

閉塞浸透機構に関する研究 (3)

—簡単なモデル実験による考察—

石原安雄・下島栄一

STUDY ON MECHANISM OF CONFINED INFILTRATION (3)

—Consideration by Simplified Model Experiment—

By Yasuo ISHIHARA and Eiichi SHIMOJIMA

Synopsis

In order to examine the mechanism of exchange of water penetrating to a ground and air in pore of a ground, the simplified experiments are carried out by using the U-shaped capillary tube which is connected to the bottom of a cylindrical lucite bucket. The U-shaped tube has two straight glass tubes which are same or different size in inner diameter and the confined infiltration is imitated by pouring the liquid of glycerin into the bucket quickly. Denoting the diameter of tube which air is discharged as d_2 and the other as d_1 , it is found out that in case of $d_2/d_1 \cong 1.0$, the discharge process of air begins when the pressure of compressed air reaches nearly the value of the height of static capillary rise plus the depth of ponding liquid, and so on.

Applying these results obtained to the experiments of confined infiltration by the use of sand column in a cylinder with bottom plate reported already, the followings are disclosed.

(1) In infiltration into a homogeneous field of sand by ponding water on the sand surface, the quasi-saturated zone occurs when the increasing pore-air pressure in the neighbourhood of sand surface reaches nearly the value of height of capillary fringe and plus depth of ponding water.

(2) The physical process of air discharge in confined infiltration can be understood, analogous to the discharging process of air in the U-shaped tube.

1. はじめに

雨が地面に降るとその全部あるいはその一部は地中の空気と交換しつつ下方に浸透していく。この水と空気との交換機構を解明して浸透現象を理解するために、底部を閉じた円筒に砂柱を作り、その上部より給水することによって実験を行ってきた^{1)~3)}。その結果、一様砂の湛水浸透の場合、内部の空気は浸透面を通して間歇的にまた連続的に外界へ放出され、また浸透水は浸透面の直下での飽和に近い領域（これを擬似飽和域⁴⁾と呼んだ）とその下方に連なる比較的水分の小さな不飽和域とを形成しつつ下方に移動していくことが判った。

本文は、この擬似飽和域の形成や空気の放出の物理的機構を知るためにU字管を用いた簡単なモデル実験を行い、その結果を砂層浸透の場合に演繹して考察した結果を述べたものである。

2. U字管による空気の放出実験の方法

実験装置は Fig. 1 に示した。すなわち、長さが 125cm で内径が 0.5, 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8, 2.0 mm の真直ぐな気乾状態のガラス管 (PYREX 製) を使い、そのうち任意の 2 本を内径 0.5mm の小さなU

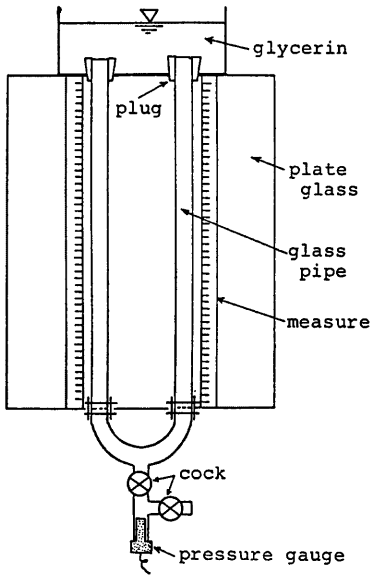


Fig. 1. An apparatus of experiment.

なお、液体としてグリセリンを用いたのは、市販のガラス管の最小の内径が0.5mmであったために、水のような粘性の小さな液体を用いると現象が非常に速くなり、測定がむづかしくなる等の理由による。また、実験は $21.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$ の恒温室で行ったが、この液体の表面張力、粘性係数および密度の物理定数が温度変化に対し非常に敏感であるので、実験に際してこの温度変化の影響を除外しようとしたためである。

3. U字管による実験結果とその考察

3.1 実験結果の整理

Fig. 2 は内径 0.5mm と 0.8mm のU字管の場合の結果であって、液体先端の移動距離 (x_f) と空気圧 (p) の時間変化を、Fig. 3 は内部の空気が一方の管の上端から円筒容器中へ放出されているときの空気圧変化の詳細を示している。この場合には 0.8mm の管より空気が放出されていたが、以下では空気が放出される管の内径を d_2 、他方のものを d_1 と記す。他の実験でも同様な変化が認められたが、これらの図と実験中の観察より次のことが判った。

- (i) 実験の開始と同時に両方の管に液体が浸入し、その結果空気圧は急激に増大する。
- (ii) 時間経過とともに、 d_1 の管の液体は下方へと移動を続ける。一方、 d_2 の管ではやがて液体先端の移動が止まり、その後逆に上方に向かって移動を始める。その間の空気圧は増加率が次第に減少し、ある時点より減少を始める (Fig. 3 では t_3 に対応)。
- (iii) d_2 管中の液体先端が管の先端に達したとき (Fig. 3 では t_1 または t_4 に対応)、空気圧の急激な減少とともに気泡が管の上方に形成され始め、それが大きくなって空気が放出される (Fig. 3 では t_2 に対応)。それと同時に空気圧は急激な増加を示す。それと同時に d_1 管中の液体先端は、それまではゆっくりと下方へ移動し続けていたものが、急に速度を増して動き出す。
- (iv) 以下、同様な過程で気泡の形成・空気の放出が繰返されるが、最初の空気の放出に比して、第2回目以降の空気放出は比較的容易に行なわれる。なお、空気の放出周期が短い場合には、 t_1-t_2 、 t_3-t_4 の区

