

Lower Regime における非定常移動床流れの抵抗の遅れ性状

Time-Lag of Resistance of Unsteady Flow over Lower Regime Sand Bed

京都大学工学部 正 員 中 川 博 次

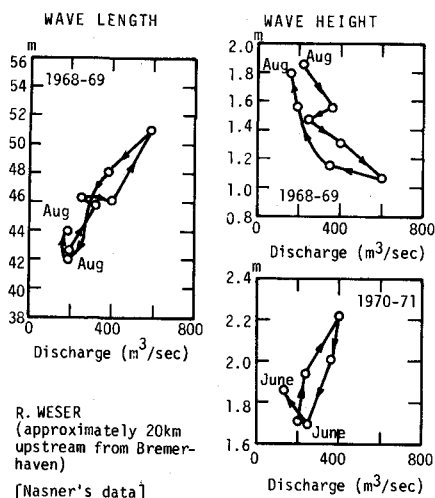
○ 京都大学工学部 正 員 辻 本 哲 郎

1. 序 論

移動床流れの抵抗則については古くから多くの研究が行われ、実験水路での河床形状・流砂量・水位はかなり精度良く予測できるようである。しかし流量がたえず変化する実際河川でのこれらの挙動は複雑で、例えば図-1に示されるように流量変化と一対一に対応せずその予測は容易ではない。これは主として河床形状が与えられた水理量に対応したものとなるまでに相当時間を要するためと考えられ、これに原因する移動床系の応答遅れ機構を明らかにする必要がある。本研究では主として dune regime での非定常流れに対する時間遅れについて検討する。ところで、非定常流れといっても種々のパターン及びそれに伴う特性があつて一概に論じるのは難しいが、ここでは河床形状の流量変化に対する応答遅れを主体に考えているので、流量変化のパターンとして最も単純ないわゆる「非定常等流」を対象としても現象の本質は損われない。すなわち対象とする移動床区間内での流量変化はほぼ同時に生じ、あらゆる時刻において等流近似し得るものとする。実際流量変化の伝播は河床形状が流量変化にตอบสนองして変化する過程の速度に比べ充分早いので、こうした取り扱いで多くの洪水時の状況を表わし得るだろう。一方、貯水池からの突然の放流時、船舶航行に伴う波の影響が顕著な時などの河床変動では水面勾配の変化が工学的に重大な意味を持つが、本研究ではこうした状況は取り扱いの対象に含めないことにする。

河床形状が流量変化に対応したものとなるのに時間がかかると、流量の増減に対し図-1に見られるようなループが描かれることは容易にわかる。河床材料、河床勾配が与えられた移動床水路に導かれた流量と平衡状態の河床波 (fully developed bed forms) の平均波長は一意的に関係づけられ (図-2に破線で示すような単調増加関数)、変動流量に対しては図-2の実線のようなループを描く。一方、平衡状態の河床波の平均波高は図-3(a)のようであり、流量の変動範囲により図-3(b)~(d)のようなそれぞれ異ったパターンのループを描くことが予想され、多くの実際河川での観測例¹⁾と一致している。このように河床形状の変化が流量と一対一に対応していないと、河床形状のスケール (波長や波高) に強く依存する流れの抵抗 (水位として現れる)、流砂量も一対一に対応しないことになる。こうした複雑な挙動が河床形状、水理抵抗などの流量変化への追従遅れとして出現することは、これまでも定性的には指摘されているが、こうした挙動の定量化、予測という点では研究も充分進んでいないようである。

このような定量的研究の困難さの一つは移動床系を構成する各量間の複雑な相互作用であると言えよう。いま最も簡単な場合として平坦河床に所定の流量を導いた後の河床波の発達過程を考える。流量、河床波のスケール、水深 (または全せん断応力)、流砂量の変化の概要は図-4に実線で示す通りである。(全せん断応力は時間とともに増加するが、そのうちに占める形状抵抗分も増すため流砂量は増加するのか減少するのか即断できない)。これらの変化は互いに影響し合いながら進み、いわゆる平衡状態に達す

図-1 実際河川での観測例 (Allen¹⁾による)

