

砂層内局部沈下部にかかる垂直土圧

村 山 朔 郎

EARTH PRESSURE ON VERTICALLY YIELDING SECTION IN SAND LAYER

By *Sakuro* MURAYAMA

Synopsis

If one part of the horizontal support in a sand layer or a local section of mass of sand lowers while the remainder stays in place, the earth pressure on the yielding section decreases from the initial earth pressure corresponding to the overlaid sand layer.

In order to study such earth pressure, two-dimensional model tests were performed by using the trap door set beneath aluminium rod mass. Investigating the results of these tests, assumptions and conditions necessary to set up the earth pressure problems mathematically are determined as follows:

Sand mass above the trap door can be divided into 3 zones separated by 2 sliding surfaces.

Inner sliding surface is assumed to consist of 2 symmetrical logarithmic spirals which start from a point on the center line of the door making angle of $(\pi/4 - \phi/2)$ with the horizontal line respectively and reach both edges of the door intersecting there at right angle with it. Therefore, earth pressure acting on the inner sliding surface can be obtained by Kötter-Massau's theory.

The outer sliding surfaces are assumed as surfaces rising vertically from both edges of the door and the vertical earth pressure in the zone between these surfaces is assumed to be calculated as similar as that in the silo with vertical walls.

Therefore vertical earth pressure on the trap door is expressed by the sum of the resultant of vertical component of the earth pressure on the inner sliding surface and the weight of sand existing in the zone surrounded by this sliding surface. The amount of the earth pressure thus calculated shows well agreement with that obtained experimentally by the model test.

1. 緒 言

地盤中の一部が何かの原因で局部的に沈下するとその上方の土はその沈下に追随しようとするが、周囲の土に支えられる結果、沈下部にかかる垂直土圧は沈下以前の値よりも減少する。このような現象はサイロの底を開いた後の底面土圧、トンネルの支保工や覆工にかかる土圧、地中の陥没部にかかる土圧などにみられる。トンネルの土圧では、掘削や支保工・覆工のたわみや沈下のために地山に沈下を与える結果、土かぶりに相当するだけの土圧がかからない場合が多い。粘着力のない地山に対するこのような土圧の解明には、乾燥砂を用いた浮戸 (trap door) の実験が適用されることが多い。しかしこの実験では砂と容器壁面との

間の摩擦が誤差として入り実験の精度を低下させる欠点がある。また浮戸にかかる土圧の理論的解明については今世紀の初めから多くの研究者による研究があるが、その複雑さのためにまだ十分解明されていないようである。

本報文では、上述の事情を顧みて、実験方法としては砂と容器間の摩擦の影響を除くため、砂層の代わりに各種直径の金属棒を横に積んで作った二次元的な棒の積層を用いる方法を採用するとともに、理論的な土圧の解析には棒の流動状況の考察にもとづいて新たな算定式を求めた。

2. 実験に用いた装置と試料

従来は砂のような粘着力のない粉体中の局部沈下の影響を調べるために、Fig. 6 のような粉体層の表面より D の深さにある底板の一部に幅 B の浮戸を設け、これを徐々に沈下させ、浮戸に作用する圧力を測り、また砂の移動を容器の前面のガラスを通して観察していた。しかしこのような容器を用いた場合は、浮戸の降下につれて砂が下方に移動するとき、容器壁面との摩擦によって砂と壁面との間にアーチングが発生し、ガラス面を通して観察した砂の移動は真の二次元状態と異なっていること、砂と容器壁面との摩擦抵抗力のため、浮戸にかかる砂の圧力は真の値より小さくなること、上記摩擦力の修正のための十分な方法がないことなどのため、測定の精度を高めることができない欠点があった。

この欠点を除くため、ここでは、粉粒体の代わりに直径が 9, 5, 3 および 1.6 mm で長さが 50 mm のアルミ棒を各種の混合比で混ぜ、それを柱面を平行にして棒の中に水平に積みあげた積層を試料とした。この利点は、(1) 棒の積層は自立するから前後面を壁体で支える必要がなく、したがって試料と壁面間の摩擦の影響が皆無である。(2) 棒の変位は、粉粒体の二次元的な応力-ひずみ関係をシミュレートしている。(3) 棒の移動は容易に写真撮影ができる。(4) 径の異なった棒の混合比をかえることにより種々の粒度組成の粉体に類似させられる。(5) 棒の材料にアルミ (比重 2.69) を用いる場合には、積層の比重が、礫、砂などの比重に近くなり、同じ容量の圧力計器を砂の実験にも流用できる、などが挙げられよう。アルミ棒積層を用いた浮戸の実験装置の模様は Photo. 1 に示す。この装置では浮戸にかかる土圧はそれに直結したロードセルにより測った。

一方アルミ棒積層の基礎的な応力-ひずみ特性は Photo. 2 のような四面を板で囲み、平行四辺形状に変形できる型の単純せん断試験機によって求めた。

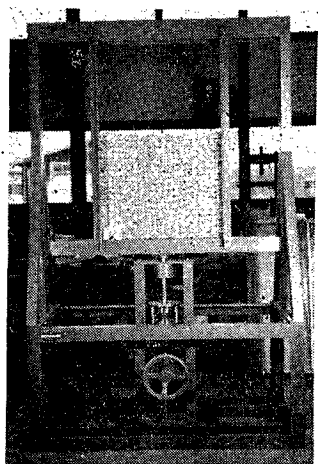


Photo. 1 Apparatus and specimen of aluminium rod mass used for experiment of trap door.

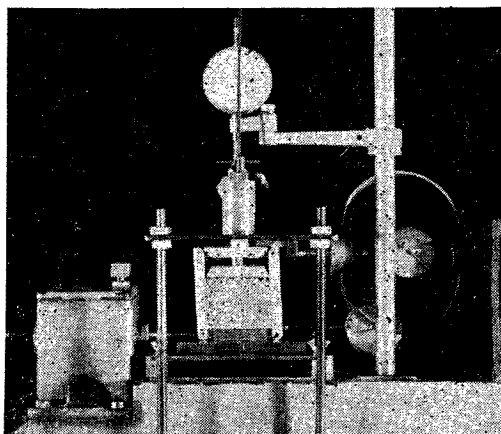


Photo. 2 Simple shear apparatus for rod mass.

3. 実験結果とその考案

3.1. 積層中の棒の移動

積層中の棒が浮戸の降下につれて移動する状況をみるため次の3方式の写真撮影を行なった。

方式—(a)：カメラを地上の定位置に固定し、各 δ (δ ：浮戸の降下量)ごとに積層側面を撮る。Photo. 1は積層面にインキで方眼を画き、棒群の移動状態を示すようにしたものである。

方式—(b)：上記と同様カメラを地上に固定し、浮戸がある距離降下する間を同じフィルムに重ねて写すか、または方式—(a)で各 δ ごとに撮ったフィルムを重ねて焼付ける。この例はPhoto. 3~8のように δ がある距離変動する間の棒の流線が求められる。このうちPhoto. 3~5は、直径1.6 mmと3 mmの棒を6:4の重量比で混合した積層を、 $D=60.7$ cmに積み、浮戸幅 B (B は写真下方の三角形指標の尖端間距離)が15 cmの場合のもので、Photo. 3, 4および5はそれぞれ δ が8~15 mm, 26~35 mmおよび46~70 mmの場合のものである。Photo. 6, 7は上記と同じ組成の積層を用い、 $D=30.8$ cm, $B=15$ cmとし、 δ はそれぞれ7~10 mmおよび44~50 mmの場合のものである。Photo. 8は直径3, 6, 9 mmからなる積層を $D=70$ cmに積み、 $B=10$ cmの浮戸を $\delta=44\sim 70$ mm降下させたときの連続写真で、積層面に画いた白黒の方眼の変形前の大きさは3 cm角である。

方式—(c)：この方式では、カメラは浮戸に直結し、浮戸を規準として測った棒の移動を同一のフィルムに重ね撮りする方式である。Photo. 9, 10の例はいずれも径1.6 mmと3 mmの棒を上記と同じ組成で用い $D=30$ cmとした積層に $B=9$ cmの浮戸を用いたものである。Photo. 9は $\delta=4\sim 7$ mm間の重ね撮りであり、Photo. 10は δ がさらに大きく $\delta=28\sim 31$ mm間のものであって、いずれも鮮明な像のある範囲は浮戸と同一行動をする範囲である。

以上は棒の径や D , B を種々変えて撮影した写真中の一例であるが、それらの検討より得た結論は次の通りである。

結論：Photo. 3~8のような方式—(b)の写真によれば、(1)棒の移動する範囲は、 δ の増大につれて上方に拡がるが、それ以遠では写真から認められるほどの流動はない。(2)そのため移動域の周辺部で

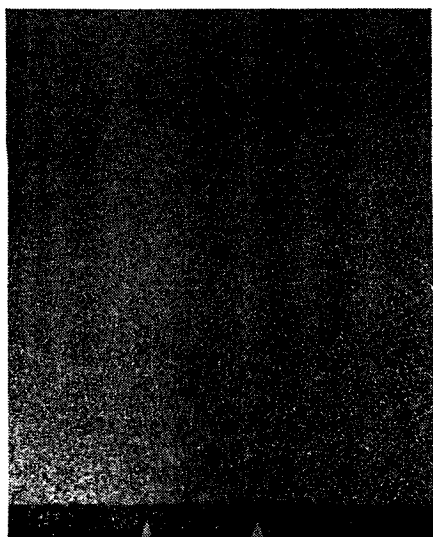


Photo. 3 Flow of rods above trap door. Depth of rod mass $D=60.7$ cm, width of trap door $B=15$ cm, amount of lowering of door $\delta=8\sim 15$ mm.