字形をしたガラス管に接続することによって高さがほぼ 130cm のU字管を作り、それを鉛直に立てたガラス板に沿わせて立て、その上端部の約 1cm を内径 10cm の透明なアクリル樹脂製の円筒器の底部より差込んで固定し、下端部はコックを通して空気圧測定用センサーに接続されている。

浸透流体としてローダミン-Bで赤色に着色したグリセリンを用い、これを円筒容器上部よりガラス管上の液体厚 (h_f) がほぼ 4cm となるように瞬時に流込むという方法で行った。なお、円筒容器の内径がガラス管の内径と比べ十分に大きいため液体がガラス管内の全体を満した場合でも h_f の変化は無視できる程度となっているので、実験中の h_f は常に一定と考えてよい。

計測は、液体の先端の移動とU字管の底部での空気圧の変化について行った。前者は、トレーシング・ペーパーを張付けた透明なガラス板の後方から蛍光灯によってガラス管を照らし、その前方より緑色のフィルターを付けた写真機で撮影するという方法によった。一方、後者は、U字管底部に接続した短いガラス管内に設置した外径 2.8mm、長さ 8mm の半導体方式の圧力変換器 (共和電業製) によった。

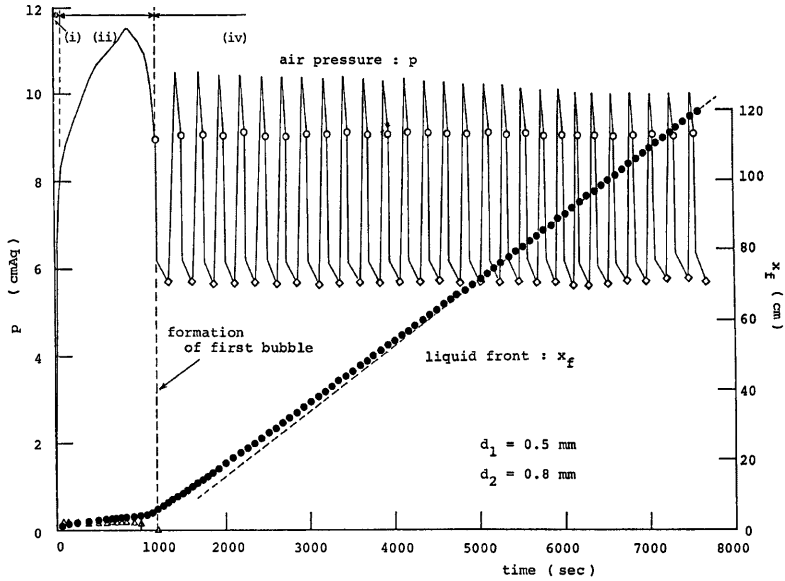


Fig. 2. Changes of x_f and p .

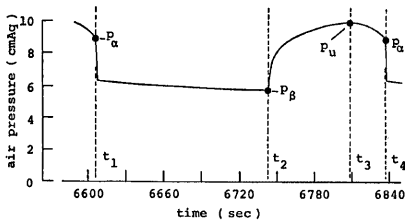


Fig. 3. Detailed figure of p in case of Fig. 2

間の変化が不明確となる。一方、 d_1 の液体先端の移動はこの空気の不連続な挙動にも係らず連続的であって、その速度は第1回目の気泡が形成され始めるまではゆっくりであり、それ以降は時間とともに増大するが比較的早くほぼ一定となるようである。

なお、以下においては Fig. 3 で示したように、気泡が形成される時点 t_1 あるいは t_4 、および放出される時点 t_2 における空気圧をそれぞれ p_α , p_β とし、最初の気泡の場合の p_α をとくに $p_{\alpha,1}$ と記す。

Fig. 4 に実験でえられた $p_{\alpha,1}$ と $1/d_2$ との関係を黒丸で示したが、図には脱水過程の土柱法と同様な方法で求めた d_2 の管の毛管上昇高 ($h_{c,r}$) に h_f を加えて水柱単位に換算した値 (p_*) をも白丸で示してある。

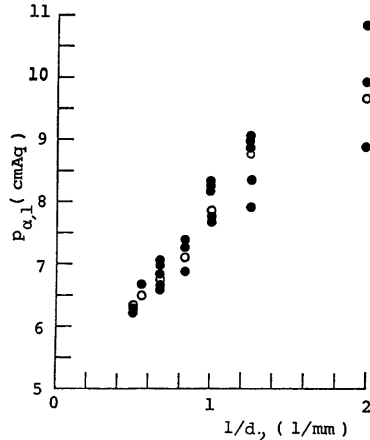


Fig. 4. Relation between $p_{\alpha,1}$ and $1/d_2$.

また Fig.5 は、同一の d_2 に対して $p_{\alpha,1}$ と d_1 との関係を調べた一例である。なお図中の破線は Fig.4 での白丸に対応する値である。Fig.4 では d_2 を固定したときの黒丸の中には種々の d_1 があるが、一方 Fig.5 からは d_1 に関係なく $p_{\alpha,1}$ はほぼ一定となり、また $p_{\alpha,1}$ はほぼ p^* の値と一致することが判る。

次に、 p_α , p_β , 及び空気の放出時間間隔 (T) を $d_1=0.8\text{mm}$, $d_2=1.5\text{mm}$ の場合、 $d_1=2\text{mm}$, $d_2=1\text{mm}$ の場合、及び $d_1=2\text{mm}$, $d_2=0.8\text{mm}$ の場合について調べたものが Fig.6(a), (b), (c) であるが、時間原点は空気圧が $p_{\alpha,1}$ となる時点にとつてある。 p_α , p_β の時間変化の形態は実験の範囲では (a), (b), (c) 図で例示した3つの場合に分類でき、それぞれ、

