

Study on Deformation Process of Sand Bars at River Mouth

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Kitaura, Masaru メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00034921

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



河口砂州の発達と変形に関する研究

(研究課題番号：62460160)

昭和63年度科学研究費補助金（一般研究B）研究成果報告書

平成元年3月

研究代表者 北 浦 勝
(金沢大学工学部 教授)

河口砂州の発達と変形に関する研究

(研究課題番号：62460160)

昭和63年度科学研究費補助金(一般研究B)研究成果報告書

平成元年3月

研究代表者 北浦 勝
(金沢大学工学部教授)



8000-07503-2

金沢大学附属図書館

は し が き

北陸地方では、冬季季節風により河口砂州が発達し特に春季融雪期の中小洪水の際の河川氾濫災害が歴史的に重要であったことに鑑み、かねてより金沢大学工学部土木建設工学科防災講座ならびに河海講座の共同研究テーマとして温めてきたものが、昭和62・63年度、文部省科学研究費補助金・一般研究(B)に採択され、2年間にわたって研究した結果得られた成果をここに報告する。研究費申請時の研究代表者が昭和62年度スイス連邦工科大学(E.P.F.L.)に招かれ、また昭和62年度の研究代表者が文部省在外研究員として海外出張(M.I.T.)したため、研究組織はそのたびにマイナーチェンジを余儀なくされたが、当初予定した成果が得られ、本研究成果が河口部の土砂水理にかかわる防災上の問題に少しでも貢献すれば幸甚である。

研究組織

研究代表者： 北浦 勝 (金沢大学工学部教授)
研究分担者： 辻本 哲郎 (金沢大学工学部助教授)
研究分担者： 宇治橋康行 (金沢大学工学部助手)
研究分担者： 宮島 昌克 (金沢大学工学部助手)
石田 啓* (金沢大学工学部助教授)
*昭和62年度研究代表者

研究経費

昭和62年度	1800千円
昭和63年度	1600千円
計	3400千円

研究発表

(1) 学会誌等

- * Tsujimoto, T. (1987) : Non-uniform bed load transport and equilibrium bed profile. Proc. 22nd Congress of IAHR, Lausanne, Switzerland, Fluvial hydraulics, pp.177-182.
- * 高瀬信忠・宇治橋康行 (1988) : 融雪および融雪流出に関する研究. 第32回水理講演会論文集, pp.167-172
- * 広部英一・石田啓・町村俊彰 (1988) : 一様勾配斜面上の砕波帯における線形フィルター法の適用性について. 福井工業高等専門学校研究紀要, 自然科学・工学, 第22号, pp.185-200.
- * 辻本哲郎・W.H. グラフ (1988) : 流れの非定常性の掃流砂量への影響. 第32回水理講演会論文集, pp.395-400.
- * Miyajima, M., M. Kitaura and Y. Nomura (1988) : Characteristics of permanent ground displacement induced by soil liquefaction. Memoirs, Faculty of Technology, Kanazawa University, Vol.21, No.1, pp.1-10.
- * Tsujimoto, T. (1988) : Effect of flow unsteadiness, non-uniformity and relaxation on bed load transport process. International IAHR Symposium on Fluvial Hydraulics, Budapest, Hungary, pp.70-75.
- * Tsujimoto, T. (1988) : Characteristics of bedload transport by wave superimposed on current. Proc. IAHR Symposium on Mathematical Modelling of Sediment Transport in the Coastal Zone, Copenhagen, Denmark, pp.1-12.
- * Tsujimoto, T., W.H. Graf and L. Suszka (1988) : Bed-load transport in unsteady flow. Proc. 6th Congress of APD-IAHR, Kyoto, Japan, Vol.II, pp.15-22.
- * 北浦勝・池本敏和 (1988) : 土質定数と地震動強さのばらつきを考慮した盛土の信頼性解析. 土木学会論文集, 第400号, pp.123-130.
- * 高瀬信忠・宇治橋康行 (1989) : 応答関数から見た融雪流出の特性. 第33回水理講演会論文集, pp.1-6
- * 辻本哲郎・森明巨・岡部健士・大木照憲 (1989) : 流砂の非平衡の論理とその応用, 第33回水理講演会論文集, pp.101-117.

(2) 口頭発表

とくになし

(3) 出版物

なし

研究成果

本研究費補助金による，研究成果は，以下のように取りまとめられた．

- 1．河口砂州の形成・発達と変形過程（英文）
- 2．一様勾配斜面上の碎波帯における線形フィルター法の適用性
- 3．岸沖方向漂砂の移動機構
- 4．非平衡流砂の論理とその応用
- 5．波と流れの共存場での掃流過程（英文）

上記5論文の，本研究課題での位置づけは次のとおりである．

論文1は，河口砂州の形成・発達過程と崩壊過程を統一的に記述するモデルを提案するものであり，本研究課題に直接かかわる．しかしながら，河口部での砂の挙動は河川の流砂と海からの漂砂の相互作用であるから，本来的にはこれらのそれぞれが精度よく記述するに十分に機構が解明されていなければならない．論文1では，そのあたりがどちらかと言えば，ブラックボックスモデルとなっているものの，河口砂州の変形が河川流量の疎通に大きくかかわることを考えると，砂そのものの運動機構にあいまいさを残してはいるものの，解析的に河口砂州の変形挙動が記述されたことには意義がある．

論文2，3は，漂砂の運動機構を明らかにする目的のために行なわれたものである．河口砂州との関連からすると，海岸漂砂の中でも，岸沖方向漂砂の果たす役割が大きいと考えられ，その機構解明に必須と考えられる．論文2は，底面近傍流速の評価に対する，線形フィルター法の適用性を検討したものである．また論文3は，岸沖方向漂砂に対する実験的研究をもとに，漂砂量式を提案したものである．

論文4では，非定常・不等流の条件でしばしば出現する流砂の非平衡に関する研究で，様々なスケール・機構に支配される非平衡状態を統一的に記述することを試みたもので，河口砂州の発達・崩壊過程も数学的に同形式で記述できることにも言及している．

論文5は，河口部周辺での砂の移動機構の研究の手始めとして，一様な流れに，流れと同じ方向の波が重ね合わされたときの掃流過程について研究したものである．河口部では，様々な流れと波の重畳がありえようが，この研究がそうした複合現象の取り扱いへの示唆を与えるものと思われる．

河口砂州の形成・発達と変形過程（英文）

Deformation Process of Sand Bars at River Mouth

INTRODUCTION

Most rivers in Hokuriku area, Japan, have problems of closing river mouth caused by an interaction between sediment transport of rivers and that due to sea waves. Particularly in winter season intensive action of sea waves brings a severe closing of river mouth by development of sand bar, and it suppresses a capacity of flood flow with intermediate discharge such as that due to snow-melt. On the other hand, large flood breaks the sand bar by flushing sediment, and it provides a sudden change of downstream boundary condition of flood flow, which sometimes brings a sudden increase of discharge or velocity in the river region. Actually, several kinds of hydraulic structures already exist in 1/3 of the 563 rivers in Japan according to field investigations (Suga & Matsumura 1971), and this fact suggests that most of rivers are exposed on problems of river-mouth sedimentation. Hence, a reasonable prediction of deformation process of sand bar is required from the practical view point.

Sediment transport in rivers can be relatively simply described as a relation with flow discharge. The sediment supplied to the river-mouth area is expressed as a function of mean velocity of the upstream part of rivers. At the river mouth, the flow is contracted by development of sand bar, and an increase of the transport capacity at this area might be also estimated by applying the same transport formula.

On the other hand, sea waves also supplies sediment into the river-mouth region as sand drift. Sediment transport by sea waves is not so easy to be described as sediment transport by river flow, mainly because it has more degree of freedom in transport mode, orientation and so on. Particularly a component of sediment transport toward a sand beach should be reasonably evaluated for the purpose of describing sand-bar deformation. According to the previous works in coastal engineering, the orientation of sand drift might be subjected to Ursell parameter while the quantity to Shields parameter, but no formulae which is applicable with the same order of accuracy with the transport in rivers has been proposed. Thus in this paper, a simple formulation quite similar to that of river sedimentation is adopted with several empirical parameters for predicting sediment transport by sea waves.

TYPICAL DEFORMATION PROCESS OF SAND BAR AT RIVER MOUTH

In Fig.1, examples of change of transverse geometry of river mouth according to the field measurements at the Mogami river (Suga, 1985). At the river mouth of the Mogami, a large sand bar is formed at the left side, and the width of the river mouth is 50~100m in winter and it becomes 100~200m after floods. And, Fig.1 indicates that the sectional area of the river mouth is proportional to the width. This depends on the fact that the water depth at the river mouth is always kept 4~5m. Although the measured data during floods have not been obtained, we might estimate that the increase of the sectional area of the river mouth during floods depends almost totally on side erosion particularly in rivers with large depth such as the Mogami, the Gounokawa and others. Fig.2 shows that the change of cross section of the river mouth is not geometrically similar but that side erosion dominates to make a cross section rather flat. On the contrary, in the case with jetty such as in the Ooyodo river, the increase of the sectional area of the river mouth during flood depends on scouring of river bed. According to the aforementioned facts, an analytical model is derived to describe the deformation process of sand bar based on an assumption of side erosion.

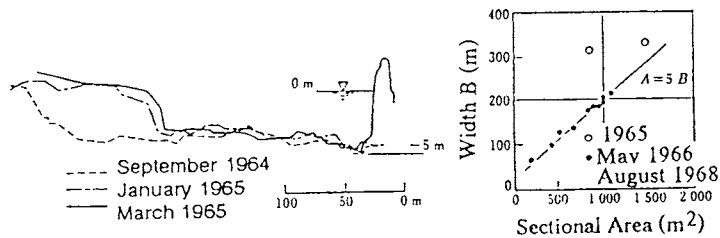


Fig.1 Variation of geometry of river mouth of the Mogami River

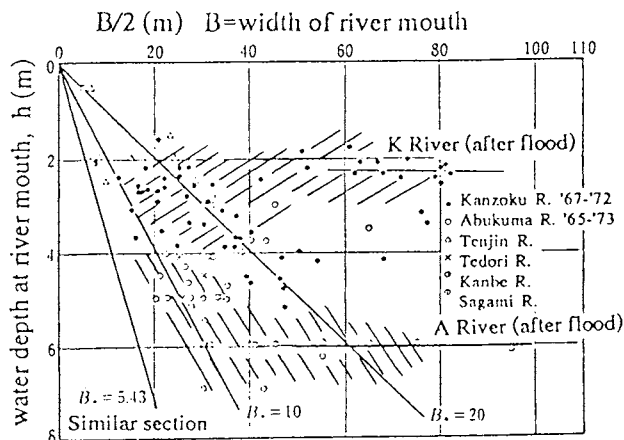


Fig.2 Relation between width and water depth at river mouth.

MODELLING OF DEFORMATION PROCESS OF SAND BAR AT RIVER MOUTH

Presently proposed model is schematically illustrated in Fig.3, and the balance of sediment amount is expressed by the following equation, which is a governing equation of deformation process of sand bar at a river mouth.

$$(1-\rho_0) \frac{d}{dt} (BhL) = (f_1 - f_2 - f_3)B \quad (1)$$

in which ρ_0 =porosity of sand; B =width of the river mouth; B_R =width of the upstream part of the river; h =flow depth; L =width of sand bar; f_1 =sediment amount (substantial volume) transported away from the river-mouth area by river flow accelerated due to contraction per unit width per unit time; f_2 =sediment amount supplied to the river-mouth area by river flow per unit width per unit time; f_3 =sediment amount supplied to the river-mouth area by waves. A similar one dimensional modelling of sediment budget was already formulated and the subsequent numerical simulation was attempted by Aota & Shutoh (1980); Ogawa, Fujita & Shutoh (1984); and Tanaka & Suga (1985).

Sediment discharge by unidirectional flow is expressed as a function of flow velocity for constant materials as follows:

$$q_B = k_B U^m \quad (2)$$

in which q_B =sediment transport rate by flow; U =cross-sectionally averaged flow velocity; and k_B =dimensional constant for properties of sediment (diameter, specific weight and so on). Since the transport rate might be proportional to the unit stream power ($\tau_0 U$; τ_0 =bed shear stress) and the bed shear stress is almost proportional to the square of U for unidirectional turbulent flow, the exponent m of U in Eq.(2) is around 3, and then Eq.(2) is consistent to the general transport formulae for river sedimentation ($q_B \sim \Psi^{3/2}$; $\Psi = \tau_0^2 / [(\sigma - \rho)gd]$ =Shields parameter for river region; σ =density of sand; ρ =density of water; g =gravity acceleration; and d =sand diameter). When Eq.(2) is applied to estimate f_1 and f_2 , they are expressed as follows:

$$f_1 = k_B \left(\frac{Q}{Bh} \right)^m = \alpha B^{-m}; \quad f_2 = k_B \left(\frac{Q}{B_R h} \right)^m = \beta_2 \quad (3)$$

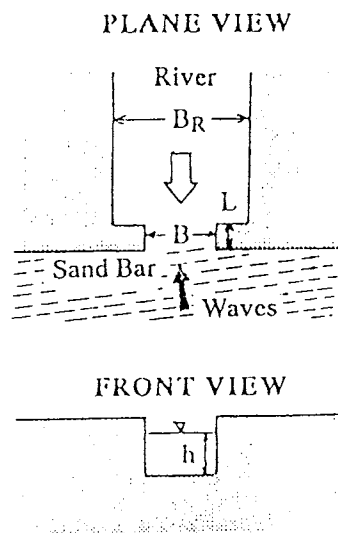


Fig.3 Definition sketch.

Eq.(3) means that f_1 is a function of B but f_2 is not.

When the Shields parameter in the coastal zone, $\Psi_s = \tau_{0s}^2 / [(\sigma - \rho)gd]$ (τ_{0s} = bottom shear stress of coastal zone), is evaluated for the given characteristics of waves and the properties of sediment, f_3 can be evaluated such as $f_3 \sim \Psi_s^{3/2}$. The Shields parameter due to wave action might be independent of B and thus, f_3 in Eq.(1) is written as

$$f_3 = k_{BT} \Psi_s^{3/2} = \beta_3 \quad (4)$$

Resultantly, Eq.(1) is rewritten as follows:

$$\frac{dB}{dt} = \alpha^* B^{-m+1} - \beta^* B \quad (5)$$

in which $\alpha^* = \alpha/A^*$; $\beta^* = \beta/A^*$; $\beta = \beta_2 + \beta_3$; $A^* = (1 - \rho_0)h/L$. Eq.(5) is a Bernoulli's type non-linear differential equation, and thus it can be converted to a linear differential equation by transformation of a variable $Z = B^m$, as follows:

$$\frac{dZ}{dt} = m\beta^* Z - m\alpha^* \quad (6)$$

The solution of Eq.(5) for constant α^* and β^* is written as follows:

$$B = \left\{ B_0^m \exp(-m\beta^*t) + \frac{\alpha^*}{\beta^*} [1 - \exp(-m\beta^*t)] \right\}^{1/m} \quad (7)$$

in which an initial condition that $B = B_0$ at $t = 0$ has been imposed. The equilibrium width at the river mouth, B_e , is expressed as

$$B_e = \left(\frac{\alpha^*}{\beta^*} \right)^{1/m} \quad (8)$$

Hence, Eq.(7) can be rewritten as

$$B^m - B_0^m = (B_e^m - B_0^m) [1 - \exp(-m\beta^*t)] \quad (9)$$

The behaviour of sand bar at river mouth under constant river flow discharge and constant characteristics of waves is illustrated in Fig.4. The time scales of bar formation (development) and bar collapse, T_D and T_C , might be defined as shown in Fig.4 ($T^* = \beta^*t$). When $m = 1$, $T_D = T_C$, but in general $T_D > T_C$ because $m > 1$. It means gradual formation and quick collapse for the same characteristics of river flow and sea waves, and such behaviour might be consistent with our experiences and observed facts.

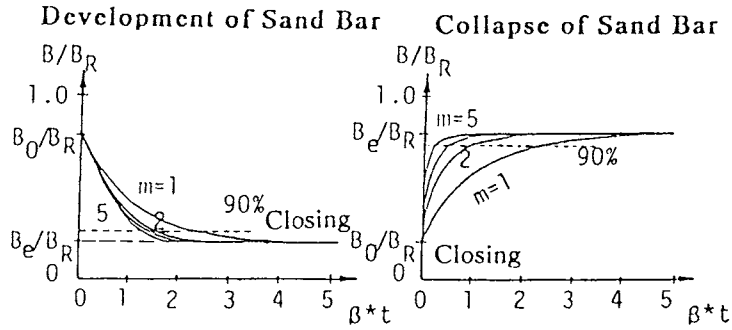


Fig.4 Sand-bar development and collapse.

APPLICATION OF THE PRESENT MODEL

In the following, several practically interesting points related to the application of the present model are investigated:

The unknown parameters in the present model are α^* and β^* . The recent formula for sediment transport by unidirectional flow can easily provide an evaluation of α^* , and even the evaluation of β^* is also less difficult if the complexity and rigorous mechanism are despised. Actually, accurate evaluations of them should be further investigated. Instead of direct evaluations of these parameters, the following practical method might be here proposed. As indicated by Eq.(8), a combination of α^* and β^* provides B_e , and if we know the equilibrium geometry of the river mouth against the conditions of river flow and sea waves, the behaviour of sand bar at river mouth can be described or predicted without direct evaluation of both α^* and β^* .

When the sediment transport rate by river flow and that due to wave action are represented by q_B and q_D , respectively, the following manipulation is deduced.

$$B_e^m = \left(\frac{\alpha^*}{\beta^*} \right) = \frac{q_B \cdot B_R^m}{q_B + q_D} \quad (10)$$

Therefore,

$$\frac{B_e}{B_R} = \left(\frac{1}{1 + \gamma_{DR}} \right)^{1/m} \quad (11)$$

in which $\gamma_{DR} = q_D/q_B =$ ratio of sediment transport by waves to that by river flow. Since γ_{DR} determines B_e/B_R and $q_B(1 + \gamma_{DR})$ determines the process rate of bar deformation, γ_{DR} is regarded as the most important parameter. Although the individual floods during which bar deformation is appreciable, annual change of river-mouth morphology comparatively depends on the

characteristics of individual site of the river mouth. In other words, we can postulate the characteristic value, γ_{DR} , or respective site of river mouth. Therefore, an equivalent flow discharge, Q_D , is here postulated so that $\gamma_{DR}=(Q_D/Q)^m$. In Fig.5, several examples of the relation between width of river mouth and flow discharge observed at several actual rivers (Suga, 1985) are shown, and the estimated relations obtained by assuming several values of the equivalent discharge of wave are compared. By making these figures, it is possible to evaluate appropriate values of γ_{DR} for respective situations. In Fig.6, the laboratory data (Yamamoto, 1978) have been also investigated. These data suggest that higher waves bring about larger values of Q_D .

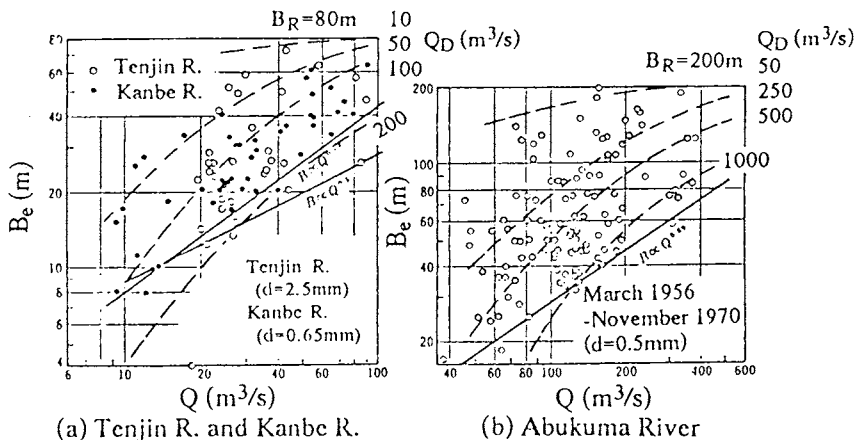


Fig.5 Relation between river discharge, equivalent discharge due to waves and equivalent width at river mouth in actual rivers.

As aforementioned, gradual deformation might be easily predicted because the parameter γ_{DR} can be determined as a characteristic value for each site. Furthermore, gradual deformation process might be approximated as a linear system. If it is assumed that $m=1$, the governing equation becomes linear, and the following impulse response is obtained.

$$f_D(t) = \beta \cdot \exp(-\beta \cdot t) \quad (12)$$

And, the behaviour of sand bar at river mouth responding to the temporal variation of the postulated value of B_e caused by the variations of flow discharge and wave properties can be generally described as follows:

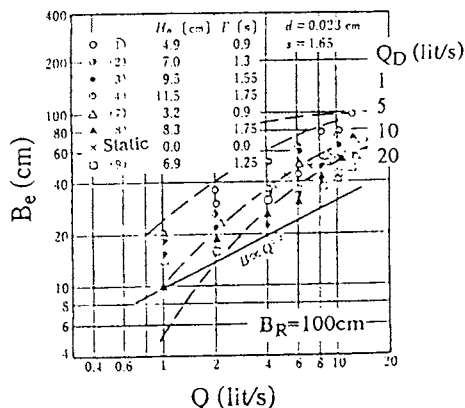


Fig.6 Relation between, Q , Q_D and B_e in laboratory (Yamamoto 1978).

$$B(t) = \int_0^{\infty} B_e(t-\xi) f_D(\xi) d\xi \quad (13)$$

If the variation of $B_e(t)$ is sinusoidal, of which amplitude is so small as a linear approximation is applied and $f_D(\xi)$ is kept independent of $B_e(t)$, the responding behaviour of $B(t)$ to $B_e(t)$ has a phase lag ϕ belonging to the first quadrature as expressed as

$$\sin\phi = \frac{\omega T_R}{\sqrt{1+(\omega T_R)^2}}; \quad \cos\phi = \frac{1}{\sqrt{1+(\omega T_R)^2}} \quad (14)$$

in which ω =angular frequency; $T_R=1/\beta^*$ =relaxation time of the system.

CONCLUSIONS

In this paper, an analytical modelling to describe deformation process of sand bar at river mouth. Based on the characteristics of bar deformation extracted from the data of field measurements in actual rivers, one dimensional side-erosion type model has been proposed. The governing parameters are related to the sediment transport law for river region and that for coastal region. Considering the similarity of formulation of transport rates in river and coastal zones, a simplified expression has been adopted, and it has been clarified that the governing equation becomes a Bernoulli-type differential equation with respect to the width at river mouth.

Instead of direct evaluation of parameters related to the dynamics of sediment transport, a parameter related to the equilibrium width at river mouth is proposed, which is a kind of representative characteristics of respective river site. Based on several data of actual rivers and laboratory data where the characteristics of wave have been controlled, the significance of the proposed parameter has been emphasized, and related to this parameter, a concept of "equivalent flow discharge" for sediment transport by waves has been introduced.

The governing equation expresses a kind of relaxation, and using the simplest linearized expression, the behaviour of river-mouth width responding to temporally changing boundary conditions such as flow discharge and the characteristics of sea wave has been investigated, which might correspond an annual variation of river-mouth morphology. The present model has clarified the lag behaviour of bar deformation.

In this study, an outline of modelling of deformation process of sand bar has been achieved, and the individual mechanics related to sediment transport, flow properties affected by contraction, unsteady properties of floods, wave properties and sediment transport due to wave, which will be more rigorously clarified in near future, will refine the present model increasingly.

REFERENCES

- Aota, S. and N. Shutoh (1980) : A model of the sectional area at river mouth. *Proc.24th Japanese Conference on Hydraulics*, JSCE, pp.203-208 (in Japanese).
- Ogawa, Y., Y. Fujita and N. Shutoh (1984) : Change in the sectional area and topography at the river mouth. *Proc.28th Japanese Conference on Hydraulics*, JSCE, pp.129-135 (in Japanese).
- Suga, K. (1985) Sand bars and cross section of river mouth. *Mechanics of Sediment Transport* edited by H. Kikkawa, Maruzen, pp.405-432 (in Japanese).
- Suga, K. and K. Matsumura (1971) : Closing rivers in Japan and a few considerations on it. *Proc. 26th Annual Conference of JSCE* (in Japanese).
- Tanaka, H. and K. Suga (1985) : Stable sectional area of a river mouth balanced by flow and wave action. *Proc. 29th Japanese Conference on Hydraulics*, JSCE, pp.11-16 (in Japanese).
- Tsujimoto, T., A. Mori, T. Okabe and T. Ohmoto (1989) : Non-equilibrium sediment transport. *Proc. 33rd Japanese Conference on Hydraulics*, JSCE, pp.- (in Japanese),
- Yamamoto, K. (1978) : Improvement of river-mouth region for river with sand bar. Research report, Public Works Research Institute, Ministry of Construction, No.1394 (in Japanese).

一様勾配斜面上の砕波帯における 線形フィルター法の適用性

Applicability of a Linear Filter Method In the Surf Zone on a Sloping Bottom

In this study, we investigated the applicability of a linear filter method in the surf zone on a sloping bottom. Laboratory experiment were carried out in the wave tank of 26m length, 0.6m width and 0.8m depth, Sloping bottom were set in the wave tank, slope gradients were $1/30$ and $1/10$. Water surface elevation were measured with Capacitance-Type Wave Gage, horizontal and vertical water particle velocity were measured with Electromagnetic Current Meter. Comparison of the time series with calculated and measured water particle velocities show good agreement without Surging breaker. Distribution of the peak velocity values and velocity value summations show interesting phenomena.

1. はじめに

砕波帯は、海浜流の発生・漂砂移動・物質拡散・構造物に作用する波力など、海岸工学上の諸問題において、重要な現象の生じている場であるが、現在のところ、砕波現象の複雑さのために、波の変形や流速場に対して十分な理解がなされているとは言い難い。すなわち、水深の減少がともなう砕波帯では、波の非線形性が増大することや、波動性の減少と流れの存在などにより、波動理論の適用性が低下するといわれる。しかし、砕波帯における波の変形や流速場を表現する十分な理論は存在しないものの、最近になって多くの事柄が明らかにされてきている。この中で、水面波形より流速場を表現するという試みは、工学的に重要な問題の一つである。

これに関しては、最近、流速測定技術が進歩した事により、現地観測や水槽実験によって水面変動と水粒子速度を測定し、水面変動から水粒子速度を算出しようとする試みが盛んに行われるようになってきた。これに関した初期の研究としては、一様水深部の規則波に対して、プロペラ式流速計、中立浮粒子を用いる方法、あるいは水素気泡式流速計¹⁾を用いて、波の水平水粒子速度の最大

一様勾配斜面上の碎波帯における 線形フィルター法の適用性

Applicability of a Linear Filter Method In the Surf Zone on a Sloping Bottom

In this study, we investigated the applicability of a linear filter method in the surf zone on a sloping bottom. Laboratory experiment were carried out in the wave tank of 26m length, 0.6m width and 0.8m depth, Sloping bottom were set in the wave tank, slope gradients were $1/30$ and $1/10$. Water surface elevation were measured with Capacitance-Type Wave Gage, horizontal and vertical water particle velocity were measured with Electromagnetic Current Meter. Comparison of the time series with calculated and measured water particle velocities show good agreement without Surging breaker. Distribution of the peak velocity values and velocity value summations show interesting phenomena.

