

河床変動の研究

—特に河口付近の浚渫が河床に及ぼす影響について—

矢野 勝 正

ON THE RIVER BED VARIATIONS

—THE EFFECTS OF THE DREDGING IN THE ESTUARY ON THE RIVER BED—

by Dr. Eng. Katsumasa YANO

Synopsis

The river is generally always changing its regime due to natural external forces and also artificial works. The river changes its form of channel which we call meandering and also its longitudinal and cross sectional form which we call scouring and deposition. So it is a very important problem to stabilize the river flow in river regulation works. In this paper, the author treated mainly to discuss the river bed variation due to dredging work in the estuary. At first, the author solved theoretically the variation in the case of non-uniform flow. By an approximate solution, it was cleared that the irregularity of the river bed is damped exponentially with time and transformed downward in the case of sub-critical flow, but in the case of super-critical flow, it is transformed upward and in both cases, it diminishes with time. By numerical calculations and experiments by a sand flume, the theoretical solution was verified.

1. 緒 言

大地を流れる自然河川は平面的にまた縦横断的に刻々とその様相を変貌していく。「朝の淵は夕の瀬」と古来から言われている。流水の量は主として降雨の量によつて支配されるから、千変万化の降雨変化は当然河川の流量に大きな変化をあたえ、時に大洪水となり、時に大渇水をおこす。河川の平面的変貌は流路の変動として取り扱われて、いわゆる蛇行河川の性状を呈する。その蛇行流も流水の変動によつて年々変動していく。河川の縦断的変貌は上流の急流地区の河床低下と、下流の緩流地区の堆積による河床上昇の現象を呈し、かつまた流水の蛇行性とあいまつて、淵と瀬を形成し、しかもそれらは時間とともに変貌していく。河川の横断的変貌もまた、蛇行性と縦断的勾配の変化に起因して、非対称断面を形成していく。未改修自然河川のみならず、人工的にダムをつくり、あるいは護岸水制床止等をつくつて河川を変えていけば、ますますこれらの変貌は大きくなつてくる。われわれはこの変貌していく河川を安定化していく必要がある。河川の安定化、これは河川改修計画の最も重要な基礎的究明課題である。

ここでは以上の諸変動のうち、特に河床の縦断的変動の問題をとりあげて考察を進めていくことにする。一口に河床の変動といつてもこれを砂澱、砂堆などのマイクロな問題と、ダム、床止などによる堆砂、背砂の問題、橋脚水制などによる局部洗掘または堆積の問題、河床の安定勾配の問題、砂利採集、河口浚渫などに

よる人為的河床変動が河床全体に及ぼす影響の問題など多くのマクロな問題とに分けられる。本研究は河床変動のマクロな見方をして、上記の河口付近の浚渫による河床への影響がどのようになるかという問題を取り扱うことにする。

近時わが国には臨海工業地帯の造成事業が各地で盛んに実施されまた計画されている。この事業は一般に海底の土砂をポンプ船で浚渫して埋立てていくことになるので、ところによっては河口付近の土砂浚渫ということも起つてくる。たとえば大阪湾に流入する大和川、淀川、神崎川などの河口の埋立用土砂の浚渫計画として Table 1 のような案が考えられている。

Table 1 Dredging plan in estuaries of Yodo, Yamato and Kanzaki Rivers

Enterpriser	River	Object	Volume (m ³)	Depth
Osaka Municipal	R. Yodo	reclamation	3×10 ⁶ ~5×10 ⁶	O.P-4.0m~O.P -1.0m
Osaka Prefecture	R. Yamato	"	1.5×10 ⁶	O.P-1.0m~O.P -6.8m
"	"	"	1.0×10 ⁶	O.P-6.8m~O.P -9.6m
Osaka Municipal	"	"	1.5×10 ⁶	O.P-9.6m~O.P-15.0m
Osaka Prefecture	"	navigation	6.8×10 ⁶	Water depth 13.0m
Minister of Transportation	R. Kanzaki	"	6.8×10 ⁵	Water depth 10.5m~12.0m
Osaka Steel Company	"	reclamation	0.33×10 ⁶	O.P- 6.0m
Total			20.93×10 ⁶ ~22.93×10 ⁶	

