

# 論 說 報 告

第 27 卷 第 1 號 昭和 16 年 1 月

## 遼河河床砂礫の移動に關する研究

准 員 永 井 莊 七 郎\*

**要 旨** 本文は遼河河床に於ける砂礫の移動に關する基礎的研究にして、主としてその砂漣に關する實驗室及實地に於ける研究結果を示し、尙之れに附隨した數種の問題に就て記述したものである。

### 目 次

- |                       |                       |
|-----------------------|-----------------------|
| 1. 緒 言                | (4) 正常砂漣の波長及振幅と流速との關係 |
| 2. 遼河流域の概要            | (5) 正常砂漣の移動速度と流速との關係  |
| (1) 遼河の東部及西部流域        | (6) 境界波及水面波           |
| (2) 柳河の流域             | (7) 砂礫の移動と粗度係數との關係    |
| 3. 砂漣の分類              | (8) 平均流速と斷面變化との關係     |
| 4. 水流砂漣に關する從來の實驗及その批判 | (9) 遼河の平衡勾配に就て        |
| 5. 著者の研究              | 6. 他の一、二の問題           |
| (1) 實驗目的及方法           | (1) 限界掃流力             |
| (2) 砂漣成立の機構           | (2) 鋭縁矩形堰の流量式         |
| (3) 水流砂漣の横斷形狀         | 7. 結 論                |

### 1. 緒 言

遼河河床は概ね極めて微細なる砂礫より成り、極く表面は薄く泥土により蔽はれてゐる。従つて河床は絶えず移動し、泥土及微細砂が水中に浮遊して遼河の水は常に赤褐色を呈してゐる。之れが爲水深 20 cm 位にして河床を明かに認め得ざる状態である。然し減水後中水敷及高水敷河床を調ぶるに、河床全面に互り大小無数の砂漣を形成し、流れの齊一なる部分には極めて規則正しい砂漣が美麗なる縞模様を呈してゐる。又低水時及濁水時の水深の小なる流れの表面には、河床上の砂漣に類似せる漣が形成されてゐる。而して此の現象の最も代表的なるものは、遼河の右支川なる柳河に於て、殆んど全川に互り見られ、殆んど凡ての河床の砂礫は砂漣を形成しつゝ移動してゐる。

著者は柳河筋新民に於ける河床の砂礫を工業大學水理實驗室の開水路内に移し、河床砂礫の移動状態を調べ、河川工學的には、砂漣形成の爲に生ずる流水斷面積の變化、平均流速式中の粗度係數の變化、河床の平衡勾配を明かにし、又水理學的には砂漣形成の原因、砂漣の波長、振幅及形狀と流速との關係を究明せんとしたのである。

本實驗は最初新京大陸科學院水理實驗室の片蔭硝子張水路を使用したるも、同實驗室の設備不十分の爲、哈爾濱工業大學水理實驗室の整備と共に昭和 14 年 11 月大學に移して實驗を行つた。

### 2. 遼河流域の概要

#### (1) 遼河の東部及西部流域

遼河は現在滿洲國に於ける最大豊庫たる南滿平野を潤す大河川にして、其の河口に於ける總流域面積は 224 658 km<sup>2</sup>、幹川流路延長は 1 345 km である。

遼河流域は之を東部と西部に 2 大別し得る。而して之等兩流域はその河狀、地質、氣象、森林狀態、産業、文化等に於て甚だしく趣を異にしてゐる。即ち東部流域は一般に山嶽的地貌を呈し、山地には樹木多く、平地は農業良く發達し概ね排宅地にして、荒地、砂漠等なく、又河床は一般に砂利乃至砂礫よりなり、大體に於て安定し、著しき移動はない。年降雨量も 450~1 000 mm、平均 780 mm にして、滿洲國內の最多雨地域である。

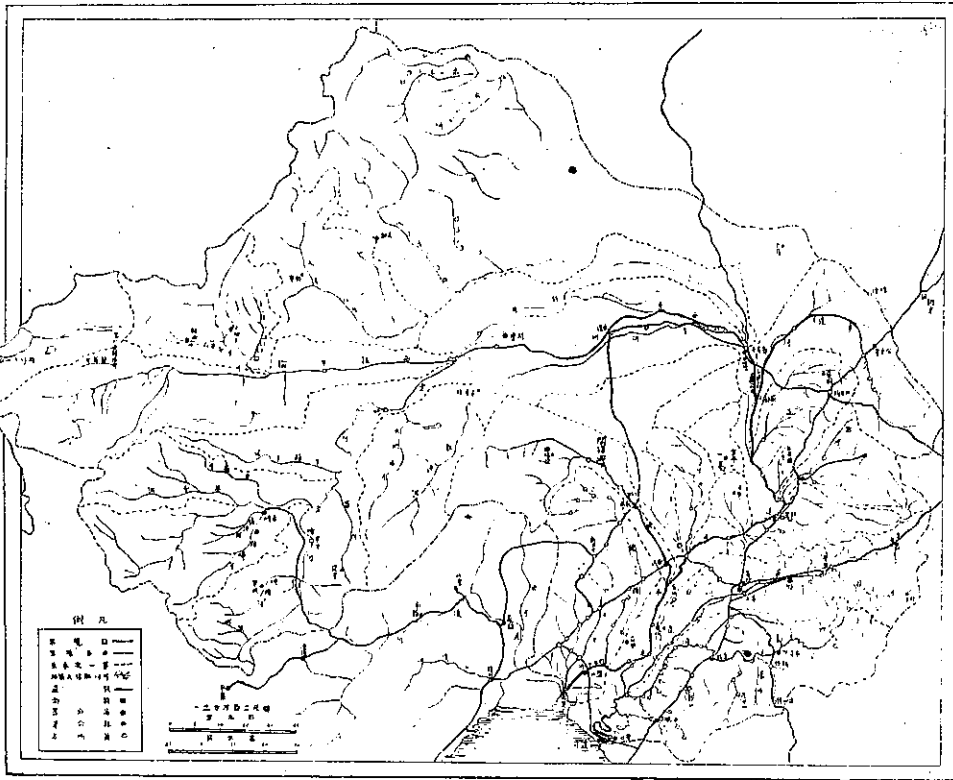
\* 工學士 哈爾濱工業大學助教授兼滿洲國交通部遼河治水調査處及新京大陸科學院勤務

之に反して西部流域は砂漠、低湿地、湖沼、不毛地等がその大半を占め、樹木少く、未開墾地多く、人口稀薄にして文化程度も極めて低調である。年降雨量も東部に比し遙かに尠少にして、220~800 mm、平均 440 mm である。又河床及河岸は平均径 0.1 mm 内外の極めて微細なる砂礫より成り、大小に拘らず出水の度に河床の砂礫は甚だしく移動し、河床は年々上昇し、河岸は蝕食されて行く。従て一度豪雨が襲来すれば忽ち沿岸に氾濫し、砂漠は變じて大河となり、又 2 m 以上の波高を有する洪水波が段波を成し押寄せる爲、河床の洗掘、河岸の崩壊甚だしく流心は絶えず移動してゐる。洗砂量も大にして、爲めに河水は濃赤褐色を呈し、水深 30 cm にして河床を認め得ない状態である。

## (2) 柳河の流域

遼河の流砂は大部分西部流域より流下するものであるが、その西部支川中で最も流砂量の大なるものは柳河である。柳河は熱河の砂漠地帯に水源を發し、砂漠地方を稍蛇行し、中流部開得海附近で深さ 40~50 m の溪谷をなし

圖-1. 遼河流域平面圖



て直流し、40 km 下流の彰武附近で平地に出で、略直流すること約 50 km にして新民に至り、そこより南流すること 20 km にして遼河に注ぐ。本川流路延長 257 km、遼河幹川流入點に於ける流域面積は 7131 km<sup>2</sup> である。水面勾配は大體上流部 1/1000、中流部開得海附近 1/500、下流部新民附近 1/100 である。

河床は概ね平均粒徑 0.12 mm 位の微細なる砂礫より成り、大小の砂漣を形成しつゝ絶えず移動し、低水時及濁水時は水面も亦漣を立てゝ流れてゐる。開得海溪谷の山上より柳河の水面を眺むれば、水面全體に美しい漣

表-1. 新民縣大苑家屯量水標水位<sup>(1)</sup>

年度	最低水位 [m]	最高水位 [m]	平均水位 [m]	平均水位の差 [m]
10	1.17	2.34	1.41	—
11	0.78	4.04	1.50	0.09
12	0.98	3.15	1.65	0.15
13	0.60	5.50	2.00	0.35
14	2.13	4.10	2.42	0.42

(1) 本表は交通部彰武工程處新民事務所の調査に因る

が形成され、實に見事なる景觀を呈してゐる。而して河床は年々上昇する傾向がある。今新民に於ける昭和 10 年より 14 年迄(康徳 2 年より 6 年迄)の河床の上昇を水位に依つて示せば表-1 の如くである。

又關得海、彰武及新民に於ける昭和 14 年(康徳 6 年)の流砂量を示せば表-2 の如くである。

3. 砂漣の分類

砂漣をその成立の原因より分類すれば次の 4 種類になると考へられる。

(1) 水流成砂漣 水流によつて形成される砂漣にして、河床の砂漣は之に屬する。英及米國では Water-current ripple と稱してゐる。

(2) 碎波成砂漣 海濱に於ける砂漣の如く、波打際の碎波により形成される砂漣である。大なる湖沼の波打際にも形成される。海濱に於ける砂漣は殆んど碎波によるものであるが、局部的には陸岸からの細流或は満潮時灌水せる海濱の凹所の水が減潮の爲細流となつて海に流入する如き場合に形成される水流成砂漣も存在する。

(3) 風成砂漣 空氣の流れ即ち風により形成される砂漣である。砂漠地方、海濱の砂丘上或は局部的堆砂上に形成される。英及米國では Wind ripple と稱してゐる。圖-2 は柳河筋新民附近の河岸に形成された風成砂漣である。

(4) 振動成砂漣 多くは水の往復運動により形成される砂漣である。湖沼の床面に屢々形成される。一般に往復運動の大きさが略等しい爲、砂漣の形狀は左右同形となる。之れを對稱砂漣と稱す。風が週期的に全く相反する方向に吹く時は砂漠上にも振動成砂漣が形成されるわけであるが、風成砂漣の砂粒子は極めて粗鬆で、個々が全く粘着力を有せぬ爲、容易に崩れて變形するから、對稱砂漣は形成され難いと考へられる。

又砂漣をその形狀より分類すれば大體次の 5 種に大別出来る。

(i) 正常砂漣 最も基本的な而も規則正しい砂漣にして他の 4 種は凡て正常砂漣の變形及合成により形成されるものである。正常砂漣の山は流向に略直角に並列する。此の種の砂漣は流れの状態が齊一で且流速が比較的小なる河川の床面或は波の餘り大ならざる廣大なる砂濱上に多く形成される。地層學<sup>3)</sup>の方では此の種砂漣の發達したる砂丘を長嶺砂丘(Long ridged dune)と稱してゐる。圖-3 は新民附近の中水敷上に形成された正常砂漣で、波長  $\lambda = 6.0 \sim 7.5 \text{ cm}$  のものが  $400 \text{ m}^2$  位の範圍に規則正しく形成されてゐた。

表-2. 柳河筋月平均流砂量<sup>(1)</sup>  
(重量比 %, 昭和 14 年)

月	關得海	彰武	新民
1		0.32	0.32
2		0.11	0.26
3		0.57	0.23
4		1.28	1.30
5		1.21	1.52
6		1.08	3.22
7	1.71	1.39	3.74
8	1.49	2.41	3.22
9	1.10	1.19	1.49
10	0.68	1.21	0.61
11	0.76	1.57	0.78
12	0.04	0.07	0.51

圖-2. 風成砂漣



圖-3. 柳河中水敷上の正常砂漣



<sup>(1)</sup> 同じ

<sup>3)</sup> 今井半次郎, 地層學, 149. 頁.

