

振動時における飽和砂の重量変動について

土岐 憲三・石黒 良夫

ON THE WEIGHT FLUCTUATION OF SATURATED SAND DURING VIBRATION

By *Kenzo TOKI* and *Yoshio ISHIGURO*

Synopsis

This paper concerns the weight fluctuation of saturated sand caused by dynamic pore water pressure which is generated by the horizontal acceleration exerted on the ground-structure system. Authors pointed out theoretically the existence of the weight fluctuation of grain particle on the basis of the theory of buoyance for hydrostatic water pressure and the prediction was verified by the experiments which have been performed by use a glass ball and lump of grain particles.

It is pointed out from these investigation that the weight fluctuation of saturated sand is proportional to the vertical gradient of dynamic pore water pressure and to the volume of grain particle. Therefore the weight fluctuation is most remarkable at the surface of saturated sand layer and the magnitude of the fluctuation is to be compared with the buoyant force. Moreover, the effects on the liquefaction of saturated sand during earthquake have been discussed.

1. 緒 言

砂質土や砂層に振動力を作用させると静態時には見られない特異な現象を呈することはよく知られている。乾燥砂の場合では数百ガル以上の振動加速度に対して砂の流動化の現象が生じることや、飽和砂の場合であれば液状化現象などがその代表的なものとして挙げられる。とくに、飽和砂の液状化現象については、1964年夏に起った新潟地震により水を含んだ砂質地盤上の構造物が重大な被害を受けたが、その原因が砂の液状化によることが明らかにされて以来、このような動的な特異現象の究明に多大の努力がはらわれてきた。

砂の液状化現象については Terzaghi, Peck 以来, Florin¹⁾ や Maslov²⁾ などによりこのような現象の存在することが指摘されていたが、新潟地震を契機として我が国内外においても広範囲な研究活動が行なわれ、とくに砂槽を用いた陶浪³⁾や土田⁴⁾、振動三軸試験機による Seed⁵⁾ らの詳細な研究がこのような現象を明確にし、その挙動が観察された。このような砂の液状化現象では飽和砂中に含まれる水が重要な役割を占めていることは当然であるが、液状化を生じる直接の原因すなわちその端緒はダイレイタンスーによる砂の構造骨格の破壊にあり、その結果として過剰間げき水圧が発生してそれが液状化を引き起すと考えられており、飽和砂中の間げき水は液状化に対して一種の触媒作用を果しているものとみることができる。したがって液状化現象が生じるには粒子構造が振動的な外力に対して破壊しうる状態にあることが必要であり、せん断変形によってその体積を減じようとする性質を有することが第1の要件である。

一方、何等かの境界を有する有限領域内にある流体に振動力が作用すれば、流体の慣性に比例してその連

動に対する抵抗, すなわち動水圧が発生することは周知の事実であるが, 水を含んだ砂質地盤中にある構造物やその基礎は間げき水の運動に対しては一種の境界を形成するから, そこに地震動のような振動力が作用すれば間げき水には動水圧が発生する。このような飽和砂の間げき水に発生する動水圧, すなわち間げき動水圧は砂の構造骨格や粒度分布などによりその性状が多様に変化するが, これは境界の近傍の領域では常に出現する現象であり, 液状化現象における過剰間げき水圧のように砂の構造骨格の破壊により誘起されるという性質のものではない。このように間げき動水圧は振動力の作用下では常に発生するのであるから, 砂の構造骨格の破壊や特定の状況下で発生した液状化現象の空間的な波及, 時間的進展などにも何等かの影響を与えることが推測される。

間げき動水圧の挙動については, 砂質土における土圧の問題に関連して実験的, 理論的研究が遂行されているが, これらの研究⁶⁾はいずれも間げき動水圧と砂の性状, 振動外力などとの関係を量的に評価することを目的としたものであり, 動水圧の発生過程や間げき動水圧の挙動は砂の振動性状には影響を与えないという立場に立脚している。しかしながら砂あるいは砂層が粒子の集合により構成されているという現実的な観点に立てば, 間げき水に動水圧が発生するかぎり, 粒子には何等かの流体力が作用し, それが粒子の運動や飽和砂層全体の動的挙動と無関係であるはずはない。本研究ではこうした観点から, 飽和砂層に振動力が作用した場合に砂粒子に働く流体力を解析的に評価すると同時にそれを実験的に検証し, かつ飽和砂の振動に対する応答とどのような関係にあるかについて考察を行なった。

2. 振動による飽和砂の重量変動

静水中にある物体が加速度運動をすれば, 水中には運動加速度に比例的な動水圧が発生し, 物体には抵抗力として作用することは周知のとおりである。また, 水に接する構造物, たとえば岩壁やダムなどが地震動によって加速度運動をすれば構造物表面では動水圧が発生し, これが圧力波として水中のあらゆる場所へ伝ばする。砂質地盤中にある構造物やその基礎の場合にも同様であって, 地震動により地盤が運動をしている状態では地盤中の水の運動に対しては構造物が境界を形成するから, その近傍では動水圧が発生することになる。このような動水圧の時間的変動, 空間的な分布や伝ばの特性は砂の物理的, 力学的な状態や振動外力の周期特性などにより変化し, これを一般的に論じるのは困難であるが, 砂の粒子に作用する動水圧を類別し, 粒子の表面に働く圧力の作用方向やその量などの評価は可能である。

