

洗掘機構についての基礎的研究

正員 粟津清蔵*

FUNDAMENTAL RESEARCH ON THE SCOURING MECHANICS

(Trans. of JSCE, No. 52, Feb. 1958)

By Seizō Awazu, C.E. Member

Synopsis Scouring is generally a phenomenon that takes place by running water on the movable bed. The external force in this case is given both as the shearing force and the normal force, therefore, various kinds of scouring arise from the combination of these two sorts of force.

For the analytical research of the scouring phenomenon, we are required to reveal the happenings when each of these forces works independently.

Actually, the scour resulting from the action of the simple shearing stress has hitherto been treated as a problem of critical tractive force. In this case, on the assumption that the drag coefficient of sand grains is similar to that of falling grains in the water at rest, the author derived an experimental formula for the critical tractive force from the published experimental data and the author's own data, but range of application of the analytical research of scour on a particular locality is wider when considering the critical bed velocity along the movable bed rather than when the critical tractive force is considered.

According to the above considerations, the author discussed the drag coefficient for rest state of movable bed on the basis of our experimental data, deriving the critical bed velocity formula from considerations of both the tractive force and drag coefficient. The author nominated the scouring phenomenon in this case "scouring mechanics of the first kind", and these problems have been allotted for chapter I.

If the normal force or pressure changes along the movable bed, seepage force is exerted on the sand grains bringing about scour as in the case of quicksand and piping. On the assumption that permeable layer is uniform, the author discussed the piping phenomenon, and proposed a new creep theory which is proved by his own experiments.

The phenomenon of scour due to such seepage water is styled "scouring mechanics of the second kind", and the piping problem has been allotted for chapter II.

The most natural scouring phenomenon takes place when two forces act along the movable bed at the same time, the phenomenon of scour in this case is styled "scouring mechanics of the third kind".

Analytical research of several problems in this case can be performed by replacing the movable bed with the fixed bed, investigating the two external forces, and then assuming the scouring phenomenon. Dealing with the scour from jet, as an example, the writer put it in chapter III.

From the above considerations, the phenomenon of scour is analyzed and systematized in this paper, giving us expectation to find a rational method of engineering work for the effective prevention of scouring.

要旨 洗掘は一般に移動床に流水によつて外力が加えられた結果的現象で、その外力が移動床に平行なものと、垂直なもの2つの組合せによつて、さまざまの洗掘現象が誘起されるものである。

* 日本大学助教授 工学部土木教室

従つて洗掘現象を解析するには2つの外力が単独に作用した場合の現象を明らかにしなければならない。

移動床に平行な外力が単独に作用した場合、在来限界掃流力の問題として取り扱われていた。著者は砂粒の流体抵抗係数が砂粒が静水中を沈降するときの抵抗係数と相似であると仮定し、在来の測定値と著者の測定値をもとにして限界掃流力公式を誘導した。しかし現象そのものを説明するには掃流力より移動床表面の限界底流速を考えた方がより応用範囲が広い。著者は移動床が移動しない場合の砂礫層の流体抵抗を実験値をもとにして論じ、それと前に誘導した限界掃流力公式から限界底流速の公式を誘導した。この場合の洗掘機構を第一種洗掘機構と名づけ、第1章に充當せしめた。

垂直な外力が単独に作用する場合、すなわち外力は圧力で移動床に沿つて圧力が変化するときには水は透水するもので、その結果一般に砂粒には seepage force が作用する。それによつて洗掘が誘起される。例えば quick-sand, piping 現象はその例で、著者は piping 現象について在来の考え方を補正新しい creep theory を提案して在来の考え方を改善した。このように浸透流によつて誘起される洗掘機構を第二種洗掘機構と名づけ第2章に充當せしめた。

最も自然な洗掘現象は2つの外力が同時に作用しておこる現象で、この場合の洗掘機構を著者は第三種洗掘機構と名づけ、このような現象を解析するには移動床を固定床におきかえて、まず2つの外力を調べ、それより洗掘状態を推定することが可能で、著者は噴流による洗掘を例にとつて第三種洗掘機構について論じ、これをもつて第3章に充當せしめた。

以上本論文は洗掘現象を分析、体系づけたものでこれによつて洗掘防止の合理的工法が案出されるものである。

目 次

第1章 第一種洗掘機構	(5) 第二種洗掘機構
(1) 限界掃流力	第3章 第三種洗掘機構
(2) 限界底流速	(6) 固体壁面に衝突する噴流の性質について
(3) 第一種洗掘機構	(7) 噴流によつて誘起される浸透流について
第2章 第二種洗掘機構	(8) 噴流による洗掘の理論的考案
(4) パイピング現象	(9) 噴流による洗掘の現象的検討
A) Creep Theory の批判	(10) 第三種洗掘機構
B) Creep Theory の補正	第4章 結 論
C) 無限浸透層上の堤体下部の浸透流況	
D) 現象学的検討	

第1章 第一種洗掘機構

(1) 限界掃流力

理論的考察は著者がすでに発表した¹⁾とおりでであるが、著者は図-1の水路を使用、3種類の砂礫群についての実験を行い、次に水中砂礫の静止摩擦係数 f を(1.1)式²⁾より誘導、在来発表されている測定値と実験値の31コの値をもとにして、著者の既報の理論式を最小自乗法を用いて誘導すると(1.2)式が得られた。

$$f = 0.669 d_m^{0.0634} \text{ (cm-unit)} \dots\dots\dots(1.1)$$

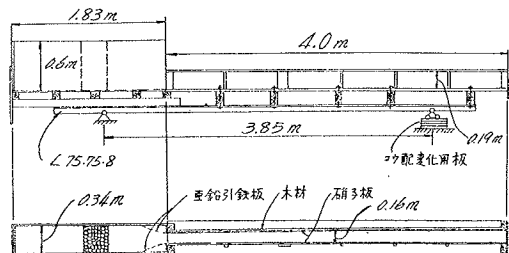
$$\frac{v_*}{v_f} = 0.148 (f/\beta^2)^{-0.249} \dots\dots\dots(1.2)$$

d_m : 砂礫の平均径, v_* : 摩擦速度, v_f : 砂粒の限界沈降速度, β : 砂粒の混合を示す境氏の係数。

限界掃流力測定値				
$d_m(\text{mm})$	β	$v_*(\text{cm/sec})$	v_*/v_f	f/β^2
2.10	1.07	2.84	0.124	0.532
1.47	1.30	2.38	0.127	0.352
0.90	1.12	2.19	0.176	0.460

註 v_f は Krey の丸味をもつた川砂の公式より計算。

図-1



砂粒の比重を S として (1.2) 式より限界掃流力 τ_c を求めると

$$\left. \begin{aligned} \tau_c &= 0.1068(S-1)^{1.667} \beta^{0.996} d_m^{1.635} \\ & \quad d_m < 0.15 \text{ cm} \\ \tau_c &= 0.0427(S-1) \beta^{0.996} d_m^{0.968} \\ & \quad d_m > 0.15 \text{ cm} \\ \tau_c &: \text{gr/cm}^2, \quad d_m : \text{cm} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.3)$$

$S=2.6$ とすると

$$\left. \begin{aligned} \tau_c &= 0.2337 \beta^{0.996} d_m^{1.635} \\ & \quad d_m < 0.15 \text{ cm} \\ \tau_c &= 0.0682 \beta^{0.996} d_m^{0.968} \\ & \quad d_m > 0.15 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.4)$$

公式の誘導には二、三の仮定が含まれ、はたして実際河川に適用できるかを検討するために既知の実測値並びに在来発表されている公式と比較する。

自然河床砂礫の $\beta^{(1)}$ を用いて境³⁾、栗原⁴⁾ 公式と比較すると 図-2 のとおりである。

次に在来発表されている実測値⁵⁾ と比較すると 図-3, 4 のとおりで、実際に使用できる可能性が得られた。

(2) 限界底流速

移動床がちよと移動しようとするときの移動床表面の流速を限界底流速と呼ぶ。

一般に砂礫層の抵抗係数は次の式で与えられる¹⁾。

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A + B \log \frac{R}{\epsilon} \dots\dots\dots (1.5)$$

ϵ は砂礫層表面の凹凸を示すもので、 A , B は一般に Froude 数がきいてくることは著者がすでに述べたとおりである。次に開水路の乱流においてその流速分布は次の関係で与えられる。

$$\frac{v}{v_*} = A_0 + B_0 \log \frac{y}{\epsilon} \dots\dots\dots (1.6)$$

(1.5), (1.6) の両式より平均流速と摩擦速度との比を求めると、 A_0 , B_0 は Froude 数がきいてくるのが容易に推定される。砂礫層表面流速 v_b を $y \doteq \epsilon$ の order と考えると一般に次の関係が得られる。

$$F \left(\frac{v_b}{v_*}, \frac{v_*}{\sqrt{g d_m}} \right) = 0 \dots\dots\dots (1.7)$$

(1.7) 式の変数の関係を調べるために 図-1 の開水路で、相模川産砂礫を適当に混合その平均径 (cm), 0.145, 0.147, 0.193, 0.21 の 4 種類を用い、コウ配を 1/500, 1/600, 1/700, 1/800, 1/900, 1/1000 の 6

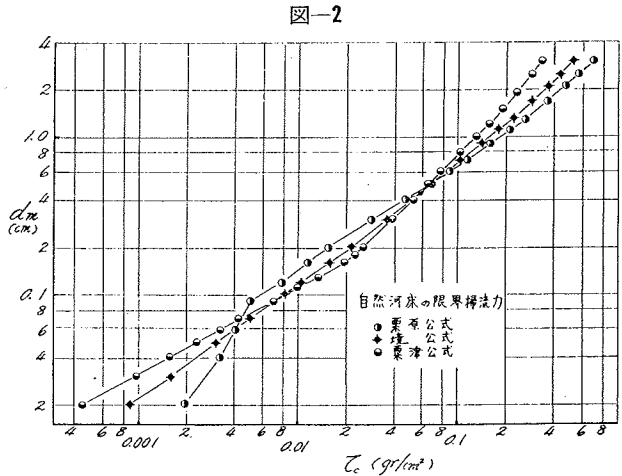


図-2

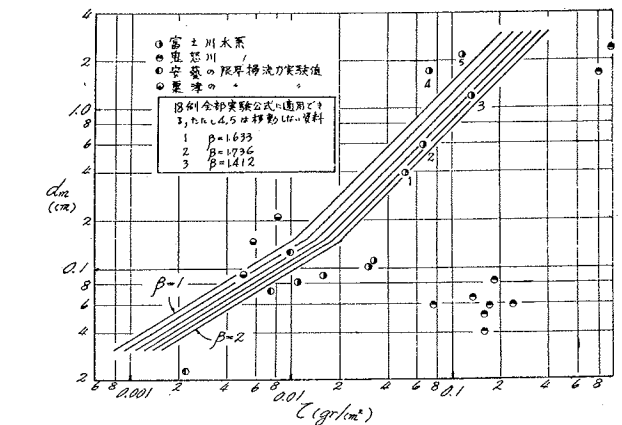


図-3

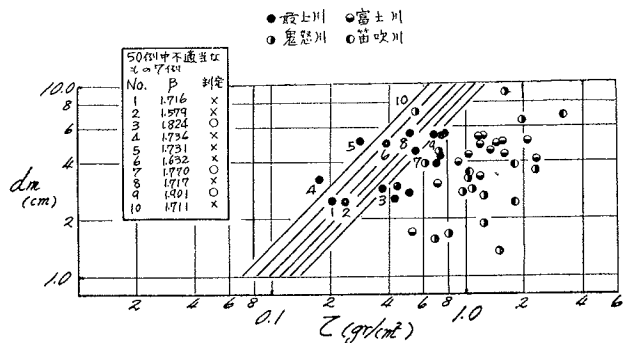
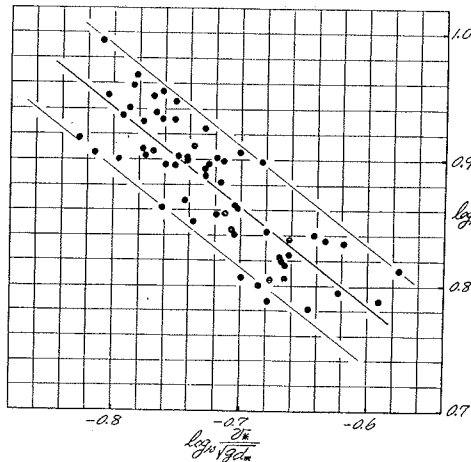


図-4

種類に変化, 流量は 1~4.5 l/sec の間で実験を行い, 砂粒の移動しない場合の資料を図示すると 図-5 のとおりで, これを公式化すると次の式が得られた⁹⁾.

