

多孔媒体中の熱輸送に関する実験的研究

Experimental study on heat flow in porous media

埼玉大学工学部 正会員 佐藤 邦明

はじめに

多孔体中における熱輸送・伝熱現象は地熱、地下蓄熱・燃料備蓄、温泉など大変広い分野で工学的に応用がなされつつあるにも拘わらず、その研究は特にわが国では非常に遅れ、水理学的にも興味深いものである。流体飽和多孔体中の伝熱現象はほとんど対流と伝達による。普通の流体のみにおける伝熱現象と基本的に違っていることは、多孔体を構成している固体・粒子中の熱伝導と流体中のそれが共に伝熱現象の主体となる点であり、いずれが支配的となるかは多孔体自体の性質に大きく依存する。また、熱流体の強制体流がある場合と自然対流のそれとは違ってくる。従って、多孔体中の伝熱現象を明らかにするためには、こうした多孔体固体・粒体中の伝達、流体自体の伝達、対流伝熱、および固体・流体相互の熱交換の各々の伝熱メカニズムを一つ一つ分離して実験的に究明するのが適切であると思われる。そこで、本研究では、今回、対流流体の微視的挙動の可視化と粒子間隙中、および粒子中の伝熱測定を多孔媒体充てん槽中で実施し、飽和多孔体中の伝熱について基礎的性質を明らかにしようとした。そのため、特に多孔体充てん槽自体からの放熱による影響は避け難く、伝熱パラメーターの決定はすでに筆者によっていろいろな土について行われているので、本報では対流現象の可視化と温度伝導率の特性について述べることにする。¹⁾

1. 実験装置・実験方法

本研究に用いられた実験装置は図-1に示したように、多孔体充てん槽（内寸、長さ0.73m、高さ0.311m、厚さ0.088m、透明アクリル樹脂製 肉厚0.013m）、heat rubber（厚さ0.5cm）、温度計測センサー（長さ0.04～0.2m、径0.3cm、先端シャープ）、および自動温度記録計（タカラサーミスターK700）から構成される。飽和多孔体中の対流観測と放熱を防ぐため、多孔体充てん槽の前面を除く各壁面には上質白紙が一定気相間隙を保った形で貼付され、充てん槽下端に設けられたheat rubberにより加熱される。多孔体は透明ガラス球（径2.90cm）によって作られ、空隙率は47.64%であり、一様充てんされている。伝熱による温度の経時変化は、図-1に示したように、多孔体充てん槽の中央で断面内で高さ方向に10点（heat rubber上面から上方向に $Z_1=0.05\text{cm}$ 、 $Z_2=1.45\text{cm}$ 、 $Z_3=2.9\text{cm}$ 、 $Z_4=5.8\text{cm}$ 、 $Z_5=7.25\text{cm}$ 、 $Z_6=11.6\text{cm}$ 、 $Z_7=13.05\text{cm}$ 、 $Z_8=17.4\text{cm}$ 、 $Z_9=18.85\text{cm}$ 、 $Z_{10}=20.3\text{cm}$ ）であり、その中で Z_2 、 Z_5 、 Z_7 、 Z_9 の4点はガラス球の中心に温度計測センサーの先端が埋め込まれ、他のものは間隙の中央に設定されている）で計られ、多孔体構成粒子の中心と間隙内で温度が経時的に測定されたわけである。測定温度の精度は $1/10^\circ\text{C}$ であり、デジタル記録である。境界条件の温度を与えるheat rubberの温度は電圧をスライダックにより変えて行う。