いま, 飽和砂の層とそれを有限領域に区分する各種の構造物とで構成される一つの振動系が任意の加速度運動をしている状態を考える。飽和砂層を構成する砂粒子は面積を持たない1つの点で互に接しており, かつ表面張力は無視できるものとすれば, 粒子表面に作用する応力は Fig. 1 に示したごとく, 各粒子の接触点に作用する粒子間応力 σ_i と水圧 p とに分けて考えることができる。粒子はこの粒子間応力によって平衡状態を保持しているものと考えれば, 粒子に作用する水圧に関しては単一の砂粒子が水中において浮遊して平衡位置を保っている場合と同様な状態にあるとみなしてよい。しかしながら, 水圧のうち間げきに発生する動水圧振幅に関しては各粒子の表面が水の運動に対して一つの境界面となることにより, 粒子間の空間の大きさが動水圧の性状に影響を及ぼすから, 単一の粒子が水中に浮遊している場合と各粒子が互に接している状態にある場合とでは違った動水圧を示すであろうことはいうまでもない。

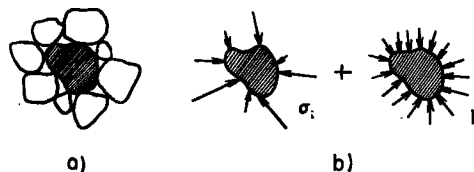


Fig. 1 a) Schematic figure of structure of sand
b) Stress acting on a grain particle

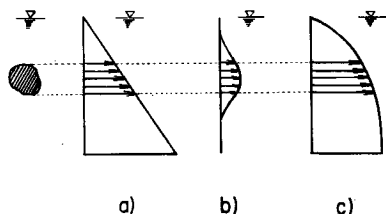


Fig. 2 a) Hydrostatic, b) and c) dynamic water pressures acting on a grain particle

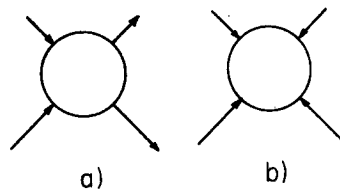


Fig. 3 Schematic representation of two kinds of dynamic water pressures

次に、単一の砂粒子が水中である平衡状態にあるとき、その表面に作用している水圧を類別すると Fig. 2 のごとくになる。まず、静水圧は常時作用している水圧であり、これは砂粒子に対しては浮力を及ぼすことになるが、これについては特に考慮すべき問題はない。動水圧はその発生機構によって、Fig. 2 の b), c) に示したように 2 種類に分けることができる。その第 1 は砂粒子と水分子の相対運動により生じる動水圧であり、第 2 の動水圧は境界の運動により水中に発生した動水圧が伝ばして到達した動水圧である。いま、砂粒子が球であると仮定し、その大きさは水深や圧力波の波長に比較して無視できる程度であるとする。第 1 の相対運動による動水圧は Fig. 3 a) に模式的に示したごとく、水中で球が加速度運動をすると球の背面には運動方向に直面する面に作用する動水圧と絶対値は同じであり、付号が逆の動水圧が作用する。したがって球の表面に作用する動水圧の鉛直分力は球表面の同水深レベルで相殺して、水平方向の分力のみが残る。この分力が球の運動に対しては抵抗力として作用するが、これは見かけ上は球の質量が増加したと同様な効果を持つことから水の仮想質量効果として知られているものである。一方、第 2 の、境界の運動に起因する動水圧は砂粒子が小さく、圧力波の波長に比較して無視できる場合には、この球に作用する動水圧は水平方向には圧力勾配がないものとみなしてよい。したがって、この場合には Fig. 3 b) に示したごとくに、球に作用する動水圧の水平方向の成分は球面上の同一水深において互に相殺することになり、水平方向の力は働かない。しかるにこの動水圧は鉛直方向には一定値ではない、すなわち圧力勾配が存在するために鉛直方向の圧力偏差により球には鉛直方向の力が作用することになる。すなわち、圧力偏差の合力の方向が鉛直上方である場合には浮力と同一方向であって、砂粒子の重量が軽くなったのと同様な現象であり、合力の方向が逆であれば重くなったのと同じ効果を生じることになる。かくして、間きき水が境界とともに運動することによって発生した動水圧は、水中にある砂粒子に対しては浮力の大きさが時間的に変動する場合と同じ効果を及ぼすことがわかる。