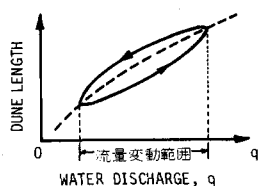


図-2 dunes の波長と流量との関係

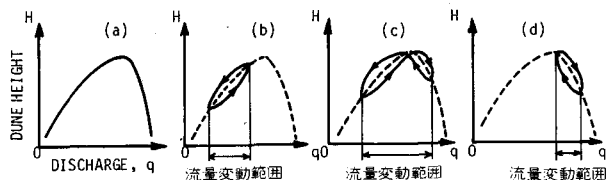


図-3 dunes の波高と流量との関係

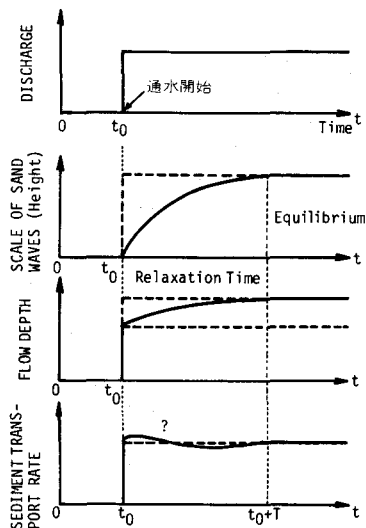


図-4 初期平坦河床からの河床波の発達

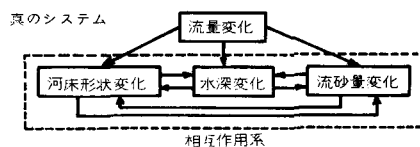


図-5 移動床系（真のシステム）

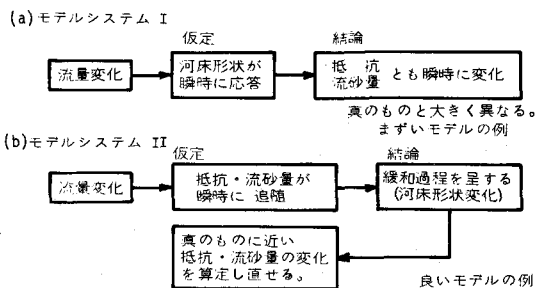


図-6 移動床系のモデルシステム

る。すなわち移動床は図-5のようなシステムを形成しており、この相互作用を明確にしながらの解析はかなり困難である。ところが、河床波のスケールが図-4の破線のように流量変化に対して瞬時的（遅れなし）に追従したと仮定（モデルシステムⅠ、図-6(a)）すると水深、流砂量とも瞬時的に追従し「遅れ」はどこにも出現しないのに対し、水深、流砂量が流量変化に瞬時的に追従すると仮定（初期平坦河床時または平衡状態の河床波に対して抵抗則及び流砂量式を適用）しても（モデルシステムⅡ、図-6(b)）河床形状（のスケール）は流量変化に瞬時的には追従せず「緩和過程」（この場合成長過程）を呈する。しかもここに出現する過程は真のシステムとかなり近いものである。こうして河床形状の応答性状が明らかにされると、河床形状に対する流れ場の追従は河床形状の流れ場の変化への対応に比較して十分に「瞬時的」であるとみなせるから、時々刻々の河床形状に応じて抵抗則、流砂量式を適用して水深、流砂量の時間的変化を算定し直すことができ、真のシステムの応答性状を推定することができる。

2. 流砂の遅れ距離と移動床系の時間遅れ

移動床系における「遅れ」として重要なものの他の一つに砂面不安定性解析におけるいわゆる「流砂の遅れ距離」がある。これはある地点の流砂状況が下流にどのような割合で分配・伝達されるかに依るもので、一方ここで対象としている「時間遅れ」はある時点の移動床の状況が後の時刻にどのような割合で影響するかにかかわる。これらは距離軸・時間軸の違い、スケール、物理的機構の相違はあるものの数学的表現の相似性、伝達の仕組の類似性が期待される。そこで著者らによって研究が進んでいる「流砂の遅れ距離」^{2), 3)}の仕組に対応させて河床

