

漂砂形態とその発生領域

土 屋 義 人*・坂 野 雅 人**

1. 緒 言

海岸漂砂は、波または波・流れの場における底質との相互作用として発生する1つの輸送現象である。これが海岸侵食など海浜変形と表裏の関係にあることから、その研究も従来数多く実施されてきており、その実態もかなり明らかにされてきた。しかし、漂砂といえども、その本質は水の作用による底質の移動現象である以上、流砂と深く関連するはずである。漂砂と流砂の両現象における最も著しい共通点の1つは、それらの移動限界がいわゆる Shields 表示によってほとんど統一的に表されることであり、他方最も異なるところは加速度の存在と波の非対称性による影響である。

従来、漂砂の形態とその発生領域に関しては、古く Bagnold (1946) に始まり、Manohar (1955) らを経て、最近では Komar-Miller (1975)、金子 (1980) および柴山・堀川 (1982)、砂村 (1980) などの研究に及んでいる。これらの研究においては、Komar らが流砂との関係を若干述べているが、ともすれば前述した諸点が見落とされているようであり、またその表示において無次元量の導入において統一性に欠けているように思われる。

本研究では、流砂との関係を重視し、漂砂の移動限界を基礎として、従来の実験結果を再整理して、できるだけ統一した漂砂形態の発生領域の表示を試みる。

2. 漂砂の移動形態と漂砂形態

一般に、漂砂の移動形態を掃流および浮遊として取扱ひ、また柴山・堀川 (1982) のように、さらに砂連の形成との関係で遷移領域を考え、掃流、浮遊および sheet flow などに分類されている。これらは、当然漂砂の移動形態と表裏にある漂砂形態（ここでは、漂砂に伴って発生する bed forms をこういおう）すなわち、no movement（漂砂が始まるまでの状態）、flat bed（漂砂が存在するが、砂連は発生せず、平坦な状態）、ripple（漂砂が存在し、それに伴って砂連が発生している状態で、各種の形態の砂連も含むものとする）および sheet flow（Bagnold

によって、定義されたように、層状の漂砂が存在し、平坦な状態）と密接に関連する。

しかし、これらの漂砂形態においては、当然流砂と共通した力学的背景が存在するはずであり、そのためには各漂砂形態の発生限界がどう規定されるかを解明しなければならない。たとえば、no movement と flat bed との限界は、従来漂砂の移動限界といわれて、それが Shields 表示で流砂の場合とともに統一的に表示されることがわかってきている。Flat bed から ripple および ripple から sheet flow への移行限界については、漂砂機構の究明や漂砂形態を考慮した海浜変形の模型実験などにおいてきわめて重要であるはずである。ただし、流砂では Froude 数や水深・粒径比の影響が大きいいえ、これらの漂砂形態の分類における flat bed はいわゆる lower regime におけるそれであり、これに対して、sheet flow はいわゆる upper regime における flat bed であるというべきであろう。

3. 漂砂形態の発生領域

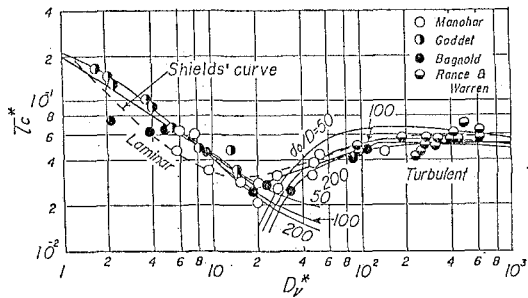
3.1 発生領域の表示

漂砂形態、とくに no movement, flat bed (lower regime における flat bed), ripple および sheet flow (upper regime における flat bed) を対象とした発生領域の表示は、従来種々の考えで行われてきた。まず、漂砂の移動限界、すなわち no movement から flat bed への移行については、図-1 に示すように、Shields 数 τ^* と砂粒 Reynolds 数 u^*D/ν または sediment-fluid number $D\nu^* = \{(\sigma/\rho - 1)g/\nu^2\}^{1/3}D$ （ただし、Madsen は最近これに対して $\sqrt{(\sigma/\rho - 1)gD}/\nu$ を用いているが、 u^*D/ν への対応ではこの方がよい）によるいわゆる Shields 表示で規定される。ただし、そこには移動限界の判定における不確実性が存在し、Sleath (1978) のように再整理すれば1つの関数として表示されることがわかっており、それに対する理論的説明も土屋ら (1982) によって試みられている。

