

高レイノルズ数浸透流の乱れの計測

大阪府立工業高専 正会員 佐藤 邦明

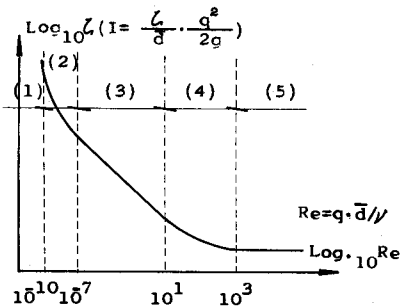
1. 序

浸透流は、流体内部の運動エネルギーの散逸に基づき、ダルシー流と非ダルシー流に大別して論ずることができる。これら二種の流れについて、抵抗係数とレイノルズ数の実験的關係から、われわれはつぎのような表現によつて流れを一括して把握しうる。

抵抗係数 ζ とレイノルズ数 Re の関係

流れのパターン

流体内部のせん断力



- | 領域 | パターン |
|-------|----------|
| (1) : | 非流動吸着水領域 |
| (2) : | 高粘性吸着水流 |
| (3) : | 粘性流 |
| (4) : | 層一乱遷移流 |
| (5) : | 乱流 |

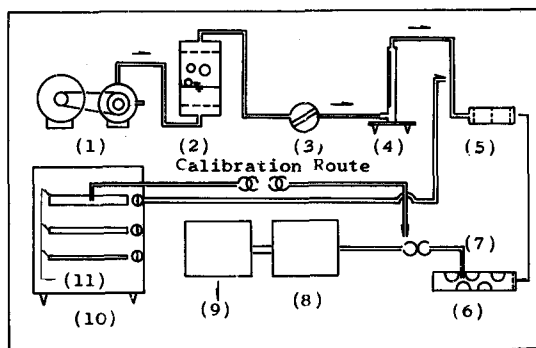
- | 領域 | 表現 |
|-------|-------------------------------|
| (1) : | $\mu_0 \cdot Di_j$ |
| (2) : | $(\mu_0 + \mu) \cdot Di_j$ |
| (3) : | $\mu \cdot Di_j$ |
| (4) : | $(\mu + \epsilon) \cdot Di_j$ |
| (5) : | $\epsilon \cdot Di_j$ |
- ($i \neq j$)

(記号の説明) I : 動水こう配, ν : 動粘性係数, μ : 分子粘性係数, i, j : 1, 2, 3,
 $\bar{d}$: 平均粒径, q : 見かけの流速, μ_0 : 吸着粘性係数, Di_j : 流体変形テンソル,
 g : 重力の加速度, ϵ : 渦粘性係数

この分類において、領域(3)がダルシー流で、領域(1), (2), (4), (5)が非ダルシー流である。本報では、特に、領域(4), (5)について、乱れの規模、周波数、とさらに多孔体特性値(空隙規模、粒径)の間の実験的關係を報告する。これらの結果は空気流に関するもので、測定は定電位熱線風速計による。なお、空気の圧縮性は、マッハ数がたかだか1/60以下であるため、無視されている。

2. 実験装置

実験装置の概略図がその主要部分について、図-1, 2, 3に示されている。まず、図-1は浸透流測定とそのキャリブレーションの概略である。図中、(1)モーター(1.5HP)と送風ブローア(200l/m), (2)エアコンフィショナー(円筒、径15cm、長さ30cm), (3)空気量調整バルブ、(4)風量計(フロート式)、(5)整流スクリーン、(6)多孔体、(7)熱線プローブ、(8)ブリッジ回路と増幅器、(9)ブラウン管オシロ、(10)パイプ固定板、(11)流速キャリブレーションパイプ(径、0.5, 1.3, 2.8cm)である。また、それら(1)~(5)までを連結するものは内径1.3cmのビニールパイプである。図-2は風速測定用熱線プローブ針(プローブ径3mm、熱線径0.005mm、長さ1mm)を縮尺1/3で描いたものである。さらに、図-3は多孔体内流速による圧力低下を計る傾斜式U字管マノメーターである。U字管内の液体は風速によつてアルコール(低流速)と水銀(高流速)を用いた。