いま、水中に発生する水圧を p 、単一の砂粒子に上記の機構によって作用する鉛直方向の力、すなわち重量変動量を F_a とすれば、

$$F_a = - \iint_S p n dS \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに n は砂粒子の表面における面積要素 dS 上の外向き法線の鉛直方向の方向余弦である。式 (1) における面積積分を Gauss の定理により体積積分に変換すれば

$$F_a = - \iiint_V \frac{\partial p}{\partial z} dV \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ただし dV は体積要素、 V は全体積である。式 (2) において、 p が静水圧のように水深と水の密度に比例する場合には $\partial p / \partial z$ が定数 ρg となり、 F_a は浮力に一致するが、動水圧の場合には鉛直方向の圧力分布が水深の一次関数ではない。このため式 (2) の積分を量的に評価するには動水圧の鉛直方向の圧力分布を知らねばならない。一方、動水圧は水面においては常に 0 であり、水底においては鉛直方向の流れを考えなければ、圧力勾配は 0 であり、この 2 つの条件は常に満足されていなければならない。この条件は飽和砂層が不透水層の上にある場合にも満足されなければならない。

いま、座標 (x, z) を Fig. 4 のごとくとり、水深を H とする。このとき上記の境界条件は次式で表わされる。

$$\left[\frac{\partial p_a(z, t)}{\partial z} \right]_{z=0} = [p_a(z, t)]_{z=H} = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

また動水圧 $p_a(z)$ は次の波動方程式をも満足しなければならない。

$$\nabla^2 p_a = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} \quad \dots\dots\dots(4)$$

上記の波動方程式を満足する解は水平方向の拡がりを規定する境界の条件によって変るが、水深や飽和砂層の厚さ H が場所に無関係な一定値であれば正弦関数、余弦関数が解となりうる。これらの解で、境界条件である式 (3) の第 1 の式を満足するためには、ここで設定した座標系では余弦関数でなければならない、第 2 の条件式から固有値が導かれる。このようにして得られる固有値 α_m に対する固有関数 $\cos \alpha_m z$ は $0 \sim H$ で直交関数属を形成することを利用すれば、飽和砂中の間げき水に発生する動水圧 $p_a(z)$ は次式のごとくに展開することができる。すなわち、

$$p_a(z) = \sum_{m=1}^{\infty} b_m(t) \cos \alpha_m z \quad \dots\dots\dots(5)$$

ただし

$$b_m(t) = \frac{2}{H} \int_0^H p_a(\zeta, t) \cos \alpha_m \zeta \, d\zeta \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\alpha_m = \frac{2m-1}{2H} \cdot \pi \quad \dots\dots\dots(7)$$

である。

いま、砂粒子を半径 a の球で模擬し、球の中心を原点とする極座標 (r, θ, φ) 系を用いれば、式 (1) で表わされた重量変動量 F_a は次式のごとくなる。

$$\begin{aligned} F_a &= - \iint_S p_a(z, t) \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot a^2 d\theta \, d\varphi \\ &= - \frac{a^2}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi p_a(h + a \cos \theta; t) \sin 2\theta \, d\theta \quad \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

ただし、 h は水底から球の中心までの距離である。上式に式 (5) を代入すれば、

$$F_a = - \frac{a^2}{2} \sum_{m=1}^{\infty} b_m(t) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \cos \{ \alpha_m (h + a \cos \theta) \} \sin 2\theta \, d\theta \quad \dots\dots\dots(9)$$

をうる。上式において、 $\cos \alpha_m h$ は θ に無関係であるから

$$I_m^{(1)} = \int_0^\pi \cos(\alpha_m a \cos \theta) \sin 2\theta \, d\theta \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$I_m^{(2)} = \int_0^\pi \sin(\alpha_m a \sin \theta) \sin 2\theta \, d\theta \quad \dots\dots\dots(11)$$

とおけば、

$$F_a = -\pi a^2 \sum_{m=1}^{\infty} b_m(t) \{ I_m^{(1)} \cos \alpha_m h - I_m^{(2)} \sin \alpha_m h \} \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。ここで、Bessel 関数による Jacobi の展開公式

$$\cos(x \cos \theta) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(x) \cos 2n\theta$$

$$\sin(x \cos \theta) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(x) \cos \{(2n+1)\theta\}$$

を用いれば、式 (10)、(11) はそれぞれ

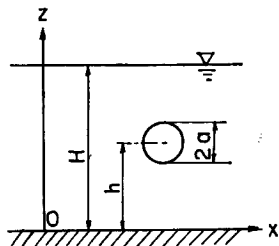


Fig. 4 Illustration of notations

$$I_m^{(1)} = \int_0^\pi J_0(\alpha m a) \sin 2\theta \, d\theta + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(\alpha m a) \int_0^\pi \cos 2n\theta \sin 2\theta \, d\theta = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$\begin{aligned} I_m^{(2)} &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\alpha m a) \int_0^\pi \cos(2n+1)\theta \sin 2\theta \, d\theta \\ &= 8 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} J_{2n+1}(\alpha m a)}{(2n-1)(2n+3)} \quad \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

が得られる。式(6), (13), (14)を式(12)に代入すれば結局次式が得られる。

$$F_a = \frac{16\pi a^2}{H} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^H p(\zeta, t) \cos \alpha m \zeta \, d\zeta \cdot \frac{(-1)^{n+1} J_{2n+1}(\alpha m a)}{(2n-1)(2n+3)} \sin \alpha m h \dots\dots\dots(15)$$