実験手順はつぎのようである。まず、ガラス球を所定の配列（横方向21列、高さ方向10段、奥行方向、3列）で充てんする。そこで、温度センサーを球粒子と間

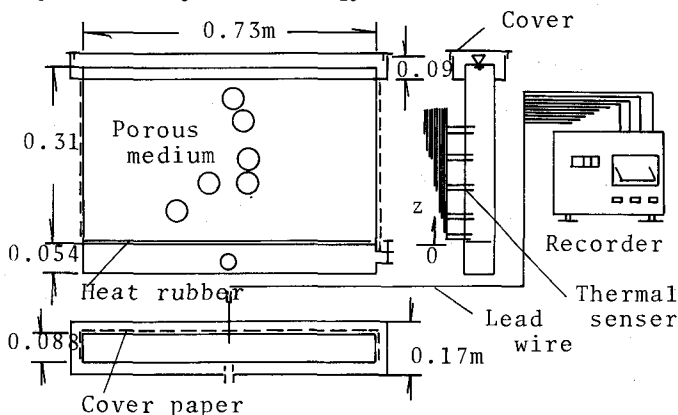


図-1 多孔体充てん槽と計測方法の概略

隙中にセットし、接着剤で接着する。つぎに、充てん槽に注水し、ガラス球粒子と間隙水の温度が共に一定となるよう数時間放置しておく。そこで、伝熱対流を可視化するため、濃縮液体過マンガン酸カリ（赤色）を注射器（注射針の先端に硬質ビニール細管を接続している）により、多孔体充てん槽の底面に薄く敷くように注入する（この方法によるトレーサー薄層は非常に成層がよかった）。これで実験の用意が完了するわけであり、heat rubber

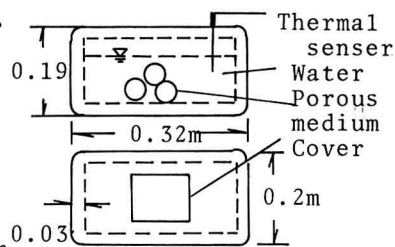


図-2 熱容量の計測方法

を加熱し、温度経時変化を記録しつつ対流の写真撮影をする。このようにして、いろいろな初期・境界温度に対し実験することになる。また、多孔体のみの伝熱特性を知るため、上述のものとは別に、多孔体充てん槽内に全く水を入れない場合についても所要の初期・境界条件に対し、温度の経時変化が計られた。

一方、ガラス球一個の伝熱を調べるため、図-2に示したような断熱容器中に必要な量の温水を入れ、温度測定センサーのそう入されたある初期温度のガラス球を投入して、ガラス球中心の温度経時変化が計られ、ガラス球自体の温度伝導率が求められた。

図-2はガラス球など多孔体構成粒子の比熱を計るための容器である。容器は発泡スチロール製で、内寸法は高さ13cm、横26cm、幅14cm、肉厚3cmである。この容器は初め温度の判った容器の温水を入れておき、初期温度の既知の多孔体試料を投入し、投入後の水温を知って、多孔体の質量が判っていれば、多孔体試料の比熱 c は次式を用いて容易に知ることができる。

$$c = \frac{m_w (T_2 - T_1)}{m_s (T_0 - T_2)} \dots\dots(1)$$

ここに、 m_w 、 m_s ；各々水、物体の質量、 T_0 ；物体の初期温度、 T_1 、 T_2 ；各々水の初期、終期温度である。

図-2に示した容器にある温度の水を入れ、ガラス球を投入し、水温を計り、比熱を求めると、 $c = 0.192 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ であった。言うまでもなく、水の値は1であり、通常の岩石は0.2程度の値をとる。

2. 実験結果と検討

実験結果の代表的なものを示しつつ伝熱の基本的な性質を検討してみることとする。まず、飽和多孔体中の対流の発生・形態を示したものが写真1、2である。カラープリントでは非常に鮮明に対流束のfingerが読みとれるが、白黒プリントでは不鮮明である。写真1は境界温度を与えて初期における熱束指の上昇であり、非常にゆっくりと各間隙中をほとんど一様に、しかも一斉に上る。これは多孔体のない液体のみの場合と比べ大きく違う点であって、上昇熱束指の先端で多孔体固体への熱放出が生じるためである。また、写真2は熱束指がかなり成長した時点でのもので、鉛直方向に一種の熱束柱が各間隙中に多数形成され、十分時間が経過すると拡散してしまう。

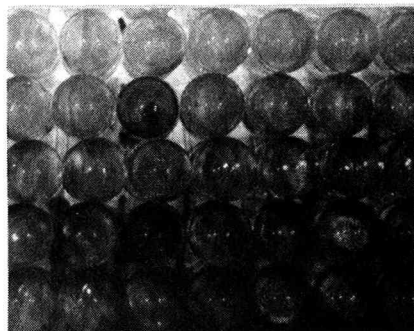


写真-1 初期の上昇対流の発生と形態
(2分50秒経過、図-6(c)の場合)

