

飽和砂層の液状化機構に関する理論的研究

A BASIC STUDY ON LIQUEFACTION MECHANISM
OF SATURATED SAND LAYER尾 島 勝*
By Masaru Ojima

1. ま え が き

地震や爆破などの振動による砂層の液状化現象の研究は、かなり以前から行なわれていたが、わが国では1964年の新潟地震によって、それまで噴砂現象などによって間接的にその存在が認められていた液状化現象が大規模な災害をひき起こすことがわかり、その後、防災上の観点からもこの液状化現象の解明が、構造物の耐震設計上の重要課題となった。

砂質地盤の液状化による被害としては、地盤支持力の低下による構造物などの沈下、広い地域にわたる地盤の移動、土圧の増加と水平方向の滑動に対する抵抗の減少による構造物の変形および破壊、地下埋設構造物の浮上などがある。

構造物を設計・施工する場合、砂質地盤の液状化について問題となるのは、1) 計画地点の地盤が、設計で考慮すべき地震に対して液状化するかどうかであり、その予測方法を確立し、その正確さを増すこと、2) 液状化の可能性が予測される場合には、それに対する防止策を実施し、また液状化が生じても、構造物が安全であるための設計・施工法を確立することである。

このような問題に対し適確な解答を与えるためには、たとえば、作用外力に対し砂地盤がどのような力学過程を経て液状化に至るのか、液状化伝播規模(深さと広がり)や継続時間はどうか、さらには砂粒子の運動や地盤としての支持力はどうかなどという、液状化の発生機構ならびに基本的な性状についての解明が、まず第一に要求されよう。

本研究は、上述の目的のもとに、まずその第一段階として過剰間げき水圧性状に着目し、砂質地盤の液状化機構の解明をはかるとともに、その予測方法に関して考察したものである。すなわち、第2節では本研究に関連す

るこれまでの研究について概説し、第3節では飽和砂層の液状化の程度を過剰間げき水圧によって表わし、液状化の発生および安定化過程を表現できる基本式を誘導してその近似解を示した。さらに第4節ではこの近似解を用いて数値計算を行ない、理論的考察の妥当性を検討した。

2. 液状化に関する従来の研究

わが国では、1964年の新潟地震が砂層の液状化現象に関する研究を広げる契機となった。しかし、それ以前にも、砂層の液状化現象を対象とした研究、あるいは液状化の機構解明に多くの示唆を与える研究が少なくない。

そのうち、最も古いものは、A. Casagrande (1936)による“限界間げき比”の概念の提案¹⁾であり、これはさらに古く1885年 Reynolds が提唱した粒状体の“ダイレイタンシー”の概念²⁾をより詳細に検討したものである。この限界間げき比の概念は、載荷が一方の静的な場合には、飽和砂の挙動に対する有効な規準となりうるが、交番載荷の場合には様相はかなり異なり、地震のような振動載荷に対してただちに適用することは、かなり困難であると考えられる。この限界間げき比の概念を振動時の複合応力状態に拡張することも提案されている³⁾が、まだ有効な展開をみていないといえよう。

つぎに、液状化の発生条件を加速度によってとらえようとする試みがある。この方法における基本的概念は、N. Maslov 等が提案した“限界加速度”の概念^{4),5)}と思われるが、これについて Maslov はつぎのように述べている。すなわち、ゆる詰め飽和砂の振動箱による実験結果によれば、ある水平な境界面より上部の砂層は液状化し、下部の砂層は安定である。これは砂層内の水平加速度の分布が様でなく、上層での砂の加速度が限界加速度を越えるためである。さらに Maslov は、加速度

* 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科

と間げき率の減少速度とを結びつけ、過剰間げき水圧の分布を得ているが、両者の結びつきは必ずしも明確ではなく、間げき率の減少速度を与えなければ計算できない形である。また、Florin も同様の実験を行ない、液状化の継続時間を理論的に与える式を誘導しているが、液状化前後の間げき率変化を既知としなければ計算できないと思われる。

わが国においても、陶浪⁹⁾、土田⁷⁾、谷本⁸⁾等によって振動あるいは衝撃実験が行なわれ、実験装置や実験方法はそれぞれ異なるが、いずれも液状化後の安定化過程の考察に重点が置かれているようである。

また、岡本・伯野は供試体に衝撃力あるいは振動力を与え、そのときの砂粒子間の接触圧の変化を測定して、液状化機構に関する興味深い研究を行なっている⁹⁾。この研究では、表面に特殊な電導インクを焼き付けた電導性の砂を作り、これを適量量砂中に混合し、砂中の応力変化に応じ、砂粒全体としての電気抵抗が変化するという原理を用いて、砂層に衝撃・振動を与えたときの砂粒子の挙動を考察している。

このように従来の研究のいくつかをみても、液状化の発生過程が比較的短時間であり現象把握がかなりむずかしいため、解析としては主として液体化の安定化過程に視点が置かれているものが多いようである。しかし、すでに述べたように、液状化を予測することはきわめて重要であり、液状化の発生過程を解明することが必要である。

液状化領域を予測する一方法として、液状化をせん断破壊と考えると通常の Mohr-Coulomb の式を用い、波動伝播によるせん断応力と抵抗値の比較を行なうという提案がなされている¹⁰⁾が、実際の地盤では、この静的なせん断抵抗値よりもはるかに小さいせん断応力で液状化することも考えられるので、この方法で実験の動的な崩壊機構を十分に説明できるかどうか疑問である。

液状化の発生機構、あるいはその可能性の判定基準を明らかにするためには、コントロールされた応力あるいはひずみ状態での飽和砂の挙動を調べることが必要となる。このような目的から、H.B. Seed は動的三軸圧縮試験法を開発し、地震時の地盤内の応力は、下層基盤からのせん断応力波によるものが卓越すると考え、そのような応力を供試体に作用させ、過剰間げき水圧の逸散は無視できるとして、非排水実験を行なった。そして、液状化の発生に影響する要因について、i) 砂の間げき比が大きくなるにしたがい液状化しやすくなる、ii) 砂に作用する有効拘束圧が大きくなるにしたがって液状化しにくくなる、iii) 周期的応力あるいはひずみが大きいほど液状化の発生に要するサイクル数が減少する、と指摘している¹¹⁾。

また、これらの実験結果を用いて新潟地震における液状化の解析を行ない、液状化の可能性を検討して、実際の被害程度をよく説明できたと述べている¹²⁾。

以上、液状化に関連する研究について略述したが、解析的研究よりも実験的研究が比較的多く、また、解析的研究でも実験によって決定されなければならない要素がかなり多いことがわかる。

これらの実験方法を大別すれば、

- (i) 飽和砂槽に振動あるいは衝撃を与える方法
- (ii) 三軸試験機あるいは単純せん断試験機などを利用し、静止した飽和砂の供試体に繰り返し応力または変位を与える方法

の2種類となる。(i)の方法では、供試体自体が一つの縮小された砂層と考えられ、その応答は深さによって異なるから、砂層全体の挙動を解析するのに有効である。しかし、その応答が、振動台の特性や砂槽の構造(形状・寸法・剛性)などの影響を受けるだけでなく、拘束圧の変更が困難であるという欠点があるため、その定量的結果をそのまま現地に適用することは困難であろう。一方、(ii)の方法では、応力状態を規制できるため、現地条件に近い試験が可能であろう。しかし、実際地盤では単に応力が作用しているのみならず、地盤内の要素が振動していると考えられるが、このことを十分に考慮しているかどうかは疑問である。さらに、この試験法の供試体は、地盤内の一つの要素と考えられるため、実際にはこの要素に隣接する要素との相互作用、あるいは間げき水圧の伝播などの効果を組みこんだ検討がなされねばならない。