- (1) p_α はほとんど変化せずほぼ $p_{\alpha,1}$ に等しく、 p_β もほぼ一定の場合、
- (2) p_α は時間とともに増大した後ほぼ一定値となるが、 p_β はほぼ一定の場合、
- (3) p_α は増大を続け、 p_β は一旦増大した後減少する場合、

である。

さて、実験を行った管径の組合せと上述の分類との関係を調べてみると、Fig.7 において(1)の場合を黒丸で、(2)の場合を白丸で、(3)の場合を黒三角で示したようになる。各場合の境界は必ずしも明確ではないが、(1)の場合は $d_2/d_1 \geq 1$, (3)の場合は $d_2/d_1 < 1$, (2)の場合は(1)と(3)の場合の中間的なもの、となっていることが判る。なお、図中の破線は $d_1=d_2$ の線を示す。

3.2 p_α について

Fig.8 は前述の Fig.2 の実験結果 (iv) で述べた管 d_1 内を移動する液体先端の移動速度 (ω_f) の漸近値 ($\hat{\omega}_f$) と d_1 との関係を示したものである。この図より、 $\hat{\omega}_f$ は各 d_1 に対し多少のばらつきを示すが、 d_2 にはほぼ無関係に一定値となり、 d_1 が大きなほど ω_f は大きな値となることが判る。なお、実験値は図中で示した勾配 (tangent)

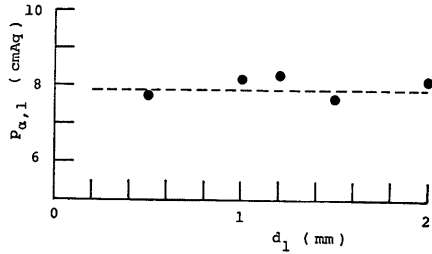
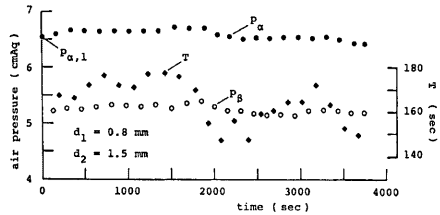
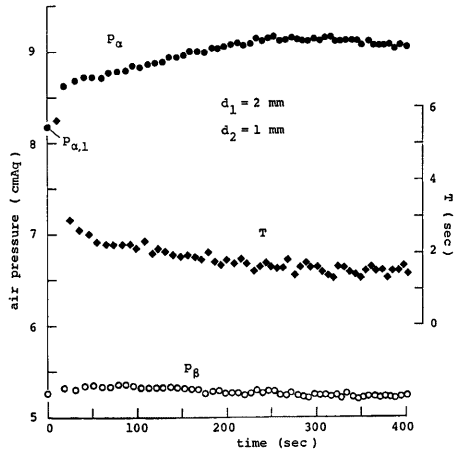


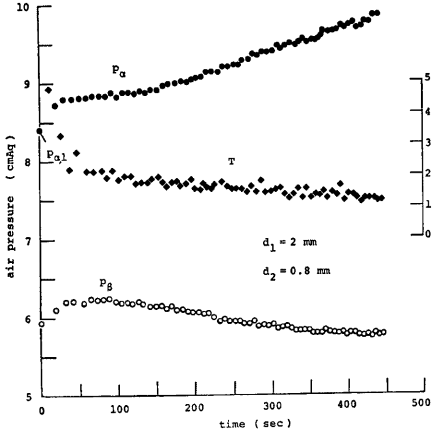
Fig. 5. Relation between $p_{\alpha,1}$ and d_1 in case of $d_2=1\text{mm}$.



(a) $d_1=0.8\text{ mm}$, $d_2=1.5\text{ mm}$



(b) $d_1=2\text{ mm}$, $d_2=1\text{ mm}$



(c) $d_1 = 2$ mm, $d_2 = 0.8$ mm
Fig. 6. Changes of p_a , p_β and T .

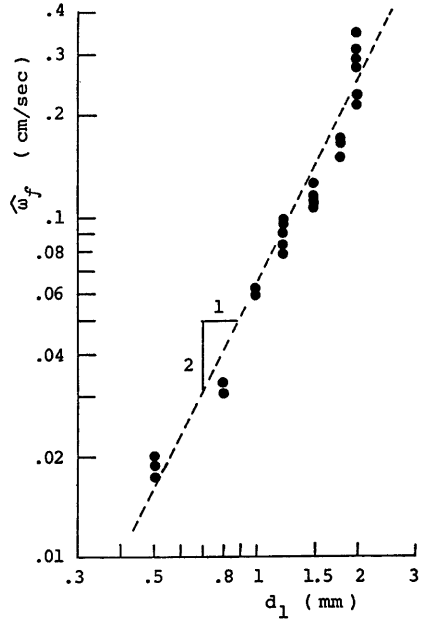


Fig. 8. Relation between ϕ_f and d_1 .

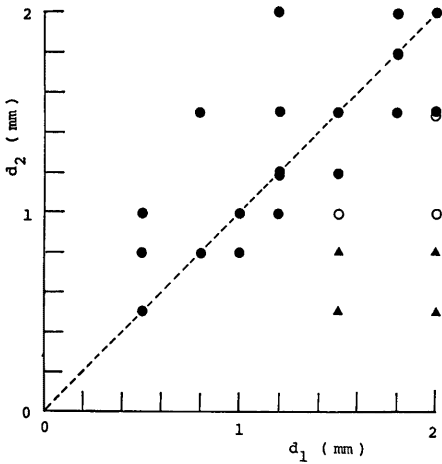


Fig. 7. Regime of changes of p_a and p_β , black circles show a group corresponding to Fig. 6(a), white ones to Fig. 6(b) and black triangles to Fig. 6(c).