1. はじめに

碎波帯は、海浜流の発生・漂砂移動・物質拡散・構造物に作用する波力など、海岸工学上の諸問題において、重要な現象の生じている場であるが、現在のところ、碎波現象の複雑さのために、波の変形や流速場に対して十分な理解がなされているとは言い難い。すなわち、水深の減少がともなう碎波帯では、波の非線形性が増大することや、波動性の減少と流れの存在などにより、波動理論の適用性が低下するといわれる。しかし、碎波帯における波の変形や流速場を表現する十分な理論は存在しないものの、最近になって多くの事柄が明らかにされてきている。この中で、水面波形より流速場を表現するという試みは、工学的に重要な問題の一つである。

これに関しては、最近、流速測定技術が進歩した事により、現地観測や水槽実験によって水面変動と水粒子速度を測定し、水面変動から水粒子速度を算出しようとする試みが盛んに行われるようになってきた。これに関した初期の研究としては、一様水深部の規則波に対して、プロペラ式流速計、中立浮粒子を用いる方法、あるいは水素気泡式流速計¹⁾を用いて、波の水平水粒子速度の最大

値を測定して有限振幅波理論との比較を行なったものがある。その後、流速変動の連続測定が可能な超音波流速計²⁾を用いた実験によって、時間変化に関する考察が加えられた。

しかし、不規則波に対しては、もはや有限振幅波理論の適用は困難であるので、線形フィルター法によって、水面変動の時間変化から水粒子速度の時間変化を算出する試みが、Reid³⁾や岩垣・酒井・石田⁴⁾によってなされ、その適用性が検討された。また、同様な目的で、流れ関数法による計算法が、Dean⁵⁾によって試みられている。

一方、浅水変形や碎波の生じている海浜に対しては、海底勾配の効果を計算理論に反映する手段がないことから、一様水深部における適用性が認められている線形フィルター法や流れ関数法を勾配のある海浜に適用するための検討が始められた。まず、電磁流速計の開発によって現地観測による流速場の検討が、1970年代の後半より活発に始められた。堀川・堀田・水口・磯部⁶⁾は、碎波帯内で鉛直方向の数点で流速の測定を行ない、同時に測定された水面変動記録を用いて、周波数応答関数の検討を行なった。その結果、実測値と計算値は、底面において定性的には一致するが、定量的には計算値の方が大きいことが分かった。また、磯部・水口・堀川⁷⁾は、碎波帯付近で測定を行ない、この実測値と長波理論、線形フィルター法および流れ関数法による流速の計算値とを比較した。その結果、碎波帯の外側においては、長周期波成分を除去すれば、線形フィルター法や流れ関数法は、十分な適用性があることが分かり、碎波帯内では、線形フィルター法は過大評価となることが分かった。また、水槽実験による測定もなされたが、磯部・福田・堀川⁸⁾は、1/20勾配斜面を設置して、熱膜流速計で測定した流速と線形フィルター法や流れ関数法による計算値とを比較した結果、底面付近では線形フィルター法は良く適用するが、碎波後は大きくなるとしている。同様に、広部・石田⁹⁾は、1/30勾配斜面を設置して、碎波帯を含む沖から汀線近傍までの広い範囲で、底面付近の流速を熱膜流速計で測定して、線形フィルター法の計算値と比較した。計算には、wave setup および wave setdown によって変化した水深を用いたが、その結果、場所による適用性の差を明確にするとともに、計算値が大きくなるのは波の峰であり、波の谷では碎波帯内でも測定値と一致することを明らかにした。また、周期の大きい波ほど、波の峰の計算値が大きくなるが、周期の小さい波では、碎波帯内でも計算値は測定値とよく一致するとしている。

これらの事から、碎波帯では、線形フィルター法で流速を計算すると、周期の大きい波の場合には、波の峰で過大評価になることが分かる。しかし、線形フィルター法による計算法は、実用的には非常に有効な計算法であるので、磯部・大中¹⁰⁾は、実験的に求めた補正係数を導入する事により周波数応答関数の補正を行ない、また、長周期波成分に対しては、部分重複波としての周波数応答関数を用いて、計算精度を向上させる工夫をしている。

以上の事を整理すると、線形フィルター法は、これまで十分に適用性の検討がなされているものの、水深方向の位置によって適用性がどのように変わるかということや、鉛直水粒子速度への適用性の検討が不十分であるように思われる。また、斜面勾配や碎波形式の違いによる適用性に対する検討も不十分であるように思われる。これらの事から、本研究では、造波水槽内に1/30勾配と

1/10勾配の斜面を設置し、崩れ波、巻き波、砕け寄せ波の三形式の砕波を発生させ、砕波帯の内部流速を電磁流速計を用いて詳細に測定した。さらに、線型フィルター法によって、水面変動から水平水粒子速度および鉛直水粒子速度の算定を行い、この方法の砕波帯への適用性の検討を行った。

2. 水槽実験

2. 1 実験装置および実験方法

実験は、長さ26m、幅0.6m、高さ0.8mの一部両面ガラス張りの二次元造波水槽で行った。水槽内の造波板の後端には消波装置が設置してあり、もう一端には1/30勾配あるいは1/10勾配の固定床斜面を設置できるようになっている。造波機構はピストン型で、駆動機構は油圧シリンダーである。制御装置内の関数発生器から規則波信号を発生させて実験を行なった。実験装置の概要を図-1に示す。

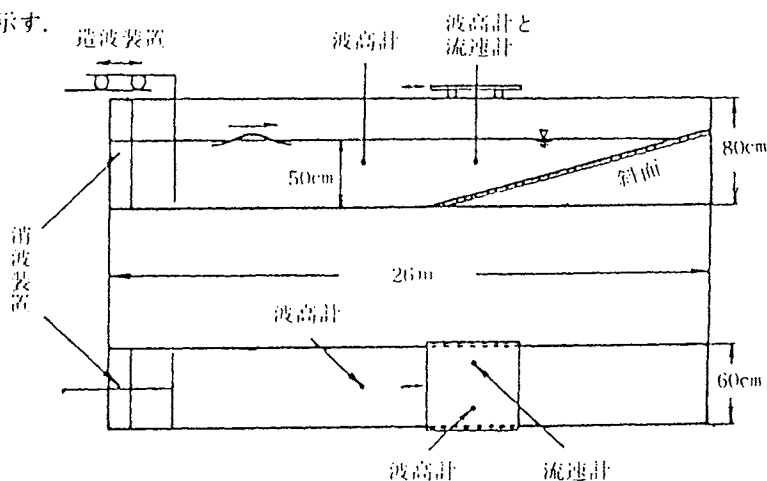


図-1 実験装置の概要

2. 2 造波条件

造波条件を表-1に示す。1/30勾配の固定床斜面では、3種類の波を造波したが、Case-1は崩れ波であり、Case-3は巻き波であり、Case-2は両者の中間である。さらに、1/10勾配の固定床斜面で造波したCase-4の波は砕け寄せ波である。砕波点の位置は、水槽側面からの目視で求めたが、崩れ波は波峰に気泡が生じ始める点、巻き波は波峰前面が鉛直となる点、砕け寄せ波は波の前面に気泡が生じ始める点とした。一様水深部の水深は、いずれも50cmである。

表-1 造波条件

	周期 T (sec)	沖波波高 H ₀ (cm)	波形勾配 H ₀ /L ₀	斜面勾配	砕波形式	砕波点の位置 X _b (cm)	砕波波高 H _b
Case-1	1.0	14.0	0.0898	1/30	Spilling	600	11.8
Case-2	2.0	11.6	0.0186	1/30	Spilling~Plunging	490	13.7
Case-3	4.0	5.9	0.0023	1/30	Plunging	415	11.8
Case-4	4.0	5.6	0.0022	1/10	Surging	100	6.5

2. 3 測定位置と測定方法

水面変動の測定には容量式波高計を用い、水粒子速度の測定には2成分小型電磁流速計を用いた。波高計および流速計の検出部は、台車に取り付けられており、岸沖方向および鉛直方向に移動が可能となっている。流速計の検出部は、直径8mm、長さ3cmであり、支持棒の直径は4mmである。応答性は、この実験目的に対して十分である事が確かめられている。図-2は、各ケースにおける流速の測定点の位置を示しており、○印は測定点を示している。また、●印は図-4～図-7に示した水粒子速度の時系列の測定位置である。図中に示してある砕波点の位置から分かるように、測定位置は主に砕波帯である。測定点の個数は、Case-1～Case-4で、各々47、55、44、47個である。データは、データレコーダーに記録し、後に、サンプリング間隔を、各々0.08sec、0.04sec、0.02sec、0.08secとしてAD変換器により数値化した。これは一周期を50分割した事になる。

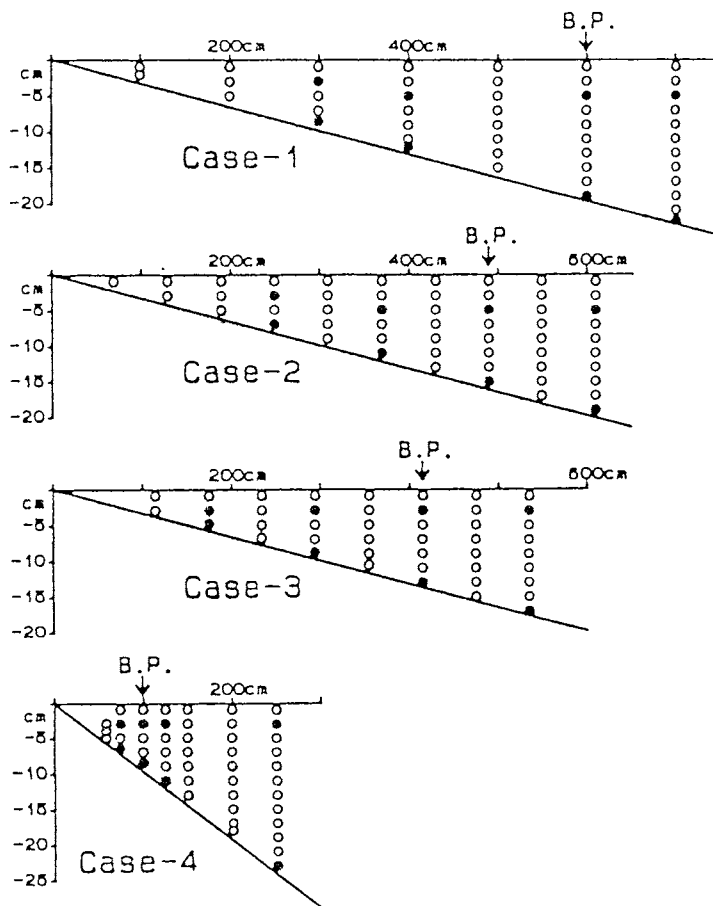


図-2 流速の測定点の位置

3. 線形フィルター理論による解析方法

3. 1 線形フィルター法

線形フィルター法は、微小振幅波の線形重ね合わせにより、水面変動から水粒子速度を計算するものであるが、以下に簡単に説明する。

水面変動および水粒子速度などの時系列データを $\eta(t)$ および $u(t)$ とし、それらのフーリエ変換を $F_\eta(\sigma)$ および $F_u(\sigma)$ とおくと、次式となる。

$$F_\eta(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t) \cdot e^{i\sigma t} \cdot dt \quad (1)$$

$$F_u(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \cdot e^{i\sigma t} \cdot dt \quad (2)$$

$F_\eta(\sigma)$ と $F_u(\sigma)$ には、次式の関係がある。

$$F_u(\sigma) = H(\sigma) \cdot F_\eta(\sigma) \quad (3)$$

$H(\sigma)$ は複素周波数応答関数であり、次式のように実数成分と虚数成分よりなる。

$$H(\sigma) = H_R(\sigma) + i \cdot H_I(\sigma) \quad (4)$$

ここに $H_R(\sigma)$ および $H_I(\sigma)$ は、水面変動と水平水粒子速度および水面変動と鉛直水粒子速度の周波数応答関数であり、微小振幅波理論では、次式となる。

$$H_R(\sigma) = \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \quad (5)$$

$$H_I(\sigma) = \sigma \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \quad (6)$$

ここに h は静水面での水深、 k は波数、 z は原点を静水面に取った鉛直上向きの座標である。 σ は角周波数であるが、次式の分散関係式より得られる。

$$\sigma^2 = gk \cdot \tanh kh \quad (7)$$

さて、式(2)より $u(t)$ は $F_u(\sigma)$ の逆フーリエ変換として次式のように得られる。

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_u(\sigma) \cdot e^{-i\sigma t} \cdot d\sigma \quad (8)$$

式(8)に、式(3)および式(1)を代入して整理すると、次式となる。

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_1(\tau) \cdot \eta(t-\tau) \cdot d\tau \quad (9)$$

式(9)を用いて、水面変動 $\eta(t)$ から水粒子速度 $u(t)$ を計算できるが、 $h_1(\tau)$ は線形フィル

ターと呼ばれ、式(4)の周波数応答関数を逆フーリエ変換する事により、次式のように計算される。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\sigma) \cdot e^{-i\sigma\tau} \cdot d\sigma \quad (10)$$

式(9)で、 $u(t)$ が水平水粒子速度の場合には、式(10)は次式となる。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_R(\sigma) \cdot \cos\sigma\tau \cdot d\sigma \quad (11)$$

同様に、 $u(t)$ が鉛直水粒子速度の場合には、式(10)は次式となる。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_I(\sigma) \cdot \sin\sigma\tau \cdot d\sigma \quad (12)$$

以上の事から、式(5)、(6)、(7)を用いて、角周波数 σ を適当な範囲で変化させて、周波数応答関数 $H(\sigma)$ を計算し、次に、式(11)、(12)を用いて、線形フィルターを前もって計算しておけば、式(9)の畳み込み積分により、任意の水面変動に応じた水粒子速度を計算することが出来る。

3. 2 周波数応答関数の理論値の補正⁹⁾

線形フィルター法を適用する場合に、水面のゼロ点(基準面)の位置を定義する必要がある。一様水深部と異なり、斜面を進行して砕波する波は、wave setup, wave setdownを生じるので、静水面と平均水面は一致しない。ここで静水面とは波が生じない場合の水面の位置をいい、平均水面とは測定された水位の時系列を総和平均した水面の位置をいう。これは、静水面を基準面にする場合は、波高が増大しても水深は変化しないが、平均水面を基準面とする場合は、波高の大小によって水深も変化し、その結果、式(5)、(6)で示される周波数応答関数も変化するという影響がある。すなわち、wave setupが生じる位置では、水深が増加して周波数応答関数は小さくなり、その結果、計算値は小さくなるが、逆にwave setdownが生じる位置では、水深が減少して周波数応答関数は大きくなり、その結果、計算値は大きくなる。砕波帯外では、水深が大きいので平均水深の増減量は相対的に小さいが、汀線に近くなるほど水深は小さくなるので、平均水深の増減量による修正効果は大きくなる。そこで、本論文では、水面が砕波帯内でwave setupを生じることに着目し、次のような修正を行った。すなわち、各測定点における平均水深の増減量を η_m とすると、水深 h' および各測定点における水面からの位置 z' は、次式のようになる。

$$h' = h + \eta_m \quad (13)$$

$$z' = z - \eta_m \quad (14)$$

これにより、砕波帯内において、計算値が測定値に比べて大きくなる事が改良される。

図-3に示されている三本の破線は、造成されたCase-1~Case-4の波の波峰と波谷、およびwave setupとwave setdownによって変化した平均水面の位置である。

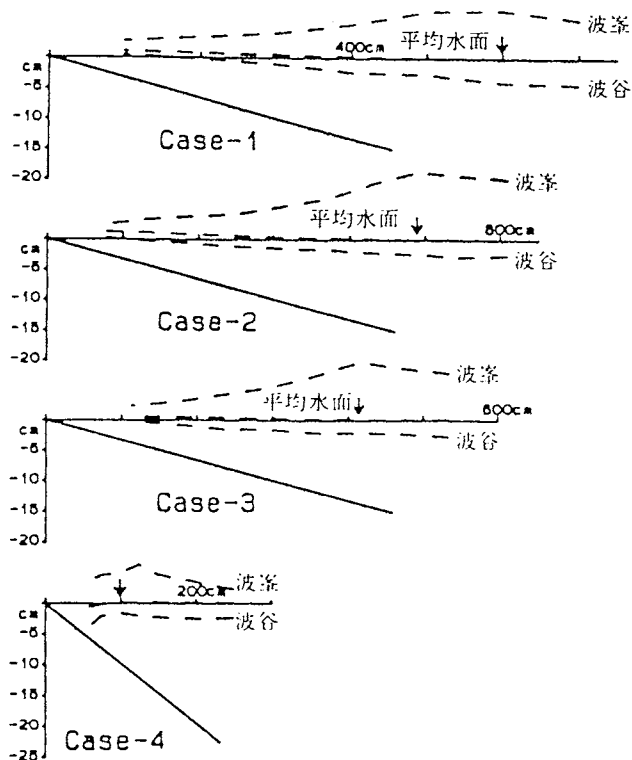


図-3 波峰と波谷および平均水面の位置

4. 結果および考察

4. 1 水面変動と水粒子速度の時系列

図-4～図-7は、Case-1～Case-4の水面変動と水粒子速度の時系列を示す。上段が水面変動の一波分である。二段目と三段目は、水平方向の水粒子速度成分であるが、二段目は水面付近、三段目は底面付近である。四段目と五段目は、鉛直方向の水粒子速度成分であるが、四段目は水面付近、五段目は底面付近である。また、水粒子速度の図中、実線は測定値であり、破線は線形フィルターによる計算値である。なお、電磁流速計の特性により、検出部が水中に数cm没した状態でなければ、測定値に雑音が入るため、図-4～図-11に示されている測定値は、おおそ波谷以下で測定されたものである。

(1) Case-1の場合（崩れ波）

図-4によると、水平水粒子速度は、砕波帯外の底面付近では、計算値は実測値より小さく、水面付近では、計算値と実測値はほぼ同じ値であるが、実測値の方が冲向きに約5 cm/sec平行移動

した形状である。これは、実測値の波動成分に冲向きの戻り流れ成分が加算されているものと思われる。図-10には、水平方向の平均流速の分布が示されているが、この図によると、この位置で冲向きに約5 cm/secの平均流速が生じていることと一致する。砕波点では、砕波帯外と同様な傾向である。砕波帯内では、計算値の変動は滑らかであるのに対して、測定値は平均的な流速変動のまわりで乱れている。測定値の乱れは、砕波による水面変動の乱れに対応しているわけであるが、このように、線形フィルター法による計算値は、砕波による波動性以外的変化を表現することが出来ない。しかし、計算値と測定値の傾向は一致している。

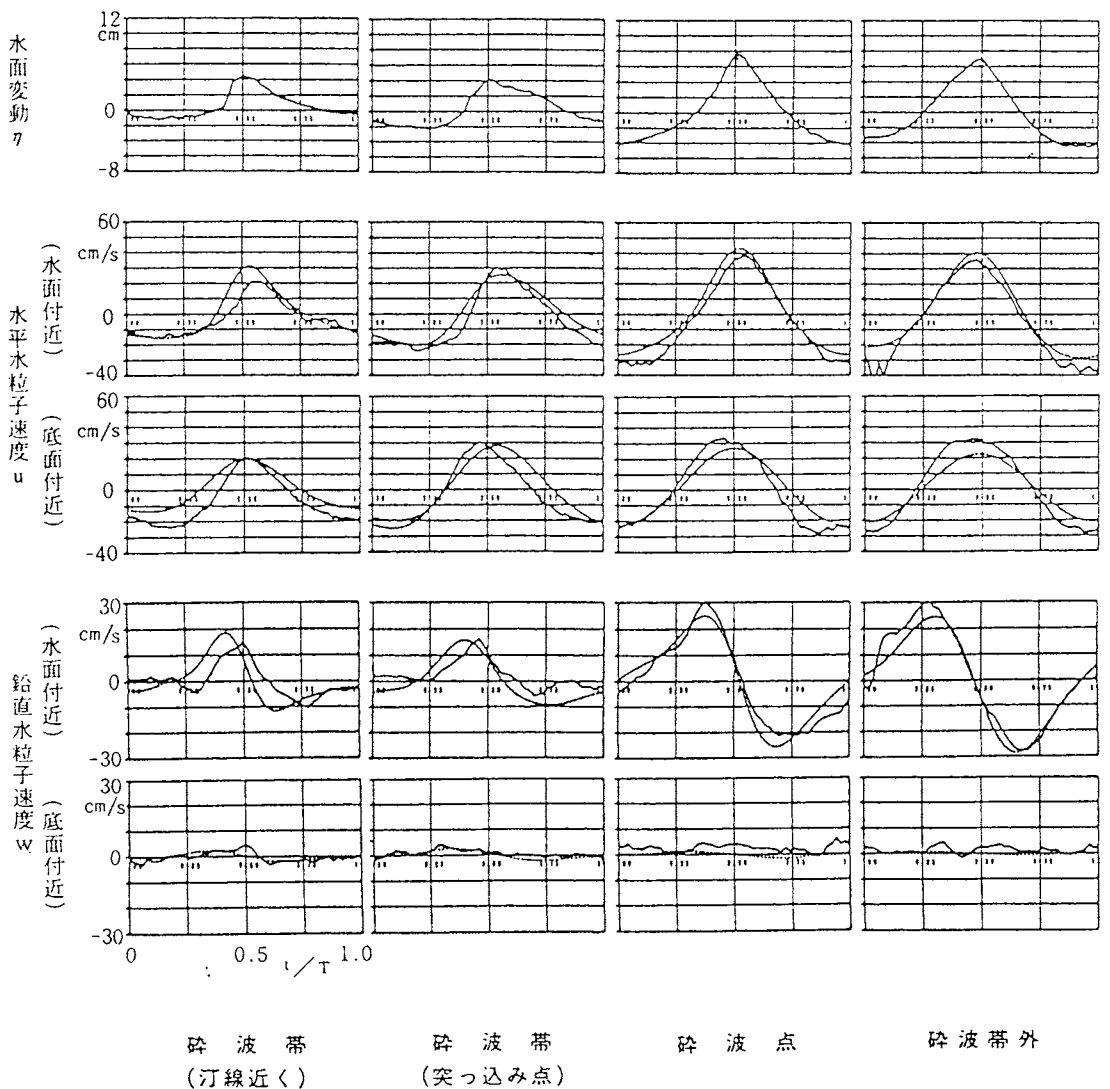


図-4 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-1の場合)

鉛直水粒子速度は、砕波帯外と砕波点では一致するが、砕波帯内では計算値と実測値には位相差が見られる。これは、線形フィルター法では、斜面勾配の効果を表現出来ないためであろう。

(2) Case-2 の場合 (崩れ波～巻き波)

図-5 によると、水平水粒子速度は、砕波帯外と砕波点の底面では計算値が小さく、水面付近では、計算値と測定値がほぼ同じ値であることは、Case-1 の場合と同様である。砕波帯内では、水面の乱れによる測定値の乱れを、計算値は表現していないが、全般的には測定値と一致している。

鉛直水粒子速度は、砕波帯外と砕波点では、計算値が測定値より大きい。また、砕波帯内では、

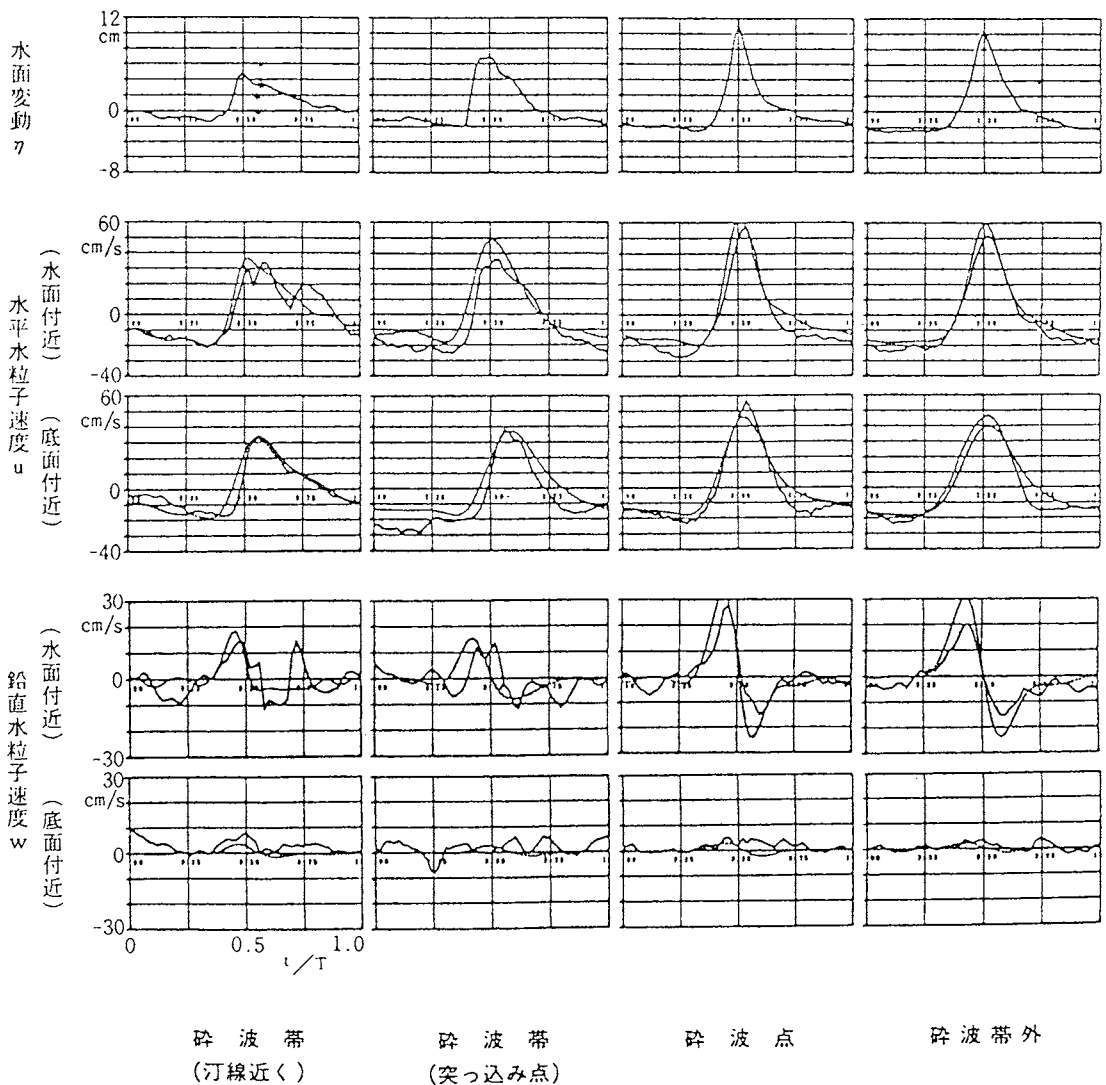


図-5 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-2 の場合)

計算値と測定値に位相差がみられることも、Case-1の場合と同様である。

(3) Case-3の場合(巻き波)

図-6によると、水平水粒子速度は、砕波帯外と砕波点の底面付近では、計算値は測定値とよく一致しており、水面付近では、戻り流れの影響から、測定値が沖向きに若干移動していることは、Case-1およびCase-2と同様である。砕波帯内では、全般的に計算値は測定値と一致している。