この場合大体河口付近で、5.0~10.0 m の浚渫による河床低下が人為的に行なわれるので、これが河川にどのような影響を与えるかという問題が解明される必要が生じてきた。本論文は主としてこの問題を理論的に解明しようとして考察したものである。従来この種の現象を研究したものに、M. Exner¹⁾ の浸食係数を定義した理論解や、岩垣博士²⁾ の特性曲線法による図式解等の研究があるが、著者は流水及び流砂の運動及び連続方程式を連立に解くことを試みてみた。しかし厳密に解くことは困難なので、相当の近似化を行なわざるをえなかつた。

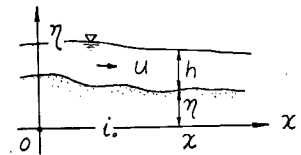


Fig. 1 Notation of flow

2. 基礎方程式

流水は不等速定流をしているものとし、 u : 平均流速、 h : 水深、 η : 基準線よりの河床高、 i_0 : 平均河床勾配、 c : シエジー常数、とすると運動の方程式は、

$$\frac{1}{2g} \cdot \frac{\partial u^2}{\partial x} = -\frac{u^2}{c^2 h} + i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} \dots\dots\dots(2.1)$$

次に単位巾当りの流量を q とすると、連続の方程式は

$$u = \frac{q}{h} \quad (q = \text{const.}) \dots\dots\dots(2.2)$$

したがつて両式から u を消去すると、

$$i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} = \frac{q^2}{c^2 h^3} \left(1 - \frac{c^2}{g} \cdot \frac{\partial h}{\partial x}\right) \dots\dots\dots(2.3)$$

いま F_r を Froude 数とすると $F_r^2 = i_0 \frac{c^2}{g}$ であり、また流量 q に対応する等流水深を h_0 で表わすと

$$\left(\frac{q}{c}\right)^2 = i_0 h_0^3 \dots\dots\dots(2.4)$$

の関係が成立するから、(2.3) 式はさらに、

$$h_0^3 \cdot \left\{ i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} \right\} = h_0^3 \left(i_0 - F_r^2 \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \right) \dots\dots\dots(2.5)$$

となる。次に λ を流砂の空隙率、 q_s を単位巾当りの流砂量とすると、流砂に関する連続方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{1-\lambda} \cdot \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots(2.6)$$

流砂量 q_s は取り扱いを簡単にするために、

$$q_s = k \cdot F \cdot (F - F_c) \dots\dots\dots(2.7)$$

で表わされるものとする。ここに F は流水の掃流力、 F_c は限界掃流力、 k は流砂の粒径、比重などによる常数とする。さらに (2.7) 式で F_c は F に較べて小さいものとして省略する。

掃流力 F は

$$F = \gamma_0 \left\{ i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} \right\} h \dots\dots\dots(2.8)$$

であるから (2.7) 及び (2.8) 式を (2.6) 式に代入して、

$$\mu \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} + k \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \left\{ i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} \right\}^2 = h^2 \cdot \left\{ i_0 - \frac{\partial(h+\eta)}{\partial x} \right\} \cdot \frac{\partial^2(h+\eta)}{\partial x^2} \dots\dots\dots(2.9)$$

ただし、

$$\mu = \frac{1-\lambda}{2k\gamma_0^2} \dots\dots\dots(2.10)$$

以上の結果、(2.5) 式と (2.9) 式を連立に解けばよいのであるが、それは困難なので、 $h(x,t)$ 及び $\eta(x,t)$ を次のようにまず仮定する。

$$h(x,t) = h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot h_n(x,t), \quad \eta(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \eta_n(x,t) \dots\dots\dots(2.11)$$

(2.11) 式を (2.5)、(2.9) 式に入れると、

$$\left(h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot h_n \right)^3 \cdot \left\{ i_0 - \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial(h_n + \eta_n)}{\partial x} \right\} = h_0^3 \left\{ i_0 - F_r^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial h_n}{\partial x} \right\} \dots\dots\dots(2.12)$$

$$\begin{aligned} & \mu \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial \eta_n}{\partial t} + \left(h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot h_n \right) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial h_n}{\partial x} \cdot \left\{ i_0 - \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial(h_n + \eta_n)}{\partial x} \right\}^2 \\ & = \left(h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot h_n \right)^2 \cdot \left\{ i_0 - \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial(h_n + \eta_n)}{\partial x} \right\} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n \cdot \frac{\partial^2(h_n + \eta_n)}{\partial x^2} \dots\dots\dots(2.13) \end{aligned}$$

