

飽和砂層の液状化機構について

京都大学工学部 正員 尾島 勝
建設省土木研究所 正員 ○古賀泰久

1. まえがき 砂質地盤の液状化現象は、耐震設計上重要な問題であるが、その機構は未だ十分に解明されたとはいえない。本研究では、飽和砂層の液状化現象が振動加速度による砂層構造の動的な崩壊であると考えて、その発生・発達過程における内部機構の解明をはかったものである。

2. 理論的考察 飽和砂層の液状化とは、振動時に砂層内の通割間けき水圧 u の急激な増加によって有効応力がゼロになり、砂粒子が懸濁状態（構造崩壊）になることといわれているが、ある点における通割間けき水圧は、その点を含む微小要素の構造が崩壊していることによる水圧と、その要素よりも上部にある砂層要素の構造崩壊による水圧とから成っているため、この両者を区別して考える必要がある。いま Fig. 1 のような簡単な砂層モデルを考え、点 z における要素の構造崩壊による本質的な液状化度と $Le = (1/\lambda)(\partial u/\partial z)$ で表わし、その点よりも上部の砂層の構造崩壊の影響をも含む見かけの液状化度 $La = u/\lambda z$ と区別した。

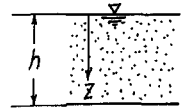


Fig. 1

ところで、砂層はミクロに見れば離散的な粒子から成っており、その粒子の大きさ・形状、接触点の数、接触圧などは不均一であるため、振動加速度がある限界値 ae に達するまでは、粒子は可逆な変形を繰り返すであろうが、この ae を越せば粒子は相互の位置を変えて非可逆な変形を生じ、そのときの加速度に対して安定を保てるような位置に移行しようとする。これを砂粒子構造の動的な励起と呼び、 ae を励起加速度と名づける。 ae は砂の粒子構造が緊密であるほど大きく、したがって粒子間の有効応力、間けき率、粒子の形状・粒度などによって変わる。同一の砂について励起加速度 ae が

$$ae = (\sigma_v - u) \cdot \varphi(\lambda) = (\gamma z - u) \cdot \varphi(\lambda) \quad (1)$$

で表わされると仮定する。ここで、 $\sigma_v - u$ は有効上載圧、 $\varphi(\lambda)$ は間けき率 λ の単調減少関数である。さらに、先に述べた本質的な液状化度 Le の時間的な変化が、作用加速度 a と励起加速度 ae との差に比例すると思われることによって、液状化に対する基本式はつぎのように導かれる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2 \partial t} - \frac{K}{2(1-\lambda)C\gamma_w} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = F(z, t) \quad (2)$$

ここに、 $F(z, t) = R\gamma'(a - ae)/g$, ($a \geq ae$); $F(z, t) = 0$, ($a < ae$) (3) であり、 K は透水係数、 C は砂の圧縮係数、 γ_w は水の単位体積重量である。 R はディメンジョン $[T^{-1}]$ のある定数であり、これを液状化速度係数と呼ぶことにする。

式(3)中の ae は、式(1)によって未知関数 u を含んでいるが、ある微小時間間隔で $\pm t \leq t + \Delta t$ については ae が一定であるとし、式(2)の近似解を求めた。なお境界条件は、砂層表面における圧力条件、砂層底面における速度条件および砂層表面において間けき率 λ が一定であ

ると仮定することにより

$$Z=0: \quad u=0, \quad \partial^2 u / \partial z^2 = 0, \quad Z=h: \quad \partial u / \partial z = 0 \quad (4)$$

である。途中を省略し、解 $u(z, t)$ のみを示せば $t \leq t \leq t + \Delta t$ について、つぎのようである。

$$u(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{h} \left\{ e^{-\lambda_n^2 K (t-\tau)} \int_0^h u(z, \tau) \sin(\lambda_n g z) dz + \frac{1}{\lambda_n^3 g K} (1 - e^{-\lambda_n^2 K (t-\tau)}) \int_0^h F(z, \tau) \cos(\lambda_n g z) dz \right\} \sin(\lambda_n g z) \quad (5)$$

$\lambda_n = \lambda$, $g^2 \equiv 2(1-\lambda)C/\omega$, $\lambda_n = (2n-1)\pi/2gh$ ($n=1, 2, 3, \dots$) である。この式を用いて、微小時間間隔について順次計算を進めることが可能である。

3. 実験的考察 実験装置は、既に報告したものと同じである。試料としては標準砂を用いた。この実験装置では a_c を直接決定することはできないので、 a_c の代りに $\partial^2 u / \partial z^2$ が急変し始めるときの加速度 a_c を用いて考察を進めた。この a_c を変換した a_c^* を用いて $a - a_c$ の代りに $a - a_c^*$ とし $\partial^2 u / \partial z^2$ との関係を調べたところ Fig. 2 のように直線関係が見られた。この直線の勾配は式(3)の R/g と考えられるため、 $R=40 \sim 50 (\text{sec}^{-1})$ と推定される。なお有効上載圧がゼロに近くなれば、Fig. 2 に破線で模式的に示したように R は急速に減少し、加速度場の崩壊作用はなくなる。したがって、 R を Fig. 3 のように想定した。

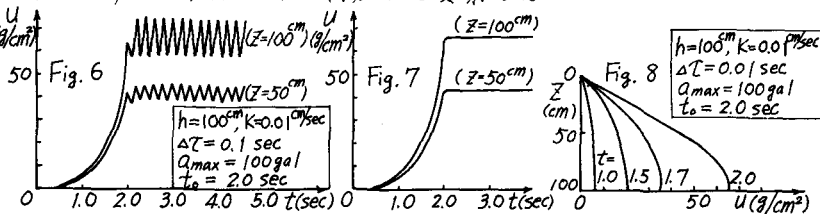
a_c の代りに用いた a_c に対する間引き率入、有効上載圧 σ_v の影響を考察したのが、Fig. 4, 5 である。これらの結果から

$$\varphi(\lambda) = (390 - 880\lambda) \cdot (R^2 Z - U) \quad (6)$$

と推定して、式(5)にもとづいて数値計算を行なった。

4. 数値計算 数値計算においては、時間間隔 Δt のとり方が重要となる。 $\Delta t=0.1$, $\Delta t=0.01/\text{sec}$ とした場合の計算例を Fig. 6, 7 に示した。 Δt があまり大きすぎるとある深さまで液状化すると解が振動し、実際にみられるような性状を与えないことになる。Fig. 8 は Fig. 7 に示した例の鉛直分布の時間的変化を示したものである。これらの結果から、液状化限界加速度が実験値から推定されるものよりやや大きいこと、液状化後の u の減衰時間が実験よりも長い傾向を示すことなどから、実験パラメータの推定にさらに精密さを要求しなければならぬといえる。

なお、説明が十分な点は、講演時に述べることにする。



1) 石原・尾島・古賀・阿部; "飽和砂層の流動化時における間引き水圧性状について"

昭和44年度関西支部年次学術講演会講演概要, 昭和44.5.