鉛直水粒子速度は、砕波帯外と砕波点の計算値は測定値より大きい。砕波帯内では、測定値の乱れが激しく、波動性の低下が著しい。また、砕波帯外と砕波点の底面付近では、水粒子速度の上向き成分が顕著に表われている。

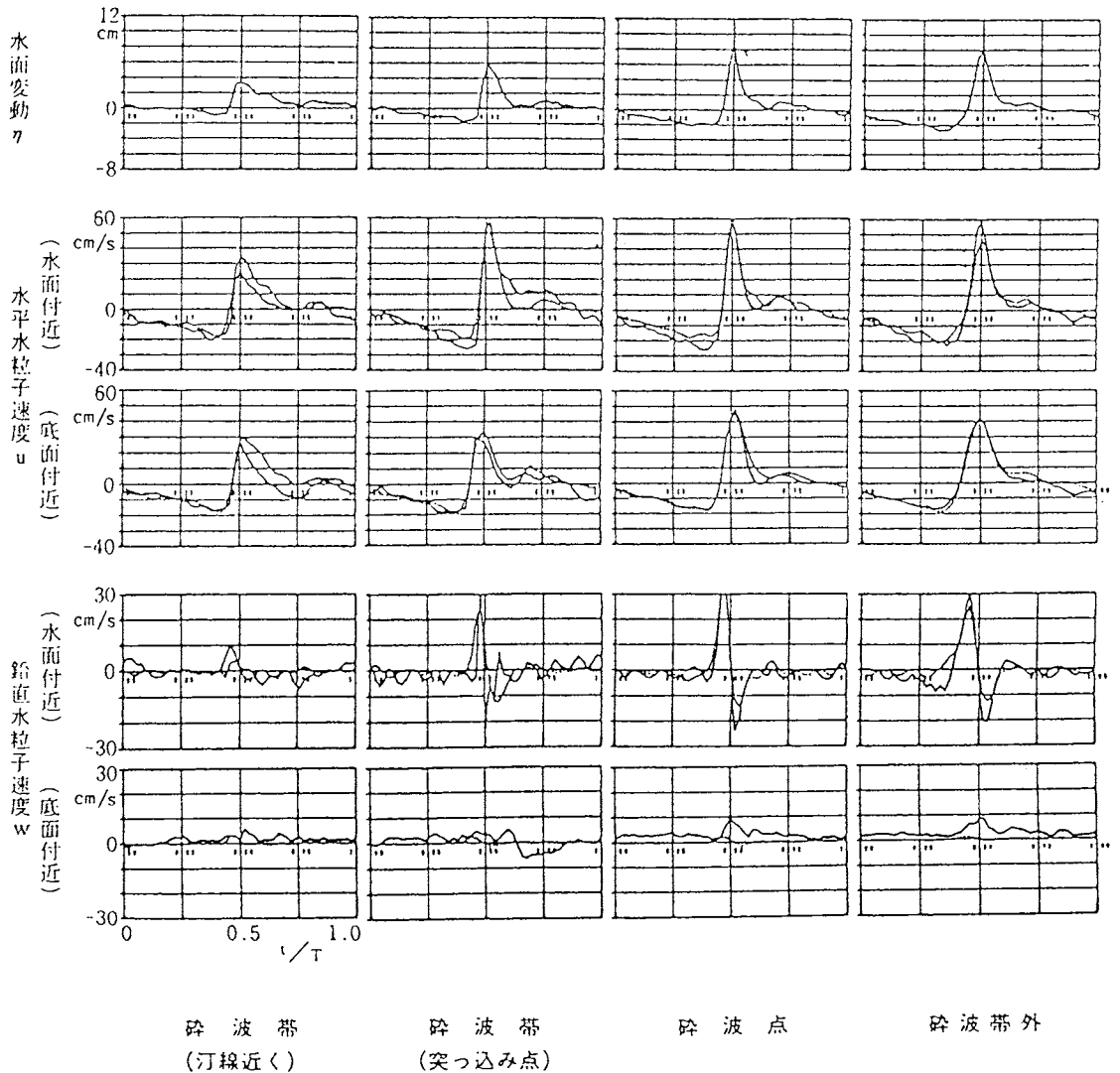


図-6 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-3の場合)

(4) Case-4 の場合 (砕け寄せ波)

図-7によると、水平水粒子速度は、砕波帯外および砕波帯内のいずれの位置でも、計算値は測定値と一致しない。砕波帯外の沖浜では、計算値は測定値より小さく、砕波点では、測定値より大きくなっている。すなわち、全般的に流速の測定値は複雑な波形を示しており、一般的な傾向は見られないようである。これは、斜面勾配が急で波形勾配が小さく周期も長いため、進行波と反射波による重複波が生じ、また戻り流れの影響も図-10に示されるように測定位置により方向が異なる

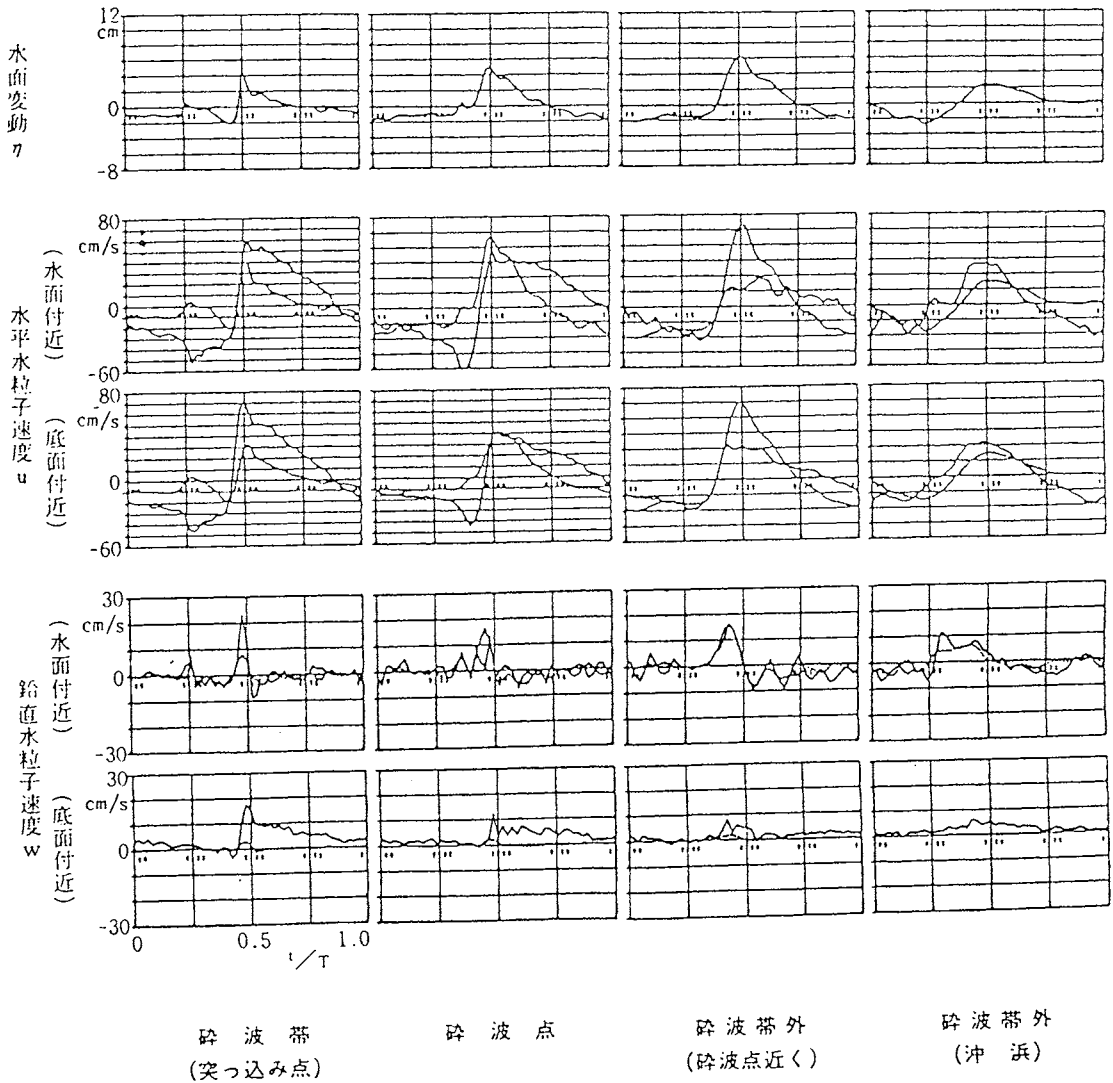


図-7 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-4 の場合)

ることから、内部流速場がかなり複雑になっているものと考えられる。砕波点と砕波帯でも同様に、一般的な傾向はみられない。なお、水面変動の時系列を見ると、砕波帯外において既に乱れがみられ、反射波の成分が重なっているようである。

鉛直水粒子速度の測定値は、やはり乱れが大きいのが、底面付近では強い上向き成分がみられる。この上向き成分は、砕波点と砕波帯の底面で非常に大きな値となっている。

これらのことから、Case-4 の砕け寄せ波は、砕波によって波動性が大きく減少し、また反射波の影響も大きいことから、数値フィルター法の適用範囲外といえる。

4. 2 水粒子速度の最大値の分布

(1) 水平方向の水粒子速度

図-8 は、水平方向の水粒子速度の最大値の分布を示す。図中には、計算値と測定値の岸沖方向

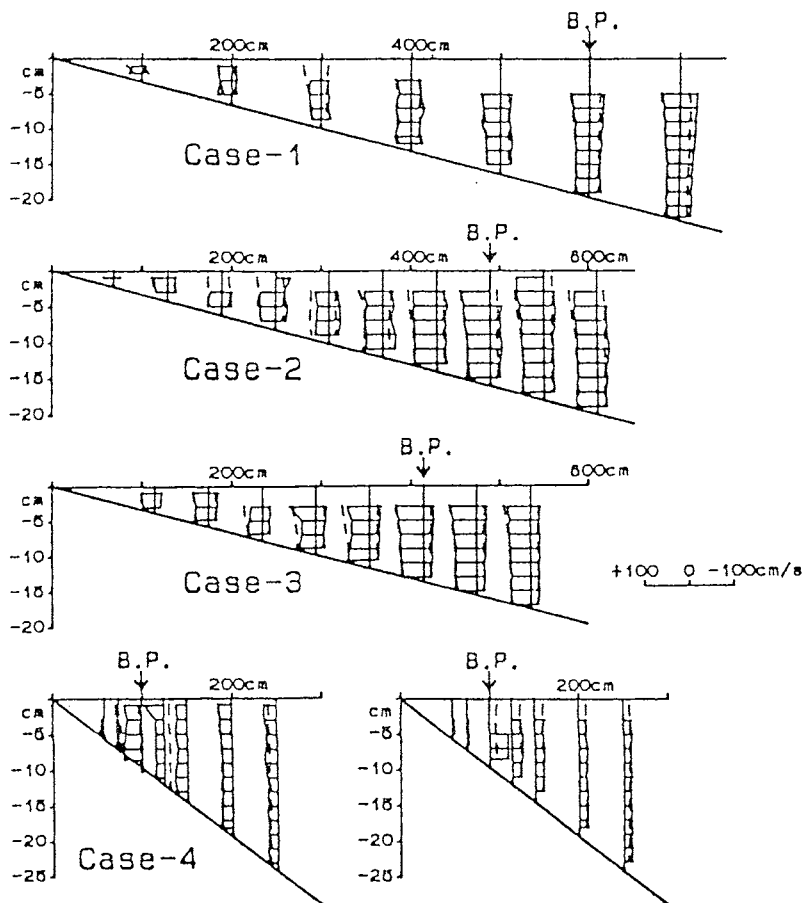


図-8 水平方向の水粒子速度の最大値の分布

の最大値が示されているが、破線が計算値である。これによると、砕波帯内では、測定値の鉛直方向の分布が不規則であることが分かるが、全般的に計算値と測定値は一致しているといえる。ただし、図-10に示した水平方向の平均流速の値に相当する分だけ、岸方向および沖方向の最大値共に移動しているために、岸方向の計算値が測定値より大きくなっているようである。

(2) 鉛直方向の水粒子速度

図-9は、鉛直方向の水粒子速度の最大値の分布を示す。図中には、上向き成分を岸側に、下向き成分を沖側に示してある。これによると、計算値は水面近くになるほど、上向きの最大値も下向きの最大値も、測定値より大きくなるようである。

4. 3 平均流速の分布

ここで示した平均流速は、Lagrange 的に測定された平均流速として定義される質量輸送速度とは

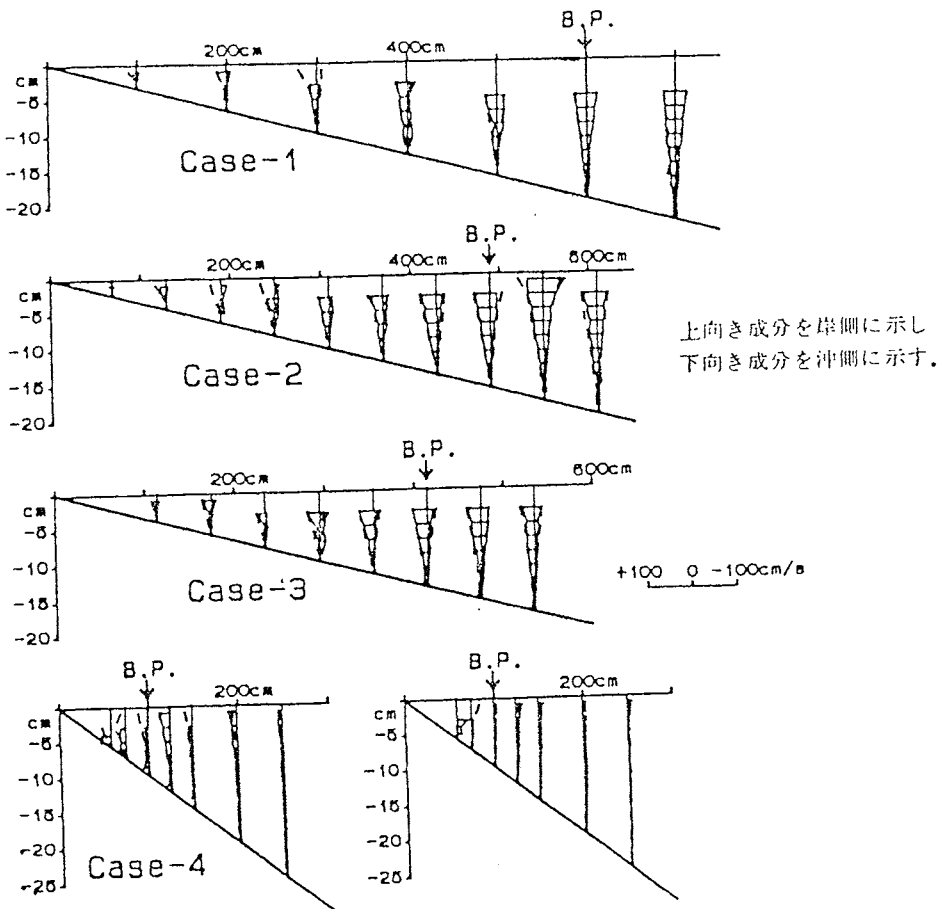


図-9 鉛直方向の水粒子速度の最大値の分布

異なり、Euler 的に測定された流速の一周期の平均値である。

(1) 水平方向の平均流速

図-10は、水平方向の平均流速の分布を示す。これによると、砕波帯外では、底面付近で小さく、水面に近くなるに従い沖方向に大きくなる分布をしている。ただし、これは波谷より下方における測定値の特性であり、波谷より上では平均流速の定義から、値そのものが測定出来なかった。また、底面近傍でも電磁流速計の特性から測定が出来なかったが、熱膜流速計を用いて1/30勾配の斜面の底面近傍で測定した広部・石田¹³⁾の結果によると、砕波点より沖側の底面近傍では、ほぼゼロとなっている。これらは、実験条件は異なるが、灘岡・近藤・田中¹⁴⁾や泉宮・堀川¹⁵⁾の結果と同じ傾向であった。最も大きな値を示す位置は、突っ込み点付近であるが、この位置では岸方向の流れが見られる場合もあり、不規則な分布である。また、Case-4の砕け寄せ波では、砕波帯外でも岸方向の流れが見られる位置もあり、内部流速場の複雑さを示している。

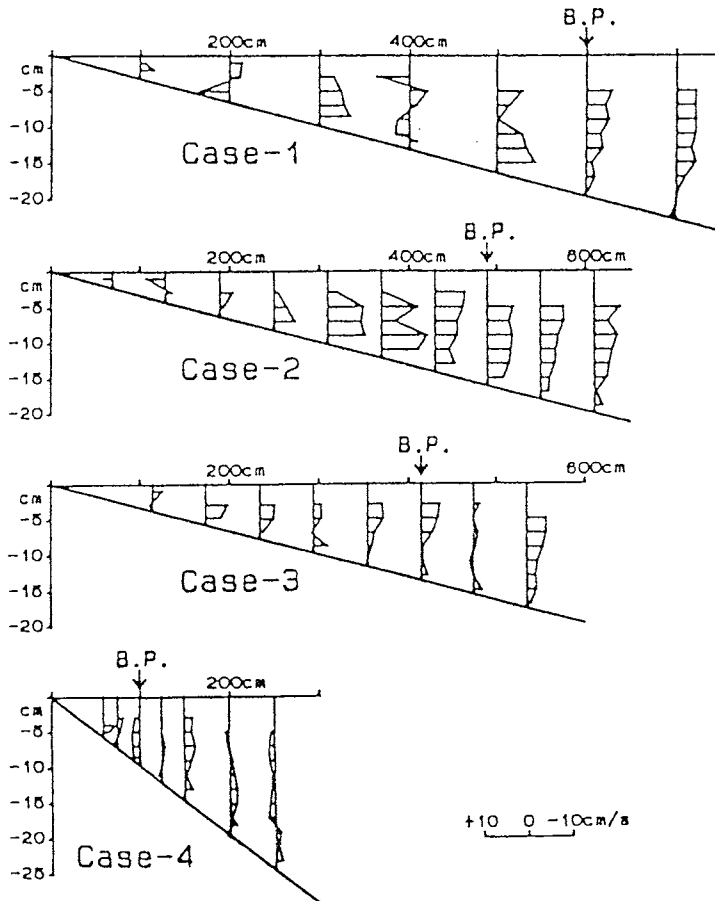


図-10 水平方向の平均流速の分布

(2) 鉛直方向の平均流速

図-11は、鉛直方向の平均流速の断面分布を示す。これによると、一般的な傾向は見られないが、底面付近では、強い上向きの流れが生じていることが分かる。特に、Case-4の砕け寄せ波では、著しく大きい。

5. 結 論

斜面勾配が比較的緩やかな1/30勾配の場合、すなわちCase-1～Case-3では、線形フィルター法による水平方向の水粒子速度の計算値は、波の峯と谷の部分で測定値と比べ若干の相違を見せるものの、砕波帯外、砕波点付近、砕波帯内にわたり比較的良く一致した。これは、崩れ波および巻き波が進行波的であり、斜面勾配も緩やかなことから、砕波後も十分に波動性を保持しているためと思われる。

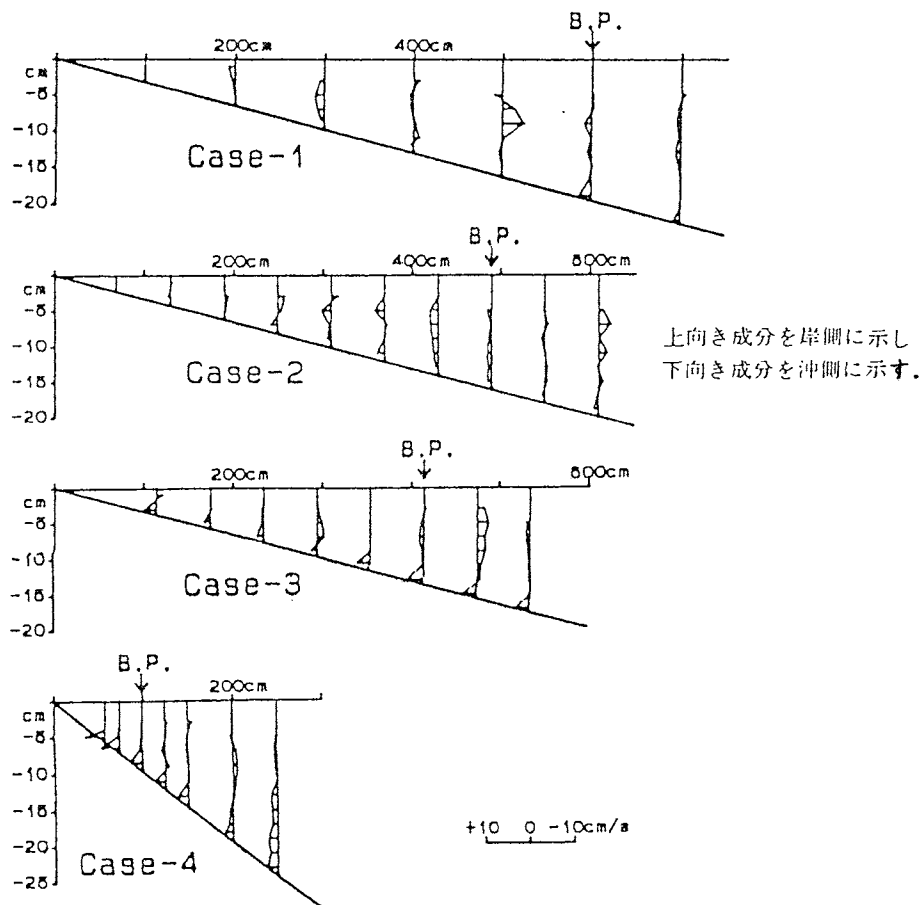


図-11 鉛直方向の平均流速の分布

一般的な傾向として、波峰で岸方向の計算値が測定値より大きくなる傾向があるが、これは、水平方向の平均流速が存在するために、測定値の方が全体的に冲向きとなるため、見かけの上で計算値が大きくなることが分かった。また、鉛直方向の水粒子速度は、周期の大きい波では、水面近くの計算値は測定値よりもかなり大きくなるようである。

斜面勾配が比較的急な1/10勾配の場合、すなわちCase-4の砕け寄せ波では、線形フィルター法による計算値は実測値とかなりの相異がみられ、汀線からの距離によって傾向が異なった。この原因としては、反射波の影響により部分重複波的な性格を持ったことから、水面波形が浅水変形の段階で、既に進行波以外の波動成分を持ったことなどが考えられる。したがって、今後特に勾配の急な斜面における適用性の検討を進め、さらに斜面上の不規則波に対する適用性についても検討を行なう必要があるものと思われる。

最後に、実験にご協力下さった当時金沢大学大学院生の藤井昌彦君（北陸電力KK）と学部学生の上野悟君（佐藤工業KK）に、謝意を表します。また、本研究を行なうにあたり、金沢大学工学部高瀬信忠教授には、多くのご配慮を受けました。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・酒井哲郎：有限振幅波の水粒子速度に関する実験，第16回海岸工学講演会論文集，pp.15～21，1969.
- 2) 土屋義人・山口正隆：超音波流速計による波の水粒子速度に関する実験的研究，第18回海岸工学講演会論文集，pp.97～104，1971.
- 3) Reid, R.O. : Correlation of water level variations with wave forces on a vertical pile for nonperiodic waves. Proc., 6th Conf. Coastal Eng., pp.749～786, 1957.
- 4) 岩垣雄一・酒井哲郎・石田啓：不規則波の水粒子速度と水面変動との相互関係に関する研究，第19回海岸工学講演会論文集，pp.149～154，1972.
- 5) Dean, R.G. : Stream function representation of nonlinear ocean waves. Jour. Geophysical Res., Vol.70, No.18, pp.4561～4572, 1965.
- 6) 堀川清司・堀田新太郎・水口優・磯部雅彦：砕波後の波にともなう流速場に関する現地観測，第26回海岸工学講演会論文集，pp.46～50，1979.
- 7) 磯部雅彦・水口優・堀川清司：砕波帯付近の波にともなう流速場に関する現地観測，第27回海岸工学講演会論文集，pp.148～152，1980.
- 8) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司：砕波帯における流速場に関する二次元実験，第26回海岸工学講演会論文集，pp.41～45，1979.
- 9) 広部英一・石田啓：一様勾配斜面上の規則波における水粒子速度の周波数応答関数について，福井工業高等専門学校 研究紀要 第20号，pp.203～221，1986.
- 10) 磯部雅彦・大中晋：砕波帯付近における不規則波の水粒子速度の計算法，第31回海岸工学講演会論文集，pp.39～43，1984.
- 11) 広部英一・石田啓：砕波による底面近傍における流速場の構造および底面砂粒子の移動について，福井工業高等専門学校 研究紀要 第19号，pp.351～375，1985.
- 12) 瀧岡和夫・近藤隆道・田中則男：LDAを用いた砕波帯内の流速場に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp.24～28，1981.
- 13) 泉谷尊司・堀川清司：砕波帯における定常流に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp.34～38，1981.

岸沖方向漂砂の移動機構

Experimental Study of Sand Transporting Mechanism in On-Offshore Direction

Abstract

Characteristics of sand ripples and sand transportations on the horizontal bottom by waves are firstly investigated in experiment. The shape and the celerity of ripples are strongly connected with the amplitude of water particle orbit on the bottom. The quantity of transporting sands is roughly estimated by the use of Shields parameter, however the transporting direction cannot be separated by Shields parameter.

In the next experiment, the bottom shapes formed by beating waves upon the sand beach with 1/10 slope are classified into erosion type, accretion type and middle type. The boundary of the classification can be explained by the use of Shields and Ursell parameters. The quantity of transporting sand can be estimated by these parameters in the cases of erosion and accretion type, however, in the case of middle type, the changing point of the direction of sand transport should be considered.

