

振動流境界層と海浜過程

渡 辺 晃

1. 緒 論

波や流れ等の外力によりひきおこされる底質の移動とそれに伴う海浜地形の変化，すなわち海浜過程の問題の重要性については，改めて述べる必要はなかろう。漂砂現象や海浜過程に関しては，これまでマクロスケール，メゾスケール，あるいはミクロスケールの視点から，数多くの研究がなされてきた（堀川，1970）。マクロスケールの扱いにおいては地形変化の経年変化や地域特性を，メゾスケールの扱いでは平衡地形や沿岸漂砂量と入射波の関係等を問題とするのに対し，流体力学的な観点から底質の移動機構の問題にアプローチするのがミクロスケールの扱いといえる。

通常，波の運動を議論するには，粘性を無視したポテンシャル理論が有力な手段となる。しかし底質の運動は基本的には粘性の影響下で生じるのであって，海底面に沿って存在する極めて薄い振動流境界層が重要な役目を果している。つまり，底質の移動現象をより完全に把握するためには，この振動流境界層内の流速や応力場を明らかにし，底質粒子に作用する流体力を正しく評価することが必要となる。また振動流境界層は，質量輸送や波浪の摩擦減衰とも密接な関連があり，それらを通じての間接的な形で漂砂プロセスを支配する。

過去の水工研修会においても，漂砂との関りにおいて堀川（1970）や野田（1971）により，また波浪減衰との関連で岩垣（1967）により，それぞれ振動流境界層の問題が論じられている。本小論の内容は一部これらと重複するが，最近の研究成果をも織りまぜて，振動流境界層と海浜過程の関り合いを考えてみたいと思う。

2. 振動流境界層の基礎

振動流境界層の研究は19世紀に遡り，静止流体中で面と平行に単振動する平板上の流れに対し，粘性流体としての解をStokes（1851）が与えたのが最初である。（もっともこの当時は境界層の概念は確立されていなかったが。）十分に長い波長をもった進行波のもとでの平滑な底面上の層流境界層に対しても，移動座標系を用いることによりStokesの解がそのまま適用できることがLamb（1932, p. 622）によって示されている。Longuet-Higgins（1953, 1958）は平面上の振動流境界層を更に詳細に論じ，進行波から完全重複波に至る条件のもとでの流速分布や質量輸送速度の式を導いた。

本章では振動流境界層の概念に不慣れな読者のために，基礎的な事項を少し詳しく述べてみよう。一様水深の水域を進行する規則波を考える。水底には何の凹凸もないものとする。微小振幅のポテンシャル理論によれば，水底の近傍では水粒子は底面および波向きに平行に往復単振動をし，底面流速 $U(x, t)$ は入射波と同位相の変化を示し次式で与えられる。

$$U = U_m \cos(\sigma t - kx), \quad U_m = \pi d_0 / T, \quad d_0 = 2a_m = H / \sinh kh \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで， H と T ：波高と周期， h ：水深， $k = 2\pi / L$ ：波数， L ：波長， $\sigma = 2\pi / T$ ：角周波数， U_m ：底面流速 U の振幅， a_m ：水粒子軌道振幅， d_0 ：水粒子軌道直径。しかし粘性のために，底面そのものでは水粒子速度は0にならなければならない。つまり，底面の極く近傍には粘性の影響が重要となる薄い層が存在し，その薄い層の中で水粒子速度は0から式（1）で与えられる U まで急変していると考えられる。この薄い層が振動流境界層である。

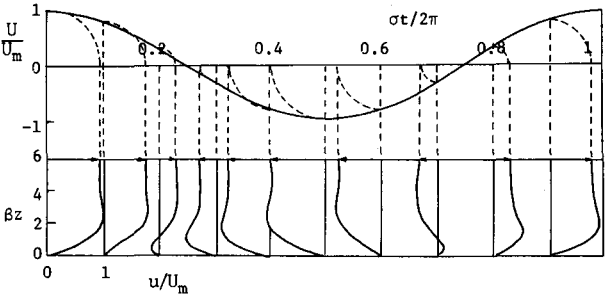
一般に、2次元境界層方程式は次式で与えられる。

$$\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x + w \partial u / \partial z = \partial U / \partial t + U \partial U / \partial x + \partial (\tau / \rho) / \partial z \dots\dots\dots (2)$$

$$\partial u / \partial x + \partial w / \partial z = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 u と w は境界層内の水平・鉛直流速、 ρ は流体の密度、 τ は摩擦（剪断）応力である。鉛直座標 z を底面より上向きにとれば、 $z=0$ では $u=w=0$ を満足しなければならない。また、境界層方程式を考える際には境界層の外縁は $z \rightarrow \infty$ に相当するから、 $z \rightarrow \infty$ では $u \rightarrow U$ をも満たさなければならない。

いま波の運動が微小であるような条件を考えれば、式（2）は線形化でき、また境界層外縁流速 U は式（1）で与えられよう。更にこの時境界層は層流状態にあると考えられるから、摩擦応力 τ は $\tau = \rho \nu \partial u / \partial z$ （ ν ：動粘性係数）で与えられ、式（2）は次のように簡単化される。



図－1 振動層流境界層内の流速

$$\partial u / \partial t = \partial U / \partial t + \nu \partial^2 u / \partial z^2, \quad u = 0 \quad (z = 0), \quad u \rightarrow U \quad (z \rightarrow \infty) \dots\dots\dots (4)$$

この方程式の解は簡単に求まり、次式で与えられる。

$$u = U_m \{ \cos (\sigma t - k x) - e^{-\beta z} \cos (\sigma t - k x - \beta z) \} \dots\dots\dots (5)$$

$$\beta = \sqrt{\sigma / 2 \nu}$$

図－1はこの式で与えられる水平流速の鉛直分布の時間変化を示したものであり、境界層内の流速 u の位相が一般に外縁流速 U の位相よりも先行していることがわかる。これをもっと明瞭にするためにさらに変形すると、

$$u = u_m \cos (\sigma t - k x + \epsilon)$$

$$u_m = U_m (1 - 2 e^{-\zeta} \cos \zeta + e^{-2 \zeta}) \dots\dots\dots (6)$$

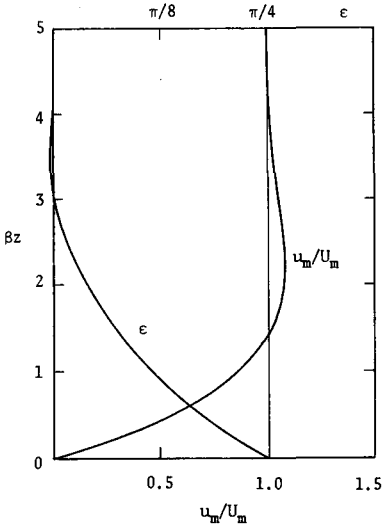
$$\tan \epsilon = \sin \zeta / (e^{\zeta} - \cos \zeta)$$

を得る。ただし $\zeta = \beta z$ 。つまり u_m は各高さでの水平流速の振幅、 ϵ は位相の進みであり、図－2にその分布が示されている。 βz が大きくなるにつれて u_m は U_m に漸近し、 $\beta z \geq 4.1$ ではその差は1%以下になる。したがって、

$$\delta_l = 1 / \beta = \sqrt{2 \nu / \sigma} = \sqrt{\nu T / \pi} \dots\dots\dots (7)$$

を境界層（層流）の厚さの尺度とみなすことができる。 u_m と U_m の差が1%になる高さを仮に境界層の厚さ δ と定義すれば、 $\delta \simeq 4.1 \delta_l$ であり、周期1秒の波では2.3 mm, 周期10秒でも7.3 mmと極めて薄いことがわかる（ $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ とした）。

次に境界層内の摩擦応力を求めると次式を得る。



図－2 層流境界層内流速の振幅と位相

$$\tau = \mu \partial u / \partial z = \sqrt{2} \beta \mu U_m e^{-\zeta} \cos(\sigma t - kx - \zeta + \pi/4) \quad \dots\dots\dots (8)$$

つまり摩擦応力も境界層外縁流速 U に対して位相差をもち、底面 ($z=0$) では $\pi/4$ だけ位相が先行する。いまこの位相差の存在は忘れて、底面での摩擦係数 f を

$$\tau_{om} = (\rho/2) f U_m^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