この両式において σ^n の同次項を集めると、

$n=1$ に対して、

$$\left\{ F_r^2 \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{\partial(h_1 + \eta_1)}{\partial x} - \frac{3i_0}{h_0} \cdot h_1 \dots\dots\dots(2.14) \right.$$

$$\left. \mu \cdot \frac{\partial \eta_1}{\partial t} + i_0^2 h_0 \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} = i_0 h_0^2 \cdot \frac{\partial^2(h_1 + \eta_1)}{\partial x^2} \dots\dots\dots(2.15) \right.$$

$n=2$ に対して、

$$\left\{ F_r^2 \cdot \frac{\partial h_2}{\partial x} = \frac{\partial(h_2 + \eta_2)}{\partial x} - \frac{3i_0}{h_0^2} (h_0 h_2 + h_1^2) + \frac{3h_1}{h_0} \cdot \frac{\partial(h_1 + \eta_1)}{\partial x} \dots\dots\dots(2.16) \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & \mu \cdot \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + i_0^2 h_0 \cdot \frac{\partial h_2}{\partial x} = i_0 h_0^2 \cdot \frac{\partial^2(h_2 + \eta_2)}{\partial x^2} + i_0 \left\{ 2h_0 \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} \cdot \frac{\partial(h_1 + \eta_1)}{\partial x} - i_0 h_1 \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} \right\} \\ & + 2i_0 h_0 h_1 \cdot \frac{\partial^2(h_1 + \eta_1)}{\partial x^2} - h_0^2 \cdot \frac{\partial(h_1 + \eta_1)}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2(h_1 + \eta_1)}{\partial x^2} \dots\dots\dots(2.17) \end{aligned} \right.$$

そこで、まず第1近似解として(2.14), (2.15)式を連立に解くために、両式より h_1 を消去すると、

$$3\mu \frac{i_0}{h_0} \cdot \frac{\partial \eta_1}{\partial t} = 2i_0^2 h_0 \cdot \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x^2} + \mu(1-F_r^2) \cdot \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x \partial t} + i_0 h_0^2 \cdot F_r^2 \cdot \frac{\partial^3 \eta_1}{\partial x^3} \dots\dots\dots(2.20)$$

右辺第3項を省略して、

$$\frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x^2} + \lambda_1 \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x \partial t} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial \eta_1}{\partial t} \dots\dots\dots(2.21)$$

ただし、

$$\lambda_1 = \frac{\mu(1-F_r^2)}{2i_0^2 h_0}, \lambda_2 = \frac{3\mu}{2i_0 h_0^2} \dots\dots\dots(2.22)$$

(2.21)式が河床変動を表わす第1近似解の基礎方程式である。

3. 第1近似解

(2.21)式を初期条件

$$|\eta(x,t)|_{t=0} = F(x) \dots\dots\dots(3.1)$$

のもとに解く。いま

$$\eta_1^*(x,t) = \sigma \cdot \eta_1(x,t) \dots\dots\dots(3.2)$$

と考えて、(2.21)式を

$$\frac{\partial^2 \eta_1^*}{\partial x^2} + \lambda_1 \cdot \frac{\partial^2 \eta_1^*}{\partial x \partial t} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial \eta_1^*}{\partial t} \dots\dots\dots(3.3)$$

とかきなおす。(3.3)式の特解は

$$\eta_1^* \propto e^{\alpha x + \beta t} \dots\dots\dots(3.4)$$

が考えられる。したがって(3.3)式から

$$\beta = \frac{\alpha^2}{\lambda_2 - \lambda_1 \cdot \alpha} \dots\dots\dots(3.4)$$

の関係が成立する必要がある。したがって一般解として、

$$\eta_1^*(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n \cdot \exp(\alpha_n' \cdot x + \frac{\alpha_n'^2}{\lambda_2 - \lambda_1 \cdot \alpha_n'} \cdot t) + B_n \cdot \exp(\alpha_n'' \cdot x + \frac{\alpha_n''^2}{\lambda_2 - \lambda_1 \cdot \alpha_n''} \cdot t) \right\} \dots\dots(3.5)$$

初期条件から、

$$F(x) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n e^{\alpha_n' x} + B_n \cdot e^{\alpha_n'' x}) \dots\dots\dots(3.6)$$

ここに A_n, B_n は積分常数である。

いま $F(x)$ を奇関数と考えて $(-l, +l)$ の区間で Fourier 級数に展開すると、

$$F(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l} \int_{-l}^{+l} F(\lambda) \sin \frac{n\pi}{l} \lambda \cdot d\lambda \right\} \sin \frac{n\pi}{l} x \dots\dots\dots(3.7)$$