図-5



$$\frac{v_b}{v_*} = \frac{2.06}{(v_* / \sqrt{g d_m})^{0.784}} \dots\dots\dots(1.8)$$

従つて限界底流速 v_{bc} は (1.8) 式と (1.3) 式あるいは (1.4) 式より容易に誘導される。すなわち次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} v_{bc} &= 50.66(S-1)^{0.180} \beta^{0.108} d_m^{0.569} \\ & \quad d_m < 0.15 \text{ cm} \\ v_{bc} &= 45.88(S-1)^{0.108} \beta^{0.108} d_m^{0.497} \\ & \quad d_m > 0.15 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \dots\dots(1.9)$$

同様に (1.4) 式より

$$\left. \begin{aligned} v_{bc} &= 55.13 \beta^{0.108} d_m^{0.569} \\ & \quad d_m < 0.15 \text{ cm} \\ v_{bc} &= 48.27 \beta^{0.108} d_m^{0.497} \\ & \quad d_m > 0.15 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1.10)$$

(1.10) 式において $\beta=1, 2$ の場合と, Krey の限界沈降速度 v_f と比較すると 図-6 のとおりで $d_m > 0.15 \text{ cm}$ の場合には $\beta=1$ のときの v_{bc} と v_f とはほとんど等しいとみなすことができる。

実験公式がはたして実際に使用できるかを検討するために, 前述の実験水路を用い, 相模川産砂礫を混合しその平均径 (cm) 0.147, 0.193, 0.210, 0.375 の4種について実測した。その測定値と Schaffernak⁷⁾, Sainyon⁸⁾ の測定値と (1.10) 式とをプロットすると 図-7 が得られた。従つて一応この公式が実際に使用できることが知られた。

図-6

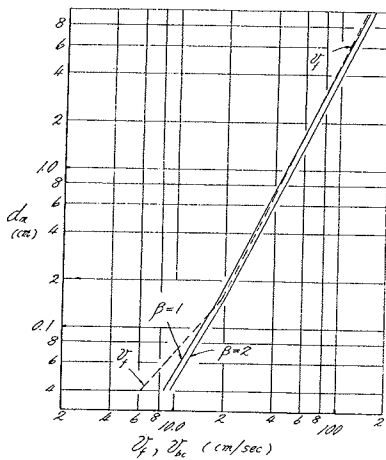
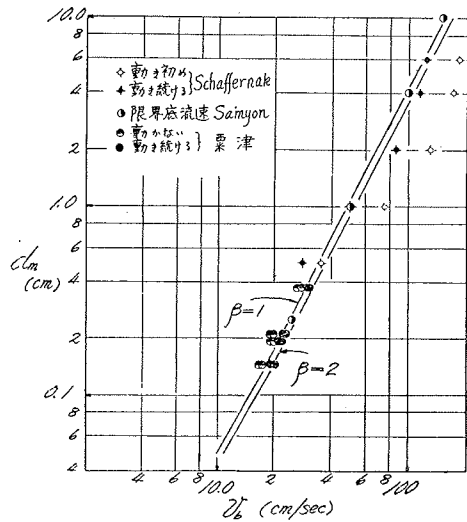


図-7



(3) 第一種洗掘機構

洗掘現象は移動床にエネルギーが供給される結果的現象で, このエネルギーが今移動床に平行なもののみ作用した場合の洗掘機構を著者は第一種洗掘機構と呼ぶ。従つて移動床に沿うせん断応力が (1.3), (1.4) 式で与えられるせん断応力を超越すると移動床の洗掘現象が発生する。同様に移動床表面流速が (1.9), (1.10) 式で与えられる流速を超越すると同様の現象が発生する。

また局部的洗掘の定量的問題を論ずる場合, 限界沈降速度が非常によい parameter であることが述べられ, かつ使用されている⁹⁾, 洗掘は浮遊と滞積現象をともなう現象であるから当然 v_f がよい parameter であることが知られるが, 洗掘機構上限界底流速を考えるならば, さらにその合理性が確認される。

第2章 第二種洗掘機構

(4) パイピング現象

堤体と基礎との接触面が浸透流によつて洗掘される現象をパイピング現象と称している。

A) Creep Theory の批判 この現象についての歴史的考案を試みると、Bligh (1912) は接触面の長さ L を Creep の長さと呼び、堤体の上下流の落差を H とすると $L/H=C$ がある一定値より大きいと堤体は安全であると述べ、例えば C の値は Indian soil では 12~15, Nile soil では 18~24 と一般に基礎の土性によつて決る値である。

図-8 のように矢板がある場合 $L=2a+4b+d$ 但し $d>2b$ のときにはこの仮定が許されるが $d<2b$ のときにはこの仮定が保たれないと述べている¹⁰⁾。一般に L の決定理論を Creep Theory と称している。

Lane (1935) は堤体基礎は一般に沖積層であるから水平、垂直方向の浸透係数の比 $n=k_h/k_v$ は $2\sim\infty$ の間にあつて水平部分は垂直部分にくらべ、その効果が小さいと考え $L=2a+4b+d/n$ とした、すなわち Weighted Creep Theory を提案¹¹⁾した。

しかし浸透層が均一であると Creep の長さは Bligh の場合と同一になる。

しかし Terzaghi の室内実験¹¹⁾によると 図-9 のように L が等しくとも違った落差でパイピングが発生している。その理由について考えると、1) 室内実験であるから浸透係数はあらゆる方向に均一であるとするのが妥当であるから、浸透係数による相違ではないことがいはれる、2) 残る問題点は浸透層の有限性にあるだろうと一応考えられる。一般にパイピングの起る前の浸透流に Darcy の法則が適用できると仮定すると、浸透流況は等角写像を応用することによつて知ることができる¹²⁾。図-10 の Z 面のような有限浸透層内の流況を調べると、 $\psi = \text{const.}$ $\phi = \text{const.}$ はおのおの流線、等ポテンシャル線を与えるから、 Z 面上の対応点との関係を求めると次のとおりである。

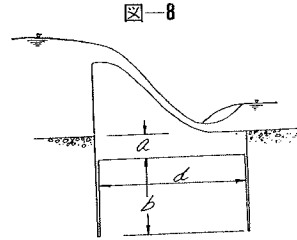


図-8

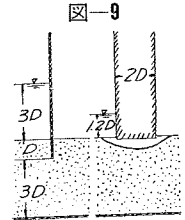


図-9

$$\left. \begin{aligned} \frac{x}{b} &= \frac{1}{\pi a_1} \tanh^{-1} \frac{2k\xi}{1+k^2(\xi^2+\eta^2)} \\ \frac{y}{b} &= \frac{1}{\pi a_1} \tan^{-1} \frac{2k\eta}{1-k^2(\xi^2+\eta^2)} \\ a_1 &= b/T \\ \xi &= \frac{\text{sn } \phi \, \overline{dn} \psi}{1-dn^2 \phi \, \overline{sn}^2 \psi}, \quad \eta = \frac{cn \phi \, dn \phi \, \overline{sn} \psi \, \overline{cn} \psi}{1-dn^2 \phi \, \overline{sn}^2 \psi} \dots (2.1) \\ \overline{sn} \psi &= \text{sn}(\psi, k') \\ k &= \tanh(\pi a_1/2), \quad k^2 + k'^2 = 1 \\ K &= \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{(1-\zeta^2)(1-k^2\zeta^2)}} \\ K' &= \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{(1-\zeta^2)(1-k'^2\zeta^2)}} \end{aligned} \right\}$$

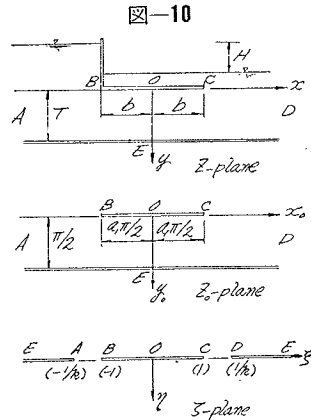


図-10

著者は $a_1=2, 1, 0.5$ の3つの場合につきその流況を調べるに当り、ダ円関数表を作成その関数値を逐次 (2.1) 式に代入すると Z 面上の座標が得られる。これから容易に流線図が得られる。例えば 図-11 は $a_1=1$ の場合で黒丸が計算値で、実線が流線、破線が等ポテンシャル線である。次に流線長を自在曲線定規を用いて測定、流線の下端位置と関係づけると 図-12 が得られ流況の相違が知られる。ただし l は流線長である。

すなわち parameter $a_1=b/T$ が減少するに従つて無限浸透層の場合に近づくことが数値計算の結果から容易に知られた。たとえば $a_1=0.5, x/b<1.3$ においてはほとんど無限浸透層の場合に等しいとみなすことができる。一方 Terzaghi の実験においては $a_1=0.25$ であるから $x/b<1.3$ の範囲においては有限浸透層を無限浸透層と考えてもよいことが知られる。ゆえに堤体付近の浸透流況を考えると、浸透層の有限性があまり問題になりそうもないことが知られる。また反対に堤体付近の浸透流況は浸透層を無限と考えた場合の流況から近似的に知ることができるといことが知られた。そこでさらに Terzaghi の実験の2

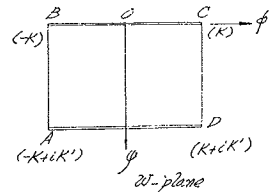


図-11

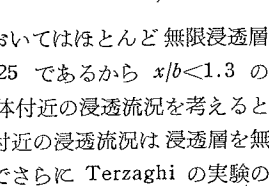


図-12

つを例として浸透層を無限としてその流況を調べることにする。

図-11

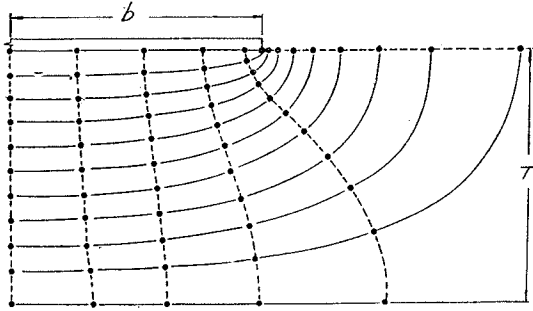
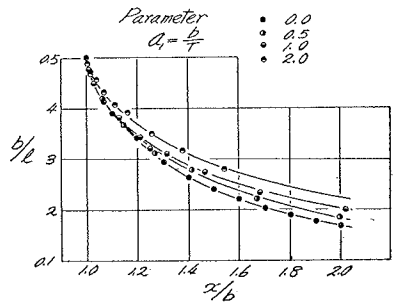


図-12



a) 一枚の矢板のまわりの浸透流況について: 図-13 の Z 面の矢板のまわりの流況は前述と同様等角写像によつて容易に求められ, 流線, 等ポテンシャル線の式はおの次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{x^2}{b^2 \sinh^2 \frac{\pi \phi}{H}} + \frac{y^2}{b^2 \cosh^2 \frac{\pi \phi}{H}} &= 1 \\ \frac{y^2}{b^2 \sin^2 \frac{\pi \psi}{H}} - \frac{x^2}{b^2 \cos^2 \frac{\pi \psi}{H}} &= 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.2)$$

流線図を求めると 図-14 のとおりで, 黒丸は計算値である。

図-13

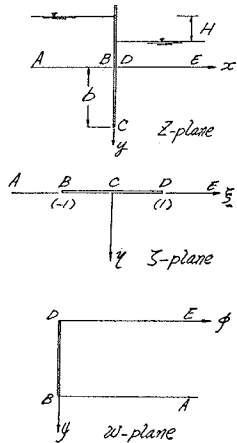
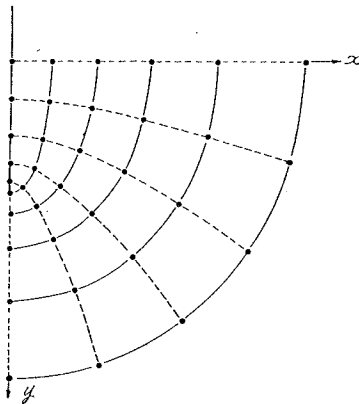


図-14



b) 堤体下部の浸透流況について: 図-15 の Z 面の堤体下部の流況は前述と同様にして, 流線並びに等ポテンシャル線を求めると次のとおりである。

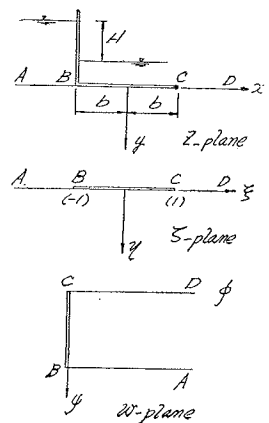
$$\left. \begin{aligned} \frac{x^2}{b^2 \cosh^2 \frac{\pi \phi}{H}} + \frac{y^2}{b^2 \sinh^2 \frac{\pi \phi}{H}} &= 1 \\ \frac{x^2}{b^2 \cos^2 \frac{\pi \psi}{H}} - \frac{y^2}{b^2 \sin^2 \frac{\pi \psi}{H}} &= 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.3)$$

流線図を求めると a) の場合と同様で単に浸透層表面が $x=0$ の面に変つただけである。

次に数値計算によつて流線長を求め, その下流端座標との関係を調べると, 2 つの場合についておのの 図-16 の結果が得られた。

この図において, もし $t=b$ 並びに浸透層の土性, 落差がおのの同一であるならば, 同一流線長を与える下流端の座標は相当の差があるから, 浸透層下流表

図-15



面において、同一線長を与える流線と不透透部流線（接触面流線）との間の平均流速がおおの差があることが容易に知られる。このように矢板並びに堤体付近の流況が違ふことが明確になつた。従つてパイピングの発生の現象的相違は構造物付近の浸透流況の相違に起因するものであることが推定される。

従つて在来の Creep Theory は構造物付近の浸透流況を考えないで、構造物と浸透層の接触面に沿う洗掘がパイピングの原因であるという経験的立場から提案されたものと解せられる。

次に 図-8 の場合矢板の効果が $d < 2b$ のとき、Bligh が L を $(2a + 2b + d)$ に取ると述べているように、はたしてこのような限界が妥当であるか、妥当であるならば理論的に不連続性があり、浸透流況を考えるならばそのような不連続性が考えられない。

以上在来の Creep Theory を批判すると二つの盲点が考えられ著者はこの盲点を補正すべく理論的実験的考案を試みる。

B) Creep Theory の補正 浸透流況を考えのなかに入れてパイピング現象の発生する部分にある流管を考える。すなわちその流管の一部は現象的にパイピングは接触面に沿つておこるから接触面に取り、流管の下流移動床面の平均流速が一定以上になるとパイピング現象が発生するものと推定され、一方パイピング現象前には Darcy の法則が適用できないが、適用できると仮定するならば平均流速は動水コウ配に比例するから、ある流管の平均動水コウ配が一定値以上になるとパイピング現象が発生するものと推論される。

従つて2次元のパイピング現象については接触面と浸透層内のある流線に囲れた流管の平均動水コウ配が一定値以上になると発生すると解することができる。次に流管の選定方法は流線図をもとにして次の2つの方法のいずれかによる。1) 『最短流線が接触面以外に得られた場合は、この流線と接触面とに囲まれた流管を取る』、その理由はもし流管のどこの流線を取つてもその動水コウ配が一樣である場合には、平均的考え方をするとその流況は相等しいから、浸透流の層と層の間には速度コウ配がないから従つてせん断応力は考えられないから、一定の動水コウ配で一樣に洗掘される。例えばこのような現象は Quick-sand の実験によつて良く観察される事実である¹⁾。しかし浸透層の間に速度コウ配がある場合には層と層の間にせん断応力が考えられるから、一部分が一定動水コウ配になつてもその付近は洗掘されないから、最短流線と接触面とにかこまれた流管を取るのが最も妥当であると考えられる。2) 『最短流線と接触面とが同一の場合にはふくれ上り現象のあらわれる範囲を含む流管を取る』、その理由はふくれ上り現象は下流移動床面が Quick-sand 現象によつて砂粒が初期移動床面より持ち上げられる現象で、このような現象的立場から流管を考えたのである。