形状の流量変化に対する応答遅れの考察を進めることにする。

移動床砂面のある一点での砂粒の落下堆積は、上流域での砂の移動開始 (pick-up rate で表わされる) が原因で、その寄与率は砂が一息で運ばれる距離 (step length) の分布による。すなわち点 x での deposit rate $p_d(x)$ は次式のように上流の影響の重ね合せとして表現される⁴⁾。

$$p_d(x) = \int_{x_0}^x p_s(x') f_X(x-x') dx' \quad \dots\dots\dots (1)$$

但し $p_s(x)$: pick-up rate, $f_X(\xi)$: step length の確率密度関数である。上式により上流側での状況 ($p_s(x')$, $x_0 < x' < x$) がどのように伝達されているかが知られる。換言すれば $p_s(x)$ の変動に $p_d(x)$ がどのように追従するかがこの式で表わされている。いま最も単純な例として

$$p_s(x) = \begin{cases} p_{s0} & (x \geq x_0) \\ 0 & (x < x_0) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を考えると、 $p_s(x)$ と $p_d(x)$ の関係は先に述べた (図-4) 流量と河床形状のスケールの関係に良く似ている (図-7 参照)。このときの $p_d(x)$ は、

$$p_d(x) = p_{s0} \int_{x_0}^x f_X(x-x') dx' = p_{s0} F_X(x-x_0) \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与えられ、ここに $F_X(\xi)$ は step length の分布関数である。式(3)を x で微分することにより、

$$\frac{d}{dx} \{ p_d(x) \} = p_{s0} \frac{dF_X(x)}{dx} = p_{s0} f_X(x) \quad \dots\dots\dots (4)$$

のように、図-7(a)のような p_s の「矩形状変化」に対する $p_d(x)$ の応答を知ることから逆に $f_X(\xi)$ が知られることがわかる。すなわち、著者らの従来の研究によって知られているように $f_X(\xi)$ が平坦河床では指数分布の密度関数で表わされることから式(3)によって $p_d(x)$ を知ることができるが、ここでは $p_d(x)$ が実験等で明らかにされている⁴⁾ように、

$$p_d(x) = p_{s0} \{ 1 - \exp(-x/A) \} \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられること及び式(4)により、

$$f_X(\xi) = \frac{1}{A} \exp(-\xi/A) \quad \dots\dots\dots (6)$$

であることが知られる。ここに A は平均 step length である。つまり、図-7(a)のような $p_s(x)$ の変化に対応する $p_d(x)$ の追従を知っている (式(5)) と、式(4)により $p_s(x)$ と $p_d(x)$ の間の impulse response (ここでは step length の確率密度関数) が求められ、さらに式(1)によって $p_s(x)$ の様々な挙動に対する $p_d(x)$ の応答が原理的に求められる。こうした考えを流量変化に対する河床形状の応答に適用することにする。すなわち、単位幅流量の変化 $q(t)$ に対応する河床形状のスケール (波高で代表することにする) $H(t)$ の応答は次式で与えられる。

$$H(t) = \int_{t_0}^t q(t') g_T(t-t') dt' \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに t_0 は時間の原点で、 $q(t)$ の定義のし方によって $-\infty$ にとつてよい。また $g_T(t)$ が流量変化に対応する河床形状スケールの応答の impulse response であり、図-7(b) に示されるような流量変化に対する河床形状のスケールの変化 $H_0(t)$ (初期平坦河床に流量 q_0 を導いたときの河床波の成長過程) が既知であれば、式(4)と同様次式によって与えられる。

$$g_T(t) = \frac{1}{q_0} \frac{d}{dt} \{ H_0(t) \} \quad \dots\dots\dots (8)$$

すなわち以上のことより、河床波の成長過程 (あるいは崩壊過程) を明らかにしておくことが、河床形状の非定常流況に対する応答を知る (予測する) 上で重要であることがわかる。

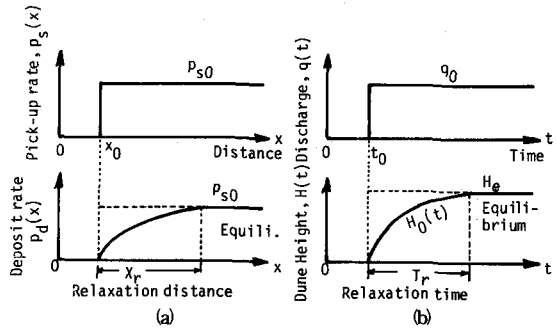


図-7 流砂の遅れ距離と移動床系の遅れ時間との比較対照

3. 流量変動と河床波のスケールの変化の位相差

上述のように遅れの仕組の表現が可能となったが、必ずしも量として「遅れ時間」が確定されたわけではない。移動床砂面の不安定性解析では正弦波状微小擾乱砂面で流砂量の底面せん断応力に対する「遅れ距離」が位相差として確定された^{2),3)}が、このように波状変動を対象とすると遅れを位相差として確定し得る。いまFredsoe⁵⁾が行ったように流量変動を微小変動として線型解析を試みることにする。すなわち、

