

小規模河床形態の初期発達機構について

京都大学工学部 正員 中川 博次
 京都大学工学部 正員 辻本 祐郎
 水資源開発公団 正員 自関 茂治
 京都大学大学院 学生員 ○富田 邦裕

1. まえがき 本研究は2次元小規模河床形態の初期発達機構を砂面不安定性解析との関連で考察するものである。

今回、前報¹⁾に示した実験(Run A)に加えて 中央粒径0.05mmの砂を用いた同様の実験(Run B)を行い主としてこの結果をもとに検討を行った。

2. 初期発達過程についての実験結果 図-1に示されるように河床高の標準偏差 σ_g ($\sigma_g^2 = \int_0^\infty S(k) dk$, $S(k)$: 波数スペクトル)

は時間の平方根に比例して増大していることが今回の実験でも認められた。また波数スペクトルの時間的変化の例は図2に示される(α): 30秒~10分、(β)平衡状態まで。Jain²⁾及び前報¹⁾で指摘されるような顕著なスペクトルピークが発達初期に認められ、その波数はAiryの関係(後述)を満足する(図-3)。

3. Fourier変換された河床砂面の不安定性解析

従来の移動床砂面の不安定解析は規則波に対するものであったが、初期砂面擾乱は河床面での砂粒のランダムな離脱・落下に伴う不規則なものと考えられ、その意味でJain²⁾のように砂面のFourier変換に対して不安定性解析を行い、発達初期におけるいわゆる「波数選択的増幅機構」を調べることは意義深いと思われる。ところがJain²⁾の解析に用いられた遅れ距離等の仮定は従来の規則波に対する解析に適用すると従来受容されている結果と相反する面があるなど不合理さを免れない。

そこでここでは著者がすでに提案した流砂の遅れ距離も合理的に評価できる方法⁴⁾を採用して解析する。基礎式: $\frac{\partial \eta}{\partial t} = A \cdot d \cdot \rho \cdot \beta_0 \cdot F[\gamma_c \psi_c(x)] \cdot \{F[f_c(x)] - 1\}$ (1) (β_0 (x): pick-up rate, $f_c(x)$: step lengthの確率密度関数)をFourier変換して次式を得る。

$\frac{\partial \eta}{\partial t} = A \cdot d \cdot \rho \cdot \beta_0 \cdot F[\gamma_c \psi_c(x)] \cdot \{F[f_c(x)] - 1\}$ (2), $\frac{\tau(x)}{\tau_0} = 1 + \gamma_c \psi_c$ (3), $\hat{\gamma}_p = \frac{\partial \beta_0}{\partial \tau} \bigg|_{\tau=\tau_0}$ (4), $\gamma = F[\psi(x)]$,

ここに添字0は非擾乱時の値, $F[\cdot]$ はFourier変換を表わし $\beta_0 = \beta_0 \sqrt{d/(g \cdot \tau - 1)}$, $\tau = u_*^2/(g \cdot \tau - 1) \cdot d$ である。

step lengthの分布として平均値 $\bar{L}$ の指数分布を採用すると, $F[f_c(x)] = (1 + i k \bar{L})^{-1}$ (5) であり、一方でせん断応力については $\tau(x) = \beta \rho U^2 (1 - \alpha \frac{\partial \eta}{\partial x})$ (6) とする³⁾。式(6)より $\gamma_c \psi_c = 2 \frac{u_*^2}{U^2} - \alpha \frac{\partial \eta}{\partial x}$ (7) となり、 $u_*(x)$ は

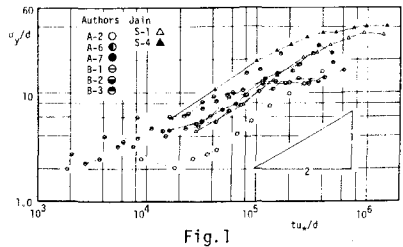


Fig. 1

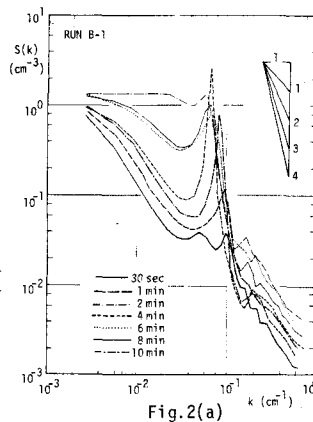


Fig. 2(a)