で定義しよう。ここで τ_{om} は底面での摩擦応力 $\tau_o = \tau(z=0)$ の振幅であり、式 (8) より $\sqrt{2} \beta \mu U_m$ で与えられるから、(滑面上の) 層流境界層に対する摩擦係数 f は、

$$f = 2\sqrt{2} / R_\delta = 2 / \sqrt{R_a} \quad \dots\dots\dots (10)$$

と表示できる。ただし R_δ と R_a は、長さの尺度としてそれぞれ境界層厚の尺度 δ_l と水粒子軌道振幅 a_m を用いたレイノルズ数で、

$$R_\delta = U_m \delta_l / \nu, \quad R_a = U_m a_m / \nu = R_\delta^2 / 2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

で定義されている。

さて、平面上の境界層内の鉛直流速 w は当然極めて小さいが 0 ではない (波長が無限に長い波や振動板上の流れでは 0 となるが)。連続の式 (3) に、式 (5) の u を代入して w を求めると次式を得る。

$$w = -kz U_m \sin X + (k U_m / 2\beta) [e^{-\zeta} \{ \cos(X - \zeta) - \sin(X - \zeta) \} - \cos X + \sin X] \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$X = \sigma t - kx$$

式 (5), (12), (8) で与えられる u, w, τ は一周期平均すると 0 になるが、 u と w の積の平均 $\overline{uw}$ は 0 とならず、

$$\overline{uw} = (k U_m^2 / 4\beta) \{ 2 e^{-\zeta} (\zeta \sin \zeta + \cos \zeta) - 1 - e^{-2\zeta} \} \quad \dots\dots\dots (13)$$

と $\zeta = \beta z$ と共に変化する。つまり境界層内のある高さ z と境界層外縁にはさまれる層を考えると、その層には単位時間・単位面積当り $\rho \overline{uw} - \rho (\overline{uw})_\infty$ で与えられる水平方向の運動量の流入があることになる。したがって運動量の平衡より、高さ z の面にはこれとバランスするような定常的な粘性応力 $\bar{\tau}$ が作用していなければならない。これは、境界層内に定常的な流れ、すなわちオイラー的な質量輸送速度 $\bar{u}_E$ が存在していることを意味する。運動量の平衡式、

$$\bar{\tau} = \mu d \bar{u}_E / dz = \rho \overline{uw} - \rho (\overline{uw})_\infty \quad \dots\dots\dots (14)$$

に、式 (13) および同式で $z \rightarrow \infty$ として求まる $(\overline{uw})_\infty$ を代入して積分すれば、

$$\bar{u}_E = (k U_m^2 / 4\sigma) \{ 3 - 2(\zeta + 2) e^{-\zeta} \cos \zeta - 2(\zeta - 1) e^{-\zeta} \sin \zeta + e^{-2\zeta} \} \quad \dots\dots\dots (15)$$

を得る。ところで、水粒子自身の運動に着目すると、水粒子の平均位置からの移動量と流速勾配の存在のために、更に次式で与えられるラグランジュ的な質量輸送 $\bar{u}_L$ が存在することがわかる。

$$\bar{u}_L = \overline{\frac{\partial u}{\partial x} \int u dt} + \overline{\frac{\partial u}{\partial z} \int w dt}$$

$$= (k U_m^2 / 4\sigma) \{ 2 + 2(\zeta - 2) e^{-\zeta} \cos \zeta + 2(\zeta - 1) e^{-\zeta} \sin \zeta + 2 e^{-\zeta} \} \quad \dots\dots\dots (16)$$

結局、境界層内の水粒子の質量輸送速度は次式で与えられる。

$$\overline{u} = \overline{u}_E + \overline{u}_L = (k U_m^2 / 4 \sigma) (5 - 8 e^{-\zeta} \cos \zeta + 3 e^{-2 \zeta}) \dots\dots\dots (17)$$

これは常に正（波の進行方向）である。境界層外縁では

$$\overline{u}_\infty = 5 k U_m^2 / 4 \sigma = 5 U_m^2 / 4 c, \quad c = L / T \dots\dots\dots (18)$$

で与えられ、この値は全水深にわたる質量輸送速度分布を求める際に境界条件として用いられる。
(Longuet-Higgins, 1953)。

3 粗度の影響および乱流境界層

前章の議論はあくまでも、底面が平坦かつ滑らかな水域を進行する微小振幅の波のもとでの層流境界層に対するものであるが、振動流境界層のいくつかの重要な特性、たとえば層内の流速や摩擦応力と境界層外流速との位相差あるいは質量輸送速度の存在などは理解できたことであろう。

しかし、境界層が乱流になると流速分布が式(5)で与えられるような層流解とは完全に異なることが、Kalkanis (1964)によって(振動板上の流れに対してであるが)報告されており、また、境界層が層流でも砂粒や砂漣などの粗度があると流れの様相が変化することも、Vincent・Ruellan (1957)やLhermitte (1958)により古くから観察されている。

そこで本章では、底面に粗度があったり境界層が乱流となっているような条件も含めて、更に詳しくみていこう。

3.1 底面摩擦

前章で説明した底面が滑らかで層流とみなせる時の底面摩擦については、波の摩擦減衰との関連でEagleson (1959, 1962)や岩垣ら(1964, 1962)により実験的に検討され、その妥当性が検証された。一方、底面粗度が摩擦に及ぼす影響についてもBagnold (1946)を初めとして古くから検討されてきた。しかし、振動流境界層の摩擦法則を乱流域まで含めて統一的に議論したのは、Kajiura (1964)が最初であろう。

乱流境界層の場合でも、乱れ以外の非線形効果は無視できるものと仮定すれば、境界層方程式(2)は、

$$\partial u / \partial t = \partial U / \partial t + \partial (\tau / \rho) / \partial z \dots\dots\dots (19)$$

となる。さらに次式で定義される渦動粘性係数 K_z を導入する。

$$\tau / \rho = K_z \cdot \partial u / \partial z \dots\dots\dots (20)$$

もし K_z の具体的な形を与えることができれば、式(20)を式(19)に代入して解くことにより流れの様子が決められる。

Kajiura (1964)は、潮汐のように周期が極めて長く境界層が水面にまで達する振動流を扱い、一周期間の平均的な乱れの状態を考えて、定常乱流に対すると同様に K_z が底面摩擦速度の振幅および底面からの距離に比例するとの仮定のもとで上式を解いて、境界層内の流速分布や摩擦係数の表示を与えた。

一方、われわれが普通扱うような周期が極端に長くはない波動下では、境界層厚は水深に比してかなり小さいと思われる。Kajiura (1965, 1968)はこのような条件に対しても同様のアプローチを行い、摩擦係数に対して図-3、図-4に示す結果を得た。ただし彼は式(9)の f の代りに、 $\tau_0 = \rho$

$C U_m U$ で複素摩擦係数 C を定義した。図-3と4の $\hat{C}$ は C の振幅で、

$$\tau_{om} = \rho \hat{C} U_m^2 \text{ すなわち } \hat{C} = f/2 \cdots \cdots (21)$$

の関係にあり、 θ は境界層外縁流速 U に対する底面摩擦 τ_0 の位相進みを表わす。底面が滑面か粗面かにより、それぞれ $R = R_\delta / \sqrt{2} = \sqrt{R} a$, または $U_m / \sigma z_o = a_m / z_o$ すなわち水底での水粒子軌道振幅 a_m と粗度長さ z_o (Nikuradseの相当粗度 $k_s = 30 z_o$) の関数となる。なお、底面の粗滑や層流-乱流の遷移の基準については3.3で述べる。

梶浦の摩擦法則は、U字管内の振動流の減衰を調べる方法で、橋本(1971)や沢本・日野(1977)等により実験的に検討されている。また、海底に砂漣が存在する条件での波高減衰率の算定に関して樫木ら(1977)により、クノイド波の摩擦減衰問題で首藤(1975)により、底質の移動限界に関連して堀川・渡辺(1966)により応用されている。