上述の流管の平均動水コウ配がある一定値、すなわち限界動水コウ配を越えるとパイピング現象が発生する。その限界動水コウ配の大きさを著者は Quick-sand の発生する限界動水コウ配と同一の値を取るものとする。

著者の研究によると¹⁾河床砂礫についてその限界動水コウ配 i_c は次の式で与えられる。ただし浸透層は静水中を砂粒を沈殿せしめて形成した場合である。なお λ は空隙率でコンクリート標準示方書に従つて得られるべき値である。

$$\left. \begin{aligned} i_c &= \frac{H}{L} = 1.689 - 1.786 \lambda \\ \lambda &= 0.319 + 0.238[1.67 - \beta] - 0.0573 \log_{10} d_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.4)$$

d_m : mm-unit

以上の考えのもとに著者は Creep Theory を補正するものである。

C) 無限浸透層上の堤体下部の浸透流況 前に述べたように浸透流に Darcy の法則が適用できると仮定すると、浸透流況は等角写像を応用することによつて解かれる。しかし堤体に厚さがありまた矢板が数多くあり、それ自身にも厚さがある場合には理論解を求めることはなかなかむずかしい。著者は近似的考察を行つて重ね合せの方法によつて堤体下部の浸透流況を調べる。

a) 堤体に単一な矢板が垂直にある場合：図-17 の底幅 $2b$ の上流端に長さ t の垂直矢板をもつた堤体下部の流れについて考える。Z 面から遂次 W 面に変換を行うと、 $\phi = \text{const.}$, $\psi = \text{const.}$ はおのおの流れ、等ポテンシ

図-16

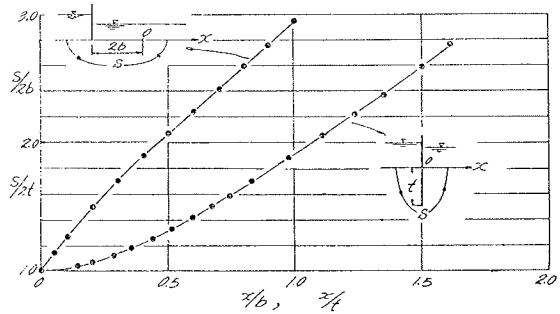
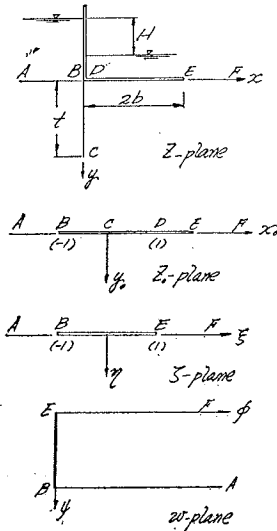


図-17



カル線になり次の結果が得られた。

$$x = t\sqrt{R} \cos \frac{\theta}{2}, \quad y = t\sqrt{R} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$R = \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \theta = \tan^{-1}(B/A)$$

$$A = \{(C+1)(\xi^2 - \eta^2) + 2C\xi + C - 1\}(C+1)$$

$$B = \{2(C+1)\xi\eta + 2C\eta\}(C+1)$$

$$C = \frac{1}{2}(\sqrt{(2b/t)^2 + 1} - 1)$$

$$\xi = \cosh \frac{\pi\phi}{H} \cos \frac{\pi\psi}{H}$$

$$\eta = \sinh \frac{\pi\phi}{H} \sin \frac{\pi\psi}{H}$$

..... (2.5)

著者は $t=b$, $t=3b/5$, $t=b/5$ の3つの場合について数値計算を行い流線図を求めた。例えば $t=b$ の場合の流線図は 図-18 のとおりである。これらの流線図をもとにして、おのおの流線長は目盛付自在曲線定規を用いて測定される。図-19 のように流線を $x=0$ より上、下流部に分けその長さをおのおの l_1 , l_2 として流線の y 軸上を通る値と関係づけると 図-20, 21, のとおりで公式化すると次のとおりである。

$$l_1/t = 1.525(y/t) - 0.525 \quad \text{..... (2.6)}$$

$$l_2/(2b+t) = \left(\frac{t}{2b} + 0.03\right) \frac{y}{t} - \frac{1.47t}{2b} + 0.968 \quad \text{..... (2.7)}$$

最短流線長を与える y/t は (2.7) 式の右辺が1に等しい y/t の値と $y/t=1$ の中間にあるものと仮定して近似に求めることができる。従つて次の y/t の値を (2.6), (2.7) の両式に代入して最短流線長を求める。

$$y/t = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{0.032 + \frac{1.47t}{2b}}{\frac{t}{2b} + 0.03} \right\} \quad \text{..... (2.8)}$$

図-18

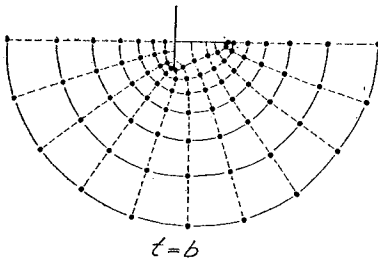


図-19

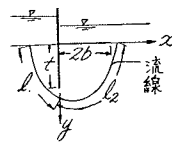


図-21

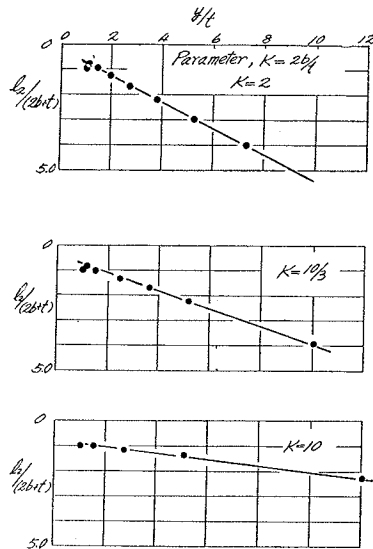
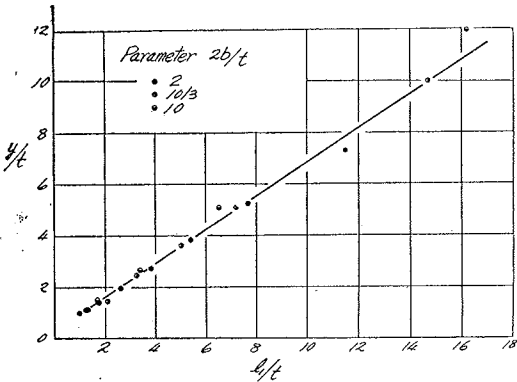
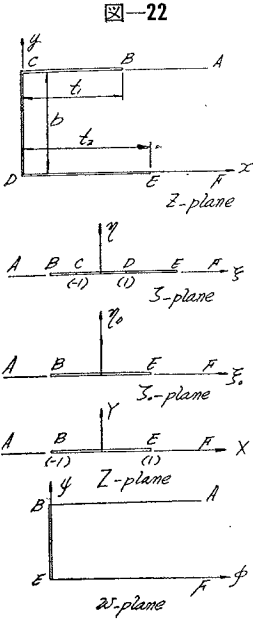


図-20



b) 堤体に数多く矢板が垂直にある場合：堤体に垂直に矢板が数多くある場合，特に実際には矢板自身にも厚さがあるから，厳密解はむづかしく，この場合2つの矢板に囲れた部分の流況を考え，a)の場合と重ね合わせて一応標題の流況を近似的に求めることにする。

矢板を延長した線は等ポテンシャル線と仮定して 図-22 の Z 面のものと考え，遂次 W 面へと変換を行うと， $\phi = \text{const.}$ ， $\psi = \text{const.}$ はおのおの流線，等ポテンシャル線を与え，次の結果が得られた。



$$\left. \begin{aligned} \sinh x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(K_1^2 + K_2^2 - 1)^2 + 4K_2^2} - (1 - K_1^2 - K_2^2)} \\ \sin y &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(K_1^2 + K_2^2 - 1)^2 + 4K_2^2} + (1 - K_1^2 - K_2^2)} \\ K_1 &= A_1 \cosh \phi \cos \psi + B_1, \quad K_2 = A_1 \sinh \phi \sin \psi \\ A_1 &= \cosh \frac{t_2 + t_1}{2} \cos \frac{t_2 - t_1}{2}, \quad B_1 = \sinh \frac{t_2 + t_1}{2} \sin \frac{t_2 - t_1}{2} \\ b &= \pi \end{aligned} \right\} \dots (2.9)$$

上の式に従つて 表-1 の太線の内部の部分を実算し，流線図を求めた。例えば $t_1/t_2 = 0.25$ ， $t_2/b = 0.5$ ； $t_1/t_2 = 1.0$ ， $t_2/b = 0.5$ の場合の計算値をプロットすると，おのおの 図-23，24 の流線図が得られる。

表-1

$t_1/t_2 \backslash t_2/b$	0.10	0.25	0.50	0.75	1.00
0.10					
0.25					
0.50					
0.75					
1.00					

図-25 のように流線長 l を表示する無次元量 $l/(t_1 + t_2 + b)$ と流線が x 軸を切る値 x_2/t_2 との関係を調べると，例えば $t_2/b = 0.5$ ， t_1/t_2 を parameter とすると 図-26 のとおりで，次に流線長の無次元量を $\{1 - l/(t_1 + t_2 + b)\} / \{1 - b/(t_1 + t_2 + b)\}$ とすると 図-27 が得られる。

すなわち parameter の効果があまり現われない。従つて一般に t_2/b を parameter として流線長を調べると 図-28 のとおりで公式化すると次のとおりである。

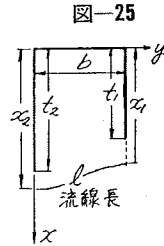
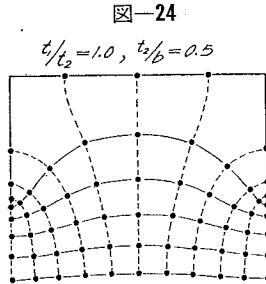
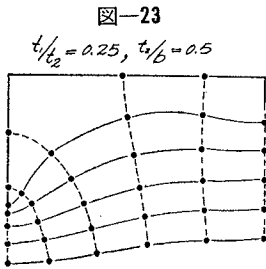


図-26
 $t_2/b = 0.5$
Parameter: t_1/t_2
• 1.00
• 0.75
• 0.50
• 0.25
• 0.10

図-27
 $t_2/b = 0.5$
Parameter: t_1/t_2
• 1.00
• 0.75
• 0.50
• 0.25
• 0.10

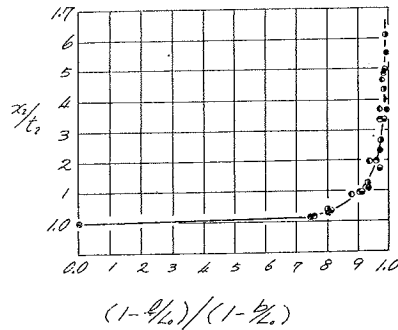
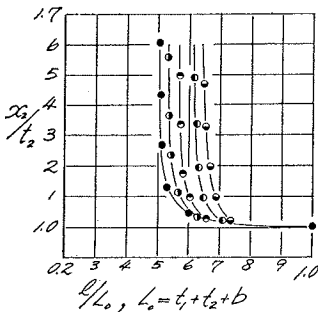
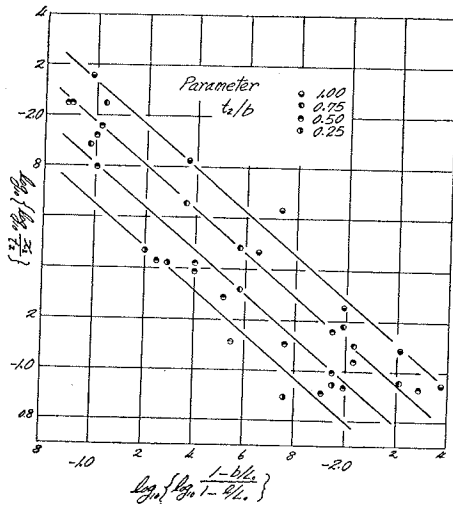


図-28



$$l/L_0 = 1 - \frac{1-b/L_0}{10^\alpha}, L_0 = t_1 + t_2 + b$$

$$\alpha = 10^{-(2.747 + 0.766 t_2/b)} \left\{ \log_{10} \frac{x_2}{t_2} \right\}^{-1.177} \dots\dots (2.10)$$

$$1.015 < x_2/t_2 < 1.33$$

実際に数値計算すると l の最小値を与える x_2/t_2 は 1.09 ~ 1.11 の間である。次に x_2, x_1 の関係を求めると次のとおりである。

$$\frac{\cosh x_2 + \cosh x_1}{\cosh(\pi/n) + \cosh \frac{\pi}{n} \left(\frac{t_1}{t_2} \right)} = \cosh \phi$$

$$\cosh x_2 = \frac{1}{2} \left\{ \cosh \frac{\pi}{n} + \cosh \frac{\pi}{n} \left(\frac{t_1}{t_2} \right) \right\} \cosh \phi$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \cosh \frac{\pi}{n} - \cosh \frac{\pi}{n} \left(\frac{t_1}{t_2} \right) \right\}$$

$$b = \pi, n = b/t_2$$

x_2 が知られると、第2式から x_2 と ϕ の関係が知られるから、第1式から x_1 の値が容易に求められる。

D) 現象学的検討

a) 実験装置並びに方法：前述の Creep Theory の補正の妥当性を検討するために実験を行い現象的考察を試みる。

その装置は 図-29 のように両面ガラス張り水槽の下部に浸透層を持つた 構造物の模型を作つて実験を行った。流入口ホースの末端は傾斜面上を移動する貯水槽に連絡され、模型上流側水位を静かに上昇できるようにした。模型下流部はほぼ一定水位に保つように、かつ砂止めを加味して水槽下流部に越流ゼキを設けた。なお水槽下流部には補助水槽を設け浸透層形成時に水槽水位を自由に变化できるように補助水槽に越流ゼキを設けた。浸透層は相模川産砂礫を混合 図-30 の2種類の砂を使用した。層の形成には補助水槽のセキによつて水槽水位を上昇せしめ、24時間水中養生した砂を少しずつ、1cm 程度の厚さになるように沈殿せしめ、それをくり返し所定の厚さの浸透層を作成した。