したがって、動水圧の圧力分布 $p_a(z, t)$ が分れば、半径 a の球に作用する重量変動量 F_a は式(15)により計算することができる。

式(15)は積分を含む級数解であるから、このままでは重量変動量 F_a の一般的な見直しを行なうことは困難である。そこで、以下においては、動水圧分布 $p_a(z, t)$ を仮定し、さらに近似表示を行なってその性状を検討する。すなわち、透水係数の大きな飽和砂や水だけの場合には、動水圧の鉛直方向の分布は次式のごとく余弦関数で近似することができる。

$$p_a(z, t) \cong p_0(t) \cos \frac{\pi z}{2H} \quad \dots\dots\dots(16)$$

ただし、 $p_0(t)$ は水底での動水圧である。この式を式(15)に用いれば、 $m=1$ 以外の項は0となるから

$$F_a \cong 8\pi a^2 p_0(t) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} J_{2n+1}\left(\frac{\pi a}{2H}\right)}{(2n-1)(2n+3)} \sin \frac{\pi h}{2H} \quad \dots\dots\dots(17)$$

となる。しかるに、上式中の Bessel 関数の変数 $\pi a/2H$ は一般に小さな値であり、この場合には

$$J_{2n+1}\left(\frac{\pi a}{2H}\right) \cong \frac{1}{\Gamma(2n+2)} \left(\frac{\pi a}{4H}\right)^{2n+1} \quad \dots\dots\dots(18)$$

なる近似式が成立つ。ここに $\Gamma(x)$ は Gamma 関数である。 $n=1$ 以上に対する式(18)の値は $n=0$ の場合と比較して2次の微小量であるから、式(17)では $n=0$ に対する項のみをとれば十分である。したがって

$$F_a \cong \frac{8\pi a^2 p_0(t)}{3} J_1\left(\frac{\pi a}{2H}\right) \sin \frac{\pi h}{2H} \quad \dots\dots\dots(19)$$

が得られる。一方、静水圧による浮力 F_s は水の密度を ρ とすれば $4\pi a^3 \rho g/3$ であるから、これを用いて式(19)を書き改めれば、

$$\frac{F_a}{F_s} \cong \frac{2p_0(t)}{\rho g a} J_1\left(\frac{\pi a}{2H}\right) \sin \frac{\pi h}{2H} \quad \dots\dots\dots(20)$$

となる。しかるに a/H は前述のごとくきわめて小さな値と考えてよく、この場合には

$$\lim_{\frac{a}{H} \rightarrow 0} \frac{J_1\left(\frac{\pi a}{2H}\right)}{\frac{a}{H}} = \frac{\pi}{4} \quad \dots\dots\dots(21)$$

が成立つから、これを式(20)に用いると結局次式が得られる。

$$\frac{F_a}{F_s} \cong \frac{p_0(t)}{\rho g H} \cdot \frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi h}{2H} \quad \dots\dots\dots(22)$$

上式には、もはや球の半径 a は含まれていない。また浮力 F_s は粒子の体積だけに関係してその形状には無関係であるから、粒子の大きさが水深 H に比較して無視できるならば、粒子の形状にかかわらず式(22)が成立つことになる。

さて、式(22)において h は水底からの距離であるから、動水圧が式(16)で近似できる場合には砂粒子の重量変動量は水底で0であり、水面で最大になることがわかる。また $p_0(t)$ は水底での動水圧であり、

$\rho g H$ は水底での静水圧であるから、動水圧が静水圧に近い場合には水面近くでの重量変動量は浮力と同程度の大きさに達することを示している。浮力 F_s の作用方向は常に鉛直上方であり、動水圧 $p_0(t)$ は静水圧を基準として変動する。したがって、動水圧が正の値を示すときには F_d は浮力と同符号で粒子の重量が水中重量からさらに減少し、動水圧が負の場合には水中重量より増大することを意味している。

3. 実験装置と実験方法

前節では飽和砂中の間げき水に発生する動水圧により砂粒子には鉛直方向の力が働き、見かけ上は砂粒子の重量が変動する現象の存在することを指摘した。このような現象を実際の飽和砂について確認することはきわめて困難である。そこで、前節の解析において球で砂粒子を模擬したごとく、ガラス球や粒径の大きな砂粒子を用いて動水圧による重量変動の観測を実施して、理論的に導出した結果と比較検討するとともに理論解析結果の検証を行なった。

i) 実験装置

実験装置の概要は Fig. 5 に示した。実験に使用した水槽は幅 78 cm、奥行き幅 78 cm、深さ 60 cm の鋼板製であり、一面は観察の便をはかかってガラス板になっている。この水槽を振動台（伊藤精機社製、UBC-10A型）上に固定し、不平衡重錘駆動方式で運転した。動水圧によって生じる試料の重量変動量は荷重変換器を、水中での動水圧は圧力変換器を、また振動台の振動加速度は加速度変換器を用いて同時測定したが、これらの変換器はいずれも非接着型の電気抵抗線方式であり、変換器からの出力を動ひずみ計を用いて増幅したのち、ペン書きレコーダーに記録せしめた。これらの変換器の主なる仕様は下記のとおりである。

荷重変換器：測定範囲 0~10 gr, 0~70 c/s 最大変位 0.03 mm (共和電業社製 20T-10B 型)