一方、Jonsson(1966)は振動流水槽を用いて行った人工粗度上の流速分布の測定の結果(Jonsson, 1963)や定常流境界層理論とのアナロジーに基づいて、図-5に示すような摩擦係数の算定図を提案した。彼が用いた摩擦係数は式(9)で定義される f である。図-5で一番下の曲線は滑面に対応するもので、この場合は $R_\delta = R^2$ の関数となり、粗面乱流の場合には $a_m / k_s = (1/30) U_m / \sigma z_o$ の関数となることはKajiura(1968)の摩擦法則と同様である。

図-3(a), 4(a) 中に、Jonssonの提案した摩擦則を梶浦のパラメーターに変換して示した。両者の差異はかなり小さい。Jonssonの摩擦則は使用しやすい算定図や算定式の形で与えられていることから、これまで梶浦の理論よりも頻繁に用いられてきたようであるが、底面流速と摩擦応力の位相関係が十分に考慮されていないので、波浪減衰や底質移動の問題等に応用する際には注意が必要である。

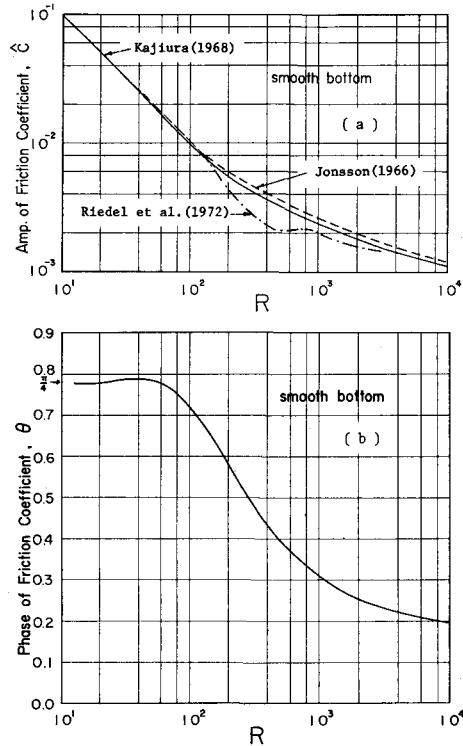


図-3 Kajiura (1968) の摩擦係数 (滑面)

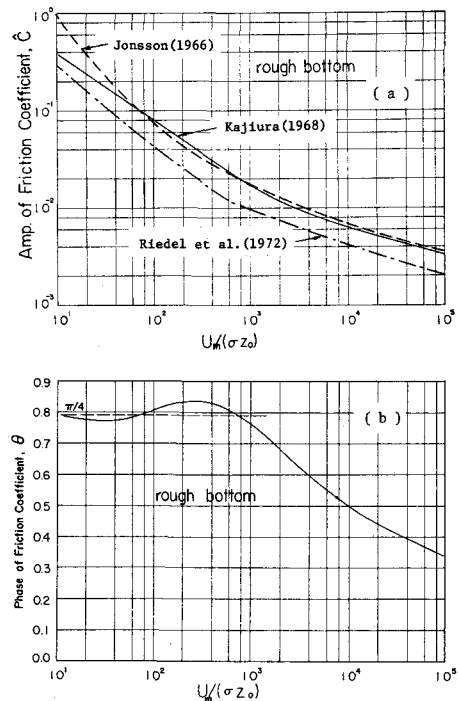
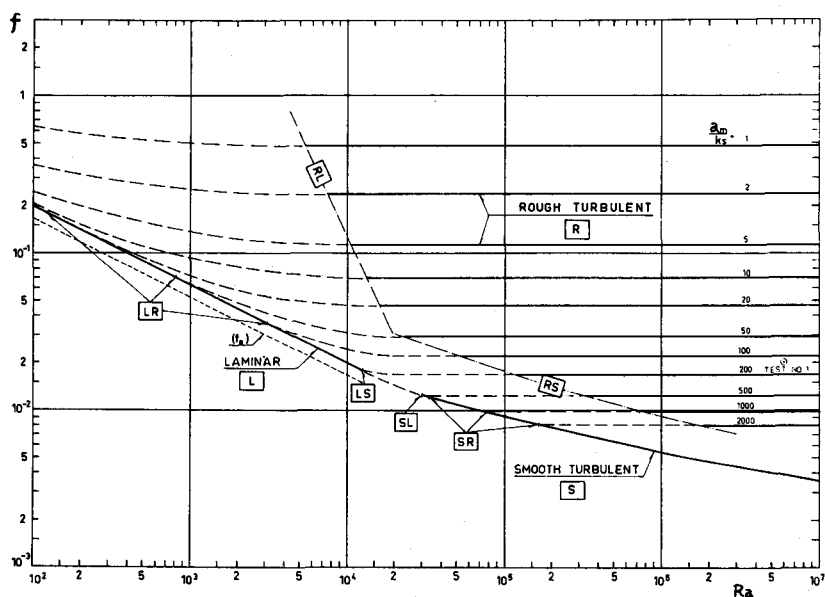


図-4 Kajiura (1968) の摩擦係数 (粗面乱流)



図—5 Jonsson (1966) の摩擦係数

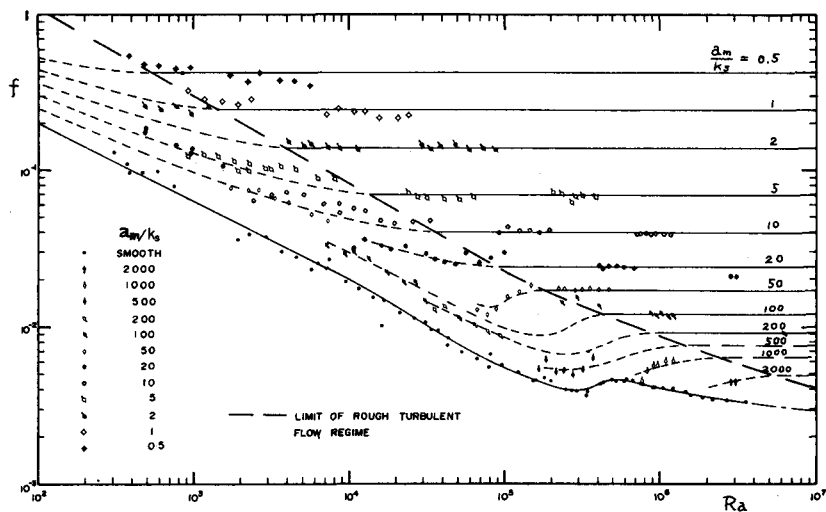


図-6 Riedel ら (1972) の摩擦係数

振動流境界層の摩擦法則に関しては、Riedel ら (1972) の実験資料をも紹介しておく必要がある。彼らは振動流装置を用いて広範囲な流れの条件を作り、精巧な剪断力計 (Riedel・Kamphuis, 1973) によって滑面あるいは砂面に作用する摩擦応力を直接的に測定した。その結果を図-6 に示す。また、滑面および粗面乱流の場合の理論との比較を図-3 (a), 4 (a) に示す。層流の場合の理論と実験値との一致は極めてよいが、乱流になると滑面・粗面両ケース共に、理論は 20~50% 程度過大に (実験値が正しいとすれば) 評価してしまうようである。なお実験値が梶浦よりも Jonsson の摩擦則により合致すると Riedel ら (1972) が述べているのは、梶浦の近似式を適用範囲外にまで拡張したた

めの誤りであると思われる、図-3, 4よりわかるように、梶浦の理論の方が彼らの実測値に近い値を与える。

さて以上の扱いでは境界層外縁での流速は正弦的であると仮定されているが、漂砂が顕著である砕波点近傍や砕波帯内のように、波の有限振幅性が強く流速が正弦変動から大きくはずれるような条件下ではどのように扱ったらよいであろうか。この問題に関連する研究を若干紹介しておこう。

Teleki・Anderson (1970) は斜面上の波による底面摩擦の測定にプレストン管を用い、水深が浅くなるにつれて線形理論値よりも小さな τ_0 が実測されたと述べている。ただし測定の精度は余り高くないように見うけられる。樫木ら (1974, 1978) は、砕波後の波による底面摩擦を剪断力計を用いて実験水槽内で測定し、層流理論値の数倍になると述べている。