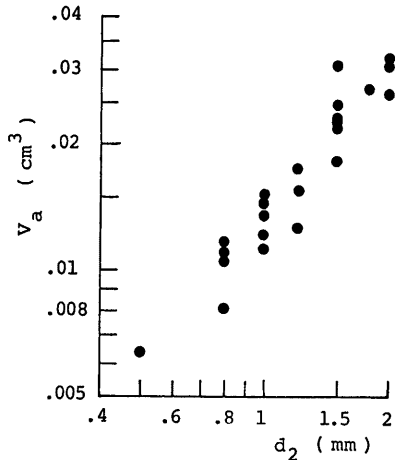


Fig. 9. Relation between V_a and d_2 .

2の破線で大略表わすことができるので、 $\omega_f \propto d_1^2$ の関係が成立することになる。また、Fig.9は(1)と(2)の場合について、空気の放出時の気泡の大きさ(V_a)と d_2 との関係を示したものである。ここに V_a は次の方法で求めた。すなわち、時間とともに、 ω_f は一定値(ω_f)になること、また(2)の場合にも p_a はほぼ一定値に近づくことを考慮し、 \bar{T} をその際の平均的な空気の放出周期とすると、空気の連続式は

$$V_a = \pi \cdot \left(\frac{d_1}{2}\right)^2 \cdot \omega_f \cdot \bar{T} \dots\dots\dots (1)$$

となるので、これより V_a が決ることになるのである。図より d_2 を固定して V_a を調べると多少のばらつきがあるが大略一定値とみなせ、また d_2 が大きくなると V_a は大きくなるが判る。

これらの結果より、 d_1 が大きくと d_2 が小さくなるほど、空気の放出周期が短くなるが判る。また、(2)の場合は(1)の場合に比して、 d_2 の管内の液体先端の移動が激しいために、気泡が形成され始める際の接触角に動的な影響⁵⁾が現われ、そのため ω_f の増大とともに p_a も増大し、 ω_f がほぼ一定値となるに従って定常状態が生じ、 p_a がほぼ一定値になると考えることができる。

一方、空気は気泡の形成一管先端からの分離という過程によって放出されるので、空気柱の圧縮速度が速いと空気柱は過圧縮状態になると考えられる。したがって(3)の場合には、 d_1 の管への浸入体積(強度)に見合うだけ空気が放出されないう過圧縮過程が続き、その結果空気圧 p_a が増大を続けるものであろうと考えることができる。

3.3 p_β について

Fig.10は(1)、(2)の場合の p_β の値とその際の d_2 との関係をそれぞれ黒丸、黒三角で示したものである。なお、白丸は後述の計算値である。この図より、かなりばらついてはいるが、 d_2 が大きくなると p_β は小さくなっていること、また(2)の場合は(1)の場合より若干小さくなること、が判る。

いま、気泡が放出される際の気泡の頂点近傍での力の釣合式は、気泡が d_2 の管の中心軸に関して対称であるとする、水柱単位で

$$p_\beta = \frac{\rho_f}{\rho_w} \cdot (h_f - d_* + 2\lambda/R) \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここに、 ρ_f ; 浸透流体の密度、 ρ_w ; 水の密度、 d_* ; 管の上面と気泡の頂点との距離、 R ; 気泡の頂点での曲率半径、 λ ; 表面張力係数、である。この気泡を球で近似し、Fig.9で示した各 d_2 の平均的な V_a に対する直径(この場合 d_* となる)を求め、 $\rho_w = 1 \text{ gr/cm}^3$ とし、実験定数 $\rho_f = 1.28 \text{ gr/cm}^3$ 、 $\lambda = 0.046 \text{ cm Gly} \cdot \text{cm}$ 、 $h_f = 4 \text{ cm Gly}$ を用いて式(2)の右辺を計算した値がFig.10の白丸であって、ほぼ実験値と一致する結果が得られる。これより実験値を説明することができる。一方、(3)の場合の p_β の時間変化の特性は不明であるが、管 d_1 の液体がその管の末端付近に達した際の p_β の値は、Fig.10で示した(1)の場合とほぼ等しい結果となっている実験的事実を記するととどめておく。

3.4 空気柱内の圧力分布

気泡の形成、空気の放出時に関して問題となる d_2 の管の先端での空気圧とU字管底部の計測空気圧との関係について検討しておく。

さて、管内の空気は気泡の形成、空気の放出に伴い不連続な挙動を示すと考えられるので、適当な大きさの時間スケールを導入して平均化を行うことによって連続的な現象とみなすことにする。まず、 d_1 の管での液体と d_2 の管での空気との運動が Washburn の方程式⁶⁾(Darcy 則と同型)に従うとすると、それぞれの

平均速度は

$$v_f = \frac{k_f}{\mu_f} \cdot (\rho_f \cdot g + \rho_f \cdot g \cdot \frac{h_f + h_e - p_f}{x_f}) \dots\dots\dots(3)$$

$$v_a = \frac{k_a}{\mu_a} \cdot (\rho_a \cdot g + \frac{\Delta p'}{l}) \dots\dots\dots(4)$$

となる。ここに、suffix “f”, “a” はそれぞれ液体、気体を意味し、 ρ ; 密度、 μ ; 粘性係数、 h_e ; 毛管上昇高、 k ; permeability と呼ばれるもの [L^2], p_f ; d_1 の管の気・液相の境界面に働く空気圧、 g ; 重力加速度、 l ; 管の先端とU字管の底部との距離、 x_f ; d_1 の管での液体先端の移動距離、 $\Delta p'$; d_2 の管における長さ l 間の空気圧の減少量、である。

d_1 の管の液体先端の移動速度はある程度時間が経つと前述のようにほぼ一定値となるので、式(3)の右辺の括弧内の2項の大きさは $\rho_f g \gg \rho_f g (h_f + h_e - p_f) / x_f$ とみなしてよく、したがって式(3)は

$$v_f = \frac{k_f}{\mu_f} \cdot \rho_f \cdot g \dots\dots\dots(5)$$

で近似できる。一方、気体の方の式(4)は重力項が圧力勾配項に比して無視できると考えられるので、式(4)は

$$v_a = \frac{k_a}{\mu_a} \cdot \frac{\Delta p'}{l} \dots\dots\dots(6)$$

となる。前述の空気圧変化が(1)、(2)の形態をとる場合、式(5)が成立する範囲では

$$\pi \cdot \left(\frac{d_1}{2}\right)^2 \cdot v_f = \pi \cdot \left(\frac{d_2}{2}\right)^2 \cdot v_a \dots\dots\dots(7)$$