その厚さは 図-10 のような場合 b, H が一定で浸透層の厚さが変化する場合堤体下部の流れがどのように変わるかを調べると、流量は $K'/2K$ に比例するから前述の計算値をもとにして y 軸上および下流部浸透面上の流況を調べると 図-31, 32 のとおりで parameter b/T があまりきいてこないことが知られる。図-12 でも知られるように b/T が 0.5 より小さいとパイピングのおこるであろう部分の流況はほとんど無限浸透層と仮定した場合と同一になるものと考えられるので著者は浸透層の厚さを 15 cm に取つた。

模型は真鍮板を重ね合わせたもので、水密性を保つために水槽ガラス板と接する部分はすべて2枚のゴム板をかませ、水槽にさし込むときにはそのゴム板を左右または上下に開いてグリースをぬることによつて水密性を保つことができた。なお模型断面図は 図-33 のように全部で13種類を使用した。

図-30

資料	d_m (mm)	β	λ	i_c
1	1.48	1.227	0.414	0.950
2	2.57	1.335	0.376	1.017

図-29

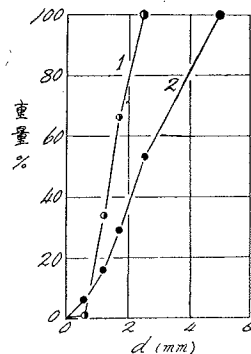
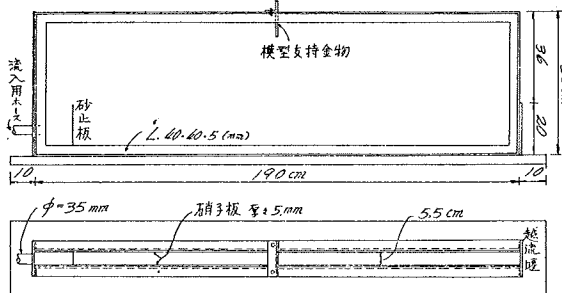


図-31

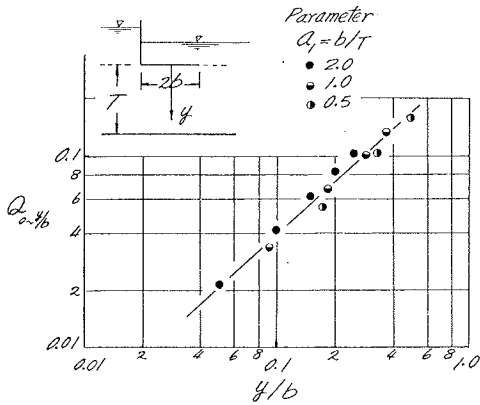


図-32

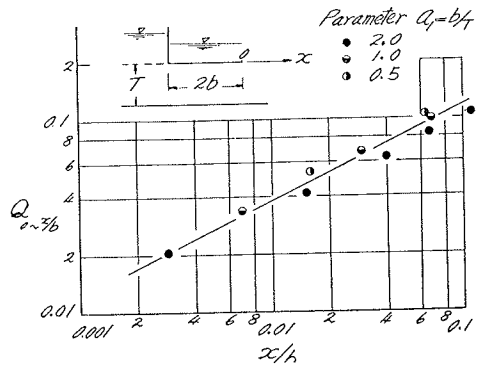
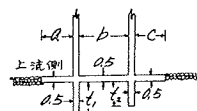


図-33



No.	cm unit			
	a	b	C	h
1	0	0	0	0
2	0	0	0	1.5
3	0	0	0	3.5
4	0	0	0	5.5
5	0	0	0	8.5
6	0	0	0	2.0
7	0	10.0	0	5.0
8	0	20.0	0	2.0
9	0	30.0	0	2.0
10	3.0	20.0	0	2.0
11	3.0	30.0	0	2.0
12	3.0	20.0	2.0	2.0
13	3.0	30.0	2.0	2.0

浸透層に模型をさしこむ作業はなかなかむづかしく、初め均一粒径の砂礫を使用して浸透層を作り模型(1)、(3)の水平部に圧力測定用孔を設け構造物と浸透層との間に空間ができないように、圧力の測定値と計算値と比較して良好な値が得られる作業をくり返しパイピングの測定を行った。本研究の資料を取るまでに要した時間の数倍もの時間を模型さしこみ並びにパイピングの測定に費し作業の練習を行った。

模型さしこみ作業が完了したのちに下流補助水槽の数段に重ね合わせた越流セキを一板づつ取りはずすとともに上流水位は貯水槽を傾斜面に沿って降下、常に上、下流水位をほぼ一樣になるようにしながら 20 cm まで下げ、次に貯水槽を静かに上昇せしめパイピングの測定を行った。完全に浸透層が洗掘される前に下流浸透層表面に quick-sand 現象が観察されるが、その場合水位の上昇を停止すると安定して洗掘が発達しなかつた。ただし相当に quick-sand が発達ふくれ上り現象が発生した場合には水位を上昇せしめなくとも洗掘が発達して堤体下部は完全に洗掘された。これらの境界は観測によつて容易に知ることができた。従つて著者は貯水槽を静かに上昇せしめ堤体下部が完全に洗掘される限界の落差 H を測定することができた(末尾の写真参照)。

b) ふくれ上り現象：模型(1)の場合にはほとんどふくれ上りは見られなかつた。模型(2)の場合には最もよく観察され、他の場合には下流部に直接矢板のある場合をのぞいてふくれ上りが発生したり、しなかつたりの程度であつた。

模型(2)のふくれ上りについてはすでに Terzaghi¹¹⁾によつて述べられ、その範囲は矢板からその深さの約半分以内にとり述べているが、著者の実験によると相当大きいもので、その値をプロットすると図-34のとおりで実験公式化すると次のとおりである。

$$\frac{w}{t} = 0.874 \left(\frac{t}{T} \right)^{-0.3295} \dots \dots \dots (2.12)$$

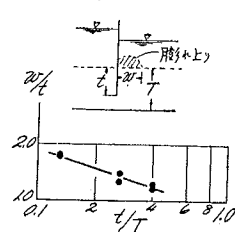
c) 資料の整理：Creep の長さ L の決定には Creep Theory の補正の項に述べた方針に従つて求めたが以下具体的に述べる。

模型(1)については、ふくれ上り現象が観察できなかったので直接模型と浸透層との接触面の長さをもつて L とした。

模型(2)においては(2.12)から w の値を求め、図-16の x/t の x に w を代入して流線長を求め、さらに模型の厚さを加算した長さ、接触面の長さの平均値をもつて L とした。

他の場合には最短流線長を模型の厚さが無いものと仮定して前述の理論式を用いて計算を行った。例えば模型(3)においては下流部のみ考えると(2.8)、(2.7)の両式から l_2 の最小値を求め次に(2.6)式より l_1 を求め、それに模型の厚さを加味それらの値を合算した長さ、接触面の長さの平均値を L とした。また模型(13)の場合には $\frac{3}{2}l_2$ 、 $\frac{1}{2}l_2$ の上下流部の流線の最小値を与える y/t をそれぞれ求め、その平均値をもつて(2.7)、(2.10)両式より流線長を求め、それに模型の厚さを合算した長さ、接触面の長さとの平均値を L とした。いずれにし

図-34



ても(2.6), (2.7), (2.10)の式を使用して最短流線長を近似的に求め、接触面の長さとの平均値を L とする。前に述べたように動水コウ配が quick-sand 現象の発生する限界動水コウ配 i_c より大きくなるとパイピングが発生するから測定値について、 $H/(L \times i_c)$ の値を求めプロットすると 図-35 のとおりで、次に上下流非対称の模型について、模型を上下流逆に向けたときの値を取り出すと 図-36 のとおりで、あまりその差違が認められなかった。さらに浸透層の資料の相違については 図-37 のとおりでその相違は認められない。すなわち i_c がよい parameter であることが知られる。

従つてパイピング現象は Creep Theory の補正の項で述べたように、接触面にある流管を考え、その平均動水コウ配が一定以上になつたときにおこるといふ推論が現象学的にもいえる。

図-35

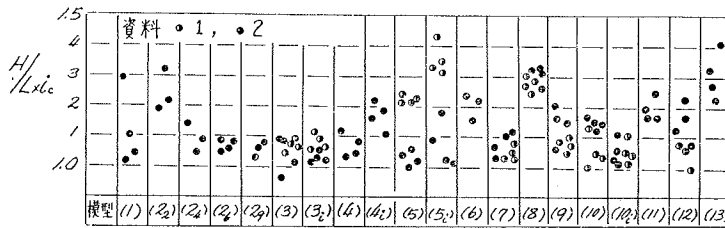


図-36

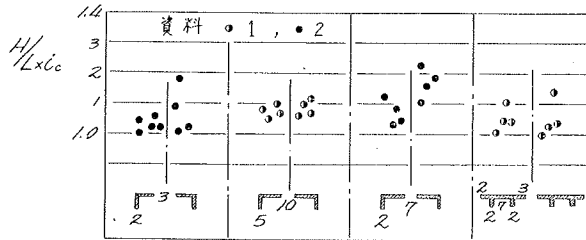
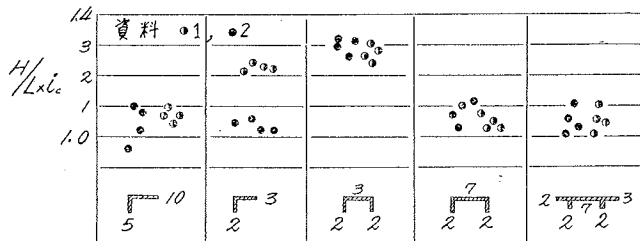


図-37



(5) 第二種洗掘機構

移動床に供給されるエネルギーが外的に移動床に垂直に圧力が加えられたときの洗掘を著者は第二種の洗掘と呼ぶ。

一般に移動床上に圧力差(ポテンシャル差)があると水は浸透し、透水中に水のもつているエネルギーの一部は消耗されると同時に、逆に浸透層を構成している砂粒には水からエネルギーが供給されることになる。砂粒に加えられるエネルギーが増加すると移動床は洗掘される。

例えば移動床面に沿つて浸透流速分布が一様な場合には、その動水コウ配が一定値以上になると、いわゆる quicksand 現象がおこり浸透層は洗掘される。

浸透流速分布が一様でない場合、例えば浸透層上に構造物が設けられその上下流に落差があると水は透水し、その流れに Darcy の法則が適用できると仮定するとその流況は容易に知られ、構造物に接しているある流管を考え、その動水コウ配が一般に quick-sand 現象の発生する限界動水コウ配より大きくなると洗掘がおこる。このように浸透流のみによつておこる洗掘機構を著者は第二種洗掘機構と名づける。

第3章 第三種洗掘機構

(6) 固体壁面に衝突する噴流の性質について

A) 平板の場合 噴流が平板に垂直に突き当たる場合の二、三の性質については既報のとおりで¹³⁾、ノズルの幅 r_0 、ノズルと板までの距離 L 、ノズルの流出速度 v_0 とすると stagnation point の動圧の強さ p_s は (3.1) 式で与えられる。

$$\frac{p_s}{w} = 9.182 \left(\frac{v_0^2}{2g} \right) \left(\frac{L}{r_0} \right)^{-1.118} \dots\dots\dots (3.1)$$

次に動圧のおよぼす範囲は (3.2) 式で与えられる。

$$x_0 = (L + 15 r_0) / 6 \quad (\text{cm-unit}) \dots\dots\dots (3.2)$$

圧力分布は 図-38 のとおりでこれを実験公式化すると次のとおりである。ただし x は stagnation point を原点として平板に沿って選んだ距離。

$$p/p_s = 1 - 4.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + 4.56 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 - 1.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^4$$

$$0 \leq x/x_0 \leq 1 \dots\dots\dots (3.3)$$

以上の性質が得られた。著者はさらに同一実験装置によって平板上の流速分布について述べる。一般に全エネルギーは x の増加に従って減衰する。しかし $x \geq x_0$ の2つの領域においてはその減衰する状態が違うものと考えられる。従つて分布を考えるに当り 2つの領域に分けて考える。なお $x = x_0$ の部分の流速は一つの特定な流速と解せられる。すなわちその流速を V とすると $F(v_0/V, L/r_0) = 0$ の関係が推論され実験値をプロットすると 図-39 のとおりで実験公式化すると次のようになる。

$$v_0/V = 3.78 \log_{10}(L/r_0) - 2.79 \dots\dots\dots (3.4)$$

任意の点 x の流速を v とすると、その v は V によつて支配されるものと考えられ、一般に $F(v/V, x/x_0) = 0$ の関係があり、 $x \leq x_0$ の場合について実験値をプロットすると 図-40 のとおりで、動圧分布と同様に x/x_0 の多項式で実験公式化すると次のとおりである。

$$v/V = 2.8084 \left(\frac{x}{x_0} \right) - 2.575 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + 0.725 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3$$

$$+ 0.0417 \left(\frac{x}{x_0} \right)^4$$

$$0 \leq x/x_0 \leq 1 \dots\dots\dots (3.5)$$

同様に $x \geq x_0$ については 図-41 のとおりで次の式で与えられる。

$$v/V = 1.2 - 0.2 \left(\frac{x}{x_0} \right) \quad x/x_0 \geq 1 \dots\dots\dots (3.6)$$