したがって、いずれの実験法にも、利点、欠点があり、目的に適した実験方法を選択することが必要であろう。最近、両者の利点を組みこみ、供試体に振動を与えながら応力を作用させるという方法も提案されている¹³⁾。

3. 液状化現象の理論的考察

いわゆる Porous Media に対する解析視点は二つあると考えられる。その一つは、Porous Media を材料力学的な対象としてとらえ、その一つの要素の力学的挙動を解明しようとするものであり、間げき流体の存在は考えるが、その流れをあまり重視しないものである。いま一つは、間げき流体の流れを重視し、Porous Media の変形はほとんどあるいはまったく考えないものである。ところが、この研究の対象とする飽和砂層の液状化現象では、Porous Media の変形を考慮すると同時に、間げき流体の流れを考えることが必要である。

したがって、ここでは、Porous Media が変形する場合の間げき流体の運動と構造骨格の運動とを表わす式を

導いて、流体圧と構造骨格の体積ひずみの関係を表わす式を求め、これをさらに展開して液状化現象を考察しようとするものである。

砂の液状化の機構は、基本的には、乾燥砂・飽和砂を問わず同じであると考えられるが、実際には乾燥砂よりも飽和砂の方がはるかに小さな外力の作用によって液状化する。これは、飽和砂では間げき水の存在によって、見かけ上の外力の強さが増すこと、砂層のある部分の液状化によって発生する間げき水圧が、他の部分へ伝播することによると考えられる。したがって、飽和砂層では有効応力の減少は間げき水圧の増加としてとらえられるから、間げき水圧性状を明らかにすることによって、液状化現象をかなりの程度まで解明できると考えられる。

この研究では、飽和砂層全体としての液状化の発生・安定化過程を解析するために、Fig. 1 のように初期砂層と水深が一致し、砂層表面が水平である簡単な2次元モデルを考え、作用外力としては図に示すような水平振動を考えることにする。

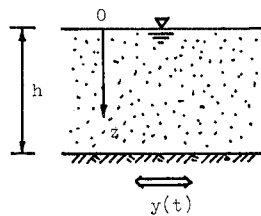


Fig. 1 Idealized Saturated Sand Layer

まず、液状化の基本式の誘導・考察に用いた液状化度、励起加速度について説明する。

(1) 液状化度

液状化時のある点の過剰間げき水圧は、その点を含む要素の構造崩壊による過剰水圧と、その要素より上にある要素の構造崩壊に基づく過剰水圧の伝播分とからなっているため、ある点における液状化の発生あるいはその程度を考察するためには、この両者を区別して考えなければならない。

ある要素が完全に液状化した場合、その要素の鉛直方向の加速度運動を無視すれば、その点における過剰間げき水圧 u はその点における有効上載圧 $r'z$ に等しくなる。したがって、液状化の程度を表わす指標としてつぎの二つを考えることができる。

$$L_a = \frac{u}{r'z} \dots\dots\dots (1)$$

$$L_e = \frac{1}{r'} \frac{\partial u}{\partial z} \dots\dots\dots (2)$$

L_a と L_e は、

$$\begin{aligned} L_a &= \frac{u}{r'z} = \frac{1}{r'z} \int_0^z \frac{\partial u}{\partial z} dz = \frac{1}{r'z} \int_0^z r' L_e dz \\ &= \frac{1}{z} \int_0^z L_e dz = \bar{L}_e \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

の関係にあるから、 L_a はその点より上層の L_e の平均

的な値を表わしていることになる。

過剰間げき水圧 u には、上層からの伝播分も含まれるが、その勾配 $\partial u / \partial z$ をとれば、ある要素自身の構造崩壊に基づく過剰間げき水圧だけの変化を見出すことができる。

したがって、 L_e がその点における要素の本質的な液状化の程度を表わしているのにくらべて、 L_a はその点より上層の液状化の状態を表わしていることになる。すなわち、ある要素が完全に液状化していれば $L_e=1$ であり、その要素に上層の液状化による過剰間げき水圧が伝播していても、その要素自体の構造崩壊がないならば $L_e=0$ である。一方、その点より上部のすべての砂層が完全に液状化しているときには $L_a=1$ であり、砂層がまったく液状化していないときは $L_a=0$ である。

したがって、地盤支持力などの問題に対しては、 L_a を用いて考察できるであろうが、液状化現象の機構を考察する場合には、 L_e を用いなければならないと考える。この L_a, L_e をそれぞれ、見かけの液状化度、本質的な液状化度と呼ぶことにする。

(2) 励起加速度の概念

力学媒体としての砂は、構成粒子の大きさのレベルという意味でのミクロな見方にたてば離散的であり、粒子の大きさ、接触点の数、接触圧などが非常に不均一であることは明らかである。したがって、砂粒子の集合体 (Mass) が加速度場におかれた場合、マクロには一様な加速度分布をしていると考えられても、個々の粒子についてみれば必ずしもそうではない。したがって、加速度が振動的な場合、その最大値がある限界値 a_e に達するまでは、砂粒子は可逆な変形を繰り返すであろうが、この a_e 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 a_e を励起加速度と名づける。換言すれば、励起とは各粒子間の接触圧のこきざみでランダムな変動の始まりである。励起加速度 a_e は砂粒子構造のマクロな微小要素についての平均的な値であり、砂粒子間の有効応力、間げき率 (密度)、砂粒子の形状・粗度などによって変わると考えられる。 a_e は粒子構造が緊密であるほど大きく、緊密度は有効応力が大きいほど大きいと考えられるから、つぎのように仮定する。

$$a_e = (\sigma_v - u) \varphi(\lambda) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 σ_v は有効上載圧、したがって $(\sigma_v - u)$ は過剰間げき水圧が u であるときの有効上載圧である。また、 $\varphi(\lambda)$ は間げき率 λ の関数であり、間げき率の減少、すなわち密度の増大に伴って増大すると考えられる。

加速度が励起加速度を越えて砂粒子間のある接触点における接触圧が減少すれば、その分は他の粒子間接触圧の増加あるいは間げき水圧の増加に転化されるが、間げき水圧が増加すればその圧力勾配にしたがって間げき水は流出し、それとともに過剰間げき水圧は逸散しようとする。過剰間げき水圧が逸散すれば、砂粒子構造の緊密度は増し、励起はそれだけ低下するが、漸次加速度が増大して励起の速度が増大し、過剰間げき水圧の逸散速度、すなわち、安定化速度よりも大きくなれば、砂粒子構造は不安定状態に移行し、ついには完全な崩壊に至ることになる。このような過程において、砂粒子構造が不安定状態に移行する直前に崩壊速度と安定化速度が動的な平衡を保つときの加速度を a_c とする。励起加速度 a_e と a_c との関係については後に詳述する。

(3) 液状化の基本式

以下に述べる理論は、砂の構造骨格と間げき流体からなる二相系において、流速・圧力・密度などを間げき内で定義するミクロな見方と、間げきおよび構造骨格を含む領域で定義するマクロな見方を基本とし、このミクロ量とマクロ量との関係を明らかにして理論展開のあいまいさをとり除いた吉田の考え方⁴⁾をさらに発展させたものである。

間げき流体の連続の式は、間げきの変形ならびに間げき流体の圧縮性を考慮してつぎのように導かれる。

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + (\bar{v}_l \cdot r) \lambda + \lambda r \cdot \bar{v}_l + \beta \lambda \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 r はベクトル演算子、 t は時間、 λ は間げき率、 β は間げき流体の圧縮率、 \bar{v}_l は間げき流体の流速、 \bar{p} は流体圧を表わし、 $-$ はマクロ量であることを意味する。