1. 緒 言

砂浜海岸は、海岸波浪のエネルギーを消滅するという重要な役割を果たしているが、一方では、レクリエーションの場としても、極めて高い価値が生じて来ている。しかし、近年、河床からの砂利採取や、ダムによる河川流出土砂の減少により、海岸侵食が激化の一途をたどって来たため、砂浜海岸の消失ということが社会的に重要な問題となって来ている。わが国の海岸線総延長は約 34,000 km と長く、そのうち防護が必要な海岸線は、全体の約半分に達しているが、金沢近辺では、松任・美川海岸や富山海岸などの侵食が著しく、そのため、侵食防止対策として、離岸堤工法が採用されている。

海岸侵食を防止するためには、まず漂砂現象を解明する必要があるが、漂砂は一般に、岸沖方向漂砂と沿岸漂砂に分けて取り扱われる。通常、沿岸漂砂の解明には、海流や潮流とともに、波によって発生する沿岸流について考究しなければならないが、岸沖方向漂砂

の移動機構やその漂砂量を解析するためには、波によって発生する質量輸送速度について検討しなければならない。この質量輸送による砂移動は、底面に形成される砂漣の形状と密接に関係すると考えられるため、まず砂漣の特性について考究しなければならない。砂漣上の砂移動については、当初 Inman¹⁾が浮遊砂雲の重要性を指摘したが、以後、Inman と Bowen²⁾および堀川³⁾は、非対称砂漣上での砂移動に関する実験を行い、浮遊砂雲の動きを観察している。砂村ら⁴⁾は、16 mm ノモーションカメラで砂漣上の砂の動きを撮影し、また鹿島ら⁵⁾は、大型造水路による現地海岸に近い規模での実験を行い、砂漣形状に関する実験式および岸沖漂砂量公式を提案している。

岸沖方向の海底断面形状に関する研究としては、Johnson⁶⁾が海浜形状をバー型とステップ型に分類することを提案して以来、この2種類の海浜変形の発生条件を、波の諸元と底質の特性との関係によって解明しようとした研究が行われて来た。Iwagaki と Noda⁷⁾

は、沿岸砂州の発生限界には沖波波形勾配のみでなく底質粒径も関係していることを指摘し、次いでNayak¹⁰⁾は、底質比重の影響を加えた分類を行っている。また、堀川・砂村ら¹¹⁾は、汀線の前進と後退に着目した3種類の海浜断面形状を提示し、沖波波形勾配、底勾配および粒径と沖波波長の比の3つのパラメーターにより、それらが区分できることを示している。最近の研究では、Hallermeier¹²⁾が海浜断面形状に対して、底質の沈降速度が重要であると述べている。

斜面上の漂砂量については、砂村ら¹¹⁾が時波帯全域に適用可能な漂砂量公式を作り、その式の現地への適用性を調べており、また渡辺ら¹³⁾は、岸沖漂砂量を地形変化より算出し、これを用いた漂砂量公式を提示している。

本研究では、まず、水平移動床で発達する砂澁の特性と砂の移動機構について実験的に考究し、それらと

漂砂量との関係を究明する。次に、移動床斜面を用いて漂砂の実験を行い、地形変化および岸沖漂砂量の特性について考究する。

2. 一様水深部における砂澁の特性と漂砂量

2. 1 実験装置および方法

実験には、金沢大学工学部土木建設工学科水工学実験室に設置された長さ7.6 m、幅30 cm、深さ40 cmの両面ガラス張りの造波水槽を用いた。実験装置の概要を図1に示すが、水槽の一端にはブランチ型造波機が設置されており、両端には消波用マットが設置されている。水槽の中央部には、中央粒径が $d_{50} = 0.11\text{mm}$ で比重が2.60の石川県千里浜の砂を、長さ約3 mに渡って厚さ6 cmで敷きならし、水平な移動床を作成した。この移動床に対し、波を15分~60分作用させ、砂澁の発達と砂の移動様式をビデオカメラを用

表1 実験条件 (水平床の場合)

CASE	周期 T (sec)	波高 H (cm)	波長 L (cm)	水深 h_0 (cm)	アーセル数 U_r	最大流速 U_{max} (m/s)	軌道円振幅 ξ_{max} (cm)	シールズ数 Ψ
1-1	1.36	5.7	156	15.0	41.10	20.5	4.4	0.159
1-2	1.36	5.1	156	15.0	36.77	18.3	3.9	0.132
1-3	1.36	4.4	156	15.0	31.73	15.8	3.4	0.104
1-4	1.36	3.9	156	15.0	28.12	14.0	3.0	0.084
1-5	1.19	4.9	134	15.0	23.94	15.5	2.9	0.105
1-6	1.19	4.9	134	15.0	26.07	16.9	3.2	0.121
1-7	1.19	4.3	134	15.0	28.20	18.3	3.4	0.141
1-8	1.19	6.5	134	15.0	34.58	22.5	4.2	0.194
1-9	1.19	3.4	134	15.0	18.09	11.7	2.2	0.066
1-10	1.04	4.1	114	15.0	15.79	13.4	2.2	0.086
1-11	1.04	3.2	114	15.0	12.32	10.4	1.7	0.058
1-12	1.04	5.1	114	15.0	19.64	14.5	2.4	0.098
1-13	1.04	5.9	114	15.0	22.72	19.2	3.1	0.157
1-14	1.45	6.6	168	15.0	55.19	24.2	5.5	0.207
1-15	1.45	5.4	168	15.0	45.16	19.8	4.5	0.147
1-16	1.45	4.9	168	15.0	40.98	17.9	4.1	0.125
1-17	1.45	4.5	168	15.0	37.63	16.5	3.8	0.109
1-18	0.93	5.1	100	15.0	15.11	15.8	2.3	0.118
1-19	0.93	3.6	100	15.0	10.67	11.1	1.6	0.067
1-20	0.93	5.9	110	20.0	8.92	14.1	2.1	0.098
1-21	0.93	4.8	110	20.0	7.26	11.5	1.7	0.070

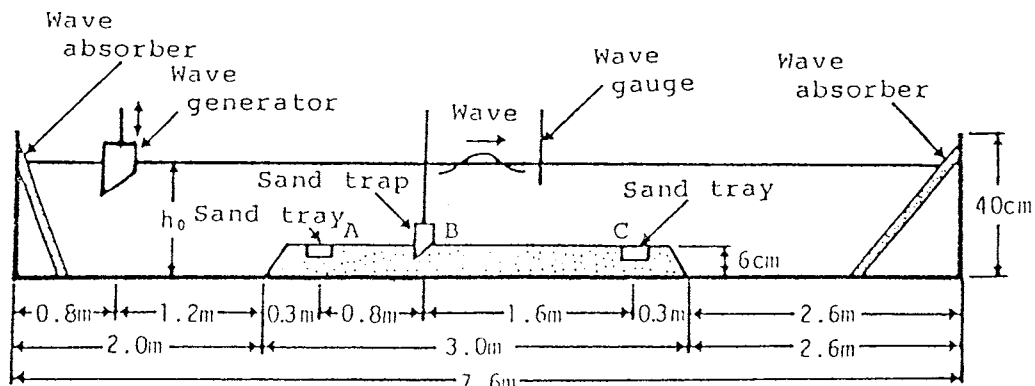


図1 実験装置概要 (水平床の場合)

いて観測し、さらに捕砂器を用いた漂砂量の測定を行ったが、漂砂量測定は図1に示すA、BおよびCの3地点とした。また、砂漣形状の測定は、水平床全体に渡って砂漣が形成され定常状態になった後に、各測点近傍の砂漣10波に対し波高と波長を測定し、それらの平均値を求めた。実験条件は、水平床部の水深を15cmおよび20cmの2通りとし、実験に用いた波は表1に示す21種類である。

2. 2 実験結果および考察

(1) 砂漣の特性

ここでは、底質の砂移動に支配的な影響を与えると考えられている砂漣の形状およびその特性に関する結果を示す。図2の(a)は測定点Cにおける砂漣の波長 λ および(b)は砂漣の波高 η を縦軸にとり、横軸には底面の水粒子軌道の半振幅 ξ_{max} をとったものである。図中の直線は、原点を通ると仮定し最小二乗法により描いたものであるが、本実験の範囲内では、砂漣長および砂漣高は共に波による水粒子の軌道の半振幅にはほぼ比例すると見なし得るもので、それらの関係は、

$$\lambda = 1.10 \xi_{max} \quad (1)$$

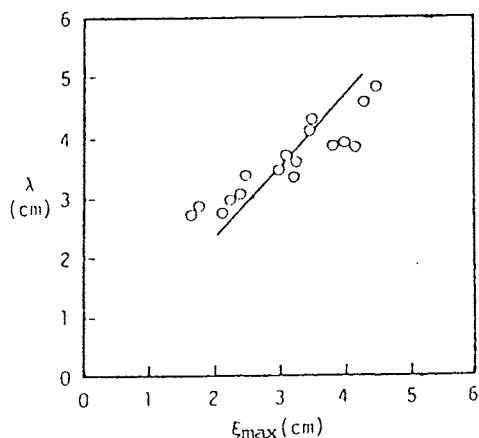
$$\eta = 0.18 \xi_{max} \quad (2)$$

となる。

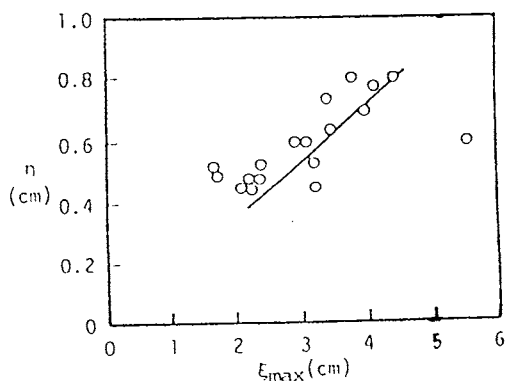
次に図3は、縦軸に砂漣の波形ゆがみ η/λ をとり、横軸にシールズ数 ψ をとって両者の関係を示したものである。ここで、シールズ数 ψ は、

$$\psi = \frac{f_w U_{max}^2}{2sgd} \quad (3)$$

であるが、 U_{max} は岸向き最大流速値、 f_w はジョンソンの摩擦係数、 g は重力加速度、 s は砂粒子の水中比重、



(a) ξ_{max} と砂漣波長 λ との関係



(b) ξ_{max} と砂漣波高 η との関係

図2 水粒子の軌道半振幅 ξ_{max} と砂漣との関係

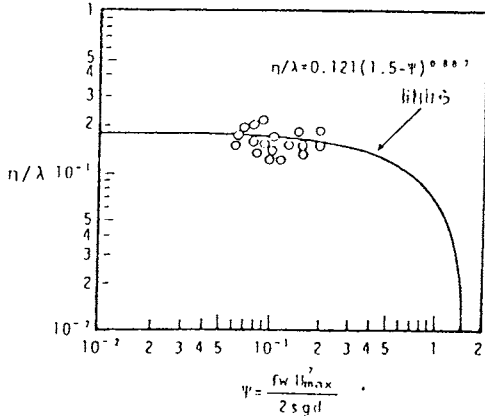


図4 砂澱の波形勾配 η/λ とシールズ数 ψ との関係

d は粒径であり、通常、シールズ数 ψ は底質を移動させようとする力とそれに抵抗しようとする力の比を示すパラメーターと見なすことができる。図中の曲線は、

$$\eta/\lambda = 0.121(1.5 - \psi)^{0.887} \quad (4)$$

で与えられる崎山ら²⁾による式であり、 ψ の増加に伴って砂澱の波形勾配が減少することを示している。本実験の範囲内では、砂澱の波形勾配は $\eta/\lambda \approx 0.16$ とほぼ一定で、この曲線上に乗っているが、本実験のシールズ数 ψ の範囲が $0.06 \sim 0.21$ と狭いものであるため、砂澱が消滅していく状況を測定するまでには至らなかった。

図4は、縦軸に砂澱の進行速度 c_s をとり、横軸に底部の水粒子の軌道の半振幅 ξ_{max} をとったものである。砂澱の進行速度 c_s は、波の進行方向すなわち岸向きを正、逆方向すなわち沖向きを負とし、単位は mm/min である。図中の直線は、最小二乗法により求めたもので、

$$c_s = -1.7\xi_{max} + 4.8 \quad (5)$$

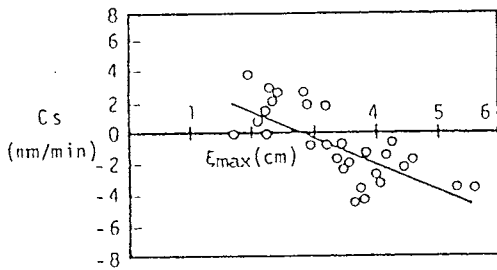


図5 砂澱の進行速度 c_s と水粒子の軌道半振幅 ξ_{max} との関係

で与えられる。実験データはある程度ばらつきがあるが、式(5)で、ほぼ妥当な c_s の値を知ることができる。特に $\xi_{max} \approx 2.7\text{cm}$ の値を境として砂澱の進行速度 c_s が、岸向きから沖向きに逆転している点が興味深い。すなわち底面流速が小さいほど、砂澱の進行速度は岸向きの大きな値となり、流速の増加に伴い次第に沖向きへと変化していくことが分る。この原因は、現在必ずしも明白ではないが、閉じた水槽内における質点輸送速度の鉛直分布特性と密接な関係があると予想されるものであり、この現象が、波形勾配の大小による岸沖方向漂砂の移動方向の反転と関係していると予想される。

(2) 岸沖方向漂砂量

漂砂量は、図1に示すように、サンドトラップおよびサンドトレイを用いて測定した。図5は、シールズ数と無次元漂砂量の関係を表したものであり、縦軸は無次元漂砂量 ϕ を、横軸はシールズ数 ψ を表す。無次元漂砂量 ϕ は、

$$\phi = \frac{q}{u_b d} \quad (6)$$

で表されるが、式中の q は単位時間・単位幅当りの正

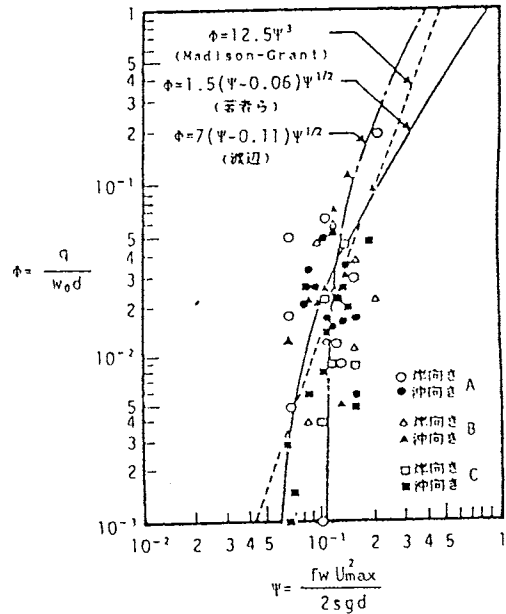


図6 無次元漂砂量 ϕ とシールズ数 ψ との関係 (水平床の場合)

味の漂砂量で、 w_0 は砂の沈降速度、 d は粒径であり、本実験では $w_0 = 1.7 \text{ cm/sec}$ 、 $d = 0.11 \text{ mm}$ である。図中のデーターのうち丸印、三角印および四角印は、A地点、B地点およびC地点の無次元漂砂量であり、各印共、白抜き印は岸向き漂砂量を、黒塗り印は沖向き漂砂量を示している。また、一点鎖線は渡辺¹³⁾が提示した式

$$\phi = A(\psi - \psi_c)\psi^{1/2} \quad (7)$$

において、シールズ数の全面移動限界値を $\psi_c = 0.11$ とし、また $A = 7$ とした場合であり、破線は Modison-Grant¹⁴⁾の式

$$\phi = 12.5\psi^3 \quad (8)$$

であるが、データーのばらつきを考慮に入れるならば、これらの式は、全般的な漂砂量のオーダーを良く与えていると言える。しかし本実験のデーターの場合は、式(7)において、 $\psi_c = 0.06$ を使い、また $A = 1.5$ といった実線で示した曲線が、他に比べてより実験値に近いと思われる。しかし、 A および ψ_c が一意に定まらないこと、あるいは岸向き漂砂量と沖向き漂砂量が同様の式で与えられること自体、不自然なことであり、漂砂量をシールズ数のみで表わすことが妥当か否か、妥当でない場合は、どのようなパラメーターが影響するのかについて検討しなければならない。

以上この章では、水平床における砂流の特性に関する基礎的な実験を行い、漂砂量について若干の考察を行なったが、次章では、さらに、移動床斜面上での砂移動に関する実験を行う。

3. 移動床斜面における地形変化と岸沖漂砂量

3.1 実験装置および方法

実験は、図1に示した造波水槽を用いた。実験装置の概要を図6に示すが、造波機から3.4 m離れた地点から1/10の一樣勾配移動床斜面を作成した。斜面に使用した材料は、2.1で用いた千原浜の砂である。波の作用時間は1時間であり、波を止めた後に、海底地形を測定した。岸沖方向の海底断面形状の測定は、精度を高めるために、両面のガラス面付近および水槽中央の3つの測点をポイントゲージにより測定し、その平均をもって、各地点の水深とした。実験時の一様水深部の水深は $h_0 = 25 \text{ cm}$ であり、使用した波の条件は、表2に示す合計10ケースである。

3.2 実験結果および考察

(1) 海底断面形状の変化

図7に、本実験における各ケースの海底断面形状の変化を示す。砂村ら¹⁵⁾は、岸沖方向海底断面形状のひとつの分類法を提案しているが、その指標と本実験結果を比較する。I型は、汀線付近の砂が侵食されることによって汀線が後退し、その侵食された砂が沖に堆積するタイプである。II型は、汀線より岸側に砂が堆積し、沖の方でも砂が堆積するが、その中間は侵食されるタイプである。またIII型は、沖で侵食された砂が汀線付近まで運ばれ、汀線が前進するタイプである。砂村らはこれらの限界指標として

$$\frac{H_0}{L_0} = C \cdot S^{-0.27} \left(\frac{d_{50}}{L_0} \right)^{0.67} \quad (9)$$

を提示している。ここに、 H_0/L_0 は沖波波形勾配、 S は海底勾配であり $S = \tan\beta$ である。また、 C は各タイプの限界を与える定数である。実験室スケールでは、タイプIからタイプIIへの遷移は、 $C = 8$ 、タイプIIからタイプIIIへの遷移は $C = 4$ であると報告されている。この指標と本実験結果を比較したものが図8であり、

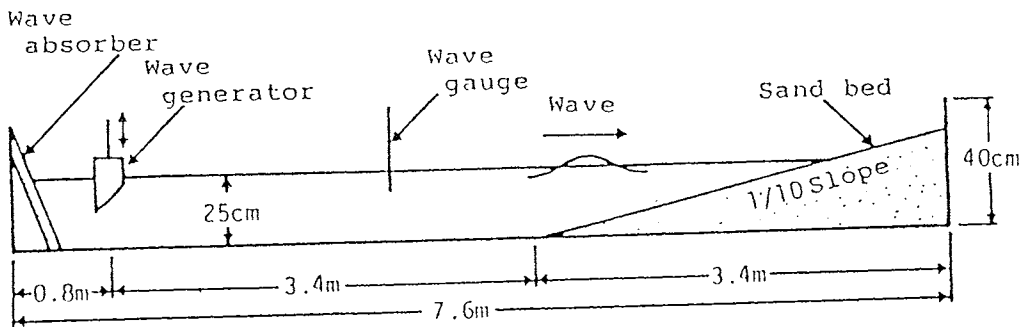
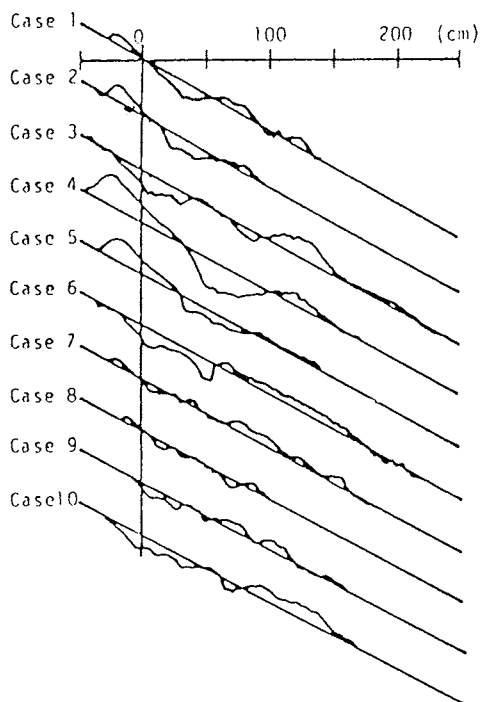


図6 実験装置概要(斜面の場合)

表2 実験条件(斜面の場合)

CASE	周期 T (sec)	沖波波高 H_0 (cm)	沖波波長 L_0 (cm)	中波波形勾配 H_0/L_0	砕波形態
2-1	1.37	3.2	292.7	0.0110	PL
2-2	1.37	2.4	292.7	0.0084	PL
2-3	1.37	5.1	292.7	0.0175	PL
2-4	1.92	3.6	575.3	0.0063	SU~PL
2-5	1.92	2.7	575.3	0.0048	SU
2-6	1.12	5.8	195.8	0.0301	PL~SP
2-7	1.12	4.2	195.8	0.0218	PL
2-8	1.12	2.6	195.8	0.0134	PL
2-9	0.92	3.2	132.0	0.0248	PL
2-10	0.92	5.1	132.0	0.0393	PL~SP

砕波形態 PL: Plunging breaker (巻き波)
 SU: Surging breaker (砕け寄せ波)
 SP: Spilling breaker (崩れ波)



147 1時間後の海底断面形状

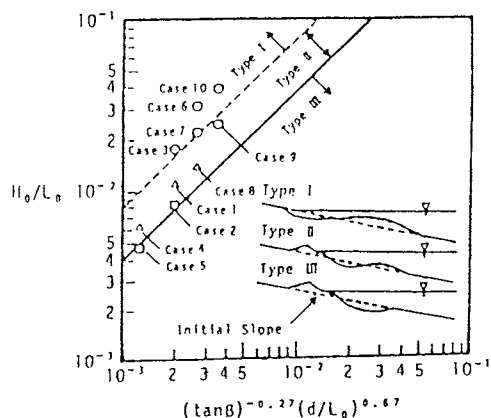


図8 海底断面形状の区分

各タイプの断面形状も同時に示した。この図から、Case 2-2 および Case 2-5 は砂材の分類ではタイプIIからタイプIIIへの遷移点に相当するが、本実験結果による岸沖方向海底断面形状から見るとタイプIIIの堆積型と見なし得る。また、Case 2-1, Case 2-4 および Case 2-8 の本実験結果は、砂材の分類結果とよく一致しており、II型と見なし得る。Case 2-3, Case 2-6, Case 2-7, Case 2-9 および Case 2-10 は、図の指標からI型に含まれており、また実験結果とも一致するが、Case 2-8 は、実験による地形変化があまり明確ではない。しかし一応、図中に示し

た○印、△印および□印は、砂材の示したI型、II型およびIII型に良く対応していると言える。

(2) 岸沖方向漂砂量

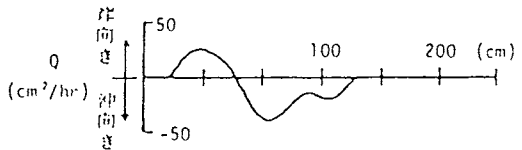
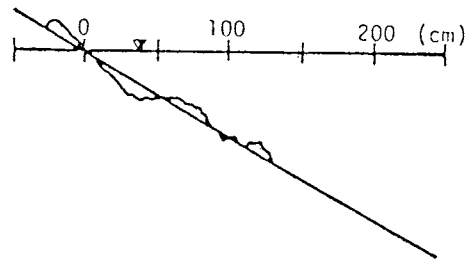
初期汀線より沖向きに x 軸をとり、基準レベルよりとった各位置での底面高さを $z(x, t)$ 、岸向きを正とした単位幅単位時間当りの正味の岸沖漂砂量を $q(x, t)$ 、底質砂の空隙率を λ_v とすると、底質砂量の保存則より、

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda_v} \frac{\partial q}{\partial x} \quad (10)$$

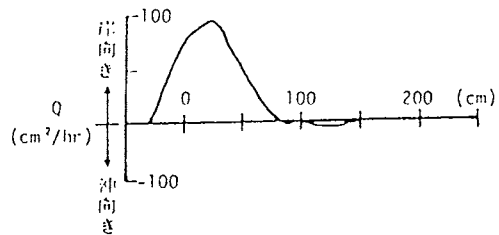
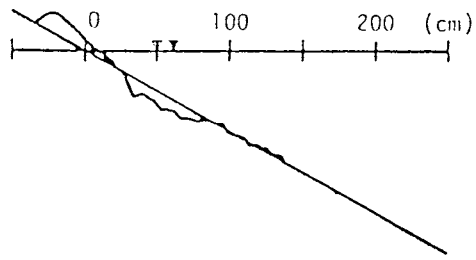
が得られる。したがって、 Δt 時間の平均漂砂量 $\bar{q}(x)$ は、 Δt 時間内の底面高変動量 Δz を用いて、

$$\frac{\bar{q}}{1-\lambda_v} = \int_{x_0}^x \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right) dx \quad (11)$$

から算定できる。ここに、 x_0 は岸側の地形変化の限界点の x の値を意味する。図7の地形変化にこの式を適用して、岸沖漂砂量を算定した結果を図9(a)~(c)に示す。(a)、(b)および(c)には、I型、II型およびIII型のそれぞれの代表的なケースである Case 2-10、Case 2-1および Case 2-5の結果を示すが、各図の上の図は、1時間後に変化した海底断面であり、下の図が漂砂量である。すなわち下の図の横軸は、各測定点を示し、縦軸は式(11)の左辺に相当する単位幅当り1時間平均有効漂砂量 $Q = \bar{q}/(1-\lambda_v)$ である。上図の▽印および

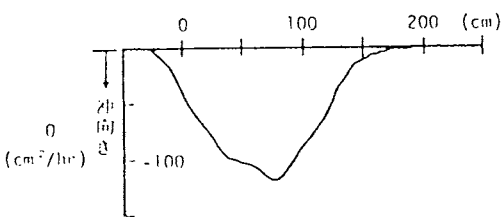
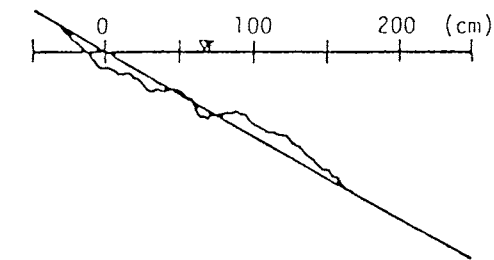


(b) Case 2-1 (中間型)



(c) Case 2-5 (堆積型)

図9 海底断面変化と岸沖漂砂量 Q の分布



(a) Case 2-10 (侵食型)

び▽印は、造波開始10分後および1時間後の砕波点である。Case 2-10は侵食型のI型であり、漂砂量分布は全域にわたり沖向き漂砂である。特に砕波帯においては、漂砂量が極めて大きい。また作用させた波が激しいため、砕波によって発生した浮遊砂が沖向きに運ばれ、一様水深部まで達している様子が観察された。Case 2-1は中間型のII型であるが、砕波帯以浅では岸向き漂砂が卓越し、漂砂形式は主に掃流漂砂であることが観測された。砕波帯においては、沖向き漂砂が卓越しており、漂砂量の最大値が生じている。Case 2

一5は堆積型の田型で、砕波帯以浅では掃流砂が卓越し、砕波によって発生した浮遊砂が次々に汀線方向へ移動しながら堆積する様子が観察された。さらに漂砂量分布も岸向き漂砂のみが存在していることがわかる。

従来より、シールズ数 ψ 、あるいはこれに類似したパラメーターであるシールズ数から $f_m/2$ を除いた無

次元量 ψ' と砂移動との関連性は、すでに示されているが、本研究においても ψ' およびアーセル数 U_r と砂の移動状況との関係を調べ、これを図10に示す。図中の丸印、三角印および四角印は、本実験結果でのI型、II型およびIII型を示しており、白抜きおよび黒塗りは、その地点での漂砂の岸向きおよび沖向きを示している。ここにアーセル数は、