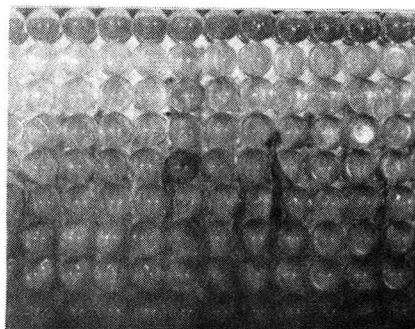
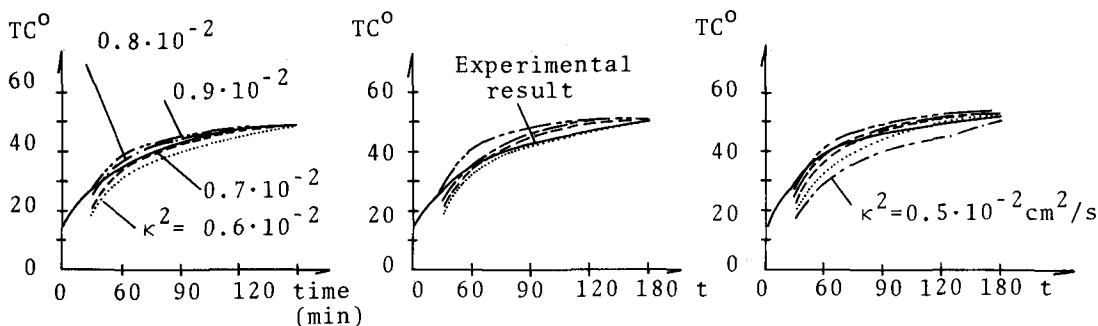
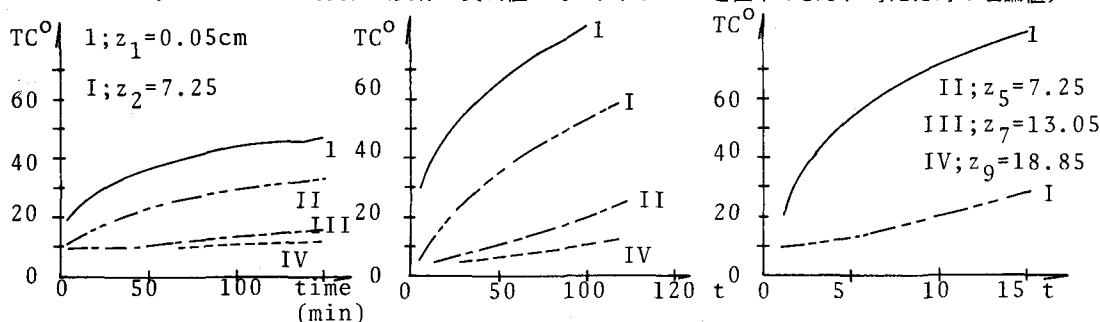


写真-2 成長しつつある対流の形態
(3分30秒経過、図-6(c)の場合)



(a) $T_0=14.4^{\circ}\text{C}$ $T_a=49.2^{\circ}\text{C}$ (b) $T_0=14.8^{\circ}\text{C}$ $T_a=51.7^{\circ}\text{C}$ (c) $T_0=14.9^{\circ}\text{C}$ $T_a=52.3^{\circ}\text{C}$
 図-3 ガラス球の温度伝達経時変化 (実線は実測値であり、他は κ^2 を図中のように与えた時の理論値)



(a) 初期温度 $T_0=10^{\circ}\text{C}$ の場合 (b) $T_0=7.7^{\circ}\text{C}$ の場合 (c) $T_0=10^{\circ}\text{C}$ の場合
 図-4 多孔体における温度伝達の経時変化 (図中の記号、1は Z_1 の結果、 $\text{I}=Z_2$ 、 $\text{II}=Z_5$ 、 $\text{III}=Z_7$ 、 $\text{IV}=Z_9$ である)

つぎに、多孔体構成ガラス球一個の温度伝達の経時変化を境界温度の違いによって区別して示したものが図-3であり、同じく多孔体自体のそれを示したものが図-4である。この場合、多孔体の充てん配列は格子型である。図-3から判るように、ガラス球の初期温度 T_0 は時間と共に球粒子の一定境界温度 T_a に近づくが、その伝熱は球中心に向って同心円状である。いま、ガラス球自体の温度伝導率 κ^2 が時間、あるいは温度変化によってどうなるかについて、次の理論式によって検討してみる。²⁾