また、間げき流体の運動の式は、

$$\int_V \bar{\rho}_l \lambda \frac{\partial \bar{v}_l}{\partial t} dV = \int_V \bar{\rho}_l \lambda g dV - \int_V r(\bar{p} \lambda) dV + \int_{S_N} \left(\mu \frac{\partial v_l}{\partial n} - n p \right) ds \dots\dots\dots (6)$$

と表わされる。ここに、 ρ_l は間げき流体の密度、 g は重力加速度ベクトル、 μ は間げき流体の粘性係数、 n は単位法線ベクトルを表わす。また、積分領域は空間に固定された一つの任意の閉曲面を S 、それによって囲まれる閉領域を V としている。したがって S_N は閉曲面 S 内の固体部分の総面積を意味する。

上式の右辺第3項は、閉領域 V 内の流体が V 内にある固体部分から受ける粘性抵抗と圧力抵抗との和であり、固体部分が流体と同様な意味でのマクロな速度 $V_s \equiv (1-\lambda)\bar{v}_s$ で運動するときには、流体との相対速度 $-(V_l - V_s) \equiv -\{\lambda \bar{v}_l - (1-\lambda)\bar{v}_s\}$ 方向に働く力であると考えられる。そこで、単位体積の流体が構造骨格から受

ける抵抗力密度 D を、

$$D = \frac{1}{\lambda \delta V} \int_{\delta S_N} \left(\mu \frac{\partial v_l}{\partial n} - n p \right) ds$$

と定義¹⁵⁾し、この D を上述の相対速度のべき級数に展開してその第2項以下を省略すれば、

$$D = -\frac{\bar{\rho}_l g}{K} \frac{\lambda \bar{v}_l - (1-\lambda)\bar{v}_s}{\lambda}$$

となるから、これを式(6)に代入して

$$\frac{\partial \bar{v}_l}{\partial t} = g - \frac{1}{\bar{\rho}_l \lambda} r(\bar{p} \lambda) - \frac{g}{\lambda K} \{\lambda \bar{v}_l - (1-\lambda)\bar{v}_s\} \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここに、 K は透水係数を表わす。

すなわち、構造骨格の運動がある場合の間げき流体の運動方程式が得られたことになる。

一方、構造骨格の運動は体積ひずみとして表現できる。いま、固体部分の圧縮性を無視すれば、単位時間の構造骨格の体積ひずみ $d e$ は、単位時間の間げき率変化 $d \lambda$ と $d e = d \delta V / \delta V = d \lambda / (1-\lambda)$ なる関係があるから

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial t} \dots\dots\dots (8)$$

となる。

式(5)、(7)、(8)から流体圧 \bar{p} と構造骨格の体積ひずみ e との関係式を導けばつぎのようになる。

$$r^2 \bar{p} - \bar{\rho}_w \beta \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial t^2} - \frac{g}{K} \bar{\rho}_w \beta \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = \bar{\rho}_w \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} + \bar{\rho}_w g \frac{2(1-\lambda)}{K \lambda} \frac{\partial e}{\partial t} \dots\dots\dots (9)$$

式中の流体圧 \bar{p} は、間げき動水圧 p_d と過剰間げき水圧 u の和である。また、 $\bar{\rho}_w$ はマクロな意味での水の密度である。

ここで動水圧 p_d について考察しておかなければならない。Fig. 2 に示すような飽和砂層を考えれば、砂層深さ z における有効上載圧 $\sigma_v(z, t)$

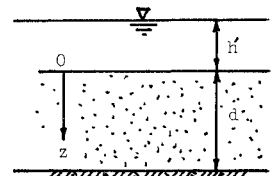


Fig. 2 Idealized Saturated Sand Layer with Over Head h'

は、

$$\sigma_v(z, t) = r_b z + r_w h' - r_w (h' + z) + p_d = r' z + p_d \dots\dots\dots (10)$$

となり、その点 z より上方の砂層の水中重量 $r' z$ から動水圧 p_d だけ変動することになる。式中の r_b 、 r_w 、 r' はそれぞれ、砂のみかけの単位体積重量、水の単位体積重量、砂の水中単位体積重量である。

有効応力 $\sigma'(z, t)$ は、 $\sigma'(z, t) = \sigma_v(z, t) - u(z, t) = r' z + p_d(z, t) - u(z, t)$ で表わされるから、動水圧 p_d の液状化機構への影響は、有効上載圧の変化として表われ、したがって有効応力の変化となって表われることになる。

p_d は外力の振動周期と同じ周期で変動する交番水圧であるが、一般にはその絶対値は水深に比例すると考えてよいから、

$$p_d(z, t) \cong F(t) \sin \frac{\pi(h'+z)}{2(h'+d)} \dots\dots\dots(11)$$

と近似すれば、動水圧勾配は

$$\frac{\partial p_d(z, t)}{\partial z} = F(t) \frac{\pi}{2(h'+d)} \cos \frac{\pi(h'+z)}{2(h'+d)} \dots\dots\dots(12)$$

となり、深さとともに減少する。したがって、動水圧の影響を相対的に一番強く受けるのは砂層表面近傍ということになる。すなわち、極端な例として砂層厚 d が小さく、上部水深 h' が大きい場合には、有効応力 σ' は p_d の変化によって大きく左右されることになる。ところが、相対的に d が h より十分に大きい通常の場合には、砂層表面近傍を除いて $r'z \gg |p_d|$ であるから、 $\sigma_v(z, t)$ あるいは $\sigma'_v(z, t)$ の変化に対する p_d の影響を無視することができる。換言すれば、 p_d の変化は、構造骨格の変形・体積ひずみには関与しないとみなしうるから、液状化機構にも直接的には関与しないと考えてよい。

以上の考察のもとに式(9)を間げき動水圧 p_d と過剰間げき水圧 u に関するものに分ければ、それぞれつぎの式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} r^2 p_d - \rho_w \beta \frac{\partial^2 p_d}{\partial t^2} - \frac{g}{K} \bar{\rho}_w \beta \frac{\partial p_d}{\partial t} &= 0 \\ r^2 u - \bar{\rho}_w \beta \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{g}{K} \bar{\rho}_w \beta \frac{\partial u}{\partial t} \\ &= \bar{\rho}_w \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} + \bar{\rho}_w g \frac{2(1-\lambda)}{K\lambda} \frac{\partial e}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots\dots(13)$$

式(13)を適当な境界条件・初期条件のもとに解けば、 p_d, u についての解が得られることになる。ここでは、液状化の機構の解明を目的としているため、過剰間げき水圧 u と体積ひずみ e の関係をさらに検討する。

砂層に作用する加速度振幅 a とその振動に対する応答量である砂層要素の過剰間げき水圧 u 、有効応力 σ'_v 、体積ひずみ e (沈下量 S)、さらに(2)で説明した励起加速度 a_e の時間変化を模式的に示したのが Fig. 3 である。この概念図は実験的考察をも考慮して想定したものである¹⁹⁾。

この図を簡単に説明すればつぎのようである。

作用外力の加速度 a は時刻 t_p まで直線的に増大し、以後は加速度振幅 a_{max} の一定加速度とする。このとき、過剰間げき水圧 u は、時刻 t_1 で発生し t_2 で最大値に達し t_3 を経て t_4 で消滅する。また、 u と表裏の関係にある有効応力 σ'_v は、時刻 t_1 から減少し始め、 t_2 でゼロになり以後 u の減少とともに増大し t_3 を経て t_4 でもとに復する。沈下量は砂層全体の体積ひずみの集