(ii) 舌状砂漣 砂漣の山の線の形状が恰も舌の如き形状のものを言ふ。流速が増大するにつれて流れの状態が不齊一となり、横の流速分布が不規則になると、正常砂漣が稍亂れて遂に舌状形になる。河床の水流成砂漣及海濱の碎波成砂漣に多く見られる。英國では Lingnoid ripple と稱してゐる。圖-4 は著者が新京大陸科學院實驗水路に於て撮影した舌状砂漣である。

圖-4. 舌状砂漣 ( $v_b \approx 30 \text{ cm/sec}$ )

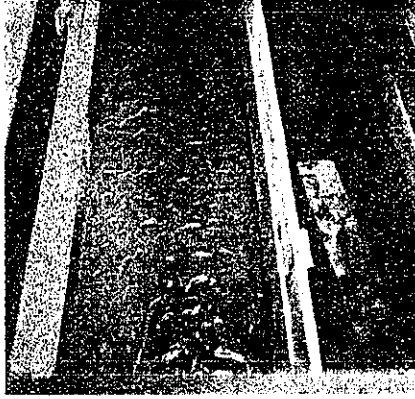
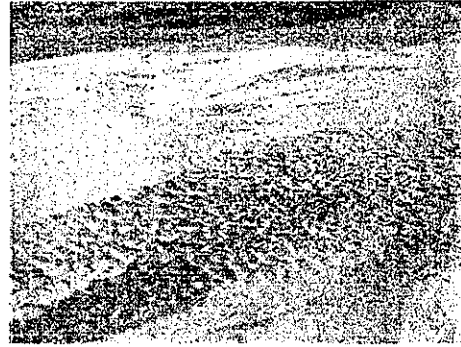


圖-5. 魚鱗形砂漣



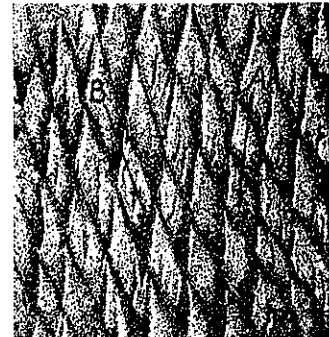
(iii) 魚鱗形砂漣 流水の状態が(ii)の時より更に不規則になり流速が増大すると、舌状砂漣は波長に比し振幅を増大し、山の線は細かく切斷されて遂に魚鱗形の砂漣に變ずる。魚鱗形砂漣は砂漣と水流との境界面に生ずる波の2つ或は2つ以上が合して切り合ふ時に形成されると考へられる。波の切り合ひは渦流の程度が激しい程著しく、従て一般には流速が相當大になるにつれて、正常砂漣は舌状砂漣へ、舌状砂漣は更に魚鱗形砂漣に變ずるのであるが、水面波の形成、その大きさ、或は流れの急激なる變動等により、上記順序を経ずして正常砂漣より直に、而も普通より遙かに小なる流速のもとで、魚鱗形砂漣に變ずる場合がある。圖-5 は開得海に於ける中水敷河床上に形成された魚鱗形成砂漣である。

(iv) 對稱砂漣 砂漣形状の左右對稱のものを言ふ。上記の如く振動成砂漣は一般に對稱形を呈する。圖-6 は

圖-6. 對照砂漣



圖-7. 合成砂漣



對稱砂漣の斷面形を示す。

(v) 合成砂漣 方向を異にする水流又は風により、2種以上の砂漣が、或る時間的間隔を置いて同一砂上に形成されたものである。即ち圖-7 に於て初め A 方向に水流又は風が存して A' の砂漣が形成され、その後 B 方向に水流又は風が発生して A' 砂漣上に B' 砂漣が形成されると圖-7 の如き菱形砂漣を生ずる。斯る合成砂漣は水の流れ或は振動により生ずる場合が多く、風により生ずることは稀であらうと考へられる。

以上の如き數種の砂漣が存するも、本文に於ては水流成砂漣に就て記述し、他の種の砂漣に就ては後日に譲る。

#### 4. 水流砂漣に関する従來の實驗及其の批判

水流成砂漣に就ては約 100 年程前から主に物理學者により研究され、その内でも特にフランスに於て多く研究されたやうであるが、物理學者の研究は極めて小さな實驗裝置により、主として砂漣の成因、波長及振幅の大きさに就て調べたやうであるが、結論に達してゐない。殊に砂漣を水理學的に深く研究した人は殆んどなく、大體その觀測に止つたやうである。以下發表年順に簡單に列記する。

(1) Siau の観測 (1841 年): 獸脂を塗つた棒を海底に沈め、その先端に砂漣の形を採り砂漣形成の有無を調べた。その結果海底 617 呎 (188.06 m) の所にも砂漣の形成されてゐたことを報告してゐる。彼は海水の振動により砂漣が形成されると考へてゐたやうであるが、それ以上は深く調べてゐない。

(2) Sainjon の観測<sup>(4)</sup>: Loire 河に於て観測した結果砂漣の進行速度に就き次式を得た。

$$V_s = 0.00013 (v_0^2 - 0.11) \dots \dots \dots (1)$$

茲に  $V_s$  = 砂漣の進行速度 [m/sec]  
 $v_0$  = 河流の表面流速 [m/sec]

此の式は  $v_0 < 1.016$  m/sec の時成立すると稱してゐる。

(1) 式より  $v_0 = 33$  cm/sec の時  $V_s = 0$  にして砂漣は形成されないことを意味する。柳河の砂礫に對しても限界掃流力時の水面流速  $v_0 = 30 \sim 33$  cm/sec にして、Loire 河に於けると略同一である。然し砂漣の移動速度  $V_s$  は著者が實驗室に於て得た結果と (1) 式とは甚だしく異なる。例へば

[i]  $v_0 = 40$  cm/sec の時、 $V_s$  の實測値 = 1.45 ~ 1.54 cm/min, (1) 式の計算値  $V_s = 0.039$  cm/min.

[ii]  $v_0 = 47$  cm/sec の時、 $V_s$  の實測値 = 1.52 ~ 1.67 cm/min, (1) 式の計算値  $V_s = 0.087$  cm/min.

(3) G. H. Darwin の實驗<sup>(5)</sup>: 直徑 2 呎 8 吋, 高さ 8 吋の容器の底に砂を敷き、その上に水を入れ、容器を中心を軸として廻轉的振動を與へると、その中心から放射狀に美しい砂漣が生ずることを報告してゐる。振動數、水深及振幅を種々に變ずると各異つた結果を生じた。砂漣の形成される水の速度は最小 0.5 呎/秒 (15 cm/sec), 最大  $v_{max} = 1.30$  呎/秒 (36.6 cm/sec), 或る場合の  $v_{max}$  と波長  $\lambda$  との間には  $\lambda/v_{max} = 0.147$  sec なる關係があつた。

(4) Boussinesq の研究<sup>(6)</sup> (1897): 河床が  $\lambda = 2\pi H \sqrt{\frac{C^2 i_m}{2g}}$  なる波長の sine 曲線の波形をなす時は、水面には河床の波形と全く同一の波動が形成されると稱してゐる。 $C$  は Chézy 式中の流速係數にして、 $i_m$  は河床の平均勾配であるが、 $H =$ 一定であるから、平均水面勾配  $I$  に等しい。

$$\therefore \lambda = 2\pi H \sqrt{\frac{C^2 i_m}{2g}} = 2\pi H \sqrt{\frac{C^2 I}{2g}} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}I} \cdot v \sqrt{H} = \varphi v \sqrt{H} [\text{cm}] \dots \dots \dots (2)$$

Schoklitsch<sup>(6)</sup> は (2) 或は (3) 式は、河床に於ける激變により生ずる Schusswellen に對しては良く一致するが、砂漣に對しては一致しないと稱してゐる。即ち水深  $H = 2 \sim 5$  cm,  $v = 20 \sim 50$  cm/sec なる實驗に於て、 $\lambda = 8 \sim 20$  cm,  $\varphi = 0.120 \sim 0.175$  に不規則に變化した。又 Schusswellen は流水に直角に大きな幅を有するが、砂漣は波長の  $\frac{1}{4} \sim \frac{1}{6}$  の幅をも有し難く、波高は著しく大である。

實測の結果、水深  $H = 2.7 \sim 170$  cm に於て  $\varphi = 0.100 \sim 0.150$ , 平均  $\varphi = 0.142$  にして、又  $\lambda$  と水面流速  $v_0$  との間には

$$\lambda = \psi \cdot v_0 \sqrt{H} [\text{cm}], \quad \psi = 0.1 + \frac{0.7}{H+10} \dots \dots \dots (3)$$

なる關係を得た。今  $\lambda$  の値を著者の實測値を用ひ、(2) 式より  $\varphi$  の値を求めれば表-3 の如くである。

表-3.  $\varphi$  の 値

平均流速 $v$ [cm/sec]	水深 $H$ [cm]	波長 $\lambda$ [cm]	$\varphi$	$v\sqrt{H}$ [cm <sup>1.5</sup> sec <sup>-1</sup> ]
27.4	3.63	8.1	0.117	69.15
34.0	6.63	8.9	0.102	87.55
38.19	4.31	6.7	0.085	79.28
38.4	7.11	7.9	0.077	102.37
39.48	4.17	6.7	0.083	80.62
40.3	6.79	7.3	0.070	105.02

(4) Sainjon; Ann. des Ponts et Chaussées, 5. 1871, p. 272.

(5) G. H. Darwin; "On the Formation of Rippe-Mark in Sand", Soc. London, 36. 1883.

(6) A. Schoklitsch; Über Schleppkraft und Geschicbebewegung. 1914. S. 64~66.

(5) Ayrton の實驗<sup>7)</sup>: Ayrton 夫人は細長い容器の底面に砂を敷き、狭め1ヶの横の山を作つて置き、その上に水を入れる。容器を傾けると水は砂の山を越えて流れる。その時の流線を黑色の胡椒粉で示す如くしたるに、

圖-8. 砂 漣 渦

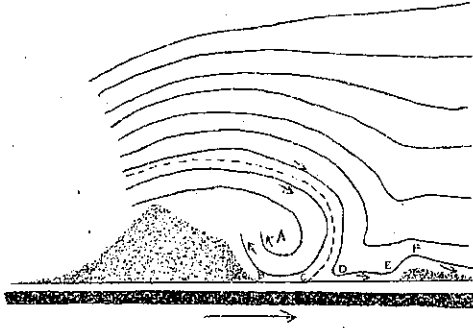
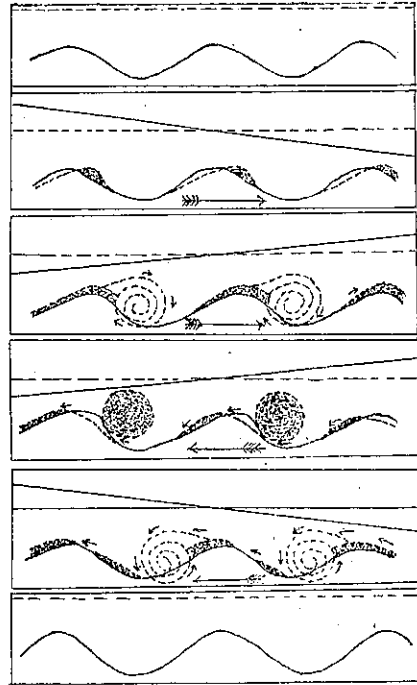


圖-8 の如くであつた。A 點に於ける渦卷を ripple-vortex と名附けてゐる。最初作つておいた山の下方に小なる第2の砂の山 EF が出来、之が次第に増大し、第3の山の原因となると稱してゐる。容器を左右對稱に振動させた時の振動成砂漣の成立機構を圖-9 の如く説明してゐる。振動成砂漣の最も簡単な實驗である。

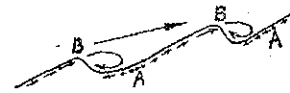
圖-9. 振動成砂漣の成立機構



(6) Schoklitsch の觀測<sup>8)</sup>: Schoklitsch は、水面波はその原因により Schusswellen と Geschiewellen とに2大別し得るとし、その中の Geschiewellen は河床の砂礫が移動する際に、その場所の掃流力に相當するだけの流砂量が上流から流下して來ない時に生ずる。従て十分なる流砂量がある場合は砂漣は形成されず、河床は水平になると稱してゐる。此の考へ方は正しいと思はれる。

Ehrenberger は Wien の Donau 河に於て、流砂量は一定週期の振動的變化をなすことを觀測してゐるが、Schoklitsch は之は河床に於ける砂漣の形成に因るものであると稱してゐる。彼は硝子張水路に於て、砂漣上の砂礫の運動を調べ、圖-10 の如く、砂粒は砂漣の山 B 點に於て最も早く移動し、A 點に於て全く静止する。又 AB 間では下流に、BA 間では上流に移動すると記してゐる。著者の實驗に於ても全く同一の事が觀測された (5. (3) 項参照)。

圖-10. 砂粒の運動



(7) Holmes の説明<sup>9)</sup>: 砂漣の波長に對する振幅の2倍即ち波高の比は、水流砂漣に於ては 3-6、風成砂漣に於ては 20-30 にして、之を砂漣指數 (Ripple-mark index) と稱してゐる。又砂漣が形成される流速は 0.6 mile/hr (27 cm/sec) 以上 17 mile/hr (76 cm/sec) であると記してゐるが、此の兩限界の流速は砂礫の粒徑、混合状態、比重等に因り異り、一概に言ひ難いが、上記の値は大體の見當を付ける値として略正しいと考へられる。

風成砂漣は保存されることが極めて稀にして、従て古い風成表面を認める機會は一般に存しない。故に岩石中に保存された砂漣は大部分水に因るものである。又三角洲に堆積せる砂上に形成された砂漣の平均方向は流水の方向を指示する。

(8) Sperling の觀測<sup>10)</sup>: 和蘭の Van Veen は北海及 Calais の海峡の海底に大なる砂漣 (Riffeln) 及流水

<sup>7)</sup> H. Ayrton; "The Original and Growth of Ripple Mark". Proc. Roy. Soc., London, 84. 1910.

<sup>8)</sup> A. Schoklitsch; Über Schleppkraft und Geschiebbewegung. 1914, S. 64. Stauraumverlandung und Kolkabwehr. 1935, S. 23.

<sup>9)</sup> A. Holmes; "The Interpretation of Ripple Marks", Petrographic Methods and Calculations. Part I, 1923, London, p. 166-168.

<sup>10)</sup> W. Sperling; "Beobachtungen über die Geschiebbewegung in fliessenden Wasser". Bautech., 3 Nov., 1939, S. 598-601.

