_{eR} \tan \theta - \tan \kappa) \cot \alpha_N$$

$$+ \{D_{eR}(\tan^2 \theta - 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\}$$

$$+ \sin^2 \phi \{D_{eR}(\tan^2 \theta + 1) - \tan \kappa \tan \theta - 1\} = 0$$

.....(21)

しかるに式(15)により, 上式は式 (22) の様に書ける。

$$\{-([\sigma_y]_R - [\sigma_x]_R) + \sin^2 \phi ([\sigma_y]_R + [\sigma_x]_R)\}$$

$$\times \cot^2 \alpha_N - 4[\tau_{xy}]_R \cot \alpha_N + ([\sigma_y]_R - [\sigma_x]_R)$$

$$+ \sin^2 \phi ([\sigma_y]_R + [\sigma_x]_R) = 0 \quad \dots\dots\dots(22)$$

こゝで 1. に示した  $\psi, \psi'$  および極限釣合の式を用いると極限において,

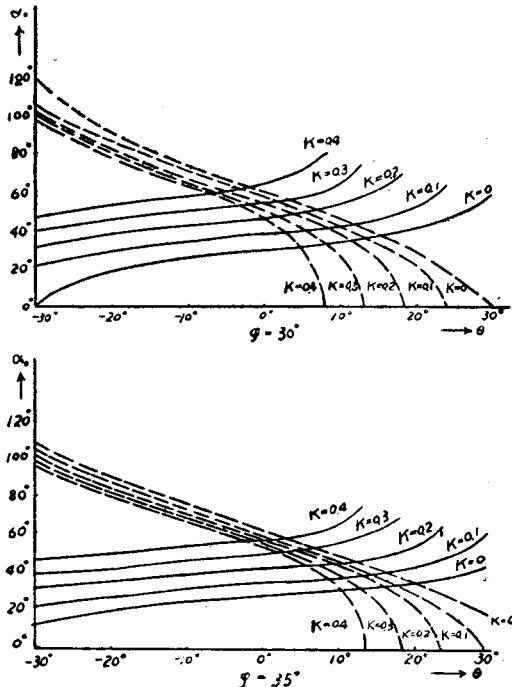
$$\lim_{N \rightarrow \infty} \cot \alpha_N = \cot \alpha_0 = \frac{\cos \phi + \sin 2\psi}{\sin \phi + \cos 2\psi}$$

となり, これを書き改めると式 (23) の影響角を得る。

$$\left. \begin{aligned} \text{主働土圧に対して} \quad \alpha_0 &= \frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \psi \\ \text{受働土圧に対して} \quad \alpha_0 &= \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \psi' \end{aligned} \right\} \dots\dots(23)$$

なお式 (21) において  $\kappa=0$  とおくと地震力を考えない場合の安藏博士の結果と一致し, 又式 (23) も前述の式 (3) と全く同じ形であることが判る。この影響角  $\alpha_0$  が土の内部摩擦角  $\phi$ , 堤体表面の傾斜角  $\theta$ , および合震度  $K$  によつて如何に変化するかは 図-5 に示されている。(図-5 の実線は主働土圧, 破線は受働土圧に対応する。)

図-5



アースダムや河川堤防において上流面が満水したときには, その側には Rankine 領域がなくなつて直ちに影響圏となり, 従つて影響角は斜面が鉛直となす角 (これを  $\beta$  とする) に等しくなる。この場合の境界条件は上流面において次の 2 つの式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} [\sigma_x]_{\beta} \cos \beta + [\tau_{xy}]_{\beta} \sin \beta &= -\omega y \cos \beta = -\mu \gamma y \cos \beta \\ [\sigma_y]_{\beta} \sin \beta + [\tau_{xz}]_{\beta} \cos \beta &= -\omega y \sin \beta = -\mu \gamma y \sin \beta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

式中,  $\omega = \mu \gamma$  は水の単位体積重量である。

3. 截頭錐体形堤体内の応力分布  
 いままで取り扱つて来た諸問題はすべて堤体の形が錐状をなす場合についてであるが, 一般に実在する土堤体はその頭部に若干の平面を有している。かゝる截

頭錐体内の応力分布はその或る部分に過渡領域の重な  
り合う所が出来て、普通の方法では到底解き得ない  
と思われる。著者等はこの応力分布の2重の乱れは母  
体である錐状土体が第3平面で切断されたために、元  
の応力状態が堤体頭部付近で変化することにより生  
ずるものなることに着目して、以下に述べる方法で  
これを解析することにした。