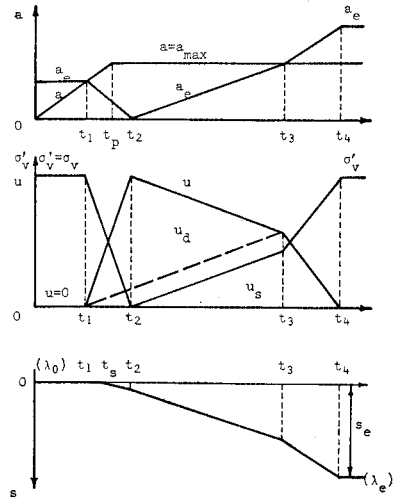


Fig. 3 Explanation of Response of Excess Pore Water Pressure, Effective Stress, Porosity and Acceleration when Sand Grains are Excitation

積量であり平均量ではあるが、その性状は図に示すとおり、ある時刻 t_s まではほとんど沈下は起こらず t_s から t_2 までの沈下量もわずかであり、以後 u の減少とともに沈下量は増大し t_3 を経て t_4 で沈下は終了する。また、励起加速度 a_e は式(4)で仮定したように u および間げき率 λ に関係するから、時刻 t_1 から減少し始め t_2 でゼロになり以後増大し、ある時刻 t_3 で $a=a_e$ となりその後も時刻 t_4 までは増大することになる。

液状化過程を u が発生しそれが消滅する区間 $[t_1 \sim t_4]$ と考えるが、 u の変化はいわゆる有効応力の変化をもたらす。ところが、それが体積ひずみと常に直接的に結びついていると考えると、 u の発生過程あるいは液状化初期における沈下(体積ひずみ)の性状を明解に説明できなくなる。これを説明するためには、いわゆるダイレイタンスーの効果を導入しなければならない。すなわち、 $[t_1 \sim t_2]$ では有効応力が減少するために砂粒子はゆるもうとするが、一方 u の発生による圧力勾配にしたがって間げき水も流出し砂層は収縮しようとする。 $[t_1 \sim t_s]$ では、ダイレイタンスー効果と間げき水の流出による収縮量とがバランスしており、 $[t_s \sim t_2]$ では、ダイレイタンスー効果よりも間げき水の流出による収縮量がわずかに大きいと考えられる。このように説明できる性状をここでは過剰間げき水圧 u を仮想的につぎの二つの性質をもつ成分に分けて説明しようとするものである。すなわち、体積ひずみに関係しその変化が静的な場合と同様の応力・ひずみ関係を満足するとする u_s と、体積ひずみには関与しないと u_d とに分け、過剰間げき水圧 u を、

$$u = u_s + u_d \dots\dots\dots(14)$$

で表わす。したがって、ダイレイタンスー効果による u の変化はこの u_d に含まれるものとする。図中の破線はここで仮定した u_s と u_d の相対的な大きさを示すものであり、 $[t_1 \sim t_2]$ では、 u_s, u_d とともに存在するが時刻 t_3 以後は u_s のみになる。

有効応力と体積ひずみの間の静的な関係を動的な場合にも拡大して考えれば、式 (14) の仮定から、

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -m_v \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_v - u_s) \dots\dots\dots (15)$$

となる。ここに m_v は砂層の圧縮係数であり、 $[M^{-1}L^2]$ の次元を持つ。

すでに述べたように、 σ_v には動水圧 p_d を含んでいるから、厳密には p_d の影響をも考慮しなければならないが、基本式を分離したときに考察したとおり、体積ひずみには関与しないものとするれば、

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} &\doteq m_v \frac{\partial u_s}{\partial t} = m_v \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial u_d}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} &\doteq m_v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_d}{\partial t^2} \right) \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

と表わすことができる。

一方、砂層の構造崩壊は、本質的には非排水条件のもとに起こると考えられるから、ある要素の動的な崩壊に基づく過剰間げき水圧は u_s ではなく u_d で表わされる。したがって、その要素の u_d による崩壊度 (液状化度) は (2) で定義したように、

$$L_{ed} = \frac{1}{r'} \frac{\partial u_d}{\partial z} \dots\dots\dots (17)$$

で表わされる。

ここで、作用外力と砂層状態とを関係づけるために、つぎのような仮定をおく。

$$\frac{\partial L_{ed}}{\partial t} \propto a - a_e \dots\dots\dots (18)$$

すなわち、 L_{ed} の δt 時間内の変化 δL_{ed} が作用加速度 a と励起加速度 a_e との差に比例すると考えるものであり、この関係は、すでにいくつかの実験結果からも推定できる。

式 (17)、(18) から、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u_d}{\partial z \partial t} &= R r' \frac{a - a_e}{g}, \quad a \geq a_e \\ &= 0, \quad a < a_e \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

となる。ここに比例定数 R は $[T^{-1}]$ の次元をもつ実験定数であり、これを崩壊速度係数あるいは液状化速度係数と名づける。ただし、この値は、 $a < a_e$ では明らかにゼロであり、また完全液状化の状態においてもゼロである。

いま、式 (16) を式 (13) に代入し、鉛直 z 方向のみを考えれば、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{C^2} \left(1 + \frac{m_v}{\beta} \frac{1-\lambda}{\lambda} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ - \frac{g}{K} \frac{1}{C^2} \left(1 + \frac{m_v}{\beta} \frac{2(1-\lambda)}{\lambda} \right) \frac{\partial u}{\partial t} \\ = - \frac{1}{C^2} \frac{m_v}{\beta} \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\partial^2 u_d}{\partial t^2} \\ - \frac{g}{K} \frac{1}{C^2} \frac{m_v}{\beta} \frac{2(1-\lambda)}{\lambda} \frac{\partial u_d}{\partial t} \end{aligned}$$

となる。ここに、 $C \equiv \sqrt{\rho \omega \beta}$ であり、水中での音の伝播速度である。

ここで、 u の時間的変化を考慮すれば、 $\partial^2 u / \partial t^2, \partial^2 u_d / \partial t^2$ を微小項として無視しても、上式のもつ一般性は失なわれない。そしてさらに上式を z で微分し、式 (19) の関係を考慮して整理すれば、近似的につぎの式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z} - \frac{1}{K} \frac{1}{C^2} \left(1 + \frac{m_v}{\beta} \frac{2(1-\lambda)}{\lambda} \right) \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} \\ = \frac{\frac{m_v}{\beta} \frac{2(1-\lambda)}{\lambda}}{\left(1 + \frac{m_v}{\beta} \frac{2(1-\lambda)}{\lambda} \right)} R r' \frac{a - a_e}{g}, \quad a \geq a_e \\ = 0, \quad a < a_e \end{aligned} \dots\dots\dots (20)$$

さらに、 $q = (m_v / \beta) (2(1-\lambda)) / \lambda + 1, \kappa^2 = KC^2 / gq$ とおけば、式 (20) はつぎのように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z} - \kappa^2 \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} = \frac{q-1}{q} \cdot R r' \frac{a - a_e}{g}, \quad a \geq a_e \\ = 0, \quad a < a_e \end{aligned} \dots\dots\dots (21)$$

ここに求めた式 (21) および a_e を与える式 (4) が、液状化現象を表わす基本式となる。

(4) 基本式の近似解法

式 (21) は、過剰間げき水圧勾配 $\partial u / \partial z$ に関する熱伝導型あるいは拡散型の微分方程式である。そこで、 $\partial u / \partial z = U$ とおいて、式 (21) を書き改めると、