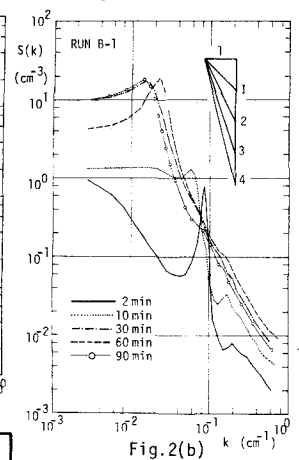


Fig. 2(b)

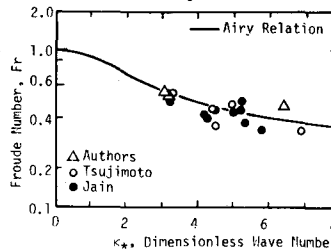


Fig. 3

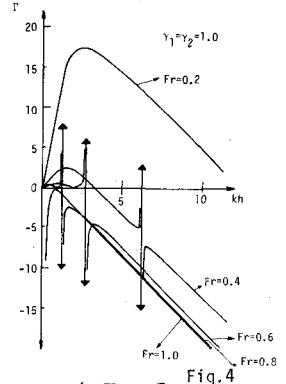


Fig. 4

* Hiroji NAKAGAWA, Tetsuro TSUJIMOTO, Shigeharu JIKAN and Kunihiro TOMITA

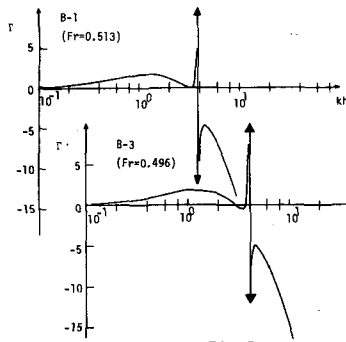


Fig.5

擾動流速でこれと $R(x)$ がポテンシャル流

理論と与えられるものとする。このとき次式が得られる。

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = -A_1 d \hat{\rho} \beta_0 \{ 2 F_* k - \alpha (R_* - 1) i k \} \frac{k \mathcal{L} (k \mathcal{L} + i)}{1 + (k \mathcal{L})^2} Y^* \quad (8)$$

$$\text{ここに } F_* = \frac{1 - Fr^2 k h_0 \tanh k h_0}{\tanh k h_0 - Fr^2 k h_0} \quad (9)$$

$$R_* = Fr^2 k h_0 \operatorname{sech} k h_0 / (\tanh k h_0 - Fr^2 k h_0) \quad (10)$$

である。 $Y(k, t) Y^*(k, t) = S(k, t)$ である (Y^* は Y の complex conjugate) ことを用いると結局次式を得る。

$$S(k, t) = S(k, 0) \exp(2 \alpha_* \Gamma t) \quad (11) \quad \text{ただし,}$$

$$\alpha_* = A_1 d \hat{\rho} \beta_0 / \rho_0, \quad \Gamma = -\frac{k \mathcal{L} h_0}{1 + (k \mathcal{L})^2} \{ \alpha (R_* - 1) + 2 k \mathcal{L} F_* \} \quad (12)$$

である。 $\mathcal{L} = \eta / \rho_0$, $\alpha = \gamma_2 / Fr^2$ とおき $\gamma_1 = \gamma_2 = 1.0$ と