図-38 Parameter

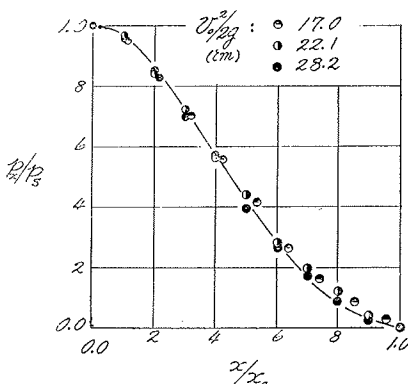


図-39 Parameter

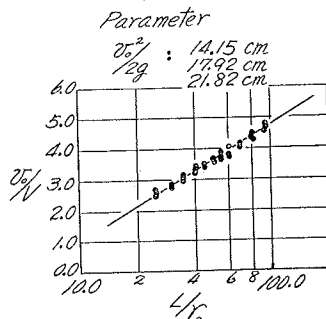


図-40

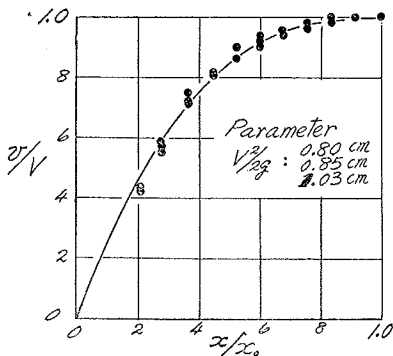
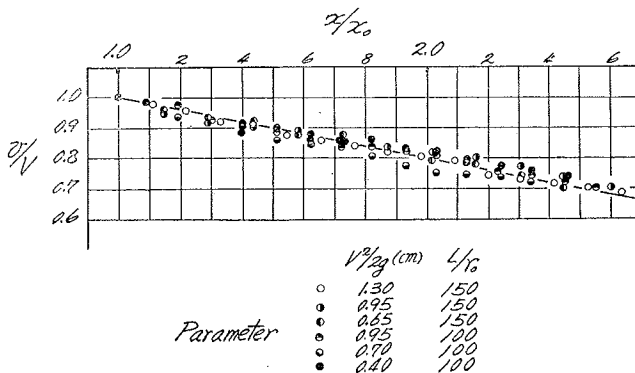


図-41



B) 彎曲した板の場合 予備の事項として 図-42の多角形の一部に曲線が入ったとき、この内部を ζ 面の上半分に写像するには、その曲線部を細分化して考えると全体として一つの多角形とみなされるから、Schwarz-Christoffel の定理を応用して写像することができる¹⁴⁾。すなわち一般式で示すと

$$\frac{dZ}{d\zeta} = \frac{C}{\Pi M(\zeta) \cdot \Pi(\zeta - \xi)^\lambda} \dots \dots \dots (3.7)$$

Π は総乗記号で、 M は曲線部に、 $(\zeta - \xi)^\lambda$ は直線部にそれぞれ相当する項で、例えば図の BC 部分について考えると $M(\zeta)$ は次の式で与えられる。

$$M(\zeta) = \exp \int_{\zeta_0}^{\lambda_0} \frac{d\lambda}{\zeta - \xi} d\zeta \dots \dots \dots (3.8)$$

前述の予備の事項をもとにして 図-43の ABC の x 軸に対称な点を $B'A'$ とすると、一部が彎曲した固体壁面 $ABCB'A'$ に E より x の負の方向に向つて流出する噴流が突き当たる場合、彎曲部 BCB' (半径 r の円弧) 上の流速、圧力分布について考える。噴流を既報¹³⁾のとおり一つの source と考えると、現象は対称であるから半分のみ考え 図-43の Z 面の内部を ζ 面の上半分に写像すると

$$Z = C_1 \{ \sqrt{\zeta} \sqrt{\zeta - 1} + \log(\sqrt{\zeta} + \sqrt{\zeta - 1}) - \zeta + 1 \} \dots \dots \dots (3.9)$$

次に complex potential は既報と同様に次の式で示される。

$$w = -u_0 r_0 \log(\zeta - \xi_0) \dots \dots \dots (3.10)$$

Z 面の A, D の無限遠点では流速分布は一様であると仮定すると $C_1 = 2r/\pi$ となる。面内の任意の点の x, y 方向の分流速 u, v とすると次の関係が成立する。

$$-\frac{dw}{dZ} = u - iv \dots \dots \dots (3.11)$$

図-44の \widehat{BC} 上の任意の点と C 点とに Bernoulli の定理を応用すると、stagnation point の圧力の強さを p_s とすると

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{w} &= \frac{p_s}{w} - \frac{q^2}{2g}, \quad q = \sqrt{u^2 + v^2} \\ \tan \theta &= v/u = \sqrt{\xi} / \sqrt{1 - \xi} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.12)$$

p_s/w を一定とみなすと \widehat{BC} に沿つての圧力の変化は次のようにして求められる。

$$\frac{d}{d\theta} \left(\frac{p}{w} \right) = -\frac{q}{g} \frac{dq}{d\theta} = -\frac{q}{g} \frac{dq}{d\xi} \frac{d\xi}{d\theta} = -\frac{4\pi^2 r_0^2 u_0^2 \sqrt{\xi} \sqrt{1 - \xi} (2 - \xi_0 - \xi)}{gr^2 (\xi_0 - \xi)^3} \dots \dots \dots (3.13)$$

L と ξ_0 との関係は次の式で与えられ

$$\frac{L}{r} = \frac{2}{\pi} (A + \cosh^{-1} \sqrt{\xi_0}), \quad A = \sqrt{\xi_0} \sqrt{\xi_0 - 1} - \xi_0 + 1 \dots \dots \dots (3.14)$$

図-42

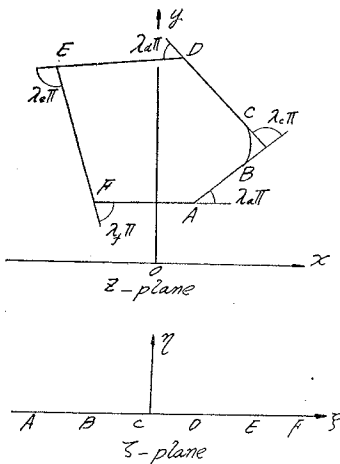


図-43

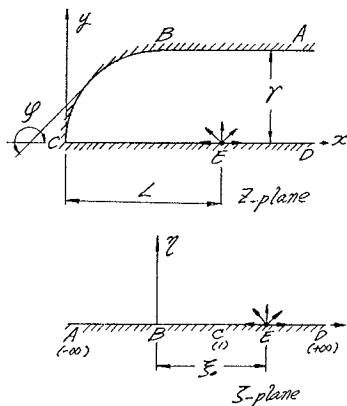
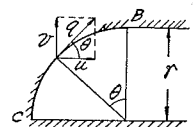


図-44



一般に A は $1 \sim 0$ の間で、もし L/r の値が 1 より大きいと ξ_0 はかなり大きな値であるから (3.13) の右辺はかなり小さい値を取るから、変化率は小さく近似的にほとんど変らないものと考えられ、実際には stagnation point 付近にウズが発生することを予想すると、その点をのぞいて圧力も流速もあまり変化しないで、近似的に円弧面上では圧力、流速共に一定であると解することができる。

(7) 噴流によつて誘起される浸透流について

前節において固体壁面を移動床におきかえると、もし移動床が移動しないと仮定するならば噴流によつて浸透流が誘起されるはずである。

浸透流が定常で Darcy の法則が適用できると仮定すると、浸透層内の圧力の強さ、並びに x, y 軸方向の分速度について次の式が成立する¹²⁾。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} &= 0 \\ u &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad v = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.15)$$

従つて浸透流況は境界条件を満足するように (3.15) 式を解くことによつて容易に知られる。

無限浸透層表面に (3.3) 式で与えられる圧力が左右対称に作用した場合について考えると境界条件は次のとおりで

$$\left. \begin{aligned} y=0, \quad 0 \leq x \leq x_0 \\ p &= p_s \left\{ 1 - 4.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + 4.56 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 - 1.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^4 \right\} \\ y=0, \quad x > x_0, \quad x < -x_0; \quad y = \infty \\ p &= 0 \\ y=0, \quad -x_0 \leq x \leq 0 \\ p &= p_s \left\{ 1 - 4.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - 4.56 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 - 1.28 \left(\frac{x}{x_0} \right)^4 \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.16)$$

この条件を満足する (3.15) 式の解は容易に求められ¹³⁾次のとおりである。

$$\begin{aligned} \frac{\pi p}{p_s} &= \left\{ -4.853 - 7.68 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + 2.56 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \left(\frac{y}{x_0} \right) + \left\{ 27.36 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - 9.12 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \left(\frac{x}{x_0} \right) \tan^{-1} \\ &\quad \left\{ \frac{\left(\frac{x}{x_0} \right) / \left(\frac{y}{x_0} \right)}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} \right\} + \left\{ 8.56 \left(\frac{x}{x_0} \right) - 13.68 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + 5.12 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 + 4.56 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 - 5.12 \left(\frac{x}{x_0} \right) \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \\ &\quad \left[\left(\frac{x}{x_0} \right) \tan^{-1} \frac{\left(\frac{x}{x_0} \right) - 1}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{x_0} \right) \log \left\{ \frac{\left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{x_0} \right)^2}{\left(\frac{y}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{x}{x_0} - 1 \right)^2} \right\} \right] \\ &\quad - \left\{ -8.56 \left(\frac{x}{x_0} \right) - 13.68 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - 5.12 \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 + 4.56 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 + 5.12 \left(\frac{x}{x_0} \right) \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \\ &\quad \left[\left(\frac{x}{x_0} \right) \tan^{-1} \frac{\left(\frac{x}{x_0} - 1 \right)}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{x_0} \right) \log \left\{ \frac{\left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{x_0} \right)^2}{\left(\frac{y}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{x}{x_0} + 1 \right)^2} \right\} \right] \\ &\quad - 18.28 \left\{ \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \left(\frac{x}{x_0} \right) \tan^{-1} \frac{\left(\frac{x}{x_0} \right)}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} + \left[1 + \left\{ \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \right. \\ &\quad \left. \left\{ 4.28 + 9.12 \left(\frac{x}{x_0} \right) + 3.84 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - 1.28 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \right] \tan^{-1} \frac{\left(\frac{x}{x_0} + 1 \right)}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} \\ &\quad - \left[1 + \left\{ \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \left\{ 4.28 - 9.12 \left(\frac{x}{x_0} \right) + 3.84 \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - 1.28 \left(\frac{y}{x_0} \right)^2 \right\} \right] \tan^{-1} \frac{\left(\frac{x}{x_0} - 1 \right)}{\left(\frac{y}{x_0} \right)} \end{aligned} \dots\dots\dots (3.17)$$

流線図を求めるに当つて予備の事項として、 a) $y=0$ 上の各点における流線の方向、 b) 流線が x 軸と平行な点を計算した。次に流線を求めるのに (3.17) 式の解から流線の式を求め数値計算をするとよいが、計算そのものが複雑なので等圧面を求めそれに直交する流線を図上に作図した。浸透層を格子状に区分して、格点の p/p_s を (3.17) 式に従つて計算すると 図-45 のとおりとなつた、曲線は流線が x/x_0 に平行な点の軌跡である。

室内実験において取扱う浸透層は有限であるから (3.17) の解が適用できるかどうか問題である。その点を検討するために 図-46 の水槽と dia. 4.9 mm の散弾を使用、厚さ 10 cm の浸透層を形成、 $r_0=2.5$ mm のノズルの落差 H, L をおのおの 1) 59.4 cm, 10 cm, 2) 59.4 cm, 7.5 cm の2つの場合について実験を行い、その結果を整理すると 図-45 の白丸のようになった。

測定値の 70~80 % は無限浸透層の場合の理論値に一致する傾向があるので有限浸透層の場合にも近似解として一応適用できることが知られた。計算値をもとにして流線図を求めると 図-47 のとおりである。

この流線図をもとにして 図-48 のように任意の流線の長さ、その動水コウ配について調べるとともに計算によつて浸透層への流入、流出の角度を求め、それらの値をプロットして公式化すると次のとおりである。

流線の長さについては、その末端座標との間には次の関係が得られた。なお始端座標との関係は省略す。

図-45

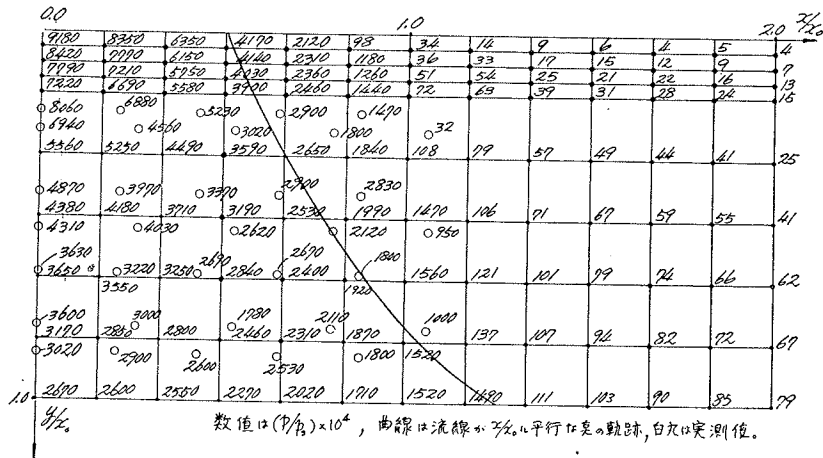
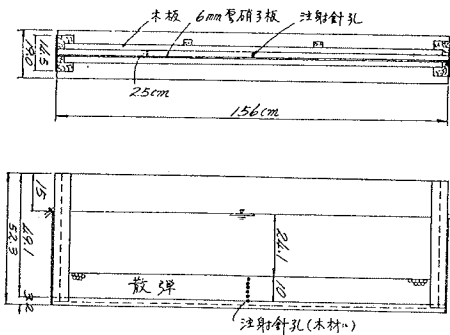


図-46



θ については次のとおりで正負は 図-48 を参照すること。

$$\left. \begin{aligned} \theta &= 90 - 202.8 \left(\frac{x}{x_0} \right), & 0 \leq \frac{x}{x_0} \leq 0.1 \\ \theta &= 86.6 - 168.84 \left(\frac{x}{x_0} \right), & 0.1 \leq \frac{x}{x_0} \leq 0.9 \\ \theta &= 156.5 - 246.5 \left(\frac{x}{x_0} \right), & 0.9 \leq \frac{x}{x_0} \leq 1.0 \\ \theta &= -90, & 1.0 \leq \frac{x}{x_0} \end{aligned} \right\} \dots (3.20)$$