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \kappa^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = F(z, t) \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

$$\begin{aligned} F(z, t) = \frac{q-1}{q} \frac{R r'}{g} \{ a(z, t) \\ - (r' z - u(z, t)) \varphi(\lambda(z, t)) \}, \quad a \geq a_e \\ = 0, \quad a < a_e \end{aligned} \dots\dots\dots (23)$$

となる。したがって、式 (22) を解くことは、固有関数系によって強制振動を表現する方法に帰着できるが、式 (23) の適用限界である $a = a_e$ なる境界が時間的に変化するために、その境界で有意かつ十分な条件を与え

ることが困難であることなどから、つぎのような方法で近似解を求める。

すなわち、 $\tau \leq t \leq \tau + \Delta\tau$ の微小時間間隔 $\Delta\tau$ については、 λ, a_e, a として $t = \tau$ における値を用いることにすれば、 $\tau \leq t \leq \tau + \Delta\tau$ において、

$$F(z, t) \equiv F(z, \tau) = \left. \begin{aligned} & \frac{q_c - 1}{q_c} \frac{Rr'}{g} \{a(z, \tau)\} \\ & - (r'z - u(z, \tau))\varphi(\lambda(z, \tau)) \}, \quad a \geq a_e \\ & = 0, \quad \dots, \quad a < a_e \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (24)$$

であり、式 (22) は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \kappa_r^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = F(z, \tau) \dots \dots \dots (25)$$

となる。したがって境界条件・初期条件、

$$\frac{\partial U}{\partial z}(0, t) = 0 \dots \dots \dots (26)$$

$$U(h, t) = 0 \dots \dots \dots (27)$$

$$U(z, t) = U(z, \tau) \dots \dots \dots (28)$$

のもとでの式 (25) の解 $U(z, t)$ から $U(z, \tau + \Delta\tau), u(z, \tau + \Delta\tau)$ を求め、これをつぎの時間間隔 $\tau + \Delta\tau \leq t \leq \tau + 2\Delta\tau$ の初期値とする。このようにして順次各時間間隔ごとの解を接続していけば、液状化の全過程における過剰間げき水圧を求めることができる。

偏微分方程式 (25) を式 (26), (27), (28) の条件のもとに解くことは、すでに述べたように固有関数系による展開に帰着されるから、 $U(z, t), u(z, t)$ を求める過程を簡単に示せばつぎのようである。

U が $U(z, t) = Z(z) \cdot T(t)$ の形で表わされるものとして、 z に関する固有関数、固有値を求めれば、

$$Z_n(z) = \cos \nu_n z, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \dots \dots (29)$$

ここに、

$$\nu_n = (2n-1)\pi/2h \dots \dots \dots (30)$$

この固有関数 $Z_n(z)$ を用いると、 $U(z, t), F(z, \tau)$ をつぎのように展開できる。

$$U(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n(t) \cos \nu_n z \dots \dots \dots (31)$$

$$F(z, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(\tau) \cos \nu_n z \dots \dots \dots (32)$$

ここに $\psi_n(\tau)$ は、フーリエ展開係数として、

$$\psi_n(\tau) = \frac{2}{h} \int_0^h F(z, \tau) \cos \nu_n z dz$$

で与えられる。式 (31), (32) を式 (25) に代入し、固有関数 $\cos \nu_n z$ の直交性を用いれば、 $\phi_n(t)$ として

$$\phi_n(t) = C_1 e^{-\kappa_r^2 \nu_n^2 t} + \frac{1}{\kappa_r^2 \nu_n^2} \psi_n(\tau)$$

を得る。したがって、これを式 (31) に代入し、式 (28) の初期条件を用いることによって、定数 C_1 が決定される。このようにして求めた解は、

$$U(z, t) = \frac{2}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \left[e^{-\kappa_r^2 \nu_n^2 (t-\tau)} \int_0^h U(z, \tau) \cos \nu_n z dz + \frac{1}{\kappa_r^2 \nu_n^2} (1 - e^{-\kappa_r^2 \nu_n^2 (t-\tau)}) \int_0^h F(z, \tau) \cdot \cos \nu_n z dz \right] \cos \nu_n z \dots \dots \dots (33)$$

つぎに、 $u(z, t) = \int U(z, t) dz$ であるから、 $z=0$ で の条件を考慮して $u(z, t)$ はつぎのようになる。

$$u(z, t) = \frac{2}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \left[e^{-\kappa_r^2 \nu_n^2 (t-\tau)} \int_0^h u(z, \tau) \sin \nu_n z dz + \frac{1}{\kappa_r^2 \nu_n^3} (1 - e^{-\kappa_r^2 \nu_n^2 (t-\tau)}) \int_0^h F(z, \tau) \cos \nu_n z dz \right] \times \sin \nu_n z \dots \dots \dots (34)$$

式 (34) の右辺第 1 項は、過剰間げき水圧 u の逸散・減少効果を表わし、第 2 項は、 $F(z, \tau)$ が式 (24) で与えられることから $a \geq a_e$ が成立する場合の u の生成・増大効果を表わすものである。すなわち、形式的には、式 (14) で仮定した u_s, u_d がそれぞれ第 1 項、第 2 項に相当するものと考えられる。したがって、これらの大小関係によって、砂層の液状化がさらに拡大する方向に向うか、安定化の方向に移行するかが決定される。

たとえば、外力の振動加速度 a が増大し、励起加速度 a_e よりも大きくなり、式 (34) の第 1 項の効果よりも第 2 項の効果の方が常に大きいならば u は増大し、液状化は進行する。しかし、 u がある値になれば、その水圧勾配にしたがって間げき水の流出が生じ、間げき率が減少する。その結果、 a_e が増大し第 2 項で表わされる効果が減少し、第 1 項の効果の方が大きくなれば、いったん液状化した砂層も再び安定化することになる。

式 (34) の定性的な説明は、大略以上のようになされるが、これらの式を用いた具体的な計算方法および計算例は次節で述べる。

(5) 励起加速度 a_e と a_c の関係

すでに (2) で述べたように、 a_e は各粒子間の接触圧のこきざみでランダムな変動が始まる加速度であり、 a_c は砂層構造が不安定な状態に移行する直前において、液状化速度と安定化速度が動的な平衡を保つときの加速度である。したがって、限界状態においては液状化速度と安定化速度が等しいことから $\partial^2 u / \partial t \partial z = 0$ が成立している。このときの諸量に添字 c をつけて表わせば、式 (21) の関係から、

$$a_c = a_{ec} - \frac{q}{q-1} \frac{g}{Rr'} \kappa_c^2 \left[\frac{\partial^3 u}{\partial z^3} \right]_c = a_{ec} - \frac{KC^2}{\frac{m_v}{\beta} 2(1-\lambda_c) Rr' \lambda_c} \left[\frac{\partial^3 u}{\partial z^3} \right]_c \dots \dots (35)$$

となる。ところが、 $\partial^3 u / \partial z^3 < 0$ であるから、 a_c は a_{ec} よりも大きく、 u の大きさのみならずその分布形状にも

左右されることがわかる。また、砂層の物理的特性としての透水係数 K が小さいならば、 a_c は小さくなることがわかる。

(6) 液状化領域の伝播

通常液状化は砂層の上層から下層へと進み、逆に下層から上層へと安定化していくといわれている。Florin は液状化領域と安定化領域の境界は明確であるとして、その安定化速度を求めているが¹⁷⁾、われわれはこれらの領域の境界は明確ではなく、いわゆる遷移領域があるとして(1)で述べたような液状化度を定義し、Fig. 4 のような概念図を示した。