取り扱いの簡単化のために、

$$\Gamma_n = \frac{1}{l} \int_{-l}^{+l} F(\lambda) \sin \frac{n\pi}{l} \lambda \cdot d\lambda \dots\dots\dots(3.8)$$

と記号する。そうすると、(3.7)式は

$$F(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n \cdot \sin \frac{n\pi}{l} x = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{2i} \left\{ e^{+i\left(\frac{n\pi}{l}\right)x} - e^{-i\left(\frac{n\pi}{l}\right)x} \right\} \dots\dots\dots(3.9)$$

と表わせるから、(3.6)式との関係から

$$A_n = -B_n = \frac{\Gamma_n}{2i}, \quad \alpha_n' = +i\left(\frac{n\pi}{l}\right), \quad \alpha_n'' = -i\left(\frac{n\pi}{l}\right) \dots\dots(3.10)$$

以上の結果一般解は,

$$\eta_1^*(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n \cdot e^{-\gamma_n t} \sin\left(\frac{n\pi}{l} \cdot x - \delta_n \cdot t\right) \dots\dots(3.11)$$

ただし,

$$\gamma_n = \frac{\lambda_2 \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}{\lambda_2^2 + \lambda_1^2 \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}, \quad \delta_n = \frac{\lambda_1 \left(\frac{n\pi}{l}\right)^3}{\lambda_2^2 + \lambda_1^2 \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2} \dots\dots(3.13)$$

として与えられる。

この結果は初期河床の変形は, $\lambda_2 > 0$ であるから, $\gamma_n > 0$ であつて常に時間とともに, 減衰していくことを示し, かつ常流 ($1 > F_r$) のときは速度 δ_n で下流に, 射流 ($1 < F_r$) のときは上流に変移していくことを意味している。

次に γ_n, δ_n は, いずれも共通の同じ分母をもっているから, もし

$$\lambda_1^2 \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 \gg \lambda_2^2 \dots\dots(3.14)$$

の場合には,

$$\gamma_n = \frac{\lambda_2}{\lambda_1^2}, \quad \delta_n = \frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{n\pi}{l}\right) \dots\dots(3.15)$$

として取り扱えるから, (3.11) 式は

$$\eta_1^*(x,t) = e^{-\frac{\lambda_2}{\lambda_1^2} \cdot t} \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n \cdot \sin \frac{n\pi}{l} \left(x - \frac{t}{\lambda_1}\right) = F\left(x - \frac{t}{\lambda_1}\right) e^{-\frac{\lambda_2}{\lambda_1^2} \cdot t} \dots\dots(3.16)$$

として与えられる。

4. 数 値 計 算 例

平均河床勾配 $i_0 = 1/3,000$ の河口に双曲正切曲線の河床が, 流水によつてどのように変化していくかを検討してみよう。単位巾当りの流量を $q = 3.0 \text{ m}^3/\text{sec}$ として, 等流水深を求めると, $c = 40$ と仮定して

$$h_0^3 = \left(\frac{q}{c}\right)^2 \frac{1}{i_0} = \left(\frac{3.0}{40}\right)^2 \times 3 \times 10^{-3} = 16.875$$

したがつて $h_0 = 2.560 \text{ m}$ となるから, 以下計算に必要な定数を求めると,

$$k = \frac{0.54}{\gamma_s - \gamma_0} = \frac{0.54 \times 10^{-3}}{2.65 - 1.00} = 0.327 \times 10^{-3}$$

$\lambda = 0.5$ として

$$\mu = \frac{1 - \lambda}{2k\gamma_0^2} = \frac{1 - 0.5}{2 \times 0.327 \times 10^{-3} \times 10^6} = 0.765 \times 10^{-3},$$

$$F_r^2 = i_0 \frac{c^2}{g} = \frac{10^{-3}}{3} = \frac{1.6 \times 10^3}{9.8} = 0.05437, \quad F_r = 0.233 < 1,$$

$$\lambda_1 = \frac{\mu(1 - F_r^2)}{2i_0^2 h_0} = \frac{0.765 \times 10^{-3}(1 - 0.054)}{2 \times 1/9 \times 10^{-6} \times 2.560} = 0.774 \times 10^3,$$

$$\lambda_2 = \frac{3\mu}{2i_0 h_0^2} = \frac{3 \times 0.765 \times 10^{-3}}{2 \times \frac{10^{-3}}{3} \times 2.560^2} = 0.527$$