つぎに、flat bed から ripple への移行については、多くの場合 Shields 数 τ^* への依存が認められているほか、金子 (1980) のように層流境界層厚 $\delta (= (2\nu/\omega)^{1/2})$ 、こ

* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

** 正会員 工修 五洋建設株式会社土木設計部



図—1 漂砂の移動限界 (no movement から flat bed への移行限界)

こに、 ω は周波数) と粒径 D との比 D/δ を、また柴山 (1984) は漂砂の移動形態の分類において底面最大粒子速度 u_m と沈降速度 w_0 との比 u_m/w_0 を用いて発生領域の表示を与えている。

一方、ripple から sheet flow への移行については、古く Manohar (1955) によって Shields 数の他に粒径 D を、また Carstens ら (1969) によって水粒子の軌道直径 d_0 と粒径との比 d_0/D の依存性が示されたが、Dingler-Inman (1976) によって $u_m^3/(\sigma/\rho-1)gD \geq 240$ が示された。また Komar-Miller (1975) は Shields 数に加えて $u_m D/\nu$ をとりあげ、移行限界の Shields 数 τ_*^* を次式で与えている。

$$\tau_*^* = 4.40(u_m D/\nu)^{-1/3} \dots\dots\dots (1)$$

さらに、Nielsen (1979) は ripple の消滅限界として

$$\tau_*^* = 0.83 \dots\dots\dots (2)$$

を、また堀川ら (1982) は sheet flow の発生限界としてこの値を 0.5~0.6 を示し、さらに柴山 (1984) の実験ではこれを 0.4 としている。これらの表示では、upper regime の flat bed における抵抗則の表示が問題であるが、砂粒・流体の構成式を用いた Bagnold の理論から得られる関係

$$\tau_*^* = C \tan \phi \dots\dots\dots (3)$$

ともかなりよく対応している。ここに、 $\tan \phi$ は砂粒の衝突による摩擦係数で、砂粒・流体の条件により 0.375~0.75 の値をとり、また C は空隙比に相当し、0.6~0.7 である。したがって、ripple や波の特性から実験的に求められた限界 Shields 数 τ_*^* と砂粒・流体の構成式より得られる式 (3) の値 (平均的には、0.37) とはほぼ一致することになる。

以上の考察から明らかなように、漂砂の移動限界を除いて、flat bed-ripple および ripple-sheet flow (upper regime における flat bed) の発生限界の表示は必ずしも明確ではないが、そこに存在すべき無次元量を理解することができる。ここでは、流砂における河床形態の領域区分 (ただし、水深 h と粒径 D との比 h/D は十分大きいとして省略する) を参考とし、さらに漂砂の移動限界

の理論 (土屋ら, 1984) と砂粒・流体の 2 層流の干渉による現象であることに基けば、砂村ら (1984) が示した波の非対称性を考慮しない場合には、前述した 2 つの漂砂形態の発生領域は、次式で表示できるものと考えられる。

$$F_1(\tau_*^*, u_*^* D/\nu \text{ or } D\nu^*, d_0/D) = 0 \dots\dots\dots (4)$$

すなわち、漂砂の移動限界においては、理論上これら 3 つの無次元量が存在するが、水粒子の軌道直径と粒径との比 d_0/D の影響はそれが小さいときに限られるので、実用上は省略される。しかし、砂連の特性の表示においては、すでに土屋ら (1984) が言及したように、この比が d_0/D 1000 (大体の値) によって、その影響が存在したり、しなかったりすることが分かっているので、flat bed-ripple および ripple-sheet flow の発生限界において、この影響が現れる可能性がある。また、水粒子の軌道直径と粒径との比 d_0/D は波による加速度の砂粒運動への影響を表すが、物理的には d_0/D が十分大きくなった場合は水深・粒径 $h/D \rightarrow \infty$ の場合の流砂の移動形態に近づくものと考えられる。このことから考えられることは、流砂の場合との対応から、前述したように、flat bed は lower regime におけるそれに相当することから、ここでは lower-flat bed といい、また sheet flow に upper regime における flat bed に対応するので upper-flat bed という。ただし、この regime における漂砂と流砂における根本的な相違は、いうまでもなく後者の場合にのみ存在する自由水面をもつ一方向流に対する Froude 数の効果である。

