

広島大学 正 網 千 寿 夫

広島大学 正 〇 吉 国 洋

1. まえがき

放射流による圧密理論には 中心方向に対し *Marron*, 放射方向に対し *Silveira* の理論がある。これらはすべて *Terzaghi* の一次元圧密理論を間隙水の流れだけ二次元ないし三次元に拡張したものであり応力についてはあくまで一次的即ち鉛直応力だけで圧密過程を論じたもので基礎方程式はオ1式である。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = C_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (1)$$

しかしオ1式は等方応力のもとでのみ成立する。間隙水は等方性であり粘土は等方性でないために側方拘束条件に対応して側方応力は圧密の進行と共に減少する。この事は *Terzaghi* の一次元圧密に於いても認められる事であるがオ1主歪の方向と排水の方向の一致する場合 ダイラタンシー効果を考慮に入れなければ圧密過程は鉛直応力だけで表現出来る。しかしオ1主歪の方向と排水方向の異なる場合にはダイラタンシーの効果を考慮しなくても側方応力の変化を取入れなければならぬ。

そこで本報告は次の立場から側方応力の変化を考慮に入れた *Radial Flow* による圧密過程を論ずると共に特にバーチカルドレーンウェルによる圧密過程を数値計算結果にもとづき考察を加えたものである。

圧密過程を究明する上でいくつかの困難な問題がある。例えば R, M, ν 一定の問題、応力と歪の関係、ダイラタンシー効果、二次圧密及び応力集中の問題などであるがこれらは次のステップで取入れていく考えである。

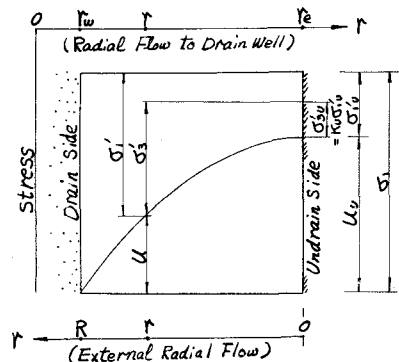
2. 水平応力を考慮した放射流による圧密過程

基礎方程式を導くにあたって次の仮定を置いている。

- 1) 粘土の間隙は非圧縮性の水で完全に飽和され土粒子も又非圧縮性である。
- 2) 間隙水の流れは *Darcy* の法則に従い透水係数は一定である。又水流は放射流のみとする。
- 3) 粘土の骨組は等方等質であり圧密過程の体積圧縮係数 m_{vc}^* は一定であり膨潤過程の体積圧縮係数 m_{vs}^* は0である。
- 4) 円筒又は円柱の外周面に於ける変形だけが規定され他の変形は自由である。
- 5) 粘土層表面に作用する圧密荷重 σ_0 は一定である。

飽和粘土層内部の任意の微少要素に作用する平均全応力 σ_m は間隙水圧 u と平均有効応力 σ'_m の双方で与えられる。すなわち

$$\sigma_m = \sigma'_m + u$$



(2)

$$\text{ここに} \quad \sigma_m = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$$

仮定(3)によつて微少要素の体積変化は

$$\Delta V = m_0^* \Delta \sigma_m' dx \cdot dy \cdot dz$$

$$\text{ここに} \quad m_0^* = \frac{\varepsilon}{\Delta \sigma_m}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

したがつて単位時間に於ける体積変化量は

$$dV = m_0^* \frac{\partial \sigma_m'}{\partial t} dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (3)$$

となる。一方、放射流によつて微少要素より単位時間に圧密排水される量は

$$dV = - \frac{R_n}{\gamma_w} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (4)$$

であるから式3と式4とを等置し極座標で示せば

$$\frac{\partial \sigma_m'}{\partial t} = - \frac{R_n}{\gamma_w m_0^*} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (5)$$

となる。従つて式2式の関係を入れれば

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial \sigma_m}{\partial t} = \frac{R_n}{\gamma_w m_0^*} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (6)$$

である。仮定4, 5によつて任意時間に於ける任意点の平均全応力は釣合条件より円筒又は円柱の内部で一様であるから平均全応力 σ_m を円筒の場合は外周面で円柱の場合は中心軸で考へる事が出来る。

この事は平均全応力を非排水面で規定する事になる。非排水面に於ける間隙水圧及び各方向の有効応力は主応力でありそれぞれ u_v , σ'_{1v} , σ'_{2v} 及び σ'_{3v} と示せば

$$\sigma_m = \sigma_{mv} = u_v + \frac{1}{3}(\sigma'_{1v} + \sigma'_{2v} + \sigma'_{3v}) \quad (7)$$