また岩垣・養 (1977, 1978) は砕波点近傍の波を対象とし、Dean の流れ関数理論を適用して得られる水粒子速度を境界層外縁の流速として与えれば、層流境界層方程式より求まる底面摩擦力が実験値とかなり一致することを示した。更に Gerritsen・Brower (1978) は、ハワイのサンゴ礁上で砕波する波の変形から摩擦係数を算定し、Jonsson (1966) の結果と比較している。

3.2 流速場

前述の Kajiura (1968) の振動流境界層理論によれば、底面が粗面乱流の条件下も含めて境界層内の流速分布が計算できる。理論がある程度妥当な結果を与えることは、Jonsson (1963) や堀川・渡辺 (1968) による流速分布の実測結果との比較で示された。ただし砂漣のように大きいスケールの粗度が存在するときの式(19)の妥当性や、渦動粘性係数の仮定に関する問題点が、堀川・渡辺 (1968) や堀川・水口 (1973) により指摘されている。

振動流乱流境界層理論としては梶浦によるものの他に、Johns (1968) にならった渦動粘性係数の仮定に基づく野田 (1969, 1970) の理論、レイノルズ方程式の各項を吟味した浜田 (1972) の扱い、混合距離理論を応用した Johns (1975) の研究、輸送方程式モデルによる林ら (1976) の研究などがあげられる。

砂漣等の粗度がある時の流速場に関しては、Sleath (1974b, c) が行った理論解析も興味深い。彼は波状底面上の振動流層流境界層の問題をより厳密に解くために、直交曲線座標系における渦度方程式を流れ関数により表示し、近似的な解析解および数値解を求めた。扱われた波状粗度は、頂部がゆるやかで谷がせまい形状をしており、その谷から頂までの高さ η と波長(頂間距離) λ の比は $\eta/\lambda=0.17$ と一定の条件で解かれている。その結果によれば、層流境界層の厚さの尺度 δ_e に対する粗度波長の比 λ/δ_e が大きい(つまり粗度が大きい)場合には、レイノルズ数 $R_\lambda = U_m \lambda / \nu$ が小さくても底面の近傍に2層の循環流ができることが認められた。図-7に示されるように、下層の循環流では頂部で上昇、谷部で下降し底面近傍で谷から頂に向う流れになっており、上層はこれとは逆向きである。 λ/δ_e が小さい時は循環流は一層のみとなる。このような砂漣まわりの循環流は、日野・藤崎 (1975) によっても理論的に扱われ、またその存在が実験的に確かめられた。

Sleath (1974c) は更に、従来乱流境界層として扱われてきた条件での流速場の層流解からのずれや染料の混合現象は、粗度周辺に発生する(層流的な)渦によってかなりの程度に説明できることを示した。粗度周辺に生じる渦が流速変動に及

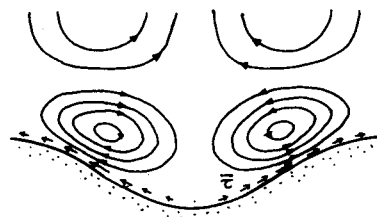


図-7 粗度上の循環流と平均摩擦応力

ばす影響については、堀川・渡辺（1968, 1970）、日野・大西（1971）等によって示唆されていたが、Sleath の研究により一層明確になったといえよう。

宇多・日野（1975）も Sleath と同様の手法で、波状底面上の層流振動流れを理論的に扱い、流速や圧力、摩擦応力の場を求めた。波状底面に沿う摩擦応力は粗度頂で最大振幅となる分布を示すが、時間的に一周平均すると、図-7 に示すように全面で頂部に向う摩擦応力 $\bar{\tau}$ が生じ、その値は波状粗度の裾のところで最大値、頂と谷では 0 となることから、砂漣の自励的成長の一つの説明を与えるものと考えられる。

振動流境界層の流速場に対する実験的研究の成果について、多少補足しておこう。Sleath（1970）は張力式流速計により滑面ならびに固定砂面上の流速分布を測定し、砂面の場合には境界層厚が増加し、また流速の位相差が減少することを見出した。彼はこれを、砂粒まわりの渦の影響と示唆している。また Keiller・Sleath（1976）は、種々の粗度を固定した板を静止空气中で振動させたときの流速分布を、熱線流速計で測定した。一様径の球を平面的に密に並べて粗度とした場合、半周期の間に 2 つの流速ピークが観察され、1 つは振動板の速度最大時に対応するが、もう一つのピーク（secondary peak）は各球のまわりの渦によるものであることが見出された。混合粒径の礫を用いた実験では、この secondary peak は顕著でない。

沢本・山口（1978）は進行波による固定砂漣周辺の流速場を熱膜流速計で測定し、渦の存在による系統的な流速変動のゆがみが存在することを見出した。また乱れ強度の空間的分布の測定結果に基づいて、砂漣上の波動境界層を渦層と拡散層の 2 層に分けて扱うことを提案した。渦層は砂漣周辺に発生する渦が支配的で、決定論的な扱いがかなり可能な領域であり、拡散層はそれより上層の主に鉛直方向のみに特性が変化する空間構造をもった領域で、そこでは（渦動粘性係数の導入も含めて）確率論的な扱いが有望となる。

これらはいずれも固定粗度上での測定である。波運動下の砂漣近傍で砂が浮遊している場の乱れを測定したものとしては、電解式流速計を用いた堀川・渡辺（1970）の研究、熱線流速計による Nakamoto ら（1977）の研究などがあるのみで極めて少ない。今後の課題の 1 つといえよう。

3.3. 振動流境界層の遷移

これまでの議論で明らかになってきたように、振動流境界層の流れの特性は、底面が流体力学的に滑らかか粗か、また層流か乱流かによって大きく変わり、摩擦法則等もそれぞれの条件にあったものを適用しなければならない。したがって、対象とする流れの条件がいかなる状態（flow regime）に属するかを判定する基準を確立しておく必要がある。

Li（1954）、Manohar（1955）、Kalkanis（1957）らは、静水中で単振動をする平板上に投入された染料の拡散状況より層流と乱流の遷移限界を定め、同時に粗滑の基準を定めた。それによれば、底面の粗滑の遷移域は層流境界層厚の尺度 δ_l と相当粗度 k_s の比で、

$$4.0 < \delta_l / k_s < 6.5 \quad \dots\dots\dots (22)$$

の範囲に相当し、一方、層流と乱流の遷移は、

$$R_\delta = 570 \quad \text{または} \quad R_a = 1.6 \times 10^5 \quad (\text{滑面}) \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$R_k = U_m k_s / \nu = R_a k_s / a_m = 100 \quad (\text{粗面}) \quad \dots\dots\dots (24)$$

で与えられる。Vincent（1958）は進行波のもとで同様の実験を行い、粗面に対する層流と乱流の遷移を $U_m \sqrt{k_s} = 1.2$ （c. g. s. 単位）で与えている。また、Collins（1963）は進行波のもとでの底面近傍の質量輸送速度を測定し、それが式（18）の層流解からはずれる条件を乱流域への遷移と判定し

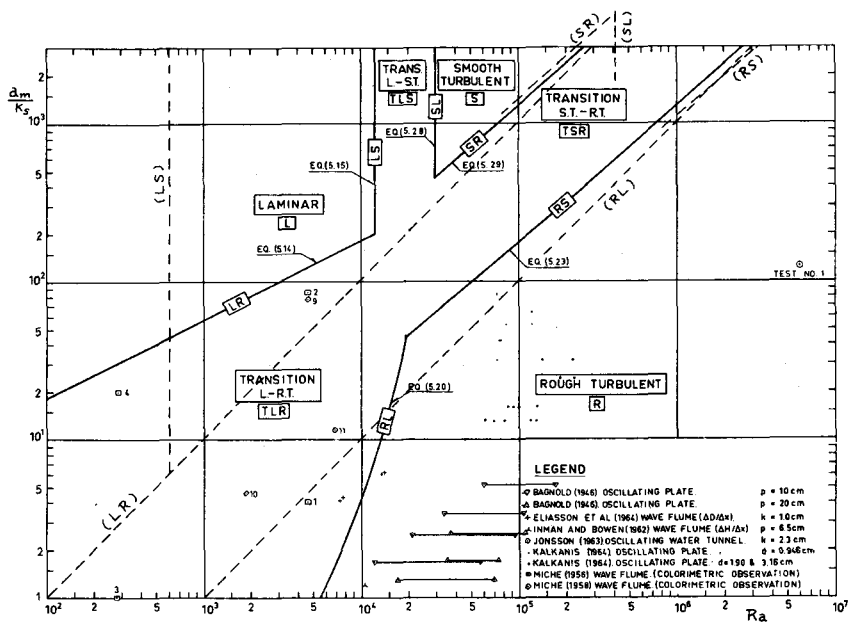


図-8 粗滑および層流・乱流の遷移 (Jonsson, 1966)