なお、漂砂形態の表示として、砂粒・流体の 2 層流の干渉であることに注意せず、次元解析的考察によれば、その主要な無次元量はすでに Mogridge-Kamphuis (1973), Dingler-Inman (1976), Yalin (1964), あるいは金子 (1980) らが示しているようなものとなり、漂砂形態の分類は次式で表されるであろう。

$$F_2(u_*^3/(\sigma/\rho-1)gD, D^2/\nu T, d_0/D) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

すなわち、 $D^2/\nu T = (1/\pi)(D/\delta)^2$ であって、当然金子による表示に対応するが、この項が式 (4) の表示における摩擦速度との実用的な関係をもって結ばれることになる。以上述べた漂砂形態の表示に加えて、波の非対称性の影響を検討する場合には、砂村 (1984) のように Ursell 数を導入するのがよいであろう。ただし、このほかの無次元量の影響との相違をどう表すか、十分詳細な検討を必要とするであろうから、この点については改めて報告したい。

3.2 実験結果と整理方法

ここで用いた実験結果は表—1 に示すとおり、従来実施された実験によるものであるが、このうち水中比重 $(\sigma/\rho-1)=0.80$ 、粒径 $D=0.085$ cm の軽量底質による実

表-1 漂砂形態の実験結果の総括

実験者(発表年)	水中比重 ($\sigma/\rho-1$)	粒径 D cm
Manohar (1955)	1.60	0.101
	1.65	0.028
Lofquist (1968)	1.65	0.055
		0.021
		0.018
Carstens et al. (1969)	1.47	0.030
	1.62	0.059
	1.66	0.019
	1.65	0.020
堀川・渡辺 (1967)	1.65	0.020
砂村 (1981)	1.65	0.020
	1.65	0.070
	1.65	0.156
著者ら	0.80	0.085

験結果も加えてある。

まず、式(4)を適用して漂砂形態を表示する場合には、波と砂粒との2層流における相互作用を表す摩擦速度 u^* が十分な精度で推定されなければならない。ここでは、Jonsson (1968) および Madsen-Grant (1980) らによる摩擦係数 f_w の表示式を用いることにした。たとえば、前者による摩擦係数は実用上次式で表される (Nielsen, 1981)。

$$f_w = \exp \{ 5.21(5D/d_0)^{0.194} - 5.98 \} \dots\dots\dots (6)$$

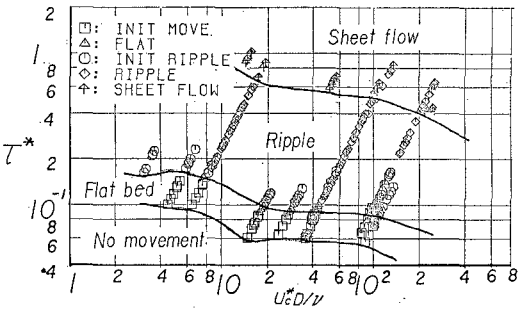
表-1 に示された実験結果において、波よび底質特性を用いて式(6)および Madsen-Grant の表示式によって摩擦係数を推定し、それから摩擦速度を求め、式(4)中の各項を計算し、その中で与えられた底質に対して Shields 数 τ^* と sediment-fluid 数 $D\nu^*$ との関係を図示し、no movement, flat bed, ripple および sheet flow の分類を行う。そのようにして表-1の実験結果を整理した結果の数例を図-2に示す。これから明らかに no movement-flat bed, flat bed-ripple および ripple-sheet flow の移行限界が見出される場合は、それらをそれぞれの限界と定めた。ただし、前述したように、第1の限界すなわち漂砂の移動限界においては、実験者による判定基準がかなり相違するが、その他の限界は比較的観察し易いので、推定された値のバラツキはさほど大きくない。