方向の砂洲 (Strombänke) を巨大なる範圍に認めたことを報告してゐる。Veen は砂波の背が流れの方向に略直角なるものを Riffeln, 砂波の背が流れの方向に略平行なるものを Strombänke と稱したが, Sperling は後者を Längsrücken 或は單に Rücken と稱した方が適當であると言つてゐる。

河床が細粗粒の混合砂礫より成る場合は, 粗粒が先づ沈澱し, その後に細粒が沈澱して粗粒の空隙を埋めるから河床は硬化し, 砂漣は形成されない。若し河床が大部分同一粒徑の砂礫より成る時は, 硬い層の河床を造り得ないで, 砂漣を形成して流れる。一般に砂礫が粗い程混合粒子は不齊一となるから, 粗粒砂礫の砂漣は極めて稀であると稱してゐる。

河床の砂漣の大部分が相當の粗粒よりなる場合は Sperling の言へる如く砂漣は形成され難く, 之れに反し細粒砂礫よりなる河床には, 多くの場合砂漣が形成されると考へられる。併し細粗粒の混合砂礫に於ても, 粗粒が細粒に比し少い時は砂漣は形成されるのであつて, 結局砂漣の有無は細粗粒の混合状態及流水の状態に因ると考へられる。

一樣な粒子の砂礫より成る河床に於ける砂漣の形成に就て Sperling は, 「砂粒は上昇する水分子と共に静止砂丘を斜に上方に乗り或は廻轉する。此處に波形起伏が生じ, 之は新しい砂礫の補給により下流に進んで行く。床面に向ふ水分子は波形の下流に於て河床を弛め, 最も細かい砂粒から次第に粗い砂粒が運動を始める。流れと共に下流に搖動する渦動は河岸, 流束の振動等により自由にその位置を變じて, 此の渦動が砂漣の頭部を破壊し, 流水の方向に小溝を生じ砂漣を切斷する。故に幅の大なる砂漣は砂礫が豊富に存在し, 流水が餘り河岸の影響を蒙らない場所のみ生ずる」と稱してゐる。砂漣成立機構に就ては研究が不十分であるが, その考へ方は正しいと考へらる可く, 又河川に於ける観測として價値あるものである。

尙 Elms 河床の細砂中に, 水深 5 m の箇所て高さ 25 cm の砂漣を (流速約 1 m/sec) 及波長  $\lambda=20$  m 波高  $a=60\sim 80$  cm の砂漣を, Memel 河の細砂中で,  $a=40$  cm,  $\lambda=2$  m の砂漣を観測してゐる。

## 5. 著者の研究

### (1) 實驗目的及方法

a) 實驗目的 遼河河床の砂礫が如何なる運動をなして移動してゐるか, 各流速及徑深時の河床洗掘状態並びに粗度係数の變化, 及遼河河床砂礫の移動を防止す可き河床勾配等の河川工學的研究を行ふと共に, 更に進んで河床砂礫が砂漣を形成する機構, 砂漣の波長及振幅を支配する條件等の水理學的問題をも考究せんとするものである。

b) 實驗設備 昭和 14 年 11 月末, 哈爾濱工業大學水理實驗室を整備し, 長さ 18 m, 幅 1.80 m, 深 0.50 m の開水路を使用することとし, その中央 10 m を有效實驗長に定め, 床面を厚さ 1 寸の板で 1/1000 勾配に造つた。實驗用水は循環式とし, 約 16 tons の低水槽より吸上管口徑 15.24 cm (6 吋) の渦巻ポンプ (10 IP 電動機にベルト連結) にて揚程約 2 m の高水槽 (容量約 3.5 tons) に揚水し, 高水槽内の水面は溢流装置により一定に

圖-11. 實驗設備

(a) 平面圖

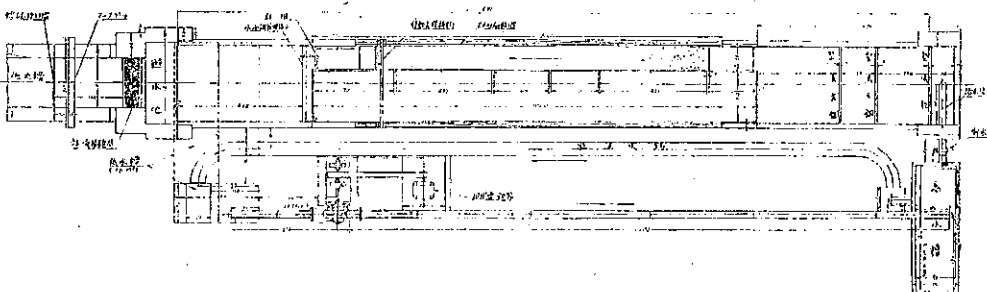
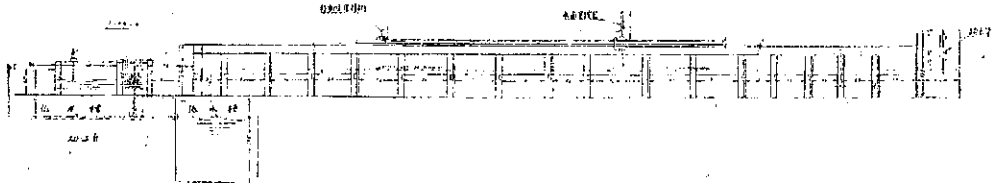


圖-11. (b) 縦断面圖



保たしめ、スルース弁を経て開水路に流入する如くした。流量測定は下流端に設置したる幅 50 cm, 高さ 30 cm の鋭縁矩形堰 (圖-28 参照) に因り行つた。圖-11 (a) は實驗室の平面圖にして、同圖 (b) はその縦断面圖、同圖 (c) は下流より見たる開水路である。

水面勾配及水深は 1/10 mm 讀みの水面測定器に因り測定し、水面測定器保持桁は兩端に各 2 ケの車輪を有し、水路兩壁上に敷設せる軌條 (24 kg/m) 上を自由に轉動する如くなつてゐる。又保持桁の各 2 ケの車輪の中央には螺旋式停止器が着いてゐて、1 個所で測定する時は此の停止器を緊めて桁を軌條に固定する。軌條項は水平に造られてゐて、カセットメーターに因り測定したるに ±3 mm 以下であつた。

實驗の當初、床面に 2 m 間隔に徑 8 mm の眞鍮管を埋込み、その上面は砂が詰まるのを防ぐ爲、多くの小孔を穿ちたるドーム形のブリキの帽子を被せ、その裏面には目の小なる金網及目の大なる布を張り、眞鍮管からは夫々ゴム管にてガラス製の 5 木足水位管に導き、水面勾配を正確に測定せんとしたが、使用砂礫が極めて微細にして水が砂層を速かに透過し得ない爲失敗に歸した。流速はピトー管 (靜水壓及動水壓兩管共内徑 1 mm) にて測定し、靜水頭及動水頭の差はガラス製 U 字管 (内徑 5 mm) 内に於てトルオールに依り 7.0~7.8 倍に擴大して測定した。トルオールはメチルオレンジにより黄色に着色し、その比重及擴大率と温度との關係は圖-12 の如くである。

(c) 實驗方法 實驗を容易ならしむる爲に、上記開水路の幅を 55 cm に縮め、遼河水系中で河床變化の最も激しい柳河の河床の砂礫 (平均徑 0.12 mm, 比重 2.68, 詳細 6. (1) 項参照) を幅 55 cm, 長さ 70 m の水路の床面に約 8 cm の厚さに敷並べ、その上面を 1/1 000 或は 1/500 に鍍を以て正確に仕上げた。床面に 1/1 000~1/500 の勾配を付けるには、如露を以て砂礫に十分水を飽和させ、水路兩壁面に記入したる 1/1 000~1/500 の勾配線に合はせて鍍で丁寧に仕上げた。1 回の仕上がりに大體 1 日を要し、高低の誤差は大體 1~2 mm 以内で留め、略 1/1 000~1/500 の勾配を作り得た。

圖-11. (c) 開水路 (下流より見る)

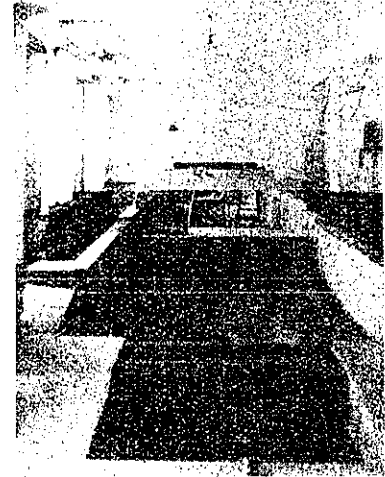
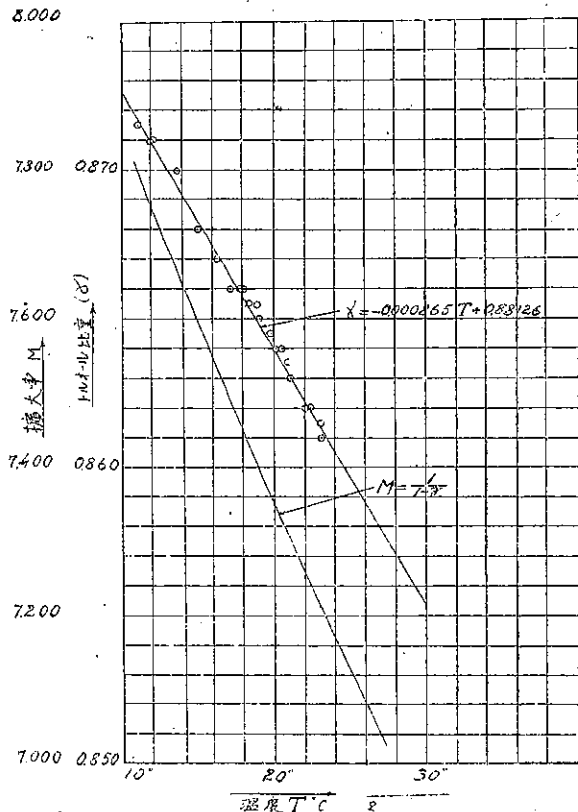


圖-12. トルオールの比重及擴大率と温度との關係





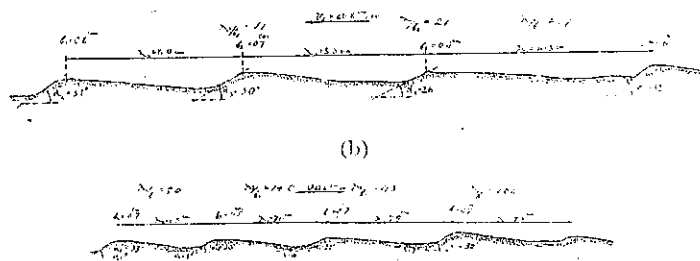
通水直前には砂礫上に如露を以て撒水し、十分水を飽和させ、自然河床と同一状態に置き、徐々に流量を増し、砂礫が移動を始むる時即ち限界掃流力時、砂漣形成の時、その他各場合の水面勾配、水深、流速及砂漣の移動度等を測定した。水面勾配は 10 m 水路下流端に設置せる格子及木製ニードル堰により調節し、等速定流を得る如く努めた。然し本水路の上流及下流端に於て河床に高低を生じてゐる爲、等速定流を得る事が甚だ困難であつた。水面の測定は 1 m 間隔に記入したる 6 箇の測點上に於て行ひ、各測點間の水面は近似的に直線と見做した。

或る流速或は流量時の砂漣の形状、振幅及波長を測定せんとする時は、その流速或は流量に相當する砂漣の形成が完了し、その状態に於て水路床が比較的落付いた時を見計らひ、高水槽よりの水の流出を停止し、同時に水路の上下流端を堰板で堰止め、水路内の水を完全に静止せしめ、然る後上流の游水池の水を、その水位が水路床の砂漣形成面より低くなる迄速かにバケツを以て排除し、斯くしてその儘放置すれば水路内の滯水は蒸發をなし、又極めて僅か宛流下して、實驗を行ひたる翌日には全く消失し、床面の砂漣は水を含みたる儘残存する。若し斯る方法を行はず、高水槽よりの水の流出を停止し、水路内の水を自然に流下せしむるならば、床面の砂漣は崩壊し、測定せんとする流速時の砂漣の形状を全く失つてしまふのである。

上記の方法により抽出したる砂漣を小刀を以て切斷し、その中に 1 mm 目盛方眼紙を貼付けたるガラス板を挿入し、砂漣の断面形を鉛筆にて寫し取つた。圖-13 は斯くして得た正常砂漣の一例である。

水路壁附近の砂漣は壁の摩擦により生ずる不規則なる流れの爲規則正しき形状を呈せざるを以て、水路幅中央部の砂漣の形を探る如く努めた。

圖-13. 正常砂漣断面形 (a)



(2) 砂漣成立の機構

砂成河床上に水流に因り如何に斯る砂漣が而も規則正しく形成されるかに就て考究する。

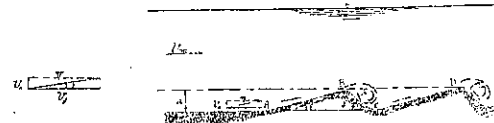
波形雲の成因に關して、Helmholtz 及 Basset が、密度を異にする 2 つの氣層が重なつてゐて、その境界面が速度及密度に對して不連続面である時に、その境界面には或條件の許に於て波動が起ることを理論的に證明してゐる (5.16) の項参照)。

砂漣の場合に於ては上層が水で下層は砂礫であるが、此の場合の砂層は可動性のもので固體としては作用せず、寧ろ密度の大なる液體として働いてゐると考へ得るから、砂層と水との境界面は速度及密度を異にする 2 つの液體層の不連続面であると思ふし得る。従て或る條件の許に於てその境界面には Helmholtz 波に相當する波動が生起し得る事が考へられる。