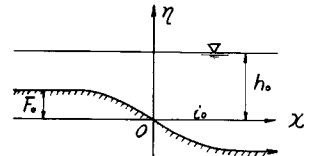


Fig. 2 Initial river bed deformation, as hyperbolic tangent curve

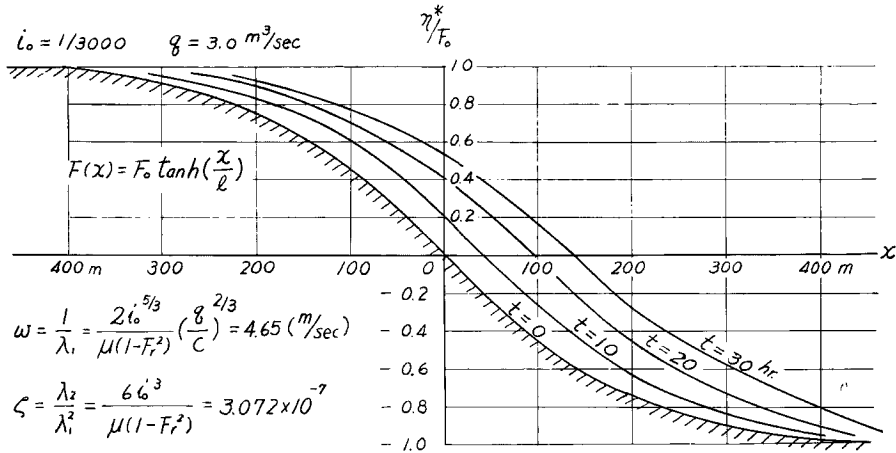


Fig. 3 Example of numerical calculation

$l=200\text{ m}$ にとつて $F(x)=F_0 \cdot \tanh\left(\frac{x}{l}\right)$ として、まず原形を計算し、以下

$$\eta_1^*(x,t) = F_0 \cdot \tanh \cdot \frac{1}{l} \left(x - \frac{t}{\lambda_1}\right) \cdot e^{-\frac{\lambda_2}{\lambda_1^2} t} \dots\dots\dots(41)$$

の計算を行なつてプロットしたものが Fig. 3 である。変形の進行速度は $\frac{1}{\lambda_1} = 4.651 \text{ (m/hr)}$ で 1 時間に 4.65 m 程度の速さで下流に移動していくことが分かる。なおこの場合減衰係数は $\frac{\lambda_2}{\lambda_1^2} = 3.072 \times 10^{-7}$ で非常に小さい値であるから、減衰はあまり顕著には表われてこない。以上のように、河床変動は λ_1 と λ_2 によつて支配されるから、 λ_1 と λ_2 の水理学的意義を若干考察してみよう。 λ_1 と λ_2 は (2.22) 式によつて示され、ここに再記すると、

$$\lambda_1 = \frac{\mu(1-F_r^2)}{2i_0^2 h_0}, \quad \lambda_2 = \frac{3\mu}{2i_0 h_0^2} \dots\dots\dots(2.22)$$

であつて、初期の河床の変形は進行速度を ω 、減衰係数を ζ で表わすと

$$\left\{ \begin{aligned} \omega &= \frac{1}{\lambda_1} = \frac{2i_0^{5/3}}{\mu(1-F_r^2)} \cdot \left(\frac{q}{c}\right)^{2/3} \dots\dots\dots(4.2) \\ \zeta &= \frac{\lambda_2}{\lambda_1^2} = \frac{6i_0^3}{\mu(1-F_r^2)} \dots\dots\dots(4.3) \end{aligned} \right.$$

として与えられる。したがつて進行速度は河床勾配 i_0 が大きいほど早く、また流量 q が大きくなるほど早くなることを意味している。減衰係数 ζ は流量に関係しないが、河床勾配 i_0 が大きいほど大きい値を示している。しかしさきにも述べたように ζ の値そのものは一般にかなり小さいので、余程時間がたたないと減衰効果は表われてこないと考えられる。