3.3 発生領域の区分 (1)

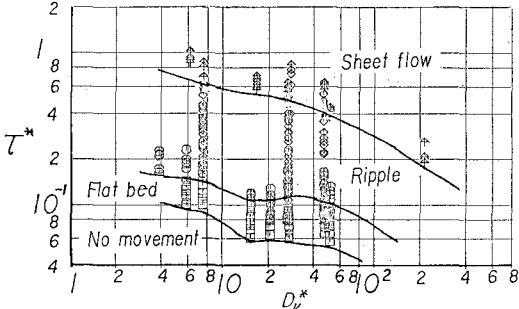
まず、以上の方法で整理した漂砂形態の発生領域を式(4)によって図-3に示す。ただし、図中では漂砂の移動限界については図-1に示した Shields 曲線のみとし、flat bed-ripple および ripple-sheet flow の限界を水粒子の軌道直径・粒径比 d_0/D をパラメータとして表してある。さらに、比較のため ripple-sheet flow の限界を表す式(2)と式(1)を変形した次式を示す。

$$\tau_c^* = 3.22f_w^{1/7} D\nu^{*-3/7} \dots\dots\dots (7)$$

ただし、摩擦係数 f_w の推定においては、Carstens (1969) によって示されたこの限界値 $d_0/D \sim 3\,400$ および Kennedy-Falcon (1965) による $d_0/D \sim 16\,000$ を対象



(a) 砂粒 Reynolds 数による場合



(b) Sediment-fluid 数による場合

図-2 各漂砂形態への移行限界の決定

として式(6)を用いて計算した。

漂砂形態の発生領域として表示した図-3から次のことがわかる。まず、前述したように漂砂の移動限界としての no movement-flat bed の実験値は非常にバラツキが大きいので、ここでは実験値は図示していない。しかし、図-1に示した Sleath による再整理した実験値や土屋らによる理論曲線より若干大きく図示されているが、全体の傾向はこれらのそれにかかなり近いことが確かめられた。

つぎに、flat bed-ripple および ripple-sheet flow への移行限界は、確かに Shields 数 τ^* , sediment-fluid 数 $D\nu^*$, および水粒子軌道直径・粒径比 d_0/D によって図示され、それらの実験値もそんなにバラツキは大きくなく、図に示すような曲線群で表すことができる。全体的には、 $D\nu^*$ の比較的小さい場合やかなり大きい ($D\nu^* > 10^3$) 範囲における実験結果を加える必要があろうし、また第3の無次元量 d_0/D については、さらに広範囲な水中比重の小さい底質についての実験が期待される。しかし、この表示において、flat bed-ripple の移行限界においては、確かにこの無次元量 d_0/D の効果が現れており、 $d_0/D < 1\,000$ である、いわゆる実験ケースの ripple の発生に対しては、その限界 Shields 数は $d_0/D < 1\,000$ の現地スケールの場合に比べて、若干大きい限界 Shields 数を与えており、その傾向は $D\nu^*$ が大きいほど著しい。また、sediment-fluid 数 $D\nu^*$ への依存性もかなり大きく、 $D\nu^*$ の増大、すなわち粒径が大きくなると ripple の発生はよ

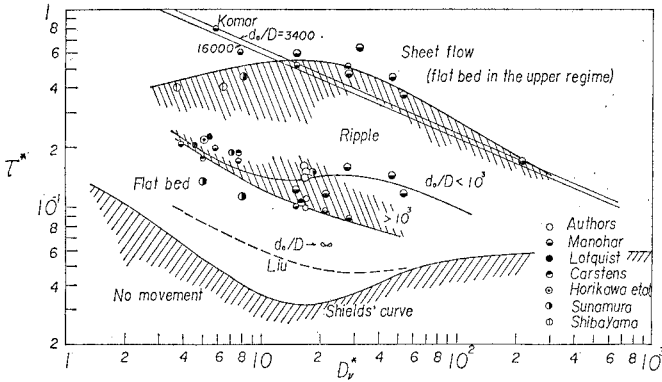


図-3 漂砂形態の発生領域の表示 (1)