以上の事項から噴流によつて誘起される浸透流況を知ることができた。

図-47

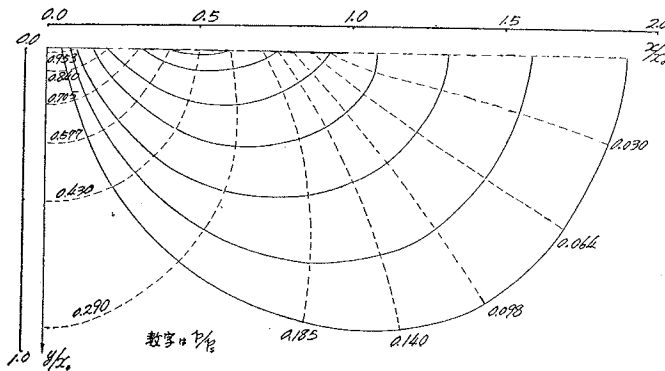
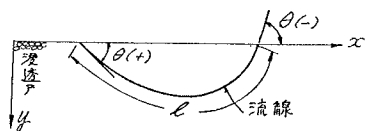


図-48



(8) 噴流による洗掘の理論的考察

A) 限界流出速度について

a) 砂粒に作用する外力：移動床表面の流速を v とすると表面砂粒が流速によつて受ける外力 F はその抵抗係数が静水中を砂粒が沈降するときの抵抗係数と相似であると仮定すると既報¹⁾ のとおりでその外力並びに砂粒自身の移動に対する抵抗力はおの次のようになる。

$$F = k \beta^2 (\rho' - \rho) g V \left(\frac{v}{v_f} \right)^2$$

$$F_r = f (\rho' - \rho) g V$$

砂粒が移動しようとするときは第1章で述べたように、 $v = v_{bc}$ の関係が成立する。また2つの式は相等しくなるから、そのことに注目して $k \beta^2$ を消去、水中での砂粒の自重を W とすると F は次の式で示される。

$$F = f \cdot W \cdot \left(\frac{v}{v_{bc}} \right)^2 \dots \dots \dots (3.21)$$

次に浸透流のある場合には砂粒には流れの方向に seepage force が作用することは周知のとおりで、著者は quick-sand 現象²⁾ をもとにして見掛比重は任意の動水コウ配 i の場合、 $S_0 = 2.6 - 1.6 i / i_c$ で示されるものと考ええる。すなわち $i = i_c$ のときにはちょうど砂粒は静水圧とつりあつて浸透流と一体になつて移動するものと解すると、浸透流によつて砂粒に加えられる力は次の式で示されるものと考えられる (i_c は (2.4) 式と同じ)。

$$F_s = 1.6 w V \left(\frac{i}{i_c} \right) = W \frac{i}{i_c} \dots \dots \dots (3.22)$$

以上2つの外力が考えられる。

b) 砂粒の釣合条件式について：移動床が水平の場合、砂粒に前述の外力が同時に作用したときの砂粒の釣合条件式を誘導すると、図-49 のように F と F_s とのなす角を θ とする。いま砂粒が移動しようとする場合には次の関係が成立する。

$$F + F_s \cos \theta = f (F_s \sin \theta + W)$$

ただし f は砂粒の摩擦係数。この式に (3.21), (3.22) の両式を代入すると

$$\left(\frac{v}{v_{bc}} \right)^2 + \frac{i}{i_c} \left(\frac{\cos \theta}{f} - \sin \theta \right) = 1 \dots \dots \dots (3.33)$$

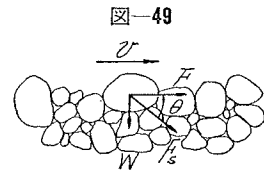


図-49

従つて移動する場合には次の式を満足する。

$$\left(\frac{v}{v_{bc}} \right)^2 + \frac{i}{i_c} \left(\frac{\cos \theta}{f} - \sin \theta \right) > 1 \dots \dots \dots (3.34)$$

ただし θ の値には正負があり、砂床表面流速に対して下向きを正、上向きを負とする。

(3.34) 式について二、三の吟味を行うと、もし $\theta = \pi/2$ であると $v > v_{bc}$ の場合でも移動しないことがありうる。逆に $\theta = -\pi/2$ であると $v < v_{bc}$ の場合でも移動する可能性がある。すなわち seepage force が移動を助成するように、あるいは抑制するように作用する場合があることが知られる。

次に砂粒に外力が単一に作用した場合、もし $i = 0$ であると砂粒は第一種洗掘機構で述べたように容易に移動する。 $v = 0$, $\theta = -\pi/2$ であると第二種洗掘機構で述べたように容易に移動することが知られる。

c) 限界流出速度について：噴流が水平砂層に突き当たる場合、砂粒の移動する限界のノズルの流出速度について考える。

初めに移動に対する2つの因子の大きさの比較を試みる。問題を簡易化するために浸透流方向が水平であると解される場所について考える。すなわち (3.20) 式で知られるように $x/x_0 = 0.513$ の場所において流速 v は (3.4), (3.5) より V を消去すると、

$$v = \frac{0.864 v_0}{3.78 \log_{10}(L/r_0) - 2.79} \dots \dots \dots (3.35)$$

動水コウ配 $i = H/l$ は (3.19) 式の (3.1), (3.2) 式から $(b_s/w)/x_0$ を消去すると

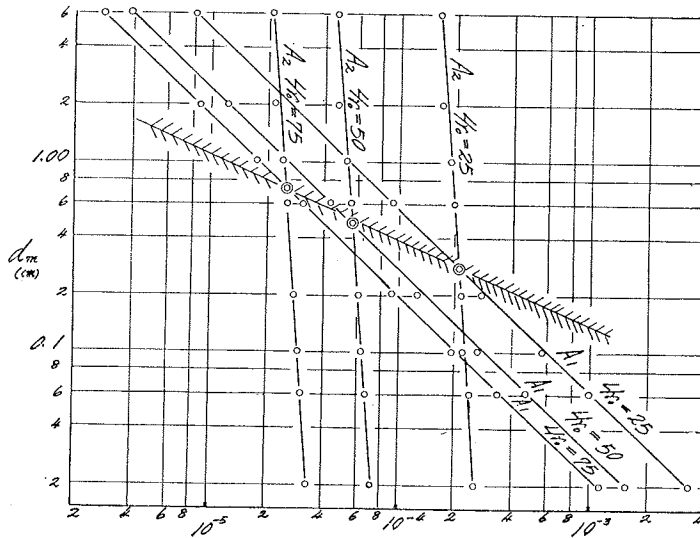
$$i = \frac{37.02 v_0^2}{(L + 15 r_0) (L/r_0)^{1.118} g} \dots \dots \dots (3.36)$$

(3.35), (3.36) の両式を (3.33) 式に代入すると

$$\left. \begin{aligned} (A_1 + A_2) v_0^2 &= 1 \\ A_1 &= \frac{0.746}{\{3.78 \log_{10}(L/r_0) - 2.79\}^2 v_{bc}^2} \\ A_2 &= \frac{37.02}{(L + 15 r_0) (L/r_0)^{1.118} g f i_c} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.37)$$

従つて A_1, A_2 を比較することによつて、掃流、浸透流の二因子による力の比較ができる。 $i_c=1, \beta=1$ とすると A_1, A_2 は砂粒の平均径、 L/r_0 の関数であるから L/r_0 を parameter をとして図示すると 図-50 のとおりである。この図から $L/r_0 = \text{const.}$ で A_1, A_2 が same order の点を結ぶと $A_1 > A_2, A_1 < A_2$ の2つの領域に分けられることが容易に知られる。一般に噴流による洗掘には一応浸透流の影響が無視できない場合があることが知られた。

図-50



ゆえに限界流出速度についての理論式の誘導には二つの因子による力の和が最大になる x/x_0 の値を求める必要があるが、試算によつて近似的に x/x_0 が 0.7 前後で最大になることが知られたので、 $x/x_0 = 0.7$ において限界流出速度 v_{bc} を誘導すると次のとおりである (ただし $L/r_0 > 25$ の場合)。

$$(1/v_{bc})^2 = \left\{ \frac{0.963}{v_{bc}(3.78 \log_{10} L/r_0 - 2.79)} \right\}^2 + \frac{3.747(0.8519/f + 0.5237) \cdot 10^{-2}}{i_c(L + 15r_0)(L/r_0)^{1.118}} \dots (3.38)$$

B) 洗掘される範囲について 噴流が水平砂層に突き当たる場合、初期砂層が洗掘されるであろう範囲について考える。この場合左右対称であるから片側のみ考える。

ノズルの流出速度が限界流出速度より大で、 $x/x_0 = 1$ の流速が限界底流速より大きい場合について考える。一般に $x/x_0 > 1$ の部分では浸透流の影響は x/x_0 に逆比例するからその効果を無視して近似的考察を行う。

任意の x/x_0 の部分が移動する境界にあるならば $(v/v_{bc})_{x/x_0} = 1$ の条件が成立する。従つて (3.4), (3.6) の両式より x/x_0 の所の流速が求められ、次にその流速が v_{bc} に等しいとおくと、ノズルの流出速度が v_0 の時に移動されるであろう x/x_0 の最大値を与える。すなわちその大きさは次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{x}{x_0} &= 6 - \left(18.9 \log_{10} \frac{L}{r_0} - 13.95 \right) \frac{v_{bc}}{v_0} \\ \frac{v_0}{v_{bc}} &> 3.78 \log_{10} \frac{L}{r_0} - 2.79 \end{aligned} \right\} \dots (3.39)$$

C) 安定面について 噴流が砂層に突き当つて初期砂層面が洗掘され、洗掘面が安定した場合その面を安定面と名づける。

洗掘初期には砂層に浸透流が誘起されることは容易に推論され、従つて砂層表面には掃流力と seepage force が同時に作用し、その外力に砂粒が抵抗できなくなつて洗掘がおこり、砂層は安定すべく新しい面が形成されると同時に、その新しい面に噴流が突き当たつた場合にも掃流力と seepage force が同時に作用し、その外力に砂粒が抵抗できないとさらに洗掘が発達、砂層は安定すべくさらに新しい面が形成される。同様の事象がくり返されて最後に外力と砂粒の抵抗力が釣合つて安定面ができるものと解せられる。

もし浸透流の影響を考えないならば安定は単に流速が一定な面と解せられ、すなわちその面上のセン断応力が一定であるということである。

面上で流速が一定、圧力の強さが等しいならば浸透の影響はむしろ安全側に作用する。従つて流速、圧力が一

定であるならば、その面は安定面であると解され、そのような面の形はどんなものと想像すると、 L/r_0 が十分大きい場合すなわち噴流が十分乱れの領域に入ってから砂層に突当る場合には近似的に一つの円弧面であることが (6). B) 項から推論される。

また掃流力が限界掃流力以上になつても seepage force が作用すると安定する場合があることは注目すべきことで、いずれにしても二つの外力と砂粒の抵抗力が釣合つて安定面が形成される。

D) 洗掘深について 理論的考察は既報¹⁶⁾のとおりでその要点のみ述べると、洗掘深は L/r_0 が十分大きい場合には次の関係式が誘導される。

$$F(a/L, r_0/L, v_0/v_f, v_0 t/L) = 0 \dots\dots\dots (3.40)$$

a : 洗掘深, t : ノズルより流水されたときからの時間。次に時間がある一定値 T 以上になつても洗掘が発達しないならば安定面が得られるすなわち T について

$$F(r_0/L, v_0/v_f, v_0 T/L) = 0 \dots\dots\dots (3.41)$$

(3.41) 式の関係が推定されさらに (3.40) 式の $t=T$ として (3.41) 式から $v_0 T/L$ を消去すると洗掘深について次の関係が誘導される。

$$f(a/L, r_0/L, v_0/v_f) = 0 \dots\dots\dots (3.42)$$

$L/r_0 \neq 0$ の場合には洗掘の初期には浸透流の影響が大きく現象を支配することは容易に推論され、もしノズルよりの流水の落差を 0 からだんだん増加するとそれともなう洗掘機構は初期は前述のとおり seepage force が大きく現象を支配し、その現象が発達して噴流が確立されると L/r_0 が十分に大きい場合に漸近する傾向になるものと考えられる。この場合洗掘機構は第二種から出発して L/r_0 の十分大きい場合の機構 (第三種) への過渡機構であるから洗掘深については落差 H と v_0 を同時に考えると次の関係が得られる。

$$f(H/r_0, a/r_0, v_0/v_f) = 0 \dots\dots\dots (3.43)$$

現象そのものは連続であるから $H \propto v_0^2/2g$, 従つて (3.43) 式は次のように変形される。

$$f(v_0/\sqrt{gr_0}, a/r_0, v_0/v_f) = 0 \dots\dots\dots (3.44)$$

(9) 噴流による洗掘の現象的検討

実験をもとにして噴流による洗掘の理論的考察に対する検討を行う。

A) 実験装置並びに測定方法 水槽並びにノズルは a) L/r_0 が十分大きい場合、既報¹³⁾のものを使用、 b)

$L/r_0 \neq 0$ の場合、図-46 と 図-51 のものを使用した。

使用砂は相模川産のものを適当に混合し、それぞれ表-2 の 3 種類の砂粒群を用いた。ただし砂粒群を表示する諸量はすべて計算によつて求めた値である。

砂層厚は $L/r_0 \neq 0$ の場合 7 cm, 最低砂層表面水深は 14.5 cm; $L/r_0 \neq 0$ の場合はおのおの 20 cm, 8 cm とした。

測定方法は $L/r_0 \neq 0$ の場合 v_0 は 128~350 cm/sec, L/r_0 は 75, 50, 25 の 3 種, t は 2, 4, 6.5, 10, 20, 40, 65, 100, 200, 400, 650, 1 000, 2 000, 4 000, 6 500, 10 000

秒の各時間における洗掘状態を 1 mm 方眼を目盛つたガラス板を通して接写, フィルムをスライドで映写間接測定を行つた。ただし 20 秒までは連続して撮影することができなかつたので、射出水を一度停止, 砂層を初期の状態に復帰せしめ再び開始した。他の場合には連続して撮影を行つた。 $L/r_0 \neq 0$ の場合には早期に安定するので硝子板を通して測定を行つた (写真参照)。