5. 実 験

京都大学防災研究所宇治川水理実験所の可動勾配流砂実験水路を用いて、主として流量の変化によつて、初期河床変形がどのように変化していくかを実験してみた。進行過程をカメラで撮影して記録をとつたもので Photo. 1 は実験水路の一部及び進行過程の様相を示す一例である。河床勾配は $i_0=1/500$ で比較的急にして、現象の変化を急ならしめた。砂の粒径は 0.3 mm 級のもので、初期変型は写真に示すように高さ 10.0 cm で勾配は 1 : 1.5 の直線の折線型とした。流量は $q=5, 10, 20, 30, 40 \text{ l/sec}$ の 5 通りについて行な

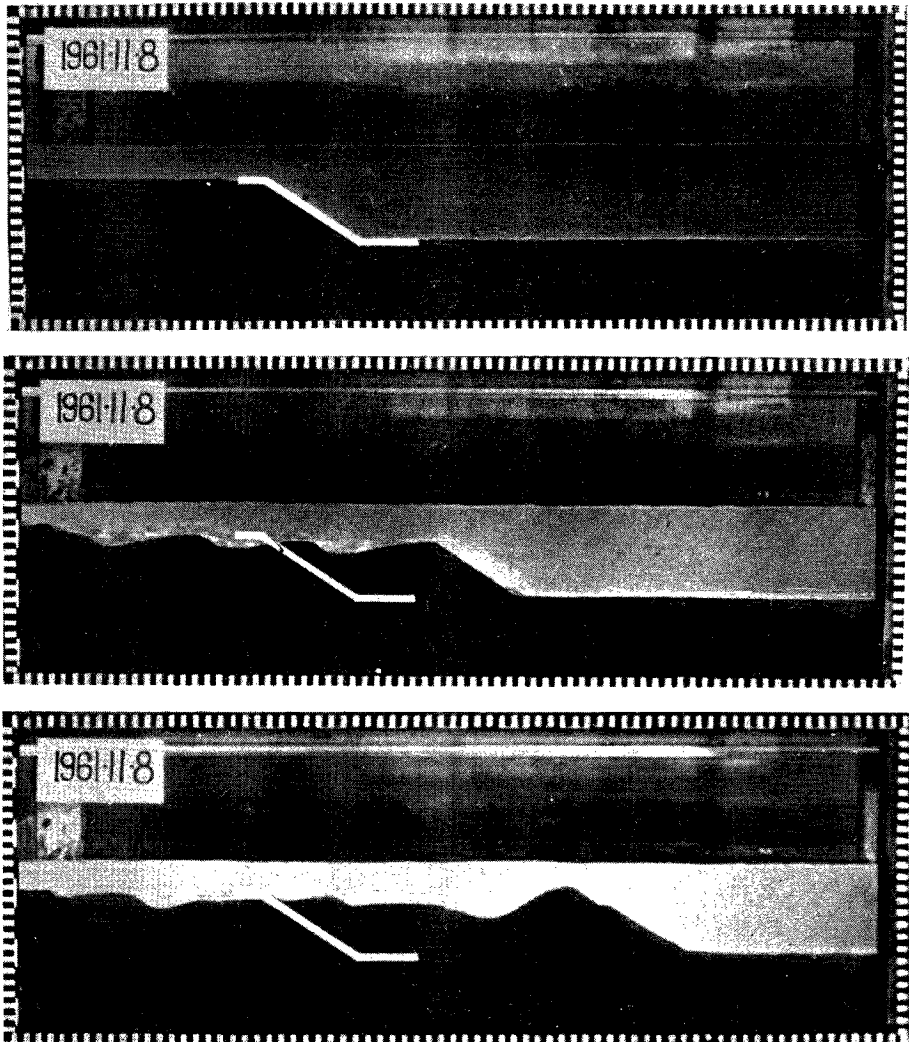


Photo. 1 Model experiment of river bed variation
 (upper ; $t=0$, middle ; $t=2$ hr,
 lower ; $t=4$ hr, $q=5.1$ l./sec)

つた。通水後2時間の河床の変動を流量別に図示したものが Fig. 4 である。この記録から1割5分勾配の足の進行する速さを計算してプロットしたものが Fig. 5 である。Fig. 4 で明らかなように、河床の変形は、流量が大きくなるほど、急速に変化している。Fig. 5 によると進行速度は流量のいずれの場合にも波長はそれぞれ異なるにしても、いずれも正弦曲線的の変動をしていて、決して一定にはなっていない。これは原河床の上流区域に実験中にも明かに観察できる相当顕著な砂堆(Sand dune)が発生してこの影響が速度の変動となつて表われてきたものと思われる。砂堆がこのように進行速度に変動性を誘引する理論的根拠については今後の研究課題として、あらためて検討してみたいと思つている。