圧力変換器：測定容量 1 kg/cm² 以下, 受圧面積 1 cm², (共和電業社製 MPC 型)

加速度変換器：測定範囲 ± 2 g, 0~30 c/s (新興通信工業社製, BA-2 型)

重量変動を測定する試料はきわめて細いナイロン糸で吊るし、他端を荷重変換器の受感レバーに直結した。この荷重変換器は Fig. 5 に示したように、実験室内の天井から吊り下げた鉄板に固定して、試料からナイロン糸を通じて伝達される重量変動以外には外力が作用しないようにした。前節において述べたごとく、水槽を水平方向に振動させた場合には試料には水平方向の流体力も作用することになるが、この流体力の変動周期に比較すると、荷重変換器を固定した鉄板の固有周期はきわめて長いため、荷重変換器は不動点

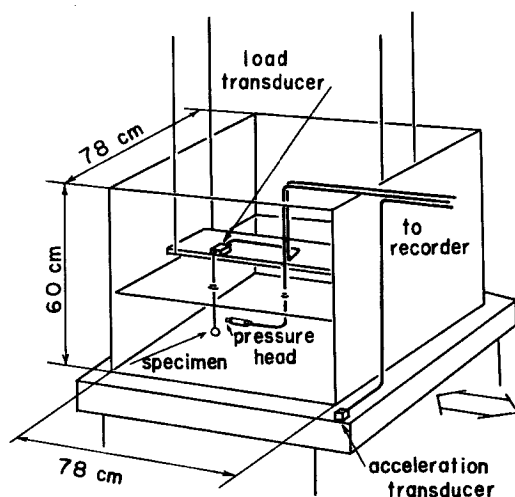


Fig. 5 Experimental devices

に固定されているとみなして差し支えない。

実験に使用した試料はガラス球と砂粒子である。

試料A：直径 16.76 mm のガラス球，重量 6.124 gr，体積 2.453 cm³，比重 2.497。

試料B：粗砂を網ふるいでふるい，ふるい目 4.0 mm を通過し，2.5 mm を通過しない粒子をガーゼで包み，ほぼ球状にしたもの，重量 13.632 gr，体積 5.256 cm³，比重 2.594。

試料C：粗砂を網ふるいでふるい，ふるい目 2.5 mm を通過して 2.0 mm を通過しない粒子をガーゼで包み，ほぼ球状にしたもの，重量 10.425 gr，体積 4.096 cm³，比重 2.545。

ii) 実験方法

水槽内には水深 24 cm まで水を入れ，水中の測点を Fig. 6 のごとく設定した。実験に際しては，あらかじめ設定した各測点に試料の中心がくるように設置し，さらに水圧変換器をその受圧面が振動方向に直角であり，かつ試料と同一水平面内にあるように吊り下げた。水槽内における動水圧は，振動方向に直角な壁面からの距離が同じであれば，振動方向に平行な壁面にごく近い部分以外では同じ水圧を示すものと考えてよい。

実験に使用した水槽は鋼板製であるが，一面はガラス板であり，その固有振動数が 18 c/s 前後であるため，これに近い振動数で振動台を駆動するとガラス板が共振を起し，水槽内の水面に表面波を生じた。そしてこの表面波が試料と荷重変換器とを結ぶナイロン糸に影響を与えるので，実験に際しての駆動振動数の上限は 1000 r. p. m. とした。また振動台の不平衡重錘方式による駆動振動数の下限は 10 c/s である。こうした制約から，実験に使用した振動数帯は 600 r. p. m. から 50 r. p. m. までで，1000 r. p. m. までとした。

また振動台の変位振幅は 0.05 mm～0.3 mm 程度の範囲を使用した。低振動数帯では振動振幅の調整が円滑には行えないので，振動台の駆動加速度は台上に設置した加速度変換器により直接に測定したが，本実験では 20 gal～300 gal の範囲を対象とした。

4. 実験結果とその考察

実験によって得られた記録波形から重量変動量と動水圧の最大振幅（半振幅）を読み取り，この両者の関係を示したのが Fig. 7～Fig. 10 である。これらの図では，横軸は測定点での動水圧を水底での静水圧で除した無次元量を，縦軸は重量変動量の最大値を試料の浮力で除した無次元量を用いてある。本実験では水槽内の水深はすべて 24 cm としたから，横軸の数値に 24 gr/cm² を乗じた値が測定された動水圧を表わしている。

これらの図はいずれも動水圧の増加につれて重量変動量も増大しており，この実験で取り扱ったような範囲内では動水圧と重量変動量とはほぼ線型の比例関係にあることを示している。しかしながら測定値がかなりばらばらしている場合もあるが，これは重量の変動によって試料が鉛直方向の運動をする可能性があること，試料を吊るしているナイロン糸の振動，動水圧の測定誤差，水槽の振動による影響などの諸々の要因が考えられ，それらが複合してこのような結果を生じたものと推察できる。