B) 限界流出速度について v_0 を 0 から徐々に増加して砂粒の移動への限界流速を測定した。しかし混合砂粒群であるので、それに含まれる砂粒を目測に

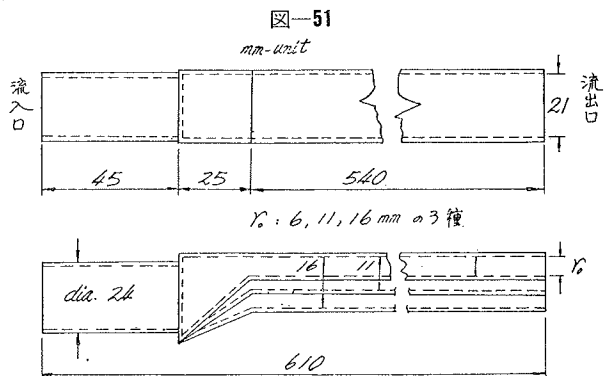


表-2

フル 資料	1 径 0.6~1.2 mm	1.2~1.7 mm	1.7~2.5 mm	2.5~5.0 mm	5.0~7.0 mm
A	50%	10%	10%	30%	—
B	27.27%	22.73%	10%	40%	—
C	—	19.23%	30.77%	20%	30%

資料	d_m (cm)	β	v_{lc} (cm/sec)	i_c	f
A	0.194	1.434	22.21	1.046	0.603
B	0.229	1.397	24.05	1.042	0.609
C	0.348	1.369	29.55	1.046	0.626

図-52

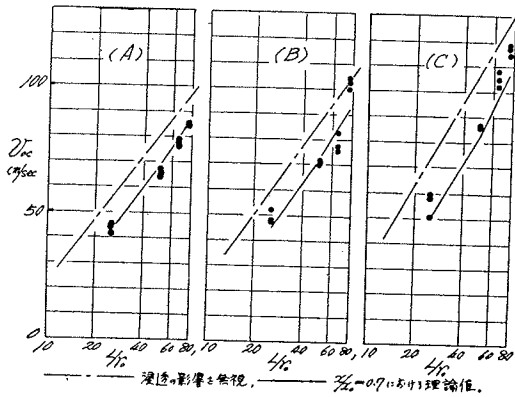
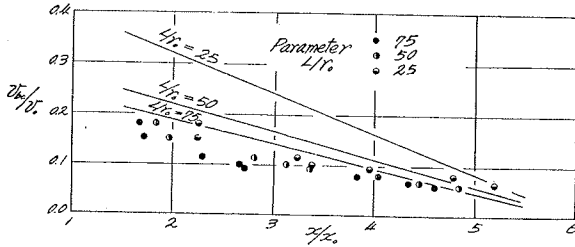


図-53



よつて大中小の三段階に分け、それぞれの移動の限界流速を測定その平均値をもつて限界流出速度 v_{oc} とした。測定値をプロットすると図-52のとおりである。理論値 (3.38) とよく合う傾向が見られ、浸透流の影響を考えることが合理的であることが立証された。

C) 洗掘される範囲について 理論値 (3.39) と測定値をプロットすると図-53のとおりである。 $L/r_0=75$ の場合には一致する傾向が見られるが他の場合にはかけはなれている。一般に理論値より小さい値を与えている。その理由は $x \leq x_0$ の部分の砂粒が移動そのためにエネルギーの一部が砂粒の輸送に使用されることと、洗掘部ができることと全体として流向が極端に変化されることによるものである。

実際に洗掘防止のためもし固定床におきかえるならば当然理論値まで固定床にするならば洗掘は完全に防止することができる。

D) 安定面について L/r_0 が十分に大きい場合には観察から安定面が近似的に円弧面であることが認められ、安定面への発達過

程も理論的考察で述べた推論が可能と思われる。次に安定に要する時間を検討すると、砂粒の混合の範囲が比較的小さい場合については、すでに著者の述べたとおりであるが¹⁶⁾、混合の範囲が広い場合にも同様のことが述べられ、例えば資料Aについての $L/r_0=50$ 、 $v_0=234\sim 180$ cm/sec の場合には大体 200~100 sec で安定が認められた。(3.41) 式に従つて測定値を整理すると図-54 のとおりで、公式化すると

$$L/v_0 T = \exp - \{0.1(v_0/v_f) + 12.15(L/r_0)^{-0.1275}\} \quad \dots \dots \dots (3.45)$$

Doddiah, Thomas 等の説によると、洗掘に対する安定は期待されないと述べている¹⁷⁾、しかし彼等の測定値をよく調べると一般に水槽水深が大きくなると洗掘の時間に対する変化が少ないことが知られ、特に著者の実験はノズル幅 r_0 に対して移動床表面水深がかなり大きい場合であるから Thomas の説とは本質的には違うものではないと解される。彼等の安定しないということは移動床表面水深がノズルの径に比べて比較的小さいので洗掘による滞積部表面に沿う噴流の流速が限界底流速より大きいので洗掘がさらに進行する。すなわちなかなか安定しないと解される。著者の実験の場合には噴流が曲げられ滞積部から分離して逆に滞積部自身は浸透流に対してむしろ安全側に作用する。従つて安定しやすい環境にあるものと解される。いずれにしても同一問題を取り扱つても Thomas の取扱つた現象は著者のものより高次の洗掘機構であることが容易に知られる。

E) 洗掘深について 安定したときの洗掘深を a とすると、(3.42) 式に従つて実験値を整理すると図-55 のとおりで実験公式化すると

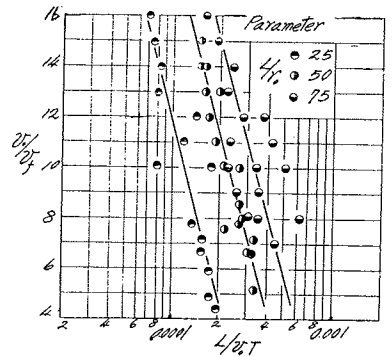
$$\left. \begin{aligned} a/L &= 0.1365(L/r_0)^{-0.765}(v_0/v_f)^{1.775} \\ L/r_0 &> 25, v_0/v_f > v_{oc}/v_f \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.46)$$

砂粒の混合の範囲が比較的小さい場合には¹⁶⁾

$$\left. \begin{aligned} a/L &= 3.835(L/r_0)^{-1.049}(v_0/v_f)^{0.658} \\ L/r_0 &> 25, v_0/v_f > v_{oc}/v_f \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3.47)$$

(3.46) 式の v_f は平均径に相当する砂粒の限界沈降速度で Krey の丸味をもつた川砂についての公式より誘

図-54



導, (3.47) 式の場合は実測値を取った。従つて厳密にいうと両式には誘導過程に相違があるが大きな差はないから、直接両式を比較し砂粒の混合による相違を調べると 図-56 のとおりで両式とも等値を与える部分を境にして二つの範囲があることが知られる。

v_0/v_f が比較的小さい場合には混合した砂粒の方が安全であることが知られる。その理由は掃流力のみ考えるならば限界底流速公式を考えると容易に知られる。

図-55

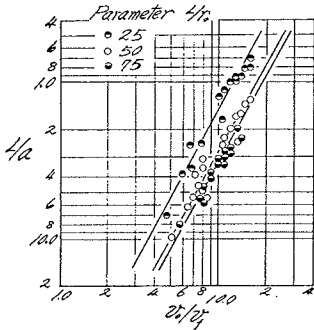
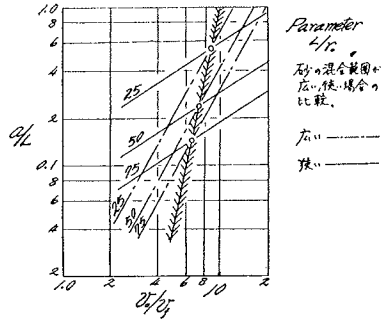


図-56

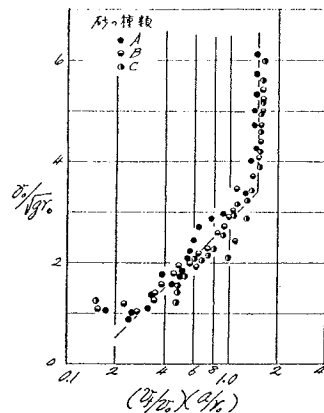


次に v_0/v_f が比較的大きい場合には前述と逆の結果が出てくるが、その理由について述べると、安定に要する時間は混合の範囲の広いものが長い時間を与える。それは移動床面に作用する外力と抵抗力が不釣合で次から次へと安定を求めて洗掘面が形成されるが、その不釣合の過程において一種の振動に近い現象が見られた。その間、疑安定面よりかなり下部にある小さい径の砂粒がときどき飛び出し、洗掘穴には比較的粒径の大きいものが残留、見掛上の平均径が大きくなっていく。たとえば初期砂層を形成する砂粒の見掛上の平均径が大きくなると掃流力並びに浸透流による力の関係が変化するのである。以上不安定な洗掘過程において v_0/v_f が大きくなると噴流が外観上水クサビのような働きを行つて、比較的径の小さい砂粒が振動作用と浸透流の影響によつて浮遊、見掛けの径の増加ともなつて、それに作用する外力のしめる位置の変化によつて、現象自身も変つてくるものと思われる。しかしさらに研究の要が認められる。

(3.46), (3.47) の両式は砂粒径が比較的小さい場合の実験値から誘導され、図-50 から見られるように大きい径のものに対してはその相似性が成立しないことが知られるが、しかし洗掘過程の流況が完全に知られない段階においては一応両式を使用して洗掘深を推定するより道はない。以上 L/r_0 が比較的大きい場合について述べたが、 $L=0$ の場合には測定値を (3.44) 式に従つて整理すると 図-57 のとおりで公式化すると次のとおりである。

図-57

$$\left. \begin{aligned} a/r_0 &= (v_0/v_f) \exp\left(0.696 \frac{v_0}{\sqrt{gr_0}} - 1.96\right) \\ 1 &\leq v_0/\sqrt{gr_0} \leq 3.4 \\ a/r_0 &= 1.5(v_0/v_f) \\ 3.4 &< v_0/\sqrt{gr_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots (3.48)$$



現象的に (3.48) 式を説明すると $v_0/\sqrt{gr_0} < 3.4$ の範囲においては浸透流の影響が非常に強きいてくる洗掘であると思われる。すなわち v_0 が小さい場合にはノズルの幅の方向の両端部のみ洗掘、さらに v_0 を増加すると中心部は残つて両端部がさらに洗掘され、山の形をした安定面ができる。その山型の斜面は円弧面で浸透流による力の合力はノズルの真下の方向を向き洗掘には安定になるように作用する。さらに v_0 を増加すると流れが非対称性になつたり、または掃流力の増加ともなつて山型部分が洗掘されて水平安定面が形成される。そのことは噴流のポテンシャルの領域が砂層に突き当たり、砂粒の移動には安全側に浸透流の力が大きく作用しているものと解される。さらに v_0 を増加すると水平安定面部分の幅が増加するように洗掘される、ときには前述の山型安定面が見られる場合もある。 v_0 の増加ともなつて水平安定面から円弧安定面へと変化する。その境界において大きく洗掘機構が変るものと解せられる。そして $v_0/\sqrt{gr_0}$ が小さい場合には円弧安定面以前の現象であつて、(3.48) 式の第一式がそれに相当

する(写真参照)。

以上噴流が移動床に垂直に突き当たった場合の現象について述べたが、洗掘現象に掃流力の外に seepage force を考えるのがより合理的であることが知られた。

(10) 第三種洗掘機構

移動床の最も一般的洗掘現象は移動床にエネルギーが供給される結果的現象で、このエネルギーが移動床に平行なものと、垂直なもの2つである。もしエネルギーが単独に作用した場合には前に述べたように、第一、二種の洗掘である。従つて最も普通に起る洗掘の因子は第一、二種に属する二つの因子で、実際にはこの二つの因子がさまざまに組合さつて一つの現象を呈するものである。

この二つの因子が組合さつておこる現象を第三種の洗掘とよび、その機構を第三種洗掘機構と著者は名づける。

噴流による洗掘はこの第三種に属する洗掘で、一般にこの種類の洗掘を解析するには移動床を固定床におきかえて、その流況を調べることによつて一応その現象を推定することができる。また洗掘防止工法もこの二つの因子をよく考えてなされなければ、その目的を達成することはできない。

第4章 結 論

洗掘現象についての総括的結論について述べる。

あらゆる洗掘現象を支配する因子を抽出すると、移動床に加えられる外力として掃流力と seepage force の二つであることが言われる。この2つの力の組合せによつて実際にはさまざまな洗掘の状態を呈するものである。従つて洗掘現象は複雑きわまりない現象であるが、これを次の3種類の現象に分析することができる。すなわち因子がおのおの単独に作用した場合の洗掘機構並びに因子が同時に作用した洗掘機構に分析することができる。

単独因子が作用した場合の洗掘機構が明らかにされるならば、その複合的現象を解析するにはおのおの因子によつて支配される要素が推定できるから容易に可能でかつ合理的洗掘防止工法も考案される。

従つてこのように洗掘機構を分析、体系づけることが最も合理的であると考えられる。著者は前述の考えのもとに洗掘機構を次のように分類する。

掃流力のみによる洗掘機構を第一種洗掘機構、seepage force による洗掘機構を第二種洗掘機構、掃流力、seepage force の両者が同時に作用する洗掘機構を第三種洗掘機構とそれぞれ呼ぶ。なお第三種に属する洗掘は移動床を固定床におきかえ、そのときの流況を調べることによつて洗掘の二、三の性質を推定することができる。

このように分析することによつて、われわれは最も一般的な洗掘現象を解析する一つの方法が見出されたことになり、それにとまつて最も合理的洗掘防止工法の方針が確立されることになった。以上総括的結論を述べ結論とする。

本研究は職務の余暇を見て行つた。ここに日本大学工学部並びに土木工学科の諸先生に厚く感謝する次第である。この研究を遂行するに当り御指導、御激励を賜つた東京大学教授 本間 仁博士に心から御礼申上げる。なお実験に協力下さつた今は卒業した日本大学水理研究班の各位に厚く感謝する。

次に本研究は文部省科学研究費、日本大学工学部科学研究費の補助を受けたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 粟津：「河床物質の2,3の性質とその応用」土木学会論文集, 第36号, 昭.31.8.
- 2) 粟津：「砂礫の静止摩擦係数について」土木技術, 10-2, 昭.31.4.
- 3),5) 境：「河床砂礫の性質と限界掃流力との関係について」土木科学, 1-2,3, 昭.19.6,7.
- 4) 栗原, 椿：「限界掃流力に就いて」九州大学流体工学研究所報告, 4-3, 昭.23.
- 5) 安芸：「河相論」岩波書店.1951.
- 6) 粟津：「洗掘機構について」第7回日本工学会土木部会議演習要. 昭.31.5.
- 7) 物部：「水理学」岩波書店.昭.26.
- 8) 野満：「河川学」地人書館.昭.18.
- 9) Rouse: "Engineering Hydraulics" 1950.
- 10) Leliavsky: "Irrigation and Hydraulic Design" Vol. 1. 1955.
- 11) Terzaghi, Peck: "Soil Mechanics in Engineering Practice" 1948.
- 12) Muskat: "The Flow of Homogenous Fluids Through Porous Media"
- 13) 粟津：「板に垂直に当る射出水の性質について」土木学会誌, 39-7 昭.29-7.
- 14) 宮本：「二次元問題」修教社書院, 昭.17.
- 15) 犬井：「応用偏微分方程式」岩波書店.1952.
- 永宮：「微分方程式論」河出書房.昭.18.
- 16) 粟津：「射出水による砂の洗掘について」土木学会論文集, 第38号, 昭.31.10.
- 17) Doddiah, Thomas: "Scour from Jet" Proc. of I.A.H.R. 1953.