以上のように本研究は定常流という特殊の場合の理論的考察にすぎない。言うまでもなく自然の実態は、特に大きな河床変動をおこすのは非定常流の洪水時であるから、その様相は異なつてくると思われるが、巨

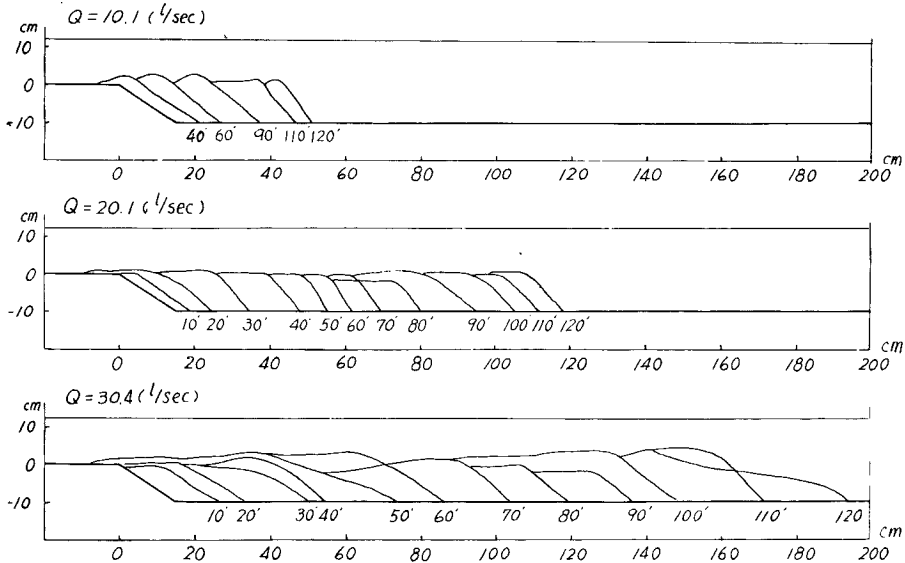


Fig. 4 Experimental results of river bed variation due to change of discharge

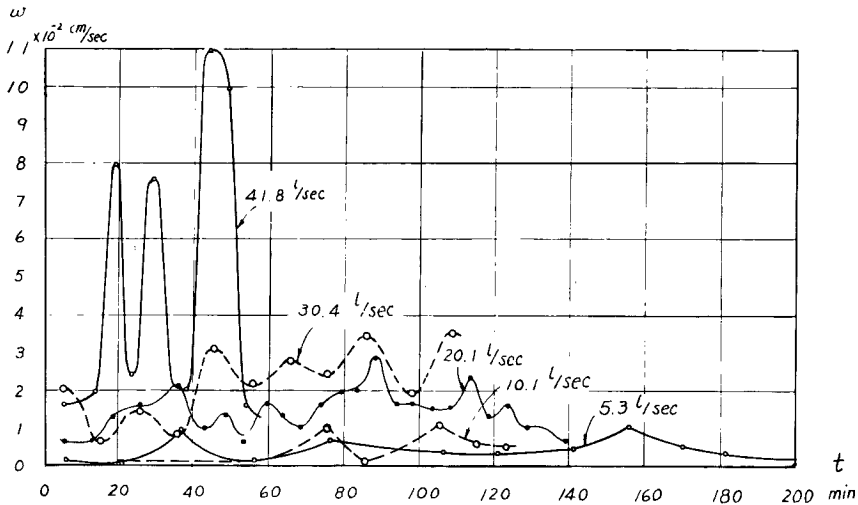


Fig. 5 Translation velocity

視的にみて河口付近の変動の傾向を一応推察できることと思う。なお厳密には河口付近の背水領域にある特性や、潮汐の影響、密度流との関連性などの考察がなされていないし、側方変動についての二次元的検討が行なわれていない次第で、残された問題点が多いので、今後研究を進めていくつもりである。本実験は大同淳之君の手を煩わした。ここに深く感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) S. Leliavsky : An Introduction to Fluvial Hydraulics, Constable & Co. Ltd. London, 1957.
- 2) Y. Iwagaki : On the Analysis of Mechanism of River Bed Variation by Characteristics, Memoirs of the Faculty of Eng., Kyoto Univ., Vol. 18, No. 3, 1956.