て次式を得た。

$$R_d = 160 \quad \text{または} \quad R_d = 1.3 \times 10^4 \quad (\text{滑面}) \dots \dots \dots (25)$$

先に紹介した Jonsson (1966) や Kajiura (1968) は、これらの実験結果や定常流での研究成果に基づいて、flow regimeを区分している。両者についてそれを示したのが図-8である。実線がJonsson、破線が梶浦の区分で、LSとSLは滑面での層流から乱流への遷移、LRとRLは滑面层流から粗面乱流への遷移、SRとRSは滑面乱流から粗面乱流への遷移のそれぞれの下限と上限を意味する。なお、Riedel ら(1972)の実験結果(図-6)は、滑面での層流から乱流への遷移が、

$$10^4 < R_d < 6 \times 10^5, \quad \text{つまり} \quad 1.4 \times 10^2 < R_d < 1.1 \times 10^3 \dots \dots \dots (26)$$

で与えられることを示唆している。

Sleath (1974b) によれば、たとえ流れが層流であっても砂粒や砂澱の周辺に生じる渦などのために染料の混合が生じる可能性があるし、また後述するように Collins の観察した質量輸送速度のずれは、乱流の始まりとしてではなく水粒子運動の有限振幅性によっても説明できる。したがって境界層が層流か乱流かの実験的な判定は、流速変動を実測して乱れ成分の有無で行う方がより適切であろう。Sleath (1975a) は砂澱ののった振動板上の流速変動を熱線流速計で測定し、流速のピーク値の変動の r. m. s. が流速振幅 U_m の5%になる条件を遷移(下限)の一つの基準として図-9を得た。図中の曲線は、

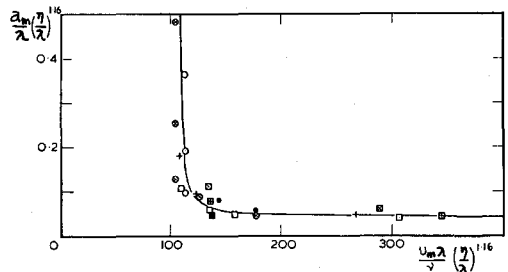


図-9 砂澱上の乱流の開始条件 (Sleath, 1975a)

$$[(U_m \lambda / \nu)(\eta / \lambda)^{1.16} - 108.2] \times$$

$$\{ (a_m/\lambda)(\eta/\lambda)^{1.16} - 0.042 \} = 0.58 \quad \dots\dots\dots (27)$$

で表わされ、粒径そのものの影響は極めて小さい。

ここで問題としている波動境界層とは若干異なるが、円管内の振動流で管壁が滑の場合の層流から乱流への遷移に関しても多くの研究がある。比較のために U_m を断面平均流速の振幅で近似したときのレイノルズ数 $R_\delta = U_m \delta_i / \nu$ の値で、最近の研究の結果をまとめておこう。

安川・田川 (1972) は管内自由振動流の減衰率を実験的に調べ、その層流解からのずれより $R_\delta = 420$ を遷移とした。Merkli・Thonmann (1975) は熱線流速計および可視化法による測定で $R_\delta = 280$ を得ており、日野・沢本・高須 (1975) も同様の実験により $R_\delta = 500$ を得た。Clamen・Minton (1977) は水素気泡式流速計による可視化の結果より $R_\delta = 280$ を遷移条件としている。

振動流としての一つの特性は、レイノルズ数が相当に大きい (定常流なら完全に乱流となるような流速と管径の) 条件でも、乱れが間歇的であることである。つまり乱流状態が一周期を通じて継続するのではなく、最大流速から減速する位相にかけて乱れが発生・発達するが、主流が逆転して加速にかかる位相ではこれらの乱れがほぼ完全に消滅してしまうことである。この relaminarization の現象は、上述の Merkli ら (1975) や日野ら (1975) によって報告されているが、波動境界層に対しては筆者の知る限りまだ確かめられていない。

3.4 質量輸送

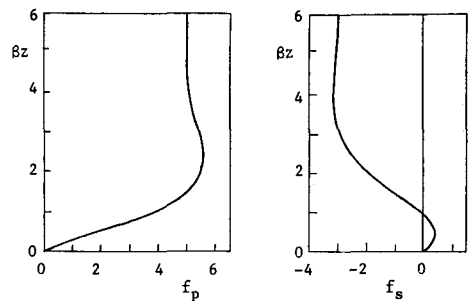
境界層内の質量輸送速度についてもう少し補足しておこう。Longuet-Higgins (1953) が進行波ならびに重複波に対する質量輸送速度分布の層流解を与えたことは、既に述べた。進行波の解は式 (17) で与えられるが、より一般的に部分重複波に対する質量輸送速度の分布は、反射率を r とすると、

$$\begin{aligned} \bar{u} &= (k U_m^2 / 4 \sigma) \{ (1-r^2) f_p(\zeta) + 2 r f_s(\zeta) \sin 2 k x \} \\ f_p(\zeta) &= 5 - 8 e^{-\zeta} \cos \zeta + 3 e^{-2\zeta}, \quad f_s(\zeta) = -3 + 8 e^{-\zeta} \sin \zeta + 3 e^{-2\zeta} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (28)$$

で表わせる。 $f_p(\zeta)$ と $f_s(\zeta)$ は $\zeta = \beta z = 0.93$ より上層と下層で向きが逆転する。

Brebner・Collins (1961) と Collins (1963) は、中立浮子をトレーサーとして用いて進行波のもとでの質量輸送速度を実測し、 $R_\delta \leq 160$ では層流解、式 (18) と一致するが、 R_δ が 160 を越す条件では実測の質量輸送の方が小さくなることを示し、 $R_\delta = 160$ を遷移レイノルズ数と判断した。一方 Brebner ら (1966) は粗面上で同様の実験を行い、粗度が存在すると底面での質量輸送速度が増加することを示した。

ところで、式 (18) を求める際には境界層近似に加えて線形近似を行っており、また境界層外縁の流速も微小振幅波に対応する式 (1) の表示で与えている。Sleath (1972) は、層流境界層内の質量輸送速度の解を波形勾配の 4 乗の精度まで正しく求めて、Collins らの見出した層流解からのずれは乱流にその原因を求めずとも、有限振幅波理論による底面流速を境界層外縁流速として用いれば説明できると述べている。また Sleath (1974 a) は、粗度による質量輸送の増加も理論的にある程度説明できることを示した。



図—10 質量輸送速度の鉛直分布

一方、野田（1970）は Longuet - Higgins（1953）の扱いを更に発展させて、進行波・重複波、層流・乱流、滑面・粗面の全条件をカバーする質量輸送速度の分布式を与えた。その結果によれば、進行波では粗度の影響は比較的小さく乱流になっても著しい変化はないが、重複波のもとでの質量輸送分布はレイノルズ数や粗度により大きく変化する。野田（1970）は、構造物前面での砂移動の方向や地形変化を、この質量輸送速度の空間分布によって解釈した。

なお、斜面上の波の質量輸送については、Bijkerら（1974）により実験的に検討されており、底面付近の質量輸送速度は式（18）で与えられるよりも小さく、その差は水深が浅く砕波点に近づくにつれて大きくなること、底面の砂漣規模の粗度は質量輸送速度に対して大きくかつ複雑な影響を及ぼすことが報告されている。

Isaacson（1976）が層流境界層の方程式をクノイド波に対して解き、質量輸送速度も求めていることを付言しておく。

4 振動流境界層と底質の移動

前章では振動流境界層そのものの諸特性を重点的に説明し、底質の移動との関連は余り問題としなかった。本論のテーマに忠実であるためには、振動流境界層に関する知識が漂砂や海浜過程を考える際にどのように役立てられるか、いくつかの例を示しておく必要がある。