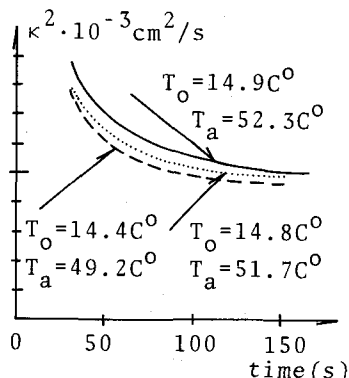


図-5 ガラス球自体の κ^2 の経時変化

$$\text{基礎式； } \frac{\partial (rT)}{\partial t} = \kappa^2 \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2}, \quad (2)$$

$$\text{条 件； } T_{t=0}=T_0, \quad T_{r=a}=T_a, \quad (3)$$

$$\text{解； } T=T_a + \frac{n a}{\pi r} (T_a - T_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} e^{-\frac{\kappa^2 n^2 \pi^2}{a^2} t} \sin \frac{n \pi r}{a}, \quad (4)$$

ここで、 T ；温度、 t ；時間、 r ；座標、 a ；球の半径である。

式(4)を用いて、ガラス球の中心 $r=0$ での温度は測定されているから、 $T_{r=0}=T_a - 2(T_a - T_0) [\exp(-\pi^2 \kappa^2 t/a^2) - \exp(-4\pi^2 \kappa^2 t/a^2) + \dots]$ となる。そこで、この式を用いて、 κ^2 を測定結果から逆算すると、図-5のように各実測の温度・時間に対する κ^2 の変化が求まる。図-5から判るように、時間の経過によって温度が上昇すると、 κ^2 の値は若干減少する傾向が認められる。つまり、ガラス球の温度

