III－26　logｆ－logｐ曲線の直線性を考慮した圧密方程式

秋田大学　正　員　及川　洋
〃　学生員　○佐藤　英彦

1　はじめに

泥炭のような超軟弱土の間隙比～圧力関係は、logｆ－logｐ関係で表わしたときに直線関係になることが知られている（体積比：ｆ＝１＋ｅ）。本報告はこのlogｆ－logｐ曲線の直線性を考慮した圧密方程式について検討したものである。

2　式の誘導

連続の式にダルシーの法則を代入すれば、圧密の基本式は次式で表わされることは周知の通りである。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{k}{\gamma_w}\cdot\frac{\partial p'}{\partial z}\right) \quad \cdots\cdots\cdots(1)$$

ここに、ε:自然ひずみ、k:透水係数、γ_w:水の単位体積質量、p':有効応力、t:経過時間
z:流通座標系での深さである。

ところで、logｆ－logｐ曲線の直線性は(2)式で表わされ、これを自然ひずみで表わせば(3)式となる。

$$\log f=\log f_o-\lambda\log(p'/p_o') \quad \cdots\cdots\cdots(2) \quad , \quad \varepsilon=\lambda\log(p'/p_o') \quad \cdots\cdots\cdots(3)$$

ここに、λはlogｆ－logｐ曲線の直線部の傾きである。

(3)式をｐ'で微分して得られる式　$\partial p'=(p'/\lambda)\,\partial\varepsilon$　を(1)式に代入すると、

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=\frac{1}{\lambda\gamma_w}\cdot\frac{\partial}{\partial z}\left(k p'\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

となる。ここで、透水係数ｋと体積比ｆは両対数上で直線関係にあり次式で表わされると仮定する。

$$\log(k/k_o)=\beta\log(f/f_o) \quad \cdots\cdots\cdots(5), \quad \therefore \quad k=k_o/\exp(\beta\varepsilon) \quad \cdots\cdots\cdots(6)$$

ここに、βはlogｋ－logｆ曲線の直線部の傾きである。

ここで、(3)式から得られる　$p'=p_o'\cdot\exp(\varepsilon/\lambda)$　と(6)式を(4)式に代入すれば、

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=\frac{k_o p_o'}{\lambda\gamma_w}\cdot\exp\{\varepsilon(\lambda'-\beta)\}\left[(\lambda'-\beta)\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right)^2+\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2}\right]$$

となる。ここに、$\lambda'=1/\lambda$である。

さらに、初期圧密係数C_{vo}として　$C_{vo}=\dfrac{k_o}{m_{vo}\gamma_w}=\dfrac{k_o p_o'}{\lambda\gamma_w}$　と表わせば、

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=C_{vo}\cdot\exp\{\varepsilon(\lambda'-\beta)\}\left[(\lambda'-\beta)\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right)^2+\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2}\right] \quad \cdots\cdots\cdots(7)$$