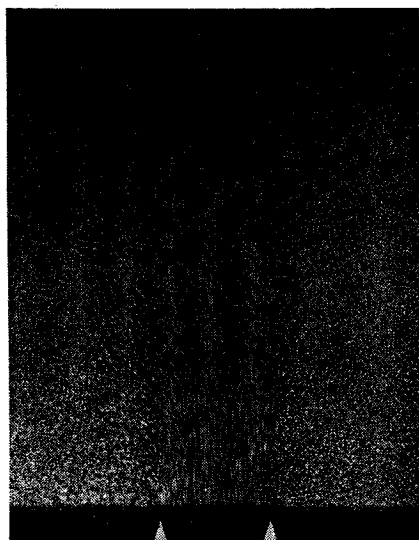


Photo. 4 The same rod mass with Photo. 3, but $\delta=26\sim 35$ mm.

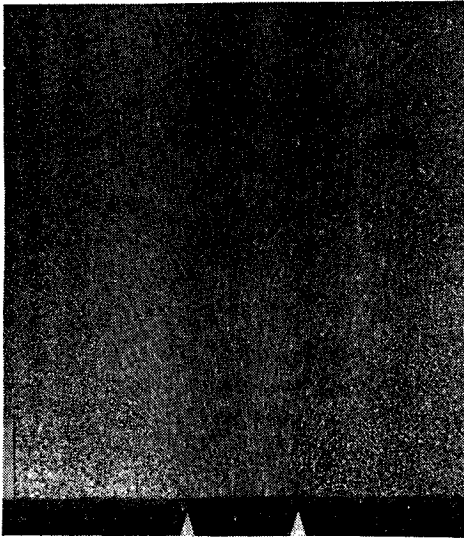


Photo. 5 The same rod mass with Photo. 3, but $\delta=46\sim70\text{mm}$.

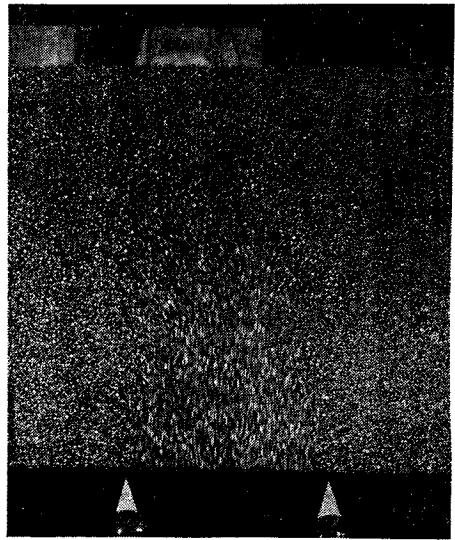


Photo. 6 Flow of rods. Depth of rod mass $D=30.8\text{cm}$, width of door $B=15$, lowering amount $\delta=7\sim10\text{mm}$.

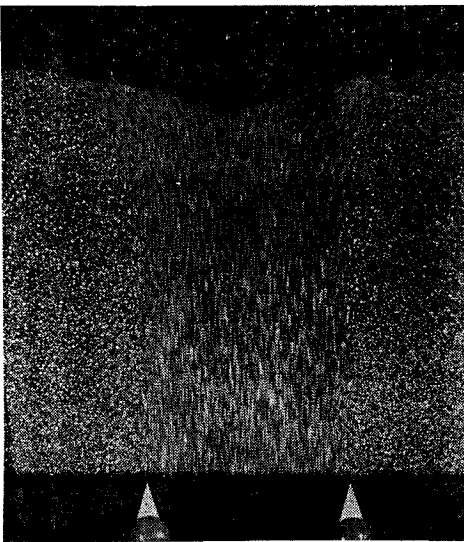


Photo. 7 The same rod mass with Photo. 6 but $\delta=44\sim50\text{mm}$.

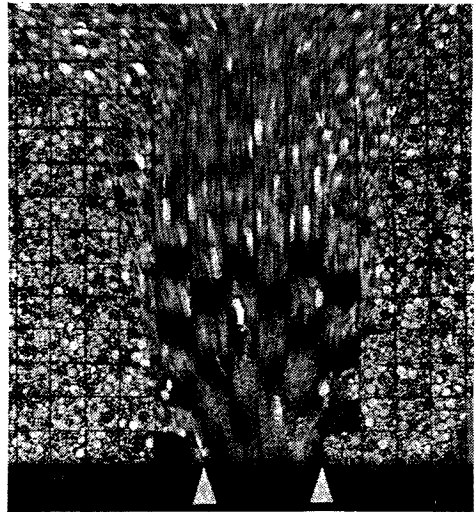


Photo. 8 Flow of rods. $D=70\text{cm}$, $B=10\text{cm}$, $\delta=44\sim70\text{mm}$.

は棒の密度の減少が生じる。(3) 移動域内の棒は、あたかも流体が開孔部に流入するように浮戸に向かって移動し、その動きは連続写真の流線によってみる事ができる。(4) 流線は上方にいくにつれて拡がるが、その拡大の様相は浮戸幅 B と土被り D との比で多少相異なるようである。すなわち Photo. 6, 7 のように土被りの浅いときは拡がりの程度が少ないが、Photo. 3~5 のように土被りの大きいときは拡がり方が顕著である。(5) 棒の流線は浮戸の直上では鉛直な平行流となり、棒の移動距離を測れば、そこでは流速が

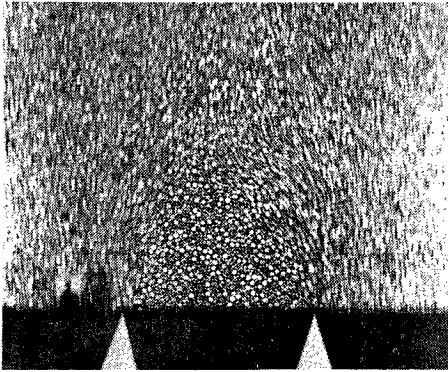


Photo. 9 Photograph obtained by the camera attached to trap door. Depth of aluminium rod mass $D=30$ cm, width of door $B=9$ cm, amount of lowering $\delta=4\sim 7$ mm.

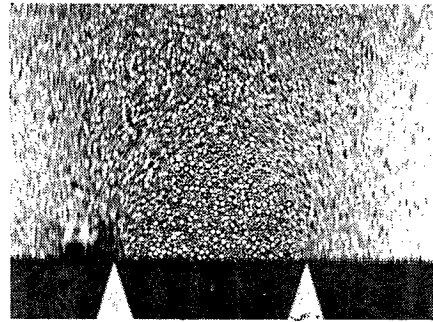


Photo. 10 The same rod mass with Photo. 9, but $\delta=28\sim 31$ mm.