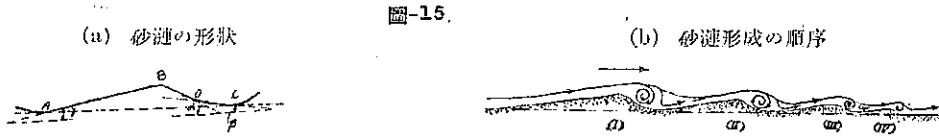
故にその波動即ち砂漣が如何に斯る非對稱的の形状を成すかを水理學的に考究すればよいわけである。床面の砂層と水流との限界層内に於ては、砂層に接した流速の小なる部分とその上の水面に近い流速の大なる部分との間に壓力の差を生じ、之が爲に鉛直上向の速度が発生し、兩層間の速度交換の爲に流れた略直角なる軸を有する渦流が起る。此の渦流に因り砂粒は浮遊し、鉛直上向の速度と底流速との合成速度の方向に押流される。

即ち圖-14 に於ける角  $\gamma$  の方向に押上げられ、次第に堆積してその高さを増し、砂礫中の最も微細なる粒子 (浮遊せざる粒子中で) を上向速度  $v_n$  が持上げられる高さ迄堆積する。而して  $v_n$  の大きさが或限度より小さくなれば砂粒を押上げ得なくなり、それ以後は下流側に崩れ落ちる。砂漣の下流側に於ては、水平軸の周りの大なる渦動の爲、砂漣の山上 (B 點) から落下して來た砂粒は上向の大なる抵抗を受け、極めて緩かな速度を以て可なり急なる勾配を保ちつゝ轉落する。此の渦動の抵抗の比較的僅

圖-14. 砂漣成立機構



小なる谷 (C 點) に近付くと次第に勾配を減少して谷底に達する。故に下流側は一般に 2 つの勾配に分れる。即ち圖-15 (a) に於ける折線 BOC の如き形を呈する。



角  $\alpha$  は砂漣下流側の渦動に支配され、その時の渦動が保ち得る最急勾配を成す。角  $\beta$  は角  $\alpha$  程強く渦動の影響を受けざるも、多少はその影響を受けるものと考へらる。故に Schoklitsch 氏<sup>(1)</sup>の言へる如く、 $\beta$  は砂礫の水中に於ける安息角には等しからず、稍安息角より大である。即ち角  $\alpha$  及  $\beta$  は砂礫の大小、比重、混合状態等の性質に因るのみならず、砂漣下流側の渦動の大きさ、従て限界層内の渦流の大きさに因り支配される。然し乍ら渦流が如何に大であつても、砂礫の性質に因り角  $\alpha$  の最大限は略一定にして、それ以上の急勾配は保ち得ない値が存在すると考へられる (5. (3) の項参照)。

砂漣上の砂粒の分布状態を調ぶるに、圖-16 (a) の如くにして、A から B に行くに従て砂粒は小さくなり、山頂で最小となる。之に因つても砂礫中の最小粒を渦流が持ち上げ得る高さ迄砂を堆積することが考へられる。下流側 BOC 面では渦卷の爲細粒は巻上げられ大粒のみが残るのである。併し C 點に至ると上流向の渦動と下流向の流水とが丁度消し合ひ、砂粒は略静止し、C 點を境として上下流に分れる。従てその附近では渦動の力は微小なるを以て BO 面で巻上げられた細砂を沈澱する。圖-16 (a) の矢の大きさは砂漣上の砂粒の速度を示す。

以上の如き理由で渦動の最も激しい部分に一の小砂漣が形成されると水流内に小波動を惹起し、その波動及渦動が下流に傳播して第 I 砂漣の下流にそれより小なる第 II, 第 III 等の砂漣が形成される (圖-15 (b) 参照)。時間の経過と共に、第 II 砂漣は限界層内の渦動の作用に因り、第 I 砂漣と同様にして角  $\gamma$  の方向に砂礫を堆積し、渦動が最小砂粒を把持し得る高さ迄堆積する。以下同様にして第 III, 第 IV 等の砂漣が増大し、第 I 及第 II 砂漣と同形になる迄發達する。河床が平面に敷均らされ、水流が何等の障害を受けることなく齊一に流れてゐる時は限界層の厚さも略一定にして、従て同層内の渦動の大きさも略等しい故、砂漣の大きさは略一定となり、波長及振幅も一定して來るのである。

以上は水路床が完全に平面に敷均らされ、且水流は波動なく、何等の障害を受けず、齊一に流れてゐる場合に於ける砂漣の成立機構であるが、實際には斯る場合は少く、床面に局部的凹凸を生じ、又水流は小波動を伴ふ場合が多い。床面に局部的凹凸が存する時は、水流が齊一であつても、その凹所或は隆起箇所にて、限界層附近に波動を生じ、此の波動が砂漣の原因となる。又水流が波動を伴ひ、且水深が小さくしてその波動が床面に傳はる時は、その波動が砂漣形成の原因となる。斯る外的原因の存する時は、存しない時よりも小なる流速及水深の許で砂漣を形成する。

著者の實驗に因れば、床面に凹凸なく、且水流が齊一なる時は、底流速  $v_b = 20 \sim 22$  cm/sec の時砂漣が生じ始める。又水面勾配  $J = 1/1000$  の時は水深  $H = 3$  cm の時砂漣が形成された (6. (1) の項参照)。

### (3) 水流砂漣の横断形状

水流砂漣の形状には正常形、舌状及魚鱗形があるが、先づその内の正常砂漣の形状に就いて記述する。

正常砂漣の形状は大體一様であるが、嚴密に言へば砂粒徑、比重、混合状態等に因り異なる。又同一砂礫に於ても、角  $\alpha$ ,  $\beta$  及  $\gamma$  の値は限界層内の渦動の程度により支配される。大體正常砂漣は圖-16 (a) の如き断面形を呈するが、大きくなると同圖 (b) の如く  $\gamma$  が増大し、P 點に至り急に角度を減じ、水流の方向に近い極めて緩かな勾配で B 點に達する。斯る形は P 點に至り鉛直上向速度  $v_u$  が急に減少し、流れの方向の速度  $v_h$  が優勢になる場合に形成されると考へられる。

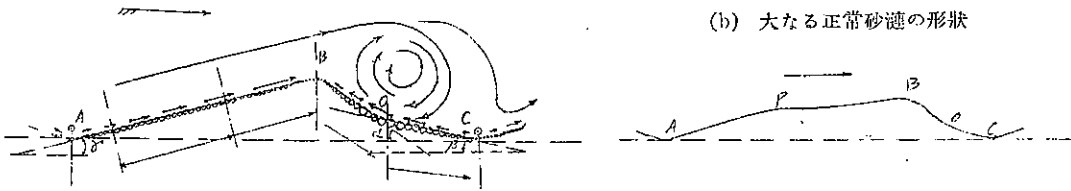
正常砂漣に於ては BO 線は略直線或は幾分凸形曲線を呈する。Schoklitsch 氏その他の在來の水利學書に描か

(1) A. Schoklitsch; "Über Schleppkraft und Geschlebebewegung", 1914, S. 17.

圖-16.

(a) 正常砂漣の形状及砂粒の分布状態

(b) 大なる正常砂漣の形状



れてゐる如き BO 線が凹形曲線をなすことは極めて稀である。可なり粒徑の異なる大小砂礫が混合してゐて且渦流が極めて強大なる時には生ずるやも知れぬと考へられるが、一般には認め難いやうである。但し海濱の碎波成砂漣には BO 線が凹形を呈するものは極めて多い。

角  $\alpha$ ,  $\beta$  及  $\gamma$  の値を底流速  $v_b=18\sim30$  cm, 平均流速  $v_m=29\sim39$  cm の範圍に於て測定したるに次の如き結果を得た。

a) 正常砂漣 角  $\alpha=25^\circ\sim38^\circ$ , 平均  $\alpha=30.5^\circ$  (41 箇平均), その中  $\alpha=30^\circ\sim32^\circ$  のものが 41 箇中 22 箇であつた。又  $\alpha=35^\circ\sim38^\circ$  なるものは 4 箇に過ぎなかつた。

著者が空氣中に於て, ガラス板上に垂直上方から此の砂を落下してその安息角  $\theta$  を測定したるに  $\theta=32^\circ$  にして, 同様の方法で此の砂の水中に於ける安息角を測定せんとしたるも殆んど圓錐形を形成し得ずして  $\theta=0^\circ$  であつた。そこで空氣中で形成した  $\theta=32^\circ$  の砂の圓錐の周圍に靜かに水を入れて 1 晝夜放置した處,  $\theta=25^\circ$  に減少した。

以上の測定結果より, 流水中に於て此の砂が渦流により保持し得る角度  $\alpha$  は普通  $\alpha=\theta=32^\circ$  にして, 特殊の原因の存する時にのみ  $\alpha>32^\circ$  となるのであらうと考へられる。又  $\beta=7^\circ\sim10^\circ$  であつた。併し小なる砂漣に於ては  $\beta$  は  $\alpha$  から明瞭に分離せざるを以て測定困難であつたが, 大體砂漣が小さくなる程  $\beta$  は小さくなる様である。Schoklitsch 氏は  $\beta$  は砂礫の水中に於ける安息角に等しいと言つてゐるが, 以上の實驗結果より  $\beta$  は砂漣の谷に於ける渦卷の影響を多少受けると考へられる。

角  $\alpha$  の値は渦動に支配され, 従て  $\alpha$  は流速の函數として得られると考へられるが, 著者が實驗により角  $\alpha$  と平均流速  $v_m$  との關係を求めたるに次式を得た。

$$\alpha = 16.32 (v_m - 20)^{0.23} \dots\dots\dots (4)$$

茲に  $\alpha$ ; 度,  $v_m$ ; 平均流速 [cm/sec] 此の關係を圖示すれば圖-17 の如くである。

b) 魚鱗形砂漣 魚鱗形砂漣の形状も又渦流の大小に因り異なるは勿論であるが, 特に限界層附近の波動に因り支配されると考へられる。即ち流れが波動を伴ひ床面近くで波動が切合ふ場合には, 底流速が同一でも, 波動の少ない場合より振幅は大となり且不規則の形を呈する。

著者の實驗に依れば, 角  $\alpha=27^\circ\sim32^\circ$ , 平均  $\alpha=30^\circ$ , 又  $\beta=10^\circ\sim17^\circ$ , 平均  $\beta=12^\circ$  にして兩者共略一定である。之れに反し角  $\gamma=12^\circ\sim31^\circ$  にして非常に不規則であつた。之は角  $\gamma$  は波動及渦流の影響を受けると同時に砂漣の山からの落下水の影響をより強く受ける爲であらう。

圖-17.  $\alpha$  と平均流速との關係

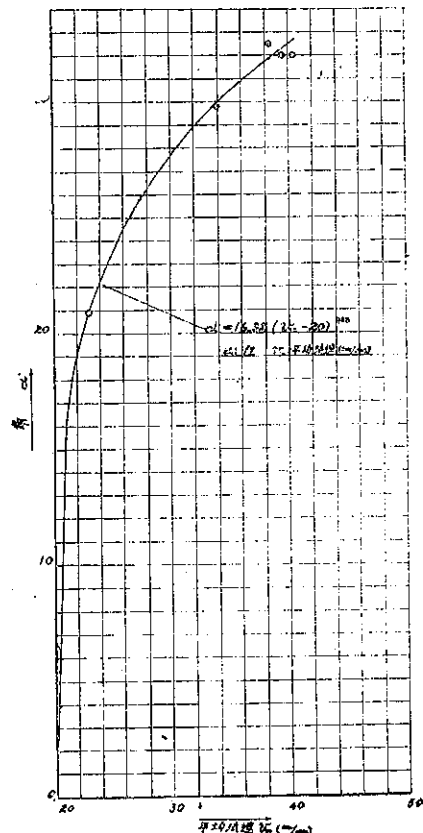


圖-18 は水面勾配  $I=0.00078$ , 水深  $H=6.48$  cm, 底流速

$v_b = 28.3 \text{ cm/sec}$  及平均流速  $v_m = 33.3 \text{ cm/sec}$  の時は、圖-19 は  $I = 0.00114$ ,  $H = 4.52 \text{ cm}$ ,  $v_b = 25 \text{ cm/sec}$  及  $v_m = 29 \text{ cm/sec}$  の時の魚鱗形砂漣の横断形状である。

圖-18. 魚鱗砂漣の横断形

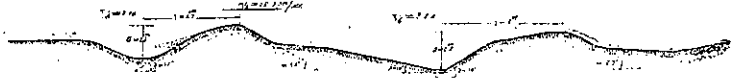
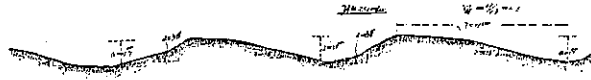