Fig. 7, 8, 9, 10 はそれぞれ測点 1 での試料Aのガラス球，測点 2 でのガラス球，測定 1 での試料B，測点

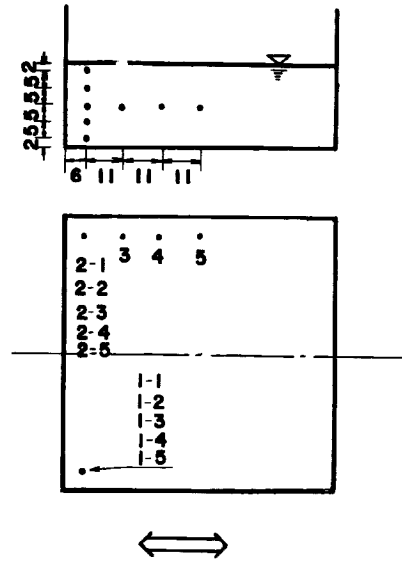


Fig. 6 Illustration of the observation points (unit: cm)

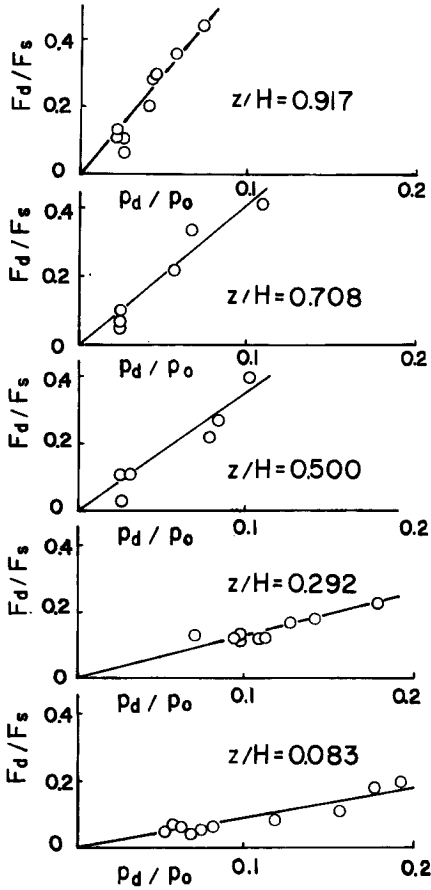


Fig. 7 Relation between the weight fluctuation and the dynamic water pressure (glass ball, point 1-1~1-5)

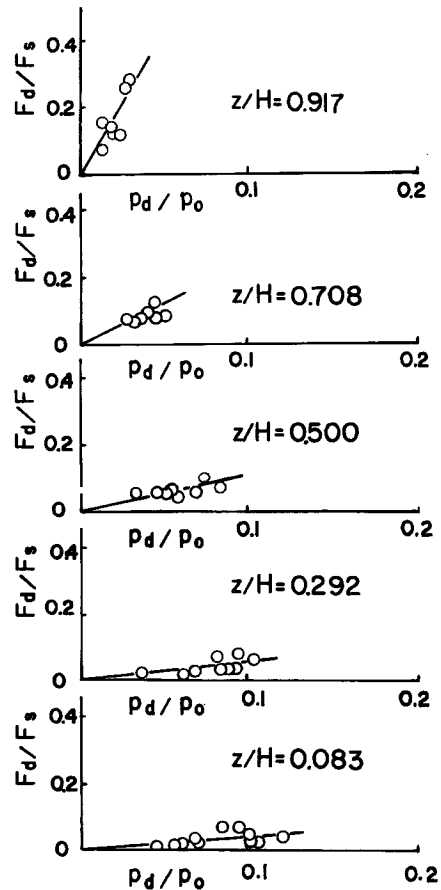


Fig. 8 Relation between the weight fluctuation and the dynamic water pressure (glass ball, point 2-1~2-5)

1での試料Cについての測定値に対応しており、重量変動量と動水圧との関係に及ぼす試料の位置の影響を示している。図中の深さ z は水底からの距離を表わしており、いずれの図も水面に近いほど重量変動が著ることを示している。このように、一定の体積を有する物体に作用する重量の変動量が深さによって変化することが、静水圧による浮力と異なる点であり、これは先に理論解析でも示したとおりに、重量変動量が、水圧分布の勾配に比例し、それが動水圧の場合には深さ方向に一定ではないことに起因するものである。水中における動水圧の鉛直方向の分布形状は先の Fig. 2 に模式的に示したような形状をしているために水底に近い部分での勾配が小さく、このような測定結果が得られたのである。

次に、実験結果と理論計算結果との対比を行ない、解析結果の妥当性を検討した。理論解析の結果によると、動水圧が式 (16) で近似されるものと仮定すれば、浮力に対する重量変動量の比は式 (22) で与えられる。しかるに、この式には水底での動水圧振幅 $p_0(t)$ が含まれているが、実験結果と対比するために式 (16) において、 $z=h$ として得られる動水圧 p_a を用いれば、式 (22) は次式のごとくに書き表わされる。

$$\frac{F_d}{F_s} = \frac{p_a}{\rho g H} \cdot \frac{\pi}{2} \tan \frac{\pi h}{2H} \dots\dots\dots(23)$$