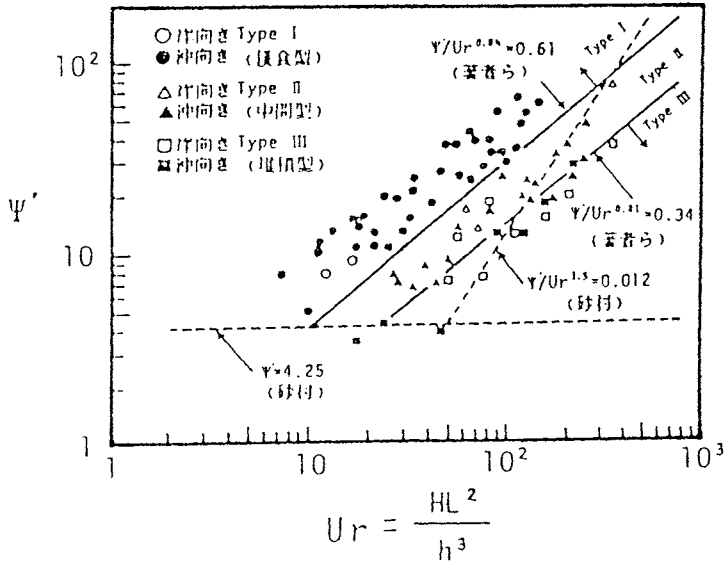


図10 砕波帯外でのアーセル数 U_r と ψ' との関係

$$U_r = \frac{H L^2}{h^3} \quad (12)$$

で表わされ、波の非線型性を表す無次元パラメーターである。ところで砂村⁹⁾は、岸沖漂砂の方向を

$$\frac{\psi'}{U_r^3} > 0.012 \quad \text{沖向き} \\ \frac{\psi'}{U_r^3} < 0.012 \quad \text{岸向き} \quad (13)$$

で表現できると述べている。また図中の破線は、式(13)の限界値および $\psi' = 4.25$ の線を示している。砂村によれば $\psi' = 4.25$ は、それ以下では砂移動が存在しないという線である。これらの結果と本実験結果とを比較すると、本実験では、 $\psi'/U_r^3 > 0.012$ の領域でも岸向き漂砂が存在する。これは、砂村の実験が一様水深上におけるものであるのに対し、本実験は1/10勾配斜面における砕波帯以深の点の結果であるためと思われる。

さて、本実験の結果から、海底断面形状の分類を試みると、図8に示したI型とII型およびII型とIII型の境界は、それぞれ、

$$\psi'/U_r^{0.61} = 0.61 \quad (\text{I型} \longleftrightarrow \text{II型}) \quad (14)$$

$$\psi'/U_r^{0.34} = 0.34 \quad (\text{II型} \longleftrightarrow \text{III型})$$

で表すことができる。すなわち、砕波帯以深の領域では、砂村らの一様水深部の砂の移動方向の分類を採用することにより、 ψ' と U_r を用いて海底断面形状を分類することができると考えられる。

斜面上における断面形状や漂砂を考える上で、砕波帯や砕波帯以浅での砂移動状況の検討も不可欠である。そこで、砕波帯と砕波帯以浅の砂移動方向について、アーセル数 U_r と無次元量 ψ' による分類を図11に示す。図中の ϕ 、 ψ および ψ' は、各ケースでの測上波帯を意味している。実線は、砂村らによって示された砕波帯以浅の正味の砂移動の方向を区分する境界であり、 $U_r < 230$ では砂移動がほとんど起こらないことを示している。本実験結果と比較検討してみると、岸向き漂砂の存在は、ほぼ砂村の提案した領域と一致しているが、沖向き漂砂については、実験値はばらつ

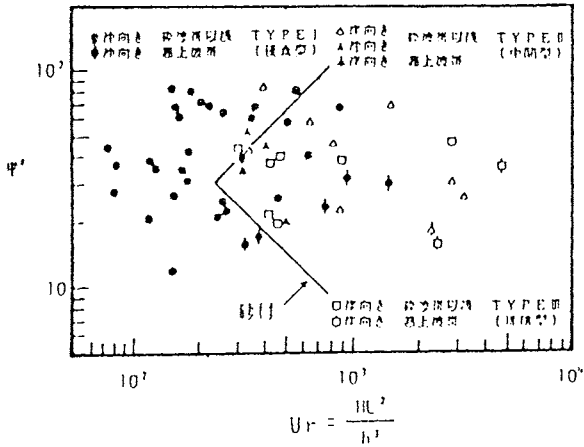
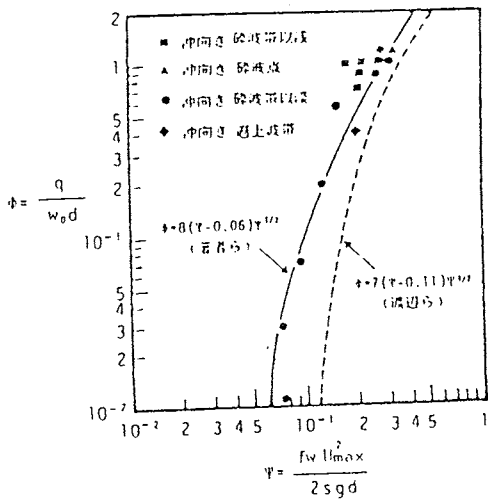


図11 砕波帯内でのアーセル数 U_r と ϕ' との関係

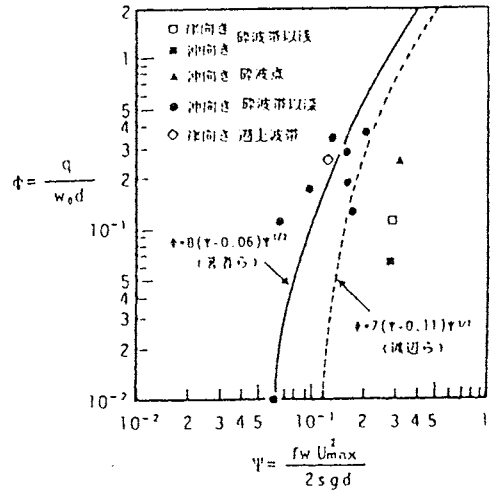
ており、 $U_r < 230$ でも沖向きの砂移動が生じる。すなわち、砂付の提案した境界よりアーセル数が大きい場合は、漂砂は岸向きになり、小さい場合は沖向きになる傾向が見られる。

また図12(a)~(c)にシールズ数 ψ と無次元漂砂量 ϕ との関係を各タイプの代表的なケースについて示した。图中、四角印、三角印および丸印は、それぞれ砕波帯以浅、砕波点および砕波帯以深であり、◇印は遡上波帯の値を示している。图中に示した点線は、渡辺ら¹³⁾が、豊浦標準砂を用いて行った実験より求めた式

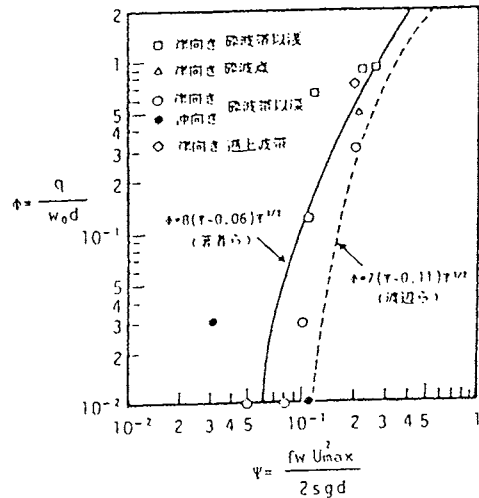
$$\phi = 7(\psi - 0.11)\psi^{1/2} \quad (15)$$



(a) Case 2-10 (侵食型)



(b) Case 2-1 (中間型)



(c) Case 2-5 (堆積型)

図12 無次元漂砂量 ϕ とシールズ数 ψ との関係

である。また、実線は本実験結果より得られたもので、

$$\phi = 8(\psi - 0.06)\psi^{1/2} \quad (16)$$

で表される。図によると Case 2-10 の侵食性の波の場合と Case 2-5 の堆積性の波の場合、砕波帯以深のみならず砕波帯以浅および遡上波帯についても、シールズ数 ψ と無次元漂砂量 ϕ との明瞭な相関が認められ、実験値と図中の実線との一致は良い。これに対し Case 2-1 のような中間型の日型の場合、砕波帯以深では漂砂の方向が沖向き、砕波帯以浅では岸向き

に分れる傾向が現われている。

4. 結 語

本論文では、まず水平移動床実験を行い、発達する砂漣の特性と砂の移動機構について考察し、それらと漂砂量との関係を明らかにするとともに、さらに、移動床斜面上で実験を行い、地形変化および岸沖漂砂量の特性を考察したが、得られた結果をまとめると以下のようになる。

(1) 水平移動床実験では、砂漣の波長および波高がともに波による水粒子の軌道半振幅にほぼ比例しており、砂漣の波形勾配はシールズ数によらずほぼ一定であることがわかった。また一様水深上の砂漣上の無次元漂砂量 ϕ は、一応、シールズ数 ψ を用いて整理されるが、砂の移動方向に関して、さらに検討の余地がある。

(2) 移動床斜面の実験では、砕波帯外の漂砂の方向と海底断面形状の分類とを、アーセル数 U_r と修正されたシールズ数 ψ' により整理した結果、砂村ら¹¹⁾による分類と若干異なることがわかった。また、岸沖漂砂量を渡辺ら¹²⁾の提案した式を用いて検討したが、侵食型と堆積型の波について、渡辺らの式は広範囲に適用可能であり、千里浜の砂に対しては、式に含まれる係数の値は、 $\lambda=8$ 、 $\psi_c=0.06$ が適当であった。また中間型の波については、砕波帯内と砕波帯外で砂移動の方向が逆転するため、これを考慮した取り扱いが必要となる。

最後に、本研究を行うに際し、助力を惜しまなかった坪田英孝君、広田進彦君および当時大学院生の齋藤和行君に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Inman, D. L.: Wave generated ripples in nearshore sands. U. S. Army Corps of Engrs., Beach Erosion Tech. Memo., No. 100, 1957.
- 2) Inman, D. L. and A. J. Bowen: Flume experiments on sand transport by waves and currents. Proc. 8th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 137~150, 1963.
- 3) 堀川清司・砂村継夫・柴田知恵: 二次元海浜変形に関する実験的研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 169~174, 1977.
- 4) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司: 非円形砂れん土での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 250~254, 1978.
- 5) 榊山勉・清水隆夫・鹿島遼一・齋藤昭三・丸山康樹: 大型造水路における砂漣の形状特性と消滅限界, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 381~385, 1984.
- 6) Johnson, J. W.: Scale effect in hydraulic models involving wave motions, Trans. AUG, Vol. 30, pp. 517~525, 1949.
- 7) Iwagaki, Y. and H. Noda: Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach processes. Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., pp. 194~210, 1962.
- 8) Nayak, I. V.: Equilibrium profile of model beaches. Proc. 12th. Conf. on Coastal Eng., pp. 1321~1340, 1970.
- 9) Sunamura, T. and K. Horiwaka: Two-dimensional beach transformation due to waves. Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 920~938, 1974.
- 10) Hallermeier, R. J.: Wave cuts in sand slopes applied to coastal models, Journal of Waterway Coastal and Ocean Eng., Vol. 110, No. 1, Feb., 1984.
- 11) 砂村継夫: Swash zone を含む砕波帯の岸沖漂砂量に関する実験, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 316~320, 1984.
- 12) 渡辺 晃・利徳吉彦・堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 172~176, 1979.
- 13) 利徳吉彦・渡辺 晃・堀川清司: 二次元海浜変形5岸沖漂砂, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 217~221, 1981.
- 14) Modison, O. S. and W. D. Grant: Sediment transport in the coastal environment. Rept. No. 209, Dept. Civil Eng., p. 105, 1974.

非平衡流砂の論理とその応用

Non-Equilibrium Sediment Transport

Transient process of sediment transport is one of currently fascinating research topics in fluvial hydraulics. Direct effects of flow unsteadiness or/and nonuniformity and indirect effect due to "relaxation process" take place on transient process of sediment transport, but they are different each other in the mechanism as well as the effect itself. A convolution-integral model with an impulse response is effective as a perspective framework of describing a relaxation process.

Although a lag distance of bed-load motion is short, it plays an important role on small scale phenomena and on instability of bed undulation and bed-surface composition. With development of sand waves and sorting process, the lag of bed-load motion becomes the order of flow depth. The adaptation length of non-equilibrium suspended sediment transport as for not only transport rate but also concentration profile often reaches a hundred times flow depth. Furthermore, the transformation process of bed configurations is also a typical example of "relaxation processes".

Keywords : non-equilibrium sediment transport, transient process, relaxation, impulse response

1. 序 論

移動床流路においては流れの変化に対する流砂や移動床過程の応答の遅れに起因して流砂の非平衡が出現してしばしば移動床現象に大きな影響を与える。にもかかわらず、様々な種類・スケールの非平衡が存在し、またそれらが重畳するためケースバイケースで扱われたり、また条件によっては、複雑な非平衡の概念を持ち込まないで済ませられる場合もあり、移動床現象の非平衡過程の記述方法について何らかの整理をしておくことが大事であるように思われる。

河床材料と流れの条件が与えられると“平衡な”流砂量が存在し、充分長い一様な条件の水路では流砂量がこれに等しくなる。しかしながら一般に流砂の境界条件が様々であったり水理条件が場所的、時間的に変化するなど流砂現象を取りまく環境が非一様であるためこのような平衡状態が出現しないことも多い。また流砂量は河床の“有効”掃流力の関数として表されるものであるにもかかわらず、便宜的に水深や平均流速の関数として表されている場合これらと“有効”掃流力の間の関係の非一対一対応も見かけ上出現し、これらが移動床過程に固有の遅れ特性と混在する場合も多い。こうした点に鑑み、最近では空間的・時間的に非一様な場での流砂過程が注目を浴びるようになり、各種の移動床水理学に関する国際シンポジウムの主要課題に選ばれたりそうした場でいくつかの（非定常・不等流効果と非平衡性の重要性を指摘する）啓蒙的な論文の発表がみられる（Jain 1987, Di Silvio 1987, Klaassen 1988, Yen 1988）。

とくに流砂機構や移動床過程に内在する遅れについては緩和過程という概念が有効であり、こうした骨組みをもとにした移動床に現われる主要な非平衡現象の機構とその記述、それに必要なパラメータの評価が検討されている。本論文では、空間的・時間的に非一様な場での流砂過程から、とくに流砂機構や移動床過程に内在する遅れをまず抽出し、その緩和過程としての記述を流砂、移動床現象の機構と関連づけて検討する。

2. 緩和過程の記述

移動床現象における従属変数（例えば流砂量）、独立変数（水理条件などを表す一つのパラメータ）をそれぞれ Φ , Ψ と表す。これらは時間又は空間（ ζ で表す）の関数である。もっとも移動床過程においては緊密な相互作用系が形成されているための変数も厳密には必ずしも独立変数と言えないが、ここでは記述上の問題とする。すなわち Ψ の時間的又は空間的変動に対し Φ がそれに対応しようとして応答する状況を考える。最も単純な例として図-1 に示すように Ψ の矩形状変化を考えると、先に述べたような（例えば河床波が成長するのに時間がかかるというような）遅れ機構のため Φ の変化 ($\Phi_R(\zeta)$) は“緩和”過程を示す。遅れを経て漸的に収束した Φ が新しい Ψ に対する平衡値でそれに至るまでの過程が非平衡状態である。すなわち Ψ が Ψ_1 から Ψ_2 に急変したとき、 Φ が Ψ_1 に対する平衡値 Φ_1 から Ψ_2 に対する平衡値 Φ_2 に遅れをもって対応する過程である。 Φ のこのような挙動はしばしば次のような指数関数で近似的に表現される。

$$\Phi_R(\zeta) - \Phi_1 = (\Phi_2 - \Phi_1) \exp(-\zeta/\Lambda_R) \quad (1)$$

ここで、 Λ_R は緩和過程の時間的又は空間的スケールということができよう。新たな平衡値への適応という意味から例えば Φ_1 と Φ_2 の差の90%あるいは99%達成されるのに要する距離又は時間をもって adaptation length (time) を定義する (Kessens et al. 1979, Di Silvio & Armanini 1981) こともある。これは、 Λ_R の3から5倍程度となる。式(1)は次のようにも書き換えられる。

$$d\Phi/d\zeta = (\Phi_e - \Phi)/\Lambda_R \quad (2)$$

すなわち、 Φ の変化率が、その時点の Φ とその平衡値の差に比例する（線形）という“近似”である。ここに添字 e は平衡状態の値を示す。このように Ψ の矩形状変化に対する Φ の応答挙動が定式化されれば、 Ψ の変化に対する Φ の応答に対するインパルス応答 $g_R(\zeta)$ は次のようにして求められ、とくに Φ_R が式(1)のような指数式で表されている場合、式(3)の最右辺のように表される。

$$g_R(\zeta) = (d\Phi_R/d\zeta)/(\Phi_2 - \Phi_1) = (1/\Lambda_R) \exp(-\zeta/\Lambda_R) \quad (3)$$

このようにインパルス応答が定式化されると、任意の Ψ の変動に対する Φ の応答を次式のような畳み込み積分によって記述することができる。

$$\Phi(\zeta) = \int_0^{\infty} \Psi(\zeta - \epsilon) g_R(\epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

式(2)は指数型のインパルス応答と対応しているが、 $d\Phi/d\zeta$ は必ずしも $(\Phi_e - \Phi)$ と線形関係になく、非線形の場合がより現象の説明に有効である場合も少なくなく（第6章の河口砂州の例を参照）、こうした場合はそれに応じたインパルス応答を求めればよい。

流砂量だけでなく例えば河床粗度の急変による Reynolds 応力の変化も近似的にこのような緩和過程として表現が可能であり（図-2 参照：Jacobs 1936 のデータを式(1)タイプで表現したもの）、こうした近似式を用いると様々な河床条件下での Reynolds 応力の空間分布ならびに流速分布の概要を推定できることになる。Reynolds 応力の緩和

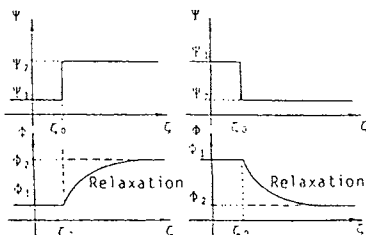


図1 緩和過程

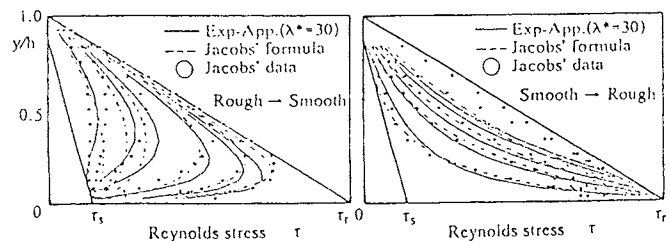


図2 粗度急変部における Reynolds 応力の緩和

和の例でわかるように機構を支配する運動方程式から原理的にインパルス応答は求められるのであるが、様々な条件への適用を考えると、上述のシナリオのように矩形状の入力変化に対する応答を理論又は実験によって求めてから式(2)あるいは(3)と(4)を適用していくのが有効な手段と考えられる。

簡単な例として Ψ が次式のように微小振幅で正弦波状に変動する場合の Φ の応答を考える。

$$\Psi(\zeta) = \Psi_0[1 + a_\Psi \sin \kappa \zeta] \quad (5)$$

ここに、 Ψ_0 : Ψ の平均値、 $a_\Psi \Psi_0$: Ψ の変動振幅、 κ : 角波数または角周波数である。これを式(4)に代入して整理すると、次のようになる。

$$\Phi(\zeta) = \Phi_0[1 + r_\Phi a_\Psi \sin(\kappa \zeta - \phi)] \quad (6)$$

ただし、 Φ_0 は Ψ_0 に対する平衡値、 $r_\Phi a_\Psi \Phi_0$: Φ の変動振幅、 ϕ : Φ の変動の Ψ に対する位相遅れで、これらは次式のように求められる。

$$r_\Phi = 1/\sqrt{1 + (\kappa \Lambda_R)^2}; \quad \sin \phi = \kappa \Lambda_R / \sqrt{1 + (\kappa \Lambda_R)^2}; \quad \cos \phi = 1/\sqrt{1 + (\kappa \Lambda_R)^2} \quad (7)$$

求められた位相差は常に第1象限に属する。このように位相遅れが出現することが緩和過程の特徴で、 Ψ と Φ の関係は、 $\Psi \sim \Phi$ 面で平衡状態に対する $\Psi \sim \Phi$ 関係の周りにループを描くことが示され(楕円の方程式が決まる)、Allen(1974)らが指摘するようなヒステシスの出現が記述される(中川・辻本1981)。

3. 流れの非定常性・不等流性の効果と非平衡効果

一般に流れの変化は流砂量の変化をもたらすが、流れの強さ(Ψ)が時間的に又は空間的に変化しているときその時間又は空間微係数($d\Psi/dt$, $d\Psi/dx$)が流れの強さと流砂量の関係に対し新たなパラメータとして加わることが予想されるし、また前章で述べた“非平衡性”(移動床現象固有の緩和特性)も重畳する。いま簡単のため流れの非定常性又は不等流性の“直接効果”と緩和過程による“間接効果”の本質的相違を考えるため、次式のように正弦波状に変動する Ψ が与えられたときの Φ の変動について、これらのいずれかのみが卓越する場合を想定して両者を比較する(辻本・グラフ1988)。

$$\Psi(x,t) = \Psi_0[1 + a_\Psi \sin(\omega t - \kappa x)] \quad (8)$$

ここに、 ω : 角周波数、 κ : 角波数であり、また $a_\Psi \Psi_0$: Ψ の振幅とする。

まず、非定常・不等流条件下でも平衡状態の $\Psi \sim \Phi$ 関係が成り立つとすると、式(8)で表される Ψ の変動に対する Φ の挙動は次式で表される。

$$\Phi(x,t) = \Phi_0[1 + \beta a_\Psi \sin(\omega t - \kappa x)] \quad (9)$$

ここに、 β は $(d\Phi/d\Psi)_0(\Psi_0/\Phi_0)$ のように流砂量式($\Psi \sim \Phi$ 関係式)によって Ψ_0 に対して評価される。このとき流砂量の変動は流れの変動と同位相である。

線形近似を用いると、非定常流の直接的効果を受けた場合の $\Psi \sim \Phi$ 関係は形式的に次のように書ける。

$$\Phi(x,t) = \Phi_0\{1 + \beta[(\Psi'/\Psi_0) + p_1 h(\partial\Psi/\partial x) + (p_2 h/u_{*0})(\partial\Psi/\partial t)]\} \quad (10)$$

ここに、 h : 水深、 u_{*0} : 摩擦速度であり、添字0は平衡状態の値、'はそれからの摂動を示す。また、 p_1 , p_2 は非定常流れの運動方程式(と砂の運動方程式)から Ψ_0 の関数として定められる。このとき Ψ の正弦波状の変動に対する Φ の応答は、

$$\Phi(x,t) = \Phi_0[1 + \alpha_1 \beta a_\Psi \sin(\omega t - \kappa x - \phi_1)] \quad (11)$$

のように表され、ただし、

$$\alpha_1 = \sqrt{1 + \lambda_0^2}; \quad \phi_1 = \arctan \lambda_0; \quad \lambda_0 = \kappa p_1 - \omega p_2 / u_{*0} \quad (12)$$

となる。この結果の概要は、図-3に示されるように平衡状態の流砂量式を適用した場合(式(9))に比べ、振幅の増加と位相のずれとして特徴づけられる。位相ずれはパラメータ p_1 , p_2 に依存して(よって Ψ_0 に依存して)

正にも負にもなる。こうした例としては、礫を用いて急勾配水路において非常に短いハイドログラフに対して掃流砂量の時間的変動を実測した Graf & Suszka (1985) のデータがあげられる (図-4)。

一方、緩和過程が卓越する場合を考える。すなわち系のインパルス応答が式(3)で表されるとすると、 Ψ の式(8)のような変動に対する Φ の応答挙動は、

$$\Phi(x,t) = \Phi_0 [1 + \alpha_2 \beta a \psi \sin(\omega t - \kappa x - \phi_2)] \quad (13)$$

のようになり、ただし、

$$\alpha_1 = 1/\sqrt{1+(\kappa\Lambda_R)^2}; \quad \phi_1 = \arctan(\kappa\Lambda_R) \quad (14)$$

である。この結果は図-5に示すように振幅の減少と位相遅れとなって現われる。このような性状は砂を用い比較的緩勾配で、 Ψ の時間・空間微分の小さい緩やかなハイドログラフのもとで、それゆえ河床波の変形を許した条件で掃流砂量変動を実測した Phillipps & Sutherland (1985) のデータ (図-6) に認めることができる。

以上に示されたように、流れが変化する場での流砂量の挙動は、流れの非定常性・不等流性の効果と非平衡性効果の2つの相異なる機構によっており、両者は性状も機構も異なることに注意しなければならない。図-4, 6の例ではこれらのどちらかが卓越して出現しているが、一般にはこれらは重畳する。

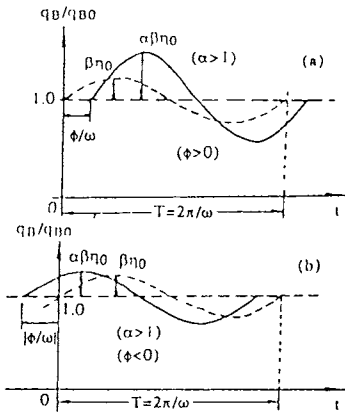


図3 掃流砂量に及ぼす非定常効果

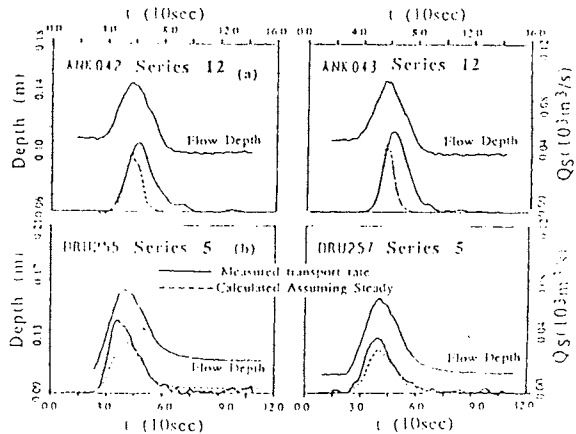


図4 流れの非定常効果の現われた実験データ

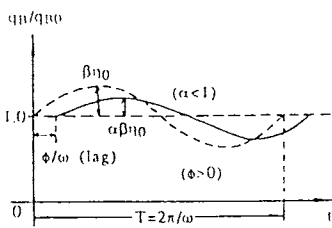


図5 掃流砂量に及ぼす非平衡効果

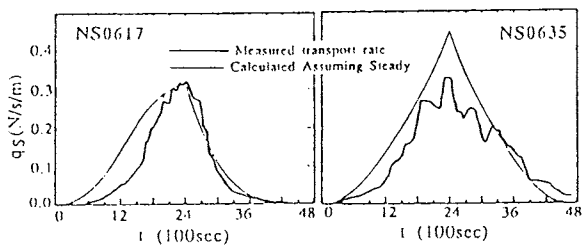


図6 非平衡効果の現われた掃流砂実験データ

4. 掃流機構における非平衡性

流砂過程は、一般に河床からの砂粒の離脱（ピックアップ）と落下（あるいは河床への停止）の2つの素過程からなっており、場所的に変化する流砂量 $q_B(x)$ について、それらの単位時間・単位面積当りの離脱・落下体積をそれぞれE、Dと表すとき質量保存則より次の式が書ける。

$$dq_B/dx = D(x) - E(x) \quad (15)$$

この式によるとEはその地点の流れの強さに対応して決まるが、Dはその点での流砂量に関係するだろうから、ある地点の流砂量は上流側の影響を受けていることがわかる。すなわち流砂量には緩和機構あるいは非平衡性が内在している。河床におけるピックアップレイト（単位時間当りの離脱確率密度）を p_s とすると、Eは、

$$E = (\Lambda_3/\Lambda_2)p_s d \quad (16)$$

と表され（ Λ_2, Λ_3 ：砂の形状係数、 d ：砂粒径）、またDを掃流砂の平均ステップレングス Λ を用いて $q_B(x)/\Lambda$ のように類推すると、 q_B についての（非同次）常微分方程式が得られ（椿・斎藤1966、林・尾崎1980）、非平衡掃流砂式のひな形が得られる。

$$dq_B/dx = q_B/\Lambda - (\Lambda_3/\Lambda_2)p_s d \quad (17)$$

平衡流砂量 q_{Be} が $(\Lambda_3/\Lambda_2)p_s \Lambda d$ と書けることを用いると、上式は次式のようにも表されるが（式（2）に相当）、福岡・山坂（1983）は直感的にこの形式で非平衡流砂量式を書いている。

$$dq_B/dx = [q_{Be} - q_B(x)]/\Lambda \quad (18)$$

中川・辻本（1980）はピックアップレイトとステップレングスからなる掃流砂モデル（stochastic model）のより忠実な適用から次の非平衡掃流砂量式を得ている。

$$q_B(x) = (\Lambda_3/\Lambda_2)d \int_0^{\infty} p_s(x-\epsilon) \int_{\epsilon}^{\infty} f_X(\xi) d\xi d\epsilon \quad (19)$$