圖-19. 魚鱗砂漣の横断形

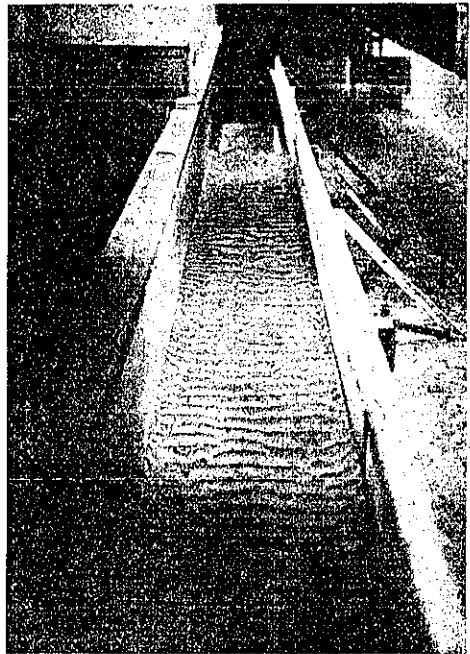


(4) 正常砂漣の波長及振幅と流速との關係

流れの状態が到る處齊一であれ砂漣の波長及振幅は到る處同一である可きである。實驗水路に於ても、床面が良く敷均らされてゐて、流量を徐々に増し、水流に局部的變化の生じなかつた時は、水路床面の大半に互り波長及振幅が略一定なる砂漣が形成される。圖-20 はその一例である。

圖-20. 正常砂漣

水流幅及水深が大なる程流れの状態の一樣なる範圍が大きくなるから、自然河川の河床には可なり廣範圍に互り、波長及振幅の略一定したる砂漣が存在する(圖-3 参照)。廣大なる砂原に形成された風成砂漣には、水流砂漣に比し遙かに廣範圍に互り、波長及振幅が略一定なるものが存するものも以上の如き理由からであらう。



同一種の砂礫に對してはその砂漣の波長及振幅を決定するものは限界層の厚さ及その中の渦流の大きさである。従て限界層の厚さ及その中の渦流の強さと平均流速との關係が明かになれば、砂漣の振幅及角  $\gamma$  の値は理論的に求め得る。然るに限界層の厚さ  $t$  に就ては現在の處未だ明瞭でなく、唯 Prandtl 及 Kármán により次式の關係が得られてゐるに過ぎない。

即ち

$$t \cos \gamma \sqrt{\frac{\rho}{\tau}}$$

茲に  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$  = 動粘性係數,  $\rho$  = 密度,  $\tau$  は抵抗係數にして粗なる壁の開水路に於ては

$$\tau = \rho \frac{u}{5.75 \log \frac{y}{k} + 8.49} \quad (12)$$

式中  $u$  は任意點の流速にして、 $y$  は床面より鉛直上向に測つた長さである。 $k$  は潤邊の粗度を表はす係數であるが、その値は未だ測定されて居らぬ。故に現在の處では砂漣の振幅  $a$  及角  $\gamma$ 、従て波長  $\lambda$  を理論的に求むることは出来ないが、 $a$  及  $\gamma$  は限界層の厚さ  $t$  と密接な關係があり、その中の何れか一方を解決すれば他も又同時に解決されると考へらる可く、著者は今後實驗と共に此の理論的研究を進めたいと考へてゐる。

然し一般には限界層内の渦動は流速の増加と共に増大するから、砂漣の波長及振幅も亦流速と共に増大すると考へられる。同時に比較的僅かではあるが水深の影響も入つて来る。一般に同一流速でも水深が大なる時は砂漣の波長は大に、振幅は小になる。著者の實驗結果では  $v_m = 27.4 \sim 40.3 \text{ cm/sec}$ ,  $H = 3.63 \sim 7.11 \text{ cm}$  の範圍に於ては、波長  $\lambda = 6.7 \sim 8.1 \text{ cm}$ , 振幅  $a = 0.5 \sim 0.71 \text{ cm}$  にして大した變化なく、又  $\lambda/a = 11.7 \sim 16.3$  にして、此の値は  $v_m$  と共に多少増す如くであるが、一定の關係は得られなかつた。唯  $\lambda$  の値のみは Boussinesq の (2) 式に略一致するが、(2) 式中の係數  $\varphi$  は一定ではなく  $v\sqrt{H}$  と共に變化する(圖-3 参照)。従て  $\varphi = f(v\sqrt{H})$ , 故に

$$\lambda = f(v\sqrt{H}) \cdot v\sqrt{H} \text{ [cm]}$$

(12) 著者; 「管水路及開水路内に於ける渦流の速度分布」, 土木工學. 昭和 14 年 12 月; 863 頁

にて表はされると考へられるが、未だ資料不十分の爲その函數を決定するに到らなかつた。

(5) 正常砂漣の移動速度と流速との關係

砂漣は極めて徐々ではあるが下流に移動する。實驗の結果正常砂漣に於ては、此の砂漣の移動速度と流れの平均流速との間には一定の關係が存することが明かとなつた。即ち砂漣の移動速度を  $V_s$  [cm/min], 流れの平均流速を  $v_m$  [cm/sec] とすれば

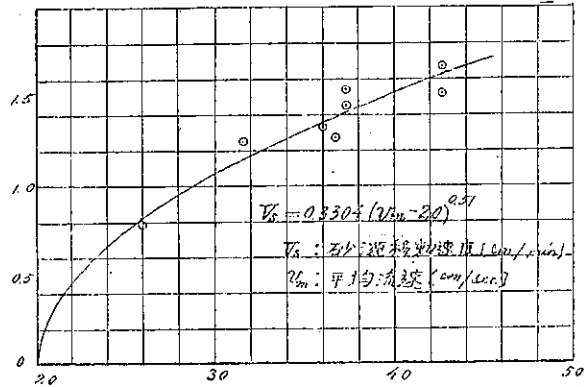
$$V_s = 0.3304 (v_m - 20)^{0.51} \dots (5)$$

で與へられる。圖-21 は此の關係を圖示したものである。

但し  $V_s$  の値は水路の側壁に近い部分と中心部とは多少異なるを以て、側壁の影響を受けざる中心部に於ける砂漣に就いて測定した。

遼河河床に於て  $V_s$  を實測せんとしたるも、既述せる如く河水が甚だしく渾濁してゐて河床が見えざる爲測定不可能であつた。然し砂漣の波長及振幅に關して 2 次的に取扱ひ得る以上、その移動速度も又 2 次的に考へ得る筈であるから、(5) 式は實際に遼河河床に於ても成立すると思はれる。而して (5) 式は Sainjon の誘導せる (1) 式とは著しく相違してゐる。一般に砂漣を形成する如き河床は微細砂より成り、從て河水は可なり渾濁せるものと思はる可く、河床砂漣の移動を精確に測定し難いではなからうかと思はれる。

圖-21. 砂漣の移動速度と平均流速との關係



(6) 境界波及水面波

砂礫層を比重の極めて大なる液體層と考ふれば、氣體の不連続面に於ける波形雲(波状巻積雲)に相當する波動が砂礫層と水流との境界面に形成される可きである。之が即ち砂漣であるが、唯砂漣の場合には、砂漣の形狀と砂漣上

圖-22. 境界波及水面波



に砂漣に接して形成される水流の波動の形狀とが異なる點が波形雲の場合と異なる。即ち砂漣の下流側に於て水平軸を有する渦動が存する(圖-22 参照)。

從て水流の振動の振幅  $\frac{1}{2} a$  は砂漣の振幅  $\frac{1}{2} a_s$  より稍大である。然しその波長  $\lambda$  は砂漣の波長  $\lambda_s$  に等しいと考へられる。

又水深  $H$  が或範圍以内に於ては、此の境界波と同形の水面波が同時に形成されると考へられる。圖 23 はその水面波である。

a) 境界波の基本方程式<sup>(13)</sup> 密度が  $\rho_1$  及  $\rho_2$  なる 2 液體が相重り、 $x$  軸方向に夫々  $v_1$  及  $v_2$  なる速度を以て運動してゐる際その共通面上の小振動に就て考へる。但しその共通面は攪亂されない時は水平なる平面にして且液體の運動は定流である。

今共通面を  $x$  軸に、之に直角上向に  $y$  軸をとり、共通面に惹起された波動の速度ポテンシャル  $\phi$  を単振動と假定し次式で表はし得るとする。

圖-23. 水面波

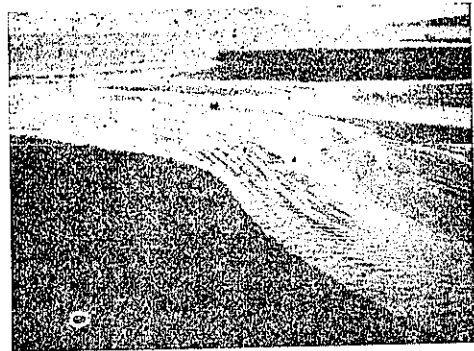
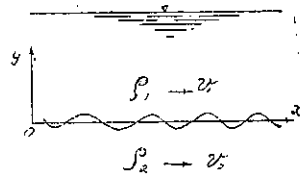


圖-24.



(13) Lamb; Hydrodynamics, Fifth Ed. 1934. p. 341~352.

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= -v_1 x + \phi_1' & \text{上部} \\ \phi_2 &= -v_2 x + \phi_2' & \text{下部} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

式中  $\phi_1'$  及  $\phi_2'$  は  $x, y$  及時間  $t$  の函数にして其の値は極めて小である。

$\eta$  を波動面の變位とすれば、兩層の境界面の方程式は

$$F = \eta - f(x, t) = 0$$

故に  $F$  が境界面である條件は

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF}{dt} &= 0 & \text{i.e. } \frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial F}{\partial t} &= 0 \\ \left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + v_1 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= -\frac{\partial \phi_1}{\partial y} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + v_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= -\frac{\partial \phi_2}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

上部流體の壓力  $p_1$  は

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \Omega - \frac{1}{2} q^2 + F(t)$$

茲に  $\Omega$  = 位置のエネルギー =  $gy$

$$\begin{aligned} q &= \text{合成速度} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(v_1 - \frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial y}\right)^2} \end{aligned}$$

$F(t)$  = 時間  $t$  に關する任意の函数

$F(t)$  を  $\frac{\partial \phi}{\partial t}$  に含めると上式は

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{\partial \phi_1'}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(v_1 - \frac{\partial \phi_1'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1'}{\partial y}\right)^2 \right\} - gy$$

2 乗の項を無視すれば

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{\partial \phi_1'}{\partial t} + v_1 \frac{\partial \phi_1'}{\partial x} - gy \dots\dots\dots (8)$$

同様にして下部の流體に対しては

$$\frac{p_2}{\rho_2} = \frac{\partial \phi_2'}{\partial t} + v_2 \frac{\partial \phi_2'}{\partial x} - gy \dots\dots\dots (9)$$

共通面に於ては  $p_1 = p_2$  にして、 $y = \eta$  と置き換へると

$$\rho_1 \left( \frac{\partial \phi_1'}{\partial t} + v_1 \frac{\partial \phi_1'}{\partial x} - gy \right) = \rho_2 \left( \frac{\partial \phi_2'}{\partial t} + v_2 \frac{\partial \phi_2'}{\partial x} - gy \right) \dots\dots\dots (10)$$

b) 上層及下層の流體の水深を夫々  $h_1$  及  $h_2$  とすれば<sup>(14)</sup>

$$\left. \begin{aligned} \phi_1' &= C_1 \cosh m(y - h_1) \cos(mx - nt) \\ \phi_2' &= C_2 \cosh m(y + h_2) \cos(mx - nt) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

と置き得る。

變位  $\eta$  と速度ポテンシヤル  $\phi$  との間には近似的に次式が成立する。

$$\eta = \frac{1}{g} \left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} \right]_{y=0} \dots\dots\dots (12)$$

(11) 式を (12) 式に入れると

(14) A. B. Basset; A Treatise on Hydrodynamics, Vol. II, 1888, p. 150.

岡田武松; 氣象學礎石, 上巻, 429~430 頁.