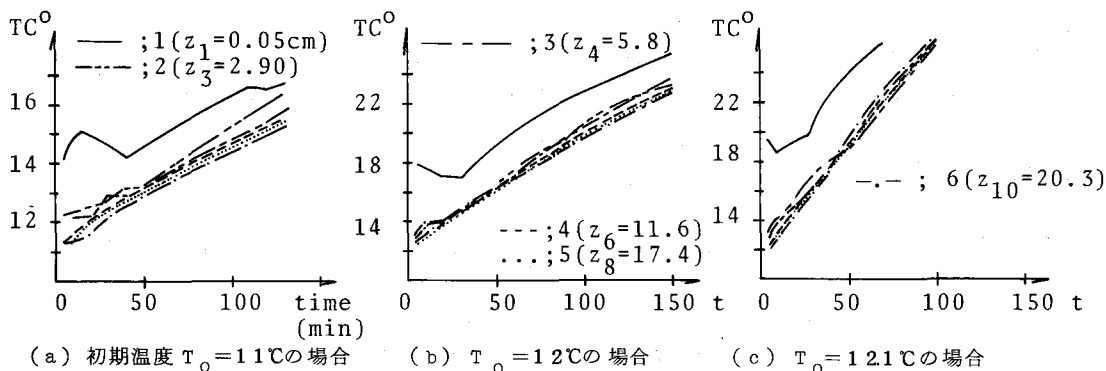


図-6 飽和多孔体中の間隙における温度経時変化

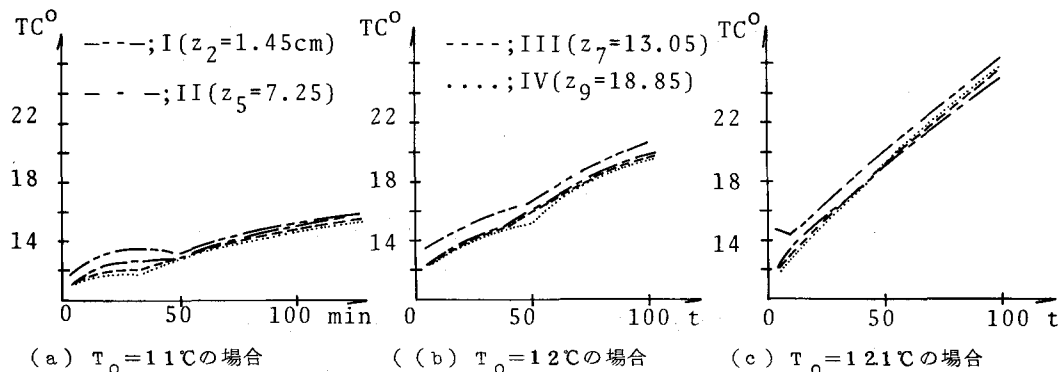


図-7 飽和多孔体中のガラス球中の温度経時変化

が時間と共に上昇するにつれて、熱は伝わりにくくなり、Fourier 則の言うように熱拡散は必ずしも温度こう配に比例して生じるわけではない。

さらに、図-4は多孔体充てん槽中に水が入っていない状態での各位置での温度の経時変化である。図中、記号Iは温度測定センサーの位置が z_2 （ガラス球の中）、IIは z_5 、IIIは z_7 の場合であり、記号1は z_1 の温度経時変化である。当然ではあるが、境界に近い z_1 の温度が高いほど、温度伝達速度は大きい。一方、飽和多孔体中の間隙、およびガラス球中の温度経時変化はどうなるか示したものが図-6、7である。今回の実験では境界温度を与える heat rubber の熱容量が必ずしも大きくないため、境界温度が変化していると考えられるから、heat rubber 表面の温度（ $z_1 = 0.05\text{cm}$ ）を境界温度とみなす（各図中、実線）。そうすると、距離 z_1 での温度レベルが高いほど伝達速度も量も大きいことからこれら図中の結果より判る。図-6において、間隙中の温度は実験開始後20～30分間は対流のため不安定であるが、時間の経過と共に安定し、どの間隙中でもほとんど一様に温度が上昇する。言うまでもなく、十分時間が経過すると系外への放熱とつり合って定常となってしまふ。本実験の場合は数時間を要する。図-7に示した多孔体のガラス球中における温度経時変化も間隙のそれと似た結果となっているが、多少温度変化率が滑らかである。

そこで、多孔体や飽和多孔体中の伝熱がFourierの伝熱方程式によってどの程度説明できるか、また、温度伝導率 κ^2 によってどう表わされるか、について詳細に検討してみることとする。

いま、一次元伝熱を考えると、伝熱方程式は式(5)のようになり、無次元量、式(6)を用いると、式(7)のように書き変わる。⁽³⁾

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (5) \quad X = \frac{z}{L}, \quad u = \frac{T}{T_0}, \quad t = \frac{\kappa^2 t}{L^2}, \quad (6)$$

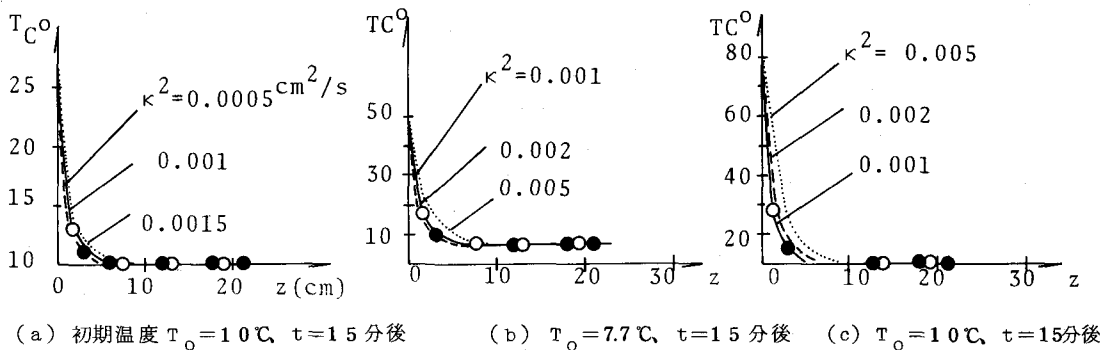


図-8 多孔体中の測定温度分布と計算分布との比較 (図-4中の結果と同じもの)

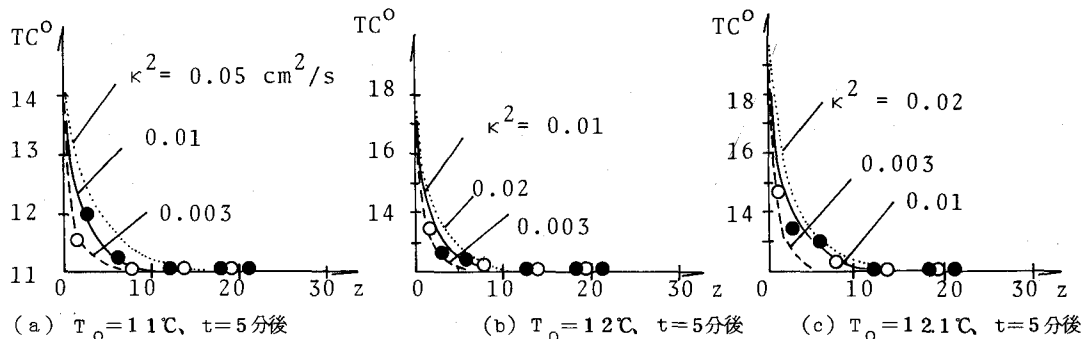


図-9 飽和多孔体中の測定温度分布と計算分布との比較 (図-6、7中の結果と同じもの)