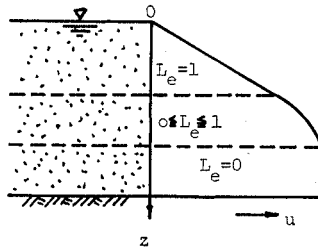


Fig. 4 Explanation of Degree of Liquefaction

いま、本質的な液状化度 $L_e = \alpha$ ($0 < \alpha \leq 1$) なる位置の移動速度を求め、液状化の進行ならびに安定化を定量的に把握する方法を検討しよう。

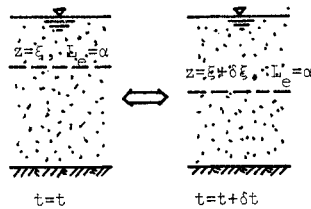


Fig. 5 Propagation of Liquefied Sand Layer

Fig. 5 のように、 $L_e = \alpha$ なる位置を $t = t$ において、 $z = \xi$ 、 $t = t + \delta t$ において $z = \xi + \delta \xi$ とすると、次式が成り立つ。

$$L_e(\xi, t) = \frac{1}{r'} \frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) = \alpha \dots \dots \dots (36)$$

$$L_e(\xi + \delta \xi, t + \delta t) = \frac{1}{r'} \frac{\partial u}{\partial z}(\xi + \delta \xi, t + \delta t) = \alpha \dots \dots \dots (37)$$

式(37)を Taylor 展開し、高次の微小項を無視すれば、

$$\frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t)\delta \xi + \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}(\xi, t)\delta t = r'\alpha$$

これに式(36)の関係を入すれば、

$$\frac{\delta \xi}{\delta t} = - \frac{\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z}(\xi, t)}{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(\xi, t)} = - \frac{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) \right)}{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z}(\xi, t) \right)} \dots \dots \dots (38)$$

となる。ところで、水圧勾配 $\partial u(\xi, t)/\partial z$ は、余弦曲線で与えられるから、 $\frac{\partial}{\partial z}(\partial u(\xi, t)/\partial z)$ は負、分子の $\frac{\partial}{\partial t}(\partial u(\xi, t)/\partial z)$ は液状化が進行している場合には正、安定化に向っているときには負であるから、液状化

の進行、安定化過程における液状化領域の伝播速度が $\delta \xi / \delta t \geq 0$ によって与えられることになる。

このような考え方を発展させれば、 $\partial u / \partial z$ が式(33)のように与えられることから、液状化の予測を行なうと考えられるが、具体的には式中に導入される定数の決定など詳細な実験に依存しなければならないところが多く、今後の課題にしておく。

4. 数値計算例とその考察

(1) 近似解の計算方法

液状化を表現する近似解は、式(34)のように導かれたが、この式は $\tau \leq t \leq \tau + \Delta \tau$ について成立し、 $t = \tau$ における u および F の初期値 $u(z, \tau)$ 、 $F(z, \tau)$ が既知の場合に計算を遂行することができる。したがって、まず最初の時間間隔における初期値を与える必要があるが、 $t = \tau = 0$ のとき、 $u(z, 0) = 0$ は明らかであり、また地盤の加速度運動が $\tau = 0$ から始まるものとするれば、 $F(z, 0) = 0$ としてよい。

つぎに、 $\tau \leq t \leq \tau + \Delta \tau$ からつぎの時間間隔 $\tau + \Delta \tau \leq t \leq \tau + 2\Delta \tau$ に移るためには、 $u(z, \tau + \Delta \tau)$ および $F(z, \tau + \Delta \tau)$ の値が既知でなければならない。 $u(z, \tau + \Delta \tau)$ は式(34)において $t = \tau + \Delta \tau$ として求まるが、 $F(z, \tau + \Delta \tau)$ は式(23)によって与えられているから、式中の $a(z, t)$ 、 $u(z, t)$ には $a(z, \tau + \Delta \tau)$ 、 $u(z, \tau + \Delta \tau)$ を代入すればよい。さらに $\lambda(z, t)$ については、 $\Delta \tau$ が十分小さければ、

$$\lambda(z, \tau + \Delta \tau) = \lambda(z, \tau) + \frac{\partial \lambda}{\partial t}(z, \tau) \Delta \tau$$

であり、式(8)と式(13)の第2式の関係から $\partial \lambda / \partial t \equiv K \lambda / 2 r_\omega \cdot \partial^2 u / \partial z^2 - \lambda \beta / 2 \cdot \partial u / \partial t$ となるから、

$$\lambda(z, \tau + \Delta \tau) = \lambda(z, \tau) \left[1 + \frac{K}{2 r_\omega} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(z, \tau) \Delta \tau - \frac{\beta}{2} \frac{\partial u}{\partial t}(z, \tau) \Delta \tau \right] \dots \dots \dots (39)$$

となり、 $t = \tau + \Delta \tau$ における λ を決定することができる。したがって、 $F(z, \tau + \Delta \tau)$ も決定できる。この手順を順次進めることによって $u(z, t)$ の変化を求めることができる。加速度 $a(z, t)$ は、基盤に伝播する地動が与えられれば、各深さでの値を算定できるが、ここでは簡単のために深さ方向 z に関して一定であると仮定し次式で与えた。

$$a(z, t) = \begin{cases} a_{\max} \frac{t}{t_p}, & 0 \leq t \leq t_p \\ a_{\max}, & t_p \leq t \end{cases} \dots \dots \dots (40)$$

これは初期に急激に増大する地動あるいは振動台加速度を Fig. 6 のように模式化したことになる。すなわ

ち、 t_0 , a_{max} の値を適宜変えることによって、種々の作用外力特性を表わすことができる。

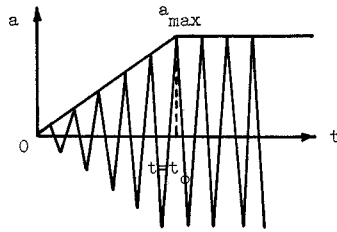


Fig. 6 Assumption of Acceleration

励起加速度 a_e は、砂層の種類によって異なると考

えられるが、ここではわれわれが標準砂について行なった実験の結果¹⁸⁾から推定された値を若干修正し、

$$a_e = (390 - 880 \lambda) \cdot (r'z - u) \dots \dots \dots (41)$$

とおいた。なお、この式は加速度単位を gal とした場合である。

液状化速度係数 R も砂の種類によってかなり異なると思われるが、ここでは、同じ標準砂についての実験結果から推定された値 $R=50$ をとった。ただ完全液状化に近い状態になれば加速度場の構造崩壊作用が急速に低下するため、 R を常に一定とすることはできないが、完全液状化に近い状態での R の性状を解明できなかったため、ここでは、

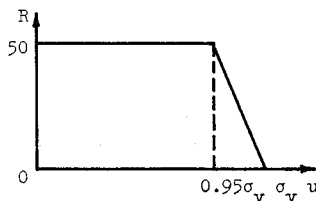


Fig. 7 Assumption of R-Value

Fig. 7 に示すような R の変化を仮定することにした。

つぎに、計算の精度に関して重要な影響を与えると

考えられるものは、時間間隔 Δt のとり方、座標 z を定める砂層厚 h の分割数、積分の計算方法および無限級数を有限項で打ち切ることなどである。

Δt のとり方は、誤差が累積してくること、後述するが、解が振動することなどの理由により最も重要であると考えられるが、電子計算機の容量によっても限度がある。したがって、 Δt のとり方としては試行錯誤的に行なった。また、座標 z は砂層厚 h を 50 等分し、積分計算にはこの分点の値を用いた Simpson 公式にしたがった。級数項は 20 項までをとり計算した。なお、この数値計算には京都大学大型計算センター FACOM-230-60 を用いた。