なる連続式が成立すると考えてよいので、Fig. 8 の結果、すなわち $\omega_f \approx d_2^3$ より $k = \gamma \cdot d^2$ (γ : 定数) とおき、これを式(5)、式(6)を用いて式(7)を考慮すると、 $\Delta p'$ は

$$\Delta p' = \frac{\mu_a}{\mu_f} \cdot \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4 \cdot \rho_f \cdot g \cdot l \dots\dots\dots(8)$$

となるが、さらに $\Delta p'$ を水柱単位の Δp で示すことにすると、

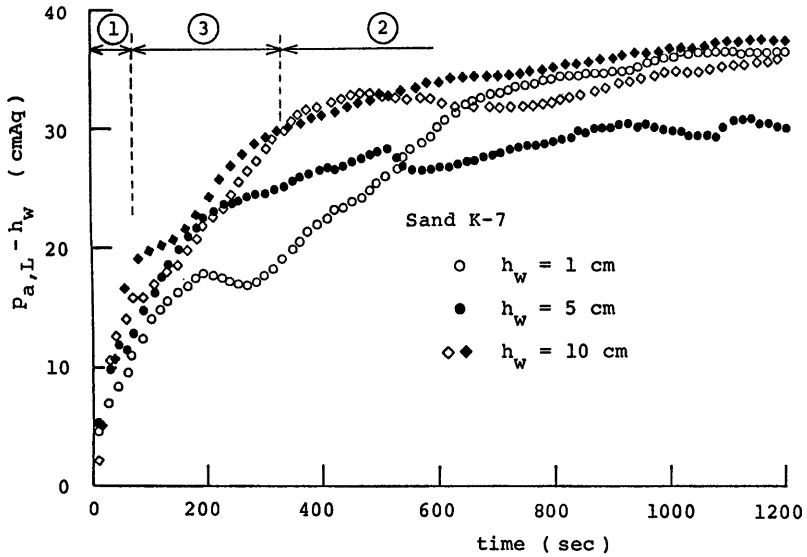
$$\Delta p = \frac{\mu_a}{\mu_f} \cdot \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4 \cdot \frac{\rho_f}{\rho_a} \cdot l \dots\dots\dots(9)$$

となる。いまの場合、 $\mu_f \approx 2.3 \times 10 \text{ gr/cm} \cdot \text{sec}$ 、 $\mu_a \approx 1.8 \times 10^{-4} \text{ gr/cm} \cdot \text{sec}$ 、 $\rho_f = 1.28 \text{ gr/cm}^3$ 、 $\rho_a = 1 \text{ gr/cm}^3$ であり、また $l = 130 \text{ cm}$ とすると、式(9)は $\Delta p = 1.3 \times 10^{-3} (d_1/d_2)^4 \text{ cm Ag}$ となる。さらに、本実験で考えられる d_1/d_2 の最大値 4 (空気圧の変化形態が(3)の場合で、 $d_1/d_2 = 2 \text{ mm}/0.5 \text{ mm}$) をこの式に代入すると、 $\Delta p = 0.3 \text{ cm Ag}$ となる。本実験の範囲では p は 5 ~ 10 cm Ag 程度であったので、 Δp の値を p に対して無視することができる。この結果より計測空気圧を d_2 の管の先端でのものとみなすことができ、上記の妥当性が保証されたこととなる。なお、液体として水を用いる場合は μ_f が $10^{-2} \text{ gr/cm} \cdot \text{sec}$ となるので、 Δp が重要となってくると考えられる。

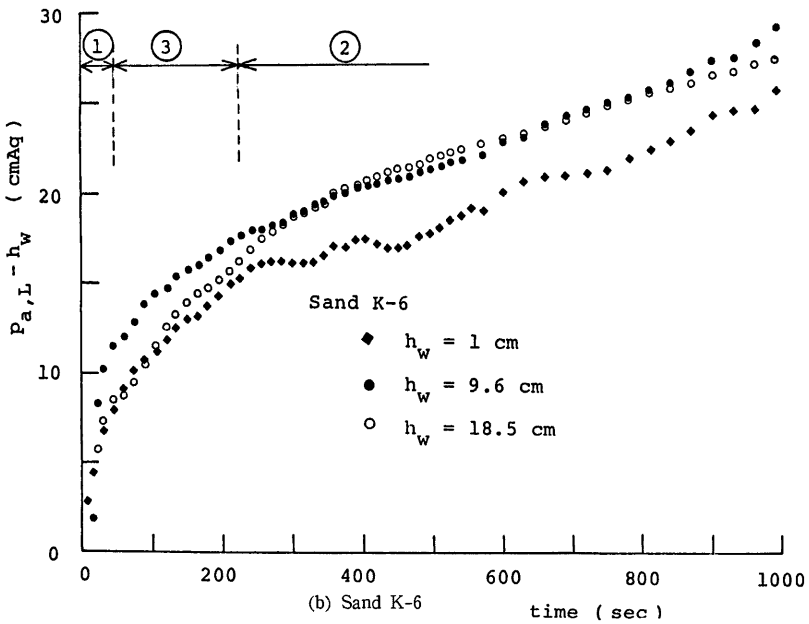
4. 灌水砂層浸透への適用

Fig. 11(a), (b) は、粒径がそれぞれ 0.15mm (K-7砂)、0.23mm (K-6 砂) 程度のほぼ均一な気乾状態の砂で底部を密閉した円筒に厚さ 120~170cm の砂柱を作り、その表面上に常に一定の灌水深 (h_w) を作って灌水浸透実験を行った際の円筒下端での空気圧 ($p_{a,L}$) から h_w を差引いた値 ($p_{a,L}^*$) の比較的浸透初期の変化を示したものである。これより変化の様子は、