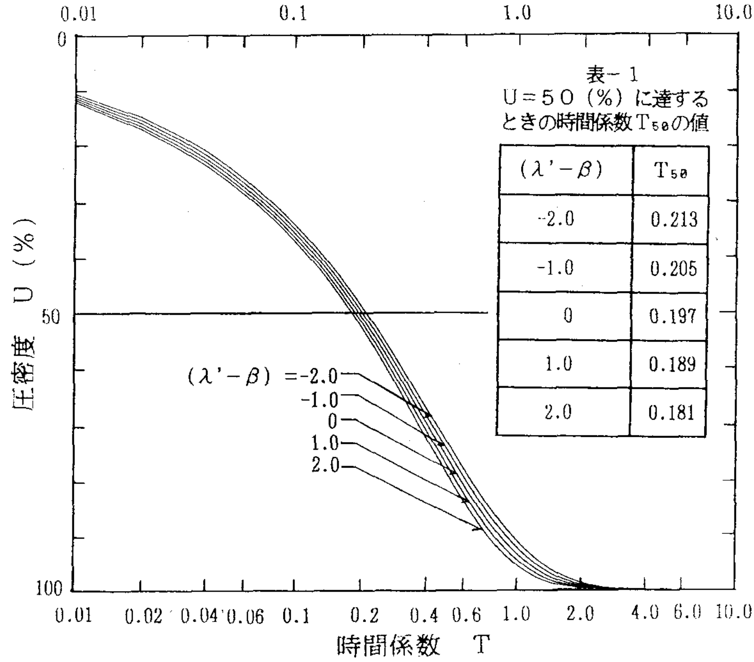
となる。これがlogｆ－logｐ曲線の直線性を考慮した圧密方程式である。

3　方程式の解

(7)式はこのままの形では非線形で解析的に解くことは難しい。よってこれを差分方程式に書き直して計算を行なった。ｚ座標は時刻とともに変化する流通座標系であるので、本来は原始座標系に変換しなければならないが、圧密量が非常に少ない（$\varepsilon\leqq0.1$）場合に両者はほぼ等しいので、ここでは$\varepsilon=0.1$の条件のもとで上式(7)を計算してみる。また（$\lambda'-\beta$）＝0 のときに三笠の圧密方程式になることより、（$\lambda'-\beta$）の値はその前後－2.0～＋2.0までを1.0刻みにとった。次に層厚を10等分し時間係数Ｔ＝1.0までの時間間隔を⊿Ｔ＝0.0025とし、それ以後⊿Ｔ＝0.01として差分計算を行なった。圧密度Ｕと時間係数Ｔとの関係を$\log_{10}$Ｔ目盛り、$\sqrt{T}$目盛りを用いて示したものがそれぞれ図－１、図－２である。図－１からＵ

＝50％に達するときの時間係数T_{50}の値を求めると表－１に示したように、（λ'－β）の値が大きいものほどT_{50}は小さくなることが分かる。また図－２の$\sqrt{T}$曲線の初めの部分は直線的である。この直線部の1.154倍の傾きを持つ直線との交点における圧密度Ｕの値を表－２に示した。

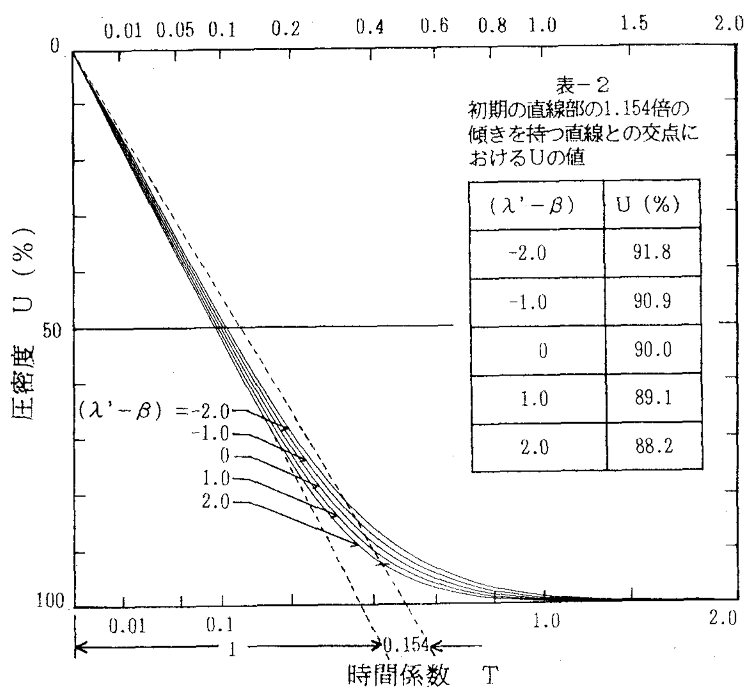
以上から分かるように、（λ'－β）の値が大きいものほど圧密は早く進行することが分かる。なお、（λ'－β）の力学的意味については当日発表する。



表－１
Ｕ＝５０（％）に達するときの時間係数T_{50}の値

(λ'－β)	T_{50}
-2.0	0.213
-1.0	0.205
0	0.197
1.0	0.189
2.0	0.181

図－１
圧密度と時間係数との関係
（$\log_{10}$Ｔ目盛り）



表－２
初期の直線部の1.154倍の傾きを持つ直線との交点におけるＵの値

(λ'－β)	U（％）
-2.0	91.8
-1.0	90.9
0	90.0
1.0	89.1
2.0	88.2

図－２
圧密度と時間係数の関係
（$\sqrt{T}$目盛り）