等しく浮戸と同一速さで降下している。(6) 流線が平行流に入る位置の軌跡は、Fig. 1 のような尖頭をもつ長円のような形となる。この軌跡の位置は浮戸の降下量には無関係に一定のようである。(7) 移動域では棒の流線は上記の尖頭長円に向かって向心的に集中しているから、長円に近づくにつれて流速は加速されており、長円に入って等流速となる。(8) 流線の加速部では、積層が流線方向に extension 的な応力をうけていることが想像され、したがって浮戸の中心を通る鉛直軸上では、水平に受動破壊状態にあると思われる。(9) Fig. 1 において、浮戸が $\Delta\delta$ だけ降下したために、位置 a にあった棒が尖頭長円上の位置 b にきたとする。b より鉛直上方に c 点を取り $bc=\Delta\delta$ として Δabc を画く。長さ ac は浮戸が $\Delta\delta$ 降下する間に、この棒がその直前にある棒と相対移動する距離を示す。一般に、棒相互や粒子間の相対移動はせん断によって生ずるとみられるので、 $ac/\Delta\delta (=bc'/\Delta\delta)$ は棒積層の尖頭長円に沿うせん断ひずみとみられる。(10) したがって尖頭長円は一つのすべり面である。

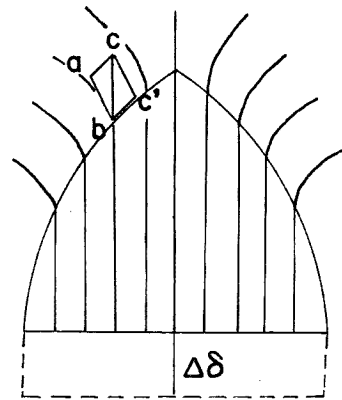


Fig. 1 Flow lines of aluminium rod mass above trap door.

つぎに、Photo. 9, 10 のような方式(c)の撮影について検討すれば、次のようになる。(11) 写真中の鮮明像の範囲は浮戸と同一の移動をする領域であり、この領域は(6)にのべた尖頭長円の部分と一致する。(12) この領域内では粒子間に相対移動が生じていないから、塑性状態にあるとは断言できない。(13) 尖頭長円の外周にある棒は、その周辺に沿って上方に流動しているから(10)にのべたように尖頭長円の周面は一つのすべり面とみなされる。また尖頭長円の外周の流線は、浮戸の両端では浮戸面に垂直である。(14) 尖頭長円の形状は δ の増加にともない多少上下左右に動揺するが、基本的には浮戸の降下量に無関係に同一といえよう。(15) 長円の底面からその頂点までの高さはほぼ浮戸の幅 B に等しい。

3.2. 浮戸に作用する鉛直土圧

上述のような写真撮影と併せて、浮戸に作用する棒積層からうける鉛直圧(土圧とよぶ)をロードセルによって測定した。浮戸の降下量 δ と浮戸にかかる土圧合力 $\bar{Q}$ との関係の一例はFig. 2 になる。この実験条件は、アルミ棒径 1.6 mm および 3 mm の混合重量比 6:4 の積層で、棒の長さは 50 mm、初期土被り高さは $D=30.7$ cm、浮戸幅は $B=9$ cm、積層の単位体積重量は $\gamma=2.16$ g/cm³、初期間げき比は

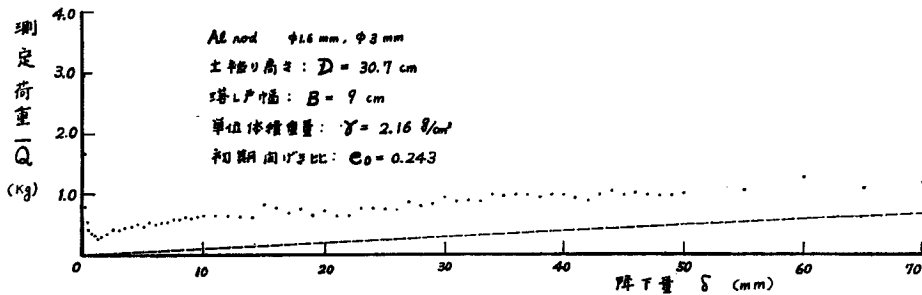


Fig. 2 Experimented result of vertical load on trap door Q due to its lowering of amount δ .

$e_0 = 0.243$ である。Fig. 2 に示すように最初 ($\delta = 0$ のとき) の Q は自然堆積状態の土被り重量と一致するが、浮戸を降下すると急激に減少した後、図のように δ とともに漸増する。ただし、図中の点線で示す直線は浮戸の降下によってできたくぼみに溜ったアルミ棒の重量である。故に浮戸にかかる土圧合力 Q はロードセルの測定値から、くぼみに溜ったアルミ棒の重量を差引いた値となる。この Q はわずかな変動があるが、 δ のある範囲以上ではほとんど一定値を示し、その平均値は $Q = 550$ g であった。

3.3. アルミ棒積層試料のせん断抵抗

アルミ棒積層試料のせん断抵抗は Photo. 2 のような上辺を自由とし、他の3辺が平行四辺形を形成するように変形できる単純せん断試験機を用いて測定した¹⁾。積層試料にかかる垂直応力 σ とせん断応力 τ との

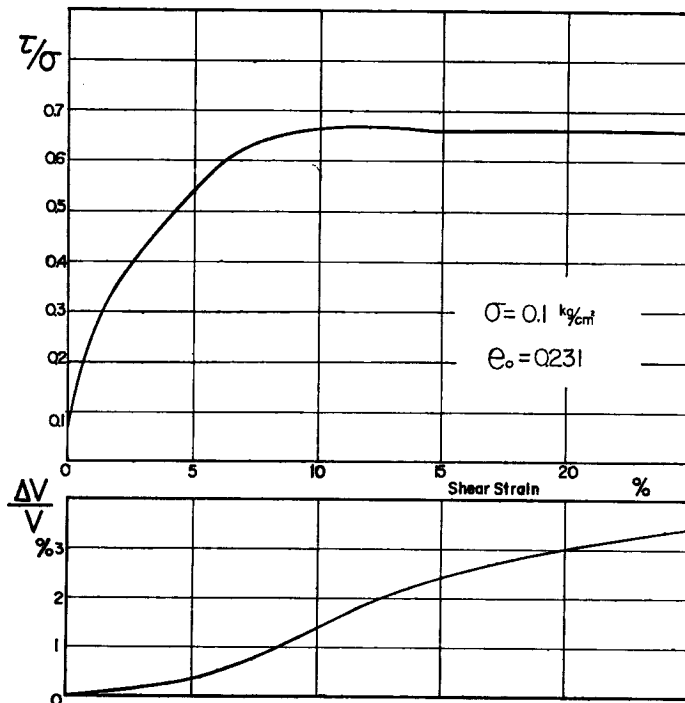


Fig. 3 Relationships among shearing resistance, volumetric strain and shearing strain of aluminium rod mass tested by simple shear apparatus.

比 τ/σ を $\tan \phi$ で示し、 ϕ をせん断抵抗角とする。 ϕ は棒径の混合比や棒の密度で変わるほか、特にせん断中に許される体積変化（ここではおもに膨張）の量によっても異なる。アルミ棒の径 1.6 mm と 3 mm を重量混合比 6:4 に混ぜ、初期間げき比を $e_0=0.23$ とした試料のせん断抵抗角は、等体積せん断では $\phi=27^\circ$ であったが、体積膨張を許すにつれて ϕ は増大し、 $\Delta V/V=4\sim 5\%$ の場合には $\phi=33\sim 36^\circ$ になった。これらの一例を Fig. 3 に示すが、せん断試験の詳細については別の機会に報告することとする。

一方浮戸の実験においては積層中の流動領域にある棒の動きは、拘束圧の減少のために膨張しつつせん断されている部分が多いが、膨張量は場所によって異なるため、そこで発揮されるせん断抵抗もまた一定とはいえない。

4. 浮戸土圧に関する従来の研究とその検討

従来よりトンネル土圧などの解明のために乾燥砂を用いた浮戸の実験がしばしば用いられ、砂層には着色砂などで水平に縞をつけて、容器側面のガラスを通して浮戸の降下にとまらう砂層の移動が観測されている。たとえば Fig. 4 は、小野・真井の報文²⁾より引用したもので、水平縞の移動状況から推定して、従来いわれている内外2本のすべり面を記入した。水野³⁾は内側すべり面で囲まれた領域内の砂は浮戸とともに降下するとし、この領域を直接領域と称し、その外方において直接領域よりも小さい降下をなす部分を間接領域とよんでいる。さらに間接領域の外方では砂粒が移動しない領域が遠方まで連なるのでここを遠方領域と称し、両領域の境に外側すべり面が生ずるとしている。外側すべり面は砂層の深さが深いときは地表まで達せず閉曲面となるが、浅いときは地表に達し、Terzaghiによれば地表で地表面と直交する2本の上開きの曲線になるという。

内側すべり面は、浮戸を底とする半長円状をなすが、その挙動については研究者により見方が種々異なるようで、浮戸の降下が進むにつれて内側すべり面の頂点は次第に上昇するとみるもの、浮戸の降下とともに直接領域は沈下するとみるもの、また砂中のアーチングによるアーチと内側すべり面とを関連させるような見方もみられ、内側すべり面の機構や特性はまだ十分明らかにされていないといえよう。

浮戸土圧に関する従来の理論を、考え方から大別するとほぼ3種に大別される。第一は間接領域に無関係に直接領域のみか

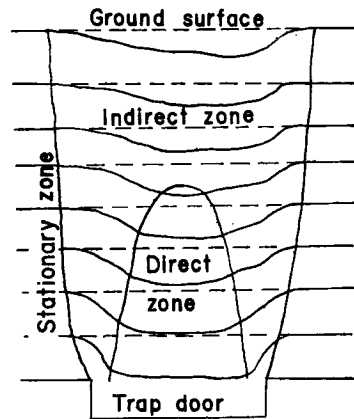


Fig. 4 Experimented result of subsidence and failure of sand layer due to lowering of trap door obtained by R. Ono and K. Manai.