- ① 灌水直後の急激な増大部分



(a) Sand K-7



(b) Sand K-6

Fig. 11. Changes of pore-air pressure in relatively early stage of ponding infiltration.

② $p_{a,L}$ が K-7 砂の場合 20~30cmAq, K-6 砂の場合 15~20cm Aq となった以降の平均的にみて増加割合が小さな部分

③ ①と②の間の遷移的な部分

とに区分できる。これらの実験において、空気は放出は、①の場合はほとんどないが、②の場合は活発に行われるようになり、③の場合はさらに活発に行なわれる、という様子が観察されている。また、②の領域においては、空気圧は時間経過とともにほぼ一定の割合で増大するようになり、さらにその際の wetting front はほぼ一定の形状を保って一定の速度で移動していくことが観察されている¹⁾。

4.1 擬似飽和域の形成

以下においては、前述のU字管を用いた実験をモデル実験と呼び、砂層を用いた浸透実験を砂層実験と呼ぶことにする。

さて、空気圧の変化の様子を Fig. 2 と比較してみると、領域①は Fig. 2 で述べた (i) に、領域②は (iv) に、さらに領域③は (ii) に類似であることが判る。一方、モデル実験の (i), (ii) では空気は放出がないが、砂層実験の領域③では明らかに空気は放出が認められており、この点が空気圧の変化の類似性にも係らず異なるところである。ところで、①と (i), ②と (iv), ③と (ii) が対応すると考えると、領域②と③とを区分する $p_{a,L}$ の値は capillary fringe の高さ (ψ) となるはずである。事実、実験砂の ψ を調べてみると、K-7 砂の場合は約 25cmAq, K-6 砂の場合は約 15cmAq となっており、それぞれ上述の $p_{a,L}$ とはほぼ一致していることが判った。

一方、K-7 砂を用いた水分の再配分の実験結果⁴⁾を引用することにする。この実験は、底部を閉じた円筒に下層が K-7 砂、上層が粒径約 0.5mm のほぼ均一な砂 (K-5 砂) よりなる二層の砂柱を作り、これに Fig. 11 の実験のときと同様な方法で給水をつけ、wetting front がある程度下層に進んだ状態で上方の給水を停止して行ったものである。その結果を示したものが Fig. 12, Fig. 13 であり、それぞれ空気圧 ($p_{a,L}$) および

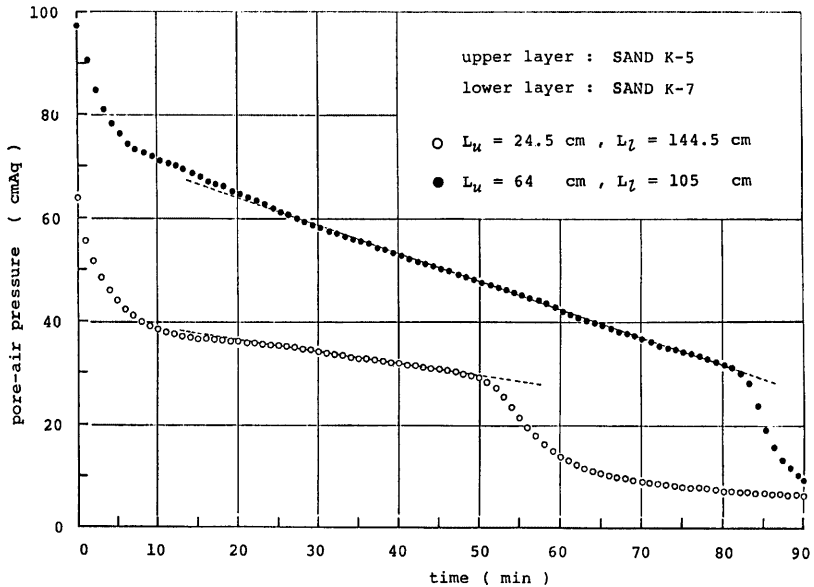


Fig. 12. Changes of pore-air pressure during redistribution of soil water in composite column.

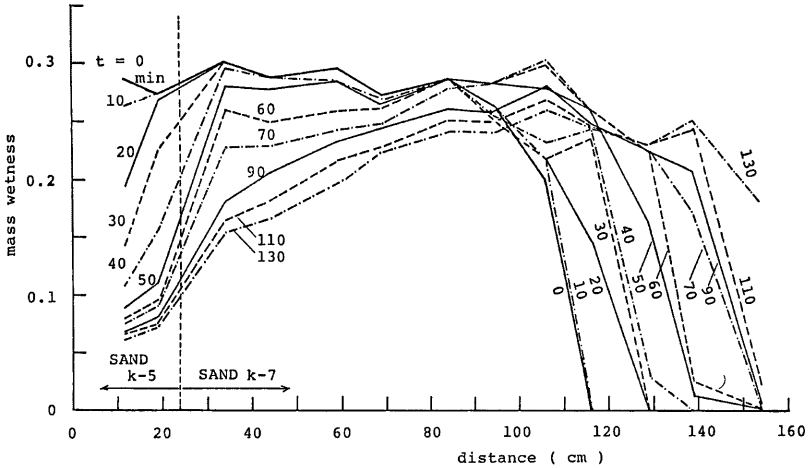


Fig. 13. Change of moisture profile in case of $L_u=24.5$ cm, $L_f=144.5$ cm of Fig. 12