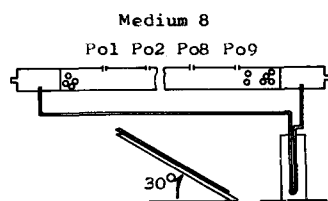


図－１ 空気浸透流計測装置略図

Scale:1/3



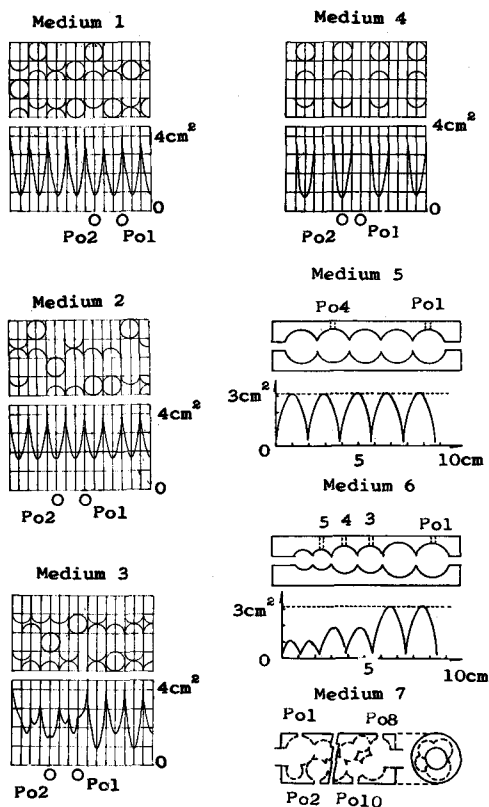
図－２ ホットワイヤプローブ



図－３ 圧力測定マノメーター

3. 多孔体

多孔体は、ホットワイヤの設定の容易さのため、図－４に示された人工的な Medium 1～7 と、実際多孔体に近い Medium 8 の計 8 種類が用いられた。Medium 1～4 は断面 2×2 cm の矩形で、径 2 cm の 1/2, 1/4,



図－４ 多孔体の詳細図

Media No	Po.	A(cm ²)	*d(cm)	*d(cm)	Am(cm ²)	λ
Medium 1	1	4.000	2.257	1.57	1.93	0.48
	2	0.840	1.034			
Medium 2	1	1.645	1.448	1.77	2.45	0.61
	2	1.645	1.448			
Medium 3	1	3.215	2.024	1.71	2.30	0.58
	2	1.645	1.448			
Medium 4	1	4.000	2.257	1.89	2.08	0.70
	2	0.840	1.034			
Medium 5	1	3.160	2.000	1.62	2.06	0.68
	4	3.160	2.000			
Medium 6	1	3.160	2.000	1.37	1.47	0.68
	3	1.766	1.500			
Medium 7	4	0.385	0.700	2.00	22.2	0.63
	5	1.766	1.500			
Medium 8	7	4.906	2.500			
	8	0.385	0.700			
Medium 8	10	3.160	2.000			
	11	3.160	2.000			
Medium 8	2	2.119		1.99	5.72	0.55

表－１ 多孔体特性値

の球で構成されている。これら多孔体は全部透明アクリル樹脂製である。Medium 5, 6, 7 は空隙規模と乱れの規模との関連を的確に知るため採用されたもので、全断面径の違った球状空隙孔からなる。これらは不透明エマルジョン製である。さらに、Medium 8 は径 2.7 cm 長さ 100 cm のアクリル管に粒径 1.2 cm のガラス球を充填したものであり、図-3 にその略図が示されている。図-4 中の上図は多孔体展開図で、下図は内部断面積の変化の状態を距離方向に示している。なお、これらの多孔体の特性値およびフロー設定位置を表-1 に一括して掲げておいた。表中、 Po ：フローの位置、 A ：フローの設定された位置の断面積、 $\bar{d}^*$ ：断面積 A と等価な円の直径、 $\bar{d}$ ：全断面の平均空隙径、 A_m ：全断面平均断面積、 λ ：平均的空隙率である。