$$q(t) = q_0 (1 + a_Q \sin \omega t) \quad \dots\dots\dots (9)$$

と仮定し (q_0 : 平均流量, $a_Q q_0$: 流量変動の振幅, ω : 流量変動の角周波数), これと式(8)で求められる impulse responseを式(7)に代入することにより ($t_0 \rightarrow -\infty$) 線型解析によって $H(t)$ の変動振幅, $q(t)$ との位相差を求めることができる。なお、この解析では擾乱流量はたえず同一の振幅, 周期で変動しているものとして扱われているが、砂面不安定に関する著者らの最近の研究⁶⁾で明らかにされているように上流側または過去の変動特性は位相差そのものには影響せず、一般の洪水に見られる単一波形の流量変動にもこの解析結果が適用できる。但し線型解析としての制限は残っている。

いま、緩和過程の表現の常套手段として、指数型漸近で河床形状の時間的成長過程を表わし得るものとする。すなわち、

$$H_0(t) = H_e \{1 - \exp(-t/T_{EX})\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

とする。ここに T_{EX} は河床波の発達時間スケールであり、 H_e は単位幅流量が q_0 のとき対象とする移動床水路に形成される河床波の平衡状態における平均波高である。このとき式(8)より、

$$g_T(t) = \frac{H_e}{q_0 T_{EX}} \exp(-t/T_{EX}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

であり、流量変動が式(8)で表わされるとき河床形状スケールの変化はこれを式(7)に代入することによって次のように求められる。

$$\begin{aligned} H(t) &= \int_{-\infty}^t q_0 (1 + a_Q \sin \omega t') \frac{H_e}{q_0 T_{EX}} \exp\left(-\frac{t-t'}{T_{EX}}\right) dt' \\ &= H_e + \frac{a_Q \cdot H_e}{\{(1/T_{EX})^2 + \omega^2\} T_{EX}} \left(\frac{1}{T_{EX}} \sin \omega t - \omega \cos \omega t \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

すなわち、

$$H(t) = H_e \{1 + a_H \sin(\omega t - \phi_H)\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

とおくと、

$$\sin \phi_H = \omega T_{EX} / \sqrt{1 + (\omega T_{EX})^2}, \quad \cos \phi_H = 1 / \sqrt{1 + (\omega T_{EX})^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$a_H = a_Q / \sqrt{1 + (\omega T_{EX})^2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

である。これより、 $H(t)$ の $q(t)$ に対する位相差は河床波の成長に要する時間と洪水など流量変動の周期によって決まり、 $0 < \phi_H < (\pi/2)$ であることがわかる。但し、この解析は流量増加に対して平衡状態の河床波のスケールが増加する場合だけを対象としており、図-3(c)のような複雑な挙動については今後取り扱いの修正が必要となるだろう。

次にこうして河床形状の変化が記述されたときの水深の変化について述べる。流量、波高が q_0, H_e からそれぞれ $\delta q, \delta H$ (微小量) だけ変化したときの水深の変化分 δh は次式で与えられる。

$$\delta h = \left(\frac{\partial h}{\partial q} \right)_0 \delta q + \left(\frac{\partial h}{\partial H} \right)_0 \delta H \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで添字 0 は単位幅流量 q_0 での非擾乱時のものを表わす。上式の右辺第一項は波高の変化、第二項は流量の変化を考えないで計算できる。したがって、単位幅流量 q_0 での平衡状態での流速係数を ϕ_u とし、また波高の変化による水深変化を形状抵抗の変化に依る分と考えこれを Yalin の方法⁷⁾で考慮し、さらに河床波の変形が波形勾配 θ を一定として生じるものと仮定すると、

$$\left(\frac{\partial h}{\partial q}\right)_0 = \frac{2}{3} \frac{h_0}{q_0}, \quad \left(\frac{\partial h}{\partial H}\right)_0 = \frac{1}{2} \theta \phi_u^2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