ら解を得ようとするもので、この中の一つに砂中のアーチングを考えるものがある。すなわち浮戸の上方砂層に弛緩が生じると、その外周部の砂層にアーチングが生じ、それより上方の土圧はアーチ作用によって浮戸の左右に分れて浮戸外方に伝えられ、アーチ以下のゆるんだ砂の重量だけが浮戸に土圧として作用するものである。アーチの形状としては、浮戸の両端を通る放物線、長円および土圧曲線 (geostatic curve) が用いられ、これに属する研究には Ritter, Engesser, Willmann, Wagner, Kommerelle などの一連の研究⁴⁾、Meem⁵⁾ や小野・真井⁶⁾の研究などがある。これらは砂中のアーチングの概念を用いたものであるが、アーチングの具体的構成や直接領域との関連は明らかでない。直接領域を用いたものには伊藤⁷⁾、Balla⁸⁾の研究がある。伊藤は直接領域をすべり面で囲まれた長円と仮定し、解に用いた主な条件としては、長円の頂点では応力が0、長円はその上の3点ですべりの条件を充たすものとした。このように頂点応力を0とした結果、浮戸の土圧は間接領域や遠方領域とは無関係に決定されている。Ballaは直接領域を浮戸中心軸上で交叉する一対の対称な円弧で囲まれた領域と仮定し、直接領域頂点の応力はその上方地表までの土かぶりのもとで受動土圧状態にあるとして解いた。これらの解はいずれも間接領域の応力状態に無関係とな

り、そのため解の適用範囲には限界があると思われる。第二の取扱い、前者に反して、直接領域を顧慮せず、これを間接領域と一つに合わせて考え、この一体とした領域に相当する砂柱のつり合いから浮戸土圧を算定するものである。この取扱いに属するものは、Culmann⁹⁾、Bierbaumer¹⁰⁾、Völlmy¹¹⁾ などがあり、最近よく使われているものに Terzaghi の研究¹²⁾ がある。これらは間接領域を囲む外側すべり面の形状やすべり面に作用するせん断応力の取扱い方に相異がみられるが、いずれも直接・間接両領域を一つの領域とみなしてそれに作用する外力のつり合いより浮戸土圧を算定するものである。しかし一体とみなした領域の中に挙動の異なる直接・間接の両領域が存在し、かつ両領域の間に授受される応力の方向と大きさに限度があることが事実であれば、この第二の取扱いではつり合い力の配分や領域境界の条件に対して事実と異なった結果をみちびくこととなるであろう。第三の取扱い、直接・間接・遠方の3領域を考慮した解で水野¹³⁾ の研究がある。この解においては、直接および間接領域はともに塑性状態にある境界線で囲まれた領域と仮定し、両領域の境界線は普通のすべり面ではなく、塑性限界点を連続する軌跡面とし、また直接領域の頂点は浮戸の降下にともない上昇するとしていることが特徴である。その結果、直接領域は浮戸の両端を通る双曲線と囲まれた領域となる。浮戸土圧の解明には、砂の移動を3領域に分けて考慮することが現象的には最も事実に近いと思われるが、各領域ならびにその境界線の意義を正しく導入することが必要である。上述の研究のうちいまだよく使われた代表的な2つをここにのべる。

(a) Kommerell 系の理論

Kommerell はゆるい土から硬岩までの種々の地山中のトンネル土圧を、Willmann らの研究をもとにして解明した。トンネルを掘削すると天井や両側面が土圧におされて内方に動き、天井面では Fig. 5 のように AC の間が沈下する。なお A, C 点はそれぞれ D, E 点を通る主動すべり面と天井面との交点である。AC 間の沈下量 δ はトンネル中心軸で最大値 δ_{max} をもつ放物線と示されるとし、沈下量に比例した高さ h の地山がゆるみ、ゆるんだ部分のうちトンネル直上にある土の自重がトンネルにかかる鉛直土圧になると仮定した。中心軸より x の距離にある天井面の沈下を δ 、その地山のゆるみ高を h とすれば、 δ と h の関係は、この地山の永久弛緩率 (Bleibende Auflockerung) を $p\%$ とすれば次式で示される。

$$\delta \cdot \Delta x = (p/100) \cdot h \cdot \Delta x$$

$$\therefore h = 100 \delta / p$$

$$\text{また } h_{max} = 100 \delta_{max} / p$$

δ の分布を放物線としたので、地上のゆるみ領域の高さ h もまた放物線分布となるが、便宜上ゆるみ領域を AC を短径とし、 h_{max} を長径とする長円 ABC で近似することが多い。この場合にはトンネルにかかる鉛直土圧はその直上にある長円の一部 FGHJ の領域内の土の自重となる。この理論は、トンネル土圧として、浮戸の実験などがなされる以前の経験的な理論であるから、砂層の直接領域と関連させたものではない。なおゆるみ高さを決定する係数 p は、トンネル掘削後長期経過して到達する地山のゆるみ率であって、ゆるい土はさらにゆるむことが少なく、密度の高い地山ほどゆるむ率が大いとして経験的に Table 1 の値を提案している。

(b) Terzaghi の理論

Terzaghi は間接領域の両側に生ずる上開きのせん断面 ac, bd (Fig. 6 (a) 参照) を浮戸の幅 B に等しい

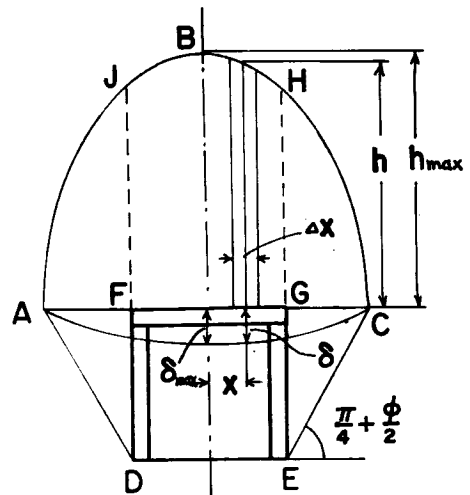


Fig. 5 Half ellipsed representing loosen zone due to yield of tunnel timbering (by Kommerell).

Table 1

地盤の種類	永久緩み率 $p(\%)$
緩い地盤	1 ~ 3
中程度の固い地盤	3 ~ 5
固い地盤 (泥灰岩, 粘土まじり砂利など)	5 ~ 8
軟岩地盤	8 ~ 12
硬岩地盤	10 ~ 15

間隔をもつ鉛直面 ae , bf と仮定し, この2鉛直面間に存在する砂により浮戸におよぼす土圧をサイロの底面土圧に対してたてられた Janssen の理論¹⁴⁾ を適用して求めた。せん断面にそって作用するせん断強度を s とし, $s = \sigma_h \cdot \tan \phi$ とする。ここに ϕ は砂の内部摩擦角, σ_h はせん断面に垂直に作用する水平土圧である。これら鉛直せん断面にはさまれた dz の厚さの微小土柱要素のつり合い条件は Fig. 7 から知られるように,

$$B \cdot \gamma \cdot dz = B(\sigma_v + d\sigma_v) - B\sigma_v + 2 \cdot s \cdot dz \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

ここに γ は砂の単位体積重量, σ_v は浮戸が十分降下し, せん断応力が完全に発揮したときの間接領域内の鉛直土圧, B は浮戸の幅である。鉛直土圧 σ_v は同一水平面上に等分布されているとし, また σ_h/σ_v の比はどの深さでも一定値 K と仮定する。つり合い式 (4.1) 式を地表無載荷の条件で解けば, z の深さにおける鉛直土圧は,

$$\sigma_v = \frac{B \cdot \gamma}{2 \cdot K \cdot \tan \phi} \cdot \left[1 - \exp \left(-2K \cdot \frac{z}{B} \cdot \tan \phi \right) \right] \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