(2) 計算結果およびその考察

Fig. 8~Fig. 10 は、時間間隔 Δt のとり方について比較検討を行なったものである。したがって、 Δt 以外の因子、すなわち砂層厚 h 、透水係数 K 、最大加速度 a_{max} 、最大加速度に達する時刻 t_0 などは図中に示したとおり同じである。これらの条件の下では、いずれのケ

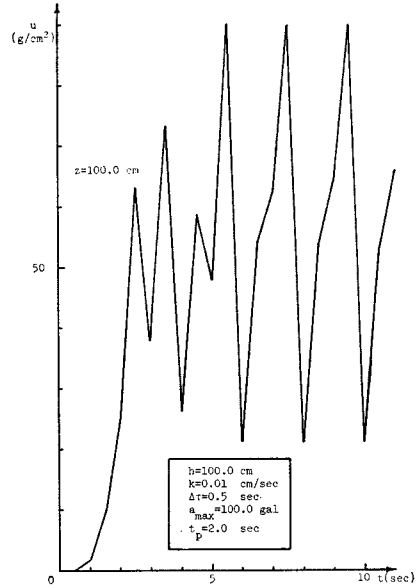


Fig. 8 Time Distribution of Excess Pore Water Pressure at Bottom ($\Delta t=0.5$ sec)

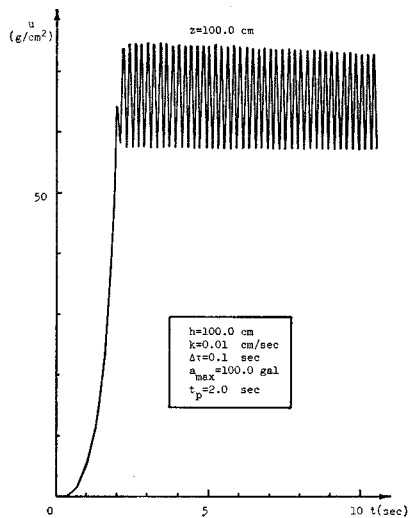


Fig. 9 Time Distribution of Excess Pore Water Pressure at Bottom ($\Delta t=0.1$ sec)

ースでもある深さまでは完全液状化したと考えられるが、 $\Delta t=0.5, 0.1$ sec とした場合には、Fig. 8, 9 にみられるように、過剰間げき水圧 u は振動しながらゆるやかに減少し始め、実際にみられるような滑らかな変化を示さない。この理由としては、ある深さまで完全液状化の状態になればその深さまでの R はゼロとなって、式 (34) における $F(z, \tau)$ がゼロになり第 1 項の逸散効果が卓越するため u は急激に減少し、また u がいったん減少すれば R が再びある値を持ち F を含む第 2 項

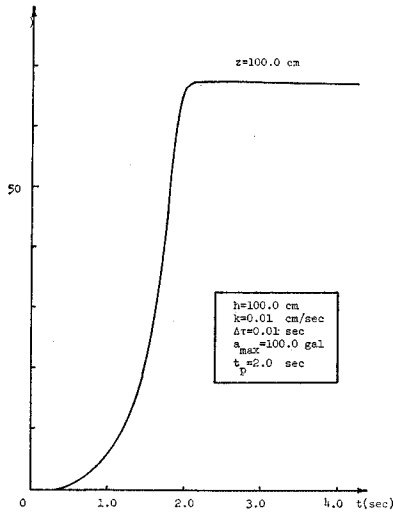


Fig. 10 Time Distribution of Excess Pore Water Pressure at Bottom ($\Delta\tau=0.01$ sec)

の効果が表われるため、 u が増加するという過程を繰り返すためであると考えられる。この u の振動振幅は $\Delta\tau$ を小さくするほど小さくなり、 $\Delta\tau=0.01$ sec とすれば Fig. 10 のように滑らかな変化を示すようになる。

これらの図から、過剰間げき水圧が最大値に達するまでの時間は、 $\Delta\tau$ のとり方にはほとんど影響されないことがわかる。

すでに示した Fig. 10 は、透水係数 $K=0.01$ cm/sec、最大加速度 $a_{max}=100$ gal の場合であるが、 $K=0.1$ cm/sec、 $a_{max}=150$ gal の場合の計算結果を示したものが Fig. 11 である。Fig. 10 にくらべて最大加速度を大きく与えたにもかかわらず u の値はあまり大きくならず、したがって液状化の程度は小さい。しかも、 u はピー

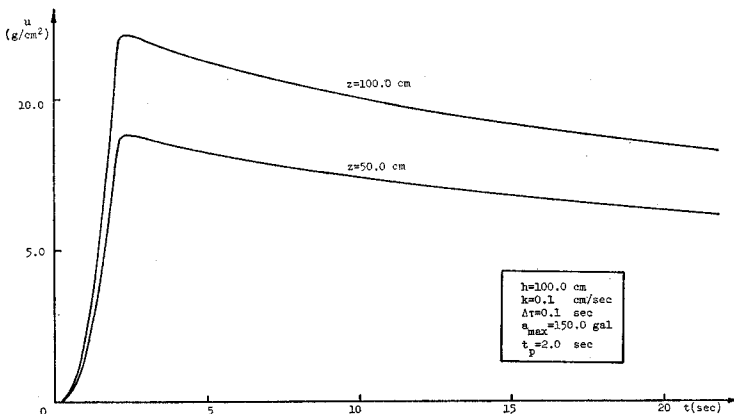


Fig. 11 Time Distribution of Excess Pore Water Pressure at Poor Liquefaction

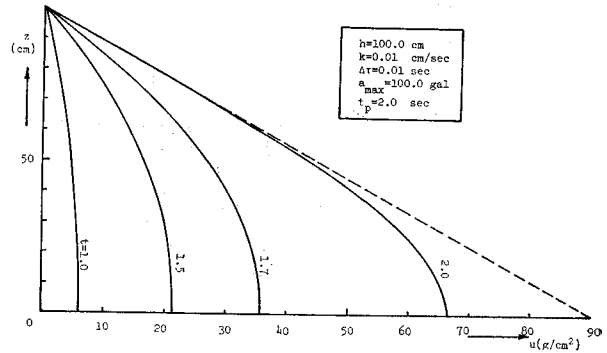


Fig. 12 Vertical Distribution of Excess Pore Water Pressure (Fig. 10)

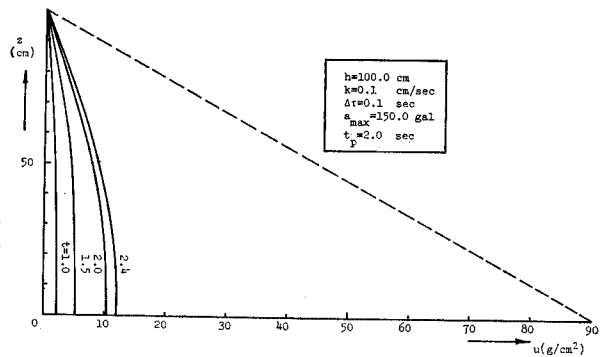


Fig. 13 Vertical Distribution of Excess Pore Water Pressure (Fig. 11)

ク到達後すぐに減少しつつあり、液状化が安定化過程にあることがわかる。したがって、液状化の機構に対して透水係数が重要な影響因子であるといえよう。また、 u の減少速度がやや小さいように思われるが、これは励起加速度 a_e と間げき率 λ との関係を表す式 (41) のような直線関係で仮定したため、 λ の減少にとまって a_e が急激に増大する効果を十分に表現できなかったことによると考えられる。