であり、式(9)、(13)を代入して次式を得る。

$$\delta h = a_h \sin(\omega t - \phi_h) \quad \dots\dots\dots (18)$$

ただし、

$$\left(\frac{a_h}{a_Q}\right)^2 \equiv r_h^2 = \left(\frac{\phi_u^2 H_e \theta}{2 \sqrt{1 + (\omega T_{EX})^2}}\right)^2 + \frac{2 \phi_u^2 H_e \theta h_0}{3 \{1 + (\omega T_{EX})^2\}} + \frac{4}{9} h_0^2 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\sin \phi_h = \frac{\phi_u^2 H_e \theta \omega T_{EX}}{2 r_h \{1 + (\omega T_{EX})^2\}}, \quad \cos \phi_h = \frac{\phi_u^2 H_e \theta}{2 r_h \{1 + (\omega T_{EX})^2\}} + \frac{2 h_0}{3 r_h} \quad \dots\dots\dots (20)$$

である。同様に有効掃流力、流砂量の変動も原理的には計算し得るが、上述の計算でも見られるように曖昧な仮定、関係式が多く用いられており、今後はこれらの精度向上を図るべきである。

なお、上述のように2量(X,Y)間の位相差 ϕ_{YX} 及びそれぞれの変動振幅 a_X 、 a_Y が求められると、

$$X(t) = a_X \sin \omega t, \quad Y(t) = a_Y \sin(\omega t - \phi_{YX}) \quad \dots\dots\dots (21)$$

と表わされ、これらより t を消去して次式が得られる。

$$\frac{X^2}{a_X^2} + \frac{Y^2}{a_Y^2} - \frac{2XY}{a_X a_Y} \cos \phi_{YX} - \sin^2 \phi_{YX} = 0 \quad \dots\dots\dots (22)$$

これは図-8に示すような楕円で各量間の関係が位相差によって種々のループを描くことがわかり、たとえば図-1に示したような実際の河川の観測例はこれらと対照することができる。

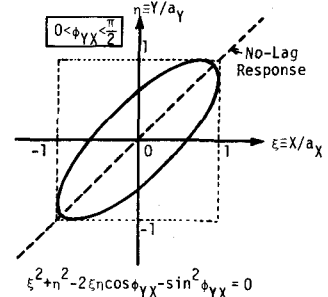


図-8 位相差とループ

4. dunes の発達に要する時間

これまでの議論により非定常流量下での移動床系の遅れを論じるには河床波の発達過程を明らかにしなければならない。ここでは図-6(b)のモデルシステムⅡによってdunesの発達に関する時間スケール T_{EX} の推定法を示す。いま初期平坦河床に流量 q_0 を通水したとき、全せん断応力 τ 及びそれに対応して流砂量 q_B が推定されたとする(モデルシステムⅡの仮定)。

dunes またはripplesの場合、殆んどの砂粒は河床波の上流側斜面で移動を開始し同じ波の下流側斜面に安息角を形成しながら堆積するため、砂粒の移動によって個々の波はその形状、大きさをほとんど変えないで進行する。したがって等しいスケールの河床波が規則正しく配列しているとその変化は生じ得ないが、実際には河床波のスケールは広く分布しており、またスケールの大きい波ほど進行速度が遅くそのため河床波同志の追いつきが生じ、さらに追いつきの際追い越しが出来ず合体する。こうした合体を素過程として河床波のスケールの成長が行われるものと推測される。こうした考察をもとに河床波(dunes)の成長過程をモデル化する。

いま、図-9に示すような大きい波の上流側にある小さい波が追いついてきて合体することによって波のスケールが増大とする。また発達過程にある河床波の個々の波の特性を実験的に調べることにより⁸⁾、個々の波の受けもつ流砂量は一定で、波高 H_i の波の進行速度 U_{wi} が、

$$U_{wi} = q_B / \{ \hat{s} (1 - \rho_0) H_i \} \quad \dots\dots\dots (23)$$

で表わせること($\hat{s}$:河床波の形状係数、 ρ_0 :砂の空隙率)、河床波の個々の波はほぼ相似であること、河床波のスケールの分布形は時間的にほぼ相似に保たれることが認められ、結

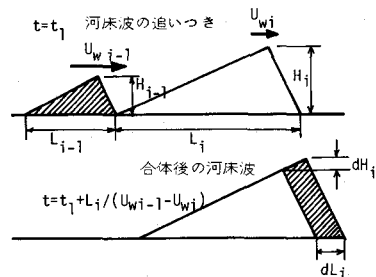


図-9 河床波の追いつきと合体モデル

局図-9に示すような合体に伴うスケールの増加が移動床の処々で確率的に生じていることによる平均波高の時間的変化は次式で与えられることになる⁹⁾。

$$H_0(t) = \sqrt{2f_s(\alpha)} \cdot \sqrt{q_B \theta / (1 - \rho_0)} \cdot \sqrt{t} \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$f_s(\alpha) = \int_0^\infty \xi' \int_0^\infty \{ (\xi - \xi') / \xi^3 \} f_L(\xi) d\xi f_L(\xi') d\xi' \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここに α は河床波のスケールの変動係数、 $f_L(\xi)$ は平均値で規格化された波長分布である。波長分布として著者ら¹⁰⁾が確率過程論的考察をもとに変動係数値を導いて推奨した shape parameter が4～6程度の gamma 分布、芦田・田中¹¹⁾が実験によって提案した Rayleigh 分布を用いると $f_s(\alpha)$ の値は約0.08である。