故に浮戸にかかる土圧は (4.2) 式において $z=D$ としたときの σ_v によって与えられる。

Terzaghi の乾燥砂を用いた実験によれば, $K(= \sigma_h/\sigma_v)$ の値は浮戸中心線上において, 浮戸の直上では $K=1$, さらに上方に進むにつれて増加し, 浮戸上約 B の高さで最大値を示し, $K=1.5$ となり, それから上方では漸減し約 $2B \sim 3B$ 以上では浮戸の降下に

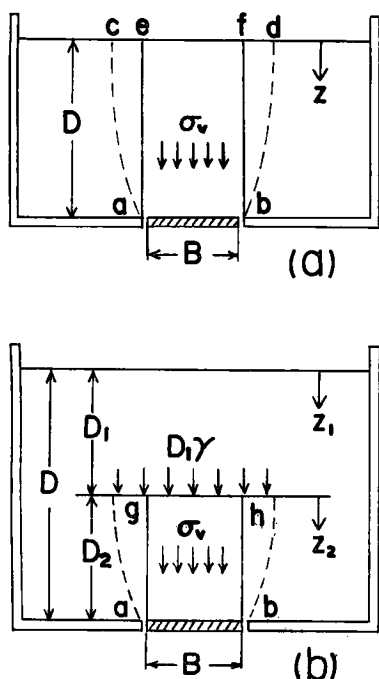


Fig. 6 Failure in cohesionless sand layer due to lowering of trap door (by Terzaghi). Illustrations (a) for the case of shallow sand layer, and (b) for deep sand layer.

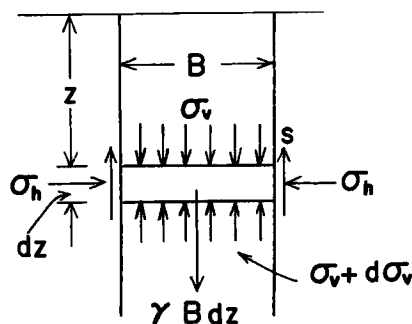


Fig. 7 Diagram illustrating Terzaghi's assumption on which computation of pressure in sand between two vertical sliding surfaces is based.

拘らず K は自然堆積状態時の値のままを保って変化せず、砂の応力状態も不変であると認めている。

ゆえに土かぶり D が深く、 $2 \sim 3B$ 以上ある場合は、せん断面は地表まで発達せず、その上方は自然堆積時の応力状態のままにあることとなる。ゆえにこの場合は、Fig. 6(b) のように D を上下に分け、せん断面の発生する部分を D_2 、その上方 D_1 の深さの砂層は自然堆積状態の応力を保つものとする。せん断面は、間隔 B 、深さ D_2 の ag, bh とし gh 面には D_1 の深さの砂層の鉛直土圧 γD_1 が上載荷重として作用するとする。この条件のもとに (4.1) 式を解けば、間接領域 abhg 内の鉛直土圧は次式によって与えられる。

$$\sigma_v = \frac{B\gamma}{2K \cdot \tan\phi} \left[1 - \exp\left(-2K \frac{z_2}{B} \cdot \tan\phi\right) \right] + \gamma D_1 \cdot \exp\left(-2K \frac{z_2}{B} \cdot \tan\phi\right) \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

ここに z_2 は gh 面を基準として下向きに測った深さで、浮戸にかかる土圧は $z_2 = D_2$ としたときの σ_v によって与えられる。なお D_1 部の砂層内の鉛直土圧は、地表よりの深さを z_1 とすれば次のように示される。

$$\sigma_v = \gamma z_1 \quad (D_1 \text{ 区間に対して}) \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

(4.2) 式または (4.3) 式において、それぞれ z または z_2 が B に比してかなり (B の 1.5~2 倍程度以上) 大きくなれば、通常程度の ϕ をもつ砂層では指数関数を $\exp(-\infty)$ と近似することにより、両式とも次式で近似することができる。なお K の値は通常 $K \approx 1$ が用いられている。

$$\sigma_v = \frac{B\gamma}{2 \cdot K \cdot \tan\phi}, \quad \text{ここに } K = \frac{\sigma_h}{\sigma_v} \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

なお (4.2)~(4.5) 式で示される土圧分布の一例 ($K=1$, $\phi=40^\circ$) を図示すれば Fig. 8 となる。

5. 著者の解法

5.1. 解析に用いる仮定と条件

砂層の移動を3領域に分けて考慮することは、現象的に最も事実に近いと思われるのでここでは直接・間接・遠方の3領域に分けて浮戸土圧の解析を進める。前記3.1において棒の流動を考察した結果にもとづきこの解析にはつぎの仮定と条件を設ける。

(a) 砂の移動状況からみて、砂層を従来の用語にしたがって直接・間接・遠方の3領域に分類する。ただしここでは、直接領域は砂粒が浮戸と同一行動をする領域、間接領域は直接領域の外方にあつて砂粒が浮戸の降下よりも小さい流動をする領域、遠方領域は砂層の流動の生じない領域と定義する。

(b) Fig. 9 において、幅 B の浮戸を ab で示す。
3.1 の結論 (10), (11), (13) から浮戸上方にできる直接領域は、図の曲線 ac, bc で示されるすべり面で囲まれた尖頭長円であらわされるとし、曲線 ac, bc はそれぞれ a 点, b 点で ab と直交し、浮戸中心線上の c 点で交叉する対称な対数線であると仮定する。

(c) 3.1 の結論 (8) により、c 点では砂は受動破壊をするものとする。故に上記の対数線は c 点で水平線と $(\pi/4 - \phi/2)$ の角度で交わる。ここに ϕ は砂のせん断抵抗角である。対称な対数線 の一方の ab を極座標 (ρ, θ) で式示すれば、

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp[(\theta - \alpha) \cdot \tan\phi] \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

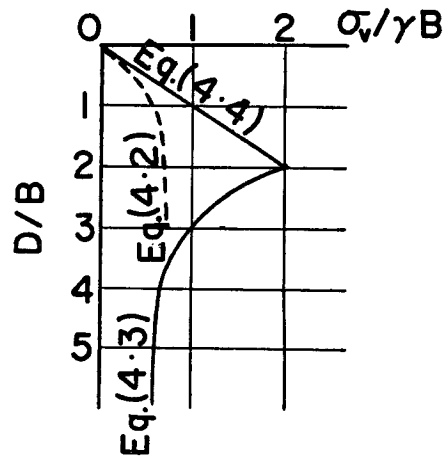


Fig. 8 Results of the computations by Eqs. (4.2), (4.3) and (4.4) applying $K=1$, $\phi=40^\circ$ and $D_1=2B$.

ここに、 ϕ は砂のせん断抵抗角、 ρ_0 は c 点における対数らせんの動径、 α は ρ_0 が鉛直軸となす角で、図より明かなように $\alpha = \pi/4 + \phi/2$ となる。対数らせんは、その線上では動径と法線とのなす角がつねに ϕ であるから、対数らせんをすべり面とした場合には、すべり面に作用する外圧は動径方向にかかることとなる。

(d) c 点における鉛直応力および水平応力をそれぞれ σ_v , σ_h とすれば、受動破壊の条件から、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_h &= K_P \cdot \sigma_v \\ K_P &= (1 + \sin \phi) / (1 - \sin \phi) \end{aligned} \right\} \dots (5.2)$$

(e) 3.1 の結論 (1), (4) で述べたように、間接・遠方両領域の境界面は上拡がりの曲面をなし、かつ浮戸の降下とともに拡大し、土被りの浅いときは地表に達する。いずれの場合も曲面すべり面であるが、ここでは Terzaghi が仮定したすべり面と同様に直線で囲まれたすべり面を仮定する。すなわちすべり面が地表に達する場合には、Fig. 6(a) または Fig. 9 の ae, bf, 面で示される B の間隔をもつ平行な鉛直面をすべり面と仮定し、すべり面が地表におよばないときは、Fig. 6(b) の aghb で示された 3 平面で囲まれた領域を間接領域と仮定する。