ただし、こゝでも平面変形の問題として現象を取  
り扱い、また前述の色々な仮定が成立するものとし  
て議論を進めることにする。

図-6においてEFJ, HGKおよびFLGはRankine  
領域であり、MFLとNGLとは一方の斜面と頭部  
平面による影響圏となる。MLとNLは点Lを通る  
りり面であり、又JF, KGを延長してその交点をP<sub>0</sub>  
とし、この仮想頂点P<sub>0</sub>を有する錐状土体JP<sub>0</sub>Kを  
考えるとりり面MQ<sub>0</sub>Nが存在し、またそれはM,  
Nにおいてそれぞれりり面MLおよびLNと共通  
の切線を有することが判る。換言すれば、JM<sub>0</sub>NK  
より下方の部分は両側斜面の影響だけを受けて頭  
部の第3平面の影響を受けないことになり、この部  
分の解析にあたっては細分された微小楔形はすべて  
P<sub>0</sub>を頂点とする様にとればよい。従つて残りMLN  
Q<sub>0</sub>で囲まれる影響圏が他より高度の過渡率を有し  
ていて、これを次の様にして解く。

図-6でmFLとnGLをそれぞれ影響圏IおよびII  
の中の分割した微小楔形とする。先述の安藤博士  
の方法では頂点における応力度はいづれも0であつ  
たが、今その頂点に $\mu\sigma_y, \mu\tau_{xy}, \mu\sigma_x(\mu \geq 0)$ なる  
応力を附加したとしても極限釣合の式(13)が成立  
することは明らかである。そこで先ずML上の点m  
を規定

しておき、これに対して若しNL上の点nが或る  
仮想頂点Pを共有しているとし、この或る大きさ  
の応力をもつている仮想頂点Pによつて前と同様  
にmpnなる領域を細分して行くと、この領域内の  
応力を解くことが出来る。規定した点mに対応し  
て他のりり面上に点nが定まると言うのは、仮想  
頂点をPとして仮想錐体mpnにおいて点mからり  
り面mQnを引くと、これが点nに到達すると言  
うことに外ならない。

仮想頂点Pにおける応力はmPに沿つてはmFL  
なる領域での応力函数で、又nPに沿つてはnGL  
なる領域での応力函数で与えられ、両者は点Pで  
当然等しくなければならない。故に、

$$\left. \begin{aligned} [\sigma_y]_I &= [\sigma_y]_{II} \\ [\sigma_x]_I &= [\sigma_x]_{II} \\ [\tau_{xy}]_I &= [\tau_{xy}]_{II} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \alpha_1 x + \beta_1 y + \gamma_1 &= 0 \\ \text{又は、} \alpha_2 x + \beta_2 y + \gamma_2 &= 0 \\ \alpha_3 x + \beta_3 y + \gamma_3 &= 0 \end{aligned} \dots (25)$$

この右の連立方程式によつて3つの未知数、すな  
わち仮想原点の座標(x,y)と対応点nのりり面LN  
上の位置が決定されるが、後者は

$$\alpha_{1,2,3} = f_{n1}(\theta_2), \beta_{1,2,3} = f_{n2}(\theta_2), \gamma_{1,2,3} = f_{n3}(\theta_2)$$

の形で式の中に含まれている。

この様にしてML, NLを順次分割して行くと、  
遂には重なつた過渡領域全体を解くことが出来  
る。微小楔形に分割する数が多い程精度が高くな  
ることは1., 2.で述べたのと全く同じである。

#### 4. 数値計算例

(1) 地震時の土堤内応力分布 図-7は土の内部  
摩擦角 $\phi=35^\circ$ 、上流面勾配1:3、下流面勾配1:2.5  
なる楔状堤体が地震力 $K=0.2$ を受けたときに単位  
深さの水平面上に生ずる各応力度成分の分布を示  
している。点線は地震力を考えない場合のもので、  
両者を比較すると影響角や応力の変化状況を知る  
ことが出来る。

(2) 梯形状土堤内応力分布 図-8は土の内部  
摩擦角 $\phi=30^\circ$ 、法勾配1:2の左右対称な梯形状  
土堤内の主動、受働土圧に対する垂直応力度 $\sigma_y$   
等応力度線を示すものである。この図では簡単  
のために重なつた過渡領域(図の鎖線で示すり  
り面内)を一体のものとして解いたが、特に受  
働土圧の場合について注意すべき分布状態が  
現われることが認められる。