4.1 底質の移動限界

波の作用による海浜底質の移動限界は、海岸構造物を計画・設計したり、海浜変形の現象を論じる際に極めて重要な問題である。この問題を流体力学的な立場から最初にとりあげたのは Bagnold（1946）である。その後、数多くの研究者によって移動限界表示を求める試みがなされてきたが、堀川・渡辺（1966）が Kajiura（1965）の理論に示唆をうけて底面の粗滑や層流と乱流の別を考慮に入れた扱いを行い、移動限界実測データを統一的に整理するに及んで一応の完成をみたといえる。Komar・Miller（1974）によっても検討がなされているが、その扱いは基本的には堀川・渡辺（1966）のものと同一である。

一方、Madsen・Grant（1976）は、定常流での研究成果を参照して、次式で定義されるシーلز数 ψ_m とパラメーター S_* の関係で移動限界を表示しようと試みた。

$$\psi_m = \tau_{om} / \rho sgd, \quad S_* = d \sqrt{sgd} / 4\nu \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここで d は砂の粒径、 $s = (\rho_s / \rho) - 1$ は砂の水中比重であり、彼らは $k_s = d$ として Jonsson の摩擦係数 f を求め、 τ_{om} を式（9）で評価した。実験データに対する ψ_m と S_* の関係は大きいばらつきを示すが、 S_* が小さい（1 のオーダー、滑面）時は $\psi_m \simeq 0.07$ 、 S_* が大きい（10 ～ 100、粗面）時は $\psi_m \simeq 0.05$ 程度が初期移動限界に相当するようである。

堀川・渡辺（1966）の移動限界表示は、

$$sgd / U_m^2 = \hat{C} \cdot \rho sgd / \tau_{om} = \hat{C} / \psi_m \quad \dots\dots\dots (30)$$

なるパラメーターと R_δ または $U_m / \sigma d$ の関係で与えられている。 $d = 30 z_0$ として Kajiura（1968）の摩擦則と比較すると、初期移動に対しては、滑面のときに $\psi_m \simeq 0.075$ 、粗面のときに $\psi_m \simeq 0.05$ 、全面移動に対しては、滑面のときに $\psi_m \simeq 0.11$ 、粗面のときに $\psi_m \simeq 0.06$ を得る。

4.2 砂漣の発生と規模

底面に存在する砂漣は、その上の振動流境界層の特性に影響を及ぼし、岸沖漂砂や浮遊砂に対しても重要な役割を果している。砂漣の形成過程を系統的に調べたのも Bagnold（1946）が最初であり、

次いで Monohar (1955) は振動板による移動床実験データに基づいて、砂漣の発生・発達・消滅の過程を議論した。

波運動のもとで発生する砂漣の規模に関しては、Homma・Horikawa (1963)の研究を挙げておく必要がある。彼らは砂漣の形状規模に関する 5 つの無次元量を導き、それらの無次元パラメーターを用いることにより、Scott (1954) および彼ら自身の実験データや Inman (1957) による現地砂漣のデータがかなり統一的に整理できることを示した。

Mogridge・Kamphuis (1972) は波動水槽および振動流水槽を用いて、現地スケールの条件までもカバーする広範囲の実験を行って砂漣の規模を調べた。彼らは粒径 d で無次元化した砂漣の波長 λ/d と波高 η/d を規定する 4 つの無次元パラメーターを導き、そのうち特に d'_0/d および d/SL_0 の 2 つの無次元パラメーターが支配的であると述べている。ここで、 d'_0 は質量輸送距離を加えた水粒子軌道直

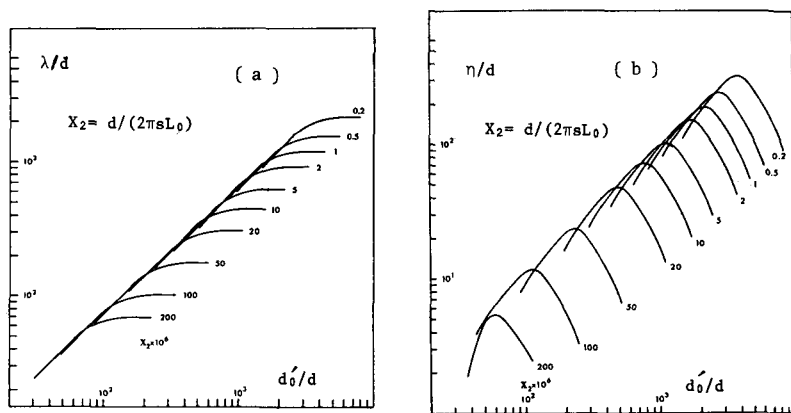


図-11 砂漣の波長と波高 (Mogridge ら, 1972)

径 (実測値), s は底質の水中比重, $L_0 = gT^2/2\pi$ は沖波の波長を意味する。彼らの提案した砂漣規模の算定図を図-11 に示す。この図は彼ら自身の実験資料のみを用いて作られたものであり、前述した他の観測データとの対応を検討する必要がある。また、斜面上の波のもとでの砂漣規模への適合性についても調べなければならない。なお、Yalin (1978) も同様の試みを行っている。

砂漣の発生・発達機構についても種々の研究がなされてきた。最近では 3・2 に紹介した宇多・日野 (1975) の砂漣表面に沿う平均摩擦応力の分布で説明しようとする試みや、Kennedy・Falcon (1965) の波面境界上のポテンシャル流の流速分布と関連づけようとするものがある。Sleath (1975 b, 1976 a) は、粗度上に発生する定常的な循環流により底面近傍の水粒子が粗度頂部に向かって drift する (3・2 参照) ことから、この drift が最大になるような砂漣が発達すると仮定して砂漣波長を算出したがまだ実験資料を充分には説明しきれていない。Sleath (1976 b) は層流境界層内の 2 次元粗度に働く抗力や揚力の計算も行っている。砂漣の発達機構については、移動床上の波浪減衰を調べた Savage (1953) の研究も参考となろう。彼は波浪減衰が砂漣の発達程度に依存し、ある波に対して発達初期段階の砂漣上の波浪減衰は、最終的な安定した砂漣に対するよりも大きいことを報告している。

底面付近の水粒子運動あるいは底面摩擦力が非常に大きくなると砂漣の高さ η が減少していくことは、図-11 から明らかである。Komar・Miller (1975) は、極めて大きい摩擦応力のもとでは砂漣が消滅して、底面付近に sheet flow とよばれる高濃度の移動砂層が生じると述べている。Dingler・Inman (1976) は、高分解能の sonar を用いて現地海岸の砂漣規模を測定し、砂漣の波形勾配 η/λ を一種のシールズ数 $\psi'_m = U_m^2 / sgd$ と関連づけた。その結果を図-12 に示す。 $\psi'_m < 40$ では η/λ は

ほぼ一定であるが、 $\psi'_m > 40$ で減小し始め、 $\psi'_m > 240$ では砂漣が消滅して sheet flow 状態になる様子があらわれている。大規模な波動水槽や振動流水槽を用いて、砂漣の消滅や sheet flow の発生条件を確認していく必要がある。

4.3 岸沖漂砂

波による砂浜海岸の地形変化を予測するためには、与えられた条件に対する漂砂量の場所的分布とその変動を知る必要がある。沿岸漂砂量ならびに汀線に直角方向の岸沖漂砂量を、波浪や現地形・底質等の条件と関連づける試みは従来より数多くなされており、相当の成果が挙ってきたことは周知のことであるが、特に後者の岸沖漂砂量については、実用に供しうる一般的な算定式は確立されていない。

Madsen・Grant (1976) は、平坦な底面上および砂漣が存在するが掃流砂が卓越するような条件での岸沖漂砂量を算出する式として次式を提案した。

$$\bar{\phi} = 12.5 \psi_m^3 \quad \dots\dots\dots (31)$$

ただし、 $\bar{\phi} = q_s / w_0 d$ 、 q_s ：単位幅・単位時間当りの平均漂砂量、 d と w_0 ：底質の粒径と沈降速度でシールズ数 ψ_m は式 (29) で定義される。一周期平均の net の漂砂量は、岸・冲向きの流速の差による $\bar{\phi}$ の差と、その継続時間の差によって決定されることになる。