(f) (5.2) 式の σ_v は (e) にのべたすべり面を用いて Terzaghi が適用したサイロの理論より求められるものと仮定する。間接領域内の応力状況が浮戸土圧におよぼす影響は、直接領域のそれに比べて小さいと思われるので、間接領域の土圧の値はこの程度の近似で差支えないものとする。すなわち σ_v としては、間接領域が地表に達するときは (4.2) 式において、 z の代わりに c 点の地表よりの深さ z_0 を用いることにより下記の (5.3) 式で示され、また間接領域が地表に到達しないときは、(4.3) 式において z_2 の代わりに c 点の間接領域中央頂点よりの深さ z_{c2} を用いれば (5.4) 式で与えられる。

$$\sigma_v = \frac{B \cdot \gamma}{2K \cdot \tan \phi} \left[1 - \exp \left(-2K \frac{z_0}{B} \cdot \tan \phi \right) \right] \dots (5.3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_v &= \frac{B \gamma}{2K \cdot \tan \phi} \left[1 - \exp \left(-2K \frac{z_{c2}}{B} \cdot \tan \phi \right) \right] \\ &\quad + \gamma D_1 \cdot \exp \left(-2K \frac{z_{c2}}{B} \cdot \tan \phi \right) \dots (5.4) \end{aligned}$$

ここに D_1 は間接領域中央頂点の地表よりの深さである。 z_0 または z_{c2} が B に比して大きいときは、両式はいずれも近似的に次式で示される。

$$\sigma_v \approx \frac{B \gamma}{2K \cdot \tan \phi} \dots (5.5)$$

ここに K は間接領域の外周のすべり面上において鉛直土圧と水平土圧の比であって、通常 $K=1$ としている。

(g) 直接領域の外周は対数らせんで示されるすべり面と仮定したから、この面上に作用する垂直土圧とせん断応力との合応力 p は、 p の作用点における対数らせんの動径の方向に作用し、 p の大きさは、すべり線に沿う応力のつり合い条件と塑性平衡条件とから誘導される Kötter-Massau の理論によって求めることができる。

5.2. 合応力 p とその鉛直分力の算定

一般にすべり面上に作用する応力のつり合いを Fig. 10(a) に示す座標系にもとづいて示すと、

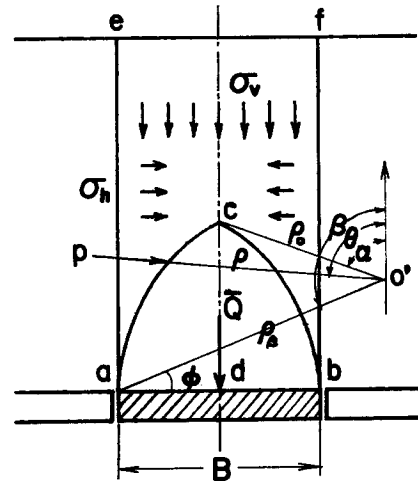


Fig. 9 Sliding surfaces in mass of sand due to lowering of trap door. Inner sliding surface is represented by two logarithmic spirals ac and bc, and outer sliding surface by two vertical surfaces ae and be.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_X}{\partial X} + \frac{\partial \tau}{\partial Y} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_Y}{\partial Y} + \frac{\partial \tau}{\partial X} &= \gamma \end{aligned} \right\} \dots (5.6)$$

また、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_X &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \\ &\quad + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(2\theta - \phi) \\ \sigma_Y &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \\ &\quad - \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(2\theta - \phi) \\ \tau &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \cos(2\theta - \phi) \end{aligned} \right\} \dots (5.7)$$

ここに σ_1, σ_2 は主応力 ($\sigma_1 > \sigma_2$), γ は砂の単位体積重量でその方向は Y 軸方向とする。図中の ds_1, ds_2 は大きい方の主応力 σ_1 の方向から時計まわりおよび反時計まわりに $(\pi/4 - \phi/2)$ だけ回転したすべり面方向の線素である。Fig. 10 (b) の Mohr の円と切線で示したすべりの条件より, $\sigma_m = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$ とおくと, σ_1, σ_2 は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= (1 + \sin \phi) \cdot \sigma_m \\ \sigma_2 &= (1 - \sin \phi) \cdot \sigma_m \end{aligned} \right\} \dots (5.8)$$

(5.8) 式を (5.7) 式に代入し, さらに (5.6) 式に入れるが, 線素の方向 θ も X, Y の関数であるから, 次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} + \sin \phi \left\{ \sin(2\theta - \phi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} + \cos(2\theta - \phi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} \right\} \\ + 2\sigma_m \sin \phi \left\{ \cos(2\theta - \phi) \frac{\partial \theta}{\partial X} - \sin(2\theta - \phi) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right\} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} - \sin \phi \left\{ \sin(2\theta - \phi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} - \cos(2\theta - \phi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} \right\} \\ - 2\sigma_m \sin \phi \left\{ \cos(2\theta - \phi) \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \sin(2\theta - \phi) \frac{\partial \theta}{\partial X} \right\} &= \gamma \end{aligned} \right\} \dots (5.9)$$

ds_1 の X, Y 軸に対する方向余弦が $\sin \theta, -\cos \theta$, ds_2 では X, Y 軸に対し $\cos(\theta - \phi), \sin(\theta - \phi)$ であることを用いて, X, Y 方向の微係数をすべり面方向の微係数でかきかえ, これを (5.9) 式に用いると次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \cos \phi \frac{\partial \sigma_m}{\partial s_1} - 2\sigma_m \sin \phi \frac{\partial \theta}{\partial s_1} &= -\gamma \cdot \cos(\theta - \phi) \\ \cos \phi \frac{\partial \sigma_m}{\partial s_2} + 2\sigma_m \sin \phi \frac{\partial \theta}{\partial s_2} &= \gamma \cdot \sin \theta \end{aligned} \right\}$$

Fig. 10 (b) に示すように, すべり面に作用する合応力 p と σ_m との間には, $\sigma_m \cdot \cos \phi = p$ の関係があるから, これを上式に入ると Kötter-Massau の式として次式が得られる。

$$\frac{\partial p}{\partial s_1} - 2p \cdot \tan \phi \frac{\partial \theta}{\partial s_1} = -\gamma \cdot \cos(\theta - \phi) \dots (5.10)$$

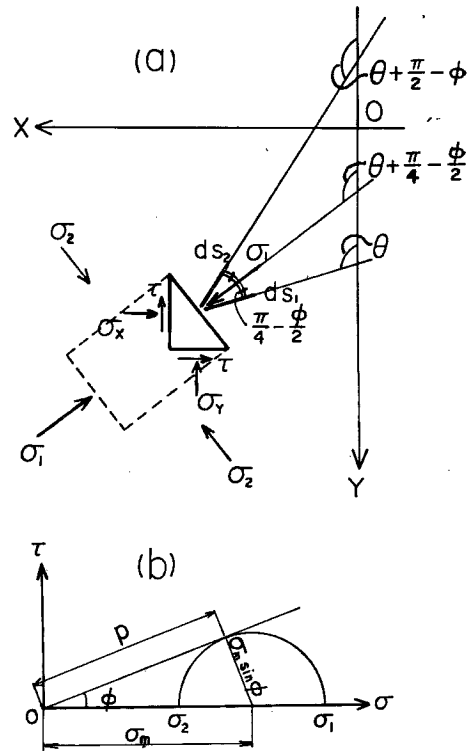


Fig. 10(a) Stresses and slip lines for soil element, (b) Mohr circle for the stress condition shown in (a).

$$\frac{\partial p}{\partial s_2} + 2p \cdot \tan \phi \frac{\partial \theta}{\partial s_2} = \gamma \cdot \sin \theta$$

直接領域の外周のすべり面として、 s_1 , s_2 の2つのすべり面のうち、形のより単純な上式第2式で示される s_2 曲線を用いると、 s_1 線は Fig. 11 のように対数らせん線の動径を示すこととなる。以後簡単のため s_2 を単に s としてあらわす。

曲線長 s は、

$$s = \int_{\rho_0}^{\rho} ds,$$

$$ds = \sqrt{1 + \rho^2 \left(\frac{d\theta}{d\rho} \right)^2} \cdot d\rho = \sqrt{\rho^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right)^2} \cdot d\theta$$

であるから、上式を (5.1) 式に代入すれば、

$$ds = (1/\sin \phi) d\rho = (\rho/\cos \phi) \cdot d\theta \quad \dots\dots\dots (5.11)$$

故に

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial p}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial s} = \frac{\cos \phi}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad \dots\dots\dots (5.12)$$