4 実験方法

図-1 の装置の概略図によつて説明する。モーターの始動によりフローからパルス送風が風量 200 l/min. で起こる。このパルス送風をエアークンティショナー中で連続送風に変える。200 l/min. の風量を風量計に送る前に風量調整バルブで調整する。実験に採用された風量は 2, 4, 6, 8, 10, 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 150 l/min. の 13 種であつた。熱線風速計による孔中流速、乱れの計測はおのこのこれらの風量について、先の表-1 中のフロー設定位置で行なわれた。実験の順序を簡単に説明するとつぎのようである。まず、エアークンティショナーからの一様送風を風量調整バルブで調整し、風量計の指示に従つて風量を固定する。つぎに、この風量を整流スクリーンを通して所定の多孔体に送る。熱線風速計本体、フロー針、オシロスコープを結線し、無風状態のブラウン管上のサインを零点にセットする。そこで、先の浸透流中にフロー針を挿入し、ブラウン管上の映像をカメラで撮影する。こういった手順を 13 種の風量について行なう。もちろん、U 字管傾斜マノメーターで圧力低下をその都度計つておく。また、キャリブレーションについてもこれと同様である。つまり、径の違った円管中に先の 13 種の風量を送つて、それらの風量の違によるブラウン管上の映像の零点からの変位を撮影すればよい。円管の断面が判かつているから、流速と変位の関係がえられるはずである。映像のタイムスピードは 1 コマ（写真を参照）1/100, 1/500, 秒で、電流増幅率は 50 であつた。キャリブレーションの際の円管内流速は一樣と見なした。したがつて、低流速で層流になるため、その際、キャリブレーションは注意を要する。

5. 結果とその検討

多孔体 Medium 8（表-1 参照）における乱れのブラウン管映像写真がレイノルズ数 $Re = 46.6, 93.2, 140.9, 186.4, 232.0, 466.0$ の場合に、写真 1～6 までに示されている。そこで、写真 1 の右端に流速キャリブレーション目盛りが同時に記入されている。これらの写真から、レイノルズ数の増大による平均流、乱れの規模の増加が直ちに観取される。

図-5 は乱れの平均強度（Root mean square） $\bar{u}'$ と多孔体の空隙規模 $\bar{d}^*$ による乱れのレイノルズ数 Re と平均流による Re を Medium 1～8 までについて、プロットしたものである。若干のパラッキは認められるが、二者の間には顕著な相関がある。（ $\bar{u}' \cdot \bar{d}^*/\nu = 0.016(\bar{U} \cdot \bar{d}^*/\nu)^{1.450}$ ）

つぎに、図-6 は乱れの周波数 f と上述の乱れのレイノルズ数 Re の相関を示したものである。この関係は近似的に $f = (\bar{U} \cdot \bar{d}^*/\nu)$ で表わされる。つまり、周波数と乱れのレイノルズ数はリニアである。もし、多孔体中の $\bar{d}^*$ を一定にするなら、乱れの規模の増加は、即ち、周波数の増大を意味する。