さて、底面の砂漣は岸沖漂砂量にも著しい影響を及ぼす。Inman・Tunstall (1972) は非対称な人工砂漣上で移動床実験を行い、砂漣の急勾配斜面側に形成される強い渦によって巻き上げられた砂が流速逆転時に緩い斜面側に運ばれることにより net の漂砂方向が決まることを見出し、この機構によって波の進行方向と逆向きの漂砂を説明した。ただし、砂漣の波形勾配 η / λ が非常に大きくなると急勾配側の渦は破壊され、むしろ緩勾配斜面側に形成される渦の方がより多量の砂を巻き上げると述べている。

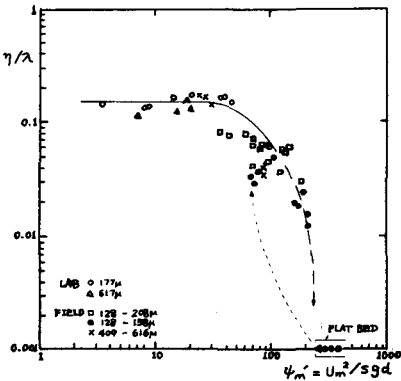
砂村・阪東・堀川 (1976) は非対称砂漣による冲向き漂砂を実験的に確認すると共に、実測した漂砂量データを用いて漂砂量算定式を求めている。また、Shibayama・Horikawa (1979) は同様に砂漣が存在して net として冲向きの浮遊漂砂が卓越する場合に対して、Tunstall・Inman (1975) にならってポテンシャル渦を導入した理論的扱いと実験データに基づいて、式 (31) の係数を 18.5 でおきかえた式を一周期平均 net 漂砂量に対して提案している。渡辺・利穂・堀川 (1979) は、二次元海浜変形の実験結果より net の漂砂量の岸沖分布を求め、砕波帯内外での $\bar{\phi}$ と ψ_m の関係を調べた。

砂漣存在時の岸沖漂砂については、Bijker ら (1976) の実験的研究もある。彼らは、水面波形の非対称性あるいは 2 次波による軌道流速の歪みや質量輸送が、岸沖漂砂の卓越方向に影響すると述べている。

最後に、浮遊砂特に底面からの砂の巻き上げ量を、砂漣周辺の渦や流速変動と関連づけようとする試みとして、前述の Shibayama・Horikawa (1979) の研究の他に、Nakato ら (1977) や山口・沢本 (1978) の研究があることを紹介しておきたい。

5. 結 語

以上、振動流境界層に関する最近までの研究で明らかになった知見を紹介し、砂の移動機構や海浜



図—12 砂漣の消滅 (Dingler ら, 1976)

過程との関り合いを筆者なりにさぐってみた。本小論には直接実用に役立つ内容はあまり含まれていないし、海浜過程との関連についての考察も不十分であるが、今後この分野でどのような研究を進めて行かなければならないかは自づと明らかにできたと思っている。この小文をまとめるにあたり、数多くの文献の一つの視点から短期間に読みなおす機会を得たことは、日頃不勉強な筆者自身にとっても極めて有意義であった。

参 考 文 献

- 1) Bagnold, R. A. (1946): Motion of wave in shallow water ; Interaction between waves and sand bottoms, Proc. Roy. Soc., London A, Vol. 187, pp. 1-18.
- 2) Bijker, E. W., Kalkwijk, J. P. Th. and Pieters, T. (1974): Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th ICCE, pp. 447-465.
- 3) Bijker, E. W., van Hijum, E. and Vellinga, P. (1976): Sand transport by waves, Proc. 15th ICCE, pp. 1149-1167.
- 4) Brebner, A., Askew, J. A. and Law, S. W. (1966): The effect of roughness on the mass-transport of progressive gravity waves, Proc. 10th ICCE, pp. 175-184.
- 5) Brebner, A. and Collins, J. I. (1961): The effect on mass transport of the onset of turbulence at the bed under periodic gravity waves, Proc. ASME-EIC Hydraulics Conf., pp. 55-62.
- 6) Clamen, M. and Minton, P. (1977): An experimental investigation of flow in an oscillating pipe, Jour. Fluid Mech., Vol. 81, Part 3, pp. 421-431.
- 7) Collins, J. I. (1963): Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves, Jour. Geophys. Res., Vol. 68, No. 21, pp. 6007-6014.
- 8) Dingler, J. R. and Inman, D. L. (1976): Wave-formed ripples in nearshore sands, Proc. 15th ICCE, pp. 2109-2126.
- 9) Eagleson, P. S. (1959): The damping of oscillatory waves by laminar boundary layers, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 117, 38 p.
- 10) Eagleson, P. S. (1962): Laminar damping of oscillatory waves, Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY 3, pp. 155-181.
- 11) Gerritsen, F. and Brower, L. E. (1978): Bottom friction in breaking waves, Abstract of 16th ICCE, Paper No. 26.
- 12) 浜田徳一 (1972): 表面波による乱流境界層について, 第19回海講論文集, pp. 159-163.
- 13) 橋本 宏 (1971): 振動流による底面摩擦係数の測定, 第26回年講講演集, II, pp. 85-86.
- 14) 林 泰造, 山田 正, 矢島幸一 (1976): 輸送方程式モデルによる振動流の研究, 第23回海講論文集, pp. 360-363.
- 15) 日野幹雄, 藤崎治男 (1975): 波型底面上の粘性振動流, 第22回海講論文集, pp. 35-40.
- 16) 日野幹雄, 大西亮一 (1971): 浅水表面波の粗底上の乱流構造, 第18回海講論文集, pp. 83-91.
- 17) 日野幹雄, 沢本正樹, 高須修二 (1975): 円管内振動流の乱流遷移に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第237号, pp. 75-86.
- 18) Homma, M. and Horikawa, K. (1963): Suspended sediment due to wave action, Proc. 8th ICCE, pp. 168-193.
- 19) 堀川清司 (1970): 漂砂特論, 水工学シリーズ 70-05, 34p.

- 20) 堀川清司, 水口 優 (1973): 振動流境界層に関する実験, 第20回海講論文集, pp. 429 - 433.
- 21) 堀川清司, 渡辺 晃 (1966): 波による砂移動に関する一考察, 第13回海講講演集, pp. 126 - 134.
- 22) 堀川清司, 渡辺 晃 (1968): 表面波による振動流境界層に関する実験的研究, 第15回海講講演集, pp. 17 - 23.
- 23) 堀川清司, 渡辺 晃 (1970): 波運動に伴う乱れと底質の浮遊, 第17回海講論文集, pp. 229 - 233.
- 24) Inman, D.L. (1957): Wave generated ripples in nearshore sand, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 100, 42 p.
- 25) Inman, D.L. and Tunstall, E.B. (1972): Phase dependent roughness control of sand movement, Proc. 13th ICCE, pp. 1155 - 1171.
- 26) Isaacson, M. Q. (1976): Mass transport in the bottom boundary layer of cnoidal waves, Jour. Fluid Mech., Vol. 74, Part 3, pp. 401 - 413.
- 27) 岩垣雄一 (1967): 波の変形論, 水工学シリーズ 67 - 09, 24 p.
- 28) 岩垣雄一, 土屋義人, 坂井順行 (1964): 海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2), 第11回海講講演集, pp. 62 - 68.
- 29) 岩垣雄一, 土屋義人, 陳 活雄 (1965): 海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(3), 第12回海講講演集, pp. 41 - 49.
- 30) 岩垣雄一, 襄 義光 (1977): 波により水底斜面上に作用する摩擦力について, 第24回海講論文集, pp. 37 - 41.
- 31) 岩垣雄一, 襄 義光 (1978): 波による水底斜面上の摩擦力に関する実験, 第25回海講論文集, pp. 38 - 41.
- 32) Johns, B. (1968): The damping of gravity waves in shallow water by energy dissipation in a turbulent boundary layer, Tellus, Vol. 20, No. 2, pp. 330 - 337.
- 33) Johns, B. (1975): The form of the velocity profile in a turbulent shear wave boundary layer, Jour. Geophys. Res., Vol. 80, No. 36, pp. 5109 - 5112.
- 34) Jonsson, I.G. (1963): Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. 10th Congress of IAHR, pp. 85 - 92.
- 35) Jonsson, I.G. (1966): Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th ICCE, pp. 127 - 148.
- 36) Kajiura, K. (1964): On the bottom friction in an oscillatory current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 42, No. 1, pp. 147 - 173.
- 37) Kajiura, K. (1965): On the bottom frictional stress in a turbulent oscillatory flow, Recent Studies on Tsunami Run-up, U.S. - Japan Cooperative Scientific Research, pp. 1 - 25.
- 38) Kajiura, K. (1968): A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 46, pp. 75 - 123.
- 39) Kalkanis, G. (1957): Turbulent flow near an oscillating wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 97, 36 p.
- 40) Kalkanis, G. (1964): Transportation of bed material due to wave action, Coastal Eng. Res. Center, Tech. Memo., No. 2, 38 p.
- 41) Keiller, D.C. and Sleath, J.F.A. (1976): Velocity measurement close to a rough plate oscillating in its own plane, Jour. Fluid Mech., Vol. 73, Part 4, pp. 673 - 691.
- 42) Kennedy, J.F. and Falcon, M. (1965): Wave-generated sediment ripples, M.I.T., Hydrodynamics Lab. Rept. No. 86.