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{1}{g} \left[ \frac{\partial \phi_1'}{\partial t} \right]_{y=0} = \frac{nC_1}{g} \cdot \cosh mh_1 \cdot \sin(mx-nt) \\ \eta &= \frac{1}{g} \left[ \frac{\partial \phi_2'}{\partial t} \right]_{y=0} = \frac{nC_2}{g} \cdot \cosh mh_2 \cdot \sin(mx-nt) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

兩變位は相等しきを以て

$$\frac{nC_1}{g} \cosh mh_1 = \frac{nC_2}{g} \cosh mh_2 = a$$

と置く。然る時は (13) 式は

$$\eta = a \sin(mx-nt) \dots\dots\dots(14)$$

此の  $\eta$  の値を (7) 式に代入すると

$$an - mv_1 a - mC_1 \sinh mh_1 = 0$$

$$an - mv_2 a + mC_2 \sinh mh_2 = 0$$

(14) 式より波動の進行速度  $U = n/m$  であるから

$$\left. \begin{aligned} C_1 \sinh mh_1 &= -a(v_1 - U) \\ C_2 \sinh mh_2 &= a(v_2 - U) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(15)$$

又 (10) 式より

$$\begin{aligned} a/g(\rho_1 - \rho_2) &= C_1 m \rho_1 (v_1 - U) \cosh mh_1 \\ &\quad - C_2 m \rho_2 (v_2 - U) \cosh mh_2 \end{aligned}$$

此の  $C_1$  及  $C_2$  の代りに (15) 式を入れると

$$\begin{aligned} g(\rho_2 - \rho_1) &= m \rho_1 (v_1 - U)^2 \coth mh_1 \\ &\quad + m \rho_2 (v_2 - U)^2 \coth mh_2 \dots\dots\dots(16) \end{aligned}$$

此の式は波動の進行速度  $U$  を與へる式である。

波形雲に於ては一般には上下兩層共深さ  $h_1 \rightarrow +\infty, h_2 \rightarrow \infty$

と考へられ、然る時は

$$\begin{aligned} U &= \frac{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}{\rho_1 + \rho_2} + \left\{ \frac{g}{m} \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (v_1 - v_2)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

c) 砂漣の境界波及水面波 砂漣の場合には下部の層は砂礫層にして、砂漣の振幅に對して砂礫層が相當深ければ、それ以上は砂礫層の深さには無關係となるを以て、 $h_2 \rightarrow \infty$  と置て差支ない。故に (16) 式より

$$g(\rho_2 - \rho_1) = m \rho_1 (v_1 - U)^2 \coth mh_1 + m \rho_2 (v_2 - U)^2 \dots\dots\dots(18)$$

砂漣の進行速度は流水の速度  $v_1$  に比較して遙かに小なるを以て  $v_2 = 0$  と置けば (18) 式は

$$g(\rho_2 - \rho_1) = m \rho_1 (v_1 - U)^2 \coth mh_1 + m \rho_2 U^2 \dots\dots\dots(19)$$

$U$  に就き整頓すると

$$(m \rho_1 \coth mh_1 + m \rho_2) U^2 - 2m \rho_1 \cdot v_1 \coth mh_1 \cdot U + m \rho_1 v_1^2 \coth mh_1 + g(\rho_1 - \rho_2) = 0$$

$\rho_1 \coth mh_1 = \rho$  と置き  $U$  を求めると

$$U = \frac{m \rho v_1 \pm \sqrt{2m \rho_2 (\rho_2 - \rho_1) g - m \rho_1 (1 + m \rho_2 v_1^2)}}{m \rho + m \rho_2} \dots\dots\dots(20)$$

之即ち砂漣上に形成される境界波の進行速度である。

計算例 波長  $\lambda = 8$  cm, 水深 4 cm とすれば、

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{6.28}{8} = 0.785, \quad mh_1 = 3.14, \quad \sinh 3.14 = 1.549, \quad \cosh 3.14 = 1.592$$

$$\therefore \coth 3.14 = 1.027 \approx 1.03$$

圖-25. 波形雲<sup>(15)</sup>



(15) 藤原暎平；雲に因る

$\rho_1=1, \rho_2=2.68$  なるを以て,  $\rho=\rho_1 \coth mh_1=1.03$  にして (20) 式より

$$U = \frac{0.785 \times 1.03 v_1 \pm \sqrt{2 \times 0.785 \times 2.68 \times 980 - 0.785 \times 1.03 (1 + 0.785 \times 2.68 v_1^2)}}{0.785 \times 1.03 + 0.785 \times 2.68}$$

$$= \frac{0.809 v_1 \pm \sqrt{6927 - 2.510 v_1^2}}{2.91}$$

今  $v_1=30$  cm/sec とすれば

$$U = +31.8 \text{ cm/sec 或は } U = -15.1 \text{ cm/sec}$$

即ち水深 4 cm, 平均流速  $v_m=v_1=30$  cm/sec の時の境界波は下流に向つて  $U=31.8$  cm/sec, 上流に向つて  $U=15.1$  cm/sec の速度で進行することになる。

以上の如くにして (20) 式より各種の場合の  $U$  の値を計算し, 若しその値の實驗値に等しければ以上の波動の理論が正しいと言ひ得る。著者は今後ガラス張水路に因り此の境界波及水面波の實驗的研究を行ふ豫定である。

(7) 砂礫の移動と粗度係数との關係

一般に底流速  $v_b=15\sim 20$  cm/sec, 平均流速  $v_m=20\sim 25$  cm/sec になると水路床の砂礫は全體的に轉動を始める。轉動を始めると砂礫と水流との間の摩擦抵抗は, 砂礫が靜止してゐる時よりも減少し, 同一水深及水面勾配の許に於て流速は増大する。換言すれば平均流速公式中の粗度係数は砂礫が轉動を始むると一時減少する。然し流速が更に増大して砂灘が形成されると, 河床と水流との間の抵抗が増し, 限界層内の渦動の爲に水流の勢力が消耗され, 粗度係数は増大する。

著者は此の砂灘形成以後に於ける各流速時の粗度係数を實驗により測定したるに, 粗度係数と徑深とが一定の關係を有することを知つた。平均流速公式として, 計算が最も簡單にして而も Kutter 式と略同一の値を與へる Manning 式  $v = \frac{1}{n_1} R^{2/3} I^{1/2}$  を採用し, 此の  $n_1$  と徑深  $R$  との關係を求めた處, 次式を得た。

$$n_1 = 0.00697 R^{0.425} \dots \dots \dots (21)$$

茲に  $R$ =徑深 [cm]

圖-26.  $n_1$  と  $R$  との關係

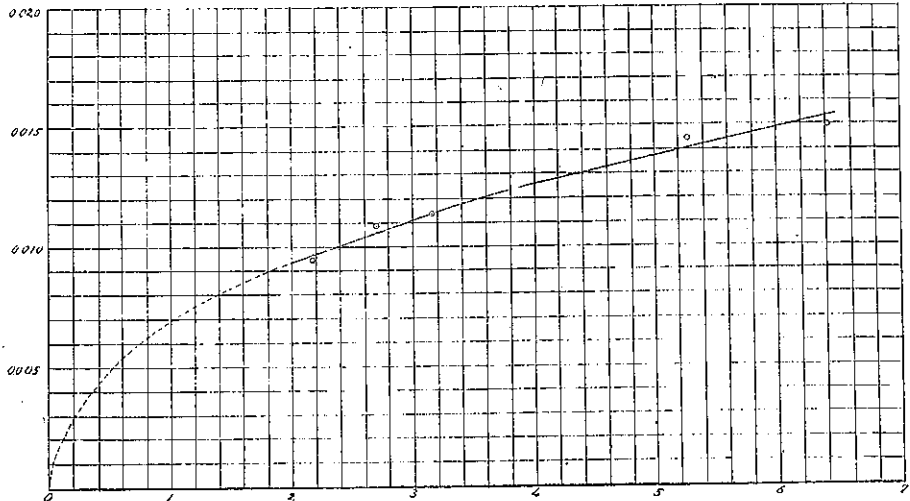


圖-26 はその關係を示す。但し水面勾配(従て床面勾配)は 1/1000 及其前後の場合である。又砂灘が大にして流水斷面積の變化が約 4% 以上の時は之れを考慮に入れて  $n_1$  を計算した。

砂礫が靜止せる時の粗度係数  $n_1$  を測定せんとしたるも, 勾配が 1/1000 位の時に砂の靜止してゐるのは水深が 3 cm 以下であるが, 斯る小水深の時は等速定流を得ることが甚だ困難にして, 精確な  $n_1$  の測定が出来なかつた。今回は更に粒徑の大なる石英砂(粒徑一様なる標準砂)に就いて同様の實驗を行ふ豫定である。

(21) 式から得られる粗度係数  $n_1$  の値を實際に遼河の粗度係数として使用するには多少の修正を要する。粗度係数の値は言ふまでもなく水路の潤邊の性質に支配されるものであるから, 實驗に於ても實驗水路の潤邊の性質, 大



小、實物との關係等に影響される。故に砂漣の實驗に於ける如く 2 次元の問題として考へることが出來ないのである。

今模型と實物との長さの縮少を  $1:\alpha$  とし、Reynolds の相似律を用ふれば

$$R_v = \frac{lv}{\nu} = \frac{Ll'}{\nu} \quad \therefore \quad \frac{v}{v'} = \frac{L}{l} = \alpha = \frac{\frac{1}{n_1} r^{\frac{2}{3}} l^{\frac{1}{2}}}{\frac{1}{N_1} R^{\frac{2}{3}} l^{\frac{1}{2}}} \quad \therefore \quad N_1 = \alpha^{\frac{3}{2}} n_1$$

又 Froude の相似律を用ふれば

$$F_r = \frac{v^2}{lg} = \frac{V^2}{Lg} \quad \therefore \quad \frac{v}{V} = \frac{1}{\alpha^{\frac{1}{2}}} \quad \therefore \quad N_1 = \alpha^{\frac{1}{2}} n_1$$

今假りに遼河の幅が 550 m であるとするとき實驗水路の幅が 55 cm であるから  $\alpha = 1000$  である。然る時は

Reynolds の相似律では  $N_1 = 10^3 n_1$

Froude の相似律では  $N_1 = 3.162 n_1$

となる。遼河の粗度係数  $N_1$  が斯る大なることはあり得ず、従て Reynolds の相似律は勿論のこと、Froude の相似律も此の場合には當嵌らない。故に最も安全なるは、(21) 式中の任意の一つの場合に相當する實物即ち遼河の粗度係数を精確に求め、その場合の兩粗度係数の關係を知れば、他の場合は直に算出し得る。然し大體、(21) 式の  $n_1$  の値より 1~2% 大なる値を以て遼河に於ける粗度係数として大差ないと考へる。

(8) 平均流速と断面變化との關係

遼河に於ては流水断面が絶えず變化する爲、同一断面に於ても一定の水位流量曲線が得られない。従て各水位に對する断面をその度毎に測量しなければならぬ状態である。

著者は平均流速とその流速に對する流水断面積の平均變化率との間に何か關係が在るのではないかと云ふ考への許に、各流速時の断面積を測定して見た。

一般に遼河時に柳河の河床及河岸は極めて微細なる砂礫より成り、流水により容易に洗掘侵蝕され、河岸は下部より略垂直に崩壊し、河床は直流水部に於ては略水平或は緩かなる凹曲線を呈し、全體的に見て流水断面形は略矩形

表-4. 流速と断面積變化率

平均流速 [cm/sec]	通水前断面積 $A_0$ [cm <sup>2</sup> ]	通水時断面積 $A$ [cm <sup>2</sup> ]	$A/A_0$	砂漣種類
36.2	364.65	371.94	1.02	正常砂漣
36.2	356.4	395.6	1.11	"
36.2	354.2	389.62	1.10	"
35.2	498.3	523.22	1.05	稍不規則なる正常砂漣
35.2	498.3	523.22	1.05	不規則なる魚鱗形砂漣
33.7	502.15	547.34	1.09	魚鱗形砂漣
40.3	429.0	459.03	1.07	"
39.0	431.2	474.32	1.10	"
40.2	433.95	459.99	1.06	不規則なる正常砂漣
38.6	366.85	376.0	1.03	規則正しき正常砂漣
38.4	369.6	378.1	1.02	"
37.2	386.65	389.7	1.01	"
35.9	278.85	281.64	1.01	不規則なる正常砂漣
34.6	273.35	289.75	1.06	魚鱗形砂漣
36.0	278.3	325.61	1.17	"
37.2	269.5	280.28	1.04	"

である。而して洗掘の最も激しい部分は河床にして、河岸の崩壊は主に洪水時に行はれると思はる。故に矩形水路に於て各流速時の河床の變化を調べた。其の結果は表-4 にして、 $v_m=33\sim 40$  cm/sec の範圍に於ても断面變化率  $A/A_0=1.01$  から 1.17 迄變化し、その間に何等一定の關係は存在しなかつた。流速を Froude の法則により模型の縮尺を 1/1000 にとり換算すれば、 $v_m=30$  cm/sec は  $V_m=0.95$  m/sec、 $v_m=40$  cm/sec は  $V_m=1.26$  m/sec となるから、平均流速が  $V_m=0.90\sim 1.30$  m/sec の範圍では平均断面變化率  $A/A_0=1.06$  となる。

(9) 遼河の平衡勾配に就て

河川の或區間が平衡勾配を保つ爲には次の 2 條件を必要とする。

(a) 其の區間に於て上流より流入する砂礫粒が其の區間を流過する間に摩擦により重量を減じ、下流端に於て丁度その區間の掃流力に相當する大きさに減少すること。

(b) 其の區間に於ける河床砂礫の抵抗力がその區間の掃流力より大なること。

而して(a)條件を満足すればその區間には砂礫の堆積が起らず、(b)條件を満足すれば河床の洗掘が起らぬ、故にその河床は平衡勾配を保ち得るのであつて、その内の何れか一つの條件を満足しなければ河床は平衡を失ふのである。

條件 (a) を満足する水面及河床勾配は、今幅  $B$  なる矩形断面に於ては

$$\frac{Q}{B} = CH^m I^{0.5}, H = CH^{1+m} I^{0.5} = CH_0^{1+m} I_0^{0.5}$$

茲に  $H_0$  及  $I_0$  は砂礫粒が轉動を始むる點の  $H$  及  $I$  である。轉動の始點に於て重量  $W_0$  なる砂礫が  $H$  及  $I$  なる地點では  $W$  に摩擦減少するとすれば

$$W^{1/3} = KHI, W_0^{1/3} = KH_0 I_0 \quad \therefore \frac{W}{W_0} = \left(\frac{HI}{H_0 I_0}\right)^3$$

上式を代入すると

$$\frac{W}{W_0} = \left(\frac{I}{I_0}\right)^{3-\frac{1.6}{1+m}} \dots\dots\dots (22)$$