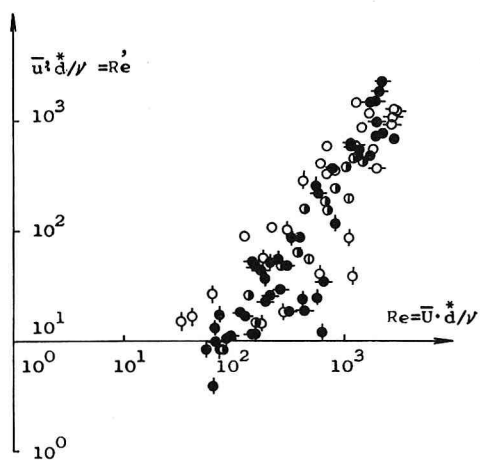


図-5 Re' と Re の関係

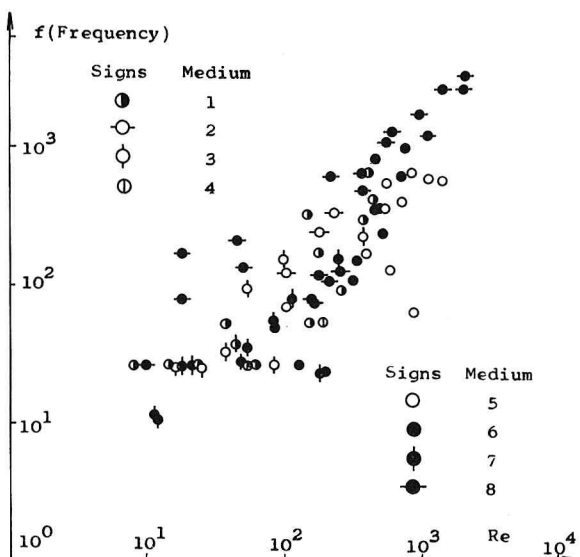


図-6 乱れの周波数と Re の関係

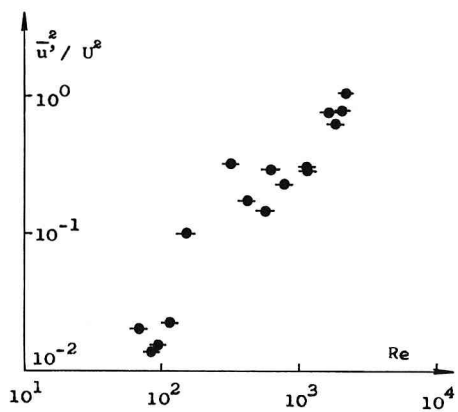


図-7 $\frac{u'^2}{U^2}$ と Re の関係

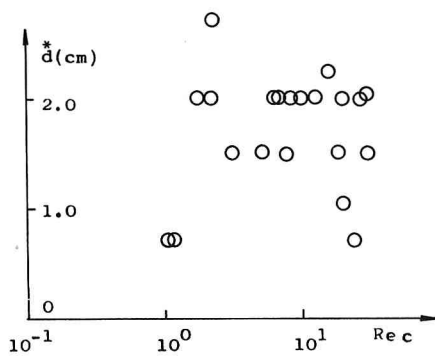


図-8 Rec と d^* の関係

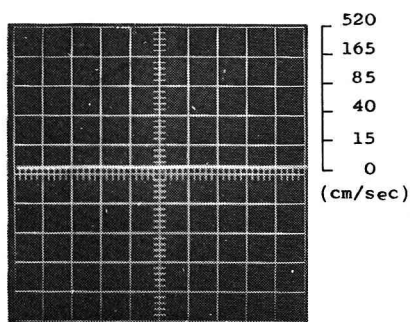


写真-1 $Re = 46.6$ $T.s = 1/100$ 秒

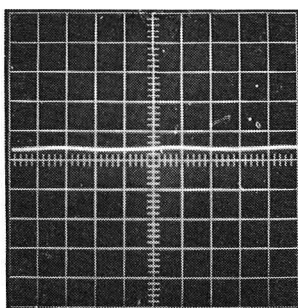


写真-2 $Re = 93.2$ $T.s = 1/100$ 秒

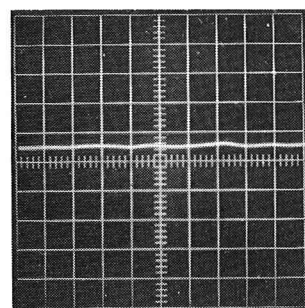
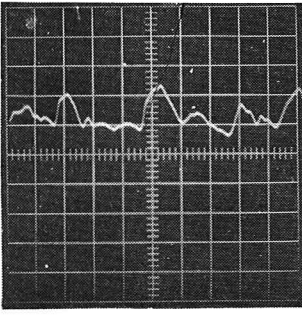