浮力 F_s と水底での静水圧 $\rho g H$ とは定数であるから、重量変動量 F_d と動水圧 p_a との関係は水底から

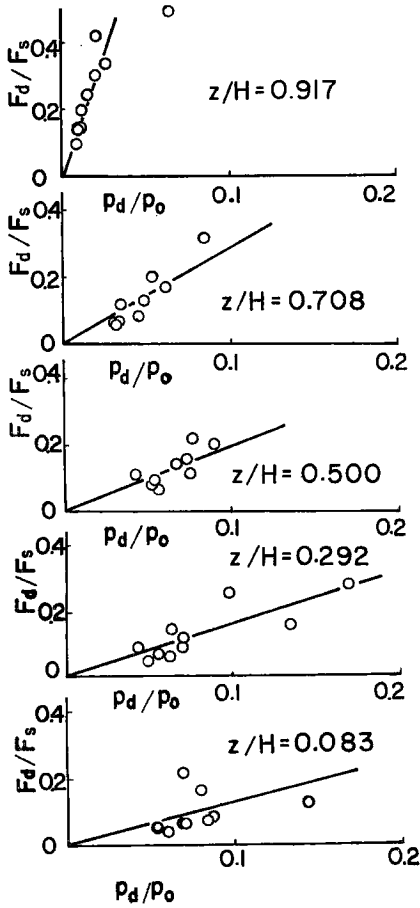


Fig. 9 Relation between the weight fluctuation and the dynamic water pressure (lump of the grain particles B, point 1-1~1-5)

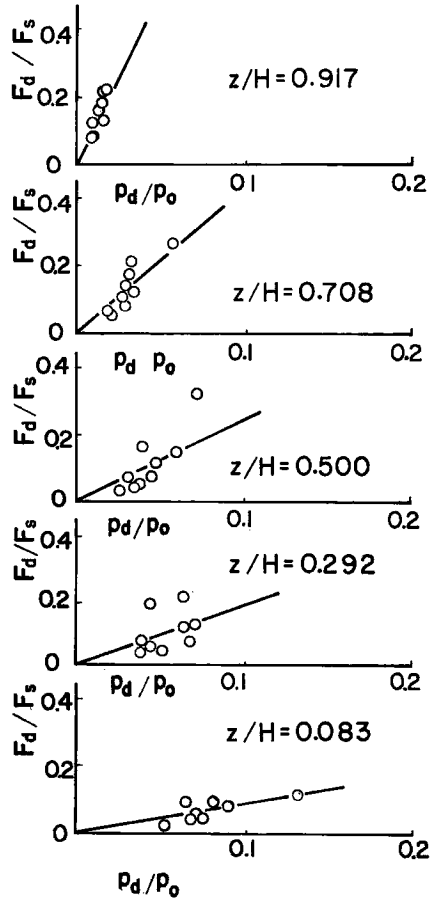


Fig. 10 Relation between the weight fluctuation and the dynamic water pressure (lump of the grain particles C, point 1-1~1-5)

の距離 h だけの関数となり、他の要因は関与しないことになる。このような考えの下に、先に得た実験結果から $(F_d/F_s)/(p_d/\rho g H)$ の関係を求めて示したのが Fig. 11 であり、同図中の太い実線は上記の式 (23) による理論計算値である。

細い実線と点線で連ねた測定値は試料 A のガラス球に対する測点 1 と 2 での測定値であり、破線と 1 点鎖線で示したのは試料 B と C の砂粒子塊に対する測定結果から計算した値である。試料 B と C の砂粒子の最小粒径は 2.0 mm であり、これをガーゼで包んで直径約 2 cm の球型に成型して試料としたものであって、砂粒子間の間げきは十分に大きく、試料の周辺における動水圧は試料内部まで伝達されているものとみなしてよい。また実験結果はすべて重量変動量と浮力との比で整理したから、得られた測定値は単一の砂粒子についての測定値を近似しているものと考えてよい。ただし、試料のある位置により重量変動量は当然異なるから、この場合は単一の砂粒子の重量変動量の、砂粒子塊の大きさの範囲内における平均値と考えなければならない。

一方、理論曲線と実験結果とは測点 1 でのガラス球に対する測定値以外は量的にもよい対応関係を示している。このことは、先に理論解析において提示した重量変動の現象が実際に存在することを示すものであ

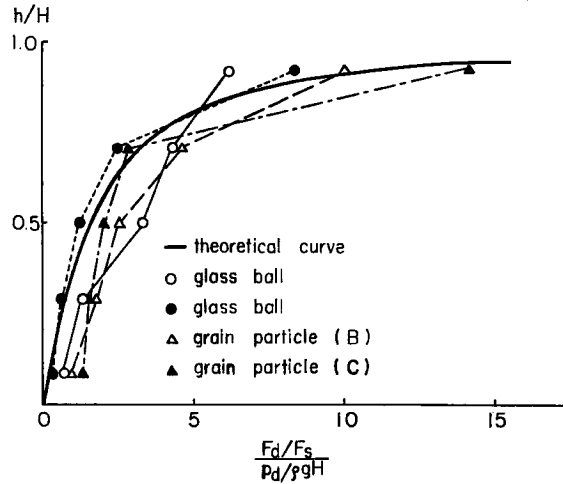


Fig. 11 Vertical distribution of the weight fluctuation

り、また本実験で取り扱ったような系については理論解析で設定した単純な系でその内容が十分に表わせることを示している。さらに、水深に比較してその大きさが無視できる場合には、静水圧における浮力と同様に重量変動量は砂粒子の形状には無関係であると考えてもよいことを裏づけている。以上の実験はすべて水中にあるガラス球や粗砂の粒子について行なったものであるが、飽和砂の場合にも、その間げき水における圧力伝達が十分に行なわれる限りにおいては、ここで取り扱った理論解析を適用することが可能なことも示唆していると考えられる。