Fig. 10, 11 に示した結果を時間をパラメーターとし、 u の鉛直分布を描いたものが Fig. 12, 13 であるが、実際の鉛直分布形状とよく類似しているといえよう。

Fig. 14 は、作用加速度を $t_p=2.0$ sec まで直線的に増加させた後、 $t=10$ sec まで直線的に減少させてゼロにするという場合の計算結果を示したものである。この結果は、液状化の全過程を一般的によく表わしているといえる。ただ、過剰間げき水圧 u が振動する区間がみられる

が、これはすでに考察したとおり、 Δt のとり方が適切でなかったためであろう。また、 u の減少過程においてその勾配が急変するところがみられるが、これは作用加速度 a が励起加速度 a_e よりも小さくなって $F=0$ となり、式 (34) の第 2 項の効果がなくなって、逸散効果のみが現われるからであると考えられる。このような現象は実験的にも把握することができた¹⁹⁾。

以上、液状化の基本式に基づく若干の数値計算を行ないその考察を行なったが、今後はさらに詳細にパラメータを検討し計算を行なうとともに、模型実験などによって実験定数である重要パラメータ R , $\varphi(\lambda)$ などにより正確に決定し、その性状を明らかにすることが必要である。

5. 結 語

砂質地盤の液状化は、構造物の耐震設計上解明されるべき重要な問題である。具体的には、たとえば、構造物設計において考慮すべき最大地震に対して、地盤が液状化するかどうかを予測すること、液状化が予測されたときにその防護策をうちたてることなどである。

本研究は、流体力学的視点にたち砂質地盤の液状化の予測に関する基礎的研究として、砂質地盤の簡単なモデルを設定して、液状化の機構を過剰間げき水圧の発生・逸散過程として理論的に考察したものである。

以下にこれまで述べてきたことを要約し、また今後に残された問題点をあげて結語とする。

1) 飽和砂層の液状化現象を加速度場の構造骨格崩壊作用によって生じるものと考え、液状化の程度を表現するために、本質的な液状化度 L_e と見かけの液状化度 L_a を定義し、これらを区別すべきことを明らかにした。

2) 励起加速度 a_e を定義し、砂層構造の崩壊をこの加速度との関係において説明し、簡単な砂層モデルについて、液状化の基本式およびその近似解を示した。

3) ここで得た基本式および解は、液状化現象を過剰間げき水圧の発生・逸散過程として表わしたものであり、液状化の全過程に適用することが可能である。また、3. の (6) で述べた考え方により液状化の進行予測を行なうことも原理的には可能となる。

4) 数値計算を行ない、得られた近似解の性状について考察し、実際の液状化現象の性状をかなりよく説明しうることを示した。

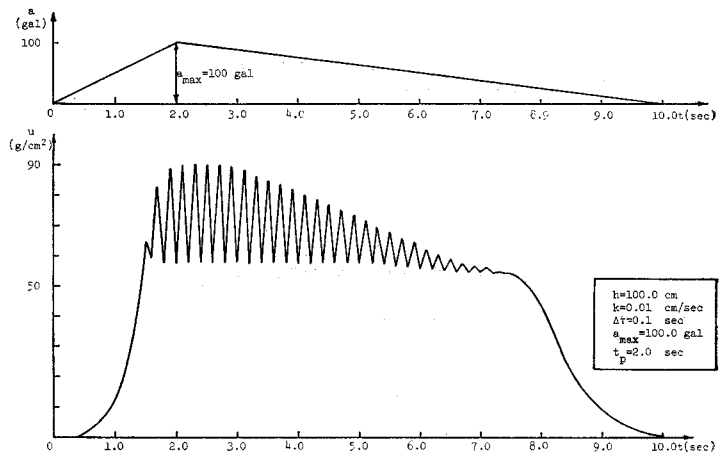


Fig. 14 Behaviour of Excess Pore Water Pressure in Liquefaction Process

今後とくに要求されることは、ここで仮定した定数のより正確な決定を行なうために、これら定数の原地盤条件との比較検討、ならびに数多くの試料についての反復実験および大規模実験を行なうことである。

なお、本研究は、砂層の単位 Mass ではなくひろがりをもつ砂層としての液状化機構を流体力学的視点から解析したものであり、土質工学的な視点からみれば不備・不足の点も多いものと思われる。とくに、地盤強度と結びつけた考察ができなかったが、今後とりくんでいきたい。

最後に、本研究を遂行するにあたり終始ご指導ご鞭撻賜った京都大学工学部 石原藤次郎教授、ご助言を賜った京都大学工学部 赤井浩一教授に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Casagrande, A.: Characteristics of Cohesionless Soils Affecting the Stability of Slopes and Earth Fills, Jour. Boston Soc. of Civ. Engrs., Jan. 1936.
- 2) Reynolds, O.: On the Dilatancy of Media Composed of Rigid Particles in Contact, Philos. Magazine and Jour. of Sci., 1885.
- 3) 小泉安則・伊藤幸爾郎: 砂地盤の液状化について, 第 4 回土質工学研究会発表会講演集, 土質工学会, 1969, pp. 67~72.
- 4) Maslov, N.N.: Problem of High Earth Dam Density in Conditions of Seismic Activity, Proc. 6th Int. Cong. on Large Dams, Vol. III R, 115, 1958, pp. 349~372.
- 5) Florin, V.A. and Ivanov, P.L.: Liquefaction of Saturated Sandy Soils, Proc. 5th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Vol. 1, 1961, pp. 107~111.
- 6) 陶浪良彦: 不安定飽和砂の振動性状, 建築学会論文集, 第 114 号, 1965, pp. 1~10.
- 7) 土田 肇: 振動により流動化した砂層が壁体におよぼす圧力, 土と基礎, 16-5, 1968, pp. 3~10.
- 8) 谷本喜一・西 勝: 衝撃加振による砂層の流動化に伴う沈下機構の研究 (英文), 土木学会論文集, 第 152 号,

- 昭 43.4, pp. 39~44.
- 9) 岡本舜三・伯野元彦：動荷重を受ける砂粒子の接触圧変化について，土と基礎，12-10, 1964, pp. 37~40.
 - 10) 山原 浩：地震による砂質地盤の破壊に関する一考察，土と基礎，13-2, 1965, pp. 3~9.
 - 11) Seed, H.B. and Lee, K.L. : Liquefaction of Saturated Sands during Cyclic Loading, Jour. Soil Mech. and Found. Div., ASCE, Vol. 92, 1966, pp. 105~134.
 - 12) Seed, H.B. and Idriss, A.M. : Analysis of Soil Liquefaction: Niigata Earthquake, Jour. Soil Mech. and Found. Div. ASCE, Vol. 93, 1967, pp. 83~108.
 - 13) 柴田 徹・行友 浩：振動時における飽和砂の強度特性，京大防災研究所年報，Vol. 12 B, 1969, pp. 89~96.
 - 14) 吉田昭治：浸透流の基礎方程式，農業土木研究，別冊 1, 1960, pp. 19~26.
 - 15) 前出 14).
 - 16) 石原藤次郎・尾島 勝・古賀泰之：飽和砂層における間げき水圧発生と流動化に関する考察，土木学会第 24 回年次学術講演会講演集，II-57, 昭 44. 9, pp. 151~152.
 - 17) 前出 5).
 - 18) 尾島 勝・古賀泰之：飽和砂層の液状化に関する実験的研究，土木学会論文報告集，投稿中，
 - 19) 前出 18).

(1970. 6. 19. 受付)