Forchheimer の平均流速式を用ふれば  $m=0.7$ 、又 Sternberg の法則より  $W$  と  $W_0$  との間には

$$W = W_0 e^{-5x} \dots\dots\dots (23)$$

故に (23), (22) 式より

$$I = I_0 e^{-\frac{5}{2.13}x} \dots\dots\dots (24)$$

此の式は條件 (a) を満足する水面勾配を表はす式である。

次に此の  $I$  に對する床面勾配を求むるに

$$I = -\frac{dY}{dx} = I_0 e^{-\frac{5}{2.13}x}$$

河床面の座標を  $x, y$  で表はし、上式を積分して  $x=0$  にて  $y=Y_0$  とおけば

$$Y = Y_0 - \frac{2.12}{5} I_0 (1 - e^{-\frac{5}{2.13}x})$$

$ox$  軸上の河床の高さは  $y = Y - H$  なるを以て

$$y = Y - H = Y_0 - \frac{2.12}{5} I_0 (1 - e^{-\frac{5}{2.13}x}) - H$$

然るに  $\left(\frac{H}{H_0}\right)^{3.4} = \frac{I}{I_0} = e^{-\frac{5}{2.13}x}$  なるを以て

$$H = H_0 e^{\frac{5}{7.31}x}$$

$$\therefore y = Y_0 - \frac{2.12}{5} I_0 (1 - e^{-\frac{5}{2.13}x}) - H_0 e^{\frac{5}{7.31}x}$$

故に條件 (a) を満足する河床勾配は

$$i = -\frac{dy}{dx} = I_0 e^{-\frac{\xi}{7.21} x} - \frac{\xi}{7.21} H_0 e^{\frac{\xi}{7.21} x} \quad (\text{物部博士に因る}) \dots\dots\dots (25)$$

更に河床が条件 (b) を満足する爲には、河床の抵抗  $R$  は掃流力  $F$  より大なることを要する。即ち

$$R > F \quad \therefore f(w-w_0)(1-\lambda)d > w_0 HI$$

式中  $f$  は砂礫の摩擦係数、 $\lambda$  は空隙率である。上式より河床砂礫の粒徑  $d$  は

$$d > d_0 = \frac{w_0 HI}{f(w-w_0)(1-\lambda)} \dots\dots\dots (26)$$

遼河河床砂礫 (表-6 参照) に於ては  $w = 2.675$  にして、今  $f = 0.5$ ,  $\lambda = 0.3$  とすれば、(26) 式より

$$d_0 = \frac{10^3 \cdot HI}{586} [\text{mm}] \dots\dots\dots (27)$$

今水深  $H = 0.10$  m, 勾配  $I = 1/1000$  の時には

$$d_0 = 0.17 \text{ mm}$$

然るに遼河の砂礫の平均粒徑  $d = d_m = 0.12$  mm であるから

$$d < d_0$$

にして、 $I = 1/1000$  の時、水深僅か 10 cm にして既に条件 (b) を満足しない。又実験の結果、遼河砂礫の限界掃流力  $F_0 = 32.7 \text{ gr/m}^2$  (6, (1) 項参照) にして極めて小さく、之に因れば  $I = 1/1000$  にして  $H = 3.27$  cm の時、河床砂礫は全體的に移動を始むる。以上よりして遼河河床の砂礫は絶対に条件 (b) を満足し得ず、従て平衡勾配は存在しないと考へらるるのである。

実験に依れば、床面勾配が約  $1/1000$  の時は底流速  $v_b = 20 \text{ cm/sec}$ , 平均流速  $v_m = 25 \text{ cm/sec}$  にして砂礫は移動を開始し、水深 10 cm を越えると河床の個々の砂礫を認め難い迄に渾濁する。然るに床面勾配を極めて緩かにして殆んど水平位にすれば、水面勾配が之より急ならざる限り砂礫の移動は僅少にして、水深が増大する程安全になつて行く。然し之れにても流速が相當大になれば河床は移動し、砂礫は小なる砂礫を形成して流下する。故に実験に因つても、遼河の如く極く微細なる砂礫より成る河床には平衡勾配は存在しないと考へられる。

然し若し堰上背水により水面勾配を逆勾配にすれば、河床は極めて安定にして流砂は非常に僅少となる。

## 6. 他の一、二の問題

### (1) 限界掃流力

現在迄の幾多の実験及實測の結果、「普通の床面勾配の開水路に於ては、水路床を構成する材料が一定であれば、一定の限界掃流力が存在し、其の値は水路床を構成する砂礫の比重、形状、粒徑、混合状態、空隙率等により異なる」ことが明かとなつてゐる。故に限界掃流力は次の如き式にて表はさる可きである。

$$F_0 = f(d, \lambda, w-w_0) \dots\dots\dots (28)$$

茲に  $F_0$  = 限界掃流力,  $d$  = 砂粒徑,  $w$  = 砂の比重,  $w_0$  = 水の比重,  $\lambda$  = 空隙率である。

然し此の式を理論的に求むることは殆んど不可能にして、唯実験及實測により求むるの外ない。限界掃流力に関する今日迄の実験式中主なるものを列記すれば次の如くである。

(a) Du Boys の式 (1879 年): 河床が粒徑  $d$  なる一様の砂礫から成り、限界掃流力  $F_0$  に對し  $n$  箇の層の砂礫が同時に運動を始むるとすれば

$$F_0 = w_0 HI = f \cdot (w-w_0)(1-\lambda) \cdot nd \dots\dots\dots (29)$$

若し  $F_0$  に對して砂粒が大にして  $nd = D$  なる時は

$$F_0 = f \cdot (w-w_0) \cdot (1-\lambda) \cdot D \dots\dots\dots (30)$$

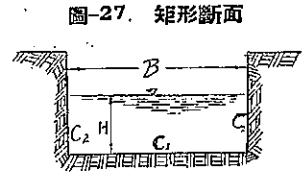
である。此の式は実験式ではなく、Du Boys が上記の假定の許に作つた式にして、係数  $f$  の値も不明である。

(b) Schoklitsch の式<sup>(16)</sup>:  $F_0 = w_0 HI$  なる式は水深に比して幅の極めて大なる場合、即ち自然の大河川の如き

<sup>(16)</sup> A. Schoklitsch: Über Schleppekraft und Geschiebebewegung, 1914, S. 27~38.

場合は成立するが、水深に比して幅の餘り大ならざる場合、例へば幅の小なる実験水路等に於ては、實際に床面に作用する掃流力 (Sohlenangriff)  $K$  は  $F$  より小であると考へ

$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{1}{\alpha} w_0 H I \\ \alpha &= \frac{1}{1 + \frac{2H}{B} \cdot \frac{C_1^2}{C_2^2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (31)$$



なる式で與へてゐる。式中の  $C_1$  及  $C_2$  は Chezy 式の流速係數である。Schoklitsch は幅約 10 cm の開水路に粒徑及種類の同一なる砂を敷き、勾配を種々に變化して、砂が將に運動し始むる時の水深  $H$  を求めて ( $H=3\sim 8$  cm),  $K$  を計算し、此の  $K$  の値を、水深に比して幅の極めて大なる自然河川に於ける限界掃流力  $F_0$  に等しいと置いた。即ち

$$K = F_0 = \sqrt{0.00385 (w - w_0) \cdot w \cdot \zeta \cdot V} \text{ [gr/cm}^2\text{]} \dots\dots\dots (32)$$

茲に  $\zeta$  = 砂粒の形狀係數,  $V$  = 砂粒 1 箇の體積 [cm<sup>3</sup>] を與へてゐる。

以上 Du Boys 及 Schoklitsch の式は、水路床に單一粒徑の砂が一様に敷き並べられた場合の限界掃流力を表はす式であるが、斯る場合は殆んど實在せず、河床は凡て混合砂礫より成つてゐるから、上記 2 式は直に實地に適用することは出来ない。従て兩式は實用的價値は極めて小にして、唯此の種研究の發達の基礎式として價値を認め得るものである。

(c) Krey<sup>(17)</sup>: 大戦前からの多數の實驗結果より、單一粒徑の砂よりなる床面の限界掃流力  $F_0$  に関し次式を得た。

$$F_0 = v_0 H I = (w - w_0) \frac{d}{13} \text{ [kg/m}^2\text{]} \dots\dots\dots (33)$$

混合砂礫に對しては解決し得ずして、近似的に (33) 式中の  $d$  の代りに次式の  $d_m$  或は  $d_g$  を與へてゐる。

$$d_m = \frac{\int_0^{100} d \delta_p}{\int_0^{100} \delta_p} \text{ [mm]}, \quad d_g = (\text{篩分曲線にて } p=50\% \text{ に相當する粒徑}) \text{ [mm]} \dots\dots\dots (34)$$

但し限界掃流力の定義に關して Krey は、床面の砂礫が運動を始め、跳躍する砂礫粒子の數が數へ切れなくなつた時の掃流力であるとしてゐる。

混合砂礫と砂漣の形成との關係に就て表-5 の如き結果を得てゐる。

表-5. 砂漣の形成と混合砂礫との關係

砂礫番號	$d_m$ [mm]	$d_g$ [mm]	勾 配	水 深 [mm]	掃 流 力 [kg/m <sup>2</sup> ]	床面に於ける砂礫の状態
0	0.445	0.629	0.0025	10	0.025	一般に砂礫靜止、下流端に數箇の砂漣形成
0	0.445	0.629	0.00125	20	0.025	二、三ヶ所に砂漣を形成
1	0.708	1.280	0.00125	20	0.025	砂礫靜止
2	0.191	0.348	0.0013	50	0.065	數箇の砂漣形成
3	0.229	0.386	0.00125	69	0.0862	砂漣形成
4	0.274	0.536	0.00125	74	0.0924	細粒が低い砂漣を形成、粗粒は直線的に流下

(d) Kramer の式<sup>(18)</sup>: Kramer は混合砂礫に對する彼自身の實驗値及他の實驗者の資料を基として次式を誘導してゐる。

$$F_0 = \frac{100}{6} \cdot \frac{d_m (w - w_0)}{M} \text{ [gr/m}^2\text{]} \dots\dots\dots (35)$$

(17) H. D. Krey: Modellversuche für einen Fluss mit starker Geschiebebewegung ohne erkennbare Bankwanderung, 1935.

(18) 石原藤次郎: 「橋脚による河床洗掘に関する實驗的研究」, 土木學會誌, 第 24 卷, 第 1 號.

茲に  $F_0 = 10^6 HI$  [gr/m<sup>2</sup>],  $H$  = 水深 [m]

$$d_m = \frac{\int_0^{100} d\delta_p}{\int_0^{100} \delta_p}, \quad M = \frac{\int_0^{50} d\delta_p}{\int_{50}^{100} d\delta_p} = \text{均等係數}$$

(e) Indri の式 (1936 年): 混合砂礫に関する彼自身及他の實驗者の資料を参考として次式を得てゐる。

$$d < 1 \text{ mm}, \quad F_0 = 13.3 d_m \frac{w-w_0}{M} + 12.16 \text{ [gr/m}^2\text{]}, \dots\dots\dots (36 a)$$

$$d > 1 \text{ mm}, \quad F_0 = 54.85 d_m \frac{w-w_0}{M} - 78.48 \text{ [gr/m}^2\text{]}, \dots\dots\dots (36 b)$$

以上の (35), (36 a) 及 (36 b) 式は dimension 的に正しいのみならず, (28) 式中の凡ての條件を包含し, 且式中の係数は混合砂礫に関する實驗によつて決定されたものであるから, 在來の實驗式中最も實際に近い結果を與へると考へられる。

(f) 著者の實驗: 遼河河床の砂礫を 1/1000~1/500 の勾配に敷き並べて流速を次第に増し, 床面の砂礫が總體的に移動を始め, 表面に極めて小なる砂礫が發生した時の水面を各測點 (6ヶ所) にて測定し, 水深  $H$  及水面勾配  $I$  を算出して限界掃流力を求めた。水面勾配が實驗前に測定したる床面勾配に平行になる如く下流端の格子で調節した。多くの場合低下背水の影響を受け, 下流端附近に直に砂澱を生じ, その影響が上流に及ぶ爲, 水路全長に互り等速定流を得ることは甚だ困難であつた。實驗の結果, 砂礫が全體的に運動を始むる時の掃流力は略一定してゐると考へられ, 多くの實驗中最も好都合に測定し得た結果は次の 2 つである。

(i) 水面勾配  $I=1/750$ , 水深  $H=0.0238$  m

$$\therefore F_0 = 10^6 \cdot HI = 10^6 \times 0.0238 \times \frac{1}{750} = 31.7 \text{ gr/m}^2$$

(ii) 水面勾配  $I=1/804$ , 水深  $H=0.0271$  m

$$\therefore F_0 = 10^6 \cdot HI = 10^6 \times 0.0271 \times \frac{1}{804} = 33.6 \text{ gr/m}^2$$

表-6. 柳河砂礫の篩分表

通過 篩	残留 篩	耗 以 下	耗 以 上	重量 百分率 %
No. 8	No. 16	2.38	1.19	0.05 (0.25 gr)
No. 16	No. 30	1.19	0.59	0.076 (0.38 gr)
No. 30	No. 50	0.59	0.297	5.768 (28.84 gr)
No. 50	No. 100	0.297	0.149	36.026 (180.13 gr)
No. 100	No. 200	0.149	0.074	58.060 (288.77 gr)
平均 粒 徑		$d_m = 0.17 \text{ mm}$		100.00
比		重		2.675

兩者の平均値を採れば  $F_0 = 32.7 \text{ gr/m}^2$  である。實驗に使用した砂礫の篩分結果は表-6 にして, その篩分曲線は圖-28 である。