5. 結 言

これまでは水中にある物体の振動時における重量変動量に関する理論解析とその実験による検証について述べたが、その結果によれば重量の変動する現象は動水圧の鉛直方向の圧力勾配と密接な関係にあることが明らかである。したがって飽和砂のように水で満たされた砂の場合にも振動的外力によって間げき水に圧力勾配が発生すれば、砂粒子の重量が変化したのと同様な現象が惹起されることになる。このことは砂粒子間に作用する有効応力に影響を与えることを意味し、飽和砂の振動時の挙動に少なからざる影響を及ぼすものと考えられる。しかるに、飽和砂の間げき水に発生する動水圧は砂の透水性、粒子構造などの影響によって変化し、水だけの場合のように対象とする領域の境界の条件や振動外力などだけでは決定できないから、細砂における重量変動について論じるには間げき動水圧についての解明が先決されるべき問題であろう。

一方、ゆるい飽和砂層における流動化現象の直接の原因は、砂層がひずみを受けて体積を減じようとすることによって過剰間げき水圧が発生するためであると考えられており、このような現象は砂層の表面に近い部分から深い部分へと進行することが実験的に確かめられている⁷⁾。しかるに飽和砂層が水平方向の振動力を受ける場合には、砂層の表面近い部分におけるひずみ量は小さいと考えられるにもかかわらず、はげしい流動化を生ずる場合もあり、流動化を生ぜしめる直接の要因は必ずしもせん断ひずみによる体積収縮だけにはよらないで他の要因、たとえば間げき水の流体力が主要な役割を持っているような場合もあるように思われる。すなわち、飽和砂層に水平方向の振動外力が作用した場合には、砂粒子と水との運動慣性の違いにより相対運動が生じて、砂の粒子には水平方向の流体抵抗が作用すると同時に粒子の重量を変化させる効果を持つ鉛直方向の力も発生し、これら上下左右に働く流体力によって砂の粒子構造が破壊されるのではないかと考えられる。特に、粒子の重量変動の現象は一般には表面に近い部分で著しいことと、流動化現象は表面

から内部へと進行する過程をたどることを勘案すれば、流動化現象の発生機構と重量変動とは密接な関係にあることが予想される。

また、一たび流動化現象が発生した場合には、そこに発生する過剰間げき水圧は静水圧と同様に常に正圧であり、かつ特定の圧力勾配を示す。したがって、過剰間げき水圧は砂粒子に対して鉛直上方向に力を及ぼすことになり、砂粒子の重量は水中重量よりさらに軽くなる結果を生むから流動化を起しやすくなり、それを加速することになる。

以上のように飽和砂の重量変動の現象はその振動特性に少なからぬ影響を持っていると考えられるが、砂あるいは砂層の振動力に対する応答は、間げき比、粒度分布、均等係数、透水係数などの砂の特性を決定する諸要素のみならず、振動力の周波数特性、加速度振幅、変位振幅などにも関連しており、間げき水に発生する動水圧の評価はきわめて困難である。したがって重量変動を量的に把握するには、まず間げきにおける動水圧の性状を明らかにしなければならず、これを飽和砂の振動特性に關与する諸要素との関連において説明することが必要であろう。

なお末筆ではあるが、有益なる御討議を頂いた柴田徹教授に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Florin, V. A. and P. L. Ivanov: Liquefaction of Saturated Sandy Soils, Proc. of 5th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Vol. 1 1961, pp. 107—111.
- 2) Maslov, N. N.: Questions of Seismic Stability of Submerged Sandy Foundations and Structures, Proc. of 4th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Vol. 1 1957, pp. 368—372.
- 3) 陶浪貞彦：不安定飽和砂の振動時性状，日本建築学会論文報告集，第114号，1965，pp. 1—10.
- 4) 土田肇：振動により流動化した砂層が壁体に及ぼす圧力，土と基礎， Vol. 16, No. 5, 1968, pp. 3—10.
- 5) Seed, H. B. and Lee, K. L.: Liquefaction of Saturated Sands during Cyclic Loading, Proc. of A. S. C. E., Vol. 92, No. SM6, 1966, pp. 105—134.
- 6) Matsuo, H. and Ohara, S.: Dynamic Pore Water Pressure acting Quay Walls during Earthquakes, Proc. of the Third World. Conf. on Earthquake Eng., Vol. I, 1965, pp. 130—140.
- 7) 前出論文 3), 4)