- 43) Komar, P. D. and Miller, M. C. (1974): Sediment threshold under oscillatory waves, Proc. 14 th ICCE, pp. 756—775.
- 44) Komar, P. D. and Miller, M. C. (1975): The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high stresses under waves, Jour. Sedimentary Petrology, Vol. 45, No. 3, pp. 697—703.
- 45) Lamb, H. (1932): Hydrodynamics (6 th ed.), Cambridge Univ. Press, 738 p.
- 46) Lhermitte, P. (1958): Contribution à l'étude de la couche limite des houles progressives, Comité Central d'Océanographie et d'Etudes des Côtes, No. 136.
- 47) Li, H. (1954): Stability of oscillatory laminar flow along a wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No 47, 48 p.
- 48) Longuet-Higgins, M. S. (1953): Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A. No 903, Vol. 245, pp. 535—581.
- 49) Longuet-Higgins, M. S. (1958): The mechanics of the boundary layer near the bottom in a progressive wave, Appendix to a paper by R. C. Russel and J. D. C. Osorio, Proc. 6th ICCE, pp. 184—193.
- 50) Madsen, O. S. and Grant, W. D. (1976): Quantitative description of sediment transport by waves, Proc. 15th ICCE, pp. 1093—1112.
- 51) Manohar, M. (1955): Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No 75, 121 p.
- 52) Merkli, P. and Thomann, H. (1975): Transition to turbulence in oscillating pipe flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 68, Part 3, pp. 567—575.
- 53) Mogridge, G. R. and Kamphuis, J. W. (1972): Experiments on bed form generation by wave action, Proc. 13th ICCE, pp. 1123—1142.
- 54) Nakato, T., Locher, F. A., Glover, J. R. and Kennedy, J. F. (1977): Wave entrainment of sediment from rippled beds, Proc. ASCE, Vol. 103, No WW1, pp. 83—99.
- 55) 野田英明 (1969): 波動による乱流境界層の発達, 第16回海講講演集, pp. 24—27.
- 56) 野田英明 (1970): 波動境界層における質量輸送と海底の洗掘, 第17回海講論文集, pp. 59—66.
- 57) 野田英明 (1971): 海浜過程, 水工学シリーズ, 71—B—5, 27p.
- 58) Riedel, H. P. and Kamphuis, J. W. (1973): A shear plate for use in oscillatory flow, Jour. Hydraulic Res., Vol. 11, No 2, pp. 137—156.
- 59) Riedel, H. P., Kamphuis, J. W. and Brebner, A. (1972): Measurement of bed shear under waves, Proc. 13th ICCE, pp. 587—603.
- 60) Savage, R. P. (1953): Laboratory study of wave energy losses by bottom friction and percolation, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No 31, 28 p.
- 61) 沢本正樹, 日野幹雄 (1977): 円管内振動流の滑面摩擦抵抗則, 土木学会論文報告集, 第258号, pp. 45—53.
- 62) 沢本正樹, 山口清一 (1978): 進行波による砂漣上の境界層内の流速および乱れ分布, 第25回海講論文集, pp. 46—51.
- 63) 樺木 亨, 出口一郎, 樽野次雄 (1978): 波および沿岸流による底部摩擦に関する一考察, 第25回海講論文集, pp. 42—45.
- 64) 樺木 亨, 岩田好一郎, 久保雅義 (1977): 砂漣の効果を考慮した海底摩擦係数の算定と波高減衰について, 土木学会論文報告集, 第257号, pp. 13—20.

- 65) 樫木 亨, 岩田好一郎, 松本 昇 (1974): 砕波後の波の底面摩擦力に関する実験的研究, 第21回海講論文集, pp. 33-38.
- 66) Scott, T. (1954): Sand movement by waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 48. 37p.
- 67) Shibayama, T. and Horikawa, K. (1979): Sediment transport due to wave action, 土木学会論文報告集 (投稿中).
- 68) 首藤伸夫 (1975): 海底摩擦による非線形長波の減衰, 第22回海講論文集, pp. 65-68.
- 69) Sleath, J. F. A. (1970): Velocity measurements close to the bed in a wave tank, Jour. Fluid Mech., Vol. 42, Part 1, pp. 111-123.
- 70) Sleath, J. F. A. (1972): A second approximation to mass transport by water waves, Jour. Marine Res., Vol. 30, No. 3, pp. 295-304.
- 71) Sleath, J. F. A. (1974 a): Mass transport over a rough bed, Jour. Marine Res., Vol. 32, No. 1, pp. 13-24.
- 72) Sleath, J. F. A. (1974 b): Stability of laminar flow at seabed, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW2, pp. 105-122.
- 73) Sleath, J. F. A. (1974 c): Velocities above rough bed in oscillatory flow, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW4, pp. 287-304.
- 74) Sleath, J. F. A. (1975 a): Transition in oscillatory flow over rippled beds, Proc. Inst. Civil Engrs., Part 2, Vol. 59, pp. 309-322.
- 75) Sleath, J. F. A. (1975 b): A contribution to the study of vortex ripples, Jour. Hydraulic Res., Vol. 13, No. 3, pp. 315-328.
- 76) Sleath, J. F. A. (1976 a): On rolling-grain ripples, Jour. Hydraulic Res., Vol. 14, No. 1, pp. 69-81.
- 77) Sleath, J. F. A. (1976 b): Forces on a rough bed in oscillatory flow, Jour. Hydraulic Res., Vol. 14, No. 2, pp. 155-164.
- 78) Stokes, G. G. (1851): On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums, Trans. Cambridge Phil. Soc., Vol. 9, No. 2, pp. 8-106.
- 79) Teleki, P. G. and Anderson, M. W. (1970): Bottom boundary shear stresses on a model beach, Proc. 12th ICCE, pp. 269-288.
- 80) Tunstall, E. B. and Inman, D. L. (1975): Vortex generation by oscillatory flow over rippled surfaces, Jour. Geophys. Res., Vol. 80, No. 24, pp. 3475-3484.
- 81) 宇多高明, 日野幹雄 (1975): 波状曲面上の層流振動流れの理論, 土木学会論文報告集, 第237号, pp. 27-36.
- 82) Vincent, G. E. (1958): Contribution to the study of sediment transport on a horizontal bed due to wave action, Proc. 6th ICCE, pp. 326-355.
- 84) Vincent, G. E. and Ruellan, F. (1957): Mouvements solides provoqués par la houle sur un fond horizontal, La Houille Blanche, No. B, pp. 693-706.
- 85) 渡辺 晃, 利穂吉彦, 堀川清司 (1979): 二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第26回海講論文集 (印刷中).
- 86) Yalin, M. S. (1978): On the formation of ripple due to waves, Abstract of 16th ICCE, Paper No. 107.
- 87) 山口清一, 沢本正樹 (1978): 波によって生じた砂礫上の浮遊砂濃度の算定法, 第33回年講講演集, 2, pp. 816-817.
- 88) 安川 浩, 田川昌宏 (1972): 管内自由振動流の減衰性に関する研究, 土木学会論文報告集, 第208号, pp. 33-41.

注: ICCE = International Conference on Coastal Engineering

海 講 = 海岸工学講演会

年 講 = 土木学会年次学術講演会