$$\frac{\partial u}{\partial t'} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & -ru_{i-1,j+1} + (2+2r)u_{i,j+1} - ru_{i+1,j+1} \\ & = ru_{i-1,j} + (2-2r)u_{i,j} + ru_{i+1,j}, \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 t ；時間、 Z ；鉛直距離、 L 、 T_0 ；各々代表寸法、温度、 $Z=ih$ 、 $t'=jk$ 、 $i, j=1, 2, 3, \dots$ 、 h ；差分きさみ、 $r=k/h^2$ である。

式(7)はCrank-Nicolson法によって、式(8)のように差分化され、 $k=60\kappa^2/50 \times 30^2$ 、 $h=0.05$ として、特に、伝熱初期において上端温度が一定の期間で下端境界温度、つまり Z_1 の位置の温度、が実測のように入力として変化する場合、 Z 軸方向の温度分布が経時的にどう変わるか計算する。そうすると多孔体の伝熱の κ^2 がガラス球一個のそれ(図-5参照)とどう違っているか、また飽和多孔体の κ^2 が対流によってどう変化するかを温度伝導率を介して量的に把握することができるはずである。

図-8は多孔体中の数種の κ^2 に対する計算温度分布を示し、図-9は飽和多孔体中のそれらであり、代表的な数例を示したにすぎない。図-8は図-4に示した温度経時変化の場合であり、時間 $t=15$ 分経過後の実測分布である。図中の曲線は差分式(8)に κ^2 を3ケース与えて計算したものも併せて示してある。多孔体のみの場合、これら実験では $\kappa^2=0.0005 \sim 0.005 \text{ cm}^2/\text{s}$ の値をもっていることがわかる。ここで注目したい事は、すでに述べたガラス球一個のみの κ^2 の値は $48 \times 10^{-3} \sim 8.9 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ であったから、このガラス球の集合体としての多孔体の κ^2 の値はガラス球自体のそれより小さいことである。つまり、多孔体の伝導速度は多孔体構成粒子の接触点で低下し、かつ放熱によってさらに小さくなると考えられる。

一方、飽和多孔体の場合、図-9に注目すると、 $\kappa^2=0.0005 \sim 0.05 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、温度伝導速度は多孔体のみの κ^2 に比べて大きくなっている。これは水自体の存在とその対流によるものと考えられ、また、対流によって κ^2 は10倍程度は変わると予測される。しかし、飽和多孔体を一種の固体とみなした、いわゆ

る Fourier の伝熱方程式の適用性が全く無効であるとは、少なくとも図 - 9 の実測と計算値を比べる限り、言えないように判読される。通常の流体中において同様の条件で見られるような自由対流は多孔体中では間隙中でその運動は拘束され、多孔体固体への熱拡散も加わって、大きく抑制されると言えよう。本実験で用いた多孔体はその間隙寸法がかなり大きく、実際の地盤のそれについては自由対流の発生はかなり限られた場合でしか見られないことは明らかである。

む す び

本研究では、飽和多孔体中における伝熱機構を明らかにするため、伝熱媒体の要素を大別して、多孔体構成粒子、多孔体、および飽和多孔体に分けて、各々に対する伝熱を実験的に明らかにしようとしたわけである。しかし、飽和多孔体の伝熱現象をモデル化して扱うためには、特に対流の発生し始める一種の伝熱過渡時における対流伝熱機構が最も複雑であり、単に温度伝導率のような包括的な量のみでは不十分である。今回の実験結果から見る限り、多孔体中における対流スケールは時間と共に伝熱が進むにつれて分散して小さくなる傾向をとる。この点を含めて研究すべき課題は多いと考えている。

最後に、本研究を進めるに際し本学学生上山等君の労を煩わした事を記し心よりお礼申し上げる次第である。

参考文献

- 1) Kuniaki Sato; Experimental determination of transfer parameters of heat flow through porous media by means of a new-designed apparatus in laboratory, XIX Congress, IAHR, New Delhi, 1981, pp. D-420~
- 2) 川下研介; 熱伝導論、生産技術センター新社、1975, pp. 334~
- 3) G.D. スミス著、藤川洋一郎訳; 電算機による偏微分方程式の解法、サイエンス社、昭和49年第4版 pp. 9~