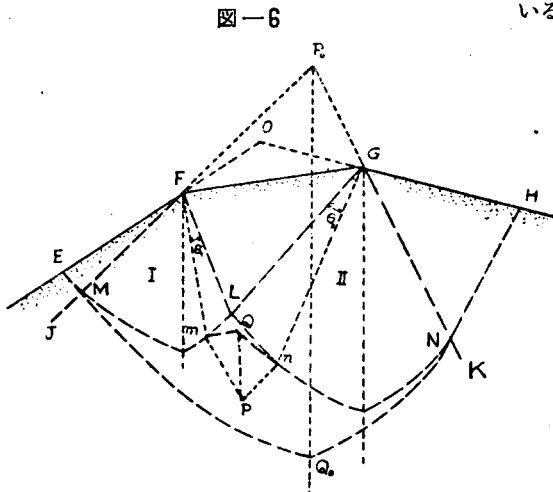


図-6

図-7

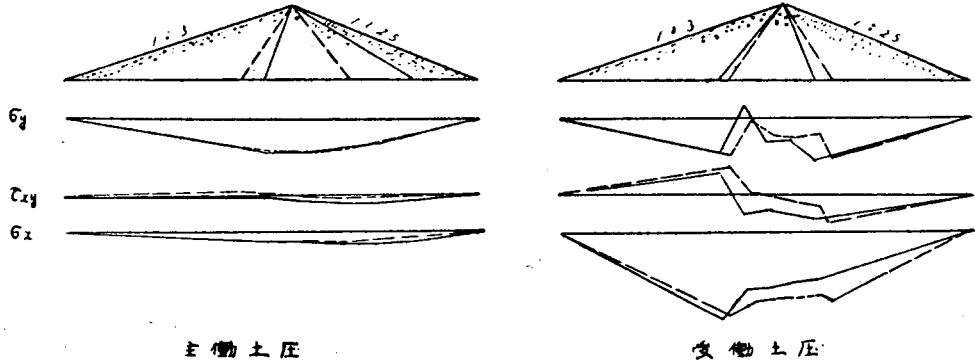
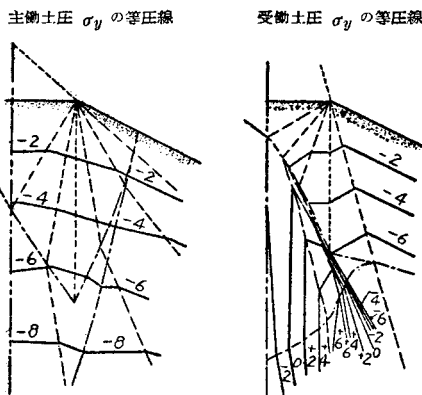


図-8



5. 結語

近時アースダム、河川堤防および鉄道築堤などにおいて漸く土質力学的考察が試みられる様になり、これら土構造物の規模も段々と大きくなって来ているが、未だ多くの場合過去の不確かな体験だけによつてそ

の設計や施工が行われている現状にある。著者等はこのような惰性的な習慣に対して適確に科学的な考え方をして合理的な設計と施工の方法を見出そうとして、こゝに一般土堤体に対してその安定性の考察を行ったのである。そして本文において土堤内の応力分布が重力の他種々の外力の作用する場合、および堤体外形が任意の直線形で構成されている場合についても理論的に算出する方法を示した。なおこゝでは施工時の突き固め、上載荷重および堤体基礎の影響等は考慮しなかつたが荷載擁壁の問題とあわせて今後の研究にまきたいと思う。

参考文献

- 1) 安蔵善之輔：九大工学昭紀 第7巻 “Pressure Exerted by Granular or Pulverulent Material”.
- 2) Fredrik Jonson：2nd. Congress on Large Dams, Vol. 4 “Stability of Earth Dam.”
- 3) 物部長穂：“土木耐震学” p.59

(昭.26. 5.8)

8 月入会特別員名簿

団	体名	住	所	電	話
(2級)	松本建設株式会社	呉市中通1の10			
(3級)	小田急電鉄株式会社	東京都渋谷区千駄ヶ谷5の862		淀橋(37)	代表 2121 2122-2128
( )	岡山市役所建設部	岡山市大供22の2			7602-7609(市役所) 5972 (建設部直通)
( )	株式会社 高木組	函館市東雲町16			1445・1274・4221
( )	大豊建設株式会社	東京都中央区日本橋通2の1 大阪銀行日本橋ビル内		日本橋(24)	2466・4856
( )	三菱鉱業株式会社	東京千代田区丸ノ内2の3		丸ノ内(23)	2136-2142 4150-4159