参 考 写 真

写真-1, 2: パイピング実験装置の水密性を保つゴム板, 測定時にはゴム板の間にグリースをぬる。

写真-1

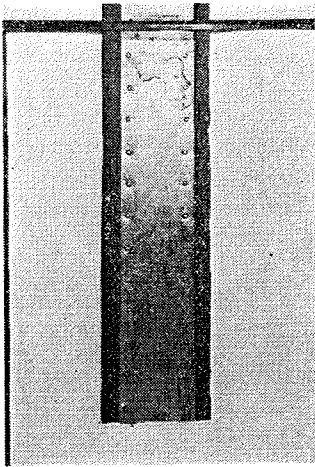


写真-2

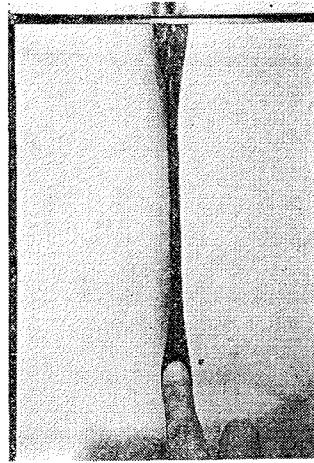


写真-3~6: 落差を増加せしめパイピングによる浸透層の破壊の図, 3, 6 の初期低落差においてクイックサンド現象が観察される, 7 において膨れ上がり現象が見られる。

写真-3

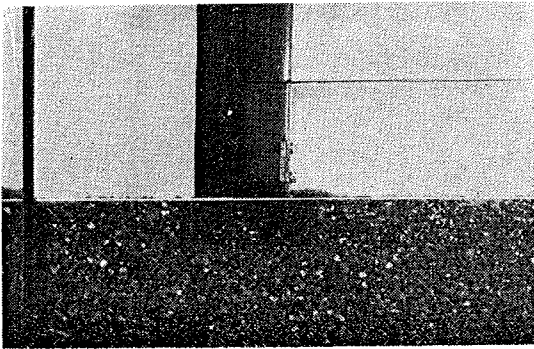


写真-4

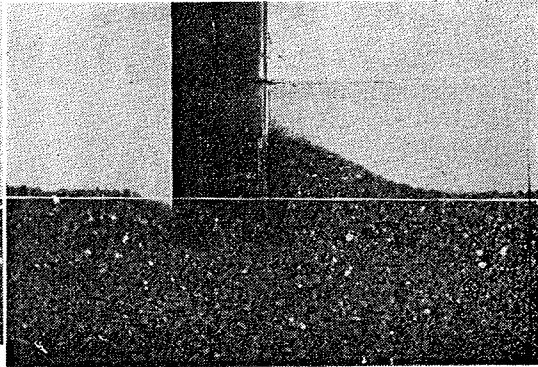


写真-5

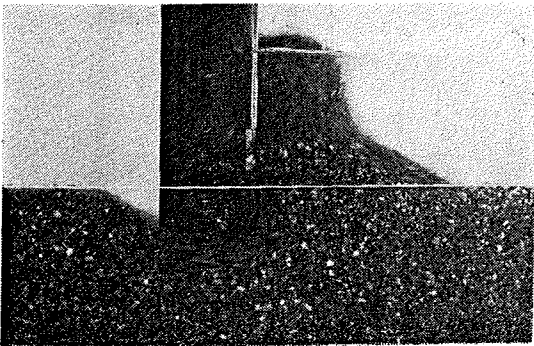


写真-6

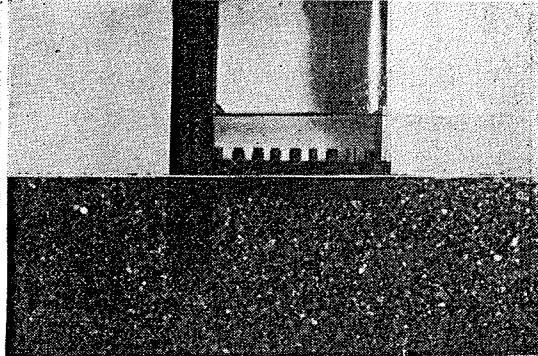


写真-7

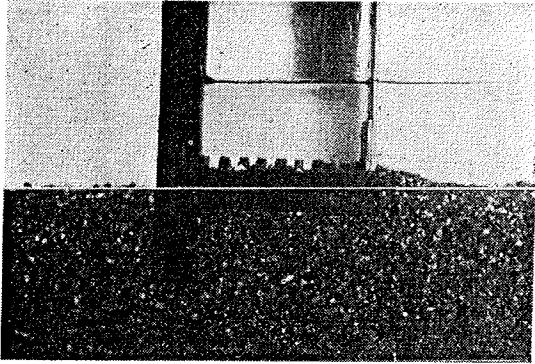


写真-8

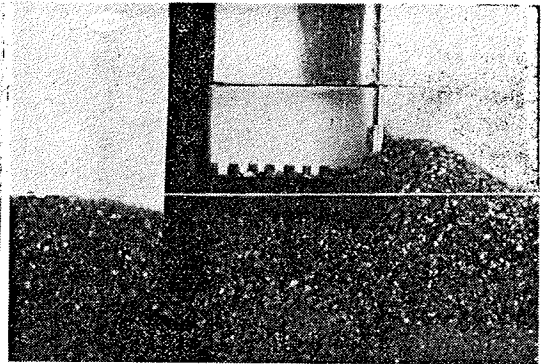
写真-9,10: $L \neq 0$ の場合, 実験開始後 200, 1000 秒のときの洗掘状況。

写真-9

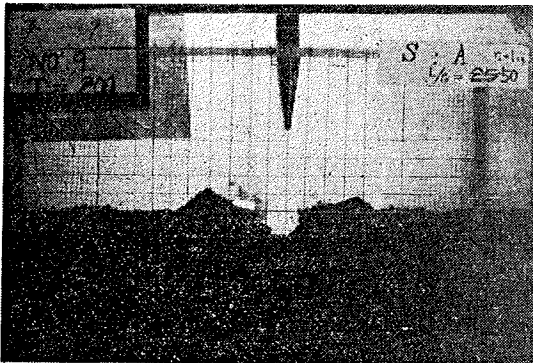


写真-10

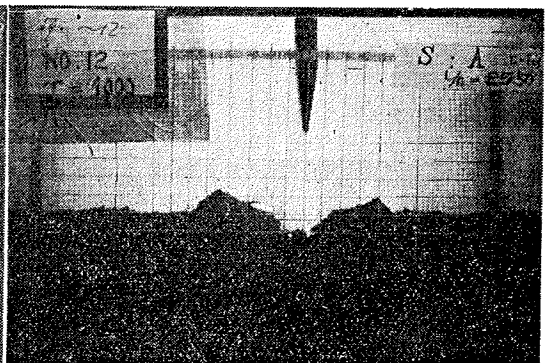
写真-11~18: $L \neq 0$ の場合, 落差 0 から増加, それにともなう安定面の形状。

写真-11

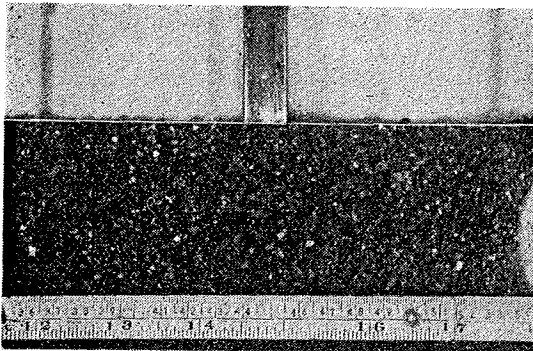
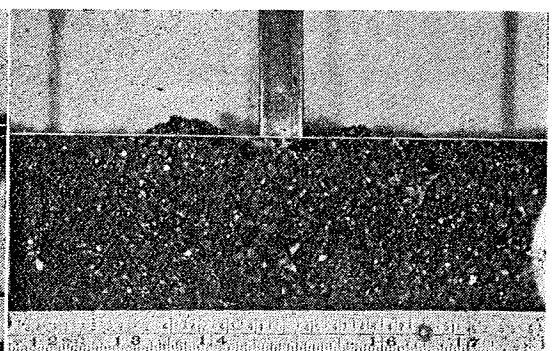
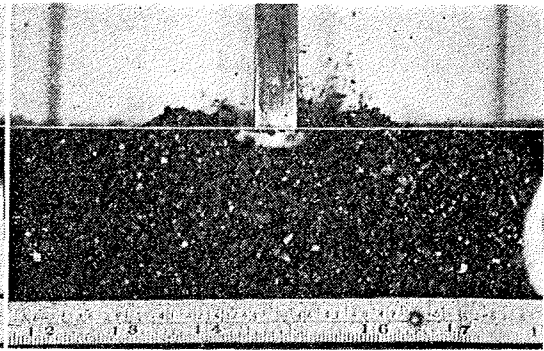
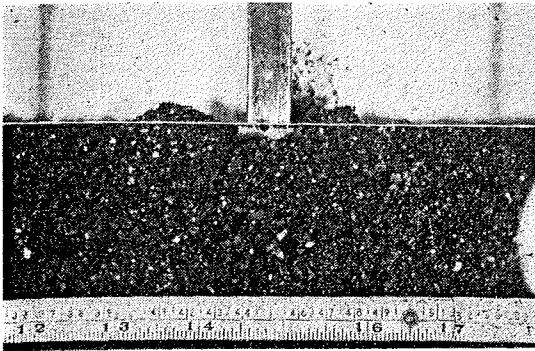


写真-12



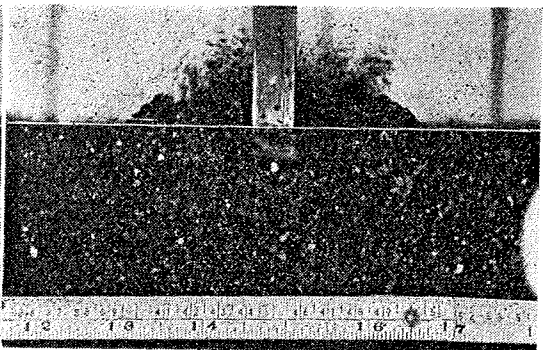
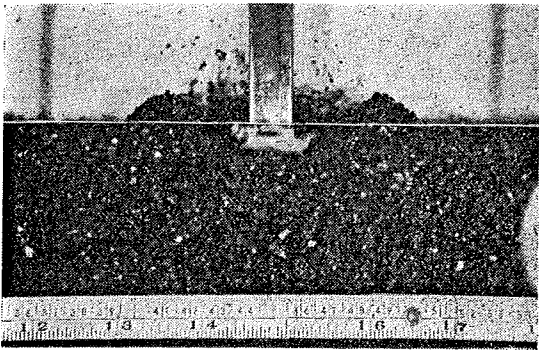
写真—13

写真—14



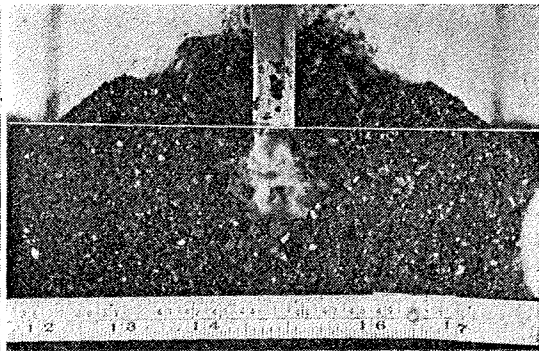
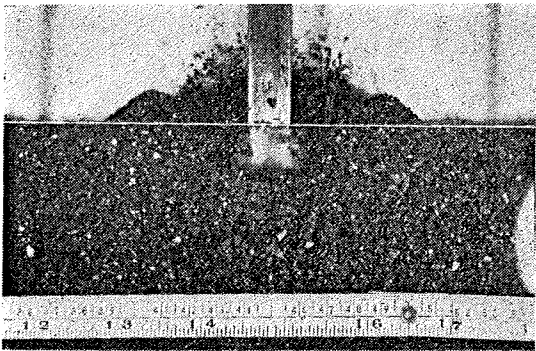
写真—15

写真—16



写真—17

写真—18



昭和33年2月10日印刷

昭和33年2月15日発行

土木学会論文集第52号

定価 120 円 (〒 10 円)

著者 日本大学工学部土木工学科
 編集兼発行者 東京都新宿区四谷1丁目
 印刷所 東京都港区赤坂溜池5番地

栗津清藏
 中川一美
 株式会社 技報堂

発行所 社団法人 土木学会

東京都新宿区四谷一丁目 電話 (35) 5130・5138・5139 振替東京 16828 番