水分分布の時間変化を示している。この図より、下層の上方で発達していた擬飽和域が消滅する際 (Fig. 13 では $t=40\sim 50$ min) の $p_{a,L}$ の値は $30\sim 31$ cmAq となっていること、また消滅とはほぼ同時に $p_{a,L}$ は急激に減少することが判明した。このことは、Fig. 11(a) の灌水実験で $p_{a,L}^*$ が 30cmAq 程度となったとき、擬飽和域が形成されることを示唆するものと考えられる。さらに、この値は ψ_c の値よりやや高めではあるが、水分の再分配の実験の場合は脱水過程であること、また空気圧の計測が円筒底部であることを考慮すると、擬飽和域の形成は物理的に capillary fringe の高さと同様に深く関連しているといえる。以上の結果より、領域③は擬飽和域が形成されつつある領域であり、領域②は擬飽和域が発達する領域であると考えてよい。

次に、領域③について若干の検討を行う。

さて、円筒の底部を大気に開放したときの灌水浸透実験での観察によると、浸透初期には浸透面より空気が放出されることが認められている。これは砂層表面の近傍にあった空気が浸透水によって取囲れ、浮力等によってしだいに浸透面から上部に放出されるためであろうが、このことは浸透面上に灌水が生じてその直下では必ずしも飽和状態になっていないということを示唆している。閉塞浸透の場合、このような現象は開放の場合に比して当然顕著に生起していることが予想される。また、前述したように擬飽和域は空気が放出される際に大きな抵抗となるが、領域③では形成段階にあるので、空気の放出は浸透初期での大きな浸透強度とも関連して活発に行われるはずである。その後、時間の経過とともに浸透面直下の水分の増大とそれに伴う浸透強度の低下とにより空気の放出も比較的少なくなって、擬飽和域が形成されるものと考えられる。事実、灌水浸透実験において¹⁾、浸透初期では測定された土壌水分を θ とし、 x を砂層表面より下方に測った距離、 t を経過時間とおくと、水分の移動状況を表わす関係が $\varphi(\theta) = x/\sqrt{t}$ で近似することができた。そこで、現象を連続事象とみなすと同時に浸透面全体を平均的にみるという立場で、浸透水と空気の流れが Darcy 則に従うとし、これらと両相の連続式を用い、さらに浸透面で水分が一定であると仮定し、上式が満足されるとして空気圧の時間的変化を求めたところ、実測の $p_{a,L}$ は計算された空気圧の変化とよく合致することが認められた。その際、 $p_{a,L}$ が時間変化するためには砂層表面での空気圧が同様な関数形で増大する必要があることを導いたが、この結果はまさしく擬飽和域の形成に寄因すると考えてよい。

以上のように現象を連続事象として偏微分方程式を解くような場合には、擬飽和域が形成されつつある

領域での空気圧に関する境界条件は時間とともに増加することになる。一方、擬飽和域が形成された後は次のように考えることができる。モデル実験での空気の放出は、 d_2 管中の液体先端が空気圧によって上方に押し上げられて上端にまで達し、その直後管上面に気泡が形成され始め、それがある大きくなった時点で管内の空気と分離されるという状況であった。ところで、砂層の場合、不飽和域の間隙空気が擬飽和域を通して放出されるので、空気の放出条件はモデル実験での液体先端が押し上げられることに対応することになる。それゆえ、モデル実験での p_a の構成要素の $h_{e,f}$ に対して ψ_e を、また、擬飽和域は発達していくので、 h_f に対して h_w と擬飽和域の厚さそのものではないがその換算長⁴⁾との和を考えればよいと思われる。

4.2 擬飽和域の発達

最後に、砂層実験における領域②とモデル実験における (iv) との関係について考察しておく。砂層浸透の場合、wetting front の下方での空気圧はほぼ一様と考えてよく、その空気圧は円筒下端での計測空気圧で代表させてよいだろう。そこで、このような状況、すなわち、 d_1 管中を浸入する液体の先端の標高より下方にあるU字管内の空隙内の空気圧がどこでもほぼ等しい場合の思考実験を考えてみる。換言すると、管 d_1 中を移動する液体の先端の標高より下方にある d_1 と d_2 の管および両者を接続するための小さなU字形をしたガラス部の空隙体積と等しい空隙をもつ太い管によって d_1 と d_2 の管が d_1 管中の液体先端の直下で結合されている状態である。したがって、この結合管は d_1 管中の液体先端の移動とともに管の内径を減少させつつ下方に移動していくと考えるのである。

まず、式(9)の l として d_1 の管の液体先端の移動距離 x_f をとり、式(9)を時間微分すると

$$\frac{ddp}{dt} = \frac{\mu_a}{\mu_f} \cdot \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4 \cdot \frac{\rho_f}{\rho_w} \cdot \frac{dx_f}{dt} \dots\dots\dots(10)$$

となる。ここで、砂層浸透の場合の液体の不飽和透水係数に対するもの及び透気係数に対するものをそれぞれ $K_{m,f}$ 、 $K_{m,a}$ と記すと、 $K_{m,f}$ 、 $K_{m,a}$ は式(3)、式(4)及び上述の結果 $k=\gamma d^2$ の関係より

$$K_{m,f} = \frac{S_f}{S} \cdot \frac{k_f}{\mu_f} \cdot \rho_f \cdot g = \gamma \cdot \frac{d_1^4}{\mu_f} \cdot \rho_f \cdot g / (d_1^2 + d_2^2) \dots\dots\dots(11)$$

$$K_{m,a} = \frac{S_a}{S} \cdot \frac{k_a}{\mu_a} \cdot \rho_w \cdot g = \gamma \cdot \frac{d_2^4}{\mu_a} \cdot \rho_w \cdot g / (d_1^2 + d_2^2) \dots\dots\dots(12)$$