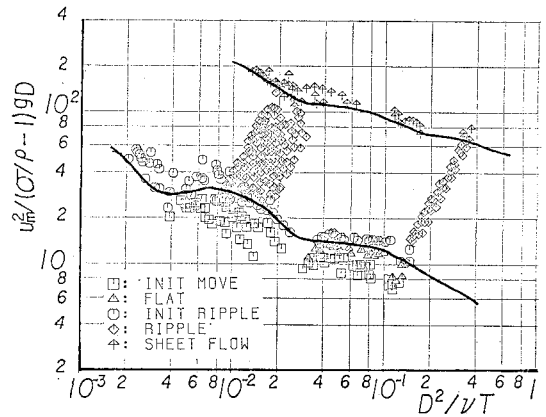
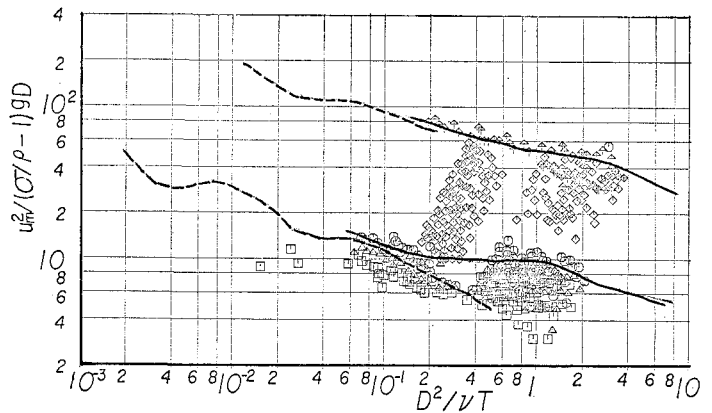
り小さい Shields 数 τ^* で起こることを示しており、流砂の場合の発生限界、たとえば Liu (1957) による表示とも一致するようである。これを確かめるために、流砂の場合における Liu の表示を sediment-fluid 数 $D\nu^*$ によって変換し、図中に点線で示してある。これによれば、 $d_0/D > 1000$ の範囲の実験値は必ずしも一様流のそれに対応するほど d_0/D の値は大きくないが、その値の増大とともに流砂の場合に漸近する傾向を示すことがわかり、とくに $D\nu^* \sim 100$ 付近で漂砂より流砂の移動限界と同時に ripple が発生し、flat bed の領域がほとんど存在しない傾向を示すことがわかる。

つぎに、ripple-sheet flow への移行限界については、まず図中に示したように、式 (2) のほか堀川らの値も全体的にはよくその限界を表しているが、Komar-Miller による関係を変形した式 (7) は限界 Shields 数 τ^* が $D\nu^*$ の増加とともに減少する傾向をよく示しており、また第 3 の無次元量 d_0/D の影響はあまりないこともよく説明している。ただし、ここに示した実験値に関する限りでは、図中の曲線のように $D\nu^* < 30$ においてはほぼ一定値の限界 Shields を、そして $D\nu^* > 30$ で漸減する傾向を示すように表される。ただし、漂砂における sheet flow は確かに流砂における upper regime における flat bed に対応するが、両者とも高せん断応力の場における現象であるが、前者では水面干渉はないが、後者では直接水面変動と関係し、そこに水深・粒径比が大きな役割を果たすことになる。したがって、その発生限界を直接比較することは少なくともこの表示ではできない。

3.4 発生領域の区分 (2)

つぎに、式 (5) による漂砂形態の発生領域の区分につ

いて述べる。まず、表-1 に示した Manohar の実験結果を用いて、Shields 数の代わりに $u_m^2(\sigma/\rho - 1)gD$ を、また砂粒 Reynolds 数に対して、 $D^2/\nu T$ を用いて $d_0/D < 10^3$ について実験値を図示すると、図-4 になる。これから明かなように、これら 2 つのパラメータによって、漂砂形態の発生領域を区分することができるが、 d_0/D の影響はさほど著しくない。しかし、図-4 (a) において、 $D^2/\nu T$ の大きい範囲と図-4 (b) における flat bed-ripple の移行限界の傾向では、 d_0/D が大きい方が小さい $u_m^2(\sigma/\rho - 1)gD$ の値を与えるようである。しかし、ripple-sheet flow へ