となる。軸対称の条件より $\sigma'_{2v} = \sigma'_{3v}$ であるから $\sigma'_{3v}/\sigma'_{1v} = K_v$ と置けば

$$\sigma_m = u_v + \frac{1}{3}\sigma'_{1v}(1 + 2K_v) \quad (8)$$

となる。一般に K_v は円柱及び円筒の外周面に於ける変形条件及び時間の関数として決定されるものである。鉛直方向の釣合条件より

$$\sigma'_{1v} = \sigma_1 - u_v$$

であるから式8式は次のようになる。

$$\sigma_m = \frac{1}{3}(1 + 2K_v)\sigma_1 + \frac{2}{3}(1 - K_v)u_v \quad (9)$$

故に

$$\frac{d\sigma_m}{dt} = \frac{1}{3}(1 + 2K_v) \frac{d\sigma_1}{dt} + \frac{2}{3} \left\{ (1 - K_v) \frac{du_v}{dt} + (\sigma_1 - u_v) \frac{dK_v}{dt} \right\} \quad (10)$$

なる関係がある。式10式を式6式に代入すれば

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{3}(1 + 2K_v) \frac{d\sigma_1}{dt} - \frac{2}{3} \left\{ (1 - K_v) \frac{du_v}{dt} + (\sigma_1 - u_v) \frac{dK_v}{dt} \right\} = C_n^* \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (11)$$

となり円柱又は円筒をある条件で拘束した場合に於ける放射流による圧密の基礎方程式の一般的な形

である。仮定(5)より $\frac{d\sigma_1}{dt} = 0$ (したがつて

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{2}{3} \left\{ (1 - K_v) \frac{du_v}{dt} + (\sigma_1 - u_v) \frac{dK_v}{dt} \right\} = C_n^* \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (12)$$

従って等方圧密の場合 $K_u = 1$ であり Barron, Silveira の方程式 (オ1式) に帰する。

3. バーチカルドレーンへの放射流による圧密過程について

一般に半無限の地盤にバーチカルドレーンが設置された時地盤中全ての点で At Rest の状態即ち $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$ の状態にあり、圧密過程中は円筒の外周面の放射方向の変位が 0 であると考えられる。又圧密終了後の状態は応力集中等の影響を考えに入れなければ地盤中全ての点で At Rest の状態に帰ると思われる。ここに At Rest とは $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$ の状態を示すものとする。以上の事は全圧密過程で

$$\int_{r_w}^{r_e} \varepsilon_r dr = 0$$

(13)

(オ1図)

Distance
($r - r_w$) / ($r_e - r_w$)

の条件を満足する事である。ここに ε_r は放射方向の変位である。

オ12式に於ける K_u はオ13式の関連に於いて決定される性質のものである。現在 K_u を明らかにするに至っていないが定性的には次の様に考えられる。先づオ13式の意味する事は地盤全体が平均的に At Rest の状態にある事である。一方ドレーン周辺の微少要素は圧密の初期に等方応力で圧密され、圧密完了時に At Rest の状態になる。以上二つの事から K_u は

$t = 0 \quad \varepsilon_{20} = \varepsilon_{30} = 0 \quad K_u \text{ は At Rest の状態}$

$0 < t < \infty \quad \varepsilon_{20} = \varepsilon_{30} < 0 \quad K_u \text{ は At Rest 以下}$

$t = \infty \quad \varepsilon_{20} = \varepsilon_{30} = 0 \quad K_u \text{ は At Rest の状態}$

の変化をする。先にも述べたように K_u を数式化するに至っていないのでとりあえず K_u を定数として数値計算を行った。

数値計算は $n = \frac{de}{dw} = 5$ のケースについて $K_u = 0.5$

を採用した。又数値計算は

差分法により ($r_e - r_w$) を

20等分し

$$\frac{C_n^*}{\Delta r^2} \Delta t = \left(\frac{de}{dr} \right)^2 \Delta t^* \approx \frac{1}{6}$$