写真-3 $Re = 140.0$ $T.s = 1/100$ 秒

写真-1

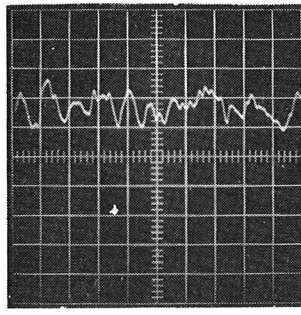
写真-2

写真-3



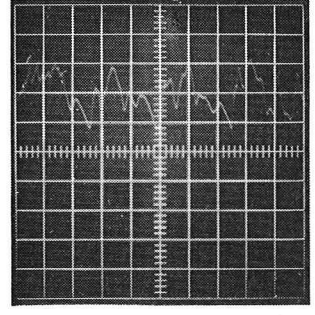
Re = 186.4, T.S. = 1/100 秒

写真 - 4



Re = 232.0, T.S. = 1/100 秒

写真 - 5



Re = 466.0, T.S. = 1/500 秒

写真 - 6

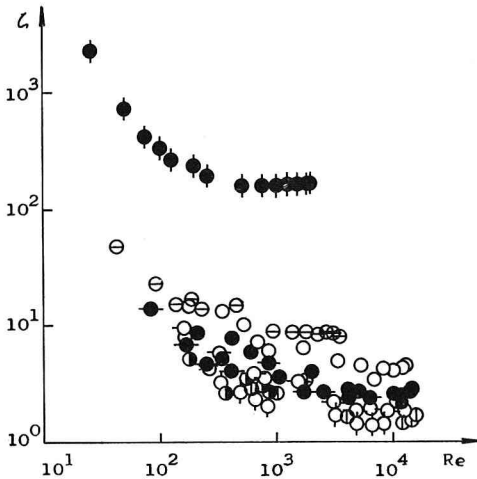


図 - 9, 抵抗係数 ζ とレイノルズ数 Re の関係

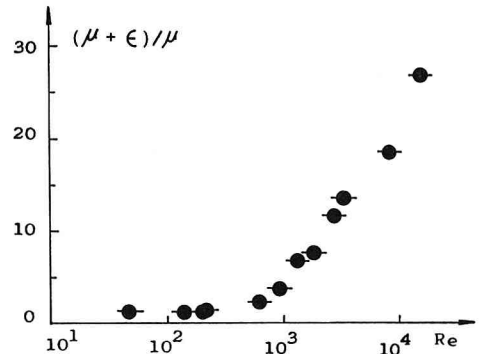


図 - 10, $(\mu + \epsilon)/\mu$ と Re の関係

図 - 7 は乱れの運動エネルギー $\rho \bar{u}^2/2$ と平均流のそれ $\rho U^2/2$ の比をレイノルズ数について, Medium 8 の場合にプロットしたものである。浸透流の運動エネルギーはこれら二者の和と考えられるが, Re の増加に伴い平均流の運動エネルギーより乱れ自体のその増大が顕著であることを示している。これは図 - 9 を参照してつぎのように説明できる。Re = 10^3 < Re について, 流れの抵抗係数は一定値をとるから, 流れに加えらるポテンシャルエネルギーは, 平均流のレイノルズ数の増加につれ, 完全に平均流より乱れの運動エネルギーに変換される傾向が強いということである。 ($\bar{u}^2/U^2 = 1.116 \cdot 10^{-4} \text{Re}^{1.176}$)