となる。ここに、 $S=S_a+S_f$ で、 S_a 、 S_f はそれぞれ管 d_2 、 d_1 の断面積である。

さらに、式(11)、式(12)より $(d_1/d_2)^4$ の関係を求め、これを式(10)に代入すると、

$$\frac{ddp}{dt} = \frac{K_{m,f}}{K_{m,a}} \cdot \frac{dx_f}{dt} \dots\dots\dots(13)$$

が得られる。なお、この式は式(7)から得られたものであって、 d_2 管の底部からの空気の流入強度とその上端からの流出強度とが等しいことはいうまでもない。

モデル実験の場合、Fig. 6 の(a)、(b) で述べたような空気圧の変化形態を呈するので、 d_2 管の上端の空気圧は時間平均的にみて一定とみなしてよい。そこで、式(12)より結合管の空気圧を p_{front} とおくと、

$$\frac{d p_{front}}{dt} = \frac{K_{m,f}}{K_{m,a}} \cdot \frac{dx_f}{dt} \dots\dots\dots(14)$$

となる。ここで、 d_1 管中の液体先端の移動速度が時間とともにほぼ一定となるという実験結果を式(14)に用いると、 $p_{a,L}$ に対応する空気圧 p_{front} は時間とともに一定割合で変化するようになる。この結果は、砂層浸透における領域②での変化割合が時間とともにほぼ一定となるという実験事実と一致する。一方、このような状況では擬飽和域の発達はほぼ停止するとして、擬飽和域の下方に連なる不飽和域の水と空気の流れに対して Darcy 則が成立するとして解析した結果⁴⁾、 $p_{a,L}$ の変化割合は、

$$\frac{d \phi_{e,t}}{dt} = \left\{ \frac{K}{K_0} \cdot (1-A) \right\}_e \cdot \omega_e; A = \frac{K}{K+K_0} \dots\dots\dots(15)$$

となった。ここに、suffix “e” は $K \cdot (1-A)$ が最大値をとる水分 (θ) に対応するもので、 ω_e ; wetting front の移動速度でほぼ一定値、 K, K_0 ; それぞれ不飽和透水係数、透気係数、である。

式(14)と式(15)を比較すると、 $(1-A)$ だけ表現が異っているが、同形であることが判る。この相違は、砂層の場合 wetting front の移動に伴いこの上方に transmission zone が形成され、空気は上方に流れるので、この部分で水の流れはより大きな抵抗を受けるが、思考実験ではこの影響が含まれていないことに寄因する。そのため思考実験では砂層の場合に比して式(11)の $K_{m,r}$ は大きく評価されるので、式(14)では $K \cdot (1-A)$ という表現になったわけである。なお、K-7 の場合 $A_0=0.2$ であるので、 $(1-A)_e=1$ としてよい。

以上のようにして、U字管によるモデル実験によって、砂層実験の場合の諸特性がかなりの程度物理的に説明されたことになる。

5. おわりに

雨水が地中に浸透する際の浸透水と間隙空気との交換機構を解明するために、U字管によるモデル実験を行った。その結果、 d_2 を空気が放出される管の内径とし、 d_1 を他方の管の内径とすると、 $d_2/d_1 \cong 1.0$ を満たす実験の場合、管内の空気圧の値が静的な毛管上昇高に管上の液体厚を加えたものにはほぼ達したとき、気泡が管上に形成され始めて空気の放出過程が始まり、以下同様な条件で放出過程が続くことが判った。

これらの結果を一樣砂への閉塞灌水浸透の場合に適用したところ、つぎのことが明らかになった。

1) 擬似飽和域は、砂層表面近傍の空気圧の値が capillary fringe の高さ (ϕ_c) に灌水深 (h_w) を加えたものにはほぼ達したとき、浸透面直下で形成される。そして、この値になる前は擬似飽和域の形成段階となるが、このことを擬似飽和域が形成されつつある領域での空気に関する境界条件からみると、空気圧の値は時間的に増大し、 (ϕ_c+h_w) に移行することになる。

2) 物理的な空気の放出過程はモデル実験での放出過程と類似である。しかしながら、擬似飽和域が形成される過程の機構は不明であり、今後この点の解明に努めたい。なお、資料の整理には京都大学化学研究所の FACOM M-160 AD を使用した。

参 考 文 献

- 1) 石原英雄・下島栄一：閉塞単一砂層への雨水浸透に関する研究，京大防災研究所年報，第19号B，1976，pp. 99-122.
- 2) 石原英雄・下島栄一：閉塞2層砂への雨水浸透に関する実験的研究，京大防災研究所年報，第20号B，1977，pp. 119-147.
- 3) 石原英雄・下島栄一：間隙空気の閉塞を伴う一定強度の降雨浸透について，京大防災研究所年報，第23号B-2，1980，pp. 175-191.
- 4) 石原英雄・下島栄一：閉塞浸透機構に関する研究 (2)，京大防災研究所年報，第22号-B，1979，pp. 271-289.
- 5) Elliott, G. E. P. and A. C. Riddiford : Dynamic Contact Angles, 1. The Effect of Impressed Motion, J. of Colloid and Interface Sci., Vol. 23, 1967, pp. 389-398.
- 6) E. W. Washburn : The Dynamic of Capillary Flow, Phys. Rev., Vol. 17, 1921, pp. 273-283.