(5.1), (5.11) および (5.12) 式を (5.10) 式の第2式に代入すれば、

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} + 2p \cdot \tan \phi = \frac{\gamma \cdot \rho_0 \cdot \sin \theta}{\cos \phi} \cdot e^{(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \quad \dots\dots\dots (5.13)$$

p の下向きの鉛直分力を p_v 、水平分力を p_h とすると、

$$p_v = p \cdot \cos \theta, \quad p_h = p \cdot \sin \theta \quad \dots\dots\dots (5.14)$$

上式第1式を (5.13) 式に代入すると、

$$\frac{\partial p_v}{\partial \theta} + (\tan \theta + 2 \tan \phi) p_v = \frac{\gamma \rho_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta}{\cos \phi} e^{(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \quad \dots\dots\dots (5.15)$$

これを積分し、積分常数に $\theta = \alpha$ のとき $p_v = p_0$ になるとの条件を入れると、 p_v は次式のようにになる。

$$p_v = \frac{\gamma \rho_0}{(9 \cdot \tan^2 \phi + 1) \cdot \cos \phi} \left\{ (3 \cdot \tan \phi \cdot \sin \theta - \cos \theta) \cdot \cos \theta \cdot e^{(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \right. \\ \left. - (3 \cdot \tan \phi \cdot \sin \alpha - \cos \alpha) \cdot \cos \theta \cdot e^{-2(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \right\} \\ + \frac{p_0}{\cos \alpha} \cdot \cos \theta \cdot e^{-2(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \quad \dots\dots\dots (5.16)$$

5.3. 単位奥行の浮戸にかかる土圧

直接領域の外周の境界は浮戸中心軸に関して対称な対数らせん線と仮定しているから、便宜上 Fig. 12 のようにその左半の acd のみについて取扱うこととする。5.1 の (b), (c) の仮定により、対数らせん線 ac は a 点で鉛直、 c 点で水平と $\pi/4 - \phi/2$ の角をなすから Fig. 12 中の角 α, β は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \pi/4 + \phi/2 \\ \beta &= \pi/2 + \phi \quad (= 2\alpha) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5.17)$$

単位奥行の浮戸の半幅 ($B/2$) にかかる鉛直土圧を Q とすれば、 Q は直接領域の外周にかかる合応力 p の鉛直成分 p_v の ac に沿う合力 P と直接領域左半部の砂の自重 W との合計である。すなわち

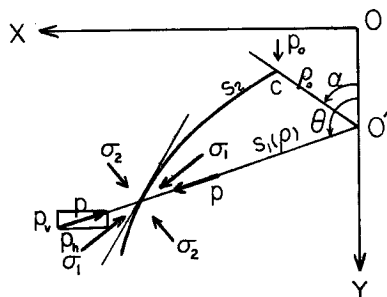


Fig. 11 Relation of a set of slip lines and stresses where one of the slip line is expressed by a logarithmic spiral.

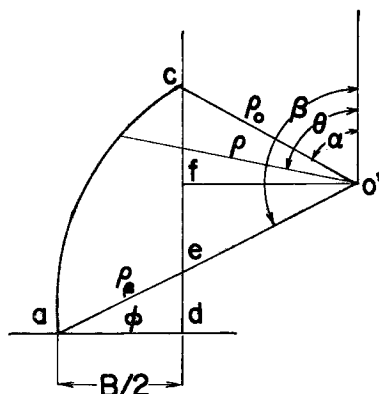


Fig. 12 Logarithmic spiral.

$$Q = P + W \quad \dots\dots\dots(5.18)$$

鉛直合力 P は (5.16) 式の p_v を c 点 ($\theta = \alpha$) から a 点 ($\theta = \beta$) まですべり線に沿って積分した値であるから、積分した結果のみを示すと、

$$\begin{aligned} P &= \int_{\theta=\alpha}^{\theta=\beta} p_v \cdot ds \\ &= \frac{\gamma \rho_0^2}{4(9 \cdot \tan^2 \phi + 1)} \left[\left\{ (3 \cdot \tan^2 \phi - 1) \sin 2\beta - 4 \cdot \tan \phi \cdot \cos 2\beta \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1 + \tan^2 \phi}{\tan \phi} \right\} e^{2(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi} - \left\{ (3 \cdot \tan^2 \phi - 1) \cdot \sin 2\alpha \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 4 \cdot \tan \phi \cdot \cos 2\alpha - \frac{1 + \tan^2 \phi}{\tan \phi} \right\} \right] \\ &\quad - \gamma \rho_0^2 \frac{3 \cdot \tan \phi \cdot \sin \alpha - \cos \alpha}{\cos \phi \cdot (9 \cdot \tan^2 \phi + 1)} \left\{ e^{-(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi} \cdot \sin(\beta - \phi) - \sin(\alpha - \phi) \right\} \\ &\quad + \frac{p_0 \cdot \rho_0}{\cos \alpha} \left\{ e^{-(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi} \cdot \sin(\beta - \phi) - \sin(\alpha - \phi) \right\} \quad \dots\dots\dots(5.19) \end{aligned}$$

また c 点におけるすべり線単位長さには作用する応力 p_0 と (5.3)~(5.4) 式の与える水平面に作用する鉛直応力 σ_v との間には、

$$\sigma_v \cdot dx = p_0 \cdot ds, \quad dx/ds = \sin \alpha$$

の関係があるから、 p_0 は次式で示される。

$$p_0 = \sigma_v \cdot \sin \alpha \quad \dots\dots\dots(5.20)$$

Fig. 12 から明らかなように、 ρ_0 と B との間には次の幾何学的関係がある。

$$\rho_0 \cdot \sin \alpha + B/2 = \rho_\beta \cdot \sin \beta$$

故に ρ_0, ρ_β は、

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= \frac{B}{2} \cdot \frac{1}{\exp\{(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi\} \cdot \sin \beta - \sin \alpha} \\ \rho_\beta &= \rho_0 \cdot \exp\{(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(5.21)$$

また直接領域の頂点の底面からの高さ $\overline{cd}$ は、角 β が鈍角であるから、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \overline{cd} &= \rho_0 \cdot \cos \alpha - \rho_\beta \cdot \cos \beta \\ &= \rho_0 [\cos \alpha - \cos \beta \cdot \exp\{(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi\}] \quad \dots\dots\dots(5.22) \end{aligned}$$

直接領域 acd の面積を A とすれば、 A は **Fig. 12** より次のように求められる。

$$A = \text{扇形 } ao'c + \Delta aed - \Delta eo'c$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに 扇形 } ao'c &= \rho_0^2 \{e^{2(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi} - 1\} / (4 \cdot \tan \phi) \\ \Delta aed &= B^2 \cdot \tan \phi / 8 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(5.23)$$

$$\Delta eo'c = (\rho_0 \cos \alpha + \rho_0 \cdot \sin \phi \cdot e^{(\beta - \alpha) \cdot \tan \phi} - B \cdot \tan \phi / 2) \rho_0 \cdot \sin \alpha / 2$$

以上の各式によって、直接領域の諸元や浮戸にかかる土圧は ϕ, γ, p_0 および B の関数として求められる。

1 例として $\phi = 30^\circ$ の場合のこれら諸元の計算値は次のようになる。(5.21) 式より対数ら線の動径は、

$$\rho_0 = 0.694 \cdot B, \quad \rho_\beta = 1.271 \cdot B \quad \dots\dots\dots(5.24)$$

(5.22) 式より直接領域頂点の高さは、

$$\overline{cd} = \overline{ce} + \overline{ed} = (0.694 + 0.289) \cdot B = 0.983 \cdot B \quad \dots\dots\dots(5.25)$$

(5.23) 式より直接領域左半部の砂の自重は、

$$W = \gamma \cdot A = 0.354 \gamma \cdot B^2 \quad \dots\dots\dots(5.29)$$

(5.5), (5.20) 式より、直接領域頂点付近の間接領域においてすべり面にそう鉛直土圧 p_0 は、

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= \sigma_v \cdot \sin \alpha = 0.868 \sigma_v \\ \sigma_v &= B\gamma / (2 \cdot K \cdot \tan \phi) = B\gamma / (1.1548K) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5.27)$$

故に (5.19), (5.24), (5.27) 式を用いて直接領域の外周にかかる土圧の鉛直分力の合力は、直接領域左半部に対して次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P &= -0.1833 \gamma \cdot \rho_0^2 + 0.0797 \sigma_v \cdot \rho_0 \\ &= (-0.088 + 0.048/K) \cdot \gamma \cdot B^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5.28)$$