図 - 8 は Medium 1 ~ 8 のフロー設定位置での空隙規模 $\bar{d}$ と見掛けの浸透流速 q を用いて示された乱れの発生限界レイノルズ数 $\text{Rec} = q \cdot \bar{d} / \nu$ の関係である。これによると, ほぼ従来得られている抵抗係数とレイノルズ数のプロットから観取される $\text{Rec} = 1 \sim 10$ の付近で, 個々の空隙内部においても乱れの発生が見られる。いまの場合, $\bar{d}$ と Rec の間には, 評価しうる相関は全く認められない。この点について, つぎのように考えられよう。つまり, ある規模の多孔体が種々の寸法の空隙をもつ集合体と見れば, それらの空隙の平均的空隙中の乱れの発生限界レイノルズ数 Rec とそれら空隙個々において生ずる Rec^* を多孔体全体で平均した $\bar{\text{Rec}}^*$ とはほぼ等しくなる。ここで, 採用されたブラウン管オシロの映像が比較的限られた記録しか与えない

ため、非常に低周波数で小規模の乱れは観察し得なかつたかも知れない、ということに注意したい。さらに、図-9は抵抗係数 ξ と $Re = q \cdot d / \nu$ をMedium 1~8についてプロットしたものである。各多孔体についての一連の実測結果はかなりバラツいており、その原因はとらえがたい。Medium 7の実測は、他のそれらに比べ大きく離れており、物理的機構を把握できない。このMedium 7は人工的に種々の径の空隙を空間的に分布したものであるが、それらの空隙径の単なる平均値をレイノルズ数中の代表的長さとして採用したことが必ずしも的確でなかつたのかも知れない。しかし、図-9は、遷移流から完全乱流への移行レイノルズ数 Ret が 10^3 であることを明確に立証している。この $Ret = 10^3$ については、D.E.Wright, G.Kovacs とも指摘している。

図-10はMedium 8の $\xi - Re$ 実測値から、 $(\mu + \epsilon) / \mu$ と Re の関係を示している。ここで、 ϵ は渦粘性係数である。この関係からも、 $Ret = 10^3$ より高レイノルズ数の流れについて、渦粘性の効果が卓越し、分子粘性の効果が急激に減少することが判かる。

6. 結論

今回の報告において直ちに実験成果を恒久的に結論づけることは望みがたい。熱線風速計自体の特性を十分吟味し、結果を乱流理論の立場からも十分検討しなければならない。しかし、従来の研究結果から照合して、つぎの事柄は新しく注目すべき事実である。

(1) 熱線風速計によつて、空気浸透流の乱れを計測することは比較的容易にでき、精度に関して若干の問題はあるが、それによる結果は十分期待できるであろう。

(2) 浸透流の乱れの平均規模はほぼ平均流の規模の $3/2$ 乗に比例して増加する。

(3) 乱れの周波数と乱れの平均強度はリニア-の関係をもつ。

(4) 平均流のレイノルズ数の増加につれ、浸透流場内の乱れの運動エネルギー $\frac{\rho}{2} \overline{u'^2}$ は $U^2 \cdot Re^{1.2}$ に比例して増大する。

(5) 抵抗係数とレイノルズ数の実測プロットから得られる限界レイノルズ数 $Rec = 1 \sim 10$ は、本研究において得られたとき(図-8)個々空隙中の乱れの発生レイノルズ数の平均にほぼ等しい。

(6) 遷移流から完全乱流に移行するレイノルズ数 Ret は 10^3 である。この点はまた、図-10のような整理によつて明確に認められる。

今後は上記の結果を詳細に検討し、理論的考察を加えるつもりである。

最後に、本研究において、終始、大阪大学工学部の室田教授から、示さ、指導を賜つた。ここに記して謝意を表わしたい。

7. 参考文献

- 1) 佐藤, 土木工事における土中水の扱い方 (土中の水理) 土木学会関西支部, S, 44, 11.
- 2) D.E.Wright, Non-linear Flow through Granular Media, J. of Hydraulics Division, A.S.C.E. 1968, p.857
- 3) G.Kovacs, General Characterization of Different Types of Seepage, 13th Congress of I.A.H.R. 1969, Vol.4, p.210