

II-80

多孔媒体中の降伏値をもつ流体の毛管浸透流に関する基礎的検討

山梨大学工学部 正員 宮沢 直季
山梨大学工学部 正員 荻原 能男
静岡県 小菅 一郎

1. はじめに

水以外の流体に対する多孔媒体中の浸透現象を解明することは重要な問題である。本研究の目的は、降伏値をもつ流体を対象にして毛管力による浸透流を実験によって検討することである。著者らは既に多孔媒体を管径一様な毛細管の集まりと考えて毛管浸透流モデルを提案し、モデルの妥当性を検証するために砂を用いた浸透実験を行い、砂粒径の小さい範囲でモデルが実験値と比較的よく一致することを示した^{1,2)}。ここでは、著者らの理論・実験を降伏値をもつ流体に拡張している。

2. 実験概要

実験流体はベントナイトと水の混合流体を用いた。ベントナイトはボーリング循環水への添加など広く用いられている。まず混合流体の物性値(表面張力)を調べるために単一毛細管による浸透実験を行った。実験は表-1のように異なる毛細管径に対して最終毛管高を測定した。次に、内径9.69mm、14.64mmのガラス管にガラスビーズを詰めて浸透時間とそのときの浸透高を測定した。表-2に均一ガラスビーズ層の浸透実験条件を示す。実験より得られた浸透時間と浸透高の関係を図-1に示す。○がC=0.0%、×がC=1.66%、+がC=3.68%の場合である。実験結果よりビーズ粒径が大きいものほど安定するのが早いこと、体積濃度が大きいほど浸透高が小さいことがわかる。

3. 体積濃度による表面張力の変化

内径dの毛細管を鉛直に立てたとき、最終状態において重力、表面張力および管壁に作用する降伏応力(下向き)のつりあいより、次式を得ることができる。

$$\rho g d h_E / 4 = T \cos \theta - \tau_f h_E \cdots (1)$$

ここで、 ρ :密度、 h_E :最終毛管高、 T :表面張力、 θ :接触角、 τ_f :降伏応力である。図-2は表面張力の鉛直成分 $T \cos \theta$ の実験値を示した図である。降伏応力 τ_f は著者ら³⁾による管路実験結果から体積濃度による推定式が得られているので、この式を用いて降伏応力を求めた。また、単一毛細管の実験から各濃度に対して最終毛管高 h_E 、密度 ρ と毛細管径dの値を用いた。水の場合温度15℃で $T \cos \theta = 72.76 \text{ dyne/cm}$ であり、実験によるC=0%のとき $T \cos \theta = 69.35 \text{ dyne/cm}$ ではば妥当な値と言える。この図から濃度C=3%以下では $T \cos \theta$ はほとんど変化しないが、濃度が3%を越えると急激に大きくなることわかる。この原因が接触角 θ にあるのか、表面張力Tにあるのかについては別途検討が必要であると思われる。

4. 均一ガラスビーズ層のキャピラリー定数

表-1 単一毛細管による浸透実験条件

毛細管径(mm)	0.57	0.85	1.01	1.20	1.50	1.74	2.04	2.38	4.02
体積濃度(%)	0.0	0.40	0.80	1.26	1.66	2.24	2.62	3.19	3.68

表-2 均一ガラスビーズ層での浸透実験条件

体積濃度(%)	0.0	0.80	1.66	2.62	3.68				
ビーズ粒径 (mm)	0.105	0.177	0.350	0.500	0.710	0.991	1.500	2.50	
平均粒径(mm)	0.115	0.210	0.418	0.596	0.833	1.177	1.936	2.958	

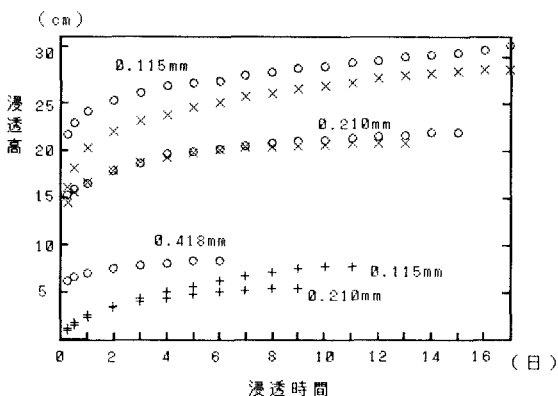


図-1 均一ガラスビーズ粒子層での浸透高と浸透時間の関係(実験値)