(a) $d_0/D < 10^3$ の場合(b) $d_0/D < 10^3$ の場合図-4 漂砂形態の発生に及ぼす d_0/D の影響

の移行においては、 d_0/D の影響はほとんど見出されない。これらのことは、定性的には、図-3 において述べた事実と相補的であるといえよう。

いま、図-4 において検討した d_0/D の影響を省略して、各実験者ごとに $u_m^2(\sigma/\rho - 1)gD$ と $D^2/\nu T$ との関係を作り、それぞれの漂砂領域の発生限界を滑らかな曲線

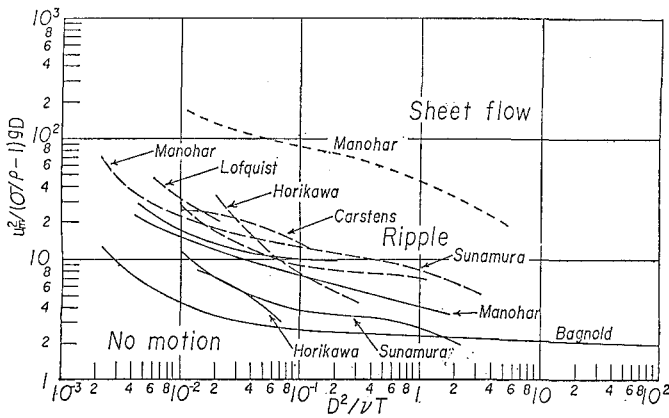


図-5 漂砂形態の発生領域の表示 (2)

で表して, no movement-flat bed, flat bed-ripple, および ripple-sheet flow への移行限界を图示すると, 図-5 のようになる。これによれば, すでに, Komar-Miller が指摘しているように, no movement-flat bed, すなわち漂砂の移動限界には d_0/D が影響するようだし, また flat bed-ripple の移行限界が, その傾向は同じであっても, 実験者によってかなり相違している。このことは, この移行限界を表示するためには, 少なくとも d_0/D をパラメータとして検討しなければならないかもしれないが, むしろ 図-3 のような表示の方がより適切ではないかと思われる。

4. 結 語

以上, 本研究では, 主として従来の実験結果を用いて漂砂形態の発生領域の区分について調べたが, 得られた成果は, 次のように要約される。

1) 漂砂形態を no movement, flat bed ripple, および

sheet flow で分ければ, それらの領域区分は Shields 数, 砂粒 Reynolds 数または sediment-fluid 数, および水粒子軌道直径・粒径比によって表示できる。

2) この発生領域の表示において, no movement-flat bed および ripple-sheet flow の移行限界においては, 水粒子軌道直径・粒径比の影響はほとんど現れないが, flat bed-ripple の移行限界においてはその影響が現れ, 砂粒 Reynolds 数または sediment-fluid 数の増大とともに著しい。この軌道直径・粒径比が大きくなると, 流砂の場合の移行限界に近づく傾向を示す。

最後に, 本研究は文部省科学研究費一般研究 (A) 掃流漂砂・飛砂・流砂量則に関する研究 (No. 62420040) による研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) Komar, P. D. and M. C. Miller: The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high shear stresses under waves, J. Sed. Pet., Vol. 45, No. 3, pp. 697~703, 1975.
- 2) Kaneko, A. and H. Honji: Initiation of ripple marks under oscillatory water, Sedimentology, Vol. 26, pp. 101~113, 1979.
- 3) Shibayama, T. and K. Horikawa: Sediment transport due to waves, Proc. 18th ICCE, ASCE, pp. 1439~1458, 1982.
- 4) Sunamura, T.: Bedforms generated in a laboratory wave tank, Sci. Rept. Inst. Geoscience, Univ. Tsukuba, Vol. 2, pp. 31~43, 1981.
- 5) 土屋義人・上田康裕・大下哲則: 漂砂の移動限界の理論, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 272~276, 1984.
- 6) Liu, H. K.: Mechanics of sediment-ripple formation, Proc. ASCE, Vol. 83, No. HY2, pp. 1~23, 1957.