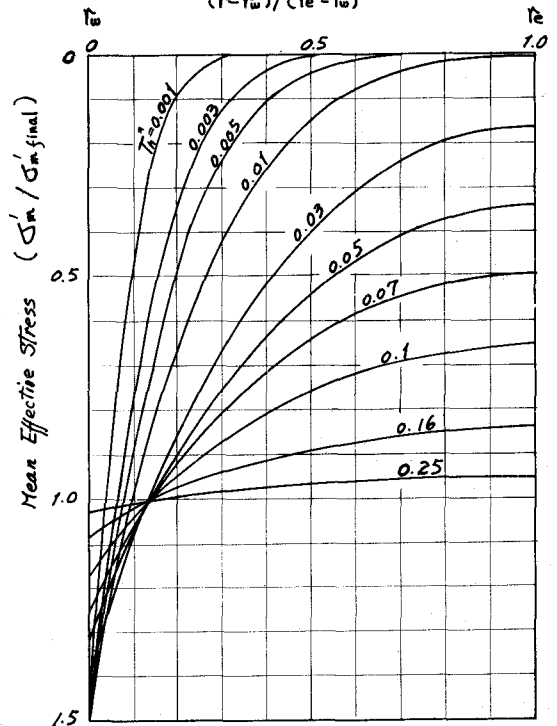
となるような ΔT^* を採用し

た。尚 $\frac{\partial \sigma_m}{\partial t} < 0$ の時は

$$m_{vs}^* = 0 \text{ と } 1 \text{ 7}$$

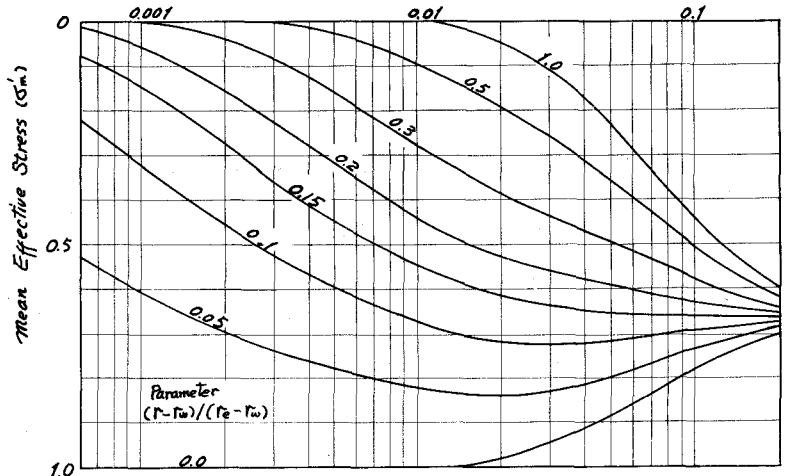
$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = 0$$

を満す様に u を計算した。



(オ2図)

Time Factor T^* ($n=5, K_u=0.5$)



オ1図は任意時間に於ける平均有効応力の分布を示すもので図に示すように各部分の最大平均有効応力に相違があり圧密完了後の状態は一樣でない。又

Barron が示した有効応力分布に比べてドレーンに近い部分の有効応力の増加が早い。オ2図は任意点の平均有効応力の時間的变化を示したものであり、ドレーン周辺には膨潤過程が存在する事が分る。

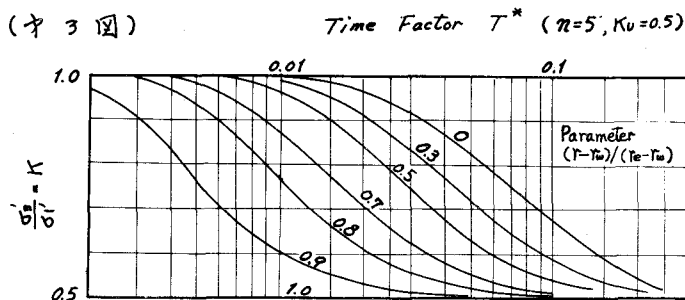
オ3図は圧密荷重分について $K = \frac{\sigma'_v}{\sigma'_h}$ の時間的变化を示したものである。ドレーン周辺の粘土は等方圧密応力のもとで圧密され時間の経過と共に剪断変形する形になっている。しかしここに示された K の値は圧密荷重分についてのものであり実際の剪断変形量は先行荷重の大きさによって変化する。オ4図は間隙

水圧の時間的变化を示したもので平均有効応力の増加過程と比較して間隙水圧の消失過程がわかれてゐる。オ5図は表面沈下過程を示したものである。

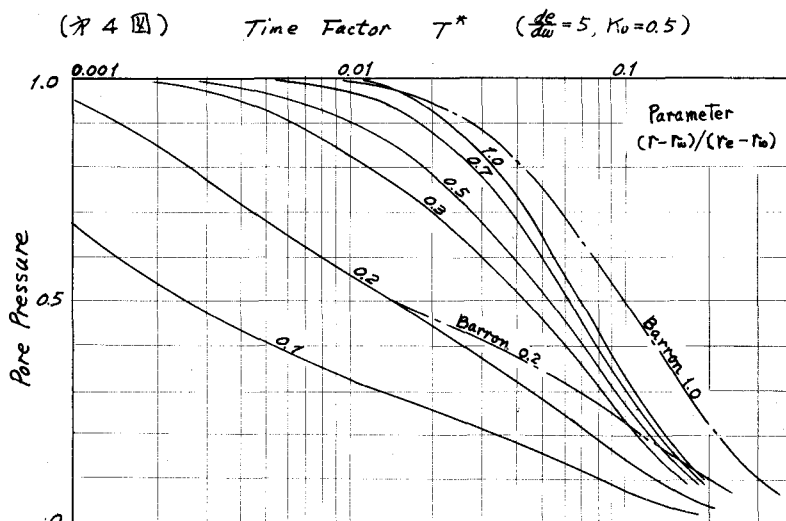
4. あとがき

- 1) バーチカルドレーンによる圧密過程には圧密過程と膨潤過程が混在し圧密完了後の状態は一樣でない。
- 2) ドレーン周辺の圧密が Barron の計算から推定したものより急速に進み平均圧密度の進行に比べて間隙水圧の消失がおくれる。

(オ3図)



(オ4図)



(オ5図)