ここに $f_X(\xi)$ ：ステップレングスの確率密度関数であり、上式は式（17）を満足する。式（19）を緩和過程を表す一般式（4）と比較すると、ピックアップレイトと掃流砂量の関係に対するインパルス応答が次式のようにステップレングスの分布関数となっていることがわかる。現象論的にはステップレングスによって上流側の流砂状況が下流に伝達されていることになる。

$$g_R(\epsilon) = (\Lambda_3/\Lambda_2)d \int_{\epsilon}^{\infty} f_X(\xi) d\xi \quad (20)$$

非平衡流砂則は本来、 dx 間の質量保存則（式（15））と運動量（あるいはエネルギー）保存則から定められるのが正しいが、流砂の存在密度が著しく高くない限り、流砂の運動特性のうちピックアップレイトやステップレングスなどは平衡状態にある流砂のそれと変わらないものとしてよいだろう（後述の実験結果図-9、11を参照）から、平衡状態の流砂の議論（運動量保存則の適用）によってこれらを推定できるものとする。 dx 間の流砂の持つ運動量の変化を表す式は、非平衡状態でも流砂の粒子速度が一定（後述の図-11参照）とすると式（15）と全く一致し何ら新しい情報を提供してくれない。すなわち、流砂の運動量の増加は流れの方から補給されているはずである。しかしながら、同じ粒径の砂で構成される平坦河床上の流れの抵抗が固定床と移動床でどれほど違うかは明確でないなど、流れの相をも取り込んだ保存則の適用では議論がはやけてしまう。芦田・道上（1972）は、Bagnold（1957）の理論をもとに、せん断応力を流体の受け持つ分と流砂の受け持つ分に分けており、長谷川（1981）はこうした考えから非平衡状態のピックアップレイトの変化を推測しているが、後述の実験結果（図-10b）ではその変化は有意ではない。流体と流砂の2相に対して運動量保存則を適用した議論としては、Parker（1975）の非平衡流動層の考え方があがるが、後述する砂面の不安定性の出現の説明などに対し、必ずしも掃流過程の非平衡性の表現に成功しているとは言いがたい。

中川・辻本（1980）によるとピックアップレイトは次のように局所無次元掃流力 τ_* と関係付けられる。

$$p_s \approx p_s \sqrt{d(\alpha\rho-1)g} = F_0 \tau_* (1 - k_2 \tau_* / \tau_*^c)^m \quad (21)$$

ここに、 $\tau_* = u_*^2 / [(\alpha\rho-1)gd]$ ：無次元掃流力、 $\alpha\rho$ ：砂の比重、 g ：重力加速度、また実験定数は次のように決められている $F_0=0.03$, $k_2=0.7$, $m=3$ 。またステップレングスは、平坦河床においては平均値を粒径の80-250倍

程度とする指数分布に従うことが明らかにされている。ステップレングスが指数分布するときに限り、式(19)は式(17)、(18)とも一致する。ピックアップレート推定式が力学的に合理的なモデルにもとづいているのに対し、平均ステップレングスについては、力学的な考察からこれと流れのパラメータを結び付ける適切なモデルが得られていない。ただし前述のように非平衡状態でも平衡状態と同様であるとするなら、非平衡流砂量式(19)の極限として得られる平衡流砂量に従来採用される流砂量式を適用し、これと式(21)のピックアップレート推定式からの逆算によって評価することができる。

中川ら(1978a)は最も単純な非平衡状態として、固定床に接続する平坦移動床において(図-7)、ピックアップレート、デポジットレート($p_d = D/(\Lambda_2 d^2)$)、局所流砂量を16mmフィルム解析によって測定した(固定床と移動床の接続部の河床低下あるいは洗掘が進まないまでに測定を終わらせている)。図-8は局所流砂量が次式のように指数関数的に平衡流砂量に漸近していることを示す。

$$q_B(x) = q_{Bc} [1 - \exp(-x/\Lambda)] \quad (22)$$

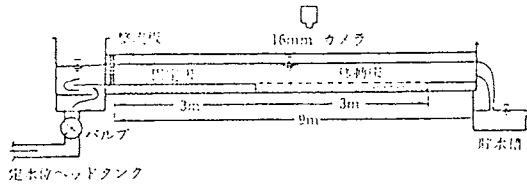


図7 非平衡掃流過程に関する実験

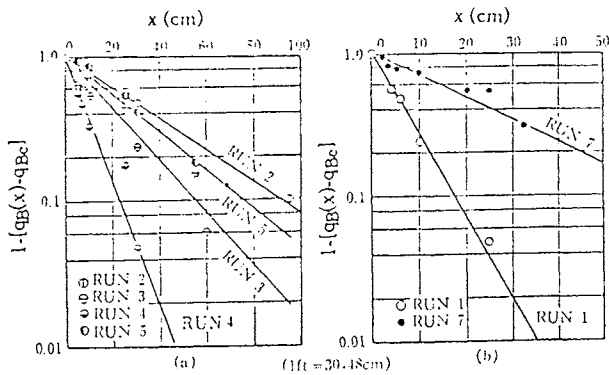


図8 非平衡掃流砂量 (Nakagawa & Tsujimoto)

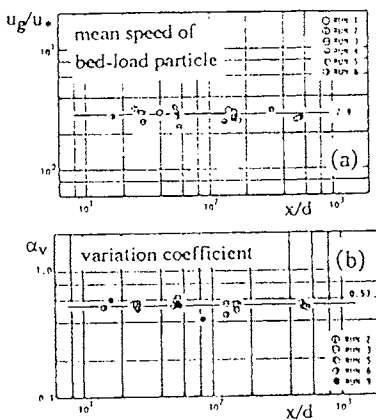


図11 掃流粒子速度

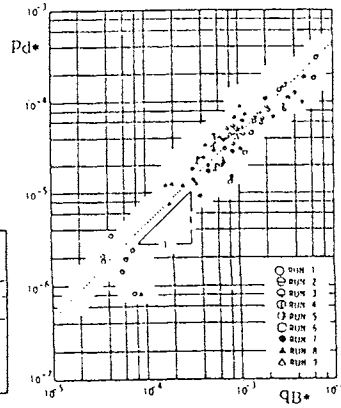


図12 局所流砂量と deposit rate の関係

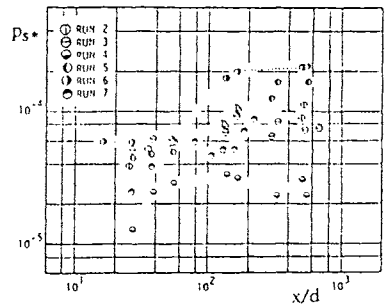


図9 非平衡状態での pick-up rate

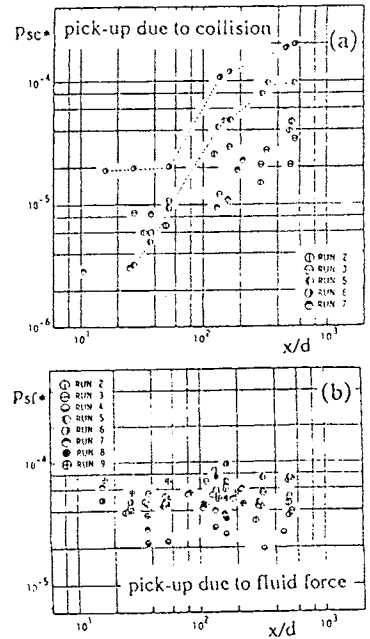


図10 pick-up rate に占める衝突と流体力の効果

これは式(19)の非平衡流砂量式でピックアップレイトの矩形状変化を想定し、ステップレングスを指数分布に従うとして解析的に得られる結果と合致する。実測されたピックアップレイトは、図-9に示すように非平衡状態においてわずかに増加傾向を示す(平衡状態において p_s の約1割を占める、上流から運ばれてくる砂粒の衝突の効果による分が増加する; 図-10a, bに衝突によるピックアップレイト p_{sc} と、衝突によらず純粋に流体力によるそれ p_{sf} を分離して場所的变化を示している)ものの、流砂量の変化に比べほぼ一定とみなせる (p_{s0})。図-11には、粒子速度 (u_g) の場所的变化の実測例を示すが、非平衡にかかわらずほぼ一定である。また分布するステップレングスを用いる流砂モデルでは p_d は次式で表され、とくにステップレングスが指数分布するときには次式の最右辺に示すように、局所的に流砂量と比例する(式(17)を得るための仮定が成立)。

$$p_d(x) = \int_0^{\infty} p_s(x-\epsilon) f(x(\epsilon)) d\epsilon = p_{s0} [1 - \exp(-x/\Lambda)] \quad (23)$$

図-12は図-8とともにステップレングスが指数分布することを支持しており、これらから逆算した平均ステップレングスはトレーサーテストなどから知られた値の、あるいは Einstein (1950) が指摘したオーダー、粒径の100倍程度(厳密には掃流力とともに80-250倍に増加)となっている。

上述より、掃流砂の adaptation length はせいぜい粒径の1000倍程度の比較的短いものとなって、大規模な移動床現象では無視できることが多い。すなわちとくに相対水深が大きくて水深スケール以上の規模の現象を扱うときは、掃流砂の非平衡性は無視できるが、相対水深を歪ませた小さな模型や、実験水路内の移動床基礎実験では掃流砂の非平衡性を免れないことが多い。すなわち、逆に言えば、実験室規模の非平衡性に強く影響された現象からこの非平衡性を抜き差って原型現象を外挿せねばならない。福岡ら(1984)は1次元斜面の河床低下過程を式(18)型の非平衡流砂量式で解析してその適用性を議論しているが、その例とされる実験室内移動床過程はまさに非平衡性が強く効いている(実現象スケールでは多分無視できよう)。また辻本(1987a)は漸拡・漸縮を繰り返す流路において、実験室規模の小スケールの現象では、掃流砂の遅れ距離が現象の支配スケール(例えば流路変化の波長や水深)のオーダーにもなり、洗掘部・堆積部の繰り返しパターンがそれに支配されることを、実験と理論によって強調している。図-13は、こうした流路でピックアップレイトの変化と局所流砂量との河床材料のスケールの遅れが流路変化のスケールと同程度となって出現していることを、ビデオフィルム解析結果によって示したものである。

掃流砂の非平衡性は、小規模河床形態の発生機構においては重要な役割を果たす。すなわち、式(19)を用いることで局所流砂量が局所底面せん断応力に対してもつ位相差 ($\kappa\delta$) が次のように定められ、Kennedy (1963) によってスタートした河床不安定解析を掃流砂特性の面から発展させた(中川・辻本1980)。

$$\sin \kappa\delta = \kappa\Lambda\sqrt{1+(\kappa\Lambda)^2}; \quad \cos \kappa\delta = 1/\sqrt{1+(\kappa\Lambda)^2} \quad (24)$$

上記の結果によると、底面せん断応力に対する局所流砂量の位相差は第1象限に属し、河床形態と底面せん断応

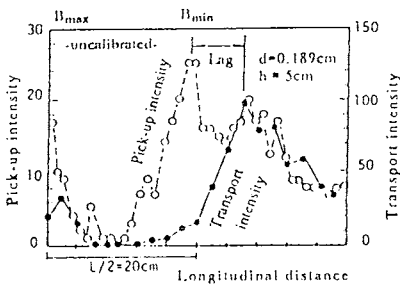


図13 非一様水路での pick-up rate と流砂量との位相遅れ

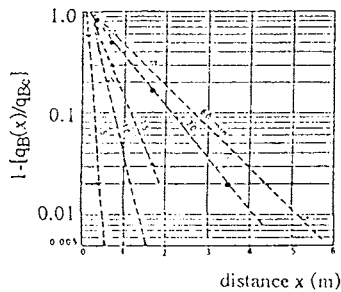


図14 非平衡掃流砂量 (Bell & Sutherland)

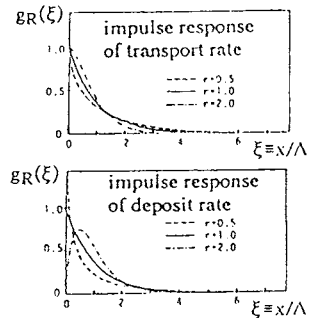


図15 pick-up rate に対する流砂量と deposit rate の impulse response

力の位相差が upper regime では約 180 度, lower regime では第 4 象限というように推定されるから, 結局 upper regime では主として上流に遡上する河床波 (antidunes) が形成され易く, lower regime では下流に伝播する河床波 (dunes 又は ripples) が発達する可能性が説明された。また式 (19) のような畳み込み積分はフーリエ積分すると解析計算が容易になり, これと対応して, 河床波のスペクトルの発達に巧みに記述されるに至った (中川・辻本 1984)。

図-14 は Bell & Sutherland (1983) による非平衡掃流砂量の測定値で, 時間とともに adaptation length が増加し, (時間的) 平衡状態での (空間的) 非平衡距離は初期のその 7-8 倍にもなっており, 掃流砂の場合でもかなり長い adaptation length を考える必要のあることが指摘されている (Jain 1987, Di Silvio 1987)。しかしながら, これは Bell & Sutherland の実験では固定床の直下流で局所洗掘孔が発達しており, また河床波 (dunes) の発達を許しており, これらの時間的変化 (一種の緩和過程) が重畳しているからであると考えられる。河床波の発達した水路では砂粒のステップレングスは河床波の波長に支配され (中川・辻本 1979, Hung & Shen 1979), それゆえもはや砂粒径でなく水深オーグーのスケールとなる。そして平坦河床に通水した場合, 河床波の発達とともに河床波の波長, それゆえステップレングスの時間的増加が見られる。ただしこの時のステップレングスの分布はもはや指数分布というより形状母数が 4.0 程度のガンマ分布に従う (中川・辻本 1979)。ビックアップレイトに対する流砂量のインパルス応答はステップレングスの分布関数であり (図-15), 一方デボジットレイトのそれはその密度関数であるから形状母数が 1.0 であるとき (指数分布) を除いて両者のインパルス応答は異なり, それゆえ, デボジットレイトが局所流砂量に比例するとの仮定は成立しないことがわかる。

河床形態との関連では, 交互砂州の形成や側岸侵食の問題を対象とするとき, 横断勾配によって非平衡性が助長される場合がある。これらについても同様な取り扱いがなされるが, 長谷川 (1981), 福岡・山坂 (1983), 中川ら (1985) の研究がある。

河床が混合砂からなる場合, 非平衡掃流砂量式は次のように粒径別に扱われる。

$$q_{Bi}(x) = (\Lambda_3/\Lambda_2) d_i \int_0^{\infty} p_i(x-\epsilon) p_{Si}(x-\epsilon) \int_0^{\infty} f_{Xi}(\xi) d\xi d\epsilon \quad (25)$$

ここで, p_i : 粒径 d_i の砂の表層 (交換層) における体積占有率, また添字 i は粒径の各フラクションに対する値を示す。混合砂の粒径別運動特性量については Eginzaroff (1965) の研究以来いくつかなされているが, とくに粒径別ビックアップレイト, ステップレングスについては中川ら (1982) により, 均一砂の場合の式が修正されている。上記の粒径別非平衡流砂量式と河床における砂の離脱・落下による表層粒度の変化を記述するモデルを併用して上流からの給砂のない場合に観察されるアーマーコート形成・伝播過程が説明される (中川ら 1977)。このような“分級”現象が混合砂の流送における重要な性質である。上流からの給砂が 0 ではないものの制限される場合の表層の粗粒化はアーマーコートと区別してベープメントと呼ばれることがある (Parker & Klingeman 1982) が, その形成過程についても上式を用いて同様に説明される (辻本・木橋 1988)。混合砂の場合, 給砂量が制限されると表層粒度の自己調整 (粗粒化) によって自らの流砂量を給砂量に等しくする。図-16 に示すように $m=0$ では初期粒度構成に応じた平衡流砂量に漸近する特性を示すが, 時間とともに粗粒化が進み減少した空間的平衡流砂量に漸近するようになり, いわゆる動的平衡では空間的・時間的に平衡な表層粒度構成と流砂量に到達する。図-16 より明らかなように, 河床粒度の時間的変化に伴うため流砂量の adaptation length が分級現象を考慮しないものに比べ遥かに大きくなっていることがわかる。

さらに混合砂の粒径別非平衡流砂量式を用いることで, 表層粒度の“不安定現象”として生ずると推測される縦断交互分級 (しばしば“グラベルシート”とよばれる), 分級縦筋などの形成機構も論じられる (辻本・木橋 1989, 辻本 1989)。掃流砂の“遅れ距離”は大きくないものの, 砂粒径, 水深スケールの様々な移動床現象の“きっかけ”が, こうした非平衡性によって生ずる“位相差”がもたらす“不安定現象”であることは興味深いことである。なお図-17 は交互縦断分級河床上での粒径別流砂量の変動の実測例 (池田・伊勢屋 1986) を, 混合砂の非平衡流砂量式で計算したもの (辻本ら 1989) と比較したものである。

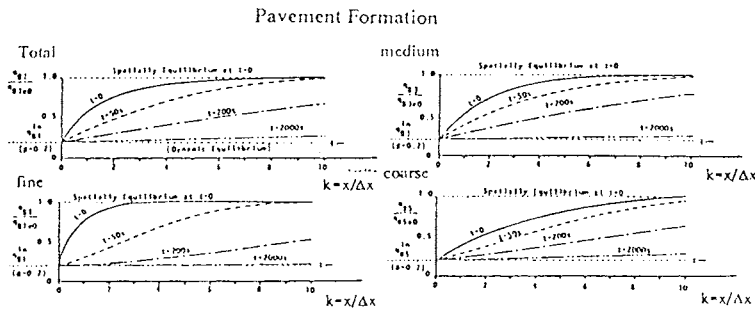


図16 混合砂の非平衡掃流砂量

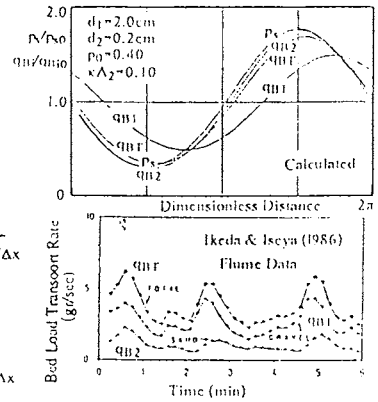


図17 交互分級河床での粒径別流砂量変動

5. 浮遊砂の非平衡流送過程

浮遊砂の流送においては、その excursion length (浮遊砂として河床に落下するまでの移動距離) が長いことから adaptation length が長く、非平衡性の果たす役割の重要なことが容易に推測される。Yalin & Finlayson (1973) による 2次元定常等流のもとで固定床から移動床に接続したところでの浮遊砂濃度分布の発達過程の実験 (図-18) は浮遊砂の非平衡流送が活発に研究される足がかりとなった点で注目される。

浮遊砂量についても式 (15) は成立し、D が平均 excursion length Λ_S によって局所浮遊砂量と線形に関係付けられるとすると、式 (17) あるいは (18) の非平衡流砂量式が得られる。また、ピックアップレイトを掃流砂濃度と掃流から浮遊への逆移確率密度の積に、またステップレングスの確率密度関数を excursion length のそれに置き換えることによって式 (19) に相当する非平衡流砂式を得ることもできる。流れが等流で固定床から移動床に接続する場では excursion length の確率密度関数は場所的に不変であるから式 (19) の適用は容易である。

2次元等流場での excursion length 分布は stochastic simulation の手法で調べられており (大本ら 1987, 辻本・山元 1988)、平均 excursion length は水深の数倍から数10倍に達すると予測されている。また変動係数は、沈降速度と摩撓速度の比 (w_0/u_*) が大きい場合は 1.0 より小さく、(w_0/u_*) が 0 に近づくに連れて 2.0 程度まで大きくなる。excursion length は、第一次近似としては、掃流砂から浮遊砂へ逆移した高さを沈降速度で落下する間に移動する距離とイメージできるが、そのため掃流層の上限付近での流砂挙動の詳細についての研究の集積が待たれる。なお adaptation length は平均 excursion length の 3-5 倍程度であるから水深の数10倍から 100 倍程度にまでなる。

先にも述べたように、浮遊砂の流送を考えるとときには河床近傍の流砂挙動がキーポイントとなっており saltation 運動の研究などはその基礎として重要である。このような観点から、河床の砂、掃流砂、浮遊砂の間の交換現象に着目すると bed material load としての非平衡流砂量則は次のように書ける (辻本 1987b)。

$$q_B(x) = (\Lambda_3/\Lambda_2)d \int_0^{\infty} [p_s(x-\xi) + p_{ds}(x-\xi)] \left[\int_0^{\infty} f_X(\zeta) d\zeta \right] F_{TR}(\xi) d\xi \quad (26)$$

ここに、 $F_{TR}(\xi)$: 河床材料粒子が離脱してきただけ移動する間に (掃流砂から) 浮遊砂に逆移しない確率、 $p_{ds}(x)$: 浮遊砂が河床に落下して掃流砂に逆戻りする粒子数を河床表面単位面積当りの砂の個数で除したものであり、浮遊流砂量 $q_S(x)$ と $p_{ds}(x)$ については次式が書ける。

$$q_S(x) = \int_0^{\infty} [q_B(x-\xi) u_g(x-\xi)] p_I(x-\xi) \left[\int_0^{\infty} f_{XS}(\zeta) d\zeta \right] d\xi \quad (27)$$

$$p_{ds}(x) = [\Lambda_2/(\Lambda_3 d)] \int_0^{\infty} [q_B(x-\xi) u_g(x-\xi)] p_I(x-\xi) f_{XS}(\xi) d\xi \quad (28)$$

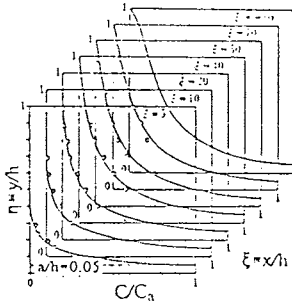


図18 浮遊砂濃度分布の発達過程 (Yalin & Finlayson)

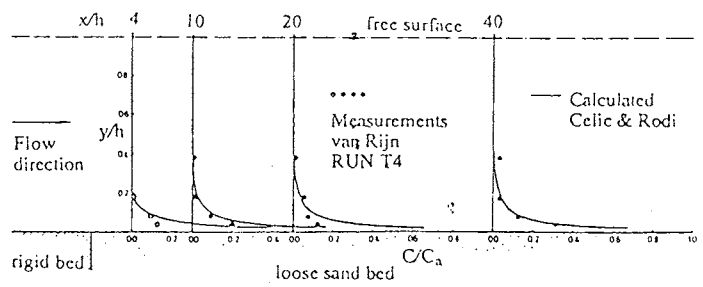


図19 浮遊砂濃度分布の発達過程 (van Rijn)

ここに、 $f_{XS}(\xi)$: excursion length の確率密度関数、 p_T : 単位時間当り掃流砂が浮遊砂に遷移する確率密度、 u_g : 掃流砂の運動速度である。なお、 $F_{TR}(\xi)$ は次のように近似されよう。

$$F_{TR}(\xi) = \exp[-(p_T/u_g)\xi] \quad (29)$$

これからもわかるように掃流砂から浮遊砂への遷移機構が重要なポイントで、とくに最近 logistic equation を用いた saltation 軌跡の不安定という立場からの研究がなされている (辻本 1987b, 中川ら 1988)。

2次元等流の条件での浮遊砂の濃度分布の発達あるいは減衰過程については Yalin & Finlayson (1973) のほか、van Rijn (1981, 図-19), 芦田・岡部 (1982, 図-20), 福嶋・福田 (1988) らによって実験データが集められている。図-18, 20 を見ても、浮遊砂の非平衡状態においては流砂量そのもののみならず濃度分布の“形”の平衡状態のそれからのずれも大きな特徴である。ちょうど図-2 に示した Reynolds 応力の緩和過程とよく似ていることが注目されるだろう。すなわち河床近傍では比較的素早く河床条件、従って水理条件にตอบสนองし、それが遅れをもって上方へ伝播していく、言い換えれば河床からの距離が大きいほど緩和距離が大きい“現象”である。2次元の場合での緩和過程としてやはりインパルス応答を用いた方法も有効であろう。すなわち、浮遊砂濃度の2次元分布 $C(\xi, \eta)$ は平衡相対濃度分布を $C_e^*(\eta)$ とするとき、次のように書ける。

$$C(\xi, \eta) = C_e^*(\eta) \int_0^\infty C_a(\xi - \epsilon) g_R(\epsilon | \eta) d\epsilon \quad (30)$$

ここに、 ϵ , η は水深 h で無次元化した流下方向距離と河床からの鉛直距離であり、 $C_a(\xi)$ は底面 (基準) 濃度の場所的変化、 $g_R(\epsilon | \eta)$ は η ごとに与えられる流下方向の緩和に対するインパルス応答である (緩和距離も水深で無次元化してある)。ここでは緩和距離は η の関数となり河床でも 0 ではない (図-2 に示した Reynolds 応力の緩和過程については、高さの条件付き緩和距離が水深に比例するとした)。平衡状態にあっても基準面濃度は単にその地点で浮遊砂に遷移する量だけでなく上流から運ばれてくる量によっても (むしろ後者の貢献が大きい) 依存することが、Murphy (1985) が提案した非同次拡散方程式に基づいた議論によって明らかにされている (辻本・山元 1988)。

非平衡な浮遊砂の濃度分布の挙動を表すのに、次式の拡散方程式の適用がオーソドックスな手法である。

$$u \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon_s \frac{\partial C}{\partial y} \right) + w_0 \frac{\partial C}{\partial y} \quad (31)$$

芦田・道上 (1970) はその境界条件を次のように仮定している。

$$\left(\epsilon_s \frac{\partial C}{\partial y} + w_0 C \right)_{y=h} = 0 ; \quad \left(\epsilon_s \frac{\partial C}{\partial y} + w_0 C \right)_{y=0} = w_0 (C_a - C_{nc}) \quad (32)$$