ところで上述のdunesの成長モデルでは図-10の破線のように時間の平方根に比例していつまでも成長する。しかし実際には波高の平衡値 H_e が存在し、これに漸近する。そこで、このモデルを用いて $H_0(t) = H_e$ になる時間 T_m を求め、真の発達所要時間を $T = k_T \cdot T_m$ で表わすことにする。 $(T_{EX} = \beta T)$ 。すなわち

$$T_m = (1 - \rho_0) \theta L_e^2 / 2 q_B f_s(\alpha) \quad \dots\dots\dots (26)$$

が導ける。 L_e は波長の平衡値 ($\theta L_e = H_e$)である。dunesの場合、

$$L_e = k_L \cdot h \quad (k_L: \text{const.}) \quad \dots\dots\dots (27)$$

と置くことができ、また

$$\theta = f_\theta(\tau_*), \quad q_B / \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd^3} = \phi_B(\tau_*) \quad \dots\dots\dots (28)$$

と表わすと (σ/ρ : 砂の比重, d : 粒径, τ_* : 無次元掃流力), T_m の無次元表示として次式が与えられる。

$$T_{m*} \equiv \frac{T_m \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd}}{(h/d) \cdot h} = \frac{1 - \rho_0}{2f_s(\alpha)} k_L^2 \frac{f_\theta(\tau_*)}{\phi_B(\tau_*)} \quad \dots\dots\dots (29)$$

なお、YalinとBishop¹²⁾もdunesの発達過程の相似規準を考えることから $T \sim L_e H_e / q_B$ 導き、上式と同様の結果を得ているが彼らは発達の内部機構に全く触れていないため、比例定数(とくに $f_s(\alpha)$ にかかわる分)を決定し得なかった。図-11は著者ら⁹⁾及びYalinら¹²⁾の実験結果を式(29)と比較したもので、 $1 - \rho_0 = 0.6$, $f_s(\alpha) = 0.08$, $k_L = 5.0$, また $k_T = 2.0$ とし、 $f_\theta(\tau_*)$, $\phi_B(\tau_*)$ についてはそれぞれ次に示すYalinとKarahane¹³⁾、中川ら⁹⁾の実験式を用いた。

$$f_\theta(\tau_*) = 0.0047 (\tau_* / \tau_{*c} - 1) \exp \{ 1 - 0.078 (\tau_* / \tau_{*c} - 1) \} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\phi_B(\tau_*) = 10 \tau_*^{2.5} \quad (\text{但し dune 領域}) \quad \dots\dots\dots (31)$$