多孔媒体中の毛管浸透流は管径一様な管路内の毛管浸透流と異なるため、一般にキャピラリー定数を用いて修正されている。また、キャピラリー定数は $Kc = \rho g d s h_s / T \cos \theta \cdots (2)$ のように表される⁴⁾。ここで、 ds ：粒子の直径、 h_s ：多孔媒体における最終浸透高である。図-3は均一ガラスビーズ層のキャピラリー定数 Kc の実験値を示す。 $T \cos \theta$ の値は図-2の実験値を用いた。このように Kc の値はビーズ粒径によって変化し、小さい濃度に対してはほぼ $Kc = 3 \sim 7$ である。しかし、体積濃度が大きくなるとキャピラリー定数は小さくなる。

5. 均一ガラスビーズ層の透水係数

単一毛細管内の平均流速は次式のように表される。

$$u_m = \frac{\rho g d^2}{32 \eta_{pl}} \frac{h_e - h}{h} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \left(\frac{4r_f}{\rho g d h_e - h} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{4r_f}{\rho g d h_e - h} \right)^4 \right\} \cdots (3)$$

ここで、 $h_e = 4 T \cos \theta / \rho g d$ 、 η_{pl} ：塑性粘度、 h ：浸透高である。また、ダルシー流速は $V = \lambda u_m$ (λ ：空隙率) $\cdots (4)$ である。次式は透水係数に対するKozenyの実験公式⁵⁾である。

$$v = k S_w \quad k = C \frac{\rho g}{\eta_{pl}} \frac{\lambda^3}{(1 - \lambda)^2} d_s^2 \quad \cdots (5)$$

ここで、 C ：粒径の形状に関する定数 $C = 0.003 \sim 0.0055$ である。まず降伏値の影響を無視し、式(3)の括弧内第1項のみを考える。動水勾配 $S_w = (h_e - h) / h$ とすると、式(4)は式(5)と直接比較することができる。図-5は実験より推定した透水係数とKozenyの実験公式を比較したものである。実験の空隙率はほぼ $0.38 \sim 0.44$ であった。図中の $\times - \times$ はKozenyの実験公式、 $\circ - \circ$ は実験値である。なお、粒子層構造として均一球の配列（立方配列、正斜方配列）を想定し、毛細管径 d はこのときの空隙に入る最大円の直径とした。粒子配列の空隙率、毛細管径の関係は次のようである。

立方配列： $d = 0.414 d_s$ $\lambda = 0.476$

正斜方配列： $d = 0.155 d_s$ $\lambda = 0.395$

また、塑性粘度 η_{pl} は著者らの管路実験による推定式より求めた³⁾。この図から両者の対応は極めてよく上述の毛細管径で概ね近似できるものとする。ただし、体積濃度の増加とともに降伏応力の影響を無視できなくなる。今後は実験値による浸透速度と直接比較し、毛細管モデルの妥当性をさらに検討する必要がある。

6. おわりに

多孔媒体中の降伏値をもつ流体の毛管浸透流に対して均一ガラスビーズ層の浸透実験を行い、キャピラリー定数および透水係数を求め、著者らの単一毛細管モデルの降伏値をもつ流体への拡張も概ね妥当なものであることを示した。

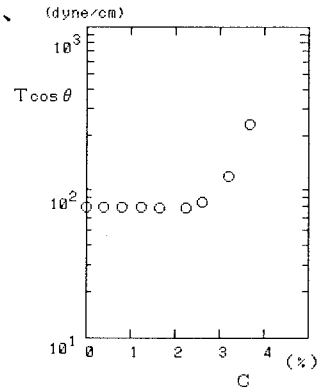


図-2 表面張力鉛直成分 $T \cos \theta$ の実験値

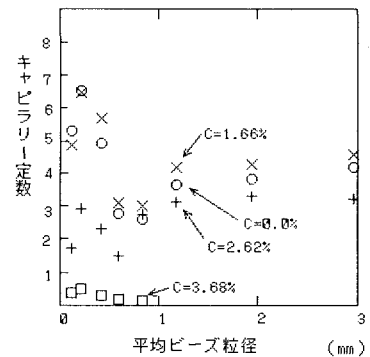


図-3 均一ガラス粒子層のキャピラリー定数

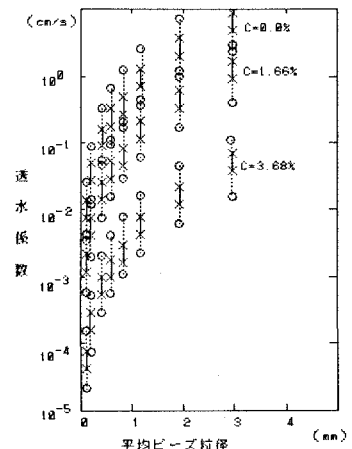


図-4 Kozenyの透水係数（実験公式）との比較