ここで、 u : 流速、 ϵ_s : 浮遊砂の拡散係数であり、また添字 e は平衡状態での値を示す。河床において沈降フラックスが平衡状態と異なるところがポイントである。道上ら (1981) は、摩擦速度 u_{*1} に対する平衡状態の濃度分布が形成されているところから急激に摩擦速度が u_{*2} に変化した場合の濃度分布の変化を数値計算によって求めた。図-21 はその 1 例であり、また図-22 は 95% 達成で定義した adaptation length (L_A) を示す。図中 h は水深

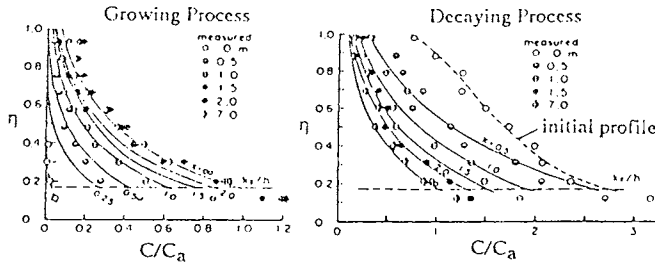


図20 浮遊砂濃度分布の発達・減衰過程

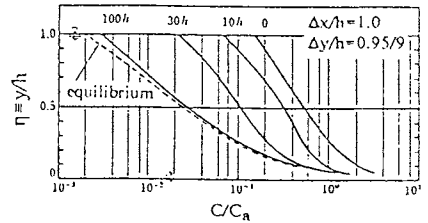


図21 摩擦速度の急変に対する浮遊砂濃度分布の追隨

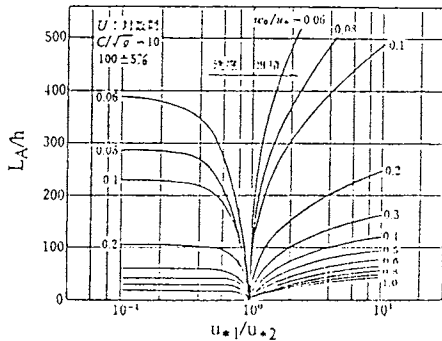


図22 摩擦速度の急変に対する浮遊砂濃度分布の adaptation length

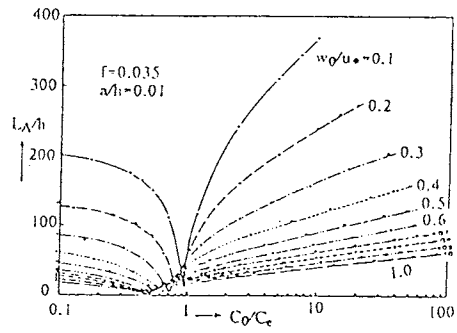


図23 上流側浮遊砂濃度を境界条件とした浮遊砂濃度分布の adaptation length

である。同様な試みは Kerssens ら (1979) や Celic & Rodi (1984) らによってもなされている。図-19の浮遊砂濃度分布の発達過程のデータには Celic & Rodi (1984) の計算結果を併示している。Kerssens ら (1979) は、上流から運ばれてくる浮遊砂濃度 (水深平均) を境界条件として与えた場合の adaptation length を求めている (図-23) ほか、浮遊砂によるトレンチの埋め戻し過程の解析に応用している。

非平衡状態の浮遊砂の濃度分布の形の平衡状態のそれからのずれは1次元化された解析を行なう際でもちょうど Coriolis 係数のように効いてくる (Di Silvio & Annunini 1981, Gnappatti & Vreudenhil 1985) ので、非平衡状態の (発達過程でやせた、減衰過程ではらんだ) 濃度分布の形を把握しておくことは1次元河床変動の計算においてすら重要である。こうした点から、黒木ら (1988) は非平衡状態における濃度分布の平衡状態からのずれ分を、境界条件を満足する指数関数の形で求めることを提案している。すなわち平衡状態の濃度分布を指数型で表すとき、非平衡濃度分布は次式で表される。

$$C(\eta) = C_a \exp(-R\eta) + R(C_a - C_{ae}) \eta \exp[-(R+1)\eta] \quad (33)$$

ここに第1項が平衡浮遊砂濃度分布で、第2項がそれからのずれを表す。また $R = w_{0l} / v_{es}$ である。図-24は上式と従来の実験データ (Dobbins 1952, Yanli & Finleyson 1973) とを比較したもので、非平衡によって歪んだ濃度分布の形をかなりうまく説明できている。なお、この表現は先に述べた簡便な2次元緩和過程モデルからの結果とほぼ一致している。

最近の乱流モデルとの関連では、福岡・福田 (1988) が k-ε モデルの浮遊砂の非平衡状態への適用を試みている。もう1つのアプローチは stochastic simulation であり、Bechteler & Fäber (1985)、芦田・森田 (1986) らによって試みられている。Bechteler & Fäber (1985) によって計算された一例を図-25に示す。これらは今後、あるいは現在、河床波上の浮遊砂濃度分布の議論へと進められている。こうした場合、河床での、とくに剥離域部分における流砂についての境界条件がポイントとなってくると考えられる。逆に、マクロな立場から河床波が存在するときの底面濃度の評価の問題が、このようなミクロな流砂の議論から、合理的に決められれば工学的には大きな成果となるろう。

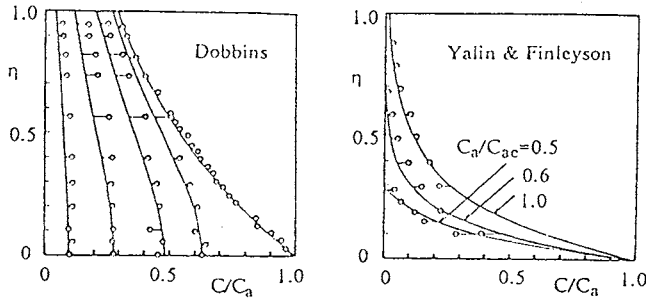


図24 非平衡浮遊砂濃度分布の近似的表現の例

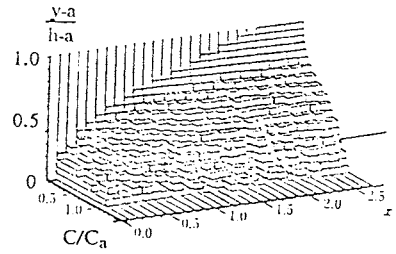


図25 非平衡浮遊砂濃度分布の確率シミュレーションの例

6. 河床形態の変形の応答遅れに伴う非平衡過程

河床波が河床を覆う場合の水・流砂の特性は、河床波のスケールに大きく支配される。例えば図-26は、Allen (1976) が示した実河川での河床波の波高と流量の関係に現われるヒステシスループである。平衡状態の(充分に発達した)河床波の波高と流量の関係は図-27aに示されるようなもので、流量の変動幅により様々なループの出現は容易に想像される(図-27)。こうした非平衡状態の河床波の波高についてもインパルス応答を用いて記述される。中川・辻本(1981,1983)はその手法を非平衡挿流過程とのアナロジーで説明している。とくに平坦河床からの河床波(dunes)の発達過程を指数関数で近似して、Fredsoje(1979)と同様の線形解析で正弦波状の流量変動に対する波高及び水深の位相遅れを明らかにしている(図-28)。そこでは次式のような指数型のインパルス応答が用いられている。

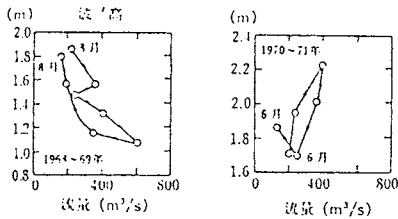


図26 実河川における河床波の応答特性

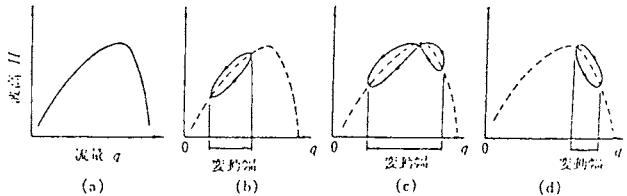


図27 流量変動に対する河床波波高の応答パターン

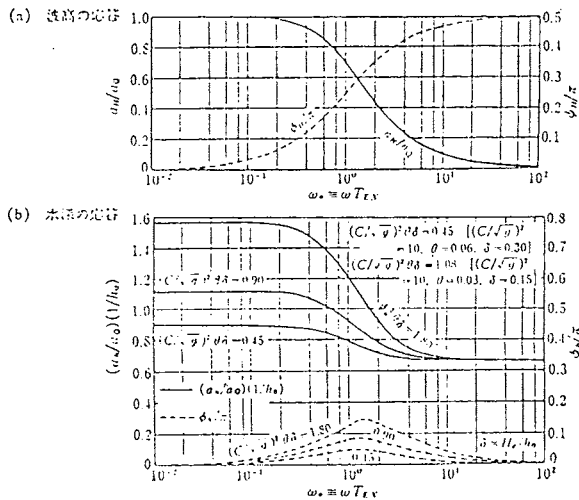


図28 流量変動に対する河床波波高・水深の位相遅れ特性

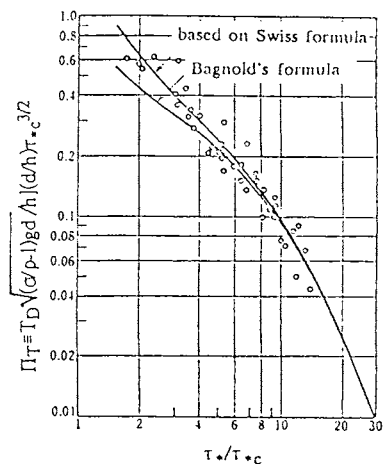


図29 河床波の発達時間スケール

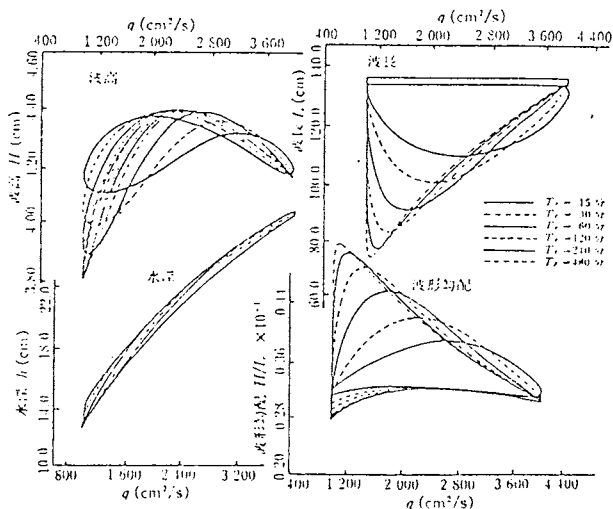


図30 流量変動に対する移動床系の応答特性

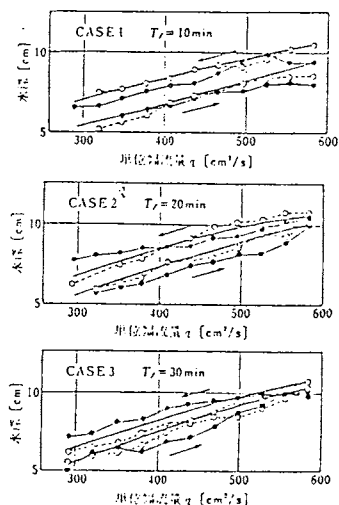


図31 河床波を伴う非定常流れの水深変化

$$gR(t) = [H_e(q_0 T_{EX})] \exp(-t/T_{EX}) \quad (34)$$

ここで、 T_{EX} ：河床波が平坦河床から平衡波高に達するのに要する時間、 H_e ：平衡波高、 q_0 ：平均流量であり、これらの推定が、非平衡状態の記述の第一関門である。すなわち平坦河床からの河床波の発達過程の研究 (Yalin & Bishop 1975, 中川・辻本 1976) の重要性が指摘される。dunesの平衡波高については減衰領域も含めてのものとして Fredsøe (1975), Yalin & Karaahan (1979) の実験式が使い易い。図-29 (Yalin & Bishop 1975) は dunesの発達時間スケールを求めた例である (同様な図が中川・辻本 1983 によっても得られている)。

流量の変動幅が小さくないときはインパルス応答が時間的に変化し、線形の時のように解析的な解は得られないが、数値計算によって現象の追跡が可能である。また dunesの成長期・減衰期で応答速度 (process rate) が異なり様々な水路実験の集積 (中川ら 1978b, 芦田・沢井 1980, Weibenga & Klanssen 1981) からこれらを評価している現況である。例えば、辻本・中川 (1984) は dunesの波長 L ・波高 H の変化率を次のように実験的に決めている。

$$dL/dt = \beta_L \{q_B / [(1-\rho_0)H]\} [1 - (L-L_0)/(L_e-L_0)] \quad (35)$$

$$dH/dt = \beta_H \{q_B / [(1-\rho_0)L]\} (1 - H/H_e) \quad (36)$$

ここに、 β_H, β_L ：実験定数、 ρ_0 ：砂の空隙率、 L_0 ：初期波長であり、添字 e は平衡状態の値を示す。実験定数については、dunesの成長期には $\beta_H=0.36, \beta_L=0.24$ 、崩壊期で $\beta_H=0.72, \beta_L=0$ と定めている。図-30はこのようなして定められた応答速度を用いて計算された例 (線形解析では再現されなかった8の字ループなどが説明できる) であり、図-31はその一部を水路実験結果と比較した例である (辻本・中川 1984)。このような河床波のスケールとそれに支配される水深の応答遅れは流砂量にも反映されると考えられるが、顕著な特徴は実験水路では抽出されていない。

河床形態の変形過程 (成長・崩壊) は dunesに限らずしばしば上述のような取り扱いで近似される。ここではもう1つの例として、河口砂州の成長・崩壊過程の記述について述べる。河口砂州は河川流量に支配される開口部の流送能力と、主として波浪特性に支配される漂砂の河口部への堆積量のアンバランスによって成長・崩壊を繰り返している。平常時の水深が大きい最上川、江の川では河口部断面積の変化は開口幅の変化として現われる場合が多く (図-32, 須賀 1985)、とくに崩壊過程では側岸侵食が卓越することが知られている。このような場合、河口部での土砂収支式は次のように書ける。

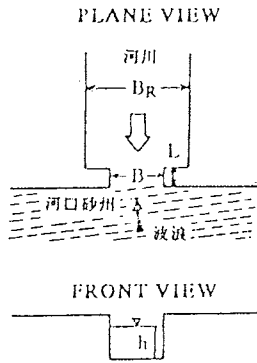


図33 河口砂州の変形過程のモデル化

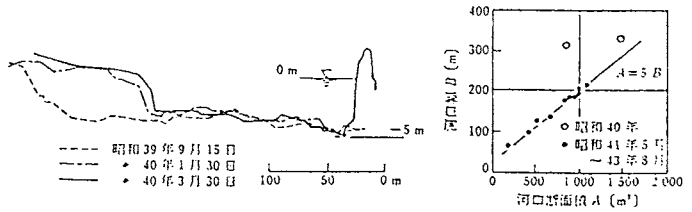


図32 扱上川における河口砂州の変形過程

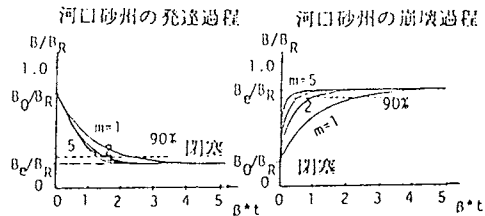


図34 河口砂州の発達と崩壊

$$(1-\rho_0)[d(BhL)/dt] = (f_1-f_2-f_3)B \quad (37)$$

ここに、 B ：河口部開口幅、 L ：河口砂州幅、 f_1 ：縮流によって強められた河川流による河口部単位幅当たり土砂の排除土砂体積、 f_2 ：河川流による河口部への単位幅当たり流入土砂量、 f_3 ：波浪によって河口部に流入する単位幅当たりの漂砂の体積、 B_R ：河川幅である（図-33参照）。こうした1次元的なモデリングは青田・首藤（1980）が提案しており、小川ら（1984）、田中・須賀（1985）によっても検討されている。いましも h も一定とし、また一定の河川流量と波浪強さの条件で、河川流による流砂量が単位幅流量の m 乗に比例するとすると、河口部開口幅 B の変化を記述する式として次の微分方程式が得られる。

$$dB/dt = -\beta*B + \alpha*B^{m+1} \quad (38)$$

ただし、 $f_1 = \alpha_0 B^m$ 、 $f_2 + f_3 = \beta_0$ 、 $\alpha^* = \alpha_0/A^*$ 、 $\beta^* = \beta_0/A^*$ 、 $A^* = (1-\rho_0)hL$ とした。上式は非線形ではあるがBernoulli型で容易に解け、次のような解が得られる。

$$B(t) = \{B_0^m \exp(-m\beta^*t) + (\alpha^*/\beta^*)[1 - \exp(-m\beta^*t)]\}^{1/m} \quad (39)$$

ただし初期条件は $t=0$ で $B=B_0$ とし、また B_e は t を無限大にして得られる平衡開口幅（ $dB/dt=0$ ）でありこれは α^* と β^* の比の $1/m$ 乗として与えられる。よって式（39）は次のようにも書ける。

$$(B_e - B)^m = (B_e - B_0)^m [1 - \exp(-m\beta^*t)] \quad (40)$$

式（1）で表した緩和過程の簡単な表示（線形）は $m=1$ の場合ということになる。流量や波浪に対する砂移動量の関係式、すなわち、 f_1 、 f_2 、 f_3 の関数形が決まれば、これらの任意の変化に対する河口砂州の応答変化が記述される。図-34は流量・波浪条件が一定の場合の成長・崩壊過程の概要を図示したもので、パラメータ m が大きいほど成長に比べ崩壊（洪水による河口砂州の破壊）の方が急激な現象であることを再現できる。

7. 結 論

本論文では移動床現象を取りまく環境が、時間的・空間的に非一様な場合の流砂現象（transient process of sediment transport）について、とくに非平衡性の効果とその記述について述べた。まず、非平衡現象を、条件の変化に対する応答の緩和過程として表現し、流れの非定常性、不等流性の直接効果とは異なる効果をもたらすことを示した。

掃流過程については、掃流機構と非平衡性の緩和過程としての表現との関連を議論した。掃流過程における非平衡性は直感的に流砂のステップレングスによってもたらされるもので、一般には粒径の数100倍のオーダーと小

さいものであるが、とくに実験室規模ではしばしばこの効果から免れない。また河床波が形成されればステップレンクスが河床波スケールに支配されるようになり非平衡距離が延びること、混合砂の場合は分級作用による河床粒度の時間的变化と相俟って均一砂で予想されるものより非平衡距離が長くなることなどが指摘された。さらに、少しの遅れ距離でもそれによって産み出される位相差が原因となって、河床波の発生や、交互分級の形成などのきっかけとなる不安定現象を誘起することも、非平衡性の果たす重要な役割である。

浮遊砂の場合は、excursion length が長いので、非平衡性の問題は深刻であり、また流砂量のみならず濃度分布の形状の非平衡状態での重みも重要となる。緩和過程の概念から直接歪んだ濃度分布や流砂量の場所的变化を予測・記述する方法を示唆する一方、拡散方程式の河床での境界条件を工夫した取り扱いについて述べた。とくに浮遊砂の場合 adaptation length という概念がよく用いられるが、先に述べたアプローチから明らかにされたその評価についても紹介した。

河床形状の応答は、とくに時間的な緩和過程の代表的な例で、移動床流れの抵抗・流砂量に大きな影響を与える dunes の発達・崩壊の緩和過程のモデリングについて述べた。また同じ手法を、河口砂州の発達・崩壊に適用した例にも言及し、緩和過程の非線形モデルの例となっていることを示した。

以上をまとめると、transient process は一般に複雑であるが、最も単純でしかも本質的特徴を備えたケース（例えば入力が矩形形状変化をするもの）を想定し、理論的な取り扱い（力学機構に基づいた取り扱い）あるいは詳細な実験によってその機構を明らかにして、現象を記述できるようにすることが第1に重要で、もしそれがうまく行けばそこから process rate 式あるいはインパルス応答を求め、あるいはその近似式を得て、これと畳み込み積分で表される一般式とによって、複雑かつ任意の外力変化に対する移動床現象の応答が説明または予測できるというフレームワークがここに検討されたことになる。大雑把なフレームワークといえども、今後の研究によって本質的かつ詳細な機構についての議論がその各サブルーチンを充実させるものと期待する。

最後に、本研究グループに対して終始暖かい励ましと助言をいただいた 道上正規 鳥取大学教授に謝意を表す。

参考文献

- 1) Allen (1974): Reaction, relaxation and lag in natural sedimentary systems: General principles, examples and lessons. *Earth Science Review* 10.
- 2) Allen (1976): Time-lag of dunes in unsteady flows; An analysis of Nasner's data from the River Weser, Germany. *Sedimentary Geology* 15.
- 3) 芦田・首藤 (1980): 河口断面積変化過程の数値モデル, 第24回水講演文集.
- 4) 芦田・森田 (1986): 平衡・非平衡浮遊流砂量算定の確率モデル, 土木学会論文集 375.
- 5) 芦田・中川・加藤 (1982): 流量変化に伴う河床波の応答に関する研究, 京大防災研年報 25B-2.
- 6) 芦田・道上 (1970): 浮遊砂に関する研究 (1) -河床付近の濃度-, 京大防災研年報 13B.
- 7) 芦田・道上 (1972): 移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究, 土木学会論文集 206.
- 8) 芦田・岡部 (1982): 非平衡な浮遊砂濃度の算定法に関する研究, 第26回水講演文集.
- 9) 芦田・沢井 (1980): 河床波の変形過程に関する研究, 京大防災研年報 23B-2.
- 10) Bagnold (1957): The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Trans. Royal Society of London* 249.
- 11) Bell & Sutherland (1983): Nonequilibrium bedload transport by steady flows. *Proc. ASCE-HY* 109.
- 12) Bechteler & Färber (1985): Stochastic model of suspended solids dispersion. *Proc. ASCE-HY* 111.
- 13) Celik & Rodi (1984): A deposition-entrainment model for suspended sediment transport. *Sonderforschungsbereich* 215, *Univ. of Karlsruhe*
- 14) Di Silvio (1987): Adaptation process through the surface of sedimentary streams. *Euromech* 215.

- 15) Di Silvio & Armanini (1981) : Influence of the upstream boundary conditions of the erosion-deposition processes in open channel. *Proc. 19-IAHR Congr.*
- 16) Dobbins (1952) : Effect of turbulence on sedimentation. *Trans. ASCE* 105.
- 17) Egiazaroff (1965) : Calculation of nonuniform sediment concentration. *Proc. ASCE-HY* 91.
- 18) Einstein (1950) : The bed-load function for sediment transportation in open channel flows. *Tech. Bull., U.S.D.A.* 1025.
- 19) Fredsoe (1975) : The friction factor and height-length relation in flow over a dune-covered bed. *Progress Report 37, Technical Univ. of Denmark*
- 20) Fredsoe (1979) : Unsteady flow in straight alluvial stream, Part 1. *J.F.M.* 91.
- 21) 福岡・山坂 (1983) : 直線流路の交互砂州, 第27回水講演文集.
- 22) 福岡・山坂・安倍 (1984) : 強い非平衡流砂運動を伴う河床変動, 第28回水講演文集.
- 23) 福岡・福田 (1988) : 乱流モデルによる非平衡浮遊砂流の解析, 第32回水講演文集.
- 24) Garappatti & Vreugdenhil (1985) : A depth-integrated model for suspended sediment transport. *J.H.R.* 28.
- 25) Graf & Suszka (1985) : Unsteady flow and its effect on sediment transport. *Proc. 21-IAHR Congr.*
- 26) 長谷川 (1981) : 非平衡性を考慮した側岸侵食風式に関する研究, 土木学会論文集 316.
- 27) Hayashi & Ozaki (1980) : On the unit step length of saltation of sediment particles in the bed-load layer. *Proc. 3rd Int. Sym. Stochastic Hydraulics*
- 28) Hung & Shen (1979) Statistical analysis of sediment motion on dunes. *Proc. ASCE-HY* 105.
- 29) 池田・伊勢屋 (1986) : 混合砂れきの流送に伴う縦断分級, 第30回水講演文集.
- 30) Jain (1987) : Sediment transport under nonequilibrium conditions. *NATO Workshop on Movable Bed Physical Models.*
- 31) Jacobs (1936) : Unformung eines turbulenzen Geschwindigkeits Profils. *ZAMM* 19.
- 32) Kennedy (1963) : The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels. *J.F.M.* 16.
- 33) Kerssens, Prins & van Rijn (1979) Model for suspended sediment transport. *Proc. ASCE-HY* 105.
- 34) Klaassen (1988) : On time scale of transient processes in rivers. *Proc. Int. Conf. Fluvial Hydraulics.*
- 35) 黒木・史・岸 (1988) : 非平衡浮遊砂理論とその応用, 第32回水講演文集.
- 36) 道上・平井・海賀 (1981) : 非平衡状態の浮遊砂の濃度分布特性について, 土木学会第36回年講要集.
- 37) Murphy (1985) : Equilibrium boundary condition for suspension. *Proc. ASCE-HY* 111.
- 38) 中川・辻本 (1976) : 河床波の発達性状に関する考察, 京大防災研年報 19B-2.
- 39) Nakagawa & Tsujimoto (1979) : Characteristics of sediment transport process on duned beds analyzed by stochastic approach. *Bull. D.P.R.I., Kyoto Univ.* 29.
- 40) Nakagawa & Tsujimoto (1980) : Sand bed instability due to bed load motion. *Proc. ASCE-HY* 106.
- 41) 中川・辻本 (1981) : Lower regime における非定常移動床流れの抵抗の遅れ性状, 第25回水講演文集.
- 42) Nakagawa & Tsujimoto (1983) : Time-lag appearing in unsteady flow with sand waves. *J.H.H.E.* 1.
- 43) Nakagawa & Tsujimoto (1984) : Spectral analysis of sand bed instability. *Proc. ASCE-HY* 110.
- 44) 中川・辻本・原 (1977) : 混合砂れき床面の粗粒化過程について, 京大防災研年報 20B-2.
- 45) 中川・辻本・宮本 (1978a) : 16mm 撮影による掃流砂運動の特性風解析と流砂の平衡状態について, 京大防災研年報 20B-2.
- 46) 中川・辻本・村上 (1985) : 側岸における非平衡流砂過程, 第29回水講演文集.
- 47) 中川・辻本・村上・後藤 (1988) Saltation 粒子の浮遊砂への運移機構, 第32回水講演文集.
- 48) Nakagawa, Tsujimoto & Nakano (1982) : Characteristics of sediment motion for respective grain sizes of sediment mixtures. *Bull. D.P.R.I., Kyoto Univ.* 32.
- 49) 中川・辻本・矢田 (1978b) : 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, 京大防災研年報 20B-2.