これらの結果の対応は良く上述の簡単なモデルでdunesの発達に要する時間を推定し得ることが示された。

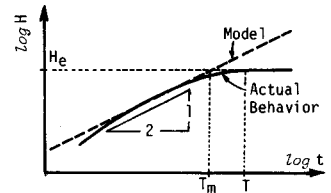


図-10 河床波の成長過程

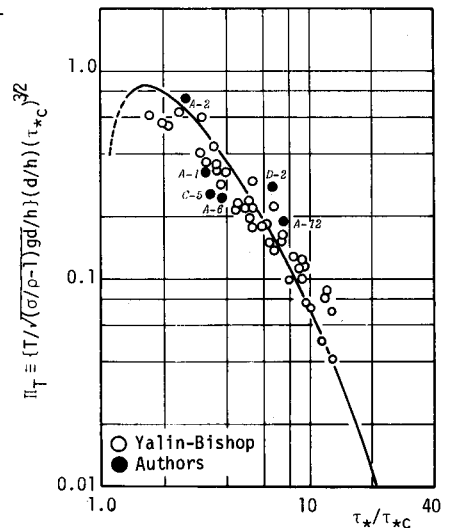


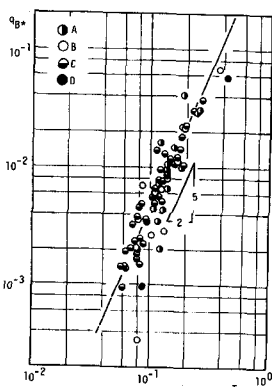
図-11 dunesの発達に要する時間

5. 結 論

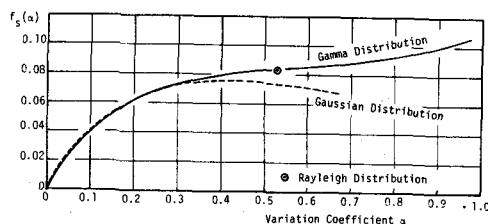
移動床での非定常流量の条件のもとでは、河床形状が水理量に対応したものとなるのに時間がかかるため系の諸量の変化は互いに遅れ性状を呈する。この遅れ時間を流砂の遅れ距離と対照して論じることにより、その機構を明らかにした。すなわち平坦河床からの河床波の発達過程についての知識より、流量変化に対する河床形状変化の impulse response を求めることができ、これをもとに種々の変化パターンを表わし得ることを示した。また、この impulse response の決定に必要な河床波の発達に要する時間スケールを推定するモデルを提案し、非定常流量下での移動床系の応答性状を予測するための基礎を明らかにした。今後本研究によって指摘された移動床系の相互作用についての知識の不備を補い、非定常移動床現象の取り扱いを進展させてゆきたい。

参考文献

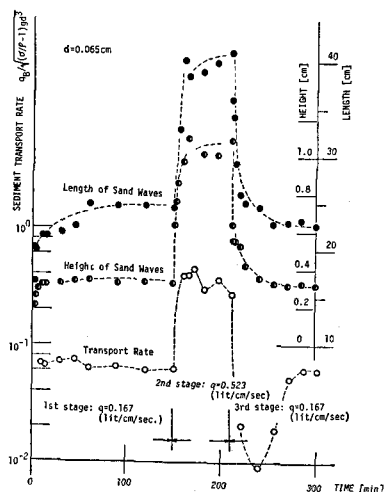
- 1) Allen, J.R.L. : Time-Lag of Dunes in Unsteady Flows: An Analysis of Nasner's Data from the R. Weser, Germany. Sedimentary Geology, 15, 1976.
- 2) 中川博次・辻本哲郎：移動床砂面の不安定要因としての遅れ距離・位相差，土木学会論文報告集，第305号，1981.
- 3) Nakagawa, H. and T. Tsujimoto : Sand Bed Instability Due to Bed Load Motion. Proc. ASCE, Vol. 106, HY 12, 1980.
- 4) 中川博次・辻本哲郎：砂礫の運動に伴う移動床砂面擾乱の発生過程，土木学会論文報告集，第291号，1979.
- 5) Fredsøe, J. : Unsteady Flow in Straight Alluvial Streams: Modification of Individual Dunes. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 91, Part 3, 1979.
- 6) 中川博次・辻本哲郎：河床波発生初期における波数選択的増幅機構，投稿中，1980.
- 7) Yalin, M.S. : On the Average Velocity of Flow over a Movable Bed. La Houille Blanche, No.1, 1964.
- 8) 中川博次・辻本哲郎・矢田篤：河床形状と流砂の相互関係と河床波の変形過程について，京大防災研究所年報，第21号B-2，1978.
- 9) 中川博次・辻本哲郎：河床波の発達性状に関する実験的考察，京大防災研究所年報，第19号B-2，1976.
- 10) 中川博次・辻本哲郎：河床波の統計モデルに関する研究，土木学会論文報告集，第290号，1979.
- 11) 芦田和男・田中祐一郎：砂漣に関する実験的研究(3)，京大防災研究所年報，第10号B，1967.
- 12) Yalin, M.S. and C.T. Bishop : On the Physical Modelling of Dunes. Proc. XVIIth Congr., IAHR, Baden-Baden, Federal German Republic, Vol. 1, Paper A-4, 1977.
- 13) Yalin, M.S. and E. Karahan : Steepness of Sedimentary Dunes. Proc. ASCE, Vol. 105, HY 4, 1979.



付図-1 dune bed での流砂量



付図-2 $f_s(\alpha)$ の計算値



付図-3 流量の階段状変化に対応した河床波の平均波長・波高および流砂量の時間的变化