浮戸左半部にかかる土圧 ($P+W$) を Q で示せば、 σ_v の Q におよぼす影響は W に比して極めて小さい。いま $K=1$ とすれば、単位奥行長の浮戸全幅にかかる鉛直荷重 $2Q$ は次のように与えられる。

$$2Q = 2(P+W) = 2(-0.040 + 0.354)\gamma B^2 = 0.628 \gamma B^2 \dots\dots\dots (5.29)$$

3.2, 3 にのべたように、砂層の代わりにアルミ棒積層試料を用いた実験ではせん断抵抗角 ϕ の値は、せん断中の体積膨張 $\Delta V/V$ によって変化し、3.2, 3 で用いた試料では $\Delta V/V = 0 \sim 4 \sim 5\%$ に対して $\phi = 27^\circ \sim 33^\circ \sim 36^\circ$ と変化した。一方この試料を用いた浮戸の実験よりみると浮戸上方の試料の $\Delta V/V$ は場所により変化する。故に上述のような浮戸土圧の算定に用いる平均的な ϕ の値の決定にはなお検討が必要である。ここでは簡単のため ϕ の平均値として $27^\circ \sim 33^\circ$ の算術平均として $\phi = 30^\circ$ を採用した。

3.2 にのべた諸元は、 $B=9 \text{ cm}$, $\gamma=2.16 \text{ g/cm}^3$, 浮戸の奥行 $L=5 \text{ cm}$ であるから、浮戸にかかる土圧全量 $\bar{Q}(=2QL)$ はこれら諸元を (5.29) 式に入れて次のように求められる。

$$\bar{Q} \equiv 2QL = 0.628 \times 2.16 \times 9^2 \times 5 = 549.3 \text{ g}$$

一方ロードセルで測った浮戸土圧の実測値は約 550 g であったから、一応上記のような仮定のもとに求めた本理論にもとづく算定式は実験値とよく合致することが認められた。なお Terzaghi の理論による浮戸土圧は (4.5) 式による σ_v を用いると、土圧合力として $\bar{Q} = \sigma_v \cdot B \cdot L$ であらわされる。 $K=1$ として上記実験諸元を代入すると、 $\bar{Q}$ は、

$$\begin{aligned} \bar{Q} &= \sigma_v \cdot B \cdot L = \gamma \cdot B^2 L / (2 \cdot K \cdot \tan \phi) \\ &= 2.16 \times 9^2 \times 5 / (2 \times 0.5774) = 758 (\text{g}) \end{aligned}$$

となり、かなり実測値より大きな値となる。

6. 上の解に対する 2, 3 の考察

6.1. 間接領域内の鉛直土圧

この土圧の算定には (4.2)~(4.5) 式を基礎としたが、その式中の係数 K に対して、Terzaghi は前述のように、浮戸中心軸上において浮戸直上では $K=1$ 、また浮戸よりほぼ B だけ上方では K は最大値をとり $K=1.5$ になるとのべているが、いずれの K の値を採用するかは明らかでない。しかし通常、浮戸の位置での鉛直土圧の算定には $K=1$ が採られているので、浮戸より B 程度上方の Fig. 9 の c 点の鉛直土圧の算定には $K=1$ を採ればやや過小となるように思われる。一方間接領域の幅は浮戸両端より上拡がりの傾向を有し、c 点付近では浮戸幅 B に比べてかなり広い。間接領域内の鉛直土圧 σ_v や p_0 を求める (4.5) 式や (5.27) 式では、 K, B が分母、分子に分れて存在するため、 K や B に前記に仮定した値よりも大きい値を用いるとしても、 σ_v や p_0 はいずれの場合をとってもさほど大きな差は生じないであろう。故にここでは間接領域として B の隔りをもつ鉛直面と仮定し、 K は $K=1$ とおいた。

6.2. 対数線の下端部の傾斜

前記のように直接領域の外周のすべり面は Fig. 12 のように下端 a 点で鉛直な切線をもつ対数線と仮定した。もし a 点における対数線の切線が鉛直でないとき、切線の傾斜角が直接領域にかかる応力に与える影響を検討する。このときの a 点の座標を (ρ, θ) で示す。

一般に、a 点に対して (5.21) 式の幾何学的関係が成立するから、

$$\rho_0 = B / (2 \cdot y), \quad y = e^{(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi} \cdot \sin \theta - \sin \alpha$$

y の θ に対する変化 $dy/d\theta$ を求めると,

$$\frac{dy}{d\theta} = (\cos \theta + \sin \theta \cdot \tan \phi) \cdot e^{(\theta - \alpha) \cdot \tan \phi}$$

故に y は右辺の括弧内を 0 とする θ において極値をとる。この条件を充たす θ は,

$$\theta > \frac{\pi}{2} \text{ に対して, } \theta = \frac{\pi}{2} + \phi$$

さらにこの θ に対して $dy^2/d\theta^2 < 0$ であるから, $\theta = \pi/2 + \phi$ すなわち $\theta = \beta$ のとき y は極大となり, したがってこのとき ρ_0 は極小となる。一方直接領域に作用する外圧はたとえば (5.16) 式のように θ が同じであれば, ρ_0 の一次に比例するから, 直接領域の外周面はそこにかかる外圧が極小値をとるような形に発生していることが知られる。

7. 結 言

上記の研究は, 砂層内局部沈下部にかかる 垂直土圧の 解明のため, 浮戸 (trap door) を用いた実験とそれにかかる土圧の理論的解析を行なったものである。

浮戸の実験では, 砂を用いる 従来の方法は砂と 容器壁面の摩擦のために 実験精度が低い欠点があったため, ここでは粉粒体のかわりに種々の径の金属棒を平行に積んだ二次元的な積層を試料に用いてこの欠点を除いた。実験では積層中の棒の移動を精測するとともに, その移動を流動とみて現象論的な考察を行ない, 移動の諸特性を明らかにした。一方浮戸土圧の理論的解明には従来より種々研究があるが, 砂粒の移動現象に十分合致するような解明があまりなされていないように思われる。故にここでは流動の現象論的な考察にもとづき, 浮戸上方の砂層を直接・間接・遠方の 3 領域に分けて考察を進め, かつ直接領域の境界は一对の対称な対数らせん線からなるとして浮戸に作用する土圧の算定式を誘導した。

この理論から求めた直接領域の大きさや浮戸土圧の値は実験値とよい一致を示し, この理論の妥当性を検証することができた。

本理論の解析の部分はさきに速報¹⁵⁾し, さらにその後の考察は昭和41年11月の京大防災研究所研究発表講演会でのべて前年度の同研究所年報に収録するはずのものであったが, 3.1 でのべた写真撮影による実証が未了であったため本年度の年報に写真を加えて掲載させていただいた。なおアルミ棒の一部の製作については昭和40年に日本軽金属 K. K. の御好意をいただき, またこれを用いた実験には本学大学院学生松岡元, 学部学生小川雅裕両君の協力をうけたもので, ここに深く謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 村山朔郎, 松岡元: トンネル土圧の発生機構について, 昭和42年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要, 昭和42. 11, p. 245.
- 2) 小野諒兄, 真井耕象: 乾燥砂層における垂直土圧, 土木学会誌, 24巻5号, 昭13, pp. 437—495.
- 3) 水野高明: 砂の鉛直圧力に関する一考察, 九大工学集報, 17—1, 昭17, pp. 31—45.
- 4) Kommerell: Statische Berechnung von Tunnelmauerwerk, Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin, 1912.
- 5) Meem: Transaction of ASCE., 1908, p. 12.
- 6) 前掲—2).
- 7) 伊藤富雄: Calculation of Sand Pressure on Horizontal Top Surface of the Tunnel Heading, Tech. Report of Osaka Univ., 10—374, 1960, pp. 109—111.
- 8) Balla: Rock Pressure determined from Shearing Resistance, Proc. of the Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Budapest, 1963, pp. 461—471.
- 9) 前掲 4).

- 10) 前掲 4).
- 11) Völlmy: Eingebettete Rohre, Mitt. Inst. Baustatik, Eidgen. Tech. Hochschule, Zurich, Mitt. No. 9.
- 12) Terzaghi: Theoretical Soil Mech. John Wiler & Sons, N. Y. 1943, pp. 66—75.
- 13) 前掲 3).
- 14) Janssen: Versuch über Getreidedruck in Silozellen, Z. Ver. Deut. Ing. Vol. 39, 1895, p. 1045.
- 15) 村山朔郎：トンネル土圧，土木学会編第3回トンネルシンポジウム，昭41，pp. 7—8.