- 50) 小川・藤田・首藤(1984): 河口断面・河口地形の変化について, 第28回水講演文集.
- 51) 大木・平野・石丸(1986): 開水路流れにおける粒子運動の数値シミュレーション, 第30回水講演文集.
- 52) Parker(1975): Sediment inertia as cause of river antidunes. *Proc. ASCE-HY*, 101.
- 53) Parker & Klingeman(1982): On why gravel bed streams are paved. *Water Resources Res.*, 18.
- 54) Phillips & Sutherland(1985) Numerical modelling of spatial and temporal lag effects in bed load transport. *Proc. 21-IAHR Congr.*
- 55) 須賀(1985): 河口砂州と開口部の特性, 流砂の水理学(吉川編).
- 56) 田中・須賀(1985): 波と流れを考えた河口部の平衡断面, 第29回水講演文集.
- 57) 椿・斉藤(1967): 流れによる Sand Waves の発生限界, 九大工学集報 40-5.
- 58) 辻本(1987a): 渦拡・漸縮を繰り返す流路における流砂量と河床変動, 第31回水講演文集.
- 59) Tsujimoto(1987b): Sediment suspension and transition from saltation to suspension. *Proc. Euromech 215*.
- 60) 辻本(1989): 2次流による分級縦筋の形成, 第33回水講演文集.
- 61) 辻本・グラフ(1988): 流れの非定常性の掃流砂量への影響, 第32回水講演文集.
- 62) Tsujimoto & Motohashi(1988): Sorting process and dynamic equilibrium of graded material transport. *Memo., Fac. of Tech., Kanazawa Univ.* 22.
- 63) 辻本・本橋(1989): 混合砂礫床における縦断方向の交互分級の形成とその卓越波長, 第33回水講演文集.
- 64) 辻本・本橋・井上(1989): 縦断分級河床上の流れと流砂量変動, 昭和63年度土木学会中部支部年講概要集.
- 65) Tsujimoto & Nakagawa(1984): Unsteady behaviour of dunes. *Channels and Channel Control Structures*, Springer.
- 66) Tsujimoto & Yamamoto(1988): Sediment suspension affected by transition from bed-load motion into suspension. *J.H.H.E.* 6.
- 67) van Rijn(1983): Entrainment of fine sediment particles; Development of concentration profiles in a steady, uniform flow without initial sediment load. *Delft Hydraulic Laboratory, Report M1531*.
- 68) Wjibenga & Klaassen(1983) Changes in bedforms under unsteady flow conditions in a straight flume. *Delft Hydraulic Laboratory, Publication 260*.
- 69) Yalin & Bishop(1977): On the physical modelling of dunes. *Proc. 18-IAHR Congr.*
- 70) Yalin & Finlayson(1973): On the development of the distribution of suspended load. *Proc. 16-IAHR Congr.*
- 71) Yalin & Karahan(1979): Steepness of sedimentary dunes. *Proc. ASCE-HY* 105.
- 72) Yen(1988) Significance of nonuniform, unsteady and nonequilibrium conditions in fluvial channels. *Proc. Int. Conf. Fluvial Hydraulics*.

波と流れの共存場での掃流過程 (英文)

CHARACTERISTICS OF BEDLOAD TRANSPORT BY WAVE SUPERIMPOSED ON CURRENT

Abstract

In order to clarify the mechanism of complicated sediment transport phenomena in the coastal zone, it is at first necessary to extract some simplified elementary phenomena to study. In this paper, bedload transport process affected by waves under comparatively strong unidirectional-current is analytically treated. In other words, it is investigated how the wave motion affects the bedload transport mainly driven by unidirectional current. Firstly, wave is treated as an infinitesimal sinusoidal wave to evaluate the response of bedload transport to fluctuating bed shear stress due to this wave. Succeedingly, the spectral characteristics of fluctuating bedload transport by random waves are analyzed.

1. INTRODUCTION

Sediment transport in the coastal zone is very complicated and in general it is composed various aspects of fluid motion and sediment behaviour. In order to resolve such a kind of complicated phenomenon, several idealized and simplified aspects of fluid motion and sediment behaviour should be extracted independently to be investigated. Although the actual phenomenon is a complex of them and they are interrelated, fundamental study on the extracted monophasic phenomenon must become a first step to promise the advance of coastal sediment transport mechanics. From this point of view, monotonously oriented bedload transport driven by the unidirectional current but affected by waves migrating in the same direction with the current is investigated.

The essential characteristics and the difficulties in the analytical treatment of bedload motion exist on the fact that bedload motion is phenomenologically not continuous but discrete and that irregularities cannot be neglected. Furthermore, under unsteady and non-uniform flow conditions, sediment transport cannot

immediately follow the change of flow parameters in space and time, and it is called "non-equilibrium bedload transport". Since in river environments, unidirectionality of sediment transport is more preferable and non-uniformity and unsteadiness of flow are weaker than those in the coastal zone, most researches on sediment transport are limited to that under equilibrium condition, but more fundamental studies on the mechanics of sediment transport have been accumulated for river environments than coastal zone. Furthermore, the importance of "non-equilibrium transport" also in river environments has become recognized increasingly in these days, and a model to describe these important but sensitive essential characteristics of bedload motion has been developed by Nakagawa-Tsujimoto (1980). That fruitful result can be applied to some simplified aspect of complicated phenomena in the coastal zone.

2. BEDLOAD TRANSPORT MODEL

A bedload transport model which possesses the irregular properties based on discrete motion of individual bedload particles must be important to describe non-equilibrium bedload transport phenomena under less weak unsteady or non-uniform flow condition. A "stochastic model" for bedload motion first derived by Einstein (1937), which was originally a kind of Lagrangian model, was developed as an Eulerian-type model by Nakagawa-Tsujimoto (1980). This model is constituted by "pick-up rate" and "step length", and it can describe the irregular and non-equilibrium properties inherent to bedload motion. If the flow properties change temporally or spatially, bedload transport inevitably possesses a non-equilibrium property, where some filtering and lag effects appear. According to this model, non-equilibrium bedload transport rate can be expressed using the pick-up rate and the step length, as follows (see Fig.1):

$$q_B(x) = (A_3 d / A_2) \int_{-\infty}^x p_s(x') dx' \int_{x-x'}^{\infty} f_X(\xi) d\xi \quad (1)$$

in which q_B = bedload transport rate; p_s = pick-up rate; f_X = probability-density function of step length; A_2 , A_3 = two- and three-dimensional geometrical coefficients of sands; and d = sediment diameter. Here, "pick-up rate" is defined as the probability density per unit time for a bed-material particle to be dislodged by fluid action; while the step length is defined as a distance for a particle to travel from its dislodgement from a bed to the next definite stop on the bed. Eq. (1) can be rewritten as

$$q_B(x) = (A_3 d / A_2) \int_0^{\infty} p_s(x-\xi) g_R(\xi) d\xi \quad ; \quad g_R(x) = \int_x^{\infty} \chi(\xi) d\xi \quad (2)$$

This equation means that $q_B(x)$ is the output of a system of which input and "impulse response" are $p_s(x)$ and $g_R(\xi)$, respectively. One of the most important characteristics of this model is that it can express the "relaxation" appearing in the relation between pick-up rate and bedload transport rate although the pick-up rate responds to bed shear stress almost immediately.

From Eq.(1), the equilibrium bedload transport rate q_{Be} can be given by the following equation as the case that $x \rightarrow \infty$ and $p_s = p_{s0}$ (constant).

$$q_{Be} = K_B p_{s0} \lambda \quad (3)$$

in which $q_B = q_B / \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd^3}$; $p_s = p_s \sqrt{d/(\sigma/\rho - 1)g}$; $K_B = (A_3/A_2)$; and $\lambda = \Lambda/d =$ dimensionless mean step length.

As shown in Fig.2, the sediment pick-up rate is well defined as a function of bed shear stress, and the following formula on the relation between pick-up rate and bed shear stress has been established by Nakagawa-Tsujimoto (1980):

$$p_s = F_0 \tau^* (1 - k_1 \tau^* / \tau_c^*)^m \quad (4)$$

in which $\tau^* = u_*^2 / [(\sigma/\rho - 1)gd] =$ dimensionless bed shear stress (Shields parameter); $\sigma =$ mass density of sand; $\rho =$ mass density of fluid; $g =$ gravitational acceleration; $u_* =$ shear velocity; $\tau_c^* =$ dimensionless critical tractive force; and the coefficients have been determined by Nakagawa-Tsujimoto (1980) as follows: $F_0 = 0.03$; $m = 3$; and $k_1 = 0.7$. This relation can be applied to local or instantaneous values of bed shear stress and pick-up rate, and thus it is also applicable to an estimation of the pick-up rate of bed materials by wave action.

On the other hand, the mean step length has not been necessarily well formulated against the bed shear stress, but as seen from the previous experimental data on λ shown in Fig.3, the dependence of dimensionless mean step length on the dimensionless bed shear stress is less sensitive than that of pick-up rate. An assumption that Λ is 100 times sediment diameter as firstly suggested by Einstein (1942) is not so wrong as the first approximation. Otherwise, Nakagawa-Tsujimoto (1982) proposed that λ can be reversely evaluated from Eq.(3) substituting Eq.(4) and an existing bedload transport formula established for equilibrium condition. In Fig.3 are drawn also the curves given by such a way, where several existing transport formulae have been used. In the model constituted by pick-up rate and

step length, the distribution of step length is important as well as its mean value as indicated by Eq.(1). Some experimental and theoretical studies on "stochastic model" for bedload transport (Yano et al.: 1968; Nakagawa-Tsujimoto: 1979) reveals that the step length follows an exponential distribution on flat bed of uniform bed materials. Then,

$$f_X(\xi) = (1/\Lambda) \exp(-\xi/\Lambda) ; \quad g_R(\xi) = \exp(-\xi/\Lambda) \quad (5)$$

The concept of step length must be different between rivers and coastal zones, but the same one with that in rivers can be applied to the present situation where the unidirectional behaviour is predominant.

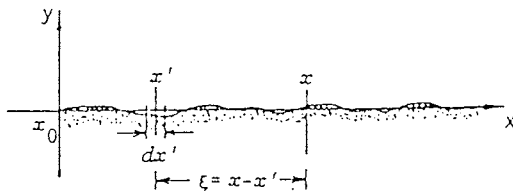


Fig.1 Definition sketch.

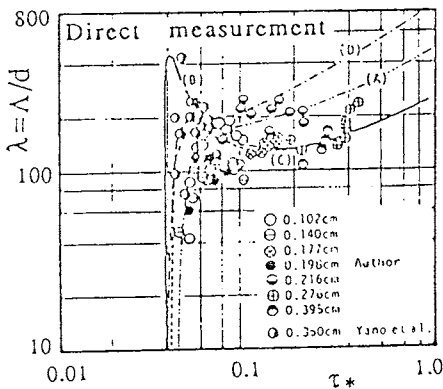


Fig.3 Relation between mean step length and bed shear stress.

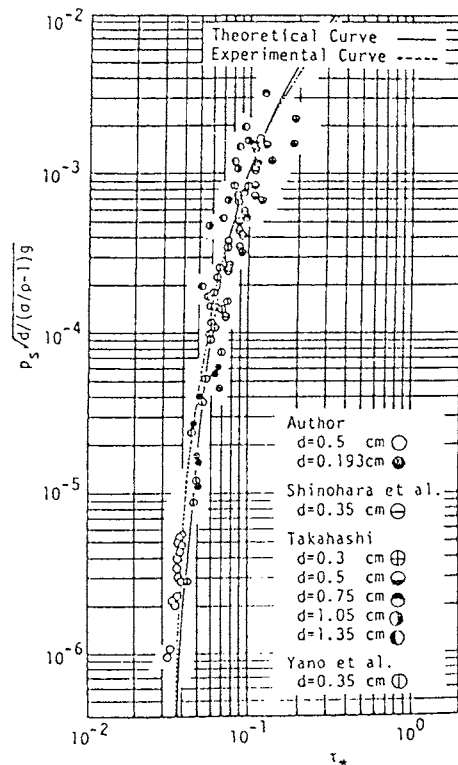


Fig.2 Relation between pick-up rate and bed shear stress.

3. MODEL FOR FLOW FIELD

In this study the following idealized case is considered as illustrated in Fig.4: An infinitesimal wave is superimposed to a unidirectional current with the same direction to its migration on a flat bed. For simplicity, the wave is assumed to be expressed by the theory of infinitesimal wave as follows:

$$h = h_0 [1 + a \sin(\kappa x - \omega t)] \quad (6)$$

in which h = flow depth; $a = (H/h_0)/2$; H = wave height; $\kappa = 2\pi/L$ = angular wave number; L = wave length ($H/L \ll 1$); and $\omega = 2\pi/T$ = angular frequency; T = wave period; and $c = L/T = \omega/\kappa$ = wave celerity. Moreover, U_0 = mean flow velocity of the current; and in the following the subscript 0 indicates the values for the unidirectional flow without wave. For the infinitesimal wave, the following "dispersion relation" is valid.

$$\omega^2 = g \kappa \tanh \kappa h_0 \quad (7)$$

And from this relation, the wave-celerity is obtained as follows:

$$c/U_0 = \sqrt{\tanh \kappa h_0 / \kappa h_0 / Fr_0} \quad (8)$$

in which $Fr_0 = U_0 / \sqrt{g h_0}$ = Froude number of the current. Eulerian velocity of water in the x -direction by this wave, $u_w(y)$, is given as

$$u_w(x, y, t) = (\pi c H / L) (\cosh \kappa y / \sinh \kappa h_0) \sin(\kappa x - \omega t) \quad (9)$$

When the depth-averaged value of $u_w(x, y, t)$ is to be represented by $U_w(x, t)$, the resultant flow velocity, $U(x, t)$, is expressed as

$$U(x, t) = U_0 + U_w(x, t) = U_0 [1 + r_u a \sin(\kappa x - \omega t)] \quad (10)$$

$$r_u = \frac{h_0}{\sqrt{\kappa h_0 \tanh \kappa h_0}} \left[\int_0^{h_0} \cosh \kappa y dy / h_0 \right] / (Fr_0 \sinh \kappa h_0) = \sqrt{\kappa h_0 \tanh \kappa h_0} / Fr_0 \quad (11)$$

If the resistance law established for unidirectional flow over a rough bed is assumed to be still available for the present situation, the following Manning-Strickler equation can be applied to evaluate the temporal and spatial variation of bed shear stress, $\tau_b(x, t)$.

$$U / u_* = 7.66 (h/d)^{1/6} \quad (12)$$

in which u_* = shear velocity; and d = diameter of bed materials. Since $\tau_b = \rho u_*^2$, the following is obtained by a linear approximation.

$$\tau_b(x,t) = \tau_0 [1 + r_\tau \sin(\kappa x - \omega t)] \quad (13)$$

$$r_\tau = 2(\sqrt{\kappa h_0 \tanh \kappa h_0} / Fr_0 - 1/6) \quad (14)$$

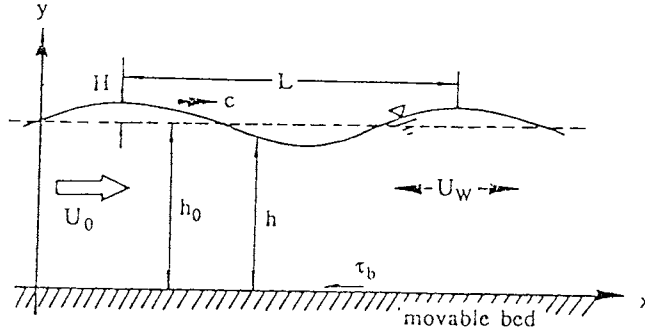


Fig. 4 Definition sketch

4. RESPONSE OF BEDLOAD TRANSPORT RATE TO SINUSOIDALLY FLUCTUATING BED SHEAR STRESS

If a linear treatment is allowed here, the fluctuation of sediment pick-up rate can be expressed by a similar sinusoidal wave without any lag because the pick-up rate responds to the change of bed shear stress immediately. Hence,

$$p_s(x,t) = p_{s0} [1 + r_p \sin(\kappa x - \omega t)] \quad (15)$$

in which $r_p p_{s0}$ = amplitude of the perturbation of pick-up rate; and r_p is related to r_τ applying Eq.(4), and is expressed as follows using Eq.(14).

$$r_p = 2(\sqrt{\kappa h_0 \tanh \kappa h_0} - 1/6)(\eta + 2k_I) / (\eta - k_I) \quad (16)$$

in which $\eta = \tau^*_{c0} / \tau^*_c$; and $r_p \tau$ has been given as $(dp_{s^*} / d\tau^*)_0 (\tau^*_{c0} / p_{s0^*})$ and it is a decreasing function of η .

The response of bedload transport rate to the wave is inspected by using the non-equilibrium bedload transport law or Eq.(1), as follows:

$$q_B(x,t) = (A_3 d / A_2) p_{s0} \int_0^\infty \{1 + r_p \sin[\kappa(x-\xi) - \omega t]\} g_R(\xi) d\xi \quad (17)$$

When the step length follows an exponential distribution, the above calculation gives a similar sinusoidal wave but with some lag, as follows:

$$q_B(x,t) = q_{B0}[1 + r_B \sin(\kappa x - \omega t - \phi_B)] \quad (18)$$

$$r_B/r_p = 1/\sqrt{1 + (\kappa \Lambda)^2}; \quad \phi_B = \arctan(\kappa \Lambda) \quad (19)$$

If $\lambda = \Lambda/d$ is constant ($\gamma_L \equiv 100$), $\kappa \Lambda = \gamma_L \cdot (d/h_0) \cdot \kappa h_0$. Thus,

$$r_B = 2(\sqrt{\kappa h_0 \tanh \kappa h_0 / Fr_0 - 1/6})(\eta + 2k_I) / \{(\eta - k_I) \sqrt{1 + [\gamma_L \cdot (d/h_0)]^2 (\kappa h_0)^2}\} \quad (20)$$

These results reveals the phase lag and the amplitude of bedload transport affected by the wave. The phase lag is given as a function of κh_0 and (h_0/d) ; while the amplitude of bedload transport rate as a function of κh_0 , Fr_0 , (h_0/d) and η . However, one of the last three parameters can be excluded because $Fr_0 = 7.66 \sqrt{(\sigma/\rho - 1) \tau_* c} \sqrt{\eta} \cdot (h_0/d)^{-1/3}$ in which Eq.(12) has been used to evaluate (U/u_*) ; and $(\sigma/\rho - 1)$, and $\tau_* c$ are almost constant.

5. ANALYSIS OF BEDLOAD TRANSPORT FLUCTUATION IN FOURIER-TRANSFORMED VERSION

When the perturbations of bed shear stress and sediment pick-up rate normalized by their undisturbed values are represented by $\psi_\tau(x,t)$ and $\psi_p(x,t)$, respectively, and random wave normalized by the flow depth by $\psi(x,t)$, the following equation can be written.

$$p_s/p_{s0} = 1 + \psi_p(x,t) = 1 + r_p \tau_* \psi_\tau(x,t) = 1 + r_p \cdot \psi(x,t) \quad (21)$$

and r_p can be identified with that given by Eq.(16). Applying the non-equilibrium bedload transport rate formula represented by Eq.(1) to the fluctuation of pick-up rate expressed by Eq.(21), the perturbation of bedload transport rate normalized by its mean, ψ_B , can be written by

$$\psi_B(x,t) = r_p \int_0^\infty \psi(x-\xi,t) g_R^*(\xi) d\xi = r_p (\Psi * g_R^*) \quad (22)$$

in which $g_R^* = g_R/\Lambda$; and an operator $*$ represents a "convolution". The Fourier-transformation with respect to the space of Eq.(22) yields

$$\Psi_B(\kappa|t) = r_p \cdot \Psi(\kappa|t) \cdot G_R^*(\kappa) \quad (23)$$

in which $\Psi_B(\kappa)=F\{\psi_B(x)\}$; $\Psi(\kappa)=F\{\psi(x)\}$; $G_{R^*}(\kappa)=F\{g_{R^*}(x)\}$; and $F[\bullet]$ means Fourier-transformation.

According to a definition of spectrum, the spatial (wave number) spectrum of fluctuating bedload transport rate, $S_B(\kappa)$, can be written as follows:

$$S_B(\kappa)=\overline{\Psi_B(\kappa)\Psi_B^*(\kappa)} \quad (24)$$

in which Z^* represents the complex conjugate of Z , and $\overline{Z\cdot Z^*}$ means the ensemble mean of the product of Z and Z^* . Substituting Eq.(23) into Eq.(24), we obtain the relationship between $S_B(\kappa)$ and the wave number spectrum of random waves, $S(\kappa)$, as follows:

$$S_B(\kappa)=r\tau^2\cdot\overline{G_{R^*}\cdot G_{R^*}^*}\cdot S(\kappa) \quad (25)$$

When the step length follows an exponential distribution of which mean is Λ , $G_{R^*}(\kappa)$ can be calculated as follows:

$$G_{R^*}(\kappa)=\int_0^{\infty} g_{R^*}(\xi)\cdot\exp(-i\kappa\xi)d\xi=1/[1+(\kappa\Lambda)^2]-i\kappa\Lambda/[1+(\kappa\Lambda)^2] \quad (26)$$

in which i =imaginary unit. Therefore, the following relationship between $S_B(\kappa)$ and $S(\kappa)$ can be obtained.

$$S_B(\kappa)=\{r\tau^2/[1+(\kappa\Lambda)^2]\}\cdot S(\kappa) \quad (27)$$

Among several expressions previously proposed for frequency spectrum of wind-generated waves, one derived by Mitsuyasu (1970) is here applied.

$$S_f(\omega)=AH_s^*{}^2T_s(\omega/\omega_s)^{-5}\exp[-B(\omega/\omega_s)^{-4}] \quad (28)$$

in which $A=0.258$; $B=1.03$ (Mitsuyasu: 1970); and the subscript s means the values for the "significant wave". For the higher frequency range of spectrum, the equilibrium form represented by $S_f(\omega)\sim\omega^{-5}$ can be recognized also in Eq.(27), as pointed out by Phillips (1958). This frequency spectrum can be converted to the wave number spectrum, $S(k)$, by using the following relation:

$$S(\kappa)d\kappa=S_f(\omega)d\omega \quad ; \quad S(k)=[d\omega/d\kappa]\cdot S_f(\omega) \quad (29)$$

The following argument is restricted to "deep-water wave", which is a limiting case for $\kappa h_0\rightarrow\infty$ (practically saying, $\kappa h_0>\pi$), for simplicity and by the reason that its similarity of equilibrium spectrum is generally always discussed for relatively

higher wave-number region. Then, the "dispersion relation" and an expression of the wave celerity are simplified as

$$\omega^2 = g\kappa ; \quad c = g/\omega = \sqrt{g/\kappa} \quad (30)$$

And, the wave number spectrum of wind-generated waves, $S(\kappa)$, is deduced as

$$S(\kappa) = (AH_s^2 L_s / 2) (\kappa / \kappa_s)^{-3} \exp[-B(\kappa / \kappa_s)^{-2}] \quad (31)$$

Substituting Eq.(31) into (27), the wave number spectrum for bedload transport rate can be obtained in case of deep-water wave, as follows:

$$S_B(\kappa^*) = \{ [2AH_s^2 L_s \cdot r_{p\tau}^2(\eta) / Fr_0^2(\Lambda/h_0)] \cdot \kappa^{*-4} D^*(\kappa^*) \} \quad (32)$$

$$D^*(\kappa^*) = \{ 1 + [1/(\Lambda \kappa_s)] \kappa^{*-1} \}^{-2} \cdot \exp(-B \kappa^{*-2}) \quad (33)$$

in which $\kappa^* = \kappa / \kappa_s$; $L_s = (2\pi / \kappa_s)$ = wave length of significant wave; and $D^*(\kappa^*) \rightarrow 1$ for $\kappa^* \rightarrow \infty$, $D^*(\kappa^*) \rightarrow 0$ for $\kappa^* \rightarrow 0$. This spectrum becomes proportional to κ^{-4} for higher wave number (equilibrium-range), although the spectrum of waves (as an input) in this range tends to be proportional to κ^{-3} . This means that the spectrum of bedload transport rate is a little more concentrated than the spectrum of waves.

Using the relation of Eq.(29) again, the frequency spectrum of bedload transport rate, $S_B f(\omega^*)$, can be also deduced as follows:

$$S_B f(\omega^*) = \{ 4\Lambda H_s^2 T_s \cdot r_{p\tau}^2(\eta) / [Fr_0^2(\Lambda/h_0)] \} \cdot \omega^{*-7} D^*(\omega^*) \quad (34)$$

$$D^*(\omega^*) = \{ 1 + [g/(\Lambda \omega_s^2)] \omega^{*-1} \}^{-2} \cdot \exp(-B \omega^{-2}) \quad (35)$$

in which $\omega^* = \omega / \omega_s$. The frequency spectra for bedload transport is proportional to ω^{-7} ; while that for waves to ω^{-5} for each equilibrium frequency range (comparatively high frequency region). That is, the former is more concentrated than the latter through the mechanism (or characteristics) of bedload transport.

The variance of $\psi_B(x, t)$, σ_B^2 , is obtained by integrating $S_B(\kappa)$ with respect to κ from 0 to ∞ (or $S_B f(\omega)$ with respect to ω from 0 to ∞) as follows:

$$\sigma_B^2 = \int_0^{\infty} S_B(\kappa) d\kappa = \{ 4\pi \Lambda H_s^2 r_{p\tau}^2(\eta) / [Fr_0^2(\Lambda/h_0)] \} \int_0^{\infty} \kappa^{*-4} \cdot B^*(\kappa^*) d\kappa^* \quad (36)$$

Since ψ_B is the perturbation of bedload transport rate normalized by its mean, σ_B is the variation coefficient, α_B , of bedload transport fluctuating due to wave action.

And this can be estimated by the characteristics of significant wave and the parameters to represent the unidirectional current.

6. CONCLUSION

In this study, bedload transport mainly driven by unidirectional current but affected by waves has been investigated as an aspect of complicated phenomena of sediment transport in the coastal zone. The most important point is that the bedload transport is no longer steady uniform, and under such a condition, non-equilibrium behaviour appears. In this study, it has been reasonably treated by using a specially prepared transport formula constituted by pick-up rate and step length. At the first part, the response of bedload transport to sinusoidal wave (infinitesimal wave) has been analyzed; and as the second step, the spectrum of bedload transport rate fluctuating due to random waves generated by wind has been deduced using the sea wave spectrum. The next step of this line of research should be experimental verifications, but they are not included here.

REFERENCES

- Einstein, H.A. (1937) : Der Geschiebetrieb als Wahrscheinlichkeitsproblem. Mitteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau an der Eidgenössische Technische Hochschule in Zürich, Verlag Rascher & Co., 110p.
- Einstein, H.A. (1942): Formulas for the transportation of bed load. Trans. ASCE, Paper No.2149, pp.561-597.
- Mitsuyasu, H. (1970) : On the growth of the spectrum of wind-generated waves (2). Proc. 17th Japanese Conference on Coastal Engineering, JSCE, pp.1-7 (in Japanese).
- Nakagawa, H. and T. Tsujimoto (1979) : On generalized stochastic model for bed load transport and sediment dispersion. Proc. JSCE, No.291, pp.73-83 (in Japanese),
- Nakagawa, H. and T. Tsujimoto (1980) : Sand bed instability due to bed load motion. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.106, HY12, pp.2029-2051.
- Nakagawa, H. and T. Tsujimoto (1982) : Closure to discussion of sand bed instability due to bed load motion. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.108, HY11.
- Phillips, O.M. (1958) : The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. Journal of Fluid mechanics, Vol.4, No.4, pp.426-434.
- Yano, K., Y. Tsuchiya and M. Michiue (1968) : On the stochastic characteristics of transport mechanism of sand in a stream. Annuals, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, No.11B, pp.61-73 (in Japanese).