したときの $\Gamma \sim k h_0$ の計算曲線が図4で今回の実験条件

についての計算曲線 ($\gamma_1 = 1.0, \gamma_2 = 1.2^3$) が図5である。

図の $\uparrow$ は式(12)の分母=0となるところ(増幅率無限大)で

この波数のスペクトルが初期に増大する(図3の実線)。

さて、砂粒運動の不規則性生に起因する広波数域に

広がる生成成分(とくに高波数域に顕著)の効果を除去す

るため図6に示すように規格化し、各成分のスペク

トル $S_x(k_x) \equiv S_x(k_x) \Delta k_x$ の時間的変化を調べた。

この結果が図7で、図中に矢印で示す式(12)で理

論的に計算される変化率(増幅率)と良く対応している。

4. 考察 砂面をFourier変換に行う不安

定性解析によって初期発達過程における波数スペクトルの時間的変化

がかなりの程度定量的に説明し得る。但しこうした不安定機構に起因

する各スペクトル成分の変化の他に、とくにスペクトル図でピク波数に着目

すると良くわかるように波数の低波数側への移行機構が重ね合わさって

おり(ピク波数の時間的変化率と波数の関係を図8に示した)、今後

これを併せて検討を進める予定である。

《参考文献》 1) 辻本 自明 著: 関西工科大学, 1980, 2) Jain & Kennedy: J.F.M., 1974,

3) 中川, 辻本: 土木学会論文集 271号, 1979, 4) 中川, 辻本: 土木学会論文集 305号 1981

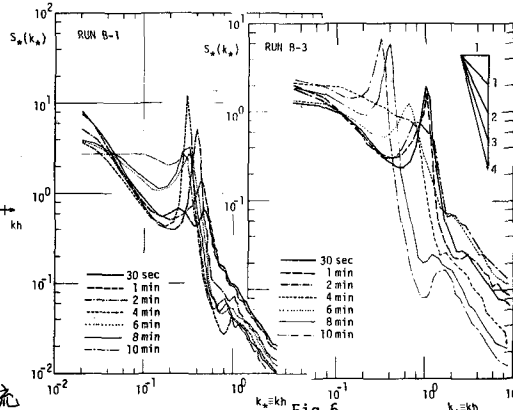


Fig.6

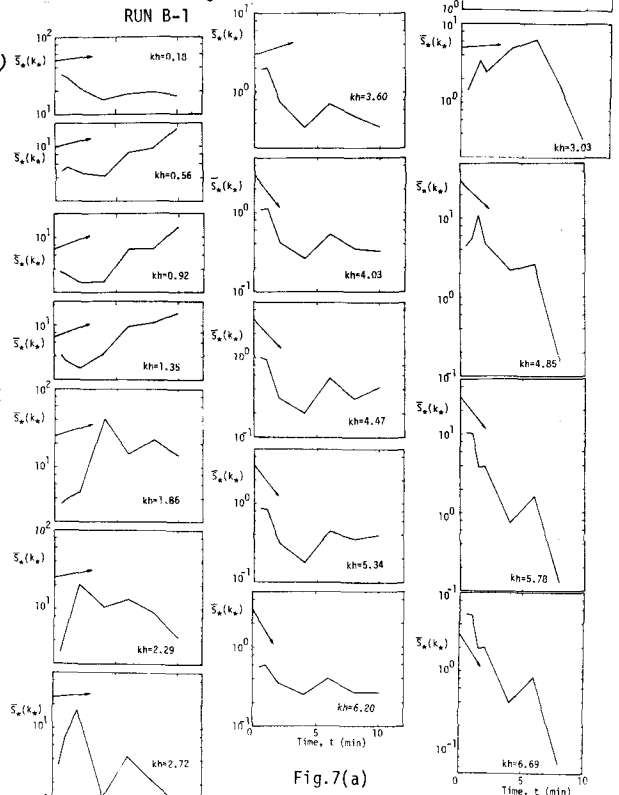


Fig.7(a)

Fig.7(b)

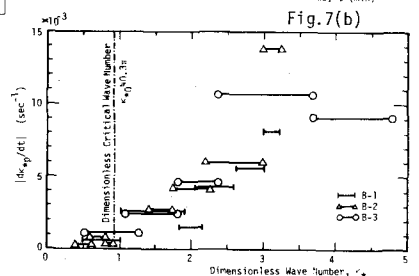


Fig.8