圖-28. 柳河河床砂礫の篩分曲線

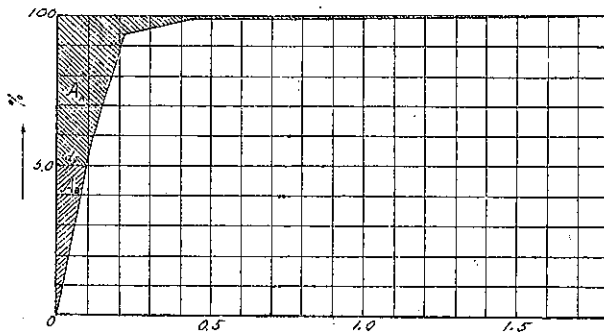
篩分曲線より

$$A_A = 9.5 \text{ mm}, \quad A_B = 2.4 \text{ mm},$$

$$A = A_A + A_B = 11.9 \text{ mm}$$

$$\therefore d_m = \frac{A}{P} = 0.119 \text{ mm}$$

$$d_g = 0.099 \text{ mm}, \quad M = \frac{A_B}{A_A} = 0.2526$$



在來の實驗式により此の砂礫の限界掃流力を計算すると表-7 の如し。

表-7で明かな如く Indri の (36 a) 式が實測値に最も近い値を與へた。之は著者が使用した砂礫が Indri の使用せる砂礫に最も近かつたことに因ると思はれ、而して尙-30.8% の誤差があるのは、著者の砂礫が Indri の砂礫より尙更に微細であつた爲であらうと思はれる。若し Indri の (36 a) 式を著者の實測値に一致せしむる爲には次式の如く修正を要する。

表-7. 限界掃流力の實測値と計算値との比較

實測値 $F_0$ [gr/m <sup>2</sup> ]	計算値 $F_0$ [gr/m <sup>2</sup> ]	誤差 [%]	限界掃流力式
32.72	11.32	-65.4	Schoklitsch ( $d = d_m$ )
	13.15	-59.8	Kramer
	22.65	-30.8	Indri (36 a)
	15.33	-53.2	Krey ( $d = d_m$ )

$$F_0 = 13.3 d_m \frac{w-w_0}{M} + 22.23 \text{ [gr/m}^2\text{]} \dots\dots\dots (37)$$

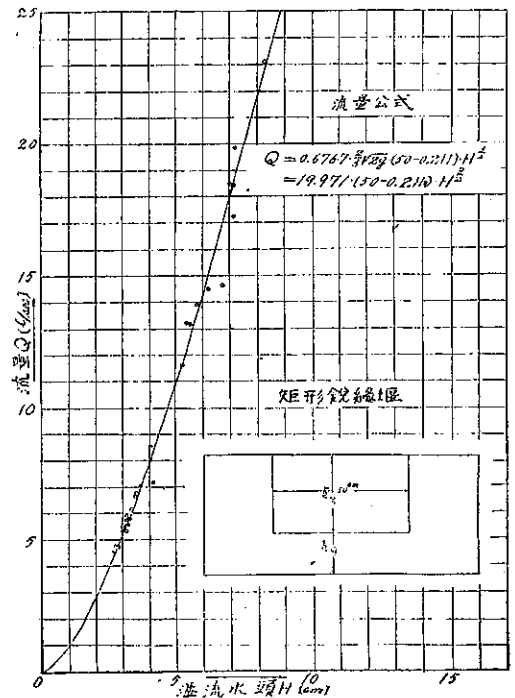
〔Kramer 式は  $d_m = 0.8 \text{ mm}$  程度の砂礫に對しては在來式中實測値に最も良く一致するやうであるが、<sup>(19)</sup>  $d_m = 0.12 \text{ mm}$  程度の極微細砂礫には合はないやうである。

(2) 銳縁矩形堰の流量式

實驗水路の下流端に缺口幅 50 cm 及高さ 30 cm の鋼製の銳縁矩形堰を設置した。その流量式を簡單にする爲に、矩形堰の上流 210 cm の所に深さ 50 cm、幅 72 cm の溜池を造り、實驗水路より流下して來る水を一度此の池に落水して流勢を殺滅し、更にその直下流に幅 43 cm の整流装置（兩側は金網で、その中に鉋屑を填充したるもの）を置き、整流と同時に流勢を殺ぐ如くし、此の整流装置及其の上流の溜池により、堰への接近流速は殆んど零となり、堰前面遊水池には渦流及水面波なく、極めて靜かに水位を變化し得た。

溢流水頭  $H$  は Hooke gage (1/10 mm 讀) により測定し、溢流水を一定時間 ( $T$  秒) 圓形水槽に貯へ、その容量 ( $V \text{ cm}^3$ ) を Messeyinder にて測定し、 $Q = V/T \text{ [cm}^3\text{/sec]}$  より流量を求めた。斯くして求めた 27 回の測定結果を圖示すれば圖-29 の如くである。此の種矩形堰の流量式に對しては (38) 式が最も適當であると言はれてゐるので<sup>(19)</sup>、(38) 式を用ひて係數  $c$  を最小自乗法により求めた處、(39) 式を得た。

圖-29.  $Q-H$  曲線



$$Q = c \frac{2}{3} \sqrt{2g} \cdot (B - 0.2H) \cdot H^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (38)$$

$c = 0.6767$ , 従て  $c \frac{2}{3} \sqrt{2g} = 19.971$  にして

$$Q = 0.6767 \cdot \frac{2}{3} \sqrt{2g} (50 - 0.2H) \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [cm}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (39)$$

或は  $Q = 19.971 \cdot (50 - 0.2H) \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [cm}^3\text{/sec]}$

圖-29 で明かな如く、(39) 式は極めて良く實驗値と一致してゐる。一般に銳縁矩形堰の幅  $B$  に比して溢流水深  $H$  の餘り大ならざる場合は (38) 式が正確な値を與へるやうである。唯同一の幅  $B = 50 \text{ cm}$  なる銳縁矩形堰に於ても、銳縁の角度、床面より溢流口までの高さ及堰上流の遊水池内の水の狀態等に因り (38) 式の係數  $c$  に相當の

(19) 物部長穂：北上川降開式轉動模型試驗，昭和 5 年 2 月

差がある爲、直に他の同形の堰の流量式に適用し得ない缺點がある。

凡ての銳縁矩形堰に對し共通し得る流量式には少くとも堰上流の床面より溢流口下端迄の高さ  $H_w$  を挿入す可きにして、在來流量式中では  $H_w$  を考慮せる Rehbock, Bazin, Frese 等の式が共通性を有してゐると考へられる。

銳縁矩形堰に對する在來の實驗式中

(a) Rehbock 新式  $Q = \left(1.782 + 0.24 \frac{H_c}{H_w}\right) \cdot B \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (40)$

$H_c = H + 0.0011 \text{ [m]}$

(b) Rehbock 舊式  $Q = \frac{2}{3} \left(0.605 + \frac{1}{1100H} + \frac{H}{12H_w}\right) \cdot B \cdot H \cdot \sqrt{2gH} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (41)$

(c) 物部式  $Q = 0.6192 \cdot \frac{2}{3} \cdot \sqrt{2g} \cdot (50 - 0.2H) \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [cm}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (42)$

(d) 物部式  $Q = 0.6351 \cdot \frac{2}{3} \cdot \sqrt{2g} \cdot (50 - 0.2H) \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [cm}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (43)$

(e) Frese 式  $Q = \left(0.410 + \frac{0.0014}{H}\right) \left(1 + 0.55 \frac{H^2}{(H+H_w)^2}\right) \cdot B \cdot H \cdot \sqrt{2gH} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (44)$

(f) Bazin 式  $Q = \left(0.405 + \frac{0.008}{H}\right) \left(1 + 0.55 \frac{H^2}{(H+H_w)^2}\right) \cdot B \cdot H \cdot \sqrt{2gH} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (45)$

(g) Francis 式  $Q = 1.84 \left(B - 2 \cdot \frac{H}{10}\right) \cdot H^{\frac{3}{2}} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (46)$

(h) Kinzer 式  $Q = \left(0.432 + 0.009 \frac{B}{B_0} - 0.0777 \frac{H}{H_0}\right) \cdot B \cdot \sqrt{2g} \cdot (H + H_w)^{\frac{3}{2}} \text{ [m}^3\text{/sec]} \dots\dots\dots (47)$

以上 8 箇に就て (39) 式と比較したるに表-8 の如くにして、圖-29 はその結果を圖示したものである。

表-8 及圖-30 から明かな如く、著者の實測範圍に於ては Rehbock の新式 (40) 式が最も實測値に近い値を與へてゐる。

Kinzer の (47) 式は實測値から甚だしく相違する爲除去した。

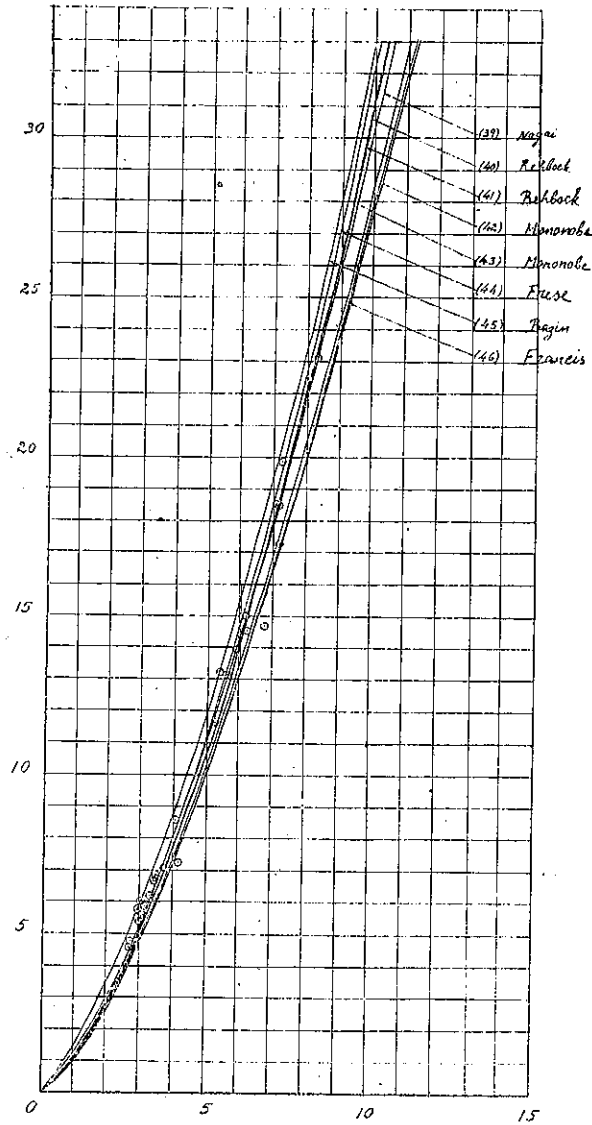
表-8. 8 流量式による計算値の比較表

溢流水頭 [cm]	(39) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(40) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(41) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(42) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(43) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(44) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(45) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]	(46) 式 [cm <sup>3</sup> /sec]
1.00	994.6	1 031.3	1 035.1	910.0	933.5	1 220.0	1 563.8	916.3
2.00	2 801.3	2 782.3	2 760.3	2 563.3	2 629.5	3 027.3	3 500.3	2 580.9
3.00	5 126.2	5 022.2	4 997.7	4 690.6	4 811.8	5 331.9	5 895.9	4 723.0
3.50	6 447.0	6 039.0	6 282.6	5 899.1	6 051.5	6 649.3	7 240.3	5 939.8
4.00	7 860.6	7 695.9	7 669.9	7 192.6	7 378.4	8 070.9	8 705.7	7 242.2
4.90	10 908.7	10 729.2	10 704.1	9 981.7	10 239.5	11 173.5	11 864.9	10 050.5
6.20	15 033.3	14 916.9	14 895.9	13 755.9	14 111.2	15 471.7	16 215.6	13 850.7
7.02	18 051.5	18 043.3	18 021.9	16 517.6	16 944.2	18 684.4	19 453.5	16 631.5
9.00	25 990.3	26 493.0	26 483.5	23 781.8	24 396.0	27 343.1	28 184.6	23 945.8
10.00	30 314.1	31 224.2	31 232.7	27 738.2	28 454.6	32 269.9	33 107.1	27 929.4

7. 結 論

遼河河床の砂礫は既述の如く砂漣を形成しつゝ常に移動し、結氷期間以外は殆んど終息することはない。而して斯る微細砂礫より成る河床に對しては、平衡勾配は存在せざるを以て、若し完全に流砂を抑止せんとすれば、多數の砂防堰堤を階段狀に設くるの外なく、之が爲には莫大なる工費を要し實現は殆んど不可能と思はれる。故に遼河支川中最も流砂量の大なるもの二、三川を選び、その上流及中流に階段工を施して流砂量を現在の 1/3 位に輕減し、

圖-30. 在來流量式比較圖



同時に上流水源地方に植林を行ひ、砂防堰堤の埋没する迄に樹木が成長する如くするのが最も有利なる方法と考へられる。

尙基礎的研究として、粒徑が一樣なる石英砂に對する砂漣に就いて研究す可く準備中である。

本實驗は前交通部遼河治水調査處長米田正文氏（現安東省土木廳長）の絶大なる經濟的援助に因り實施し得たもので、同氏の御厚情に對し衷心より感謝の意を表する次第である。又實驗に際しては助手ゼレピン君及江村浩君の援助を願つた。記して以て謝意を表す。